Г. Н. СМИРЕНКИН

68

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ. ВОСПОМИНАНИЯ





ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ «РОСАТОМ» АО «Государственный научный центр Российской Федерации — ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени А. И. Лейпунского»

Г. Н. СМИРЕНКИН избранные труды

воспоминания

Обнинск 2019

Г. Н. Смиренкин. Избранные труды. Воспоминания / АО «ГНЦ РФ – ФЭИ»; Отв. ред. А. В. Игнатюк. — Обнинск, 2019. — 526 с.

Книга посвящена выдающемуся ученому ГНЦ РФ-ФЭИ профессору Георгию Николаевичу Смиренкину.

В книге представлены основные труды Г. Н. Смиренкина по физике деления ядер. В его ранних работах по измерению сечений деления и множественности нейтронов деления получены ключевые данные для разработок первых исследовательских реакторов на быстрых нейтронах. Измерения делимости актинидов в около-пороговой области явились основой экспериментального обоснования модели двугорбого барьера деления. В масштабных исследованиях деления доактинидных ядер легкими заряженными частицами было изучено влияние на свойства высоковозбужденных ядер оболочечных, сверхтекучих и коллективных эффектов. Было обнаружено низкоэнергетическое ассиметричное деления доактинидных ядер и показана его связь с бимодальной долинной структурой барьеров деления ядер.

Для научных работников, аспирантов и студентов, специализирующихся в ядерной физике.

Составитель и отв. редактор А. В. Игнатюк

ISBN 978-5-907108-17-2

 \bigcirc AO «ГНЦ РФ – ФЭИ», 2019

Предисловие

Георгий Николаевич Смиренкин родился 8 декабря 1929 г. в Москве. Его школьные годы пришлись на военное время. В 1941 г. он закончил четвёртый класс, за пятый класс сдал экзамены экстерном и только в 1943 г. продолжил обучение в нормальной школе. Окончил школу в 1947 г. с золотой медалью и без экзаменов поступил на физический факультет МГУ, который окончил в 1952 г.

На работу в Лабораторию «В» (первоначальное название Физико-энергетического института) был принят в январе 1953 г. Кандидатскую диссертацию защитил в 1958 г., докторскую — в 1973 г. Назначен по конкурсу начальником лаборатории № 6 в 1964 г., ученое звание профессора присвоено в 1973 г. и в 1994 г. — звание Заслуженный деятель науки и техники РФ. Ушел из жизни 18 октября 1994 г. после продолжительной, тяжелой болезни.

Стиль работы Георгия Николаевича с самого начала его научной деятельности был унаследован от его любимых и уважаемых учителей — А.И. Лейпунского и И.И. Бондаренко. Их главным принципом всегда было желание совместить глубокое проникновение в физическую природу исследуемых явлений с практическим применением полученных результатов для решения важнейших технических задач, в частности основной задачи ФЭИ разработки реакторов на быстрых нейтронах.

Жизнь в физике деления для ГН, как его обычно назвало большинство коллег, началась с измерений (v) — среднего числа быстрых нейтронов на акт деления. Для тепловых нейтронов значения (v) уже были неплохо измерены для основных делящихся ядер, но зависимость числа нейтронов от энергии возбуждения ядер предсказывалась с большой неопределенностью. Для быстрых реакторов такая зависимость имеет первостепенное значение, ее исследования были одной из главных задач Лаборатории № 6, которую до 1963 г. возглавлял И.И. Бондаренко. Первые измерения этой зависимости, выполненные в 1955—1957 гг. представлены в отчетах ФЭИ, имевших ограниченное распространение. Основные результаты этих измерений были опубликованы в 1958 г. в кратком виде в журнале «Атомная энергия» и в более полном объеме в докладе И.И. Бондаренко на второй Женевской конференции (наст. сборник с. 7 и с. 11). Дальнейшие исследования множественности нейтронов деления продолжались более двух десятилетий, и в них было накоплено значительное количество данных, крайне важных для надежного проектирования быстрых реакторов.

Второй по значимости характеристикой делящихся ядер являются сечения деления, измерения которых для ключевых нуклидов уран-плутониевого топливного цикла проводились интенсивно группой ГН в середине 50-х годов. Для важнейших делящихся нуклидов ²³³U, ²³⁵U, ²³⁹Pu и ²⁴⁰Pu были измерены как

интегральные сечения, так и угловые распределения продуктов деления в диапазоне энергий нейтронов до 2,5 МэВ (н. сб., с. 82—99). Впоследствии эти данные использовались в качестве базовых для отечественной системы групповых констант БНАБ (Бондаренко—Николаев—Абагян—Базазянц), разработанной для практических расчетов быстрых реакторов.

В 50-х годах все ведущие научные сотрудники лаб. № 6 принимали непосредственное участие в работах по пуску и исследованию характеристик реакторов на быстрых нейтронах БР-2, БР-5, по экспериментальной верификации расчетов этих реакторов.

При анализе полученных данных ГН всегда стремился глубже понять физическую природу наблюдаемых характеристик процесса деления. В середине 50-х годов О. Бором была предложена концепция каналов деления как переходных состояний над барьером деления, аналогичных низколежащим возбужденным состояниям ядер. Физики ФЭИ одними из первых осознали важность этой концепции для объяснения наблюдаемых вариаций множественности числа нейтронов, а также кинетических энергий и угловых распределений продуктов деления. Был выполнен большой объем экспериментальных исследований этих вариаций, только малая часть которых помещена в настоящем сборнике.

Теоретический анализ накопленной экспериментальной информации, подтвердив некоторые качественные предсказания модели каналов, в то же время показал существенные противоречия наблюдаемых вариаций анизотропии деления в околопороговой области с представлениями классической одногорбой модели барьера (н. сб., с. 113). Противоречия удалось устранить только на основе модели двугорбого барьера деления, предложенной В. М. Струтинским в 1967 г. Эта модель в последующие годы оказалась чрезвычайно плодотворной для физики деления, и в ее обоснование и развитие работы Г. Н. Смиренкина внесли огромнейший вклад.

В 1964—1967 гг. ГН инициировал работы по изучению фотоделения ядер на тормозном спектре микротрона Института физических проблем РАН (Москва). Для регистрации событий деления в условиях интенсивного фона гамма-квантов было предложено использовать трековые детекторы из стекла и слюды. Достоинства фотоделения для изучения каналовых эффектов очевидны ввиду малых значений вносимых в ядро угловых моментов, но именно методика трековых детекторов сыграла определяющую роль в успехах проведенных исследований. Анализ сечений и угловых распределений фотоделения четно-четных ядер ²³²Th, ²³⁸U и ²⁴⁰Pu уверенно поддержал теорию двугорбого барьера деления. Были обнаружены глубокие подбарьерные аномалии сечений фотоделения, объяснение которых возможно только в рамках этой теории. Детальное рассмотрение всех полученных результатов содержится в обзоре, опубликованном в УФН (н. сб., с. 235).

Результаты одного из этапов исследования фотоделения были зарегистрированы как научное открытие СССР № 269 «Закономерности подбарьерного деления четно-четных ядер», совершенное коллективом авторов: Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов, Л. Н. Усачев (ФЭИ) и С. П. Капица, Ю. М. Ципенюк (ИФП АН СССР).

В семидесятые годы ГН организовал широкомасштабную программу измерения сечений деления трансурановых ядер, важных для задач трансмутации радиотоксичных отходов ядерной энергетики в быстрых реакторах. Измерения были выполнены для 18 нуклидов, включая высокорадиоактивные изотопы америция и калифорния. Эти данные позднее были подтверждены многими зарубежными работами, и они используются с высоким приоритетом в современных библиотеках рекомендованных ядерных данных и в настоящее время.

Огромный экспериментальный материал по сечениям деления актинидов был использован ГН для построения согласованной систематики параметров двугорбого барьера и делимости актинидов, более надежной, чем предыдущие эмпирические систематики делимости ядер (н. сб., с. 146). Такая систематика позволяет предсказывать характеристики деления многих нейтронно-дефицитных ядер, экспериментальное изучение которых невозможно из-за короткого времени жизни.

В начале семидесятых годов ГН инициировал также масштабные исследования сечений деления доактинидных нуклидов легкими заряженными частицами, которые проводились совместно с группой В. Н. Околовича на изохронном циклотроне ИЯИ АН КазССР в Алма-Ате. Они были направлены на более корректное определение барьеров деления и моментов инерции переходных конфигураций делящихся ядер, а также изучение оболочечных и сверхтекучих эффектов в таких переходных состояниях. Проведены измерения сечений деления и угловых распределений фрагментов деления более чем 30 изотопов в реакциях, индуцируемых протонами, дейтронами, альфа-частицами и ионами He-3.

Анализ полученных данных продемонстрировал важность оболочечных эффектов для описания вероятности деления околомагических ядер. Оболочечные «падения» параметра плотности уровней были хорошо известны и раньше, но впервые было показано, что для последовательного описания свойств возбужденных нуклидов очень важно учитывать энергетическую зависимость параметров плотности уровней, в частности исчезновение «падений» при высоких энергиях возбуждения. Для учета этого было предложено феноменологическое описание параметра плотности уровня, связывающее его энергетические вариации с величиной оболочечных поправок к энергиям связи ядер. Было также показано, что для согласованного анализа всей совокупности данных о делимости доактинидных ядер очень важным является учет ротационного увеличения плотности уровней деформированных ядер и эффектов сверхтекучести ядер при энергиях возбуждения меньше 10–12 МэВ. Основные результаты проведенных исследований обобщены в обзоре ЭЧАЯ 1977 г. (н. сб., с. 298).

В восьмидесятые годы интерес ГН и его алма-атинских коллег сместился к массо-энергетическим распределениям деления доактинидных ядер. Было об-

наружено, что при низких энергиях возбуждения ядер в окрестности свинца, наряду с хорошо известным симметричным способом деления, всегда присутствует компонента ассиметричного «холодного» деления, соответствующая компактным конфигурациям осколков в точке разрыва. Такая асимметричная составляющая быстро уменьшается с понижением заряда и массы делящегося ядра и практически исчезает при А ≈ 200. Показано, что асимметричное деление в свинцовой области является прямым следствием бимодальной долинной структуры барьеров деления ядер в широком диапазоне массовых чисел от изотопов талия до изотопов фермия. Детальное обсуждение полученных результатов представлено в обзоре ЭЧАЯ 1988 г. (н. сб., с. 377).

В начале девяностых годов исследования доактинидных ядер сместилось к реакциям, индуцированным тяжелыми ионами. Основной целью было изучение асимметричного деления ядер в области массовых чисел A < 200 и его связи с компактным симметричным делением изотопов фермия. Полученные результаты представлены в последней главе сборника. К сожалению, тяжелая болезнь оборвала участие ГН в последующих работах.

В течение почти тридцати лет ГН был бесспорным лидером исследований деления ядер в ФЭИ и движущей силой многих инициатив и разработок в этой важной области ядерной физики в Советском Союзе. Список его научных работ включает более 350 наименований, написанных в сотрудничестве с сотней соавторов более чем дюжины учреждений. Он был притягательным центром влияния и вдохновения для многих людей, впечатленных не только его энциклопедическими знаниями ядерной физики, но и его блестящей, теплой, открытой личностью.

Наша теперешняя свобода контактов и путешествий пришла к ГН слишком поздно. У него не нашлось возможности посетить международные научные мероприятия за пределами Советского Союза. Но его работы достаточно хорошо известны мировому сообществу физиков-ядерщиков, они докладывались его учениками и коллегами на многих международных конференциях.

За время жизни Г. Н. Смиренкина физика деления ядер получила беспрецедентное развитие как по объему накопленной экспериментальной информации, так и по ее теоретическому осмысливанию. Его вклад в это развитие, равно как в обеспечение практической ядерной энергетики прецизионными ядерными данными, огромен.

А. В. Игнатюк

ИЗМЕРЕНИЯ МНОЖЕСТВЕННОСТИ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Среднее число мгновенных нейтронов при делении U²³³, U²³⁵, Pu²³⁹ нейтронами с энергией 4 и 15 МэВ

Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко, Л. С. Куцаева, Х. Д. Мищенко, Л. И. Прохорова, Б. П. Шеметенко

Знание зависимости \overline{v} от энергии нейтронов *E*, вызывающих деление, представляет интерес с точки зрения исследования процесса деления, а также имеет практическое значение для расчета реакторов на быстрых нейтронах.

В последнее время опубликован ряд работ [1—6], посвященных изучению этого вопроса. Зависимость $\overline{v}(E)$ была рассчитана в 1953 г. Усачевым и Трубицыным [3], а также Фаулером (см. [1]) на основе предположения о независимости кинетической энергии осколков деления от энергии нейтронов, производящих деление.

Результаты этих расчетов согласуются между собой и свидетельствуют о том, что с увеличением энергии нейтронов E должен наблюдаться рост \overline{v} по линейному закону

$$\overline{\mathbf{v}}(E) = \overline{\mathbf{v}}_T + aE$$
,

где \overline{v}_T — среднее число нейтронов, испускаемых при делении тепловыми нейтронами. Коэффициент *a*, определяющий приращение \overline{v} при увеличении энергии нейтронов на 1 МэВ, по данным расчетов работы [1] для U²³⁵ составляет 0,125 МэВ⁻¹ (*T*=1,4 МэВ), по данным работы [3] — 0,145 МэВ⁻¹ (*T*=1 МэВ). Это отличие обусловлено в основном разницей температур возбужденных осколков *T*, принимавшихся авторами.

Зависимость $\overline{v}(E)$ изучалась также экспериментально. В работах [1], [4] \overline{v} для спонтанного деления Pu²⁴⁰ сравнивалось с \overline{v} для деления Pu²³⁹ тепловыми нейтронами. В опытах с нейтронами с энергиями E = 0,7 и 1 МэВ для U²³⁵ [1], [2] и с нейтронами спектра деления для U²³³, U²³⁵, Pu²³⁹ [5], [6] измерялась величина $\overline{v}(E)/\overline{v}_T$. Результаты этих экспериментов подтверждают ожидаемое возрастание \overline{v} с увеличением энергии нейтронов.

Атомная энергия, 1958, том 4, вып. 2, с. 188—190. (Работа выполнена в 1955—1956 гг.)

В настоящей работе измерялось отношение $\overline{v}/\overline{v}_T$ при делении U²³³, U²³⁵ и Pu²³⁹ нейтронами с энергиями 4 и 15 МэВ. Для получения нейтронов с энергией 4,0±0,3 МэВ использовалась реакция D(*d*, *n*)He³, для получения нейтронов с энергией 15,0±0,5 МэВ — реакция T(*d*, *n*)He⁴. Для получения тепловых нейтронов вплотную к мишени ставился парафиновый блок.

Измерения производились с помощью двойной ионизационной камеры деления, помещавшейся непосредственно в поток нейтронов. Первичные нейтроны производили деления в обеих половинах камеры. Вторичный нейтрон, возникший при делении в одной из половин камеры, мог произвести деление в другой половине камеры. Такие случаи регистрировались схемой совпадений. Число совпадений пропорционально \overline{v} . Из измерений числа совпадений на одно деление в камере на быстрых и тепловых нейтронах определялось отношение $\overline{v}/\overline{v}_{T}$.

Для увеличения эффективности регистрации вторичных нейтронов расстояние между слоями делящегося вещества было уменьшено тем, что они наносились на обе стороны тонкой платиновой фольги толщиной ~30 мк. Максимальное сближение слоев делящегося вещества и значительная толщина их (~2 мг/см²) позволили с таким простым экспериментальным устройством, как двойная камера деления, обеспечить эффективность регистрации вторичных нейтронов ~5·10⁻⁵ и дали возможность применить схему совпадений с разрешающим временем ~2·10⁻⁷ сек.

Для создания необходимой интенсивности делений в камере (~300 сек⁻¹) приходилось на каждую сторону фольги наносить значительные количества делящихся веществ (50 мг U²³⁵, 35 мг U²³³, 20 мг Pu²³⁹). Уменьшением длительности импульса путем добавления 5—10 % CO₂ к аргону, применением пониженного давления рабочего газа в камере (50—200 мм рт. ст.) и подбором наиболее благоприятной геометрии электродов удалось, несмотря на значительную толщину слоев и их высокую α-активность, получить удовлетворительные счетные характеристики для всех исследовавшихся веществ.

При разрешающем времени схемы совпадений, равном 2·10⁻⁷ сек, и интенсивности делений в камере, равной 300 сек⁻¹, счет совпадений составлял 3—5 мин⁻¹. Фон случайных совпадений не превышал 30—40 % от регистрируемого числа совпадений. Случайные совпадения исключались с помощью линии задержки. В процессе измерений для каждого из исследовавшихся веществ набиралось по 5—8 тысяч совпадений на быстрых и тепловых нейтронах.

В величины $\overline{v}/\overline{v}_{_T}$, полученные в опыте, были внесены поправки:

1) на различие в эффективности регистрации вторичных нейтронов в измерениях с быстрыми и тепловыми нейтронами, возникающее вследствие асимметрии углового распределения осколок — быстрый падающий нейтрон [7], [8] и зависимости спектра нейтронов деления [9], [10] от энергии возбуждения делящегося ядра; на присутствие в потоке быстрых нейтронов, нейтронов, неупруго рассеянных стенками ионизационной камеры, на наличие фона надкадмиевых нейтронов в помещении, а также на присутствие в потоке тепловых нейтронов быстрых нейтронов, прошедших сквозь парафиновый блок;

3) на примесь U²³⁸ в использовавшихся слоях урана.

В таблице приведены окончательные результаты измерений $\overline{v}(E)/\overline{v}_{T}$ с учетом рассмотренных поправок, данные по \overline{v}_{T} , [11] и вычисленные по ним

значения
$$\overline{\nu}(E)$$
 и $\frac{\Delta \overline{\nu}}{\Delta E} = \frac{\overline{\nu}(E) - \overline{\nu}_T}{E}$.

Величины $\Delta \overline{v} / \Delta E$ свидетельствуют о том, что линейная зависимость $\overline{v}(E)$, предсказанная в работах [1], [3], выполняется в пределах ошибок опыта вплоть до E = 15 МэВ, несмотря на то, что при этой энергии идет реакция (n, n'f) с испарением нейтрона из возбужденного составного ядра до его деления. Этот факт объясняется тем, что увеличение \overline{v} за счет вылета неупруго рассеянного нейтрона компенсируется уменьшением возбуждения остаточного ядра, а также тем, что \overline{v} для соседних изотопов отличается незначительно [12].

Величина $a = \Delta \overline{v} / \Delta E$ для U²³⁵ несколько больше, чем для U²³³ и Pu²³⁹. Это обусловлено, по-видимому, тем, что при делении U²³⁶ средняя энергия связи последнего нейтрона в осколках меньше, а спектр нейтронов деления мягче [9].

Делящийся изотоп	$\overline{\mathbf{v}}_{T}$	Е, МэВ	$\overline{\mathbf{v}}(E)/\overline{\mathbf{v}}_{T}$	$\overline{\mathbf{v}}(E)$	$\Delta \overline{ u} / \Delta E$
U ²³³	2,55±0,06	4 15	1,20±0,04 1,73±0,06	3,06±0,12 4,42±0,17	0,127±0,025 0,124±0,011
U ²³⁵	2,47±0,05	4 15	1,22±0,04 1,82±0,07	3,01±0,12 4,51±0,19	0,136±0,025 0,135±0,012
Pu ²³⁹	2,91±0,06	4 15	1,18±0,03 1,62±0,06	3,43±0,11 4,71±0,20	0,131±0,022 0,121±0,013

Результаты измерений $\overline{\nu}(E)$ и $\Delta \overline{\nu} / \Delta E$

Авторы выражают глубокую благодарность действительному члену АН УССР А. И. Лейпунскому и О. Д. Казачковскому за внимание и постоянный интерес к работе, А. Н. Сербинову, В. А. Романову и всей группе обслуживающего персонала нейтронного генератора за помощь при проведении измерений и четкую работу установки.

Литература

- 1. *R.B. Leachman.* Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva, 1955, U.N., N.Y., 1956, v. 2, p. 193.
- 2. R.B. Leachman. Phys. Rev. 101, 1005 (1956).
- 3. Л.Н. Усачев, В.П. Трубицын. Отчет АН СССР, 1953 г.

- В.И. Калашникова, В.П. Захарова, А.В. Краснушкин, В.П. Лебедев, М.И. Певзнер. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания отд. физ.-матем. наук). Изд. АН СССР, Москва, 1955, стр. 161.
- 5. В.И. Калашникова, В.П. Лебедев, П.Е. Спивак. Атомная энергия II, 18 (1957).
- 6. J.M. Auclair, H.H. Landon, M. Jacob. Physica 22, 1187 (1956).
- 7. J.E. Brolley, W.C. Dickinson, R.L. Henkel. Phys. Rev. 99, 159 (1957).
- 8. R.L. Henkel, J.E. Brolley. Bull. Am. Phys. Soc., ser. II, 2, 308 (1957).
- 9. В.П. Ковалев, В.Н. Андреев, М.И. Николаев, А.Г. Гусейнов. ЖЭТФ 33, 1069 (1957).
- 10. J.A. Grundl, J.R. Neuer. Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, 1, 95 (1956).
- 11. J.A. Harvey, J.E. Sanders. Progress in Nuclear Energy, ser. I, 1, 1, London, Pergamon Press, 1956.
- 12. Б.Д. Кузьминов, Г.Н. Смиренкин. ЖЭТФ 34, 503 (1958).

Поступило в редакцию 8 VII 1957 г.

Average Number and Spectrum of Prompt Neutrons in Fast-Neutron-Induced Fission

I. I. Bondarenko, B. D. Kuzminov, L. S. Kutsayeva, L. I. Prokhorova, G. N. Smirenkin

Studies of the properties of neutrons emitted in nuclear fission are of interest not only for a better understanding of the physics of fission processes but also for clarifying the part which the fission neutrons play in a nuclear chain reaction.

In designing and making the calculations for nuclear reactors, the average number of prompt fission neutrons \overline{v} and their energy distribution N(E) are of greatest importance, and in connection with the possibility of nuclear breeding in fast neutron reactors, these quantities are of considerable importance for fast-neutron-induced fission.

$\overline{\nu}\,$ in fast-neutron-induced fission of U^{238}

The knowledge of the value of \overline{v} for U^{238} is of practical importance for designing reactors in which the contribution of U^{238} fission plays a notable role in the total number of fissions. The use of U^{238} in fast neutron reactors for reproduction of nuclear fuel is most promising. Thus in the cycle $Pu^{239} \rightarrow U^{238}$ its contribution to the breeding ratio is as high as 30 %. In designing reactors the value $\overline{v} = 2.5$ has been used for a long time. A value [1] of $\overline{v} = 2.65 \pm 0.09$ for fission of U^{238} induced by 1.5-MeV neutrons has recently been published. This value of \overline{v} is not characteristic of U^{238} fission in reactors since the average neutron energy inducing the fission of U^{238} amounts to approx. 3 MeV in any type of reactor. Measurements were made of \overline{v} for fission of U^{238} in a neutron beam from the BR-2 reactor core [2]. The spectrum of these neutrons, shown in Fig. 1, is similar in its hard part to the fission neutron spectrum.

A fission chamber with the isotope under investigation (Fig. 2) was placed in the path of the neutron beam. The secondary neutrons were registered by another fission chamber which was placed outside the neutron beam. Detection of secondary neutrons was made by both chambers, by the chamber containing U^{238} and by the chamber containing U^{235} . Calibration was made with respect to the fission of U^{238} induced by thermal neutrons. In addition, for measurements of $\bar{\nu}$ for U^{238} a special method was used with which the secondary neutrons were registered by counters filled with BF₃, the counters being within a paraffin block and outside the neutron beam. This method was also used for measurements with monochromatic neutrons whose source was the D—D reaction. The target was surrounded by a water shield with a channel. This experimental device is shown schematically in Fig. 3.

Proceedings of the Second United Nations Internaitional Conference on the Peaceful Uses of Atomi Energy. Held in Geneva 1—15 September 1958. V. 15: Physics in Nuclea Energy. Geneva, United Nations Publ., 1958. P/2187. P. 353—360.



Figure 1. Neutron spectrum in a beam withdrawn from the BR-2 reactor core (\bullet , method of transmission through hydrogenous media; \circ , recoil protons in photoemulsions)



Figure 2. Diagram of the experimental device (1, reactor shield; 2, experimental channel; 3, collimator; 4, paraffin shield; 5, fission chamber with isotope under investigation; 6, laminated fission chamber registering secondary neutrons; 7, boron carbide shield)



Figure 3. Diagram of the experimental device (1, target; 2, water shield; 3, channel; 4, cadmium jacket; 5, fission chamber; 6, counters with BF₃; 7, paraffin; 8, boron carbide shield)



To trace a possible neutron energy distortion in the beam a nuclear photoplate was placed in the chamber instead of a foil with a fissile isotope. In Fig. 4 a recoil proton spectrum is shown. Only those traces on the developed plate were chosen whose deflection from the incident neutron beam was not more than 10 degrees.

I able 1					
E_n , MeV	$\overline{\nu}$	Ref.	E_n, MeV	$\overline{\nu}$	Ref.
·	U ²³³			U ²³⁵	,
Thermal	2.52±0.03	9	14.8	4.70±0.50	18
0.08	2.58 ± 0.06	7	15.0	4.51±0.18	17
1.8	2.71±0.04	10		U ²³⁸	
4.0	3.06±0.12	17	1.5	2.65 ± 0.07	1
15.0	4.42±0.17	17	3.1	2.86±0.10	13
	U ²³⁵	·	4.0	3.11±0.10	17
Thermal	2.47±0.03	9	14.2	4.45±0.20	16
0.08	2.47±0.03	7	14.1	4.45±0.35	15
0.7	2.52 ± 0.06	4	14.1	4.5±0.32	14
1.0	2.84±0.35	4		Pu ²³⁹	
1.20	2.60±0.05	13	Thermal	2.92 ± 0.04	
1.25	2.65±0.09	1	0.08	3.05 ± 0.08	
1.8	$2.74{\pm}0.05$	10	1.75	3.14±0.09	12
2.0	2.80±0.15	11	1.8	3.21±0.06	10
4.0	3.01±0.12	17	2.1	3.21±0.12	11
4.8	3.20±0.08	1	4.0	3.43±0.11	17
14.1	4.13±0.24	14	15.0	4.71±0.20	17

All data on \overline{v} for U²³⁸ are given in Table 1.

Dependence of \overline{v} on neutron energy E_n inducing fission

The dependence of \overline{v} on E_n has been discussed in several theoretical and experimental works. Assuming that the fission fragment kinetic energy does not depend on the energy of neutrons inducing fission, Leachman [3] and Usachev and Trubitsyn [4] have demonstrated that \overline{v} is expected to increase according to a linear law with increasing energy E_n of the incident neutrons,

$$\mathbf{v}(E_n) = \overline{\mathbf{v}}_T + E_n a \,, \tag{1}$$

where \overline{v}_T is the average number of neutrons for thermal-neutron-induced fission and α is a parameter slightly dependent on the neutron energy inducing fission. If these calculations are in satisfactory agreement with each other, *a* for $U^{235} = 0.115 - 0.145 \text{ MeV}^{-1}$ depending on the assumed value of average kinetic energy being carried away by a neutron.

For the first time, this has been confirmed by experiment — by a comparison between \overline{v}_{240} (*s*, *f*) for Pu²⁴⁰ spontaneous fission and \overline{v}_{239} (*n*, *f*) for thermal-neutron-induced fission of Pu²³⁹. The following ratio has been derived by Kalashnikova et al. [5]

$$\overline{v}_{239}(n,f)/\overline{v}_{240}(s,f) = 1.33 \pm 0.03$$
.

Leachman [3] refers to the measurements of $\overline{\nu}$ for Pu²⁴⁰ spontaneous fission obtained by Diven et al. [6] and which are in satisfactory agreement with those obtained by Kalashnikova. A similar picture can be seen if we compare the data on $\overline{\nu}$ for Pu²⁴² spontaneous fission [7, 8] with the data on $\overline{\nu}$ for Pu²⁴¹ fission by thermal neutrons [5, 9]. $\overline{\nu}$ values for U²³⁵ fission by 0.7-MeV neutrons ($\overline{\nu}/\overline{\nu}_T = 1.02 \pm 0.02$) and by 1.0-MeV neutrons ($\overline{\nu}/\overline{\nu}_T = 1.15 \pm 0.14$) are also quoted in Ref. 3. However, the errors of these measurements make it impossible so far to judge how $\overline{\nu}$ increases with increasing energy E_n .

The anticipated increase of \overline{v} was convincingly proved by Kalashnikova. Lebedev and Spivak [10], who established that in fission of U²³³, U²³⁵ and Pu²³⁹ by fission spectrum neutrons the values of \overline{v} are 10 % greater than \overline{v}_T values for these elements. In experiments with the fission spectrum neutrons the measurements of the value of 2.80±0.15 for $\overline{\nu}$ for U²³⁵and of 3.12±0.15 for $\overline{\nu}$ for Pu²³⁹ were made by And revev [11]. A value of 1.065 \pm 0.025 for $\overline{\nu}/\overline{\nu}_T$ for Pu²³⁹ was also determined by Auclair et al [12]. Another value of $\overline{\nu}/\overline{\nu}_T = 1.05 \pm 0.01$ for U²³⁵ was also obtained in measurements of neutrons whose spectrum is shown in Fig. 1 [13], Flerov and Talyzin have measured $\bar{\nu}$ for fission of U²³⁵ and U²³⁸ by 14.1-MeV neutrons, by directing the virgin neutrons through thin and small spheres in a fissile material [14]. Flerov and Tamanov have also used another method [15] to measure \overline{v} for U²³⁸ — by registering double coincidences of BF₃ counters in water which detected fission neutrons. The same value was obtained by Vendries et al. [16], who used the method of coincidence of pulses from a fission chamber with BF₃ counters in paraffin. The $\overline{v}/\overline{v}_T$ ratio for fission of U²³³, U²³⁵ and Pu²³⁹ induced by 4- to 15-MeV monochromatic neutrons was measured in Ref. 17 by means of a double ionization fission chamber placed within the neutron flux from a cascade generator. Similar measurements of \overline{v} for fission of U²³⁵ by 14.8-MeV neutrons were made by Protopopov and Blinov [18]. Diven et al. [6] measured \overline{v} and the distribution of emission probabilities of a given number of neutrons P(v) emitted in fission of U^{235} induced by 1.25- and 4.8-MeV neutrons.

The results of experimental measurements of v showing the dependence of \overline{v} on E_n are summarized in Table 1.

The results of investigations of neutrons with a continuous energy spectrum and monochromatic neutrons carried out by several authors are in satisfactory agreement with each other and confirm the increase in \overline{v} with increasing energy E_n predicted by calculation.

During neutron emission the excited nucleus loses energy equal to its binding energy E_b and kinetic energy. According to the evaporation model of particles from excited nuclei the average kinetic energy of emitted neutrons is equal to 2T (T is the temperature of the excited fragments). An increase in the fragment excitation energy is consumed not only in increasing the number of fission neutrons but also in hardening their spectrum. Besides, the average binding energy also increases with increasing number of neutrons emitted by the fragments. These factors bring about a certain decrease in the rate of the \overline{v} increase with increasing energy of neutrons which induce fission. An increase in \overline{v} can be calculated from the following formula:

$$\frac{d\overline{\mathbf{v}}}{dE} = \frac{1}{E_b + 2T} f(\mathbf{v}),\tag{2}$$

where f(v) takes account of the influence of these effects. f(v) is slightly dependent on the excitation energy and in the $2.5 \le \overline{v} \le 3.5$ interval it can be assumed approximately equal to 0.9. The data on \overline{v} from Table 1 as well as those referred to by Terrell [1] are shown in Fig. 5. The dependence of \overline{v} on E_n calculated from formula (2) is shown by the continuous line. The binding energy E_b and temperature T were taken in accordance with considerations set forth in later sections.

The dependence of \overline{v} on E_n above the threshold of the (n, n f) reaction is extended by the broken line, since in this energy region, besides the (n, f) reaction, the (n, n f) reaction with the preliminary neutron evaporation before the nuclear fission takes place, as well as the (n, 2n f) reaction, provided $E_n = 14$ —15 MeV. In this neutron energy range the fission of several compound nuclei should be consid-



ered. Since \overline{v} for the adjacent fissile isotopes differs slightly and the energies carried away by neutrons (during their boil-off from the excited compound nucleus and fragments) are almost the same, no noticeable variation in the dependence of \overline{v} on E_n is to be expected. These considerations are confirmed by the satisfactory agreement of extrapolation of the results of calculations in the high-energy range E_n with the data on \overline{v} for fission induced by 14- to 15-MeV neutrons. Both the calculational and experimental data can be defined satisfactorily by a linear relationship, the difference in the slope being accounted for by the difference in values of E_b and to a lesser extent of T.

Figure 5. Dependence of the average number of prompt fission neutrons \overline{v} on bombarding neutron energy E_n for U²³³, U²³⁵, U²³⁸ and Pu²³⁹

Prompt neutron fission spectrum at different nuclear excitation energies

A theoretical interpretation can be given to the fission neutron energy spectrum from the experiment with the neutron evaporation model (from the excited fragments). According to this model the neutron spectrum in the fragment system may be expressed as follows:

$$N(\varepsilon) = \sigma_c(\varepsilon) e^{-\varepsilon/T} \varepsilon d\varepsilon, \qquad (3)$$

where $\sigma_c(\varepsilon)$ is the cross section of formation of a fragment of a compound nucleus and *T* is the fragment temperature.

To give a detailed description of the prompt fission neutron energy spectrum it is necessary to take account of the excitation energy distribution among the fragments, the distribution of fragments according to their mass and velocity, the possible fission neutron anisotropy in the fragment system, the sequence of neutron emission, the dependence of nuclear-fragment level density on excitation energy as well as of some other factors. The calculation of the fission neutron spectrum is made difficult by the lack of data on several features of fission processes discussed above, as well as by the extensive computations necessary.

A switchover to the neutron spectrum in the laboratory system of coordinates has been made by several authors [19—21] on the following simplified assumptions:

- 1. The angular distribution of neutrons in the fragment system was assumed isotopic.
- 2. Investigation was made of the emission of a single neutron from a single fragment with a certain effective temperature.
- 3. Two cases were analyzed: $\sigma_c(\varepsilon) = \text{const} \text{ and } \sigma_c(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-1/2}$.

In the latter case the neutron spectrum is specified by the following relation:

$$N(\varepsilon) = \frac{1}{(\pi T \omega)^{1/2}} e^{-\omega/T} e^{-E/T} \sinh \frac{2(E\omega)^{1/2}}{T}, \qquad (4)$$

which, with T = 1 and the kinetic energy of a fragment per nucleon $\omega = 0.5$, may be expressed by the Watt semiempirical formula [19].

Assuming that σ_c is independent of energy and taking into account the emission of a second neutron fragment, Fraser [22] has obtained good agreement with experiment. It has been noted by Kovalev and Stavinsky [23] that in describing the fission neutron spectrum one should use σ_c for an excited compound nucleus, which is approximately proportional to when the energy value is below ~1 MeV, and is constant above 1 MeV.

Generally speaking, the initial formula (3) is an approximation and is obtained by expanding in series a more precise relation for the level densities [24]. Though it is legitimate for energy regions of neutrons far from the maximum excitation energy, the parameter T characterizing the exponentially sloping part of the neutron spectrum is not fully equivalent to the statistical conception of temperature. However, good agreement of a combination of experimental data with the spectrum shape specified by formula (4) would appear to prove the usefulness of considering a certain characteristic temperature T obtained by averaging over temperatures of fission fragments by a rather complicated procedure. In future, the same dependence on A and on excitation energy E_x will be attributed to parameter T as is attributed to the temperature.

Expression (4) shows that with the assumption that the kinetic energy is independent of E_n , a variation in the nuclear excitation energy will affect only the fragment temperature. A study of the dependence of the prompt fission neutron spectrum on the bombarding neutron energy E_n can therefore be reduced to a study of the dependence of temperature T on E_n , at least within the limits of a simplified model of isotropic emission from heated nuclei. In comparing the fission neutron spectra of different nuclei it is necessary also to take account of the difference in the kinetic energy of the fission fragments.

Calculations have been made by Leachman [3] and by Bat and Kudrin [25] of the prompt neutron spectra emitted in U^{235} fission induced by thermal and fast neutrons. In his calculations Leachman used a model of successive neutron evaporation. The energy distribution in the fragment system has been calculated with due account of the probability distribution of the fragment excitation energy. However, in the wide range of excitation energy the fragment temperature was assumed constant. Calculations of the prompt neutron spectra emitted in U^{235} fission by thermal and 3-MeV neutrons presented graphically do not permit us to arrive at any conclusion about the regularities under consideration. Calculations made by Leachman for the prompt neutron spectrum emitted in the spontaneous fission of Cf²⁵² (Ref. 25a) are not in agreement with experiments carried out by Hjalmar et al. [26] and Smith et al. [27].

Bat and Kudrin did not take account of the successive neutron emission and the fragment excitation energy distribution. Their approach is essentially equivalent to the assumptions which result in formula (4), with due account of the dependence of temperature T on the average fragment excitation energy. The dependence accepted by them,

$$T(E_n) = \left(T^2(0) + E_n/2x\right)^{1/2},$$
(5)

(*T*(0) is the temperature for U²³⁵ fission by thermal neutrons, x = 10 MeV is a constant characterizing the level density of the excited fragments) corresponds to the temperature of neutrons emitted first. This factor increases greatly the hardening of the spectrum with increasing excitation energy since an increase in the average energy of neutrons emitted first is in fact partly compensated by a decrease in their relative contribution to the total number of neutrons being emitted. According to formula (5) $dT/dE_n \approx 0.025$ for $T \approx 1$ MeV while the registration of successive neutron emission gives $dT/dE_n \approx 0.015$.

In this work a comparison is made of the hard part (more than 4 MeV) of the prompt neutron spectra emitted in Pu^{239} and U^{235} fissions by thermal and 4-MeV neutrons by measuring the activity of the threshold indicators $Mg^{24}(n, p)$, whose threshold is 4 MeV, and $Ag^{107}(n, 2n)$, whose threshold is 9.5 MeV. The threshold indicators consisting of foils were exposed inside the thin spheres made of U^{235} and

Pu²³⁹ which were placed alternately in the thermal neutron flux and in the 4-MeV neutron flux. The preliminary results of measurements show that when the excitation energy is increased by 4 MeV the temperature increases by 5 ± 3 %. Using the method of nuclear photoemulsions, a study was made by Zamyatnin et al. [28] and Bezrukov and Drozdov [29] of the high-energy part of a neutron spectrum emitted in fission of a number of nuclei by 14-MeV neutrons. Quantitative interpretation of these data is hampered by neutrons from the reactions (*n*, *nf*), (*n*, 2*nf*) and (*n*, 2*n*) in the spectrum under investigation.

The results of graphical analysis [28] enabling us to exclude the contribution of neutrons produced by reactions accompanying fission lead to the conclusion that the temperature difference characterizing the neutron energy distribution in fission of U^{233} , U^{235} and Pu^{239} by 14-MeV and thermal neutrons will be 10 to 20 %.

Extremely valuable information on the regularities of interest can be obtained from the analysis of the neutron spectra emitted in the fission of different nuclei. Using fission chambers with Np²³⁷, U²³⁸, Th²³² and activation detectors Ag¹⁰⁷(n, γ), P³¹(n, p), Al²⁷(n, p) and Pr¹⁴¹(n, 2n) Kovalev, Andreev, Nikolaev and Guseinov [30] have measured the temperatures T_3 and T_9 of U²³³ and Pu²³⁹ fission neutrons with respect to the temperature T_5 of U²³⁵ fission neutrons. Fission of isotopes was accomplished by thermal neutrons. The following values of the temperature ratios were obtained in this work:

$$T_3/T_5 = 1.04 \pm 0.01$$
 and $T_9/T_5 = 1.05 \pm 0.01$,

the latter being in agreement with data obtained in another paper [31].

Hjalmar et al. [26] and Smith et al. [27] made a comparison of full spectra emitted in fission of Cf^{252} and U^{235} by thermal neutrons. Smith has calculated that $T_{Cf}/T_5 = 1.11 \pm 0.05$.

These data enable us to state that there is a general tendency to a fission neutron temperature increase with increasing \overline{v} since almost always the excitation energy increases with increasing \overline{v} . Taking into account the dependence of binding energy and degenerate Fermi-gas temperature on *A* permits us to bring the experimental data considered to a satisfactory agreement with the value $dT/dE_x \approx 0.015$.

The experimental and calculational data are given in Table 2.

Figgila mualaug	Noutron anarow	Temperature ^a		
Tissue nucleus	Neutron energy	Experiment	Calculation	
U^{236}	Thermal	1.00	1.00	
	4 MeV	1.05 ± 0.03	1.06	
Pu ²⁴⁰	Thermal	1.05 ± 0.03	1.05	
	4 MeV	1.09 ± 0.04	1.11	
U ²³⁴	Thermal	1.04 ± 0.01	1.025	
Cf ²⁵²	Spont. fission	1.11±0.05	1.135	

Table 2

^a The characteristic temperature of the neutron spectrum emitted in U²³⁵ ssion by thermal neutrons is taken as the unit of temperature.

The ratio of characteristic temperatures of the spectra emitted in fission by 14-MeV and by thermal neutrons is estimated as ≈ 1.16 .

Systematics of average number of prompt fission neutrons

Up till now a considerable amount of experimental data has been published on \overline{v} for both spontaneous and induced fission of different nuclei [5—9, 13, 32—35]. For neutron-induced fission of the target nucleus *A*, the fragment excitation energy can be expressed as a sum of excitation energies in the spontaneous fission of the nucleus *A*+1 and the energy of the neutron which induced the fission. On the basis of the above analysis of the dependence of \overline{v} on E_n , the values of \overline{v} for an induced fission were extrapolated to the values of \overline{v} for a spontaneous fission of the same nucleus. The extrapolated data and the experimental data on \overline{v} for spontaneous fission of nuclei are given in Table 3. These data are then compared with the calculated data of \overline{v} based on a number of simplifying assumptions.

Fissile	Neutron	Accepted	Extrapolated	Refs.
material	energy	values ^a	values	
Th ²³⁰	Thermal	2.13±0.03	1.24±0.15	34
Th ²³³	4 MeV	2.70±0.10	1.36±0.15	This paper
U^{234}	Thermal	2.52 ± 0.03	1.63±0.15	9
U^{236}	Thermal	2.47 ± 0.03	1.58 ± 0.15	9
U^{238}	Spont.	2.30 ± 0.20	2.30 ± 0.20	33
U^{239}	3.1 MeV	2.86 ± 0.06	1.71±0.15	13
Np ²³⁸	2.5 MeV	2.72±0.10	1.67±0.15	13
Pu ²³⁶	Spont.	2.17 ± 0.20	2.17±0.20	6, 7
Pu ²³⁸	Spont.	2.28±0.10	2.28±0.10	6, 7
Pu^{240}	Spont.	2.23 ± 0.05	2.23±0.05	5, 6. 7
Pu ²⁴²	Spont.	2.28±0.13	2.28±0.13	6, 7
Am ²⁴²	Thermal	3.14 ± 0.04	2.42±0.15	34
Cm ²⁴²	Spont.	2.59±0.11	2.59±0.11	6, 7
Cm ²⁴⁴	Spont.	2.82 ± 0.09	2.82 ± 0.09	6, 7, 8
Bk^{249}	Spont.	3.72±0.16	3.72±0.16	35
Cf^{246}	Spont.	2.92±0.19	2.92±0.19	35
Cf^{252}	Spont.	3.84±0.12	3.84±0.12	6, 7, 8
Cf^{254}	Spont.	3.90±0.14	3.90±0.14	35
Fm ²⁵⁴	Spont.	4.05±0.19	4.05±0.19	32

I able s

^aThis column contains \overline{v} values averaged from data from different sources in accordance with the magnitude of the experimental errors. The difference between data from Refs. 6 and 7 is probably due to the diversity of methods of calibration of the measurements. In scaling the data on spontaneous fission, the values of \overline{v} for Pu²⁴⁰ were used as a standard.

The number of prompt neutrons \overline{v} emitted in spontaneous fission may be calculated from the energy balance equation:

$$E_f = E_k + E_x = E_k + \overline{\nu}E_0 + E_\gamma,$$

where the fission energy E_f , the kinetic energy E_k , the excitation energy of a fragment pair E_x , the energies carried away by prompt neutrons and γ rays, $\overline{\nu} E_0$ and E_{γ} , respectively, are dependent in a very complicated manner on the mass number A and nuclear charge Z. Therefore a satisfactory treatment of $\overline{\nu}$ based on any simple parameter is hardly to be expected. The authors [8, 35] made an attempt to correlate the values of $\overline{\nu}$ measured by them for spontaneous fission of nuclei with a linear dependence on A, ignoring the close relationship between excitation energy and nuclear charge.

Calculations of \overline{v} were carried out as follows :

1. The fission energy E_f was calculated from the relation

$$E_f = 0.93116 \left[M(A, Z) - M(A_l, Z_l) - M(A_h, Z_h) \right] \text{ MeV},$$
(6)

where the value of a fissile nucleus mass M(A, Z) was taken from Huizenga's tables [36] and the masses of light $M(A_l, Z_l)$ and heavy $M(A_h, Z_h)$ fragments were calculated from the Fermi formula with Fong's [37] correction factors taking account of the effect of shells on a nuclear mass.

2. The mass distribution of fragments was approximated by rectangles. According to the experimental data for the fission of a number of nuclei the half-width of the fragment mass maximum distribution was assumed equal to 14 mass units. For the most probable way of fission the mass of a heavy fragment M_h^0 was assumed equal to 140 for all nuclei. The legitimacy of this assumption is illustrated in Fig. 6, where the experimental values of the M_l^0 / M_h^0 ratio are in good agreement with a straight line, $M_l^0 / M_h^0 = (A-140)/140$. The relative probability for the production of fragments with charge Z (A being given) was chosen in the form [38]

$$P(Z) \equiv \exp\left[-\left(Z - Z_p\right)^2 / c\right], \ c = 1.5.$$

The most probable charge Z_p of a fragment with the mass number A was obtained on the assumption that the effective chain length of β disintegration of light and heavy fragments is the same.

3. The average energy E_0 carried away by a neutron was computed from the relation $E_0 = E_b + 2T$. The values of E_b were obtained by averaging the mass and charge distribution of the fragments. A suitable correction was introduced to compensate for the difference in binding energy of successively emitted neutrons. In averaging E_b account was taken of the fact that the neutrons were emitted mainly by the light fragments. The value of $\overline{v}_l/\overline{v}_h = 1.3$ obtained by Fraser [22] for U²³³ fission by thermal neutrons in this case covered all the nuclei under consideration. The binding energies E_b used in this calculation are shown in Fig. 7.



•, measurement of kinetic energy distribution)



Figure 7. Average binding energies of neutrons emitted first by the fragments

For U²³⁵ fission neutrons the absolute value T = 0.8 MeV is so chosen as to reach the best agreement between E_0 , on the one hand, and the experimental data $d \bar{v} / dE_n$ as shown in Fig. 5 and the relative temperature measurements [27, 30, 31], on the other. For all other elements the extrapolation to temperatures was accomplished in accordance with the assessment of dT / dE_x discussed in the preceding section.

4. In calculations the average energy E_{γ} of the prompt γ rays was assumed constant (8 MeV) for all nuclei. Since the radiation width Γ_{γ} is small compared with that of Γ_n for the prompt neutrons, the emission of γ rays probably comes largely at the moment when the emission of neutrons becomes energetically impossible. Since E_0 varies only slightly from nucleus to nucleus, the assumption that E_{γ} is constant proves satisfactory, as is confirmed by experiments made during the study of prompt γ rays emitted in the nuclear fission of U²³⁵(*n*, *f*) and Cf²⁵²(*s*, *f*) [39]. Protopopov and

Shiryaev [40] have also indicated in their work that the prompt γ ray energy depends only slightly on excitation energy.

5. The kinetic energy of fission fragments E_k is assumed independent of excitation energy. Taken as a whole the measurements of E_k and the increase in \overline{v} with increasing excitation energy are in agreement with this assumption. In the spontaneous nuclear fission E_k makes 90 % of the fission energy. Sufficiently accurate experimental data measured by various methods (ionization, calorimetric and flight-time measurements) and in agreement with each other have been obtained for three nuclei only, i. e., U^{233} , U^{235} and Pu^{239} [41—44]. For other nuclei the data measured by several authors are either extremely varied or have a large experimental error. The experimental data on the fission fragment kinetic energy cannot serve for the purpose of this analysis, because of the uncertainty of E_k for many nuclei of the order of the excitation energy E_x of the two fragments. The value of E_k was computed from the formula:

$$E_k = C \frac{Z_1 Z_h}{A_l^{1/3} + A_h^{1/3}} \approx C_1 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - C_2$$

derived under the assumption that E_k is the energy of Coulomb repulsion of the two

charged balls. The constants C_1 and C_2 are so chosen as to ensure better correspondence of the calculated results with the experimental data for \overline{v} .

A family of calculated curves giving the value of \overline{v} as a function of mass number A for nuclei with various Z is shown in Fig. 8. On the whole, the experimental data are in satisfactory agreement with the calculated results. One thing is notable: the greater the value of Athe smaller the difference between values of \overline{v} for adjacent elements. For A > 240 and Z > 92this dependence may be reduced with some approximation to a linear increase with respect to the mass number of a fissile nucleus.

Values of \overline{v} referred to above [45], resulting from a preliminary calculation, differ from the results presented in this paper because of



Figure 8. Dependence of \overline{v} on *A* and *Z* of fissile nuclei. (The solid curves give the results of calculations, the symbols the experimental data of \overline{v} for spontaneous fission of different nuclei)

some differences in the initial assumption. It should be noted, however, that this difference is basically within the limits of accuracy of the calculations made.

Acknowledgements

The authors wish to thank Y. I. Baranov, V. G. Vorobeva, Z. A. Golubeva, M. K. Golubeva and N. E. Tokmantseva for their assistance in making the measurements and calculations.

References

- 1. J. Terrell. Distribution of Prompt Neutrons from Fission. Phys. Rev., 108, 783 (1957).
- A.I. Leipunsky, D.I. Blokhintsev, N.N. Aristarkhov, I.I. Bondarenko, O.D. Kazachkovsky, M.S. Pinkhasik, Y.Y. Stavissky, E.A. Stumbur, F.I. Ukraintsev and L.N. Usachev. The BR-2 Experimental Fast Neutron Reactor. *Atomnaya Energ.*, 2, 497 (1957).
- 3. R.B. Leachman. Emission of Prompt Neutrons from Fission. *Phys. Rev.*, 101, 1005 (1956).
- 4. L.N. Usachev and V.P. Trubitsyn. Dependence of U²³⁵ Fission Neutron Emission on the Energy of the Neutrons Producing Fission. Report of FIGU Institut Atomnoi Energii (1953).
- V.I. Kalashnikova, V.P. Zakharova, A.V. Krasnyshkin, V.I. Lebedev and M.I. Pevzner. Session of the Academy of Sciences of the USSR on the Peaceful Use of Atomic Energy. *Meeting of the Department of Physico-Mathematical Sciences*, Izdatelstvo Akad. Nauk SSSR, p. 161 (1955).
- 6. B.C. Diven, H.C. Martin, R.F. Taschek and I. Terrell. Multiplicities of Fission Neutrons. *Phys. Rev.*, 101, 1012 (1956).
- 7. D.A. Hicks, J. Ise and R.V. Pyle. Probabilities of Prompt Neutron Emission from Spontaneous Fission. *Phys. Rev.*, 101, 1016 (1956).
- 8. W.W.T. Crane, G.H. Higgins and H.R. Bowman, Average Number of Neutrons per Fission for Several Heavy-Element Nuclides. *Phys. Rev.*, 101, 1804 (1956).
- 9. D.J. Hughes and R.B. Schwartz. Neutron Cross Sections, Suppl. No. 1, New York (1957).
- V.I. Kalashnikova, V.I. Lebedev and P.I. Spivak. Relative Measurements of the Mean Number of Neutrons Emitted during Fission of U²³³, U²³⁵ and Pu²³⁹ by Thermal Neutrons and Fission Spectrum Neutrons. *Atomnaya Energ.*, 2, 18 (1957).
- N.N. Andreev. Effective Number of Neutrons during Fission of U²³⁵ and Pu²³⁸ by 30-, 140-, 220- and 900-keV Neutrons. Report of FIGU Institut Atomnoi Energii.
- 12. J.M. Auclair, H.H. Landon and M. Jacob. Etude de la variation du nombremoyen de neutrons produits par la fission de Pu²³⁹. *Compt. rend.*, 241, 1935 (1955).
- B.D. Kuzminov, L.S. Kutsaeva and I.I. Bondarenko. The Number of Prompt Neutrons during Fast Neutron Fission of Th³³², U²³⁵, U²³⁸ and Np²³¹. *Atomnaya Energ.*, 4, 187 (1957).
- 14. N.N. Flerov and V.M. Talyzin. Measurement of \overline{v} and η for Fission of U²³⁵ and U²³⁸ by 14-MeV Neutrons. *Atomnaya Energ.*, in press.

Average Number and Spectrum of Prompt Neutrons in Fast-Neutron-Induced Fission

- 15. N.N. Flerov and E.A. Tamanov. Measurement of \overline{v} for Fission of U²³⁸ by 14-MeV Neutrons. *Atomnaya Energ.*, in press.
- G. Vendryes, S. Blaise, M. Grandin and R. Yolig. Measurement of the Number of Neutrons Emitted per Fission Induced in U²³⁸ by 14.2 MeV Neutrons. *The International Conference of Neutron Interactions with Nuclei*, Columbia University, New York (1957).
- G.N. Smirenkin, I.I. Bondarenko, L.S. Kutsaeva, K.D. Mishchenko, L.I. Prokhorova and B.P. Shemetenko. Mean Number of Prompt Neutrons for Fission of U²³³, U²³⁵ and Pu²³⁹ by 4- and 15-MeV Neutrons. *Atomnaya Energ.*, 4, 188 (1958).
- A. N. Protopopov and M. V. Blinov. Determination of Mean Number of Neutrons Emitted during Fission of U²³⁵ by 14.8-Mev Neutrons. *Atomnaya Energ.*, 4, 374 (1958).
- 19. B. E. Watt. Fission Neutron Spectrum of U²³⁸. *Phys. Rev.*, 87, 1037 (1952).
- 20. L. N. Usachev. Report of FIGU Institut Atomnoi Energii (1951).
- 21. I. I. Gurevich and K. I. Mukhin. Report of the Institut Atomnoi Energii Akad. Nauk SSSR (1951).
- 22. J. S. Fraser. The Angular Distribution of Prompt Neutrons Emitted in Fission. *Phys. Rev.*, 88, 536 (1952).
- 23. V. P. Kovalev and V. S. Stavinsky. The Problem of Calculating Fission Nuclear Spectra. *Zhur. Eksptl. i Teoret. Fiz.*, in press.
- 24. Blatt and Weisskopf. Theoretical Nuclear Physics, IIL (1955).
- 25. G. A. Bat and L. P. Kudrin. Angular and Energy Distributions of Fission Nuclei. *Atomnaya Energ.*, 3, 15 (1957).
- 25a. R. B. Leachman and C. S. Kazek. Neutron Emission from Fission Modes. *Phys. Rev.*, 705, 1511 (1957).
- E. Hjalmar, H. Slatis and S. G. Thompson. Photographic Emulsion Measurements of Energy Distribution of Neutrons from Spontaneous Fission of Californium-252. *Ark. Fis.*, 70, 357 (1956).
- 27. A. B. Smith, P. R. Fields and I. H. Roberts. Spontaneous Fission Neutron Spectrum of Cf²⁵². *Phys. Rev.*, 708 411 (1957).
- Y. S. Zameyatnin, I. N. Safina, E. K. Gutnikova and N. I. Ivanova. Spectra of Neutrons Produced during Passage of 14-Mev Neutrons through Layers of Fissile Substances. *Atomnaya Energ.*, 4, 337 (1958).
- 29. L. S. Bezrukov and F. S. Drozdov. Comparison of Spectra of Neutrons Emitted during Fission of Pu²³⁹ by Thermal and 14-Mev Neutrons. *Report of the Institut Atomnoi Energii Akad. Nauk SSSR* (1956).
- 30. V. P. Kovalev, V. N. Andreev, M. N. Nikolaev and A. G. Guseinov. Comparison of Neutron Spectra for h'ission of U²³³, U²³⁵ and Pu²³⁹ by Thermal Neutrons. *Zhur. Eksptl. i Teoret. Fiz.*, 33 No. 4 (1957).
- J. A. Grundl and J. R. Neuer. Comparison of U²³⁵ and Pu²³⁹ Fission Neutron Spectra. Bull. Am. Phys. Soc., Ser. 2, 7, No. 2, 95.
- 32. G. R. Choppin, B. G. Harwey, D. A. Hicks, J. Ise and R. V. Pole. Prompt Neutrons from the Spontaneous Fission of Fm²⁵⁴. *Phys. Rev.*, 102, 706 (1956).
- 33. D. J. Littler. A Determination of the Rate of Emission of Spontaneous Fission Neutrons by Natural Uranium. *Proc. Phys. Soc.*, A, 65 (1952).

- 34. V. I. Lebedev and V. I. Kalashnikova. Mean Number of Neutrons Emitted during Thermal Neutron Fission of Th²²⁹ and Am²⁴¹. *Report of the Institut Atomnoi Energii Akad. Nauk SSSR.*
- 35. R. V. Pyle. The Multiplicities of Neutrons from Spontaneous Fission.
- 36. J. R. Huizenga. Isotopic Masses. Physica, 21, 410 (1955).
- P. Fong. Statistical Theory of Nuclear Fission, Asymmetric Fission. *Phys. Rev.*, 102, 434 (1956).
- L. Glendenin, C. Coryell and R. Edwards. Radiochemical Studies of the Fission Products. *Natl. Nuclear Energy Ser.*, Div. IV (1951).
- 39. A. B. Smith, P. R. Fields and A. M. Friedman. Prompt Rays Accompanying Spontaneous Fission of Cf²⁵². *Phys. Rev.*, 704, 699 (1956).
- 40. A. N. Protopopov and B. M. Shiryaev. Studies of γ Rays Accompanying Fission of U²³⁵ by 2.8- and 14.7-Mev Neutrons. *Zhur. Eksptl. i Teoret. Fiz.*, 34, 331 (1958).
- 41. D. C. Branton and G. C. Hanna. Energy Distribution of Fission Fragments from U²³⁵ and U²³³. *Can. J. Research*, A, 28, 190 (1950).
- 42. D. C. Branton and G. C. Hanna. Energy Distribution of Fission Fragments from Pu²³⁹, *Can. J. Research*, A, 28, 498 (1950).
- 43. R. B. Leachman and W. D. Shafer. A Calorimetric Determination of the Average Kinetic Energy of the Fragments from U²³⁵ Fission. *Can. J. Phys.*, 33, 357 (1955).
- 44. W. E. Stein. Velocities of Fragment Pairs from U²³³, U²³⁵, Pu²³⁹ Fission. *Phys. Rev.*, 108, 94 (1957).
- 45. B. D. Kuzminov and G. N. Smirenkin. Calculation of the Mean Number v of Prompt Fission Neutrons. *Zhur. Eksptl. i Teoret. Fiz.*, 34, 503 (1958).

Channel Effects in ihe Energy Dependence of the Number of Prompt Neutrons and the Kinetic Energy of Fragments in the Fission of U²³⁸ and U²³³ by Neutrons

Yu. A. Blyumkina, I. I. Bondarenko, V. F. Kuznetsov, V. G. Nesterov, V. N. Okolovitch, G. N. Smirenkin and L. N. Usachev

Institute of Physics and Energetics, Obninsk, USSR

Received 25 May 1963

The effect of the discrete structure of fission channels on the average kinetic energy of fragments \overline{E}_k and the average number of prompt neutrons emitted by them is investigated. Measurements are made of the dependence of \overline{E}_k and \overline{v} on the energy of fission-inducing neutrons E_n . The results indicate that there are appreciable deviations from the previously accepted hypothesis about the independence of \overline{E}_k on E_n and from the concept following from this hypothesis about the linear increase of \overline{v} with neutron energy.

Some problems of fission are discussed in connection with the results of the experiments.

1. Introduction

The current concepts of the energy dependence of the average number of prompt neutrons \overline{v} and the average kinetic energy of fragments \overline{E}_k are based on Fowler's hypothesis [1] of the independence of \overline{E}_k on the excitation energy of the fissile nucleus. From the hypothesis there follows the linear increase^{*} of \overline{v} with E_n . The linear dependence of \overline{v} on E_n has on the whole been confirmed by a large number of papers a full survey of which was made at the 2nd Geneva Conference [4]. Fowler's hypothesis has also been confirmed in a direct experiment [5] by comparing \overline{E}_k in the fission of U²³⁵ by thermal neutrons and neutrons with the average energy of 5 MeV. A more detailed study [5—7] of the dependence of \overline{v} and \overline{E}_k on E_n points to deviations from these concepts in the low energy region $E_n \leq 1$ MeV. The possibility of such deviations had been predicted by Andreyev [8] who supposed that the fission channels affect the distribution of the resulting energy between kinetic energy and the excitation energy of the fragments.

This paper is concerned with the energy dependence of \overline{v} and \overline{E}_k for U²³⁵ and U²³³ in the energy region $E_n \leq 1$ MeV. The preliminary results of the measurements made in this investigation were reported previously [5, 7].

^{*} The assumption of the independence of \overline{E}_k of excitation energy of the fissile nucleus was also made by Usachev and Trubitsyn in 1953. Under this assumption they obtained the dependence of $\overline{v}(E_n)$ with $d\overline{v}/dE_n = 0.14$ MeV (see refs. [2, 3]).

Niclear Physics, 52 (1964) 648–672.

The above considerations given by Andrevev have to be described before the discussion. Suppose that for the fissile nucleus with energy E one fission channel is open, i.e., between E and the peak of the potential energy corresponding to this channel there are no accessible quantum states. Then the entire excess of energy at the saddle point must pass into the degrees of freedom having the continuous energy spectrum. The only degree of freedom of such a kind is evidently the nuclear deformation leading to fission. Where will the deformation kinetic energy pass — into the kinetic energy of the fragments or their excitation energy? Andreyev supposes that the relative motion energy will pass into the kinetic energy of the fragments and will add up to the Coulomb repulsion energy produced after their scission. In this case for the fission through one channel the average kinetic energy of the fission fragments \overline{E}_k must increase linearly with the excitation energy, and \overline{v} remain constant. It is assumed moreover that when a new channel whose energy is probably connected with inner excitation opens the kinetic energy decreases in a step and \overline{v} increases respectively. In the fission through a set of channels the dependence of \overline{v} on the incident neutron energy E_n appears as a stepped upward curve smoothed by the tunnelling barrier penetration and passing in the limit (as the channel density increases) into the well-known linear dependence $\overline{v}(E_n)$. Andreyev also noted the fact that in some cases one can expect near the threshold the decrease of \overline{v} as the excitation energy increases if the increase of the incident particle energy facilitates the fission through a lower channel, for example in the fission of the odd nucleus U^{235} by s- and p-neutrons. These considerations were presented in connection with the attempt of explaining the fact that the increase of \overline{v} in the transition from the spontaneous fission of Pu²⁴⁰ to the fission of Pu²³⁹ by thermal neutrons does not correspond to the increase of \overline{v} with the further increase of the incident neutron energy. To interpret this fact it was supposed that in the case of neutron-induced fission part of the excess energy equal to the binding energy of the captured neutron passes into the kinetic energy of the fragments (\approx 1.5 MeV). The difference in the kinetic energy in the spontaneous and induced fission of the nucleus Pu^{240} (1.5 ± 0.8 MeV) was also observed in a direct experiment [9, 10].

The process of fission is as follows according to Andreyev. The fission of the nucleus at the initial section of the descent from the saddle point is quasistatic [11], i.e., such that the nuclear energy state is lowest at each moment. The entire energy released thereby passes into the kinetic energy of the relative movement of the future fragments. The scission that follows is so rapid that this energy cannot be transferred to the nucleon degrees of freedom and is added up entirely to the energy of the electrostatic repulsion of the fragments. Since in the induced fission of Pu²³⁹ by thermal neutrons the compound nucleus has at the saddle point an excess excitation energy [12] \approx 1.6 MeV the scission must, under the assumptions made by Andreyev, occur practically right after the barrier peak has been passed.

Johansson [13] assumes quite similar concepts on the process of fission before the scission. The point of departure in his discussion is based on the experimental results of ref. [14] according to which the average kinetic energy of the fragments increases by \approx 7 MeV in the transition from the thermal fission of U²³⁵ to the fission by 14 MeV neutrons^{*}. To interpret this fact he assumes that the distance passed by the mass centers of the fragments in the descent from the barrier peak to the breaking-up of the neck is small^{**} (about 1 fm) and the corresponding time in which the nucleus covers this distance is comparable with the characteristic nucleon time. The conclusion drawn from this is that the movement of the nucleus from the saddle point cannot be a statistically equilibrium process but is a rapid snapping of the nucleus so that the kinetic deformation energy leading to the fission has no time to be transferred to the nucleons. However, the author himself regards this picture as a certain limiting case opposite to the assumption of the total statistic equilibrium [16, 17].

Note that the assumptions on the statistical equilibrium before the scission of the nucleus and the constancy of the breaking distance are also sufficient for Fowler's hypothesis [2] to be fulfilled. It has been pointed out by Halpern [18] that the establishment of the statistic equilibrium necessitates the premice of the viscosity of nuclear matter in the movement of the nucleus from the barrier to the scission made by Hill and Wheeler [19] on the basis of the unified model. Fowler's hypothesis, however, need not the assumption of the total statistic equilibrium but only that of the dissipation of the kinetic deformation energy, leading to the fission, into the nucleon degrees of freedom. The same problem was considered theoretically by Geilikman [20] from a somewhat different point of view. The calculations he made for the process of fission in terms of the liquid drop model with a certain degree of viscosity showed that a greater part of the kinetic deformation energy leading to the fission passes into the excitation energy of the fragments.

If it is assumed that it is more probable that the kinetic energy of the fissioning deformation passes into the excitation energy of the fragments and that the energy needed for the excitation of a new fission channel also passes into the excitation energy of the fragments, no deviations from the linear dependence of $\overline{v}(E_n)$ should be expected. The linear increase in the transition to the fission through the new channel would be violated if the configuration at the breaking point changed. This assumption can explain any violation of the linear increase of \overline{v} since it leads to the prediction of discontinuities in \overline{v} and \overline{E}_k indefinite in quantity and sign. Yet precisely for this reason this assumption should be resorted to only after all other possibilities of explaining the discontinuities have been exhausted. To get rid of the uncertainties arising in the interpretation, more specific considerations on the nature of fission channels should be brought into play. This will be done further on when the results of the measurements are discussed.

^{*} In ref. [15] it is shown in a direct experiment that the results obtained in ref. [14] are erroneous.

^{**} The conclusion of the proximity between the scission point and the saddle point as Andreyev and Johansson interpret it is debatable for such heavy nuclei as U or Pu (see below).

2. Experiment

The expected deviations of \overline{E}_k from Fowler's hypothesis and $\overline{v}(E_n)$ from linear dependence are not large. According to Andreyev's estimates they are from 3 to 5 % for \overline{v} and from 0.4 to 0.7 % for \overline{E}_k . Hence special efforts are required for the experiment under discussion. First, to obtain more complete and reliable data, it was desirable to have more information about both characteristics of the process of fission determining the distribution of the energy produced, i. e., about \overline{v} and \overline{E}_k . Second, the energy dependence of \overline{v} and \overline{E}_k on E_n had to be measured with sufficient accuracy, with chief emphasis on the determination of the relative dependence of these quantities on E_n in the low-energy neutron region.

The experimental techniques chosen secured, with comparatively simple equipment, the adequate accuracy of measurements: 0.5 to 1 % for \overline{v} and 0.2 % for \overline{E}_k .

2.1. Measurement of $\overline{v}(E_n)$

The relative dependence of $\overline{v}(E_n) U^{235}$ was determined by measuring the ratio of \overline{v} , with the energy of incident neutrons E_n to the base value $\overline{v}(E_n^{0})$. In a special experiment $\overline{v}(E_n^{0})$ was calibrated by the well-known value \overline{v}_{th} for the fission on thermal neutrons.

The source of fission neutrons in the measurement of the relative dependence of $\overline{\nu}$ was a disc of U^{235} 3 mm thick and 30 mm in diameter. Two identical layers of $U^{235} \approx 1 \text{ mg/cm}^2$ thick were pressed to the disc on both sides and the whole assembly was placed into a monitor ionisation chamber. The fission neutrons were registered either by a scintillation threshold stilbene crystal detector with the pulse-shape discrimination of γ -rays or by a multi-grid thorium fission chamber. The measurement of the relative variation of $\overline{\nu}$ by two different methods was due to the following circumstance. The scintillation threshold detector made it possible to obtain a higher statistical accuracy of measurements because of its higher efficiency in the detection of neutrons. But since this technique is new the results were checked for higher reliability against the measurements by a thorium fission chamber as a time-tested neutron threshold detector.

The number of pulses detected by the chamber is proportional to the number of fissions in the uranium disc. The ratio of the counting rates of the neutron detector N_n and the monitor fission chamber N_f is proportional to

$$\rho = \frac{N_n}{N_f} = \text{const} \,\overline{\nu} \,. \tag{1}$$

The proportionality constant in this formula varies insignificantly with the energy of incident neutrons since the factors affecting the efficiency of fission neutron detection and the proportionality between the numbers of fissions in the disc and the layers depend weakly on E_n . These factors include the angular anisotropy of the fis-

sion fragments, hardening of the secondary neutron spectrum with the increase of the excitation energy of the fissile nucleus, multiplication of the neutrons in the uranium disc and deviation of the neutron beam distribution over the thickness of the disc from the linear one.

Measurements were made on the neutrons of the $T^3(p, n)He^3$ obtained from an electrostatic generator. The tritium target thickness was $\approx 40 \text{ keV}$ for a proton energy of 1 MeV.

2.1.1. Measurement with a neutron scintillation detector. The scintillation counter with an organic crystal was chosen as threshold detector of fission neutrons because of its higher efficiency as compared with other threshold detectors. However, such a detector presents some difficulties. The pulse spectrum at the photomultiplier exit is in the case under consideration a steep, almost exponential distribution. If it is necessary as in the problem under study, to register the pulses from the recoil protons lying above a certain amplitude corresponding to the effective threshold of the detection of neutrons, it should be borne in mind that a small change in the photomultiplier amplification factor may lead to an essential change in the counting efficiency. For the detection in this investigation of the number of neutrons accurate to within 0.5 % a threshold stability better than 0.1 to 0.2 % was required. Therefore a FEU-11-type photomultiplier with a high stability for high currents was chosen. The experimental conditions were devised so that a sufficient number of neutron fission could be detected within a relatively short time. Alternating the measurements on neutrons with energy E_n and those with base energy E_n^0 , we could expect the stability to be sufficient.

The geometry of the experiment is represented in fig. 1. The fission chamber with the U^{235} disc was filled by argon to a pressure of 400 mm mercury and was installed on the proton beam axis with a total aperture $\approx 40^{\circ}$. The scintillation neutron detector was approximately at 135° to the proton beam. The stilbene crystal 30 mm in diameter and 29 mm high, surrounded by lead shielding was 12 cm from the U^{235} disc. The geometric conditions chosen made it possible to register a large number of fission neutrons per time unit $(2 \times 10^3 \text{ pulses/min})$. The detecting equipment operated under fairly hard conditions.

Besides fission neutrons, neutrons from the direct beam and γ -rays



Fig. 1. Scheme of the experiment in the measurement with a scintillation detector of neutrons. 1 indicates the accelerator target, 2 the body of the chamber, 3 the uranium disc, 4 the U^{235} layer, 5 the 2 cm lead protection, 6 the stilbene crystal and 7 the photomultiplier

hit the stilbene crystal. Though the energy of the direct neutrons penetrating the crystal did not exceed 0.2 MeV they created a rather high charge of the photomultiplier. An intense background of γ -rays with a wide energy spectrum (up to 9 MeV) imposed higher requirements on the pulse-shape discrimination scheme. Besides, the direct beam neutrons elastically scattered on the material of the target chamber and on the U²³⁵ disc were hitting the stilbene. Owing to the latter circumstance alone the recoil proton detection threshold could not be chosen to be less than the maximum energy (\approx 1 MeV) of the primary neutrons emitted at 0° to the accelerator proton beam. To rule out the possibility for the counting pileup pulses the level of discrimination in the recoil proton detection channel was raised somewhat higher, the effective neutron detection threshold amounting roughly to 2.5 MeV.

A special scheme discriminating the pulses from γ -rays in a wide energy range and having a small dead time ($\approx 1 \ \mu sec$) as compared with other schemes [22] was used for this experiment. The scheme was needed to reduce the pileup of the pulses from γ -rays and neutrons. The effective dead time of the entire discrimination scheme was $\approx 0.5 \ \mu sec$ for the threshold chosen. Control measurements with a sample having similar scattering properties as the chamber with the U²³⁵ disc showed that the background from pile-up pulses was 0.3 to 0.5 % of the fission neutron count.

Table 1

with a scintillation neutron detector							
E_n	R	ΔR_A	ΔR_T	ΔR_M	$\frac{\overline{\mathbf{v}}(E_n)}{\overline{\mathbf{v}}(E_n^0)}$	$\overline{\mathbf{v}}\left(E_{n} ight)$	
"0.08"	0.970±0.005	0.011	0.006	-0.011	0.976±0.010	2.431±0.030	
0.31±0.04	0.995 ± 0.005	0.002	0.002	-0.003	0.996 ± 0.007	2.481 ± 0.025	
0.39 ± 0.05	1.000				1.000	2.491 ± 0.017	
0.55 ± 0.05	0.976 ± 0.005	-0.001	0.005	0.002	$0.984{\pm}0.007$	2.451 ± 0.024	
0.67 ± 0.05	0.994 ± 0.005	0.001	0.001	0.003	0.999 ± 0.006	2.488 ± 0.023	
0.78 ± 0.06	0.993 ± 0.006	0.001	0.001	0.003	0.998 ± 0.007	2.486 ± 0.025	
0.99 ± 0.06	1.010 ± 0.008	+0.001	-0.002	0.003	1.012 ± 0.009	2.521±0.029	

Measurements of $R(E_n) = (N_n/N_f)_{E_n} / (N_n/N_f)_{E_n^0}$ and the values $\overline{\nu}(E_n) / \overline{\nu}(E_n^0)$

The ratio of the values ρ in eq. (1) found for some primary neutron energies E_n and base energy $\overline{v}(E_n^{\ 0}) = 0.39$ MeV is equal to the ratio \overline{v} for these two energies. The results of the measurements of $R(E_n) = (N_n/N_f)_{E_n} / (N_n/N_f)_{E_n^0}$ and the values $\overline{v}(E_n) / \overline{v}(E_n^{\ 0})$ obtained by introducing several corrections into the experimental ratio $R(E_n)$ are listed in table 1. The corrections for the anisotropy [23] of fission fragments ΔR_A for the change of the fission neutron spectrum [24] with the excitation energy of the fissile nucleus ΔR_T and for the multiplication of neutrons in the uranium disc ΔR_n proved to be small. The effect connected with the deviation of the distribution of the number of fissions across the thickness of the disc from the linear distribution is negligibly small. The errors of measurements given are mainly due to the spread of different runs of measurements.

The uncertainties of E_n indicated in table 1 (as well as in tables 3 and 4) correspond to the maximum spread of the neutron energy. The neutron energy 0.08 MeV was obtained by setting the energy of incident protons by 20 keV above the threshold of the H³(*p*, *n*) reaction. The corresponding points (see tables 2 and 3, figs. 3—5) refer to the average spectrum energy from 0.02 to 0.13 MeV.

2.1.2. Measurement with a multi-grid thorium fission chamber. The experimental setup for measuring $\overline{v}(E_n) / \overline{v}(E_n^0)$ with a thorium fission chamber is shown in fig. 2. It consists of a double ionisation U^{235} fission chamber (similar to that described in subsect. 2.1.1.) and a multi-grid thorium fission chamber as a fission neutron detector. The two chambers are installed abut. The thorium chamber contained 15 double Th²³² layers 2 mg/cm² thick deposited on foils 60 mm in diameter with 1 mm between the layers. The chamber was filled with argon to a pressure of 5 atm. The total amount of thorium was 2 g.

The total aperture of the uranium disc in the proton beam was 40°. The neutron fission counting rate was ≈ 2 counts/sec. The primary 0.19 MeV neutrons were obtained by locating the chamber axis at 60° to that of the proton beam. Measurements with neutrons of other energies were made at 0°. The base energy in these measurements was also 0.39 MeV.

The measurements up to the primary neutron energies corresponding to the fis-

sion threshold Th²³² could not be made with the technique described. The explanation is that the thorium layers contained an impurity of natural uranium. The relative contribution of the background throughout the range of incident neutron energies was evidently connected with a fission of U^{235} nuclei and did not exceed ≈ 1 %. The background was determined by replacing the U^{235} disc by an equivalent scatterer.

The data obtained taking into account the corrections are listed in table 2. It is clear from fig. 3 that the results are in good agreement with the values obtained by the scintillation technique.



Fig. 2. Scheme of the experiment in measurements with a thorium threshold detector. 1 designates the uranium disc, 2 one of the 15 double layers of Th^{232} , 3 the collecting electrode of the monitor chamber

with U^{235} layers, 4 the high voltage electrodes, 5 the collecting electrodes of the multi-layer thorium

chamber and 6 the body of the experimental device with a cadmium screen

Table 2

	with	i a muni-g	na moriur		lamber	
E_n	R	ΔR_A	ΔR_T	ΔR_M	$\frac{\overline{\nu}(E_n)}{\overline{\nu}(E_n^0)}$	$\overline{\mathbf{v}}\left(E_{n} ight)$
"0.08"	0.958±0.011	0.0075	0.005	-0.011	0.960±0.013	2.391±0.35
0.19±0.09	0.985±0.013	0.0045	0.002	-0.009	0.983±0.014	2.448 ± 0.038
$0.29{\pm}0.04$	$1.000\pm0,011$	0.0015		-0.004	0.997±0.012	2.483 ± 0.034
0.39±0.05	1.000				1.000	2.491±0.017
0.46 ± 0.05	1.000 ± 0.013	-0.001		0.002	1.001 ± 0.013	2.493 ± 0.037
$0.64{\pm}0.05$	0.985 ± 0.013	0.0015	0.002	0.003	0.991±0.014	2.486 ± 0.038
	<u>V(En)</u> V{£?} 102 1.01	ī	Ī			-
	1.00	-				

Measurements of $R(E_n) = (N_n/N_f)_{E_n} / (N_n/N_f)_{E_n^0}$ and the values $\overline{\mathbf{v}}(E_n) / \overline{\mathbf{v}}(E_n^0)$ with a multi-grid thorium fission chamber



ENERGY

LO

0.8

098

0,97

0,96

0.95

0.2

2.1.3. Calibration. The calibration of the relative dependence of $\overline{v}(E_n)$ i. e., the comparison of $\overline{v}(E_n^0)$ with \overline{v}_{th} for thermal neutrons was effected with the aid of the widely used technique in which an ionisation chamber with U²³⁵ layers is placed within a paraffin tank with BF₃-counter [3, 25]. The pulses from the ionisation chamber and neutron detector reached the circuit detecting the coincidences between the fragments and fission neutrons with a resolving time equal to 1.5×10^{-4} sec. The background of accidental coincidences did not exceed 15 to 30 % and was estimated by the measurement of delayed coincidences in a separate channel as well as regular checks of the constance of the resolving time of the circuit the maximum spread of
which did not exceed 2 %. The protection of the neutron detector against primary beam neutrons and the collimation device were made of a mixture of paraffin and boron carbide. The neutron energy $E_n^{0} = 0.39 \pm 0.05$ MeV was obtained with a tritium target ≈ 100 keV thick.

About 10⁵ coincidences were detected for both thermal and fast neutrons. From the number of coincidences per fission it was found that $\overline{v}(E_n^0) / \overline{v}_{th} = 1.025 \pm 0.007$. This error, calculated from the spread of many runs of measurements, somewhat exceeds the statistical error. If the value $\overline{v}_{th} = 2.43$, the most reliable at present [26—28] is assumed^{*} we have $\overline{v}(E_n^0) = 2.491 \pm 0.017$. It is this value of $\overline{v}(E_n^0)$ that was used as the calibration value in the transformation of the relative measurements into the absolute values of $\overline{v}(E_n)$ given in tables 1 and 2 and fig. 4. Since the main purpose of these measurements was to detect the deviations of $\overline{v}(E_n)$ from linear dependence, the uncertainty of \overline{v}_{th} was not included in the final error.



Fig. 4. \overline{v} versus the incident neutron energy E_n . \circ corresponds to ref. [6], Δ to refs. [27], \diamond to ref. [28] and $\bullet \blacktriangle$ to this investigation. Calibration error in these measurements is given at $E_n = 0.39$ MeV

2.2. Measurement of the Average Kinetic Energy of Fission Fragments

The dependence of the average kinetic energy of U^{235} and U^{233} fission fragments on the incident neutron energy E_n was studied with a grid ionisation chamber. Layers $\approx 50 \text{ mg/cm}^2$ were used. To decrease the number of pileup pulses from the α -particles in the U^{233} layer, the pulses were formed with a short-circuited delay line. To increase

^{*}The total number of neutrons per fission, including the delayed neutron fraction, is given here and in the following.

counting statistics the layers were brought to the target so closely that the maximum deflection of neutrons hitting the fissile layer was $\approx 25^{\circ}$ of the proton beam axis. The measurements were made with tritium targets 100 keV thick (for proton energy 1 MeV). Neutrons with $E_n = 5$ MeV were obtained from the $D^2(d, n)$ He⁴ reaction on a thick deuterium target.

The ratio of the average amplitudes of fragments in the fission by fast and thermal neutrons $\tilde{\rho}$ was measured directly in the experiment. This ratio equals the true ratio of the average kinetic fragment energies apart from very small corrections. These are due to ihe motion of the centre-of-mass of the fragments in the fission by fast neutrons, different yields of prompt neutrons, different losses of the fragment energy in the layer because of the angular anisotropy in the fission by fast neutrons and the ionisation defect. The method of the treatment of the relative measurements of \overline{E}_k is described in detail in ref. [5].

			-8,8	
E_n (MeV)	ρ	Δρ	ρ	$\Delta \overline{E}_k$ (MeV)
"0.08"	0.9987±0.0017	-0.0010	0.9977±0.0019	-0.38±0.32
0.28 ± 0.09	0.9999±0.0011	-0.0032	0.9967 ± 0.0014	-0.55±0.23
0.35±0.09	0.9988 ± 0.0015	-0.0031	0.9957±0.0018	-0.71±0.30
0.48 ± 0.09	1.0042 ± 0.0010	-0.0047	0.9995 ± 0.0014	-0.08 ± 0.23
0.68 ± 0.09	1.0064 ± 0.0016	-0.0054	1.0010 ± 0.0019	+0.17±0.32
0.77 ± 0.09	1.0076 ± 0.0016	-0.0056	1.0020 ± 0.0019	$+0.33\pm0.32$
0.87 ± 0.09	1.0063 ± 0.0013	-0.0059	1.0004 ± 0.0016	$+0.07\pm0.23$
1.09 ± 0.09	1.0059 ± 0.0020	-0.0056	1.0003 ± 0.0025	$+0.05\pm0.42$
1.45 ± 0.10	1.0071 ± 0.0011	-0.0061	1.0010 ± 0.0015	+0.17±0.25
1.90 ± 0.10	1.0065 ± 0.0017	-0.0071	$0.9998 {\pm} 0.0020$	-0.03 ± 0.33
2.46±0.11	1.0085 ± 0.0018	-0.0079	1.0006 ± 0.0022	-0.10±0.37
$5.00{\pm}0.7^{a)}$			0.9991±0.0009	-0.15±0.15

Measurements of average kinetic energy of fission fragments

Table 3

The average fragment pulse amplitude was determined by processing the amplitude distributions obtained with the aid of a 128-channel analyser as well as with the aid of a special device transforming the pulse amplitude into a series of standard pulses the number of which is proportional to their amplitude. The measurements of \overline{E}_k by different detecting devices were in agreement with the errors. To improve the seen racy of the experiment measurements with fast and thermal neutrons were altered. The total number of pulses in one spectrum was 10⁴. From 15 to 20 measurements of the fission fragment spectra were made for each fission neutron energy.

 $[\]tilde{\rho}$ is the experimental ratio, $\rho = \overline{E}_k(E_n)/\overline{E}_k^{th}$ is the true ratio of the average kinetic energy of the fragments. $\overline{E}_k(E_n)$ and \overline{E}_k^{th} are the average kinetic energies of the fragments in the fission by neutrons of the energy E_n and thermal neutrons, respectively. ^{a)} Data of ref. [5].

Tables 3 and 4 list the results of the measurements: experimental ratios $\tilde{\rho}$, true ratios of the average kinetic energy of the fragments $\rho = \overline{E}_k(E_n)/\overline{E}_k^{th}$ and the difference $\Delta \overline{E}_k = \overline{E}_k(E_n) - \overline{E}_k^{th}(\overline{E}_k(E_n))$ and \overline{E}_k^{th} are the average kinetic energies of the fragments in in the fission by neutrons of energy E_n and thermal neutrons, respectively. The dependence of \overline{E}_k on E_n for U²³⁵ and U²³³ is represented in figs. 5 and 6. The errors given are calculated from the spread of values of $\tilde{\rho}$ taking into account the error due to the introduction of corrections.

Table 4

Measurements of the average kinetic energy of fission fragments					
E_n (MeV)	ρ	Δρ	ρ	$\Delta \overline{E}_k$ (MeV)	
0.30±0.09	1.0091±0.0013	0.0041	1.0050 ± 0.0015	0.81±0.24	
0.40 ± 0.09	1.0084 ± 0.0013	0.0046	1.0038 ± 0.0015	0.62 ± 0.24	
0.50 ± 0.09	1.0092 ± 0.0021	0.0051	1.0041 ± 0.0023	0.67±0.37	
0.60 ± 0.09	1.0058 ± 0.0007	0.0049	1.0009 ± 0.0010	0.15±0.18	
0.76 ± 0.09	1.0051 ± 0.0011	0.0051	1.0000 ± 0.0013	0±0.21	
0.95 ± 0.09	1.0108 ± 0.0019	0.0068	1.0040 ± 0.0021	0.65±0.34	
1.09 ± 0.09	1.0102 ± 0.0015	0.0069	1.0033 ± 0.0017	0.54±0.28	
1.28 ± 0.09	1.0111 ± 0.0011	0.0068	1.0043 ± 0.0015	0.70 ± 0.26	
1.53 ± 0.10	1.0114 ± 0.0007	0.0073	1.0041 ± 0.0012	0.67±0.20	
1.71 ± 0.10	1.0120 ± 0.0007	0.0075	1.0045 ± 0.0013	0.73±0.21	
1.92 ± 0.10	1.0138 ± 0.0020	0.0078	1.0060 ± 0.0023	0.98±0.37	
2.16±0.11	1.0137 ± 0.0018	0.0081	1.0056 ± 0.0022	0.91±0.34	
4.7±0.7	1.0131±0.0007	0.0113	1.0018 ± 0.0015	0.29±0.24	

 $\tilde{\rho}$ is the experimental ratio, $\rho = \overline{E}_k(E_n)/\overline{E}_k^{th}$ is the true ratio of the average kinetic energy of the fragments. $\overline{E}_k(E_n)$ and \overline{E}_k^{th} are the average kinetic energies of the fragments in the fission by neutrons of the energy E_n and thermal neutrons, respectively.



Fig. 5. $\Delta \overline{E}_k$ versus E_n for U²³⁵



Fig. 6. $\Delta \overline{E}_{k}$ versus E_{n} for U²³³

3. Results of the Measurements

The data on $\overline{v}(E_n)$ for U²³⁵ measured in this investigation are compared in fig. 4 with the data of other authors. The comparison of ail available experimental data to establish the dependence of $\overline{v}(E_n)$ in all detail is hardly worthwhile since many of these data are too inaccurate, or are cited from unpublished sources and rely on unknown methods of calibration, etc. Therefore fig. 4 lists only the latest and more accurate data [6, 27, 28] obtained in the fission by mono-energetic neutrons.

The errors of fig. 4 are the errors of relative measurements. It is clear that within errors the data represented are in satisfactory agreement. It should be noted, however, that there may be a certain systematic discrepancy (≈ 0.5 %) between the measurements of \overline{v} by different authors due to the different standard values of \overline{v}_{th} they assumed.

From figs. 4 and 5 it follows that the experimental values \overline{v} and \overline{E}_k correspond to one another qualitatively. The mutual consistency of the data on \overline{v} and \overline{E}_k can be checked quantitatively by using the fission energy balance equation. Assuming that the distribution of tie mass and charges of the fragments and the energy carried by γ -rays the independent of the fissioning neutron energy, we obtain

$$E_n = \Delta \overline{E}_k + a \Delta \overline{\nu} , \qquad (2)$$

where $\Delta \overline{E}_k$ and $\Delta \overline{\nu}$ are the changes of \overline{E}_k and $\overline{\nu}$ as compared with the values of \overline{E}_k^{th} and $\overline{\nu}_{th}$ for the fission by the thermal neutrons, and a parameter *a* practically coincides with the inverse quantity $d \overline{\nu}/d E_n \approx 0.13 \text{ MeV}^{-1}$ characterizing the linear increase $\overline{\nu}$ with E_n for sufficiently high excitation energies [3]. In fig. 7 the values

 $\overline{v}' = \overline{v}_{th} + d\overline{v}/dE_n (E_n - \Delta \overline{E}_k)$ calculated from the data in table 3 according to eq. (2) are compared with the results of the direct measurements of \overline{v} in the most interesting range E_n from 0 to 1.5 MeV. From the data given it follows that the behavior of the energy dependence of \overline{v} and \overline{v}' measured in this investigation and ref. [7] is identical and displays a characteristic convexity in the region $0 \le E_n \le 0.6$ MeV (the data on \overline{v} by other authors are less detailed).

The total correspondence of the values of \overline{v} and \overline{v}' may mean that the sum of kinetic and excitation energies of fragments increases linearly with E_n and it is natural to explain this assuming that the distribution of the fragment masses and charges in the region of E_n under study remains constant. It should be noted in this connection that Cuninghame, Kitt and Rae [29] have detected a change in the yield of Ag¹¹³ within 40 % as well as the ratio of the yields of Zr⁹⁷ and Mo⁹⁹ within 8 ± 5 %. However, this experimental fact reliably detected for a little probable symmetric fission region, with a rather low accuracy and only for one pair of fragments in the region of the wide peak of light masses, cannot as yet be considered sufficient for the immediate rejection of our supposition. Nevertheless this investigation can be regarded as an alert signal with respect to a possible connection of the observed irregularities and some discrepancies in the dependences of \overline{E}_k and \overline{v} on E_n with changes in the distribution of the fission fragment masses.



Fig. 7. Correspondence of the results of measurements. • are the values of \overline{v}' calculated from the data on $\Delta \overline{E}_k$ in accordance with the balance equation (2), $\nabla \Delta$ are the data of this investigation (scintillation technique and thorium fission chamber, respectively,

 \circ corresponds to ref. [6], \diamond to ref. [27] and \Box to ref. [28]



Fig. 8. Comparison of irregularities of the energy dependence of $\sigma_f(E_n)$, $\sigma_f(0^\circ, E_n) / \sigma_f(90^\circ, E_n)$, $\Delta \overline{E}_k(E_n)$ and $\overline{\nu}(E_n)$ for U²³⁵

Let us note the main characteristics of the results obtained. First, in accordance with Fowler's hypothesis \overline{E}_k proves to be constant accurately to within 0.2 to 0.3 MeV in the neutron energy interval from 1 to 5 MeV. Second, for low energies (up to 1 MeV) deviations from this hypothesis, diametrically opposite in the fission of U²³⁵ and U²³³ are observed (see figs. 5 and 6). It should be noted that the experimental decrease of the kinetic energy of U²³⁵ fission fragments in the transition from s- to p-neutrons contradicts what Andreyev expected (see above).

Let us dwell on the results of the measurements of \overline{E}_k for U²³³. It has been indicated above that the deviations of the data on \overline{E}_k from Fowler's hypothesis are opposite in sign in the fission of U²³⁵ and U²³³. This circumstance correlates with the differences of the ratio $\overline{\nu}$ for the fission by fission neutron spectra to $\overline{\nu}_{th}$ for the fission by thermal neutrons of U²³³(1.075±0.01) and U²³⁵(1.10±0.01) obtained by Kalashnikova, Lebedev and Spivak [30]. Estimates show that the differences in the energy dependence of $\Delta \overline{E}_k (E_n)$ for U²³³ and U²³⁵ are sufficient for a quantitative explanation of the difference in the increase of $\overline{\nu}$ observed in ref. [30]. The main results of this experiment stated above should evidently be connected with the fact that for low



Fig. 9. Comparison of irregularities of the energy dependence of $\sigma_f(E_n)$, $\sigma_f(0^\circ, E_n) / \sigma_f(90^\circ, E_n)$ and $\Delta \overline{E}_k(E_n)$ for U²³³

energies the fission occurs through a small number of channels and their individual properties are manifested in the process while for large energies sufficiently numerous channels take part in the fission so that the effect averaged by the lot is observed experimentally. The channel nature of the irregularities in the behaviour of \overline{v} and \overline{E}_k as $E_n < 1.5$ MeV varies is also indicated by their correlation with the singularities of the energy dependence of the cross section [3] σ_f and the angular anisotropy [23], $\sigma_f(0^\circ) / \sigma_f(90^\circ)$. The corresponding data are represented in figs. 8 and 9.

4. Discussion of the Physical Aspect of the Process

It has been indicated above that the average number of fission neutrons is uniquely connected with the average kinetic energy of the fragments. In the analysis of the results it suffices, therefore, to consider, for example, the average kinetic energy of the fragments.

4.1. Model of fission channels

The different dependence of \overline{E}_k on E_n for $U^{235}\left(\frac{7}{2}\right)^2$ and $U^{233}\left(\frac{5}{2}\right)^2$ can be con-

nected with the fact that the parities of the ground states of these nucleides are opposite. Accordingly, in the transition from the fission by s-neutrons to that by p-neutrons the parity of the fission channel changes for U^{235} from negative to positive and for U^{233} the other way around. For a more detailed analysis let us consider the structure of the fission channels.

The fission channel as a state of the fissile nucleus at the saddle point was introduced long ago by Bohr and Wheeler [32]. The excitation at the saddle point of the degrees of freedom not connected directly with fission corresponds to a fission channel. The concrete nature of these excited states was first indicated by A. Bohr [33] viz., it was assumed for the even-mass compound nucleus that only rotational fission channels are possible up to the excitation energy over the saddle point required for the nucleon level excitation 1 MeV. Bohr suggested that the nucleus at the saddle point is pear-shaped, this form being soft, i. e., a tunnel transition being possible to the mirror-symmetric form. The frequency of this transition determines the elevation of the rotational band of negative parity $(1^{-}, 3^{-}, 5^{-}, ...)$ above the ground band of positive parity $(0^+, 2^+, 4^+ ...)$. The hypothesis of the pear-shaped nucleus at the saddle point was substantiated by Johansson [13] in terms of the unified model. This model of the fission channels has proved to be extremely fruitful and has made it possible to interpret some properties which remained unexplained for a long time such as the angular anisotropy of fission fragments and its dependence on the characteristics of the fissile nucleus and incident particles [33-37], the energy dependence of the fission cross section [12, 23, 37, 38], ets.

Bohr's theory contains several difficulties connected with the absence of odd spins in the positive parity band and of even spins in the negative parity band, in particular difficulties of the interpretation of the observed fission widths of the 3⁻, 4⁻ levels in the fission of U^{235} by slow neutrons [38]. These difficulties are eliminated if it is assumed that the nucleus has no axial symmetry at the sadle point by analogy with the corresponding assumption made by Davydov and Filippov [39] for nuclei in the ground state. This assumption has been used by Gordeyev et al. [40] for calculating the fission widths and the ratios of fission and radiation widths up to 0.5 MeV for U^{233} , U^{235} and Pu^{239} and later by Bazazyants and Gordeyev [41] for calculating inelastic scattering on the same nuclei.

In the model we have assumed according to ref. [40], the rotational band of positive parity corresponds to the first fission threshold observed by Northrop, Stokes and Boyer [12] and the rotational band of negative parity to the second threshold removed from the first one by 0.8 MeV (see fig. 10). The first band contains the 0^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+ , 5^+ , ... levels (all except 1^+) and the second the 1^- , 2^- , 3^- , 4^- , ... levels (all except 0^-). The next fission threshold is usually connected with the possibility of one-nucleon excitations at 1 MeV.

From the above model it follows that the spins and parities of the two lower rotational bands are determined by some physical causes weakly connected with the nuclear states such as rotation and inversion splitting. As to the state of the nucleus at the saddle point, it is the same for the two lower fission thresholds; this cannot be said about higher fission thresholds involving one-nucleon states.



Fig. 10. Scheme of low levels at the saddle point by the model of the non-axial pyriform even-mass nucleus. The rotational bands of the levels of positive and negative parity separated by the distance $\hbar \omega = 0.8$ MeV are identified with the first two fission barriers. This assumption is illustrated by the comparison of the position of the rotational levels with a schematically shown channel structure of the energy fission dependence of U²³⁴ and U²³⁶ in the (*d, pf*) reaction [12]

In terms of this model a fission channel of another parity becomes available in the transition from the fission by thermal neutrons to that by neutrons with energies of

several hundred keV when *p*-neutrons come into play. In the case of U^{235} (spin $\frac{7}{2}$) *s*-neutrons cause fission through the second channel lying in the positive neutron energy region ($E_n = 0.2 \text{ MeV}$) and p-neutrons through the first channel lying in the negative energy region^{*} ($E_n \approx 0.6 \text{ MeV}$). The channel connected with nucleoli excitations is expected at $\approx 0.4 \text{ MeV}$.

In the case of U^{233} the first fission threshold lies 1.5 MeV below the neutron binding energy. Therefore, besides the first rotational band lying at $E_n = -1.5$ MeV and the second band lying at $E_n = -0.7$ MeV it can be expected that new fission channels connected with one-nucleon excitation will open at $E_n = -1.5$ MeV. In the data on the (*d*, *pf*) reaction a new increase of the cross section is noticeable at $E_n = -1.5$ MeV. As a result the interpretation in the case of U^{233} becomes less definite.

^{*} It is indicated in ref. [42] that with a more accurate interpretation of the experiments of Northrop, Stokes and Boyer [12] the fission thresholds must be raised by several hundred keV.

However, we thought it possible to analyse the data on U^{233} , assuming only the existence of the above fission barriers. Under this assumption s-neutrons cause fission through the first channel and p-neutrons through the second because of the positive parity of $U^{233}\left(\frac{5}{2}\right)^{1}$.

4.2. Possible interpretation of the dependence $\overline{E}_k(E_n)$

Let us assume as a first possibility that the kinetic energy of the fragments is independent of excitation energy in the fission through a definite channel. Then it follows from the experimental data on U^{235} and U^{233} that in the transition from the fission through the first rotational band to that through the second rotational band the kinetic energy of the fission fragment increases by approximately the same quantity in both cases. To estimate this quantity by the experimentally observed difference in $\Delta \overline{E}_k$ we can use, for example, the value of this difference for U²³⁵ at $E_n = 0.3$ MeV. This value is 0.6 ± 0.2 MeV. The first channel fission fraction is determined by the calculated ratio of the cross-section for the p-neutron-induced fission to the total fission cross section $\sigma_f^{(0)} + \sigma_f^{(1)} + \sigma_f^{(2)}$ provided the calculation is made by the fission model here accepted. This calculation was made in ref. [40] and according to it $\sigma_f^{(1)}/(\sigma_f^{(0)} + \sigma_f^{(1)} + \sigma_f^{(2)}) = 0.7$, when $E_n = 0.3$ MeV. Hence the difference in \overline{E}_k for the first and second channels is 0.85 ± 0.30 MeV. It is interesting that within experimental error this value coincides with the energy interval between the first and second rotational bands. Bearing this in mind and assuming that the excitation energy of the second rotational band passes into the kinetic energy of the fragments we can explain the observed jump of \overline{E}_k .

The above assumption could be substantiated by the fact that unlike the degree of freedom connected with fissioning deformation, the nuclear rotation is very weakly coupled to the inner degrees of freedom. Therefore the rotational energy does not go into the excitation of the fragments but passes into the kinetic energy of relative motion. The same applies to the inversion splitting energy which has been parted into two separated rotational bands and which is similar to rotational energy in the sense that the corresponding transformations of the rotation of the system of the coordinates and the inversion of the system of the coordinates do not affect the inner degrees of the nucleus. It is noteworthy that it is precisely from this viewpoint expressed after the measurement of the effect on U^{235} that the sign and quantity of the effect on U^{233} was correctly predicted.

Obviously, the jump of \overline{E}_k in the transition from the fission by s-neutrons to that by p-neutrons can also be interpreted as a sequence of a change in the configuration of the fissile nucleus before scission. The sign of the jump will correspond to the experimental results if it is assumed that in the fission through the lower states of negative parity the effective distance between the fragments at the moment of scission is larger by approximately 0.5 % than in the fission through the corresponding states of positive parity. Proceeding from the above fission model we can calculate the dependence of the fragment kinetic energy on the fissioning neutron energy. To this end the formula

$$\left|\Delta \overline{E}_{k}(E_{n})\right| = 0.8 \frac{\sigma_{f}^{(1)}(E_{n})}{\sigma_{f}^{(0)}(E_{n}) + \sigma_{f}^{(1)}(E_{n}) + \sigma_{f}^{(2)}(E_{n})}$$
 MeV (3)

is used in application to U^{235} and U^{233} where $\sigma_f^{(1)}$ are the partial fission cross sections utilised in ref. [40]. The calculated curves $\Delta \overline{E}_k$ thus obtained are given in fig. 11 up to the energy 0.5 MeV. For energies $E_n \ge 0.5$ MeV the behaviour of $\Delta \overline{E}_k(E_n)$ just as the fission cross section seems to be affected by higher lying channels.

Let us now consider another extreme supposition used in ref. [8] in accordance with which the kinetic energy of the fissioning deformation passes in the fission through a certain channel, not into the fragment excitation energy but into the energy of the relative motion of the fragments. To explain, on this assumption, e. g., the quantity $\Delta \overline{E}_k(E_n)$ when $E_n = 0.3$ MeV, it should be admitted at the start that in the transition from the fission through the lower channel to that through the upper channel the jump of \overline{E}_k must differ, viz., 2.1 and 1.3 MeV for U²³⁵ and U³³³ respectively. In general, such a small change in the fragment kinetic energy could be connected with possible change in the distance between the fragment mass and charge centres. As a result we would obtain the curves $\Delta \overline{E}_k(E_n)$ which would describe the experimental



Fig. 11. Energy dependence $\overline{E}_k(E_n)$ for $U^{235}(\bullet)$ and $U^{233}(\circ)$ in the neutron energy interval from 0 to 1.5 MeV. Intermittent curves indicate the calculation by eq. (3)

data up to 0.5 MeV even better than the curves given in fig. 11 since two additional free parameters are used in the latter case.

Thus it is obvious that proceeding only from the experimental results of this investigation we cannot choose a definite interpretation of the process under study. However, the first interpretation can be considered preferable since it contains less arbitrary assumptions and is connected with the concrete model of fission channels explaining some other characteristics of the process as well. A weightier argument in favour of the first assumption arises in the analysis of the space-time picture of fission made in the following section.

The sharp decrease of \overline{E}_k in the neutron energy interval of 0.5 to 0.7 MeV by $\Delta \overline{E}_k = 0.6$ MeV in the case of U²³³ can naturally be connected with the opening of new, evidently one-particle fission channels. The contribution of these new channels to the fission cross section can be estimated by the experimental curve attributing to them the sharp break of the curve $\sigma_f(E_n)$. Extrapolating $\sigma_f(E_n)$ before the break we can estimate the contribution to be 0.2 to 0.4 b. Hence we obtain the change in \overline{E}_k in the transition to the new channels to be 6 to 3 MeV. A similar consideration of the curves $\overline{E}_k(E_n)$ and $\sigma_f(E_n)$ for the fission of U²³⁵ in the interval $E_n = 0.4$ to 0.7 MeV leads to approximately the same value of the jump, but of the opposite sign.

Thus it can be concluded that the transition to one-particle fission channels appreciably changes the configuration of the nucleus at the moment of scission. Probably, it is only due to the opening of many fission channels that the averaging occurs ensuring the fulfilment of Fowler's hypothesis on the independence of the average kinetic energy on the excitation energy of the fissile nucleus.

4.3. Space-time picture of the process of fission

Let us now discuss some peculiarities in the descent from the barrier's top to the scission metnioned in the introduction and give some considerations as to the degrees of freedom into which the excess excitation energy of the nucleus at the saddle point passes.

Let us first of all try to determine the distance of the decsent from the saddle point to the scission point. To this end the nucleus is represented in three characteristic states in fig. 12. The scale is such that the volume of the shapes represented is preserved at all fission stages. The volume of the initial nucleus is assumed to be $\frac{4}{3\pi}r_0^3 A$ where $r_1 = 1.2$ fm. Ellipse 1 is a cut along the axis of the nucleus U²³⁶ in the ground state.

The relation of the semi-axes is determined in accordance with the accepted quadrupole moment $Q=10\times10^{-24}$ cm² (see ref. [43]). Shape 2 is taken from ref. [13] and represents the nuclear configuration at the saddle point. The two spheres 3 indicate the fission fragments with the relation of their masses and charges ¹⁴⁰/₉₆ and the distance between them 17.5 fm. The Coulomb repulsion energy in this case is precisely equal to the experimentally [44] determined kinetic energy of the fragments in the fission of U²³⁵ by thermal neutrons 166 MeV. The given value is the lower limit of the possible distance between the fragments at the moment of the scission since the above estimate does not take into account two factors increasing this distance. First,



Fig. 12. Nuclear configuration in three characteristic stages of fission (see the text)

the fragments at the moment of the scission have a certain relative motion energy. Therefore, the distance to the break ensuring the observed kinetic energy must be somewhat larger. Second, the fragments at the moment of the scission must have an elongatted shape which increases the electrostatic repulsion energy. Thus, for the given distance between the fragments this energy increases by 7 MeV for the form of the fragments calculated for the moment of the scission in ref. [20] and described by the formula $\sum_{i=0}^{3} \alpha_i P_i(\cos \theta)$ ($\alpha_0 = 1$, $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 0.25$ and $\alpha_3 = 0.08$). To obtain again the observed energy of 166 MeV the distance between the charge centres should be increased by 4 %.

The distance covered by the centres of masses of the future fragments can be assumed as the distance passed by the nucleus from the saddle point to the break point. The lower estimate of this distance can be obtained by considering the difference in the distances between the centres of tangent fragments (11.7 fm) and fragments at the moment of the scission (17.7 fm). The distance 6 fm is actually the lower estimate since the sum of the diameters of tangent fragments is precisely equal to the major axis of the pyriform shape at the saddle point. Since these estimates warrant quite definite conclusions the nuclear shape at the saddle point calculated by Swiatecki [45] for $\frac{1}{50}(Z^2/A) = 0.717$ was also used. The distance between the centres of mass of the two halves of the nucleus is 10.9 fm in this case.

In the light of these estimates Johansson's statement that the distance between the saddle point and the scission point is 1 fm seems surprising. The time in which the nucleus covers the distance of 6 fm at a speed corresponding to the relative motion energy of the mass centres of the fragments produced equal to 1 MeV amounts to 3×10^{-21} sec, i. e., one order larger than the characteristic nucleoli time 3×10^{22} sec [18] while Johansson assumes them comparable.

Thus the fission time is sufficiently large as compared with the characteristic nucleon time for the realisation of the mechanism of the viscous dissipation of the kinetic energy of motion of the fissile nucleus parts proposed by Hill and Wheeler. According to their concept, the deformation of the potential well has a direct effect on the mixture of nucleon states, which is, for the case of irreversible motion, nothing else than the excitation of the inner degrees of freedom even if 110 assumption is made of interlevel nucleon transitions.

4.4. Comparison of data on spontaneous and induced nuclear fission

The experimental comparison of the values of \overline{v} and \overline{E}_k for the spontaneous an induced fission of the same nucleus can directly answer the question: what energy fraction passes into the kinetic energy of the fragments in the descent from the barrier's top, i. e., to what extent is the fissioning deformation energy dissipated into the nucleon degrees of freedom? Besides the pair Pu^{240} and Pu^{239} +n discussed by Andreyev there are data on \overline{v} and \overline{E}_k for the spontaneous fission of Pu²⁴² and induced fission of Pu²⁴¹. The average kinetic energy of the fission fragments has been measured in ref. [46] and points to the coincidence of \overline{E}_k . Unfortunately, the accuracy of the comparison is not indicated. There are no values of v measured by the same author, but the available data $\overline{v}_{th} = 2.95$ (refs. [4, 25, 47] and $\overline{v} = 2.16$ (refs. [48, 49]) for spontaneous fission indicate that the difference of excitation energies equal to the energy of the captured neutron passes into the excitation energy of the fragments. Besides, judging by the latest measurements [27, 50] \overline{v} for spontaneous fission of Pu²⁴⁰ is somewhat less and coincides with the quantity obtained by Kalashinkova et al. [25] equal to 2.18 instead of 2.26 assumed before [4]. If the new quantity is accepted the excess of \overline{v} over the extrapolated value will correspond to the difference in \overline{E}_k for spontaneous and induced fission of approximately 1 MeV. This difference is comparable with experimental errors [51]. If it actually exists there is a possibility of connecting it with the processes detected in this investigation for two fissile isotopes.

The channels with 0 and 1 spins through which spontaneous and induced fission of the compound nucleus Pu^{240} by thermal neutrons is to occur definitely have a different nature irrespective of the assumption^{*} about the parity of the ground state of occur Pu^{239} .

The probable absence of this difference in the case of the pair Pu^{242} and Pu^{241} ($^{5}/_{2}+n$) may be explained by the fact that both induced and spontaneous fission through the lower ratotional band, i.e., channels of the same nature.

Some information on the possible changes of \overline{E}_k in the transition from the subbarrier to superbarrier fission can also be obtained by comparing the experimental values \overline{v} for the spontaneous fission of heavier nuclei (curium and californium) with the values of \overline{v} which can be expected from a reasonable extrapolation of the data on the induced fission of lighter nuclei. An empirical formula is given in ref. [51] for the average number of prompt neutrons in the fission by thermal neutrons. The formula describes \overline{v}_{th} for nuclei from Th²²⁹ to Am²⁴² accurately to within ≈ 3 %. The comparison made in ref. [51] of the values extrapolated by this formal for Cm²⁴¹, Cm²⁴³

^{*} The assumption of negative parity of the ground state of Pu^{239} is attractive for explaining the observed fission widths of the levels with 0 and 1 spins in the fission of Pu^{239} by slow neutrons [52].

and Cf^{245} with the experimental values for the spontaneous fission of Cm^{242} , Cm^{244} and Cf^{246} points to the possibility of the transition of some fraction of the energy produced in the descent from the barrier's top (1 to 2 MeV) into the kinetic energy of the fragments. Therefore, a check of the effect for transplutonium nuclei in direct measurements of both \overline{v} and \overline{E}_k would be of considerable value.

5. Conclusion

The purpose of this study was the search for deviations from Fowler's hypothesis. Such deviations have actually been found and it can be concluded that they are especially appreciable in the transition to one-particle fission channels if the latter come into play in the region $E_n = 0.5$ MeV. The nuclear configuration at the point of scission seems to change somewhat in the process. Of major interest is the problem of the conservation of this configuration in the transition from the rotational channels of positive parity to those of negative parity which we assumed when explaining the change of \overline{E}_k when $E_n < 0.5$ MeV. Therefore, it is important to check experimentally whether there exist such changes in the distribution of the fragment masses below and above 0.5 MeV.

In this respect the available pairs of isotopes differing by unity in atomic weight also offer possibilities which have by no means been exhausted. Precision relative measurements are required of \overline{v} and \overline{E}_k for the spontaneous fission of an isotope with weight A and for the fission by neutrons of the isotope with atomic weight A - 1. It is essential to know in this case the spin and parity of the compound nucleus level through which the fission occurs.

The most direct experiment in determining the dependence of \overline{v} and \overline{E}_k on the excitation energy in the fission of even-mass compound nuclei through one lower rotational band could be obtained with the aid of the (d, pf) reaction. Unfortunately, this reaction involves neutrons with different angular momenta.

In this sense the experiments in the photofission of even-mass nuclei near the first two thresholds would be purer since an appreciable contribution to the fission cross section may only come from dipole and quadrupole quanta differing by parity.

The measurements of \overline{v} that have been made so far for different resonances in the fission of U²³⁵ and Pu²³⁹ by slow neutrons either cover a small number of resonances or have an accuracy which is too low for the above effects to be detected [53, 54].

The authors realize that the interpretation of experimental data proposed in this paper must be considered to be a working hypothesis which can be checked only by improving the accuracy of the experiments and by extending the range of fission channel studies.

The authors wish to express their deep gratitude to A. I. Leipunsky, member of the Ukrainian Academy of Sciences for his constant interest in the investigation and V. N. Andreyev for stimulating discussions. The authors are grateful to V. I. Bolshov, L. D. Gordeyeva and L. I. Prokhorova for participating in some stages of the ex-

periment and to Yu. I. Baranov, V. D. Bondarenko, M. K. Golubeva, A. S. Tishin, Yu. M. Turchin and D. F. Shelest for assistance in the measurements and to the team servicing the electrostatic generator. Acknowledgements are due to Yu. I. Gribanov, V. I. Shalashova for the construction and adjustment of the pulse summator and T. V. Gordeyev for the permission to use the calculated values of the partial fission cross sections.

References

- 1. R.B. Leachman. Phys. Rev. 101 (1956) 1005
- 2. G.N. Smirenkin et al. Atomn. Energ. 4 (1953) 187
- 3. I.I. Bondarenko el al. *Proc. 2nd United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, v. 15 (U.N. Geneva, 1958) p. 229.
- 4. R.B. Leachman. Proc. 2nd United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, v. 15 (U.N. Geneva, 1958) p. 229
- 5. V.N. Okolovitch, G.N. Smirenkin and I.I. Bondarenko. Atomn. Energ. 12 (1962) 461
- 6. A. Moat, D.S. Mather and P. Fieldhause. *Proc. Seminar of Physics of Fast and Intermediate Reactors* v.l. (I.A.E.A., Vienna. 1961) p. 139
- I.I. Bondarenko. Proc. Seminar of Physics of Fast and Intermediate Reactors, v.3 (I.A.E.A., Vienna, 1961) p. 451; Atomn. Energ. 12 (1962) 161
- 8. V.N. Andreyev. Theses of the *Reports of the Conf. on the Fission of Atomic Nuclei*, Leningrad, Izd. Akad. Nauk of the USSR, 1961
- 9. T.A. Mostovaya. Proc. 2nd United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, v. 15 (U.N.Geneva 1958) p. 433,
- 10. V.N. Okolovitch and G.N. Smirenkin. JETP 43 (1962) 1861
- B.T. Geilikman. Proc. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, v. 2. (U.N. Geneva, 1955) p. 201
- 12. Y.A. Northrop, R.H. Stokes and Boyer. Phys. Rev. 115 (1959) 1277
- 13. S.A.S. Johansson. Nuclear Physics 22 (1961) 529
- 14. P.S. Stevenson et al. Phys. Rev. 117 (1960) 186
- 15. V.N. Okolovitch and G.N. Smirenkin. Atomn. Energ. 13 (1962) 64
- 16. P. Fong. Phys. Rev. 89 (1953) 434
- 17. D. L. Hill. Phys. Rev. 79 (1950) 149
- 18. L. Halpern. Ann. Rev. Nucl. Sci.9 (1959) 245
- 19. D.L. Hill and J.A. Wheeler. Phys. Rev. 89 (1953) 1102
- 20. B.T. Geilikman. Atomn. Energ. 6 (1959) 290
- 21. F.D. Brooks. Nucl. Instr. 4 (1959) 151
- 22. V.G. Brovchenko and G.V. Gorlov. Prib. Tekh. Eksp. 4 (1961) 49
- 23. V.G. Nesterov, G.N. Smirenkin and I.I. Bondarenko. Atomn. Energ. 11 (1961) 249
- 24. G.N. Smirenkin. JETP 37 (1959) 1822
- 25. V.I. Kalashnikova et al. Session of the USSR Academy of Sciences for Peaceful Uses of Atomic Energy (*Meetings of the Department of Physics and Math.*) (the Publishing House of the USSR Academy of Sciences, Moscow, 1955) p. 156
- 26. D.J. Hughes. Nucleonics 17, No. 11 (1959) 132
- 27. B.C. Diven and J.C. Hopkins. Private communication, 1962; *Proc. Seminar of the Physics of Fast and Intermediate Reactors*, v. 1 (I.A.E.A., Vienna, 1961) p. 149

Channel Effects in ihe Energy Dependence of the Number of Prompt Neutrons...

- 28. J.W. Meadows and J.F. Walen. Phys. Rev. 126 (1962) 197
- 29. J.G. Cuninghame. G.P. Kilt and E.R. Rae. Nuclear Physics 27 (1961) 154
- 30. V.I. Kalashnikova, V.I. Lebedev and P.Ye. Spivak. Atomn. Energ. 2 (1957) 18
- 31. G. N. Smirenkin, V.G. Nesterov and I.I. Bondarenko. Atomn. Energ. 13 (1962) 366
- 32. N. Bohr and Y.A. Wheeler. Phys. Rev. 56 (1939) 426
- 33. N. Bohr. Proc. Int. Conf. on the Peacefiil Uses of Atomic Energy, v.2 (U.N., Cieneva, 1955) p. 151
- 34. L. Wilets and D.M. Chase. Phys. Rev. 103 (1956) 1296
- 35. B. Forkman and S. Johansson. Nuclear Physics 20 (1960) 136
- 36. V.M. Strutinsky. JETP 39 (1960) 78
- 37. V.G. Nesterov, G.N. Smirenkin and I.I. Bondarenko. Atomn. Energ. 10 (1961) 620
- 38. J. Wheeler. Atomn. Energ. 1 (1956) 71
- 39. A.S. Davydov and G.V. Filippov. JETP 36 (1958) 440
- 40. I.V. Gordeyev, N.S. Rabotnov, V.S. Slavinsky and L.N. Usachev. Proc. Seminar of the Physics of Fast and Intermediate Reactors, v. 3 (I.A.E.A., Vienna, 1962) p. 443
- 41. N.O. Bazazyants and I.V. Gordeyev. Atomn. Energ. 13 (1962) 321
- 42. L.N. Usachev, V.A. Pavlinchuk and N.S. Rabotnov. JETP 44 (1963) No. 6.
- K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson and A. Winter. *Revs. Mod. Phys.* 23 (1956) 432
- 44. J. Terrell. Phys. Rev. 113 (1959) 527
- 45. W.J. Swiatecki. Phys. Rev. 104 (1956) 993
- 46. A.B. Smith, P.R. Fields and A.M. Friedman. Phys. Rev. 106 (1957) 779
- 47. A.B. Smith and R.K. Sjoblom. Phys. Rev. 123 (1961) 2140
- 48. D.A. Hicks, J. Ise and R.V. Pyle. Phys. Rev. 101 (1956) 1016
- 49. A.B. Smith. Proc. Seminar of the Physics of Fast and Intermediate Reactors, v. 1 (I.A.E.A., Vienna, 1961) p. 29
- 50. D.W. Colvin and M.L. Sowerby. Private communication (1962)
- 51. L.D. Gordeyeva and G.N. Smirenkin. Atomn. Energ. 14 (1963) 530
- 52. L.N. Usachev, V.A. Pavlinchuk and N.S. Rabotnov. JETP in press
- 53. J.A. Harvey and J.E. Sanders. *Progress in nuclear energy*, series 1 vol. 1 (London, Pergamon Press, 1956)
- 54. L.M. Bollinger. Conference on Neutron Physics by Time of Flight, ORNL-2309 (1956) p. 167.

Тонкая структура энергетической зависимости ⊽ урана-233 и урана-235 при делении нейтронами ниже 1 МэВ

В. Ф. Кузнецов, Г. Н. Смиренкин (Доклад представил Л. Н. Усачев)

Физико-энергетический институт, Обнинск, СССР

FINE STRUCTURE OF THE ENERGY DEPENDENCE OF \overline{v} FOR ²³³U AND ²³⁵U IN FISSION INDUCED BY NEUTRONS OF LESS THAN 1 MeV. The authors give the results of comparative measurements of the average number of secondary neutrons for ²³³U and ²³⁵U in the energy range of fission-inducing neutrons up to 1 MeV.

The results of the comparative measurements were converted to absolute values on the basis of the relationship:

$$\overline{\mathbf{v}}(E_n) = \overline{\mathbf{v}}_{th} + a(E_n - \Delta E_n),$$

where $\overline{v}(E_n)$ and \overline{v}_{th} are respectively the mean number of secondary neutrons for any primary-neutron energy E_n and for thermal energy, a is a parameter inverse to the mean energy of neutron emission and $\Delta \overline{E}_n$ is the difference between the mean kinetic energy of fragments in the case of fission induced by neutrons of energy E_n and by thermal neutrons.

Use of this relationship is based on the fact that, within the limits of the neutron energy range studied, a change in the mass yield curve and the energy removed by neutrons and fission gamma rays have no pronounced effect on the redistribution of energy between the collective and internal degrees of freedom of the fissioning nucleus. The feasibility of this indirect method of arriving at absolute figures was corroborated by deriving the absolute values for ²³⁵U directly. The authors present possible interpretations of the results obtained.

Приводятся результаты относительных измерений среднего числа вторичных нейтронов для урана-233 и урана-235 в диапазоне энергий нейтронов, вызывающих деление до 1 МэВ.

Абсолютизация результатов относительных измерений осуществлялась на основе соотношения

$$\overline{v}(E_n) = \overline{v}_{th} + a(E_n - \Delta \overline{E}_n),$$

где $\overline{v}(E_n)$ и \overline{v}_{th} соответственно среднее число вторичных нейтронов при некоторой энергии первичных нейтронов E_n и тепловой, a — параметр, обратный средней энергии отделения нейтрона, $\Delta \overline{E}_n$ — разность средней кинетической энергии осколков при делении нейтронами с энергией E_n и тепловыми.

Использование приведенного соотношения основано на том, что в пределах исследованного диапазона энергий нейтронов изменение кривой выхода масс, энергия, уносимая нейтронами у-лучами деления, не влияют существенно на пе-

Nuclear Data for Reactors. Vol. II, IAEA, Vienna. CN-23/97, pp. 75-83.

рераспределение энергии между коллективными и внутренними степенями свободы делящегося ядра. Прямая абсолютизация данных для урана-235 подтвердила возможность такого непрямого метода абсолютизации. Приводятся возможные интерпретации полученных результатов.

Введение

В работе [1] были сообщены результаты измерений среднего числа вторичных нейтронов v для урана-235 и средней кинетической энергии осколков *E_k* урана-233 и урана-235 при делении указанных ядер-мишеней нейтронами. Совокупные данные по \bar{v} и E_k для урана-235 указывали на наличие отступлений от линейной зависимости \overline{v} от энергии E_n нейтронов, вызывающих деление, и $\overline{E}_k(E_n)$ от постоянства, принимавшихся в соответствии с [2]. В работе [1] была приведена также интерпретация обнаруженных эффектов, которая связывала нерегулярности в $\overline{\nu}$ и \overline{E}_k с проявлением дискретной структуры каналов в переходном состоянии делящегося ядра. В основу анализа экспериментальных данных по \overline{v} и \overline{E}_k была положена модель неоксиально-симметричного грушевидного ядра, совершающего туннельные переходы между зеркально симметричными формами. В соответствии с этой моделью в переходном состоянии ядро имело две полосы уровней положительной 0⁺, 2⁺, 3⁺, 4⁺... и отрицательной 1⁻, 2⁻, 3⁻, 4⁻... четности, разделенные энергетическим интервалом $E_{inv} = t \omega_{inv} \approx 0.8$ МэВ, где ω_{inv} — частота туннельного перехода. При делении урана-235 (7⁻/2) *s*-нейтронами в седловой точке реализовывались состояния 3⁻, 4-. При вступлении в игру р-нейтронов деление осуществлялось через состояния 2^+ — 5^+ , лежащие на ~ 0,8 МэВ ниже. Далее предполагалось, что:

1) энергия возбуждения каналов отрицательной четности E_{inv} переходит в кинетическую энергию осколков вследствие слабой связи инверсии ядра с внутренними степенями свободы;

2) кинетическая энергия деформации, поглощающая избыток энергии переходного ядра над энергией возбуждения участвующих в делении каналов диссипируется в нуклонные степени свободы;

3) энергия возбуждения каналов нуклонной природы идет на нагрев осколков;

4) деление через каналы нуклонной природы благоприятствует изменению среднего расстояния, на котором происходит разрыв стенки ядра \overline{r}_{sc} , что со-провождается соответствующими изменениями \overline{E}_k .

Падение \overline{E}_k и соответственно рост \overline{v} при переходе от *s*- и ρ -нейтронам в рамках этих представлений объясняется как переход от каналов 3⁻, 4⁻, при давлении через которые \overline{E}_k на величину E_{inv} больше, к каналам 2⁺—5⁺.

Для урана-233 (5/2⁺) с противоположной четностью основного состояния общая тенденция в $\overline{E}_k(E_n)$ и $\overline{\nu}(E_n)$ должна быть обратной только что рассмот-

ренной. Деление s-нейтронами урана-233 идет через состояние 2⁺, 3⁺ нижней полосы, а р-нейтронами — через состояние 1-4- полосы отрицательной четности приподнятой на $E_{inv} \sim 0.8$ МэВ. Поэтому переход от *s*- к р-нейтронам должен сопровождаться увеличением \overline{E}_k и соответствующим падением $\overline{\nu}$. Экспериментальные данные по $\overline{E}_k(E_n)$ подтвердили этот вывод. Желательно было проведение измерений и $\overline{v}(E_n)$ для урана-233 в этой области энергий E_n . Наряду с измерениями $\overline{v}(E_n)$ для урана-233 было признано целесообразным проведение повторных, более детальных измерений $\overline{v}(E_n)$ и для урана-235. В основу экспериментальной методики была положена описанная в [1] методика относительных измерений, которая, как оказалось, позволяет при сравнительно несложной аппаратуре производительные измерения \overline{v} с точностью лучшей 1 %. С точки зрения выявления структуры в $\overline{v}(E_n)$ эта методика полностью решала поставленную задачу. Для возможности практического использования данные относительных измерений необходимо абсолютизировать либо прямым способом [1], либо непрямым — с помощью привлечения данных по кинетической энергии осколков деления, как это сделано в настоящей работе.

Относительные измерения \overline{v}

В пучок нейтронов, получаемых в реакции $H^3(p, n)He^3$ с помощью электростатического ускорителя, помещается мониторная ионизационная камера (1) (рис. 1), содержащая диск (2) из исследуемого изотопа диаметром 30 мм и толщиной 3 мм, окруженного тонкими ~1 мг/см слоями (3) одинакового с диском изотопного состава, которые нанесены на подложки диаметром также 30 мм. Количество делящегося вещества в слоях подбиралось одинаковым с точностью ±10 %. Вторичные нейтроны, вылетающие в основном из диска,



Рис. 1. Расположение аппаратуры при относительных измерениях:
 1 — мониторная камера; 2 — диск из делящегося изотопа; 3 — мониторные слои;
 4 — камера деления; 5 — слои тория-232; 6 — мишень ускорителя

регистрируются пороговым детектором вторичных нейтронов с величиной порога B, превышающей максимальную энергию первичных нейтронов из исследуемого диапазона. В данном случае в качестве порогового детектора вторичных нейтронов использовалась ионизационная камера деления (4) со слоями тория-232 (5). Число отсчетов, зарегистрированное за некоторое время детектором вторичных нейтронов N_n , отнесенное к числу импульсов в мониторной камере n_f с точностью до некоторых весьма слабо зависящих от E_n факторов, равно $\overline{\nu}(E_n)$:

$$\rho = \frac{N_n(E_n)}{n_f(E_n)} = c' \overline{\nu}(E_n).$$

Отношение двух значений ρ , измеренных при энергии первичных нейтронов E_n , меняющейся от опыта к опыту, и некоторой \tilde{E}_n , постоянной для всех измерений, с точностью до коэффициента с равно отношению соответствующих E_n и \tilde{E}_n значениям $\overline{\nabla}$:

$$R_{\mathfrak{SKCII}} = \frac{\rho(E_n)}{\rho(\tilde{E}_n)} = c(E_n, \tilde{E}_n) \frac{\overline{\nu}(E_n)}{\overline{\nu}(\tilde{E}_n)} = c(E_n, \tilde{E}_n) R(E_n, \tilde{E}_n) \dots$$
(1)

Расчет коэффициента с позволяет найти искомую величину R. Выбор толщины диска определялся оптимумом, складывающимся из соображений достаточно высокой статистики отсчетов и малости поправочного коэффициента с в (1). Измерения производились с использованием твердой Zr-3H или Ti-3H мишени толщиной ~ 0,3 мг/см². Нейтроны с энергией 0,2 МэВ получались установкой устройства (рис. 1) под углом 60° к пучку протонов. В этом случае на диск попадали нейтроны с E_n от 0,12 МэВ до 0,28 МэВ и $\overline{E}_n = 0,2$ МэВ; нейтроны с $E_n = 0.08$ МэВ получались под 0° к пучку протонов превышением энергии протонов над порогом реакции ${}^{3}H(p, n){}^{3}He$ на 25 кэВ. При этом на диск попадали нейтроны с E_n от 0,02 до 0,14 МэВ. Для всех остальных точек разница между максимальной и минимальной энергией нейтронов не превышала 0,06 МэВ. Апертура диска в пучке нейтронов составляла 40°. Измерения при энергии нейтронов E_n чередовались с измерениями при опорной энергии \tilde{E}_n . Величина *Rⁱ*_{эксп}, получаемая в одной такой серии, имела точность по статистическому фактору ~ 3-4 %. Число серий измерений подбиралось таким, чтобы получить итоговую ошибку 0,5-0,7 % по разбросам отдельных серий. Аппаратура обеспечивала набор импульсов детектора вторичных нейтронов на уровне ~5 н/сек. Значения $R_{3 \text{ксп}}$, полученные в измерениях, приведены в таблицах 1 и 2. В табл. 2 внесены результаты, полученные в [1] со сцинтилляционным пороговым детектором вторичных нейтронов. Поскольку точность, достигнутая в [1] с ториевой камерой невысока и составляет 1,5–2 %, в качестве окончательных результатов с этим детектором вторичных нейтронов рассматриваются данные публикуемой работы. При расчете коэффициента с в (1) учитывались следующие факторы, приводящие к отклонению с от единицы:

1. Зависимость от E_n коэффициента пропорциональности λ между полным числом делений в диске F и числом делений в поверхностных слоях n_f .

2. Зависимость эффективности регистрации вторичных нейтронов $\langle \Omega \rangle$ от пространственной корреляции первичный нейтрон-осколок деления — вторичный нейтрон, возникающий в результате наличия угловой анизотропии разлета осколков деления относительно направления первичных нейтронов и сильной угловой зависимости вероятности испускания вторичных нейтронов относительно направления разлета осколков в лабораторной системе координат.

3. Зависимость эффективности регистрации вторичных нейтронов пороговым детектором $\langle \Sigma \rangle$ от изменения средней энергии нейтронов деления, связанного с изменением энергии возбуждения делящихся ядер.

4. Зависимость эффективности регистрации вторичных нейтронов <µ> от пространственных характеристик распределения делений по диску. Для сцинтилляционного детектора эта зависимость пренебрежимо мала из-за большого расстояния от детектора до диска.

5. Вклад процессов, связанных с упругим, неупругим взаимодействием первичных нейтронов с веществом диска и мультипликацией нейтронов в среде диска. Этот вклад учитывается коэффициентом χ .

Расчет указанных поправочных коэффициентов производился только с учетом вклада нейтронов первого поколения, т. е. нейтронов, возникших в результате однократного соударения первичных нейтронов с ядрами диска. Такое приближение оказалось достаточным, поскольку геометрические характеристики диска выбирались такими, чтобы параметр, характеризующий вклад многократных соударений $\Sigma_t \cdot t$ (Σ_t — макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами, а t — наиболее характерный геометрический размер, в данном случае толщина диска), оказался малым:

$\Sigma_t \cdot t \sim 0, 1.$

Структура уравнения (1) такова, что все поправочные коэффициенты входят в него в виде отношения их значений при энергии первичных нейтронов E_n к значениям при энергии \tilde{E}_n . Это весьма важное и благоприятное для данной методики обстоятельство, поскольку указанные коэффициенты от E_n зависят весьма слабо, а их отношение незначительно отличается от единицы. В таблицах 1 и 2 приведены значения отношения поправочных коэффициентов для энергий нейтронов E_n , \tilde{E}_n ; $\lambda/\tilde{\lambda}$, $\langle \Omega \rangle / \langle \tilde{\Omega} \rangle$, $\mu/\tilde{\mu}$, $\chi/\tilde{\chi}$. Поправка $\langle \Sigma \rangle / \langle \tilde{\Sigma} \rangle$ в явном виде не представлена. Она учитывалась непосредственно при переходе от $R_{3ксп}$ и

$$\Xi = \frac{\lambda}{\tilde{\lambda}} \cdot \frac{\langle \Omega \rangle}{\langle \widetilde{\Omega} \rangle} \cdot \frac{\chi}{\tilde{\chi}} \cdot \frac{\mu}{\tilde{\mu}} kR$$

В последней колонке таблиц 1 и 2 приведены окончательные значения R. В ошибку R включена ошибка, связанная с неточностью введения поправок. Поправки не превышают 0,4 % от измеряемой величины, т. е. меньше среднеквадратичной ошибки результатов измерений. Поскольку поправки изменяют $R_{_{3 \text{ксп}}}$ в противоположных направлениях, окончательное значение слабо отличается от $R_{_{3 \text{ксп}}}$, т. е. измеряемая в эксперименте величина устойчива к действию различных искажающих эффектов.

Таблица 1.

<i>Е</i> _{<i>n</i>} , МэВ	$R_{ m эксп}$	$\lambda/ ilde{\lambda}$	$\left< \Omega_0 \right> \! \left/ \! \left< ilde \Omega_0 \right> ight.$	χ/χ	$\mu_0/ ilde{\mu}_0$	R
0,08	1,014±0,005	1,0022	0,9968	0,9989	1,0035	1,011±0,007
0,20	1,000±0,006	1,0004	0,9980	1,0000	1,0003	$1,002{\pm}0,008$
0,30	$0,990\pm0,005$	1,0003	0,9997	1,0007	1,0002	$0,992{\pm}0,005$
0,40	$1,000\pm0,000$	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	$1,000\pm0,000$
0,50	$1,005\pm0,004$	0,9997	1,0005	0,9996	0,9998	$1,004{\pm}0,005$
0,60	1,014±0,005	0,9994	1,0005	0,9996	0,9997	$1,012\pm0,005$
0,70	1,025±0,005	0,9995	1,0004	0,9986	0,9996	$1,022\pm0,006$

Результаты относительных измерений для урана-233

Таблица 2.

Результаты относительных измерений $R = \overline{v}(E_n)/\overline{v}(\tilde{E}_n)$ для урана-235

<i>Е</i> _{<i>n</i>} , МэВ	$R_{ m эксп}$	$\lambda/ ilde{\lambda}$	$\left< \Omega_0 \right> \left/ \left< ilde{\Omega}_0 \right>$	$\chi/\tilde{\chi}$	$\mu_0/ ilde{\mu}_0$	R
0,08	0,982±0,005	1,0014	0,9940	1,0007	1,0031	0,986±0,006
0,08*	0,970±0,006	1,0014	0,9941	1,0007	1,0000	$0,979{\pm}0,008$
0,20	1,015±0,006	1,0008	0,9973	0,9998	1,0005	$1,013\pm0,007$
0,30	1,009±0,006	1,0002	0,9994	0,9996	1,0002	$1,008\pm0,006$
0,31*	0,995±0,006	1,0002	0,9994	0,9996	1,0000	$0,997{\pm}0,006$
0,40	$1,000\pm0,000$	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	$1,0000\pm0,0000$
0,50	0,998±0,005	0,9998	1,0006	1,0002	1,9998	$0,998 \pm 0,005$
0,55*	0,976±0,006	0,9998	1,0010	1,0003	1,0000	$0,980{\pm}0,006$
0,60	0,994±0,004	0,9997	1,0016	1,0004	0,9997	$0,995\pm0,005$
0,67*	0,994±0,006	0,9996	1,0026	1,0004	1,0000	$0,992{\pm}0,006$
0,70	0,994±0,005	0,9996	1,0030	1,0004	0,0097	$0,994{\pm}0,005$
0,78*	0,993±0,006	0,9996	1,0034	1,0004	1,0000	$0,992{\pm}0,007$
0,99	$1,010\pm0,008$	0,9995	1,0034	1,0005	1,0000	$1,005\pm0,009$

* Результаты измерений сцинтилляционным пороговым детектором [1].

Абсолютизация результатов относительных измерений

Абсолютизация результатов относительных измерений состоит в сравнении какого-либо значения \overline{v} из исследованного диапазона E_n (например, при \tilde{E}_n) с хорошо известным значением \overline{v} . Чаще всего в качестве последнего используют \overline{v} при делении тепловыми нейтронами (\overline{v}_T). В работе [1] в отдельном эксперименте было проведено сравнение $\overline{v}(\tilde{E}_n)$ с \overline{v}_T , оказавшееся равным

 $\overline{\mathbf{v}}_T / \overline{\mathbf{v}}(E_n) = 1,025 \pm 0,007 \ .$

Принятая в [1] методика не позволяла привести такое сравнение с \overline{v}_T для урана-233 ввиду того, что из-за повышенной γ-активности этих изотопов в ионизационной камере невозможно было получить необходимую статистическую точность из-за недостаточного количества вещества. Поэтому в настоящей работе было решено обратиться к непрямому методу абсолютизации путем привлечения весьма подробных и точных данных по разности средних кинетических энергий осколков при делении нейтронами с энергией E_n и тепловыми нейтронами

$$\Delta \overline{E}_k = \overline{E}_k \left(E_n \right) - \overline{E}_k^T \,.$$

В предположении неизменности кривой выхода масс и зарядов Y(M, Z) и постоянства средней энергии \overline{E}_{γ} мгновенных γ -лучей в диапазоне $E_n \leq 1$ МэВ из разности уравнений баланса энергии, реализующейся при делении быстрыми и тепловыми нейтронами, можно получить следующее соотношение:

$$\overline{\mathbf{v}}(E_n) = \overline{\mathbf{v}}_T + a \Big[E_n - \Delta \overline{E}_k(E_n) \Big], \tag{2}$$

где *а* — величина, обратная энергии отделения нейтрона, равной сумме средней энергии связи нейтрона в осколках и средней кинетической энергии вторичных нейтронов. Согласно имеющимся оценкам значение *а* находится в пределах $0,13-0,15 \text{ МэB}^{-1}$. Если энергетический эквивалент, деформация поверхности Y(M, Z) и E_{γ} при переходе от деления тепловыми нейтронами к быстрым с энергией E_n обозначить через ΔMc^2 , то разность уравнений энергетического баланса при делении нейтронами с энергией E_n и тепловыми запишется в виде:

$$\Delta Mc^{2} = -\left[E_{n} - \Delta \overline{E}_{k}(E_{n})\right] + \frac{\overline{\nu}(E_{n} - \overline{\nu}_{T})}{a}...$$
(3)

Видно, что при $\Delta Mc^2 = 0$ (т. е., если Y(M, Z) = const и \overline{E}_{γ} = const) соотношение (3) переходит в (2). Примем в качестве первого приближения весьма реальное предположение Y(M, Z) = const и \overline{E}_{γ} = const и разделим правую и левую части (2) на \overline{v} (\tilde{E}_n):

$$\frac{\overline{\nu}(E_n)}{\overline{\nu}(\tilde{E}_n)} = \frac{\overline{\nu}_T}{\overline{\nu}(\tilde{E}_n)} + \frac{a}{\overline{\nu}(\tilde{E}_n)} \Big[E_n - \Delta \overline{E}_k(E_n) \Big] \dots$$
(4)

В (4) слева имеем величину $R = \overline{v}(E_n) / \overline{v}(\tilde{E}_n)$, найденную в относительных измерениях. Справа стоит искомое соотношение $\overline{v}_T / \overline{v}(\tilde{E}_n)$, коэффициент $a/\overline{v}(\tilde{E}_n)$ и член в скобках, величина которого известна из измерений $\Delta \overline{E}_k$ при энергии нейтронов E_n . Для всех экспериментальных значений $R(E_n)$ и $\Delta \overline{E}_k(E_n)$ из исследованного диапазона E_n получаем систему уравнений с неизвестными коэффициентами $\overline{v}_T / \overline{v}(\tilde{E}_n)$ и $a / \overline{v}(\tilde{E}_n)$, которые находятся по методу наименьших квадратов. В результате расчетов получаем величину $\overline{v}(\tilde{E}_n)$ и a.

Найденные таким образом значения *a* оказались равными $0,070 \pm 0,005$ МэВ и $0,080 \pm 0,005$ МэВ⁻¹ для урана-233 и урана-235 соответственно, что существенно ниже ожидаемых значений 0,13—0,15 МэВ⁻¹.

Такая разница могла возникнуть в результате приближенности предположения $\Delta Mc^2 = 0$. Воспользуемся соотношением (3) и подставим в правую часть величину $\overline{v}(E_n)$, определенную в результате расчетов по методу наименьших квадратов, принимая значение *a* равным 0,14 МэВ⁻¹. Получаем значение ΔMc^2 для E_n из исследованного диапазона. Для U²³⁵ величина ΔMc^2 оказалась равной $\approx -0,3 \pm 0,3$ МэВ, начиная с 0,08 до 1 МэВ. Иными словами, изменение энергии, реализуемой в виде E_k и \overline{v} , за счет деформации Y(*M*, *Z*) и вариаций \overline{E}_{γ} , оказалось невелико. Для урана-235 до $E_n = 0,5$ МэВ $\Delta Mc^2 \approx 0 \pm 0,3$ МэВ. При энергиях $E_n = 0,6$ и 0,7 МэВ величина ΔMc^2 уменьшается, достигая при $E_n = 0,7$ МэВ значения $-0,6 \pm 0,3$ МэВ.

В качестве второго приближения учитывались значения ΔMc^2 для каждого E_n и процедура обсчета методом наименьших квадратов повторялась вновь. Для урана-233, кроме того, точки для $E_n = 0,6$ и 0,7 МэВ не учитывались. Для урана-235 полученное во втором приближении значение $\overline{v}_T / \overline{v}$ (\tilde{E}_n) оказалось равным 0,974±0,001, что превосходно согласуется с $\overline{v}_T / \overline{v}$ (\tilde{E}_n) = 0,975 ± 0,007, определенным из эксперимента путем прямого сравнения. Для урана-233 $\overline{v}_T / \overline{v}$ (\tilde{E}_n) = 0,013 ± 0,0001, $a = 0,120\pm0,007$.

Ошибки определения $\overline{v}_T / \overline{v} (\tilde{E}_n)$ расчетом по методу наименьших квадратов не учитывают того факта, что использовавшиеся значения *a* нам известны только по оценкам. Поэтому $\overline{v} (\tilde{E}_n)$ анализировались по коэффициенту *a*. Для этого с помощью (3) находились значения $\overline{v} (\tilde{E}_n)$ для *a*, изменявшихся от 0,04 до 0,20. Полагая, что истинное значение *a* находится в интервале 0,10 до 0,18, по кривой $\overline{v} (\tilde{E}_n) = f(a)$ определялся разброс значений $\overline{v} (\tilde{E}_n)$, который оказался равным 0,2 % урана-233 и 0,9 % для урана-235. Для большей гарантии от возможно неучтенных факторов ошибка $\overline{v} (\tilde{E}_n) = 2,491 \pm 0,007$ из эксперимента. Величина \overline{v} с учетом запаздывающих нейтронов для урана-233 принималась равной 2,494±0,000, для урана-235 — 2,430±0,000 в соответствии с [3].

На рис. 2 и 3 представлено сравнение полученных в настоящей работе данных с имеющейся совокупностью. В данных других авторов учтен вклад запаздывающих нейтронов. Они нормированы на значения \overline{v} , принятые в данной работе, причем опорные значения \overline{v} принимались всюду без ошибки.

Как видно из рис. 2 и табл. 1 тенденция $\overline{v}(E_n)$ для урана-233 обнаруживает спад на 1,5 % от теплового значения до области $E_n = 0,2-0,3$ МэВ в полном соответствии с предсказаниями работы [1]. Новые данные для урана-235 хорошо согласуются с данными, полученными в [1], (табл. 2, рис. 3), причем подъем \overline{v} при $E_n = 0,2$ и 0,3 МэВ подчеркнут еще сильнее.



Рис. 2. Сравнение результатов измерения v
(E_n) для урана-233:

— результаты данной работы;
— значения v
(E_n), полученные по ΔE
(E_n) [1]
с помощью уравнения баланса [2];
— данные Колвина и Соуэрби [3];

— данные Дивена и Гопкинса [4];
Δ — данные Мазера и др. [5]



Рис. 3. Сравнение результатов измерения v
 (E_n) для урана-235:

— результаты данной работы (камера деления с торием-232 в качестве детектора вторичных нейтронов);
 (= результаты работы [1] с учетом поправок по методике, изложенной в данной работе (детектор вторичных нейтронов — сцинтилляционный счетчик); Δ — значения v
 (E_n), полученные по ΔE
 (E_n) [1] с помощью уравнения баланса (2);
 – данные Мазера и др. [6];
 – данные Медоуза и Уолена [7];
 (> — данные Медоуза и Уолена [10];
 * — данные Гопкинса и Дивена [4];
 (> — данные Кондэ [9];
 (> — данные Кондэ [9];
 (> — данные Колвина и Соуэрби [9]

Недавно появилась еще одна работа [11], объясняющая структуру в $\overline{v}(E_n)$ для урана-235. Нерегулярности в ходе \overline{v} при $E_n < 1$ МэВ в этой работе связываются с вкладом состояний с k = 2 и положительной четностью, аналогичных γ -вибрационным состояниям стабильных ядер. По мнению авторов [11] энергия возбуждения этих каналов при делении ρ -нейтронами переходит в нагрев осколков, что приводит к увеличению \overline{v} в области $E_n \approx 0,2$ МэВ. Энергия возбуждения всех прочих коллективных состояний внутри энергетической щели согласно [11] идет в кинетическую энергию осколков. Относительно кинетической энергии деформации принимается предположение, противоположное работе [1]: эта энергия не переходит во внутреннее возбуждение, т. е. добавляется к E_k .

Нетрудно показать, что участием каналов с $k = 2^+$ можно объяснить и результаты для урана-233.

Исходя из имеющихся экспериментальных данных и представлений о переходном состоянии делящегося ядра в настоящее время нельзя отдать предпочтение какой-либо из этих интерпретаций. Необходима экспериментальная проверка альтернативных предположений, принимавшихся авторами [1, 11].

Литература

- 1. Blyumkina Ju.A., Bondarenko I.I., Kuznetsov V.F., Nesterov V.G., Okolovitch V.N., Smirenkin G.N., Usachev L.N. *Nucl. Phys.* 52 (1964) 648.
- 2. Leachman R.B. Phys. Rev. 101 (1956) 1005.
- 3. Дьяченко П.П., Кузьминов Б.Д. *Physics and Chemistry of Fission*, Vol. 1. IAEA, Vienna, 1965, p. 601.
- 4. Hopkins J.C., Diven B.C. Nucl. Phys., 48(1963) 433.
- 5. Mather D.S., Fieldhouse P.F., Moat A. Nucl. Phys. 66 (1965) 149.
- 6. Mather D.S., Fieldhouse P.F., Moat A. Phys. Rev. 133 (1964) B, 1403.
- 7. Meadows J.W., Whalen J.F. Phys. Rev. 126 (1962) 197.
- 8. Colvin D.W., Sowerby M.G. *Physics and Chemistry of Fission*, Vol. II. IAEA, Vienna, 1965, p. 25.
- 9. Conde H. Arkiv Fisik 29 (1965) 293.
- 10. Meadows J.W., Whalen J.F. ANZ-7028 (1965)
- 11. Струтинский В.М., Павлинчук В.А. *Physics and Chemistry of Fission* v. I., IAEA, Vienna, 1965, p. 127.

Среднее число мгновенных нейтронов при делении урана-235 и плутония-239 нейтронами

В. Г. Нестеров, Б. Нурпеисов, Л. И. Прохорова, Г. Н. Смиренкин, Ю. М. Турчин

Физико-энергетический институт, Обнинск, СССР

Presented by S. I. Sukhoruchkin Доклад представлен С. И. Сухоручкиным

AVERAGE NUMBER OF PROMPT NEUTRONS IN THE FISSION OF URA-NIUM-235 AND PLUTONIUM-239 BY NEUTRONS. Results are given for measurements of the fission cross-section and the average number of prompt neutrons in the fission of ²³⁵U and ²³⁹Pu induced by neutrons. The fission cross-section was measured by a relative method used in conjunction with track methods in the 10 keV to 1 MeV neutron energy range. The fission cross-section of ²³⁵U was taken as a reference. Between 0.3 and 5 MeV the average number of secondary neutrons was measured by means of ³He counters in a paraffin block and between 0.08 and 0.7 MeV with a threshold detector (multilayer thorium chamber).

Сообщаются результаты измерений эффективного сечения деления и среднего числа мгновенных нейтронов при делении ²³⁵U и ²³⁹ Ри нейтронами. Сечение деления измерено относительным методом с помощью трековой методики в диапазоне энергий нейтронов от 10 кэВ до 1 МэВ. В качестве опорного сечения использовалось сечение деления ²³⁵U. Измерения среднего числа вторичных нейтронов произведены в диапазонах энергий нейтронов 0,3—5 МэВ с помощью ³Не-счетчиков в парафиновом блоке и 0,08—0,7 МэВ — с помощью порогового детектора (многослойной ториевой камеры).

Введение

Начиная с 1955 года, когда были опубликованы экспериментальные данные и результаты расчетов [1, 2] среднего числа нейтронов деления \overline{v} с ростом возбуждения ядра, ведутся интенсивные исследования энергетической зависимости $\overline{v}(E_n)$. Накопленные в течение первых 5 лет данные [3, 4] подтвердили, что среднее число нейтронов, испускаемых при делении, с ростом энергии бомбардирующих нейтронов E_n возрастает в пределах достигнутой в то время точности эксперимента (3÷5 %) так, как того можно было бы ожидать в предположении независимости средней кинетической энергии осколков E_k от энергии возбуждения:

$$\overline{\mathbf{v}}(E_n) = \overline{\mathbf{v}}(0) + \frac{d\overline{\mathbf{v}}}{dE_n} E_n; \quad \frac{d\overline{\mathbf{v}}}{dE_n} \approx 0,13 - 1,15 \text{ M} \Im \text{B}^{-1}$$
(1)

Nuclear Data for Reactors. Vol. II. IAEA, Vienna, 1970. CN-26/74, pp. 167-175.

В последующие годы были выполнены более детальные исследования \overline{v} и E_k [5—17], которые дали свидетельства в пользу существования небольших, но вполне заметных отступлений от линейной зависимости $\overline{v}(E_n)$ (1).

По-видимому, они носят нерегулярный и достаточно сложный характер, однако из-за малости эффектов и недостаточной точности и детальности измерений большинство авторов предпочитает экспериментальные данные описывать упрощенно [6, 9, 18, 19], пользуясь различными модификациями (1). Имеющиеся теоретические представления о зависимости $\overline{v}(E_n)$ весьма бедны [7, 20], однако, они подтверждают идею о нерегулярном характере изменения \overline{v} и связывают происхождение нерегулярностей в ходе $\overline{v}(E_n)$ с каналовыми эффектами — проявлениями дискретной структуры спектра переходных состояний.

Данная работа предпринята с целью изучения поведения \overline{v}^{235} U и 239 Pu в низкоэнергетической области E_n , которая имеет наибольшее практическое значение и где наблюдение структурных эффектов наиболее вероятно.

Метод измерений

Измерения производились на электростатическом генераторе с использованием в качестве источников нейтронов реакций T(p, n) и Li(p, n).

В эксперименте использовался наиболее прямой и распространенный метод измерения \overline{v} — регистрация совпадений между импульсами от детекторов нейтронов и осколков деления. Схема опыта изображена на рис. 1(а).

Детектор нейтронов представляет собой цилиндрический блок из парафина высотой 50 см и диаметром 50 см со сквозным центральным каналом диаметром 9 см для помещения внутрь него детектора осколков деления многослойной ионизационной камеры. В отверстия в парафине, расположенные вокруг центрального канала, помещались ³Не-счетчики длиной 31 см и диаметром 3,2 см, наполненные ³Не — 4 атм. Использование 24 счетчиков, расположенных как показано на рис. 1(б), обеспечило эффективность регистрации нейтронов деления 21 %. Среднее время жизни нейтронов в детекторе ~50 мксек.

Детектором актов деления служила многослойная ионизационная камера. Слои делящегося вещества (²³⁵U, 90 % — обогащения, и ²³⁹Pu с примесью ²⁴⁰Pu 1,8 %) толщиной ~ 0,5 мг/см² в виде U₃O₈ и PuO₂ наносились с обеих сторон тонких алюминиевых фольг. Общее количество ²³⁵U в камере составило 200 мг, ²³⁹Pu — 100 мг. Посередине сборки из слоев исследуемого вещества размещалась камера со слоем ²⁵²Cf (500 делений в минуту), для спонтанного деления которого $\overline{\nu}$ служила эталоном.

Вся сборка слоев в камере в обоих случаях имела протяженность около 8 см. В плутониевой камере слои делящегося вещества были поровну разделены на 10 групп, каждая из которых имела независимый выход, предварительный усилитель, дискриминатор. После дискриминации α-частиц и их на-





Рис. 1. Схема опыта (а) и вертикальный разрез детектора нейтронов (б)

ложений производилось суммирование сигналов от всех ячеек камеры делений. Детектор делений ²³⁵U работал в обычном режиме многослойной камеры с единой системой собирающих электродов.

Рис. 1 дает достаточно полное представление о защитной системе; отметим только, что весь трактат, формирующий пучок нейтронов, падающих на детектор актов деления, был защищен от медленных нейтронов слоем карбида бора; на камеру, кроме того, надевался кадмиевый чехол.

Применялась процедура измерений, обычная для экспериментов с умеренной эффективностью к нейтронам. В канале совпадений непрерывно велось суммирование числа отсчетов в продолжение длительности ворот $T \sim 2\tau$. Одновременно с помощью задержки импульсов в нейтронном канале регистри-

руются случайные совпадения. Основные параметры регистрирующей аппаратуры: длительность ворот T = 100 мксек, время задержки — 250 мсек, разрешающее время нейтронного детектора, т. е. эффективная длительность импульса, $T_0 \approx 3,5$ мксек.

Отношение числа истинных совпадений к числу делений $\rho = N / N_f$ с точностью до небольших поправок пропорционально \overline{v} . Из измерений этих отношений для деления ²³⁵U нейтронами и спонтанного деления ²⁵²Cf получаем:

$$\overline{\overline{v}(E_n)}_{\overline{v}_0} = A(E_n) \frac{\rho(E_n)}{\rho_0},$$
(2)

где $A \approx 1$ — поправочный фактор, учитывающий ряд аппаратурных эффектов, которые связаны с изменением условий регистрации нейтронов деления исследуемого изотопа и эталона, как то:

1) зависимость эффективности регистрации от положения источника нейтронов в детекторе;

2) энергетическая зависимость и угловая анизотропия эффективности детектора нейтронов $\eta(\epsilon)$;

3) дискриминация части актов деления;

4) просчеты импульсов при регистрации совпадений.

Приведенный перечень поправок необходимо дополнить фоновыми эффектами, которые обусловлены недостаточной изотопной чистотой ²³⁵U и делением под действием рассеянных нейтронов.

Измерения $\overline{v}/\overline{v}_0$ были выполнены для нескольких энергий нейтронов в диапазоне 0,08—1,5 МэВ, а также для нейтронов, полученных замедлением быстрых нейтронов ($E_n = 0,3$ МэВ) в парафиновом блоке. Спектр их характеризуется кадмиевым отношением ~15. Более подробно методика данных измерений описана в работе [21].

Результаты измерений

Результаты измерений представлены в табл. 1, где последовательно приведены: среднее значение и разброс энергии нейтронов $E_n \pm \Delta E$, экспериментальное отношение $\rho(E_n) / \rho_0$, значения $\overline{\nu}(E_n) / \overline{\nu}_0$ и $\overline{\nu}(E_n)$. В ошибку включена погрешность, найденная из разброса результатов отдельных циклов измерений и неопределенность поправочного коэффициента *A*, составляющая 0,4—0,57 %. Для удобства сравнения с другими данными в качестве эталона взято часто употребляемое значение $\overline{\nu}_0 = 3,782$ [6, 13, 19], неопределенность которого при вычислении ошибок $\overline{\nu}(E_n)$ во внимание не принималась.

Уран-235

На рис. 2 полученные значения \overline{v}^{235} U сравниваются с результатами других работ [6, 7, 11—13, 19, 22—26], измеренными в опытах с моноэнергетическими нейтронами с точностью не хуже 2 %. Соответствующая выборка зару-



бежных данных взята из обзора Филмора [19]. Использовавшаяся Филмором информация дополнена данными французской группы [25] и новыми результатами измерений Савина с сотрудниками на селекторе быстрых нейтронов [26], перенормированными в соответствии с принятым стандартом для \overline{v}_0 .

В нижней части рис. 2 приведена гистограмма значений $\langle \bar{v} \rangle^{235}$ U, полученных усреднением совокупности экспериментальных данных в области $E_n \leq 3,5$ МэВ, где имеется достаточно подробная экспериментальная информация. Усреднение производилось по узким интервалам энергии $\Delta E_n = 0,1$ МэВ ($0 \leq E_n \leq 1,2$ МэВ) и 0,2 МэВ ($1,2 \leq E_n \leq 3,4$ МэВ) с весами, обратно пропорциональными квадратам ошибок σ . В табл. 2, кроме значений $\langle \bar{v} \rangle$, приводятся погрешности:



первая из которых отражает разброс значений \overline{v}_i внутри данного интервала ΔE_n , вторая — точность генерального среднего $\langle \overline{v} \rangle$ при условии совместности усредняемых величин. Величины ошибок σ_I и σ_{II} , за исключением нескольких интервалов, отличаются мало. Это показывает, что рассеяние данных имеет преимущественно случайную статистическую природу. Отметим также, что результаты данной работы (табл. 1) хорошо согласуются со средними значениями $\langle \overline{v} \rangle$.

Таблица 1.

Результаты измерений $\overline{\nu}^{235}$ U и 239 Pu в данной работе					
E_n (МэВ)	$\rho(E_n) / \rho_0$ эксп.	$\overline{\mathbf{v}}\left(E_{n} ight)$			
Уран-235					
0,0	0,6438±0,0028	2,412±0,014			
0,080	$0,6426 \pm 0,0100$	2,404±0,014			
$0,214\pm0,040$	$0,6566 \pm 0,0047$	2,467±0,020			
0,322±0,043	$0,6540{\pm}0,0048$	2,457±0,020			
$0,408\pm0,042$	$0,6580 \pm 0,0052$	2,474±0,024			
0,510±0,039	$0,6602 \pm 0,0067$	2,484±0,027			
0,686±0,039	0,6519±0,0063	2,452±0,025			
0,810±0,038	$0,6663 \pm 0,0048$	2,514±0,020			
0,910±0,037	$0,6670\pm0,0064$	2,518±0,026			
1,002±0,062	$0,6797 \pm 0,0060$	2,588±0,025			
1,112±0,035	$0,6814{\pm}0,0054$	2,578±0,022			
1,314±0,035	$0,6797 \pm 0,0057$	2,574±0,024			
1,515±0,035	$0,6764 \pm 0,0062$	2,572±0,025			
Плутоний-239					
0,0	0,7561±0,0050	2,872±0,025			
$0,400\pm0,051$	$0,7624 \pm 0,0065$	2,904±0,031			
$0,677{\pm}0,048$	$0,7538 \pm 0,0081$	2,871±0,035			
0,902±0,045	0,7561±0,0087	2,882±0,037			
$1,103\pm0,045$	$0,7668 \pm 0,0109$	2,926±0,043			
1,306±0,043	0,7931±0,0076	3,034±0,039			
1,404±0,043	0,8166±0,0100	3,115±0,040			
$1,483\pm0,042$	0,8144±0,0095	3,128±0,039			
1,607±0,042	0,8169±0,0116	3,138±0,055			

Таблица 2.

E_n (МэВ)	$\langle \overline{\nu} \rangle$	$\sigma_{\rm I}$	$\sigma_{\rm II}$	$\overline{\mathbf{v}}\left(E_{n}\right)^{\mathrm{a}}$
0–0,1	2,423	0,005	0,007	2,425
0,1–0,2	2,455	0,010	0,014	2,455
0,2–0,3	2,471	0,006	0,007	2,472
0,3–0,4	2,475	0,010	0,007	2,481
0,4–0,5	2,493	0,011	0,008	2,486
0,5–0,6	2,485	0,010	0,009	2,485
0,6–0,7	2,485	0,009	0,008	2,485
0,7–0,8	2,488	0,016	0,009	2,488
0,8–0,9	2,502	0,009	0,010	2,501
0,9–1,0	2,512	0,007	0,010	2,515
1,0-1,1	2,549	0,007	0,010	2,547
1,1-1,2	2,555	0,011	0,011	2,558
1,2–1,4	2,564	0,010	0,011	2,566
1,4–1,6	2,591	0,007	0,010	2,586
1,6–1,8	2,609	0,014	0,015	2,609
1,8–2,0	2,638	0,007	0,010	2,636
2,0-2,2	2,671	0,019	0,020	2,673
2,2–2,4	2,716	0,020	0,023	2,706
2,4–2,6	2,702	0,011	0,010	2,736
2,6–2,8	2,788	-	0,022	2,764
2,8-3,0	2,756	0,016	0,009	2,786
3,0-3,2	2,814	—	0,027	2,806
3,2–3,4	2,848	_	0,029	2,826

Усредненные рекомендованные значения $\overline{\nu}^{235}$ U

^а В последней колонке приведены значения $\overline{v}(E_n)$, соответствующие рекомендованной плавной кривой для середин указанного интервала энергии. Выше 3,5 МэВ она соответствует выражениям (3) и (4).

При энергиях $E_n > 3$ МэВ процедура усреднения данных разных авторов для выработки рекомендованной кривой $\overline{v}(E_n)$ становится неэффективной по двум причинам. Во-первых, сильно уменьшается плотность данных. Во-вторых, среди них при усреднении преобладают относительно редкие значения французской группы [25], которые имеют наименьшую ошибку, но проходят на 1—1,5 % ниже основной массы точек. Эти обстоятельства из-за подавляющего веса данных [25] приводят к «дрожанию» гистограммы в зависимости от того, есть значение [25] в данном интервале ΔE_n или нет, что, например, уже отчетливо проявилось на участке 2,5—3,5 МэВ.

Пунктиром на рис. 2 показана рекомендуемая нами плавная зависимость $\overline{v}(E_n)^{235}$ U, которая также отражена в таблице 2 и ниже 2 МэВ довольно точно следует гистограмме $\langle \overline{v} \rangle$. При $E_n > 2$ МэВ рекомендованная кривая по указанным причинам содержит больший элемент произвола. Однако, как показано

в [21], возникающие при этом неточности не имеют серьезного практического значения из-за резкого падения с ростом энергии нейтронов требуемой точности ядерных констант.

Зависимость $\overline{v}(E_n)$ на участке 1,2—5 МэВ для многих прикладных целей может быть упрощена и описана линейной зависимостью (1):

$$\overline{\mathbf{v}}(E_n) = (2,3954 \pm 0,0330) + (0,1274 \pm 0,0092)E_n, \qquad (3)$$

конкретный вид которой установлен с помощью метода наименьших квадратов. При более высоких энергиях удобно воспользоваться эмпирическими выражениями, приведенными в [25]:

$$\overline{v}(E_n) = \begin{cases} 2,028 + 0,200E_n & 5,0 < E_n < 7,5 \text{ M} \Rightarrow B\\ 2,485 + 0,139E_n & 7,5 < E_n < 15 \text{ M} \Rightarrow B \end{cases}$$

Плутоний-239

Данные о \overline{v}^{239} Ри для низкоэнергетического участка $E_n < 2$ МэВ представлены на рис. 3. По числу и точности измерений они заметно уступают ²³⁵U. В данной работе разница в точности измерений \overline{v}^{239} Ри и ²³⁵U определялась главным образом наличием фона спонтанных делений ²⁴⁰Ри в плутониевом образце. Этот фон в обычных для измерений \overline{v}^{235} U условиях превосходил полезный эффект. Путем изменения геометрии опыта и увеличения доли случайных совпадений до 35—50% (в 2—3 раза больше, чем на ²³⁵U) фон спонтанных делений в эксперименте с плутонием был доведен до уровня 20—30%.



Рис. 3. Совокупность данных о среднем числе мгновенных нейтронов деления \overline{v}^{239} Ри (*E_n* ≤ 2 МэВ): ○ — [6]; ◊ — [8]; × — [25]; � — [26]; • — данная работа

В дальнейшем измерения будут продолжены на более кондиционном ²³⁹Pu, поэтому результаты данного эксперимента мы рассматриваем как предварительные.

Результаты данных измерений обнаруживают приблизительное постоянство \overline{v} до 1 МэВ с резким последующим скачком более чем на 5 %. При самых низких энергиях нейтронов они согласуются с единственными данными [8], но заметно отклоняются вниз от группы точек [8, 26] в диапазоне 0,9–1,2 МэВ, хотя в дальнейшем снова неплохо согласуются с данными [25, 26].

Таким образом, данные других работ, в том числе и информация о зависимости $\overline{v}(E_n)$, основанная на анализе энергетического баланса деления ²³⁹Pu (*n*, *f*) [27], свидетельствуют о более плавном росте \overline{v} с увеличением E_n в сравнении с тем, что следует из результатов данного эксперимента.

Это расхождение данных, важное как с практической точки зрения, так и для интерпретации хода $\overline{v}(E_n)$ [10, 20], явится предметом ближайших исследований.

Резюмируя изложенное, можно заключить следующее:

1. Совокупность результатов измерений \overline{v}^{235} U разными авторами непротиворечива. Ее анализ показывает, что в среднем в наиболее важной для практики области E_n достигнута точность относительного хода \overline{v} (E_n) 0,3—0,5% (табл. 2), что уже, по-видимому, отвечает разумному уровню требований к точности современного расчета реакторов.

2. Информация о \overline{v}^{239} Ри бедна и явно недостаточна для обеспечения потребностей практики, в особенности при низких энергиях <1,5 МэВ.

3. Экспериментальные данные поддерживают представления о наличии тонкой структуры зависимости $\overline{v}(E_n)$ ступенчатого типа [20]. Упрощение зависимости $\overline{v}(E_n)$ при оценке данных и составлении многогрупповых констант для расчета реакторов в настоящее время нецелесообразно.

Авторы выражают признательность А. И. Лейпунскому за интерес к работе, Л. Н. Усачеву и Ю. Я. Стависскому — за полезные обсуждения и поддержку исследований, Ю. Е. Багдасарову, И. И. Котухову, Н. Н. Щадину — за участие на отдельных этапах эксперимента, персоналу, обслуживающему ускоритель — за четкую работу установки.

Литература

- 1. Калашникова В.И., Захаров В.П., Краснушкин А.В., Лебедев В.И., Певзнер М.И. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (отд. физ.-мат. наук) Издание АН СССР, 1955, стр. 156.
- 2. Leachman R.B. Phys. Rev. 101 (1956) 1005.
- Leachman R.B. Int. Conf. peaceful Uses atom. Energy (Proc. Conf. Geneva, 1958) 15 (1958) 229.
- Bondarenko I.I., Kuzminov B.D., Kutsaeva L.S., Prochorova L.I., Smirenkin G.N. Int. Conf. peaceful Uses atom. Energy (Proc. Conf. Geneva, 1958) 15 (1958).
Среднее число мгновенных нейтронов при делении U²³⁵ и Pu²³⁹ нейтронами

- Moat A., Mather D.S., Fieldhause P.F. Proc. of the Seminar of the Physics of Fast and Intermediate Reactor, IAEA, Vienna (1961) 139; Bondarenko I.I., ditto 3 (1961) 451.
- 6. Mather D.S., Fieldhause P.F., Moat A. Phys. Rev. B1403 (1964) 133.
- Bljumkina Yu.A., Bondarenko I.I., Kuznetsov V.F., Nesterov V.G., Ocolovich V.N., Smirenkin G.N., Usachev L.N. *Nucl. Phys.* 52 (1964) 648.
- 8. Hopkins I.C., Diven B.C. Nucl. Phys. 48 (1963) 433.
- 9. Бондаренко И.И., Кузнецов В.Ф., Нестеров В.Г., Павлинчук В.А., Прохорова Л.И., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Усачев Л.Н. Доклад №/С 336 на *Международном конгрессе по ядерной физике*, Париж, 1964.
- 10. Прохорова Л.И., Смиренкин Г.Н., Шпак Д.Л. Nuclear Data for Reactors, Paris, IAEA, 2(1967) 67.
- Кузнецов В.Ф., Смиренкин Г.Н. Nuclear Data for Reactors, Paris, LAEA, 2 (1967) 75.
- 12. Прохорова Л.И., Смиренкин Г.Н. *ЯФ* 7 (1968) 961.
- 13. Meadows J.W., Whaven J.F. Journ. Nucl. Energy 21 (1967) 157.
- 14. Большов В.И., Кузнецов В.Ф., Смиренкин Г.Н., Ермагамбетов С.Б., Околович В.И. *ЯФ* 6 (1967) 1162.
- 15. Дьяченко П.П., Кузьминов Б.Д., Тараско М.З. ЯФ 8 (1968) 286.
- 16. Mather D.S., Fieldhause P., Moat A. Nucl. Phys. 66 (1965) 149.
- Сергачев А.И., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Михайлов В.Б., Тараско М.З. *ЯФ* 7 (1968) 778.
- 18. Neutron Cross Sections, BNL-325, Second Edit. Suppl., 2 No.2, 1965.
- 19. Filmore F.L. Journ. Nucl. Energy 22 (1968) 79.
- 20. Струтинский В.М., Павлинчук В.А. *Physics and Chemistry of Fission*, IAEA, Vienna, 1 (1965) 127.
- 21. Прохорова Л.И., Багдасаров Р.Е. АЭ (в печати).
- 22. Conde H. Arkiv Fisic. 29 (1965) 293.
- 23. Meadows I.W., Whalen I.F. Phys. Rev. 126 (1962) 197.
- 24. Colwin D.W., Sowerby M.G. Proc. IAEA Physics and Chemistry of Fission, 2 (1965) 25.
- 25. Soleilhae M., Frehaut J., Gauriau J. Journ. Nucl. Energy 23 (1969) 257.
- 26. Савин М.В. и др. *II конф. по ядерным данным для расчета реакторов*, Хельсинки, 1970, CN-26/40.
- 27. Воробьева В.Г. и др. *II конф. по ядерным данным для расчета реакторов*, Хельсинки, 1970, CN-26/88.

New Data on Prefission Neutrons

G. S. Boikov¹, V. D. Dmitriev¹, G. A. Kudyaev¹, Yu. B. Ostapenko², M. I. Svirin², G. N. Smirenkin²

¹ V.G. Khlopin's Radium Institute, Leningrad, USSR ² Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk, USSR

Received June 8, 1990; revised version January 7, 1991

The spectra of neutrons emitted in fission of 232 Th, 235 U and 238 U induced by 2.9- and 14.7-MeV neutrons (below and above the chance fission threshold, respectively) were measured by the time-of-flight method. Two effects were observed in the prefission neutron spectra; the high-energy wing is related to the nonequilibrium mechanism of emission up to the well pronounced upper boundary of $\varepsilon_{max} = 8.5$ MeV; in the lower-energy wing $\varepsilon < 2$ MeV, neutron yield exceeds conventional statistical model description. The latter effect was attributed to the fission process dynamics.

PACS: 25.85.Ec

1. Introduction

Neutron emission and fission are the dominating types of decay of excited heavy nuclei. As the excitation energy increases neutron emission becomes multiple and fission becomes possible after one or more neutrons were emitted, i. e. the first — or greater chance fission occurs. The increase of incident energy is also accompanied by an enhancement of contribution from nonequilibrium emission mechanism, which draws a spectrum towards higher energies. The studies of energy distributions of neutrons emitted in the course of 14.7 MeV neutron-induced fission of ²³⁵U [1] have shown, seemingly for the first time, that along with the conventional equilibrium (evaporative) component, the spectrum of prefission neutrons from the (*n*, *nf*) and (*n*, 2*nf*) reactions includes a nonequilibrium component, and one can describe this spectrum within the statistical model assuming the mechanism of neutron emission to be universal for (*n*, *xnf*) reactions. This paper reports similar measurements on ²³²Th and ²³⁸U. These investigations have yielded quite unexpected results, not so clearly obvious from the previous studies of ²³⁵U [1].

2. Experiment

To separate contributions of neutrons preceding fission from neutrons emitted by fragments the neutron angular distributions measurements (relative to fission fragments) are usually used. However, on our point of view clear identification of neutron emission prior to fission was available tue to some features in our integral fission neutron spectra measurements.

Z. Phys. A — Hadrons and Nuclei, 340, 79-84 (1991)

First of all, the measurements were made at two incident neutron energies (2.9 and 14.7 MeV) — below and above the value where fission is possible following the emission of neutrons. All others conditions remained unchanged, so, direct comparison of the spectra measured from the first-change and multiple-chance fission was available.

Secondly, the measurements were produced with respect to well known prompt neutrons spectrum from spontaneous fission of 252 Cf, moreover, the investigated $N_i(\varepsilon, E_n)$ and standard spectra were measured simultaneously. The main attention was paid to identity of fission fragment detector's characteristics, the counting rate and amplitude distributions from each section of fission chamber were under permanent control.

The measurements were carried out with use of neutron generator NG-400 of V.G. Khlopin Radium Institute. Neutrons with the energy 2.9 and 14.7 MeV were obtained as a continuous beam in the reactions $D(d, n)^{3}$ He and 3 H $(d, n)^{4}$ He.

Energy spectra of neutrons were measured with a time-of-flight (TOF) spectrometer in the energy range 0.25—12 MeV. The experimental set-up included the fission fragment detector (ionization chamber), a neutron detector with shielding and instrumentation providing for data acquisition and preliminary experimental data sorting. The measurements were made on the TOF base 205 cm and at an angle 90° to the primary neutron beam. The experimental arrangement is shown in Fig. 1.

The detector of fission fragments represented a four-sectional multi-layer ionization chamber, each sections being connected with a separate time-of-flight channel. Three sections of the chamber contained an isotope under investigations with 12 layers per section. The layers of fissile material (2 mg/cm² in thickness, 100 mm in diameter) were applied on both sides of aluminum foil backing 0.05 mm in thickness. The gross weight of the isotope under investigations in each sections was 1.87 g. The fourth "monitor" section contained two unilateral targets made of the isotope under analysis



Fig. 1. Experimental arrangement and neutron detector shielding: 1 — fission ionisation chamber; 2 — accelerator target; 3 — neutron detector; 4 — iron; 5 — boric paraffin; 6 — lead

of the same thickness, with the isotope 252 Cf uniformly embedded in them. The identity of all sections for count and amplitude characteristics was tested by measuring fission fragment spectra. These spectra and consequently the efficiency of each section (about 70 %) agreed with an accuracy 5 %. The chamber volume was filled with methane at the atmospheric pressure. At bias voltage 400 V and inter electrode spacing 3.5 mm the pulse length from the fragments was 45 ns, front — 5 ns. The inherent time resolution of the section is 1.5 ns. The chamber body was made of stainless steel 0.1 mm in thickness. The chamber was coated by thin (0.2 mm) cadmium sheets to avoid thermal-neutron-induced fission in the case of the 235 U fission. For the measurement the chamber was located at a distance 15 cm to the accelerator target.

The neutron detector was a stilbene monocrystal 40 mm thick and 100 mm in diameter coupled to photo multiplier tube FEU-30 via conical acrylic light-guide. To reduce the gamma-ray background the pulse-shape discriminator with a suppression coefficient about 180 was employed with a threshold about 250 keV for neutrons. The absolute efficiency of neutron detector was determined by energy distribution of ²⁵²Cf neutron yield which is currently known with an accuracy about 3 % in the energy range involved [4, 5]. The total time resolution of the spectrometer was 2.5 ns.

Data acquisition and pre-processing was performed on a microcomputer followed by recording on a hard disk. The information on each detected event included: time of flight, neutron and fragment detectors signal amplitude, and index of event, which in turn contained information on particle type (neutron or γ -quantum) and on chamber section number where the fission was occurred. The additional analysis of neutron detector pulse amplitudes was carried out with an aim to decrease the random coincidence background in the range of low neutron energies. When sorting, the





line — lower energy wing of the same spectrum with amplitude discrimination

events with amplitudes exceeding the maximum value for this time of flight were rejected. The dependence of maximum value of amplitudes via the TOF was determined two-dimensional from amplitude-time (A - T) distribution. Figure 2 shows the instrument spectrum for the measurement at 2.9 MeV incident neutron energy obtained with and without this procedure. It is evident that above mentioned processing technique enables the random background to be considerably reduced for energies below 1 MeV.

Table 1 incorporates the data specifying the counting rate and complete statistics of the most im-

portant events: typical intensities of fission counting n_f and neutrons associated them n_n as well as total number of detected neutrons during measurement time $n_n t$.

When processing the experimental data the following corrections were introduced for the difference in the path lengths for different sections of chamber, for count exceeding in the Californium section due to induced fission of the isotope under study with ²⁵²Cf implanted into, for the narrowness of the neutron energy range to be measured (at the determination of integral neutron yield \overline{v}).

E_n (MeV)	$n_f \pmod{(\min^{-1})}$	n_n (min^{-1})	$n_n t$
2.9	$2.7 \cdot 10^4$	3	$7.9 \cdot 10^4$
14.7	$3.3 \cdot 10^4$	6	$1.1 \cdot 10^5$
2.9	$1.2 \cdot 10^5$	18	$1.1 \cdot 10^5$
14.7	$1.4 \cdot 10^5$	30	$1.4 \cdot 10^5$
2.9	$8.5 \cdot 10^4$	12	$1.0 \cdot 10^5$
14.7	$1.0 \cdot 10^{5}$	21	$1.3 \cdot 10^5$
		$\begin{array}{c c} E_n & n_f \\ (\text{MeV}) & (\text{min}^{-1}) \\ \hline 2.9 & 2.7 \cdot 10^4 \\ 14.7 & 3.3 \cdot 10^4 \\ \hline 2.9 & 1.2 \cdot 10^5 \\ 14.7 & 1.4 \cdot 10^5 \\ \hline 2.9 & 8.5 \cdot 10^4 \\ 14.7 & 1.0 \cdot 10^5 \end{array}$	$\begin{array}{c ccccc} E_n & n_f & n_n \\ (\text{MeV}) & (\text{min}^{-1}) & (\text{min}^{-1}) \\ \hline 2.9 & 2.7 \cdot 10^4 & 3 \\ 14.7 & 3.3 \cdot 10^4 & 6 \\ \hline 2.9 & 1.2 \cdot 10^5 & 18 \\ 14.7 & 1.4 \cdot 10^5 & 30 \\ \hline 2.9 & 8.5 \cdot 10^4 & 12 \\ 14.7 & 1.0 \cdot 10^5 & 21 \\ \hline \end{array}$

Table 1. Typical intensities of fission and neutrons counting and total number of detected neutrons

3. Results

Characteristics of the prompt neutrons from the ²⁵²Cf spontaneous fission, spectrum $N_{\rm Cf}(\varepsilon)$ and yield $\overline{v}_{\rm Cf}$, are commonly regarded in a rank of standards [2]. Making use of them one can deduce from the measured coincidence spectra $n(\varepsilon, E_n)$ and $n_{\rm Cf}(\varepsilon)$ the energy dependence of neutron detection efficiency

$$\frac{\eta(\varepsilon)}{\overline{\eta}} = \frac{1}{N_{\rm Cf}(\varepsilon)} \frac{n_{\rm Cf}(\varepsilon)}{\int n_{\rm Cf}(\varepsilon) d\varepsilon},$$

$$\overline{\eta} = \int n(\varepsilon) N_{\rm Cf}(\varepsilon) d\varepsilon. \qquad (1)$$

neutron spectra themselves (in normalized form)

$$N(\varepsilon, E_n) = \frac{\overline{\eta}}{\eta(\varepsilon)} \frac{n(\varepsilon, E_n)}{\int n(\varepsilon, E_n) d\varepsilon},$$
(2)

integral and differential neutron yields

$$\overline{\nu}(E_n) = \overline{\nu}_{\rm Cf} \frac{\int n(\varepsilon, E_n) d\varepsilon}{\int n_{\rm Cf}(\varepsilon) d\varepsilon},\tag{3}$$

$$\frac{d\overline{\nu}(\varepsilon, E_n)}{d\varepsilon} = \overline{\nu}(E_n)N(\varepsilon, E_n).$$
(4)

The results obtained are listed in Table 2.

Table 2. Experimental results						
Target nuclei	E_n (MeV)	ε (MeV)	T (MeV)	$\overline{\nu}$		
²³² Th	2.9	1.928 ± 0.027	1.285 ± 0.018	2.27±0.06		
	14.7	1.874 ± 0.030	-	3.92 ± 0.09		
²³⁵ U	2.9	2.016±0.023	1.344 ± 0.015	2.77 ± 0.07		
	14.7	2.011±0.023	-	4.39±0.11		
²³⁸ U	2.0	1.998 ± 0.024	1.332 ± 0.016	2.71±0.07		
	14.7	1.957±0.026	-	4.25±0.10		

Table 2. Experimental results

Figure 3 shows the spectra ratios

$$R(\varepsilon, E_n) = \frac{N(\varepsilon, E_n)}{N_{\rm Cf}(\varepsilon)} = \frac{d\overline{\nu}(\varepsilon, E_n)/d\varepsilon}{\overline{\nu}(E_n)N_{\rm Cf}(\varepsilon)},\tag{5}$$

normalized to 1. Universal shape of the prompt fission neutron spectra (PFN) explains similarity of the $R(\varepsilon, E_n)$ energy dependencies for "pure" (n, f) reaction at $E_n = 2.9$ MeV (Fig. 3a). The dashed lines represent approximations in the Maxwellian form [3]

$$N(\varepsilon) = 2\left(\varepsilon/\pi T^3\right)^{1/2} \exp(-\varepsilon/T), \qquad (6)$$

where temperatures T are as listed in Table 2 and T_{Cf} = 1.42 MeV [2]. These approximations are almost the straight lines with slopes given by the difference T_{Cf} —T.



Fig. 3. Ratios of spectra $R(\varepsilon, E_n)$ for ²³²Th, ²³⁵U, ²³⁸U versus energy ε for $E_n = 2.9$ MeV (a) and $E_n = 14.7$ MeV (b). Points — present experiment, dashed lines — calculation for $E_n = 2.9$ MeV

In the case of $E_n = 14.7$ MeV (Fig. 3b) the ratios $R(\varepsilon, E_n)$ all are also very similar but to each other quite different from those in Fig. 3a. The difference is due to the prefission neutron contribution in the (n, nf) and (n, 2nf) reactions at $E_n = 14.7$ MeV. An increase at $\varepsilon < 2$ MeV and the maximum at 8 MeV are related to the evaporated and nonequilibrium components of prefission neutrons, respectively. The right-hand slope of the maximum corresponds to the cut-off in the nonequilibrium spectra due to the first-chance fission threshold. Thus, PFN spectrum is "pure" only at $\varepsilon > 9$ MeV where the neutron yield substantially falls, whereas at lower energies it appreciably affected by prefission neutrons. Neutrons of evaporation draw spectrum towards lower energies and nonequilibrium neutrons produce opposite effect, but the former influence is much stronger. This is confirmed by Table 2, where one can see close values of average spectrum energy for both cases of E_n energies, in spite of substantially higher neutron yield $\overline{v}(E_n)$ at $E_n = 14.7$ MeV.

Within the overlapping region $\varepsilon \leq 5$ MeV our results reasonably agree with the earlier $N(\varepsilon, E_n)$ measurements on the same nuclei at $E_n = 14.3$ MeV [4]. These data were fairly well approximated with a superposition of the Watt distribution for PFN (resembles (6)) and Weisscopf distribution for prefission neutrons. Measurements within a broader ε interval [5] have shown that since this approximation ignored the nonequilibrium contribution over $5 < \varepsilon < 9$ MeV interval, it distorted the real $T(E_n)$ dependence and thus was invalid. In the case of chance fission one should employ more complicated calculations of $N(\varepsilon, E_n)$ rather than conventional empirical approaches in order to take into account the contributions from various (n, xnf) reactions, that is from first- and greater chance fission, $\sigma_{fx}(E_n)$, into the total fission cross section

$$\sigma_f(E_n) = \sum_{x=0}^{x_{\text{max}}} \sigma_{fx}(E_n), \qquad (7)$$

and various mechanisms of neutron emission as well.

4. Analysis of fission neutron spectra of ²³⁵U and ²³⁸U

Figure 4 shows the fission cross sections as taken from [2]. The curves represent calculations of $\sigma_f(E_n)$ and contributions from first- and second-chance fission for target nuclei ^{235,238}U. Description of cross sections included such components as:

i) the code STAPRE (the Hauser-Feshbach model) [6] with neutron transmission coefficients from [7] and the exciton-model description of nonequilibrium emission [8], both tested in calculations of (n, xn) and (n, xnf)-reaction [9];

ii) single-particle spectra calculations and quasi-particle level density and potential energy as a function of nuclear deformation based on them (in regards of [10]);

iii) the adiabatic description of collective enhancement of level density [11, 12].

The main fitting parameters were the heights of humps B and A of fission barrier, which we varied keeping in mind the systematics in [13]. In addition, small variations were allowed for parameters of the energy dependence of level density. We were seeking for approximation of cross-sections $\sigma_f = \sigma_{f0} + \sigma_{f1} + \sigma_{f2}$ for nuclei A (^{236, 239}U) as well as $\sigma_{f0} + \sigma_{f1}$, for nuclei A - 1 (^{235, 238}U) and σ_{f0} for nuclei A - 2 (^{234, 237}U).



Fig. 4. Fission cross-sections versus incident neutron energy for target-nuclei ²³⁵U and ²³⁸U. Points — standard values [2], full lines — σ_f calculation, dashed lines — σ_{fx} calculation

Figure 5a shows the observed neutron yields distributions $\frac{d\overline{v}}{d\varepsilon} = \overline{v}N(\varepsilon, E_n)$ for chance fission at $E_n = 14.7$ MeV obtained with $N_{Cf}(\varepsilon)$ as in (6) for $T_{Cf}=1.42$ MeV. The curves represent the total distribution (V)

$$\frac{d\overline{v}}{d\varepsilon} = \frac{d\overline{v}_f}{d\varepsilon} + \frac{d\overline{v}_{pre}}{d\varepsilon} = C \sum_{x=0}^2 \alpha_x \overline{v}_{fx} N(\varepsilon, T_x) + \sum_{i=I,II,III} \frac{d\overline{v}_{pre}^i}{d\varepsilon}$$
(8)

and its components as well:

IV — the PFN distribution, which is a superposition of three Maxwellians (6). Their weights $\alpha_x \overline{v}_{fx} = (\sigma_{fx} / \sigma_f) \overline{v}_{fx}$ were deduced from the calculated cross sections (Fig. 2) and systematics of $\overline{v}(E_n)$ [14] and $T(E_n)$ [15] (see [1] for detail). Close to unity fitting parameter compensate inaccuracies of used semiempirical approach in description of $d \overline{v}_f / d \varepsilon$, particularly, the fact that this approach neglects the fission fragment angle anisotropy due to which the yield \overline{v}_f gains a week angle dependence (within the error bars as seen from evaluations), and also anaccuracy of $\overline{v}_f(E_n)$ extrapolation for $E_n > 6$ MeV [14].

I—III — the distributions of neutron yields

$$\frac{d\overline{v}_{pre}^{I}}{d\varepsilon} = \frac{\alpha_{1}}{\sigma_{n1}} \frac{d\sigma_{n1}}{d\varepsilon},$$

(

$$\frac{d\overline{\nu}_{pre}^{II}}{d\varepsilon} = \frac{\alpha_2}{\sigma_{n1}} \frac{d\sigma_{n1}}{d\varepsilon},$$
(9)
$$\frac{d\overline{\nu}_{pre}^{III}}{d\varepsilon} = \frac{\alpha_2}{\sigma_{n2}} \frac{d\sigma_{n2}}{d\varepsilon}$$

for first neutron coincident with the fission act of nucleus A-1 (I), first neutron coincident with the fission act of nucleus A-2 (II), and second neutron coincident with the fission act of nucleus A-2 (III). Here $d \sigma_{n1}/d \epsilon$ and $d \sigma_{n2}/d \epsilon$ are the appropriate spectra parts of the first and second neutrons calculated with the code STAPRE in an assumption that the mechanism of nonequilibrium emission is only valid during the first stage of neutron cascade,

$$\sigma_{nj} = \int \left(d\sigma_{nj} / d\varepsilon \right) d\varepsilon , \quad j = 1, 2.$$
 (10)

Some important details of description is seen better in Fig. 5b which shows the experimental results as ratios $R(\varepsilon, E_n)$ and the curves on it are calculated as in (5) from distributions V with experimental values of $\overline{v}(E_n)$.



Fig. 5. a) Neutron yield energy distributions v/dε = v N (ε, E_n) for chance fission (E_n = 14.7 MeV) of target nuclei ²³⁵U and ²³⁸U. Points — present experiment, lines — calculation results: V — total distribution, I–IV — its components (see text); b) Energy distribution of ratios R (ε, E_n) for E_n = 14.7 MeV for ²³⁵U and ²³⁸U. Points — present experiment, line — calculations results

5. Discussion and conclusions

The calculated curves reproduce fairly well the form of the observed spectra in the broad range of energies ($\varepsilon > 2$ MeV), thus indicating validity of considering ones to be of the nonequilibrium emission origin. However at lower energies $\varepsilon < 2$ MeV the curves are well below the data points, especially for ²³⁸U. This disagreement was attempted to remove for ²³⁵U [1] but this appeared to be followed by a failure in approximation of first- and second-chance fission cross sections for ²³⁵U and ²³⁴U, respectively. This is impossible at all in the case of ²³⁸U due to lesser cross section of the (*n*, 2*nf*) reaction σ_{f2} which with regard to (9) and (10) affects the yield of prefission neutrons at the lowest energies.

Thus we may conclude that the model employed here failed to explain the low-energy wing of the prefission neutron spectra. The spectrum of "excessive" neutrons may be reasonably reproduced with the Weisscopf distribution at a temperature $\tau \cong 0.4$ MeV as in [4]. Integral characteristics of fission neutron multiplicities are listed in Table 3. Here the total yield V are as taken from Table 2 and the contributing components \overline{v}_f , \overline{v}_{pre} and $\delta \overline{v}_{pre} = v - \overline{v}_f - \overline{v}_{pre}$ are deduced from the calculated distributions shown in Fig. 5.

Target nuclei	\overline{v}	\overline{v}_{f}	\overline{v}_{pre}	$\delta \overline{v}_{pre}$
²³⁵ U	4.39±0.11	3.35	0.80	0.24
²³⁸ U	4.25±0.10	3.27	0.64	0.34

Table 3. Average neutron yields and its components

The situation we faced to is a typical one for similar studies on heavy ion projectiles at energies of several tens of MeV (e.g., see [15, 16] which were intensified in recent years. In this case \overline{v}_{pre} increases as well as $\delta \overline{v}_{pre}$ which accesses a value of several units. However, qualitative result is the same, namely, inadequacy of the conventional statistical model which assumes the neutron emission to occur solely at the earliest stages of fission, that is at the first potential well. In reality, due to fission dynamics and viscosity of nuclear matter, neutron emission may occur through the whole duration of the process of nuclear deformation (see, e.g. [17]).

We consider the light-particle induced reaction to be appreciably helpful in investigations of the nuclear fission dynamics being performed at low energies inaccessible with the heavy-ion induced reaction. It should be noted that the questions we faced have already arisen, e.g. in studies of fission neutron spectra from 10- to 25-MeV-proton-induced reactions [18, 19].

A traditional way of separating neutron yield emitted "prior" to and "after" fission, is based on measurements and analysis of double-differential distributions $d^2 \overline{v} / d \varepsilon d \Omega$ (isotropic part determination). However this approach can involve a significant inaccuracy if, as in our case $E_n = 14.7$ MeV, the spectrum includes a component of nonequilibrium neutrons emitted by a compound nucleus anisotropically. Moreover, it is difficult to carry out such experiment for fast neutrons — induced nuclei fission with the statistical accuracy required (the only attempt was made in [20]). Another approach was used in this work and being based on thorough investigations of a spectrum shape $d \overline{v}/d \varepsilon$ can contribute even more though being indirect. The comparison with [18, 19] where protons with the close energy $E_p \cong 10 \div 25$ MeV were used supports that fact. For instance, in recent work [19] a prefission neutron spectrum is roughly described by means of Weisscopf distribution with the too high temperature of $0.8 \div 0.9$ MeV, whereas in our spectra nonequilibrium parts can be clearly seen.

Then, in the previous works only the excess of integral yield $\delta \overline{v}_{pre}$ over statis-

tical calculations was estimated and we succeeded for the first time to find its energy distribution. Such neutrons are very few in number (Table 3) but the analysis distinguishes them clearly (Fig. 5). This neutrons are softer not only than nonequilibrium ones, but than any component in (8) and (9). So none of the variations of decompositions (7) into item will result in describing a lower-energy wing of spectrum for $E_n = 14.7$ MeV. It should be pointed out that our analysis of the results concerning sole measurements of "neutron-fragment" angular correlation [20] also confirmed the statements about soft excessive.

References

- 1. Boikov G., et al. Atomnaya Energiya 69, vip. 1, 23 (1990)
- 2. 1982 INDC/NEANDC Nuclear Standards File. Techn. Rep. 227, IAEA, Vienna 1983
- 3. Terrell J. Phys. Rev. 113, 527 (1959)
- 4. Vasilyev Yu.A., et al. *ZhETF* 38, 671 (1960): In: Gosatomizdat, M. (ed.), p. 121. Fizika deleniya atomnykh yader, 1962
- 5. Kornilov N.V. VANT. Ser.: Yadernye konstanty 4, 46 (1985)
- 6. Uhl M., Strohmier B. Report IRK-76/01, Addenda (1978), Vienna 1976
- 7. Lagrange Ch. Report INDC(FR)-56/L (NEAND-228-L), 1982
- 8. Blann M. Phys. Rev. Lett. 21, 1357 (1970); 22, 337; Ann. Rev. Nucl. Sci. 25, 1231 (1975)
- 9. Ignatyuk A.V, et al. Yad Fiz. 47, 355 (1988)
- 10. Pashkevich V.V. Nucl. Phys. A169, 275 (1971); Intern, school-seminar on heavy ion physics, p. 405, Alushta (1983), Dubna 1983
- 11. Bjornholm S., Bohr A., Mottelson B.R. Phys. and Chem. of Fission. Proc. Simp., Rochester, 1973, Vienna: IAEA 1, 361 (1974)
- 12. Kudyaev G.A., et al. Yad Fiz. 45, 1534 (1987)
- 13. Bjornholm S., Lynn J.E. Rev. Mod. Phys. 52, 725 (1980)
- 14. Howerton R.J. Nucl. Sci. Eng. 62, 438 (1977)
- 15. Gavron A., Gayer A., Boissevain J., et al. Phys. Rev. C35, 579 (1987)
- 16. Hinde D.J., Charity R.J., Foote G.S., et al. Nucl. Phys. A452, 550 (1986)
- 17. Gregoire C., et al. Z. Phys. A Atomic Nuclei 329, 497 (1988)
- 18. Bishop C.J., Halpern I., Shaw R.W., Vandenbosch R. Nucl. Phys. A198, 161 (1972)
- 19. Strecker M., Wien R., Plischke P., et al. Phys. Rev. C41, 2172 (1990)
- 20. Vasilyev Yu.A. et al. Atomnaya Energiya 9, 449 (1960)

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

Сечение деления Pu²⁴⁰ нейтронами с энергией 0,04—4,0 МэВ

В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренкин

Подробное исследование сечения деления ядра Pu²⁴⁰ представляет интерес как с точки зрения экспериментальной проверки теоретических представлений об энергетической зависимости вероятности деления, так и в связи с возможностью использования Pu²⁴⁰ в качестве ядерного горючего в реакторах на быстрых нейтронах.

Измерена энергетическая зависимость эффективного сечения деления Pu^{240} быстрыми нейтронами с энергией $E_n=0,04-4,0$ МэВ. Источником нейтронов служила реакция T(p, n) He³. Сечение деления Pu^{240} в области плато (1—4 МэВ) составляет ~1,6 барн и уменьшается вдвое при энергии нейтронов $E_n\approx0,7$ МэВ. Быстрое уменьшение сечения деления происходит с уменьшением E_n до 0,3 МэВ; при дальнейшем уменьшении E_n сечение падает более медленно и остается практически постоянным (~0,065 барн) при 0,04 < E_n < 0,15 МэВ. Обсуждается корреляция нерегулярностей в ходе сечения деления с уровнями ядра Pu^{240} , которые соответствуют каналам неупругого рассеяния.

Энергетическая зависимость сечения деления Pu^{240} быстрыми нейтронами приведена в работах [1, 2]. Ряд значений сечений деления Pu^{240} измерен также для Ra—Ве и нескольких фотонейтронных источников [3]. Полученные в этих работах данные о сечении деления в области энергий нейтронов $E_n > 0,3$ МэВ удовлетворительно согласуются между собой и в пределах ошибок опыта укладываются на одну кривую. Однако при $E_n < 0,3$ МэВ значения сечений, приведенные в работах [1, 2], расходятся между собой. Ранее [1] нами было установлено, что крутой спад сечения, наблюдающийся в области энергий 1—0,3 МэВ, при меньших энергиях сменяется более пологой зависимостью. Данные работы [2] свидетельствуют о продолжении резкого снижения сечения деления Pu^{240} в области $E_n < 0,3$ МэВ.

Настоящая работа была выполнена с целью более детального изучения энергетической зависимости сечения деления Pu²⁴⁰ и уточнения данных об этой

Атомная энергия. 1960, т. 9, вып. 1, с. 16-20.

зависимости при $E_n < 0,3$ МэВ. Подробное исследование сечения деления ядра Pu^{240} представляет интерес как с точки зрения экспериментальной проверки теоретических представлений об энергетической зависимости вероятности деления, так и в связи с возможностью использования Pu^{240} в качестве ядерного горючего в реакторах на быстрых нейтронах [4].

Методика эксперимента. Опытным путем измерялось отношение сечений деления Pu^{240} и Pu^{239} . Измерения проводились при помощи двойной камеры деления, в которой слои Pu^{240} и Pu^{239} толщиной ~0,2 мг/см² крепились на общем высоковольтном электроде и благодаря этому находились в одинаковом потоке нейтронов. Благодаря применению удачной геометрии электродов, наполнению камеры смесью аргона (93%) и углекислого газа (7%) при пониженном давлении (~120 мм рт. ст.) и использованию широкополосных усилителей с верхней границей полосы пропускания 10 МГц удалось получить удовлетворительные счетные характеристики камер и добиться надежного разделения осколков деления и многократных наложений α -частиц. Это позволило осуществить почти 100%-ю регистрацию актов деления и исключить эффект угловой анизотропии осколков.

В слое Pu^{239} весом 4 мг имелась примесь ядер $Pu^{240} \alpha_0 = (1,80 \pm 0,05)$ %, концентрация ядер Pu^{238} в слое Pu^{240} весом 2,5 мг составляла $(7,35 \pm 0,15)$ %. Содержание ядер Pu^{241} в первом слое было пренебрежимо малым, а во втором — менее 0,2%.

Источником монохроматических быстрых нейтронов служила реакция T(p, n) He³, осуществлявшаяся на генераторе Ван-де-Граафа с максимальной

энергией ускоряемых протонов 5 МэВ. Диапазон исследуемых энергий нейтронов был охвачен путем изменения энергий протонов и угла между направлением пучка протонов и осью камеры. При измерениях области в 0,3 < E_n < 4,0 МэВ слои плутония располагались перпендикулярно к пучку протонов (максимальный угол между осью камеры и направлением, под которым нейтроны попадали в слои, составлял 20°).

Устройство применявшейся двойной камеры деления и схема опыта показаны на рис. 1. В этих опытах



Рис. 1. Схема опыта и двойная камера деления в измерениях под углом 0°:

1 — мишень; 2 — собирающий электрод камеры с Pu^{239} ; 3 — слои Pu^{239} и Pu^{240} ; 4 — общий высо-

- ковольтный электрод; 5 крышка камеры; 6 собирающий электрод камеры с Pu²⁴⁰;
- 7 кадмиевый чехол; 8 дно камеры;
- 9 резиновая прокладка; 10 тефлоновый изолятор; 11 электрические выводы



твердая использовалась тритиевая мишень на молибленовой подложке толшиной 0.2 MM (потеря энергии протоном составляла 25 кэВ). При измерениях области В *E*_n<0,3 МэВ для улучшения углового и энергетического разрешений слои делящихся веществ располагались в плоскости, которая совпадала с направлением нейтронов, вылетающих к пучку протонов под углом 0 (от 30 до 75°).

Рис. 2. Схема опыта в измерениях под углами 30-75°

как показано на рис. 2. В этих опытах использовалась мишень с потерей энергии 45 кэВ. Угловой разброс нейтронов, вызывающих деления в слоях, не превышал 5°. Во время измерений камера деления со всех сторон окружалась кадмиевым чехлом толщиной 0,5 мм.

В данном энергетическом диапазоне измерялась величина N₄₀/N₃₉ — отношение числа делений в слоях Pu²⁴⁰ и Pu²³⁹. Для определения отношений эффективных количеств делящихся веществ в обеих половинах камеры производилось измерение отношения интенсивностей делений N^T₄₀/N^T₃₉ в потоке тепловых нейтронов, которые были получены замедлением быстрых нейтронов в парафиновом блоке. Вклады от делений резонансными и быстрыми нейтронами, прошедшими сквозь парафин, исключались методом кадмиевой разности. Имевшиеся в нашем распоряжении результаты масс-спектрометрического анализа позволили определить α — отношение чисел ядер Pu^{240} и Pu^{239} в образце Pu²⁴⁰, непосредственно входящее в формулу для расчета сечения деления, — лишь с точностью ~10%. Величина α и приведенное выше значение концентрации ядер Pu²³⁹ в слое Pu²⁴⁰ были определены путем сравнения интенсивностей спонтанных делений и делений под действием тепловых нейтронов в обеих половинах камеры. В результате многих серий измерений была найдена величина С = $\alpha / \alpha_0 = 675 \pm 15$. Отношение чисел ядер Pu²⁴⁰ к Pu²³⁹ в образце Pu²³⁹ было измерено ранее несколькими независимыми методами. Сечение деления Pu²⁴⁰ может быть выражено через экспериментально определенные величины следующей формулой:

$$\sigma_{40} = \sigma_{39} \frac{A-1}{\alpha_0 (C-A)},$$
 где $A = \frac{N_{40}}{N_{39}} \frac{N_{39}^{T}}{N_{40}^{T}}.$

В этой формуле сечение деления Pu²⁴⁰ тепловыми нейтронами (в соответствии с работой [5]) принималось равным нулю. Если учесть наличие ядер Pu²⁴¹ в

применявшихся образцах, то в сечение деления Pu^{240} можно внести небольшую поправку, уменьшающуюся с 3 до 0,2% при увеличении E_n с 0,1 до 1 МэВ. Энергетическая зависимость сечения деления Pu^{239} , использованная для вычисления абсолютного значения энергетической зависимости сечения деления Pu^{240} , была получена усреднением данных работ [2, 6].

Результаты измерений и их обсуждение. Энергетическая зависимость сечения деления Pu²⁴⁰, полученная усреднением нескольких серий измерений, приведена на рис. 3 и 4. Ошибки определения отношения σ_{40}/σ_{39} , показанные на рис. 4. обусловлены в основном статистической точностью величин A, α₀, C и составляют в области плато (1—4 МэВ) ~4 %, в области крутого спада сечения деления Pu^{240} (0,3—1 МэВ) — ~5—10% и при $E_n < 0,3$ МэВ — ~10—20%. В области *E_n* < 0.3 МэВ основной вклад в окончательную погрешность измерения σ₄₀/σ₃₉ вносит ошибка, связанная с вычитанием большого числа спонтанных делений Pu²⁴⁰ (~0,5 делений/сек), составляющего 50—80% полного числа регистрируемых делений. Среднеквадратичный разброс отсчетов числа спонтанных делений в слое Ри²⁴⁰ в течение продолжительных измерений не превышал 2%. Разрешение по энергии Δ (т. е. ширина распределения энергии нейтронов, производящих деления, на половине высоты распределения) определялось толщиной мишени и величиной телесного угла, используемого для облучения. Величина Δ, указанная на рис. 3, возрастает от 15 до 35 кэВ по мере vвеличения энергии нейтронов. Фон, обусловленный нейтронами, рассеянными в мишени и камере, не превышал 1,5 % в опытах под углом 0° и 5 % в измерениях, проведенных под другими углами. Сечение деления Pu²⁴⁰ в области плато составляет с учетом неточности (5%) сечения деления Pu^{239} 1,65 ± 0,1 барн, круто падает при $E_n < 1$ МэВ и уменьшается вдвое при $E_n \approx 0.7$ МэВ. До $E_n \approx 0,3$ МэВ продолжается резкий спад сечения деления Pu^{240} , затем до $E_n \approx 0,15 \text{ МэВ}$ сечение уменьшается более медленно, достигая значения $0,065 \pm 0,02$ барн, после чего вплоть до $E_n = 0,04$ МэВ остается практически неизменным.

Относительно слабое изменение сечения деления Pu^{240} при $E_n < 0,3$ МэВ не согласуется с результатами работы [2] и существующими представлениями об экспоненциальном изменении вероятности деления вблизи порога. Из причин, которые могли бы вызвать подобный эффект, мы рассмотрели деление Pu^{240} надкадмиевыми нейтронами и фотоделение γ -лучами с энергией ~20 МэВ, испускаемыми при реакции $T(p, \gamma)$ He⁴ (было показано, что вклад от обоих процессов в измеренную величину сечения деления Pu^{240} пренебрежимо мал). В пользу результатов настоящей работы свидетельствуют также различия в ходе распределения делений Pu^{240} и Np^{237} по радиусу реактора БР-1 с урановым отражателем [4] (рис. 5). Сечения Pu^{240} и Np^{237} [2, 7] практически совпадают в области $E_n > 0,3$ МэВ. По-видимому, увеличение расхождения кривых на рис. 5 по мере удаления от центра реактора и смягчения спектра нейтронов обусловлено различием в ходе сечений деления Pu^{240} и Np^{237} при небольших E_n .





Рис. 5. Отношение сечений деления Pu^{240} (кривая 1) и Np²³⁷ (кривая 2) к сечению деления Pu^{239} в зависимости от расстояния от центра реактора БР-1. Значения отношений в центре активной зоны приняты равными единице. $\frac{\sigma_{40}(r)}{\sigma_{37}(r)} \frac{\sigma_{37}(0)}{\sigma_{40}(0)}$ — отношение сечений деления Pu^{240} и Np²³⁷, отнесенное

к сечению деления в центре реактора

В энергетической зависимости сечения деления Pu²⁴⁰ обнаруживается ряд нерегулярностей, характерных для хода сечений деления всех четно-четных изотопов, имеющих порог в области положительных *Е*_n. Эффекты, состоящие в замедлении роста сечения деления в районе порога и в провалах на начальном участке плато, как показано в работе [8], объясняются влиянием открывающихся каналов неупругого рассеяния, иначе говоря, конкуренцией делительной и нейтронной ширин. Согласно этим представлениям, положение обсуждаемых особенностей в ходе сечения деления Pu²⁴⁰ должно соответствовать уровням ядра-мишени с небольшими значениями спинов. Из рис. 4 видно, что нерегулярности в измеренной энергетической зависимости сечения деления Pu²⁴⁰ коррелируют с положением известных уровней ядра Pu²⁴⁰ (взятых из работы [9]): ~0,6 M3B (1⁻), ~0,64 M3B (3⁻), ~0,940 M3B (0⁺), ~1,02 M3B (2⁺), ~1,06 M3B (3^+) и ~1,4 МэВ (1⁻). Кроме этих значений E_n сечение деления Pu^{240} обнаруживает ступеньку в области $E_n \approx 0.8$ —0.9 МэВ. Как следует из рис. 4, достигнутая в данной работе точность относительных измерений позволяет уверенно судить о наличии отмеченных особенностей в ходе сечения деления Pu²⁴⁰. Измерения относительного хода сечения деления Pu²³⁹, выполненные при помощи всеволнового монитора быстрых нейтронов, показывают, что наблюденные нере-гулярности в сечении деления Pu²⁴⁰ не могут быть обусловлены аналогичными эффектами в энергетической зависимости сечения деления Pu²³⁹.

Одним из возможных объяснений поведения сечения деления Pu^{240} при $E_n < 0,3$ МэВ может служить предположение о том, что порог деления Pu^{240} лежит ниже 40 кэВ, а постоянство сечения деления Pu^{240} в области $0,04 < E_n < 0,3$ МэВ и относительно медленный рост этого сечения при

 $0,15 < E_n < 0,3$ МэВ обусловлены конкуренцией неупругого рассеяния на уровни с энергией 43 кэВ (2⁺) и 142 кэВ (4⁺) [9]. Исходя из примера ядра U²³⁸ [10], у которого при небольших E_n неупругое рассеяние происходит преимущественно через эти уровни, естественно предположить, что и в случае рассеяния ядра Pu²⁴⁰ в эти уровни могут оказать существенное влияние на ход сечения деления Pu²⁴⁰ в этой области E_n . Наблюденный эффект не противоречит также возможности деления через два канала, один из которых имеет порог при $E_n \approx 0,6-0,7$ МэВ, а другой, по-видимому, открывается при значительно меньших E_n либо вообще в области $E_n < 0$. Следует отметить также, что нарушение резкого спада сечения деления при уменьшении E_n не является индивидуальной особенностью ядра U^{234} и в меньшей степени — у ядра U^{236} [2]. В работе [7] также обнаружено постоянство сечения деления Np²³⁷ (~20 мбарн) при $E_n < 0,2$ МэВ.

Авторы выражают глубокую признательность А. И. Лейпунскому и И. И. Бондаренко за внимание и интерес к работе, Л. Н. Усачеву за обсуждение полученных результатов, Ю. И. Баранову и Н. Е. Токманцевой за участие в измерениях, В. А. Романову, Г. А. Стригину и Ю. И. Парфенову за обеспечение четкой работы ускорителя.

Поступила в Редакцию 3/1 1960 г.

Литература

- 1. В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренкин. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 35, 533 (1958).
- 2. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections, BNL-4 (1958).
- 3. Г. А. Дорофеев, Ю. П. Добрынин. Атомная энергия, П, № 1, 10 (1957).
- А. И. Лейпунский и др. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Докл. советских ученых. Т. 2 — Ядерные реакторы и ядерная энергетика. М., Атомиздат, 1959, стр. 377.
- 5. C. Bigham. Canad. J. Phys., 36, 503 (1958).
- 6. А. Хеммендингер. *Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии* (Женева, 1958). Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2—Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 89.
- 7. Б. М. Гохберг, Г. А. Отрощенко, В. А. Шигин. Докл. АН СССР, 128, 1157 (1959).
- 8. Дж. Уилер. Атомная энергия, № 5, 71 (1956).
- 9. Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 739.
- 10. L. Cranberg, J. Levin. Phys. Rev., 109, 2063 (1958).

Угловая анизотропия деления четно-четных ядер

В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко

В работе [1] показано, что исследование нерегулярностей в энергетической зависимости угловой анизотропии осколков, обнаруженных при делении нейтронами Pu²³⁹, и сопоставление их с поведением делительной ширины позволяют получить сведения о структуре спектра каналов деления.

В настоящей работе исследовалась зависимость угловой анизотропии осколков деления $\sigma_f(0^\circ, E_n)/\sigma_f(90^\circ, E_n)$ при делении U²³³ и U²³⁵ нейтронами с энергией E_n в интервале 0,2—2,5 МэВ. Экспериментальное устройство состояло из четырех ионизационных камер деления, позволявших вести одновременную регистрацию осколков в направлении пучка нейтронов и в направлении, перпендикулярном этому пучку, для двух делящихся слоев: U²³³ и U²³⁵. В процессе измерений использовались двойные слои исследовавшихся изотопов, что позволяло получать одновременно две серии экспериментальных данных.

Количество U²³³ на каждой стороне подложки составляло 9 мг, а количество U²³⁵ — 20 мг. Методика измерений и схема опыта были такими же, как и в работе [1]. Измерения проводились на электростатическом генераторе Ван-де-Граафа. Источником быстрых нейтронов служила реакция T(p,n) He³.

В эксперименте применялась твердая тритиевая мишень толщиной ~75 кэВ. Угловое разрешение детектора составляло 9°.

Результаты измерений угловой анизотропии осколков деления U^{233} , U^{235} , полученные в данном эксперименте, и Pu^{239} , взятые из работы [1], показаны на рис. 1.

В приведенных данных для U^{235} введена небольшая поправка (≤ 2 %) на примесь ~9% U^{238} . (Значения σ_f (0°)/ σ_f (90°) для U^{238} были взяты из работы [2].)



Рис. 1. Результаты измерений угловой анизотропии осколков деления U²³³, U²³⁵ и Pu²³⁹. Данные работ: ● — настоящей; Δ — [2]; □ — [3]

Атомная энергия. Письма в редакцию. 1961. Т. 11, вып. 3. С. 248-250.

Ошибки в угловой анизотропии были определены из разброса отдельных серий измерений и примерно совпадали со статистическими погрешностями опыта. Полученные данные удовлетворительно согласовались с данными работ [2, 3] Результаты настоящей работы представлены также на рис. 2. В нижней части рисунка изображена энергетическая зависимость делимости исследовавшихся изотопов в (d, p)-реакции $F = \sigma(d, pf) / \sigma(d, p)$, измеренная в работе [4]. Следует обратить внимание на тот факт, что положение минимумов в ходе $\sigma_f(0^\circ, E_n)/\sigma_f(90^\circ, E_n)$ коррелирует с нерегулярностями в зависимости делимости от энергии нейтронов, добавляемых ядру-мишени при (d, p)-реакции. По-видимому, этим энергиям нейтронов соответствуют пороги новых каналов деления ядер U²³⁴, U²³⁸ и Pu²⁴⁰.

Из приведенных на рис. 2 зависимостей делимости изотопов от энергии возбуждения делящихся ядер видно, что каналовая структура делимости особенно отчетливо проявляется при $E_n < 0$. Пороги первых двух каналов, согласно теории Д. Хилла и Дж. Уилера [5], соответствуют точкам перегиба $F(E_n)$ и составляют –1,47 и –0,72 МэВ для U²³³, –0,6 МэВ для U²³⁵, –1,61 и –0,72 МэВ для Pu²³⁹. Значение порога третьего канала, по-видимому, близко к $E_n = 0$, однако его не удается точно определить из-за конкуренции нейтронной и делительной ширин (Γ_n и Γ_f), приводящей к резкому уменьшению делимости при

$$E_n > 0$$
 ($F = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f}$). В этой области энергий нейтронов появление новых де-

лительных каналов выражается в ходе $F(E_n)$ или в виде слабых подъемов, или в виде замедления слада в зависимости от соотношения Γ_n и Γ_f .

Из приведенных на рис. 1 и 2 данных следует, что во всей изученной области энергий нейтронов расстояние между соседними явно выраженными каналами примерно одинаково и составляет 0,6—0,8 МэВ. Это обстоятельство, по-видимому, указывает на общность причин, обусловливающих наблюдающуюся картину энергетического спектра делительных каналов для четно-четных составных ядер.

Возможно, что структура каналов деления, близкая к эквидистантной структуре, свидетельствует о том, что делительные степени свободы связаны с колебаниями переходного ядра в седловой точке. Если предположить, что механизм образования уровней 1⁻ четно-четного ядра равновесной формы и структуры каналов переходного ядра одинаков и имеет колебательную природу, то из положения наиболее низкого состояния 1⁻ для ядер с A = 230-240 ($E(1^-) = \frac{3}{2}\hbar\omega = 0,5-0,6$ МэВ [6]) можно получить величину расстояния ме-

жду ближайшими порогами деления $2\hbar\omega = 0,7-0,8$ МэВ. Эта оценка находится в хорошем согласии с данными опыта. Интерпретация характера спектра каналов предложена В. С. Ставинским.







Рис. 2. Энергетические зависимости угловой анизотропии осколков (вверху) и делимости (внизу) изотопов U^{233} (a), U^{235} (б) и Pu^{239} (в)

Авторы выражают признательность А. И. Лейпунскому за интерес к работе, В. С. Ставинскому за обсуждение результатов опытов, В. А. Романову, Ю. И. Парфенову и всему коллективу, обслуживающему электростатический генератор, за содействие эксперименту, Н. Н. Кроту за изготовление делящихся слоев и М. К. Голубевой за помощь при измерениях.

Поступило в Редакцию 25/IV 1961 г.

Литература

- 1. В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко. Атомная энергия, 10, вып. 6, стр. 620 (1961).
- 2. J. Simmons, R. Henkel. Phys. Rev., 120, 198 (1960).
- 3. L. Blumberg, R. Leachman. Phys. Rev., 116, 102 (1959).
- 4. J. Northrop, R. Stokes, K. Boyer. Phys. Rev., 115, 1277 (1959).
- 5. D. Hill, J. Wheeler. Phys. Rev., 89, 1102 (1955).
- 6. *Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер.* Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.

Анизотропия осколков деления ядер Pu²⁴⁰ и Pu²³⁹

В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко

Согласно представлениям, основанным на рассмотрении коллективной модели ядра, реакция деления при умеренных возбуждениях в седловой точке осуществляется через небольшое число квантовых состояний, так называемых каналов деления. О. Бор [1] и Дж. Уилер [2] обратили внимание на то, что эффекты, связанные с дискретностью спектра каналов деления, должны наиболее отчетливо проявляться в энергетических зависимостях сечения деления $\sigma_f(E_n)$ и углового распределения осколков $\sigma_f(\theta)$. В этом случае могут быть получены наиболее полные сведения об основных квантовых характеристиках каналов деления: проекции спина переходного ядра на ось деления К и четности канала. Несмотря на то, что экспериментальному исследованию энергетической зависимости угловых распределений осколков деления различных ядер посвящено относительно большое число работ [3—7], каналовые эффекты в угловом распределении осколков обнаружены лишь у четно-четных ядер-мишеней.

В данной работе изучалась энергетическая зависимость угловой анизотропии осколков деления $\sigma_f(0^\circ, E_n) / \sigma_f(90^\circ, E_n)$ при делении ядер Pu²⁴⁰ и Pu²³⁹ под действием нейтронов с энергиями 0,2—3 МэВ. Экспериментальное устройство (рис. 1), применяемое в данных измерениях, состояло из четырех ионизационных камер деления, позволяющих вести одновременную регистрацию



Рис. 1. Схема опыта и экспериментальное устройство:

 мишень ускорителя; 2 — корпус камеры с кадмиевым чехлом; 3 — высоковольтный электрод камер; 4 — слои делящихся веществ; 5 — коллимирующие отверстия с экранирующими сетками; 6 — собирающий электрод одной из четырех камер деления

осколков, в направлении пучка нейтронов и в направлении, перпендикулярном к этому пучку, для Pu^{240} делящихся слоев ДBVX (1,5 мг) и Pu²³⁹ (3 мг) диаметром 32 мм. При помощи Pu²³⁹ исключалось деление ядер Pu^{239} , содер-жащихся в слое Pu^{240} в количестве 7.5 %. Давление смеси газов (93 % Ar + 7 % CO₂) в камере составляло 50 мм рт. ст. Угловое разрешение детектора составляло 9°. Источником быстрых нейтронов служила реакция T(p, n) He³, осуществлявшаяся на электростатическом генераторе Ван-де-Граафа. В работе применялась твердая мишень толшиной ~75 кэВ.

Атомная энергия. Письма в редакцию. 1961. Т. 10, вып. 6. С. 620-622.

Необходимое для определения величины $\sigma_f(0^\circ) / \sigma_f(90^\circ)$ отношение эффективностей соответствующих камер деления определялось в потоке нейтронов, замедленных в парафиновом блоке. Колебания этого отношения в каждой серии измерений не превышали 2 %.

На рис. 2 приведены энергетические зависимости угловой анизотропии осколков и сечения деления ядра Pu²⁴⁰ [8]. Корреляции между нерегулярностями в ходе $\sigma_f(E_n)$ и $\sigma_f(0^\circ, E_n) / \sigma_f(90^\circ, E_n)$, а также характер этих зависимостей дают основания полагать, что при энергиях нейтронов 0,9—1,0 и 1,6—1,7 МэВ выявляются достаточно четко выраженные делительные каналы. Для объяснения весьма резкого спада анизотропии при увеличении энергии нейтронов от 0,2 до 0,8 МэВ необходимо учитывать влияние двух каналов деления. Большая анизотропия «вперед» при малых значениях энергии нейтронов свидетельствует о том, что деление происходит через канал с $K = \frac{1}{2}$ [9, 10]. Так как наиболее вероятно, что деления в этом канале вызываются р-нейтронами, то этому каналу должна быть приписана отрицательная четность. Порог такого канала находится при $E_n \approx 0.4$ МэВ или несколько выше. Уменьшение величины $\sigma_t(0^\circ)/\sigma_t(90^\circ)$ при увеличении энергии нейтронов от 0,2 до 0,8 МэВ может быть объяснено влиянием следующего канала деления, поскольку угловая анизотропия осколков при делении через один канал с фиксированным значением К по мере увеличения энергии нейтронов может только возрастать [9]. Возможно, что таким каналом является канал с порогом при $E_n = 0.9$ —1,0 МэВ. Однако нам кажется, что в лучшем соответствии с полученными данными находится допущение о наличии второго канала с порогом при $E_n \approx 0.7$ МэВ. Чтобы объяснить спад угловой анизотропии осколков, этот канал должен обладать значением К>1/2 [9, 10]. Предположение о существовании такого канала могло бы

также объяснить заметную разницу в наклоне хода сечения деления при энергии нейтронов выше и ниже стоящих измерениях. В работе [5] делается вывод о несоответствии данных опыта поведению угловой анизотропии осколков деления, предсказываемому коллективной моделью деления О. Бора. Однако высказанные выше соображения позволяют, на наш взгляд, получить это соответствие.

Результаты измерения угловой анизотропии осколков деления ядра Pu^{239} показаны на рис. 3. Проявляющийся при $E_n = 0.8$ МэВ минимум коррелирует с подъемом в ходе сечения деления, также 0,6 МэВ. Помимо этого эффекта, излом в ходе сечения



Рис. 2. Энергетические зависимости угловой анизотропии осколков и сечения деления ядра Pu²⁴⁰ (ошибки статистические)



Рис. 3. Энергетические зависимости угловой анизотропии осколков и сечения деления Pu²³⁹ (ошибки статистические). Данные работ: ● — настоящей;

 $\circ - [6]; \Delta - [7]$

деления может быть, конечно, связан и с открыванием канала неупругого рассеяния нейтронов на уровень 1^{-} ядра Pu^{240} [8].

В работе [2] анализируется энергетическая зависимость сечения деления ядра Pu²⁴⁰ и обращено внимание на то, что резонанс при $E_n = 1$ эВ обладает аномально малым значением делительной ширины, которое не объясняется экспоненциальным спадом сечения деления с порогом, лежащим в области нескольких сотен килоэлектроновольт. Для объяснения этого противоречия в работе [2] сделано предположение, что наблюдаемый уровень с предполагаемой характеристикой $\frac{1}{2}^{+}$ принадлежит к классу уровней, не связанных с нижним делительным каналом, и соответствует

одному из каналов, расположенных на 1—2 МэВ выше. По-видимому, деление *s*-нейтронами в области этого резонанса осуществляется через канал, открывающийся при $E_n \approx 1$ МэВ. Величина $K = \frac{1}{2}^+$ делящегося ядра Pu²⁴⁰ не противоречит как увеличению угловой анизотропии вперед, так и возможности наблюдаемой конкуренции каналов неупругого рассеяния нейтронов на уровни конечного ядра Pu²⁴⁰ с энергиями 0,94 МэВ (0⁺) и 1,02 МэВ (2⁺).

Следует отметить, что энергетическая зависимость угловой анизотропии осколков при делении ядра Th²³⁰ [5] подобна зависимости, полученной в настоящих измерениях. В работе [5] делается вывод о несоответствии данных опыта поведению угловой анизотропии осколков деления, предсказываемому коллективной моделью деления О. Бора. Однако высказанные выше соображения позволяют, на наш взгляд, получить это соответствие.

Результаты измерения угловой анизотропии осколков деления ядра Pu^{239} показаны на рис. 3. Проявляющийся при $E_n = 0,8$ МэВ минимум коррелирует с подъемом в ходе сечения деления, также изображенного на рис. 3. Это обстоятельство, по-видимому, свидетельствует о том, что в этой области энергий нейтронов открывается новый делительный канал. Наблюденная в работе [11] эквидистантная структура спектра каналов деления с интервалом между ними в 0,7—0,8 МэВ при $E_n < 0$, по-видимому, может быть продолжена и в область положительных энергий нейтронов. Однако малая величина измеряемых эффектов при достигнутой точности настоящего эксперимента не позволяет сделать вывода о том, насколько далеко может быть экстраполирована эта закономерность. Полученные в настоящей работе данные удовлетворительно согласуются со значениями угловой анизотропии осколков, измеренными в работе [6, 7].

Авторы выражают признательность А. И. Лейпунскому за интерес к работе, В. А. Романову за содействие эксперименту, М. К. Голубевой и Н. Е. Федоровой за участие в измерениях.

Поступило в Редакцию 5/1 1961 г.

Литература

- 1. О. Бор. Материалы международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 2. М., Физматгиз, 1958, стр. 175.
- 2. Дж. Уилер. Атомная энергия, № 1, 71 (1956).
- 3. J. Brolley, W. Dickinson, R. Henkel. Phys. Rev., 99, 388 (1955).
- 4. R. Henkel, J. Brolley. Phys. Rev., 103, 1292 (1956).
- 5. Б. М. Гохберг, Г. А. Отрощенко, В. А. Шигин. Докл. АН СССР, 128, 1157 (1959).
- 6. L. Blumberg, R. Leachman. Phys. Rev., 116, 102 (1959).
- 7. J. Simmons, R. Henkel. Phys. Rev., 120, 198 (1960).
- 8. В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренкин. Атомная энергия, 9, вып. 1, 16 (1960).
- 9. L. Wilets, D. Chase. Phys. Rev., 103, 1296 (1956).
- 10. В. М. Струтинский. Ж. эксперим. и теор. физ., 39, 78 (1960).
- 11. J. Northrop, R. Stokes, K. Boyer. Phys. Rev., 115, 1277 (1959).

Сечения деления U²³³, U²³⁵ и Pu²³⁹ в интервале энергий нейтронов 0,3—2,5 МэВ

Г. Н. Смиренкин, В. Г. Нестеров, И. И. Бондаренко

На основе представлений о механизме процесса деления в рамках коллективной модели [1, 2] при небольших энергиях возбуждения следует ожидать проявления дискретных каналов реакции в энергетическом ходе эффективного сечения и угловой анизотропии. Эти эффекты наиболее сильно проявляются при делении нейтронами четно-четных ядер-мишеней Th²³⁰ [3, 4], Th²³² [5], U²³⁴, U²³⁸ [4], U²³⁸ [4, 5] и Pu³⁴⁰ [6], имеющих относительно большую угловую анизотропию и порог нижнего канала деления в положительной области энергий нейтронов. При этом в работах [3, 5, 6] обнаружена корреляция между нерегулярностями в ходе угловой анизотропии осколков деления с резкими подъемами сечения деления, которые соответствуют появлению новых каналов деления.

В работах [6, 7] были обнаружены заметные нерегулярности в энергетической зависимости угловой анизотропии при делении нейтронами U^{233} , U^{235} , Pu^{239} . В работе [6] было обращено внимание на то, что подъем сечения деления Pu^{239} нейтронами коррелирует с сильным провалом в ходе угловой анизотропии. Имеющиеся в литературе данные некоторых авторов [8—10] о сечениях деления нейтронами ядер, изучавшихся в работах [6, 7], заметно различаются и недостаточно подробны для обсуждения исследовавшихся эффектов. В связи с этим в работе [7] были использованы результаты более детальных измерений реакции (*d*, *pf*), позволяющей изучать поведение вероятности деления как в положительной, так и в отрицательной областях энергий нейтронов. Было отмечено, что нерегулярности в энергетических зависимостях делимости в реакциях (*d*, *pf*) и в угловой анизотропии при делении нейтронами коррелируют между собой. В связи с этим интересно обнаружение аналогичных эффектов в сечении деления, вызываемого непосредственно нейтронами, что и явилось целью настоящей работы.

Измерения проводились на электростатическом генераторе Ван-де-Граафа в диапазоне энергий нейтронов 0,3—2,5 МэВ. Источником быстрых монохроматических нейтронов явилась реакция T(p, n)He³.

В работе применялась твердая тритиевая мишень толщиной ~25 кэВ. Детектором осколков деления служила двойная ионизационная камера с электронным собиранием, которая позволяла получать одновременно две независимые серии измерений для каждого элемента. Слои толщиной ~1,5 мг/см² и диаметром 38 мм из окислов U²³⁵ (обогащение 92,1 %), U²³¹ (с ядрами U²³⁸ —

Атомная энергия. Письма в редакцию. 1962. Том 13, вып. 4. С. 366—368.

4,8%, U²³⁴ — 2,4%, U²³⁵ — 0,7%) и Pu²³⁹ (с 1,8% ядер Pu²⁴⁰) располагались перпендикулярно к направлению пучка протонов. Максимальный угол, под которым нейтроны попадали на деляшийся слой (по отношению к пучку протонов), составлял 12°. При относительных измерениях выхода нейтронов в направлении слоев деляшихся вешеств использовали всеволновый монитор. который был сконструирован в соответствии с рекомендациями работы [11]. Скорость счета камеры, отнесенная к одинаковому числу отсчетов монитора, показывала относительный ход эффективных сечений деления. В результаты измерений согласно работам [11, 12] вводилась поправка на небольшие (~5%) изменения эффективности монитора в зависимости от энергии нейтронов. Ошибка, связанная с некоторой неопределенностью в ходе эффективности всеволнового монитора, являлась достаточно плавной функцией энергии и не могла повлиять на выявление изучавшихся нерегулярностей в энергетической зависимости сечений деления. На протяжении измерений во всем изучавшемся диапазоне энергий нейтронов постоянство эффективностей камер периодически контролировалось путем определения числа отсчетов в стандартной точке. Средний разброс числа контрольных отсчетов не превышал 2%. Статистическая же точность измерений каждой точки составляла ~1%. Фон медленных нейтронов в измерительном помещении был пренебрежимо мал. Тепловые нейтроны поглощались защитным кожухом из кадмия. Фон нейтронов, рассеянных в мишени и стенках камеры, учитывался и составлял менее 3 %.

Хотя основной целью этой работы являлись относительные измерения сечений деления, для сравнения с данными других работ была выполнена градуировка сечений в барнах. Градуировка производилась при энергии нейтронов 2,5 МэВ путем сравнения числа отсчетов актов деления в слоях из U²³⁵ и природного урана на быстрых и тепловых нейтронах. Было использовано значение сечения U²³⁸, равное, согласно работе [13], 0,585 барн при $E_n = 2,5$ МэВ. При этой же энергии нейтронов были определены сечения деления U²³³ и Pu²³⁹ методом сравнения эффективных количеств веществ в одинаковом тепловом потоке нейтронов, причем основная часть резонансных нейтронов исключалась с помощью измерений кадмиевой разности. В соответствии с работой [14], а также с учетом некоторого вклада фермиевских нейтронов отношения сечений на медленных нейтронах принимались равными $\sigma_f^{233}/\sigma_f^{235} = 0,935$ и $\sigma_f^{239}/\sigma_f^{235} = 1,50$.

Результаты измерений сечений деления трех изотопов приведены на рисунке. Полученные данные в пределах точности выполненной градуировки (5—10%) согласуются с данными работы [8] и других уже упоминавшихся работ. Поведение зависимости $\sigma_f(E_n)$, принимая во внимание плавный ход сечения образования составного ядра, удовлетворительно передает характерные особенности энергетической зависимости делимости, которая была измерена при помощи реакции (*d*, *p*) и использовалась нами ранее [7] при обсуждении корреляций между σ_f и $\sigma_f(0^\circ) / \sigma_f(90^\circ)$. На рисунке изображены также энергетические зависимости угловой анизотропии осколков деления U²³³, U²³⁵ и Pu²³⁹. Из сравнения приведенных данных видно, что достаточно четкая корреляция между поведением сечения деления и угловой анизотропии наблюдается только для U^{233} и Pu^{239} в области $E_n < 1,5$ МэВ, а для U^{235} не проявляется. Таким образом, более подробно выполненные в настоящей работе измерения (с шагом по энергии нейтронов ~30 кэВ) делают проблематичным установление регулярных корреляций между этими характеристиками и их интерпретацию в силу сложности процесса деления четно-четных ядер.

Немонотонность хода сечения деления и угловой анизотропии может быть вызвана появлением новых как делительных, так и нейтронных каналов. При делении через один канал угловая анизотропия может только возрастать, поэтому уменьшение анизотропии в этом случае может быть объяснено действием нового канала деления. Однако при делении четно-четных ядер U^{234} , U^{236} и Pu^{240} , которые исследовались в настоящей работе, даже при небольших энергиях нейтронов уже открыто несколько каналов деления [15]. В этом случае уменьшение анизотропии может быть также вызвано подавлением новым нейтронным каналом той части σ_{f} , которая обусловлена каналом деления с относительно большой угловой анизотропией. В силу этой неопределенности, а также в связи с необходимостью учета нейтронов с различными орбитальными моментами и всего спектра угловых моментов составного ядра истолкование полученных результатов без конкретных расчетов и получения дополнительных сведений о полном угловом распределении осколков представляется весьма затруднительным.



Энергетические зависимости сечений деления нейтронами и угловой анизотропии осколков U²³³, U²³⁵ и Pu²³⁹. Данные работ: • — настоящей; • — [7]

Авторы выражают благодарность всему коллективу, обслуживающему ускоритель, за содействие эксперименту, а также М. К. Голубевой и А. С. Тишину за помощь в измерениях.

Поступило в Редакцию 22/ІІ 1962 г.

Литература

- 1. О. Бор. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). Т. 2. М., Физматгиз, 1958, с. 175.
- 2. Дж. Уиллер. Атомная энергия, № 5, 71 (1956).
- 3. Б. М. Гохберг и др. Докл. АН СССР, 128, 1157 (1959).
- 4. J. Simmons, R. Henkel. Phys. Rev., 120, 198 (1960).
- 5. R. Henkel, J. Brollev. Phys. Rev., 103, 1292 (1956).
- 6. В. Г. Нестеров и др. *Атомная энергия*, вып. 6, 620 (1961).
- 7. В. Г. Нестеров и др. Атомная энергия, вып. 3, 248 (1961).
- 8. Д. Хьюдж, Р. Шварц. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
- А. Хеммендингер. Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 89.
- 10. Г. В. Горлов и др. Атомная энергия, 6, вып. 4, 453 (1959).
- 11. П. И. Вацет и др. Атомная энергия, 7, вып. 2, 172 (1959).
- 12. J. De Pangher. Nucl. Instr. Meth., 5, (H (1959).
- 13. R. Lamphere. Phys. Rev., 104, 1654 (1956).
- 14. Дж. Юз. *Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии* (Женева, 1958). Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 39.
- 15. J. Northrop et al. Phys. Rev., 115, 1277 (1959).

Угловые распределения осколков при делении U²³⁵ и Pu²³⁹ нейтронами с энергией 0,08—1,25 МэВ

В. Г. Нестеров, Ю. А. Блюмкина, Л. А. Камаева, Г. Н. Смиренкин

Энергетическая зависимость угловой анизотропии деления $\sigma_f(0^\circ) / \sigma_f(90^\circ)$ U²³³, U²³⁵, Pu²³⁹ под действием нейтронов [1] обнаруживает нерегулярности, подобные тем, которые наблюдаются при делении четно-четных ядер-мишеней [2, 3]. Обычно эти нерегулярности связывают с проявлением индивидуальных свойств дискретных состояний в седловой точке, так называемых каналов деления [4, 5]. Современные представления о каналах деления основываются на идее О. Бора [6] о подобии спектра квантовых состояний охлажденного ядра в седловой точке и ядра в основном состоянии. С этих позиций изучение угловых характеристик процесса деления ядер-мишеней с четным Z и нечетным A под действием нейтронов может дать для теории ценную информацию, поскольку у образующихся при этом четно-четных составных ядер спектр низших уровней благодаря наличию энергетической щели имеет наиболее простую и хорошо изученную структуру.

В настоящей работе было измерено полное угловое распределение осколков при делении U²³⁵ и Pu²³⁹ нейтронами с энергией 0,08—1,25 МэВ. Вследнебольшой величины подлежавшего ствие измерению эффекта $1 - \sigma_f(9) / \sigma_f(90^\circ) \le 0.1$ (в пять — десять раз меньше той же величины для четно-четных ядер-мишеней) предъявлялись повышенные требования к статистике отсчетов и стабильности регистрирующей аппаратуры. Детектор представлял собой шесть ионизационных камер, имеющих кольцевую геометрию и выполненных в виде секторов, которые были ограничены двумя сферическими поверхностями (рис. 1). Таким образом, детектирование осколков производилось во всем диапазоне азимутальных углов от 0 до 2*π*. Счетные объемы камер ограничивались входными щелями и выделяли направления разлета осколков относительно нормали к слою делящегося вещества, соответствующие средним углам 9, равным 13; 26; 39; 52,5; 66,5 и 81°, с угловым разрешением ±5°. Максимальное отклонение нейтронов, попадавших на делящийся слой, от оси пучка не превышало 8°. В работе использовались слои U²³⁵ (90%-е обогащение) и Pu²³⁹ толщиной ~1,5 мг/см². Осколки регистрировались специальной электронной установкой, позволявшей одновременно регистрировать импульсы от всех шести камер. Принцип ее работы основан на кодировании импульсов, поступающих от различных камер, с помощью линии задержки. Зашифрованные импульсы усиливались, дискриминировались и формировались общим для всей установки устройством. Затем сформированные от всех детекторов импульсы

Атомная энергия. Письма в редакцию. 1964. Т. 16, вып. 6. С. 519-521.

дешифровались с помощью таких же линий задержки и регистрировались шестиканальным счетным устройством. Установка, основанная на таком принципе, обладала рядом преимуществ по сравнению с обычно применяемой в подобных экспериментах аппаратурой. Наиболее существенное достоинство данного способа регистрации состоит в уменьшении погрешностей, которые возникают вследствие дрейфа коэффициента усиления и уровня дискриминации.

Измерения проводились на электростатическом генераторе



Рис. 1. Детектор осколков деления и схема опыта

Ван де Граафа с твердой тритиевой мишенью толщиной ~50 кэВ при токе протонов приблизительно 60—80 мка. Калибровка эффективности камер осуществлялась на нейтронах, полученных замедлением быстрых нейтронов из T(p, n)-реакции в парафиновом блоке.

На рис. 2а, б показаны результаты измерения в виде двумерной зависимости углового распределения осколков от энергии нейтронов. Данные представлены в форме отношения $\sigma_f(9)/\sigma_f(81^\circ)$, отличие которого от обычно используемой величины $\sigma(9)/\sigma_f(90^\circ)$ значительно меньше ошибок эксперимента, равных ~1 %. Результаты настоящей работы согласуются с данными более ранних измерений [1, 3, 7]. Следует отметить, что приводившиеся ранее результаты измерений угловой анизотропии $\sigma_f(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)$ для U²³⁵ [1] в диапазоне E_n , равной 0,2—0,5 МэВ, несколько завышены.

Обсуждение результатов эксперимента

 U^{235} . Наиболее примечательной особенностью данных опыта для U^{235} является плавный переход от преимущественного вылета осколков под углом 90° к преимущественному вылету вперед в области энергий нейтронов 0,08—0,3 МэВ. Обратим внимание на то, что именно в этой области энергий нейтронов (на основании результатов работы [8]) можно ожидать вступления каналов, связанных со вторым барьером деления, отстоящим на 0,6—0,8 МэВ от первого барьера. При $E_n = 0,08$ МэВ основной вклад в анизотропную часть сечения деления вносят *p*-нейтроны. В этом случае деление ядра $U^{236*} = U^{235}(7/2^-) + n$ может происходить через состояния 2^+ , 3^+ , 4^+ , 5^+ . Угловая анизотропия осколков под углом 90° по отношению к пучку падающих нейтронов может возникнуть в том

^{*} В одних модельных представлениях [9] эти коллективные состояния имеют природу

γ-колебаний ядра, в других [10] — вращения ядра, не обладающего аксиальной симметрией.



Рис. 2. Энергетическая зависимость угловых распределений осколков при делении U^{235} (а) и Pu^{239} (б)

случае, когда вектор полного момента составного ядра *I* имеет направление преимущественной ориентации вдоль оси деления [4, 5]. Из этих соображений следует, что при $E_n = 0,08$ МэВ деление в основном происходит через состояния с проекцией полного момента *I* на ось деления K = 2, поскольку минимальное значение *I* ядра U²³⁶ в рассматриваемом случае равно двум. Значение K = 2 естественно связать либо с возбужденными нуклонными состояниями, либо с полосой коллективных уровней, наблюдающейся у равновесных ядер внутри энергетической щели в области энергий возбуждения порядка нескольких сотен килоэлектронвольт. Первая возможность означала бы, что величина энергетической щели в спектре уровней на барьере составляет всего 0,5—0,7 МэВ [8, 11]. Эта величина в свете имеющейся совокупности экспериментальных и теоретических сведений [3, 12, 13] представляется слишком низкой (см. также [17]).

Принципиальное значение отрицательной анизотропии при низких E_n потребовало тщательной проверки результатов опыта. Измерения для $E_n = 0,08$ МэВ были выполнены под углом 0° на пороге реакции Т (p, n) и 60° при соответствующей энергии протонов. Кроме того, было проведено контрольное измерение угловой анизотропии $\sigma_f(0^\circ) / \sigma_f(90^\circ)$ с помощью другого детектора, использовавшегося ранее в работах [1, 14]. В этом опыте слой располагался под углом 45° к пучку падавших нейтронов, а осколки регистрировались в четырех ионизационных камерах под углами 0, 90, 180 и 270°. Детектор давал две серии независимых измерений величины $\sigma_f(0^\circ) / \sigma_f(90^\circ)$. Вся совокупность полученных данных в пределах точности ~1 % подтвердила результаты, приведенные на рис. 2а.

Ри²³⁹. Наиболее интересна область энергий нейтронов 0,9—1,1 МэВ, в которой в угловом распределении осколков отчетливо проявляется компонента с отрицательной анизотропией, т. е. с преимущественным, направлением разлета осколков под углом 90° к пучку падающих нейтронов. Принимая во внимание подъем в энергетической зависимости сечения деления в этой области E_n [14—16], такое поведение анизотропии можно связать со вступлением новых делительных каналов. Между появлением компоненты с преимущественным направлением разлета осколков под углом 90° и вступлением в игру новых делительных каналов, по-видимому, имеется и непосредственная связь. В самом деле, деление вблизи барьера нового канала по энергетическим соображениям протекает главным образом через состояния с минимальной энергией вращения, т. е. с $I \approx K$. При сравнительно небольшом увеличении энергии возбуждения состояния с большими моментами становятся опять энергетически доступными, что в свою очередь снова приводит к преобладанию анизотропии вперед (см. рис. 2б). Вероятно, что изотропное в пределах ошибок опыта угловое распределение осколков при $E_n = 0.08$ МэВ означает проявление такого же каналового эффекта с приблизительным равенством компонент с отрицательной и положительной анизотропией.

Таким образом, явления, наблюденные в данной работе при делении обоих изучавшихся ядер, могут быть одинаково истолкованы, что дает основание думать, что они имеют одинаковую природу и тесно связаны с существованием дискретной структуры каналов деления в седловой точке делящегося ядра. Другое важное следствие опыта состоит в том, что эта структура, судя по данным для Pu²³⁹ [8], сохраняется вплоть до весьма значительных энергий возбуждения в седловой точке — приблизительно 2,5 МэВ.

В опубликованной недавно работе [17] на основе анализа зависимости K^2 от энергии возбуждения в седловой точке, полученной из измерений угловой анизотропии осколков в реакциях Pu^{239} (*d*, *pf*) и U^{233} (*d*, *pf*), авторы пришли к выводу, что величина энергетической щели в спектре уровней в седловой точке составляет ~2,7 МэВ. Это значение находится в хорошем соответствии с результатами настоящей работы и [8].

Поступило в Редакцию 19/VIII 1963 г.

Литература

- 1. В. Г. Нестеров и др. Атомная энергия, 11, 248 (1961).
- 2. R. Henkel, J. Brolley. Phys. Rev., 103, 1292 (1956).
- 3. J. Simmons, R. Henkel. Там же, 120. 198 (1960).
- 4. L. Wilets, D. Chase. Tan see, 103, 1296 (1956).
- 5. В. М. Струтинский. ЖЭТФ, 39, 78 (1960).
- 6. О. Бор. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. Т. 2. М., Физматгиз, 1958, стр. 175.
- 7. L. Blumberg, R. Leachman. Phys. Rev., 116, 102 (1959).
- 8. J. Northrop et al. *Там же*, 115, 1277 (1959).
- 9. K. Alderet et al. Rev. Mod. Phys., 28, 432 (1956).

- 10. А. С. Давыдов, Г. В. Филиппов. ЖЭТФ, 36, 440 (1956).
- 11. Л. Н. Усачев и др. Там же, 44, 1950 (1963).
- 12. Ю. Т. Гринь. Там же, 43, 1880 (1962).
- 13. Дж. Гриффин. Строение ядра. Сборник обзорных докладов, прочитанных на Международной конференции по структуре ядра (Канада, 1960). М., Госатомиздат, 1962, стр. 309.
- 14. В. Г. Нестеров и др. Атомная энергия, 10, 620 (1961).
- 15. Г. Н. Смиренкин и др. Там же, 13, 366 (1962).
- 16. Дж. Юз, Р. Шварц. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
- 17. H. Britt et al. Phys. Rev. Letters, 11, 343 (1963).

Подбарьерное деление Th²³² нейтронами

С. Б. Ермагамбетов, В. Ф. Кузнецов, Г. Н. Смиренкин

(Поступила в редакцию 11 апреля 1966 г.)

С целью изучения деления Th²³² (*n*, *f*) вблизи порога измерена зависимость сечения реакции от энергии нейтронов в диапазоне 0,6—3,0 МэВ. В связи с результатами опыта обсуждаются некоторые характеристики потенциального барьера, возникающего при делении. В ходе энергетической зависимости сечения деления отчетливо проявляется конкуренция неупругого рассеяния нейтронов на уровни ядра-мишени Th²³² в области энергий 0,75 и 1,0 МэВ. Обсуждается расхождение известного значения сечения деления для тепловых нейтронов 0,06 ± 0,02 мбн с величиной, экстраполированной из значений σ_f при больших энергиях.

Введение

Изучение деления ядер в подпороговой области энергий возбуждения и вблизи порога позволяет получить информацию о таких важных характеристиках, как структура наиболее низких каналов деления, высота и форма барьера и т. п. Одним из наиболее удобных объектов для исследования этого круга вопросов является реакция Th²³² (*n*, *f*). Хорошо известно, что именно при делении Th²³²нейтронами получены первые веские экспериментальные данные, указывающие на существование дискретной структуры барьера [1, 2], которая ожидалась в свете представлений о переходном ядре Бора [3]. Определению характеристик барьера при делении ядра Th²³³благоприятствует тот факт, что во всей области интересующих возбуждений отношение средних делительной и нейтронной ширин Γ_f/Γ_n существенно меньше единицы ($\leq 0,05$). В этом случае анализ энергетической зависимости

$$\sigma_f = \sum_{I,\pi} \sigma_c^{I,\pi} \sum_{K \le I} \Gamma_f^{I,K,\pi} \left[\Gamma_n^{I,\pi} + \sum_{K \le I} \Gamma_f^{I,K,\pi} + \Gamma_v + \dots \right]^{-1}$$
(1)

значительно упрощается благодаря тому, что в знаменателе (1) можно пренебречь Γ_f , так же как и другими ширинами, вследствие их малости по сравнению с Γ_n . Данное обстоятельство позволяет отождествлять энергетические зависимости σ_f и Γ_f там, где сечение образования составного ядра σ_c , а также Γ_n изменяются медленно в сравнении с Γ_f . В формуле (1) суммирование производится по характеристикам всех участвующих каналов деления (I, K^{π}), спектр которых по аналогии со спектром наиболее низких возбужденных уровней равновесных ядер предполагается состоящим из полос состояний с моментами I = K, K + 1, ..., где K — проекция полного углового момента I на ось переходного ядра.

Ядерная физика. 1967. Т. 5, вып. 2. С. 257-263.

Энергетическая зависимость $\Gamma_f^{I,K,\pi}$ практически целиком определяется быстро изменяющимся фактором проницаемости барьера

$$\Gamma_f \sim \left\{ 1 + \exp\left[\frac{2\pi}{E_{curv}} \left(B - E\right)\right] \right\}^{-1} \simeq \exp\left[\frac{2\pi}{E_{curv}} \left(E - B\right)\right],\tag{2}$$

если $B - E > E_{curv} / 2\pi$.

Здесь *В* — высота барьера для данного канала деления, а E_{curv} — параметр, характеризующий его кривизну в максимуме и масштаб изменений σ_f и Γ_f с изменением энергии возбуждения. Соотношение (2) получено для потенциального барьера параболической формы [4]. Очевидно, что вклад отдельных каналов K^{π} выделить тем легче, чем меньше величина E_{curv} . В этом смысле ядро-мишень Th²³² также является весьма удобным объектом для исследования. Используя данные об угловой анизотропии разлета осколков, можно найти эти величины для различных участвующих в делении каналов [2, 5—7].

Относительные измерения сечения деления Th²³²нейтронами в области 0,6—3,0 МэВ, результаты которых сообщаются в данной работе, являются одним из этапов предпринимаемой нами попытки подробного каналового анализа деления этого ядра. В связи с обсуждением приводятся также некоторые предварительные данные об угловом распределении осколков.

Методика эксперимента

В измерениях относительного хода сечения деления был использован детектор, представлявший собой тонкостенную (~1 мм Al) многослойную ионизационную камеру, в которую было загружено около 6 г Th. Перед нанесением на подложки Th был подвергнут тщательной химической очистке от возможных примесей U. Набор слоев окиси тория толщиной ~2 мг/см², нанесенных на алюминиевые фольги (0,1 мм), был разделен на две половины, в промежуток между которыми помещалась мониторная камера, содержавшая двойной слой из естественного U. Рабочий объем детектора, т. е. пространство, заполненное делящимся веществом, имел форму цилиндра, диаметр и высота которого составляли 6 см. Из-за значительной толщины слоев и дискриминации некоторой части происходящих актов деления (~30 %) могла возникнуть нежелательная чувствительность детектора к угловой анизотропии разлета осколков, характер которой сильно зависит от E [1, 8] (рис. 1). Контрольные опыты с вращением детектора и увеличением порога дискриминатора показали, что искажения, вносимые указанным эффектом, несущественны.

Измерения проводились на электростатических генераторах ФЭИ с использованием реакции T(p, n), осуществлявшейся на твердых тритиевых мишенях с толщиной активного слоя 0,4 мг/см² (Ті). Расстояние от источника до средней плоскости рабочей части детектора, где размещался слой мониторной камеры, было выбрано равным 12 см. Полный энергетический разброс ΔE (ширина спектра нейтронов у основания), обусловленный размытием энергии


Рис. 1. Энергетические зависимости сечения б_f и угловой анизотропии *W*(0°) / *W*(90°) деления Th²³²нейтронами: ○ — данные настоящего эксперимента, ● — данные работы [13]

протонов в мишени и конечной угловой апертурой детектора, с увеличением E возрастает от 0,07 до 0,10 МэВ.

Результаты измерений

Определяемое экспериментально число делений Th на один отсчет монитора R пропорционально отношению сечений деления Th и, естественно, U, усредненных по спектру нейтронов, производящих деления в соответствующих слоях делящихся веществ. Погрешность величины R, вычисленная из разброса отдельных измерений в области «плато», не превосходит 5 %; под порогом преобладает статистическая ошибка, достигающая 15 % при E = 0,6 МэВ. Конечное энергетическое разрешение опыта может быть учтено введением эффективной энергии нейтронов, для которой σ_f равно среднему значению сечения по спектру нейтронов в пределах ΔE . Эффективная энергия нейтронов для Th и U будет несколько отличаться вследствие разницы в ходе σ_f на интервале ΔE и в расположении делящегося вещества в камере относительно источника нейтронов. Это обстоятельство принималось во внимание при построении относительного хода сечения деления Th²³² — $\sigma_f^{\text{Th}} \sim R \sigma_f^{\text{U}}$ на рис. 1, где по оси абсцисс отложена эффективная энергия нейтронов. Сечения деления сечетвенного U находились из соответствующих данных для U²³⁸ [9—12] и U²³⁵ [11].

Абсолютизация зависимости $\sigma_f^{\text{Th}} \sim R \sigma_f^{U}$ от *E* проводилась путем сравнения с единственными опубликованными данными [13]. Настоящий эксперимент в неизученной глубоко подбарьерной области *E*, где измерению подлежали значения σ_f , на несколько порядков меньшие, чем в работе [13], удалось выполнить отчасти ценою более низкого разрешения по энергии. Именно поэтому потребовались измерения в области энергий нейтронов, достаточно далеких от порога, где наблюдается относительно плавное изменение σ_f (*E* = 1,8—2,0 и 2,5—3,0 МэВ) и несоответствие в энергетическом разрешении сказывается незначительно. На рис. 1 в миллибарнах изображена полученная в данной работе зависимость $\sigma_f(E)$, нормированная таким образом, чтобы в указанных областях *E* отклонения от результатов работы [13], приведенных на этом же рисунке, были бы минимальными. Учитывая сказанное выше, следует признать согласие сравниваемых данных во всем перекрывающемся диапазоне *E* вполне удовлетворительным.

Обсуждение

Зависимость сечения деления Th²³² от энергии нейтронов вплоть до E=2—2,5 МэВ имеет нерегулярный характер. Это явление, по-видимому, обусловлено преобладанием в процессе распада составного ядра реакции (n, n'). В частности, происхождение ступенчатой структуры в ходе $\sigma_f(E)$ при $E \sim 0,75$ и 1,05 МэВ, видимо, связано с этой реакцией, поскольку изломы σ_f по энергии совпадают с положениями возбужденных уровней остаточного ядра Th²³² (0,725 (0⁺), 0,775 (2⁺), 0,788 (2⁺) и 1,045 (1⁻), 1,095 (3⁻) [14]), на которые может про-исходить эмиссия нейтронов из составного ядра Th²³³.

В приведенном на рис. 1 ходе $\ln \sigma_f(E)$ между порогами нейтронных каналов имеются достаточно протяженные участки крутого роста, на которых конкуренция неупругого рассеяния нейтронов сказывается, по-видимому, несущественно. Наклон прямолинейного участка энергетической зависимости $\ln \Gamma_f$ ниже порога согласно (2) непосредственно дает величину $E_{curv}/2\pi$. Найти этот параметр из хода сечения реакции (*n*, *f*) в общем случае, не прибегая к каналовому анализу [7, 15], нельзя, поскольку сечение деления пропорционально не Γ_f , а, грубо говоря, отношению $\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_n)$. Последнее зависит от энергии нейтронов слабее, чем Γ_f , поэтому

$$\varepsilon = (d \ln \sigma_f / dE)^{-1} > E_{curv} / 2\pi.$$

Учет непостоянства σ_c (в большинстве случаев $d \sigma_c / dE < 0$) усиливает это неравенство. Разница между є и $E_{curv} / 2\pi$ тем больше, чем выше делимость ядра. Например, при делении Pu^{238} нейтронами є $\approx 0,37$ МэВ, $E_{curv} / 2\pi \approx 0,13$ МэВ [15]. Определение E_{curv} в реакции (n, f) усложняется также тем, что наблюдаемое на опыте сечение $\sigma_f(E)$ является результатом сложения вероятностей деления через несколько каналов K^{π} . Это особенно существенно для деления нечетных ядер, расстояние между каналами которых невелико и может оказаться порядка $E_{curv} / 2\pi$. При этом также следует иметь в виду, что $E_{curv}^{K,\pi}$ для отдельных каналов деления тем больше, чем выше расположен соответствующий канал K^{π} [16]. Однако если расстояние между двумя нижними каналами деления $B_2 - B_1 = \Delta B$ достаточно велико по сравнению с $E_{curv} / 2\pi$, то в области экспоненциального спада $\sigma_f(E)$ при $B_1 - E > E_{curv} / 2\pi$ будет преобладать наиболее низкий канал.

Таким образом, определение величины $E_{curv}/2\pi$ из зависимости σ_f от E требует выполнения следующих условий:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \ll 1, \quad \frac{d\Gamma_f}{dE} \gg \frac{d\Gamma_n}{dE}, \quad \frac{d\Gamma_f}{dE} \gg \frac{d\sigma_c}{dE}, \quad \Delta B > \frac{E_{curv}}{2\pi}.$$
(3)

Деление Th²³² нейтронами представляет собой редкий случай, когда удовлетворяются все неравенства (3). Первое из них верно при всех изученных энергиях, второе справедливо для участков крутого линейного роста ln σ_f. Об-

суждение выполнимости последнего условия (3), не вытекающей непосредственно из результатов настоящего опыта, требует дополнительной информации. В работе [8] на основе анализа результатов энергетической зависимости угловой анизотропии *W*(0°) /*W*(90°) деления Th²³², изображенной на рис. 1, предполагается следующая последовательность полос наиболее низких доступных каналов K^{π} : ¹/₂⁺, ³/₂⁻, ¹/₂⁻. Каналы с $K = \frac{1}{2}$ и $\frac{3}{2}$ легко различить по виду углового распределения осколков и по знаку анизотропии: $W(0^{\circ})/W(90^{\circ}) - 1 > 0$ для $K = \frac{1}{2}$ и W($\hat{0}^{\circ}$) /W(90°) – 1 < 0 для $K = \frac{3}{2}$. Ход кривой $W(0^\circ) / W(90^\circ)$ на рис. 1 и представленные на рис. 2 предварительные результаты выполняемых в настоящее время нами измерений угловых распределений *W*(θ) весьма наглядно демонстрируют участие в делении двух указанных групп каналов деления и быстрое увеличение вклада канала с $K = \frac{1}{2}$ по мере уменьшения энергии ней-



Рис. 2. Угловые распределения осколков при делении Th²³² нейтронами с энергией 1,2 (□), 1,4 (Δ), 1,6 (○) МэВ, нормированные так, что $W(90^\circ) = 1$. Ошибки измерений для энергий 1,2 и 1,4 МэВ порядка 5 % и на рисунке не приведены

тронов. Это обстоятельство позволяет считать, что в делении Th²³²(*n*, *f*) при $E \le 1,2$ МэВ, где $W(0^\circ) / W(90^\circ) \sim 2$, преобладает наиболее низкий канал с K = 1/2 и, следовательно, выполняется последнее условие (3).

Средний наклон прямолинейных участков $\ln \sigma_f$ при E < 1,2 МэВ характеризуется $\varepsilon = (d \ln \sigma_f / dE)^{-1} = 60 \pm 10$ кэВ, являющейся хорошей верхней оценкой величины $E_{curv}/2\pi$. Половина указанной ошибки ε связана с разбросом значений для отдельных участков кривой $\sigma_f(E)$, половина — с неопределенностью, обусловленной энергетическим разрешением ΔE . Несмотря на то, что ΔE и ε — величины одного порядка, искажения, вносимые энергетическим разрешением в ε , невелики (<< Δ). Это происходит потому, что интересующий нас наклон $\ln \sigma_f$ зависит не от абсолютной величины, а от изменения ΔE , которое невелико на энергетическом интервале, где определяется ε .

Интересно сравнить вероятности деления Th²³² быстрыми и тепловыми нейтронами путем экстраполяции $\Gamma_f(E)$ к E = 0 с использованием параметра $E_{curv}/2\pi$, определенного выше. Деление Th²³² тепловыми нейтронами происходит через канал $I = K = \frac{1}{2^+}$. Если верна идентификация наиболее низкого доступного канала деления Th²³²(*n*, *f*) [8], то экстраполированная ширина $\Gamma_f(0)$ должна быть одного порядка с наблюдаемой. Предположим, что все сечение σ_f в глубоко подбарьерной области энергии при E = 0,6 МэВ обусловлено s-нейтронами. Тогда

 $\Gamma_f(0) \approx \frac{\sigma_f(E)}{\sigma_c(E)} \Gamma_n^0 \sqrt{E} \exp \frac{2\pi E}{E_{curr}} \approx 0.6 \cdot 10^{-9} [\text{B}],$





Кружками обозначены четно-четные делящиеся ядра, треугольниками четно-нечетные. Светлые, темные и полутемные значки — соответственно данные реакции (γ, f), (n, f) и (d, pf)

где предэкспоненциальный множитель означает $\Gamma_f(E)$. При вычислении $\Gamma_f(0)$ были использованы следующие данные: $\sigma_f(E) = 7 \cdot 10^{-6}$ бн, $\sigma_c(E) = 0,4$ бн [7], $\Gamma_n^{\ 0} \approx 10^{-3}$ [17]. Переход от $\Gamma_f(0)$ к сечению деления $\sigma_f(0)$, которое для тепловых нейтронов, согласно работе [18], составляет $\sigma_f^{\ T} = 0,06 \pm 0,02$ мбн, проводился по очевидной формуле

$$\sigma_f(0) \approx \frac{\Gamma_f(0)}{\Gamma_{\gamma}} \sigma_{\gamma}^T.$$

Сведений о E_{curv} для других ядер, вследствие трудности определения этой величины, известно очень мало. Немногочисленные данные для наиболее низких каналов деления ядер с четными Z, возбуждаемых в реакциях (n, f), (γ, f) и (d, pf) [15, 16, 19, 20], приведены на рис. 3. Из информации, представленной на рис. 3, следует:

а) отсутствие систематических различий в E_{curv} для ядер с четным и нечетным числом нуклонов в противоположность тенденции, отмеченной Хойзенгой и Ванденбошем для скорости изменения делимости [21];

б) большинство данных обнаруживает увеличение *E*_{curv} с ростом *Z* вопреки следствиям простой модели жидкой капли для кривизны барьера.

Необходимо дальнейшее накопление и уточнение информации о величине E_{curv} , которое позволило бы выработать более определенные представления об этой важной, но почти неизученной, характеристике барьера деления.

Авторы выражают глубокую признательность Н. С. Работнову за обсуждение, а Ю. И. Баранову за участие в работе.

Литература

- 1. R. L. Henkel, J. E. Brolley. Phys. Rev., 103, 1292, 1958.
- 2. L. Wilets, D. M. Chase. Phys. Rev., 103, 1296, 1956.
- 3. О. Бор. Материалы Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955, т. 2. Физматгиз, 1958, стр. 175.
- 4. D. L. Hill, J. A. Wheeler. Phys. Rev., 89, 1102, 1953.
- 5. R. W. Lamphere. Nucl. Phys., 38, 561, 1962.
- 6. В. М. Струтинский. ЖЭТФ, 39, 781, 1960.
- J. A. Wheeler. Channel. Analysis of Fission. In *«Fast Neutron Physics»*. Part II, N. Y., Interscience Publ., 1963, p. 2057.
- 8. R. W. Lamphere. *Symposium on the Physics and Chemistry of Fission*. IAEA CM-60/7. Salzbur, 1965.
- 9. K. Parker. Report AWRE, No 0-79/63.
- 10. R. W. Lamphere. Phys. Rev., 104, 1654, 1956.
- 11. D. J. Hughes, R. B. Schwart. Report BLN-325, 1958.
- 12. А. Хеммендингер. *Тр. II Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии*, Женева, 1958, т. 2, Атомиздат, 1959, стр. 89.
- 13. R. L. Henkel, R. K. Smith. Report BNL-325, 1958.
- Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер, М.— Л. Изд-во АН СССР, 1963.
- П. Е. Воротников, С. М. Дубровина, Г. А. Отрощенко, В. А. Шигин. ЯФ, 3, 479, 1966.
- 16. Л. Н. Усачев, В. А. Павлинчук, Н. С. Работнов. Атомная энергия, 17, 479, 1964.
- 17. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. Атомиздат, 1963.
- 18. Е. И. Корнеев, В. С. Скобкин, Г. Н. Флеров. ЖЭТФ, 37, 41, 1959.
- 19. И. Халперн. Деление ядер. Физматгиз, 1962.
- 20. L. Catz, A. Baerg, F. Brown. P/200 Proc. of II-d UN Conf. on PUAE (Geneva). 1958, 15, p. 183.
- 21. Дж. Р. Хойзенга, Р. Ванденбош. Ядерные реакции, т. 2, Атомиздат, 1964, с. 51.

Subbarrier Fission of Th²³² by Neutrons

S. B. Ermagambetov, V. P. Kuznetsov, G. N. Smirenkin

The dependence of the reaction cross section on the neutron energy was measured in the region 0.6—3.0 MeV for the investigation of $\text{Th}^{232}(n, f)$ fission near to the threshold. Some characteristics of the potential barrier in the fission are discussed, in connection with the results of the experiment. The competition of inelastic neutron scattering to levels of the Th²³² target in the energy region 0.75—1.0 MeV shows up clearly in the energy dependence of the fission cross section. The disagreement between the known thermal neutron fission cross section 0.06 ± 0.02 mb and the value, extrapolated from σ_f at higher energies, is discussed.

Угловая анизотропия и структура барьера деления

Х. Д. Андросенко, С. Б. Ермагамбетов, А. В. Игнатюк, Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов, Л. Н. Усачев, Д. Л. Шпак Физико-энергетический институт, Обнинск, СССР

> **С. П. Капица, Ю. М. Ципенюк** Институт физических проблем, Москва, СССР

И. Ковач

Центральный институт физических исследований, Будапешт, Венгерская Народная Республика

ANGULAR ANISOTROPY AND THE STRUCTURE OF THE FISSION BARRIER. The authors report on measurements of the angular distributions of fragments produced in the neutron-induced fission of 232 Th, 238 U, 237 Np, 238 Pu, 240 Pu, 242 Pu and 241 Am target nuclei and photon-induced fission of 232 Th, 238 U, 238 Pu, 240 Pu and 242 Pu target nuclei. The (*n*, *f*) reaction was investigated using electrostatic generators of the Institute of Physics and Power Engineering, while the photofission reaction was studied with the help of the 12-MeV mictrotron at the Institute of Physical Problems. Particular attention is paid to excitation energies near the threshold. The experimental data do not fit the traditional picture of fission probability, but can be satisfactorily explained in terms of double-humped barrier concepts. In discussing the results of the measurements, the authors touch on the quasi-stationary states of the nucleus in the second valley, the structure of barriers, even-odd differences in fission probability, and the question of the penetration probability at certain energies in the case of highly deformed nuclei.

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ И СТРУКТУРА БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ. Сообщаются результаты измерений угловых распределений осколков деления нейтронами ядер-мишеней ²³²Th, ²³⁸U, ²³⁷Np, ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu, ²⁴¹Am и фотонами — ²³²Th, ²³⁸U, ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu, ²⁴²Pu. Исследования реакции (*n*, *f*) производились на электростатических генераторах ФЭИ, фотоделения — на микротроне ИФП АН СССР на 12 МэВ. Главное внимание уделено изучению околопороговой области энергий возбуждения. Полученные экспериментальные данные не укладываются в рамки традиционного описания вероятности деления, но получают удовлетворительное объяснение с помощью представлений о двугорбом барьере. В связи с обсуждением результатов выполненных измерений затронуты вопросы о квазистационарных состояниях ядра во второй яме, о структуре барьеров, о четно-нечетных различиях вероятности делений и энергетической щели ядра при больших деформациях.

Угловая анизотропия разлета осколков деления является следствием преимущественной ориентации углового момента ядра \vec{I} относительно пучка бомбардирующих частиц и неоднородности распределения проекций момента

Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1969. SM-122/134. P. 419-437.

K на ось симметрии (направление разделения). Реализующийся спектр f(K) зависит от энергии возбуждения в переходном состоянии $E^* = E - E_f$ и способа возбуждения, определяющего доступный набор угловых моментов. Специальный интерес представляет область малых E^* , когда ядро — холодное и в делении участвует небольшое число переходных квантовых состояний — каналов деления [1, 2]. С дискретностью спектра нижайших каналов деления связывается появление сложной структуры в энергетической зависимости угловых распределений осколков W(υ) вблизи порога, наблюдаемого в сечении σ_f .

Исследования околопорогового деления ядер обнаружили ряд качественных эффектов, свидетельствующих о плодотворности идей модели каналов деления. Наиболее важными представляются результаты изучения четно-четных делящихся ядер, применительно к которым данная модель, использующая для спектра каналов деления аналогию со спектрами возбужденных равновесных состояний, ведет к конкретным следствиям. Ожидаемая квантовая структура барьера наблюдалась при изучении фотоделения [3] и реакций типа (*d*, *pf*) [4, 5].

Однако более подробные эксперименты и детальный количественный анализ энергетической зависимости угловой анизотропии [6—10] выявили неполноту традиционного описания деления ядер вблизи порога [1, 2]. Объяснение ряда свойств и явлений, не укладывающихся в рамки общепринятой концепции Н. Бора — Уилера — О. Бора, в том числе и угловой анизотропии, стало возможным благодаря пересмотру представлений о форме барьера деления. В 1967 году Струтинским [11] были осуществлены расчеты потенциальной энергии деформации ядра с учетом оболочечных эффектов, показавшие значительные отступления формы барьера деления от параболической, которая мотивировалась моделью жидкой капли. Согласно [11], реальный барьер деления в обычно используемом одномерном представлении имеет форму кривой с двумя максимумами. Физические идеи, связанные с новыми представлениями о форме барьера и квазистационарными состояниями в яме между максимумами [12, 13], дали начало так называемой модели двугорбого барьера деления.

Данная работа посвящена исследованию актуальных вопросов, связанных с угловой анизотропией и структурой барьера деления. Экспериментальная часть работы включает в себя некоторые результаты измерений, выполненных в последние годы с моноэнергетическими нейтронами на электростатических генераторах ФЭИ и с фотонами тормозного излучения на микротроне ИФП АН СССР.

Большинство представленных данных получено с помощью трековой методики.

Здесь мы не ставим перед собой задачу детального описания экспериментов и их результатов. Это будет сделано позднее. Цель данного сообщения — продемонстрировать недостаточность традиционного описания угловой анизотропии деления и обсудить возможность его уточнения на основе модели двугорбого барьера.

І. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И СЛЕДСТВИЯ

А. Деление 232 Th (*n*, *f*) вблизи порога

Результаты измерений сечения деления σ_f [14] и угловых распределений осколков $W(\upsilon)$ представлены на рис. 1 и 2. Кривые на рис. 2 — $W(\upsilon) = \sum_{n=0}^{3} a_{2n} P_{2n} (\cos \upsilon)$, где $P_{2n} (\cos \upsilon)$ — полиномы Лежандра, рассчитаны с

помощью метода наименьших квадратов. Данные об угловой анизотропии $W(0^{\circ})/W(90^{\circ})$ изображены на вставке к рис. 1, где они сравниваются с результатами других измерений [8, 15, 16]. Угловые распределения, измеренные разными авторами [15, 16], согласуются между собой хуже, чем данные об угловой анизотропии.

Задачей данного эксперимента было получение подробной информации о $\sigma_f u \frac{d\sigma_f(v)}{d\Omega} \sim W(v)$ для каналового анализа. Идентификация преобладающих каналов деления K^{π} и восстановление энергетической зависимости проницаемости барьеров $P_{K^{\pi}}(E_n)$ производились как обычно, путем эмпирического подбора таких квантовых характеристик, которые бы обеспечивали согласие расчета с экспериментом.

$$\frac{d\sigma_f(\upsilon, E_n)}{d\Omega} \approx \frac{\lambda^2(E_n)}{4} \sum_{\mathbf{I}, K, \pi} (2\mathbf{I} + 1) T_l^{\mathbf{I}}(E_n) \frac{P_{K^{\pi}}(E_n) \gamma_{\mathbf{I}K}}{\sum_{l', j', m} T_{l'}^{j'}(E_n - E_m)} W_{\mathbf{I}K}(\upsilon) .$$
(1)

В выражении (1) мы пренебрегли в знаменателе делительной Γ_f и радиационной Γ_γ ширинами по сравнению с нейтронной шириной $\Gamma_n \sim \sum_{l',j',m} T_{l'}^{j'} (E_n - E_m); \lambda$ —

длина волны нейтрона; T_l^i — оптические коэффициенты проницаемости нейтронов [17]; $\pi = (-1)^l$; индекс m — нумерует уровни ядра-мишени; γ_{IK} — учитывает зависимость проницаемости барьера деления от полного углового момента I в соответствии с обычно принимаемым предположением, что различия $P_{K^{\pi}}$ для разных I сводятся к вычитанию энергии вращения $E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2 \mathcal{F}} [I(I+1) - K(K+1)]$ из энергии, концентрирующейся в делительных

степенях свободы (в расчетах принималось $\hbar^2/2 = 4 \text{ кэB}$).

Классическая схема каналового анализа [2] состоит в отыскании высоты барьера $E_f^{K^{\pi}}$ и параметра кривизны $h\omega_{K^{\pi}}$, связанных с $P_{K^{\pi}}(E_n)$ известным соотношением Хилла—Уилера для параболического барьера:

$$P_{K^{\pi}}(E_{n}) = 1 + \exp\left(2\pi \frac{E_{f}^{K^{\pi}} - E_{n} - B_{n}}{h\omega_{K^{\pi}}}\right),$$
(2)

где *B_n* — энергия связи нейтрона.

Такие расчеты были осуществлены для реакций ²³²Th (n, f) [16] и ²³⁴U (n, f) [18], однако они не дают детального описания хода $\sigma_f(E_n)$, так как выражение (2) монотонно зависит от E_n и игнорирует резонансные явления, отмеченные в [6, 7]. В данной работе анализ производился способом, предложенным Воротниковым [6], в котором никаких ограничений на энергетическую зависимость $P_{\kappa^{\pi}}(E_n)$ не накладывается.



Рис. 1. Зависимость сечения деления ²³²Th от энергии нейтронов *E_n*: ● — [14], ○ — данные Атласа нейтронных сечений. На вставке — угловая анизотропия: ● — данная работа, Δ — [8], ○ — [15]



Рис. 3. Зависимость проницаемости барьера деления ²³²Th (n, f) от энергии нейтронов E_n для различных квантовых состояний ядра K^{π} : (а) — в предположении, что четность каналов $K = \frac{1}{2}$ положительна, (б) — отрицательна (см. текст)

Отметим наиболее важные результаты анализа:

а) При всех E_n удается добиться согласия расчета $W(\upsilon)$ с опытом в пределах коридора экспериментальных ошибок, используя лишь две-три комбинации доминирующих состояний K^{π} . Основной качественной чертой реализующегося спектра K^{π} является резкое изменение в узком интервале энергий $E_n \sim 0, 1-0, 2$ МэВ роли отдельных состояний (вступление и исчезновение), что свидетельствует о нерегулярном «резонансном» поведении $P_{K^{\pi}}(E_n)$, не согласующемся с (2).

б) Идентификации даже преобладающих каналов деления свойственна неоднозначность. Не удается определить четность состояний K = 1/2, вносящих значительный вклад при всех изученных энергиях; трудно различить состояния $K^{\pi} = 3/2^+$ и $5/2^-$, $5/2^+$ и $7/2^-$ соответственно. По этой причине на рис. 3 приводятся два варианта результатов анализа для $K^{\pi} = 1/2^+$ (а) и $1/2^-$ (б), а на каждом из этих рисунков в отдельных областях E_n — по две возможности $P_{K^{\pi}}$, дающих примерно одинаковое согласие с опытом (пунктирная и сплошная кривые). Источником ошибок может явиться также неопределенность параметра $\hbar^2/2J$. Однако к отсутствию детальной информации об уровнях ядра-мишени выше 1,2 МэВ идентификация K^{π} (но не абсолютная величина $P_{\nu^{\pi}}$) нечувствительна.

в) Благоприятным обстоятельством является тот факт, что к неопределенности идентификации квантовых характеристик каналов некритичен главный результат анализа: наличие резонансов $P_{K^{\pi}}(E_n)$ с шириной порядка 0,1 МэВ. Нерегулярности $\sigma_f(E_n)$ в районе 1,1 и 1,6 МэВ связаны с резонансами $P_{(1/2)\pi}$ и $P_{(3/2)\pi}$ соответственно; привлекавшееся прежде традиционное объяснение конкуренцией нейтронной ширины [2] в этих случаях неприемлемо. Величина $P_{(1/2)\pi}(0)$, полученная путем экспоненциальной экстраполяции к $E_n = 0$, сильно расходится с проницаемостью, оцененной по сечению деления ²³² Th тепловыми нейтронами [19]. Последняя более чем в тысячу раз превосходит экстраполированное значение [14]. Этот факт показывает, что нерегулярное изменение проницаемости барьера сохраняется в глубоко подбарьерной области возбуждений. Наиболее яркая картина резонансных эффектов P(E) наблюдалась в работе [20].

Б. Деление ²³⁸U, ²³⁷Np, ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu, ²⁴¹Am нейтронами

Измерение угловых распределений осколков деления ²³⁸U, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu выполнены преимущественно в околопороговой области энергии нейтронов, для ²³⁷Np, ²³⁸Pu, ²⁴¹Am — вплоть до порога (*n*, *nf*)-реакции.

Коэффициент угловой анизотропии $A = \frac{W(0^{\circ})}{W(90^{\circ})} - 1$ для пяти ядер-мишеней изображен на рис. 4. Для трех из них ²³⁸Pu (~85 %), ²⁴⁰Pu (~93 %)

и ²⁴²Pu (~95 %) точность измерений в подпороговой области лимитировалась изотопными примесями.

Общим свойством исследованных ядер является практически полное отсутствие каналовых эффектов в угловом распределении осколков. Полученные для изотопов Np, Pu, Am угловые распределения при всех энергиях, в том числе и под порогом, хорошо описываются простым выражением:

$$\frac{W(\upsilon)}{W(90^\circ)} = 1 + A\cos^2 \upsilon .$$
(3)

Соответствие анизотропной части $W(\upsilon)$ квадратичной зависимости от соѕ υ при достаточных возбуждениях обычно рассматривается как признак статистического распределения K [27]:

$$f(k) \sim \exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right). \tag{4}$$

Для описания W(v) в этом случае широко используется соотношение статистической теории



Рис. 4. Зависимость коэффициента угловой анизотропии деления от энергии нейтронов для ядер-мишеней ²³⁷Np: 0 — [21], ■ — [22]; ²⁴¹Am: 0 — [23]; ²³⁸Pu: 0 — [24]; ²⁴⁰Pu: □ — [25], ▲ — [8], ■ — [26]; ²⁴²Pu: ■ — [26]. Для всех ядер: • — данные настоящей работы

$$W(\upsilon) \sim \sin^{-3}\upsilon \int_{0}^{p\sin^{2}\upsilon} x^{\frac{1}{2}} e^{-x} I_{0}(x) dx = \sin^{-3}\upsilon \varphi(p\sin^{2}\upsilon)$$
(5)

при малом $p = \frac{\langle I^2 \rangle}{2K_0^2}$, т. е. малой анизотропии, переходящее в (3). У обсуж-

даемых ядер $A \le 0,2$.

Тем не менее соответствие экспериментальных данных о $W(\upsilon)$ соотношению (3) в реакции (*n*, *f*) без дополнительного анализа нельзя рассматривать как достаточный признак распределения (4). Дело в том, что зависимость (3) выполняется при любом спектре каналов для малых энергий $E_n \le 0,5$ МэВ, когда в сечении образования составного ядра доминируют волны с $l \le 1$. Лишь вклад более высоких угловых моментов приводит к отступлениям от (3).

Убедимся на примере ²³⁸Pu (*n*, *f*), что экспериментальные угловые распределения осколков нельзя объяснить, привлекая малое число состояний K^{π} . Эта реакция еще интересна и тем, что для нее в работе [24] был выполнен каналовый анализ, приведший к противоположному выводу. Согласно [24], деление ²³⁸Pu нейтронами имеет порог при $E_n \approx 0,8$ —1,0 МэВ и происходит вплоть до 1,5 МэВ преимущественно через два типа состояний K^{π} = 1/2⁻ и 3/2⁻. На рис. 5 полученные нами экспериментальные распределения сравниваются с расчетом, произведенным по использованной выше схеме при анализе реакции ²³²Th (*n*, *f*). Иные простые комбинации K^{π} дают еще большее расхождение с опытом.

Яркая демонстрация участия в делении тяжелых ядер вблизи порога большого числа состояний была получена при изучении реакции 238 U (*n*, *f*) [9]. Коэффициент угловой анизотропии согласуется с данными Лэмфира [8] и достигает 0,6. В этом случае приближение (3) не является удовлетворительным, и для проверки гипотезы (4) необходимо пользоваться выражением (5). Наиболее интересная часть экспериментальных данных изображена на рис. 6 в компактном представлении, использующем, согласно (5), тот факт, что

$$\frac{W(0^{\circ})}{W(\upsilon)} = \frac{2}{3} \frac{(p \sin^2 \upsilon)^{3/2}}{\varphi(p \sin^2 \upsilon)}$$
(6)

зависит от единственного параметра $x = p \sin^2 v$. Правая часть (6), как показано на рис. 6, при $p \le 1$ с хорошей точностью линейно зависит от x. Таким образом, деление ²³⁸U (n, f) под порогом на 0,5—0,7 МэВ происходит так, как если бы в нем принимало участие значительное число каналов.

Резкое изменение характера и зависимости от энергии углового распределения осколков при увеличении числа нуклонов на несколько единиц в области, где свойства равновесных ядер изменяются мало, удивительно. Никаких ограничений по *A* и *Z* на реализацию каналовых эффектов для ядер с одинаковой четностью числа нуклонов модель О. Бора не накладывает.



Рис. 5. Угловые распределения осколков при делении ²³⁸Ри нейтронами: о — [9], кривые — расчет (см. текст)



 ∇ — 0,8 M₃B, □ — 0,95 M₃B; Δ — 1,15 M₃B, ◦ — 1,25 M₃B, • — 1,55 M₃B, ▲ — 1,65 M₃B, ■ — 1,85 M₃B, ▼ — 2,2 M₃B

Рис. 6. Сопоставление экспериментальных данных о $W(\upsilon)^{238}$ U с выражением (5) статистической теории угловых распределений осколков деления (см. текст). На вставке — энергетическая зависимость сечения деления $\sigma_f(E_n)^{238}$ U нейтронами



Рис. 7. Зависимость параметра K_0^2 от энергии возбуждения *E** для делящихся ядер ²³⁸Np, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu. Для ²⁴⁰Pu: ○ — [5], ● — [28], ▲ — [29]

Интерес представляет также немонотонный характер энергетической зависимости угловой анизотропии при значительных возбуждениях, где справедливость статистического описания не вызывает сомнения. Определенная из данных об угловой анизотропии (на рис. 4) энергетическая зависимость K_0^2 (E^*) для составных ядер — нечетно-нечетного ²³⁸Np и нечетного ²³⁹Pu — сравнивается на рис. 7 с аналогичной зависимостью для четно-четного ядра ²⁴⁰Pu, делящегося в реакциях ²³⁹Pu (d, pf) [4, 5] и ²³⁹Pu (n, f) [28, 29]. Энергия возбуждения в первых двух случаях вычислена как разность $E_n - E_{nf}$, где E_{nf} — энергия нейтронов, при которой наблюдается порог в сечении деления.

Наличие ступенчатой структуры в ходе $K_0^2 (E^*)^{240}$ Ри в работе [4] и ряде последующих работ [5, 29] было истолковано как следствие энергетической щели 2Δ в спектре внутренних возбуждений. Основываясь на оценке скачка K_0^2 ,

$$\delta K_0^2 = 2\left\langle K_p^2 \right\rangle = \frac{N(N+1)}{3} \approx 20, \qquad (7)$$

связанного с разрывом пары нуклонов, авторы [4] для переходного состояния получили величину $\Delta f \approx 1,3$ МэВ, почти вдвое превосходящую равновесное

значение $\Delta_0 \approx 0.7$ МэВ. В (7) $\langle K_p^2 \rangle$, равное значению K_0^2 для одной неспаренной частицы, оценено как среднее по всем одночастичным уровням последней незаполненной оболочки с полным квантовым числом N = 7-8. Анализ энергетической зависимости $K_0^2(E^*)$ в более широкой области возбуждений до 30 МэВ привел Гриффина [28] к заключению, что критическая энергия фазового перехода $E_{\rm кp}^*$ из сверхтекучего состояния в ферми-газовое составляет примерно 19 МэВ, что также соответствует аномально высокому значению $\Delta_f \approx 1.2$ МэВ.

В дальнейшем интерпретация скачкообразной зависимости $K_0^{-2}(E^*)$ при низких возбуждениях и надежность определения Δ_f , $E_{\rm kp}^*$ и $\langle K_p^{-2} \rangle$ были подвергнуты сомнению [30, 31]. Пересмотр анализа [28] привел в работе [31] к существенно более низким значениям $E_{\rm kp}^*=9,5\pm 3$ МэВ и $\Delta_f=0,77\pm 0,15$ МэВ, близким к равновесным. K_0^{-2} , как следует из рис. 7 при $E^* \rightarrow 0$ (²³⁸Np и ²³⁹Pu) стремится к значениям, соответствующим $\langle K_p^{-2} \rangle \approx 5$, а не ≈ 10 , как по оценке (7), см. также [29]. Из рис. 7 видно, что уменьшение $\langle K_p^{-2} \rangle$ вдвое при значительном разбросе данных о K_0^{-2} для ²⁴²Pu ведет к большой неопределенности установления величины Δ_f . Наконец, из-за наличия ступенчатой структуры $K_0^{-2}(E^*)$ у ²³⁸Np и ²³⁹Pu, спектр переходных состояний которых не имеет энергетической щели, неочевидной становится сама возможность определения Δ_f по величине скачка δK_0^{-2} (7).

Отказ от предположения об аномальной величине энергетической щели делает необходимым переосмысливание физической природы четно-нечетных

различий для барьеров деления. Во многих работах, в особенности посвященных систематизации экспериментальных данных 0 периодах спонтанного деления и высоте барьеров, различия четных и нечетных ядер связываются с разностью энергетических поверхностей в переходном и равновесном состояниях, т. е. $\Delta_f - \Delta_0$. Примеры таких систематик [33] представлены на рис. 8. В них использованы значения E_f, как обычно, определенные для четно-четных делящихся ядер из каналового анализа угловой анизотропии деления в (d, pf)и (*γ*, *f*)-реакциях [5, 10] (см. ниже табл. 1), для нечетных и нечетно-нечетных — из порога, наблюдаемого в сечениях деления нейтронами. Расстояние между двумя ветвями зависимости Γ_n/Γ_f от $E_f - B_n$ из



Рис. 8. а) Пороги вынужденного деления четно-четных — ●, нечетных — ■ и нечетно-нечетных — ▲ ядер;
б) отношение средних нейтронной и делительной ширин Г_n /Г_f в зависимости от разности E_f - B_n. Обозначения те же, что и для а)

статистических соображений может быть оценено как $\Delta_f + \Delta_0$. Оно, согласно рис. 86, составляет примерно 2 МэВ. Как эта величина, так и расщепление E_f на рис. 8a соответствуют предположению о значительной разности $\Delta_f - \Delta_0$, составляющей в среднем 0,5—0,7 МэВ. Однако это широко распространенное объяснение четно-нечетных различий E_f противоречиво, поскольку в рамках предположения о значительной разнице Δ_f и Δ_0 должно было бы наблюдаться расщепление данных рис. 8a и 86 у нечетных и нечетно-нечетных ядер на величину $\Delta_f - \Delta_0$, а оно отсутствует (см. подробнее [32]).

Таким образом, вопрос о природе четно-нечетных различий барьеров деления не может быть решен с помощью гипотезы о возрастании энергетической щели с деформацией ядра, но остается также открытым, если принять $\Delta_f \approx \Delta_0$.

В. Фотоделение четно-четных ядер ²³²Th, ²³⁸U, ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu

Измерения производились на внутренней вольфрамовой мишени сильноточного микротрона в интервале граничных энергий тормозного спектра γ -квантов $E_{max} = 5$ —8 МэВ. При возбуждении фотонами этих энергий четно-четные ядра образуются лишь в состояниях I^{π} 1⁻ и 2⁺ в результате дипольного и квадрупольного поглощения соответственно. Полное угловое распределение осколков поэтому в самом общем случае имеет вид:

$$W(\upsilon) = a + b\sin^2 \upsilon + c\sin^2 2\upsilon.$$
(8)

Если, согласно гипотезе О. Бора [1], пороги деления для состояний I^{π} , K удовлетворяют соотношениям $E_f(1^-, 1) > E_f(1^-, 0) > E_f(2^+, 0)$, то качественно энергетическая зависимость угловых распределений осколков должна сводиться к следующему: отношения

$$b/a = \frac{P(1^-, 0) - P(1^-, 1)}{P(1^-, 1)} \quad \text{w} \quad c/b \approx \frac{3}{4} \frac{\sigma_{\gamma}^{2^+}}{\sigma_{\gamma}^{1^-}} \frac{P(2^+, 0)}{P(1^-, 0)} \tag{9}$$

растут с уменьшением энергии возбуждения. Это соответствует наблюдаемой картине (рис. 9). При высоких энергиях оба отношения малы, поскольку $P(1^-, 0) - P(1^-, 1) \ll P(1^-, 1)$ и $\sigma_{\gamma}^{2+}/\sigma_{\gamma}^{1-} \ll 1$, но в подбарьерной области b / a достигает значения 100 (²³²Th, $E_{\text{max}} = 5,4$ МэВ), а $c / b \gtrsim 3$ (²⁴⁰Pu, $E_{\text{max}} = 5$ МэВ).

Однако попытка количественного объяснения наталкивается на серьезную трудность. Отношение проницаемостей двух барьеров, имеющих разную высоту и кривизну вершины, вообще говоря, немонотонно зависит от энергии и имеет максимум при энергии, совпадающей с вершиной нижнего из барьеров.

Полное сечение фотоделения вблизи порога $\sigma_f \approx \sigma_\gamma^{1-} \frac{P(1^-, 0)}{P(1^-, 0) + P_c}$, где ниже

энергии связи нейтрона $P_c = 2\pi\Gamma_{\gamma}/D \ll 1$, должно сравниваться с сечением фотопоглощения σ_{γ} и выходить на плато при $P(1^-, 1) << P(1^-, 0) \approx P_c \ll 1$, т. е. при энергии наблюдаемого порога T_{f_5} которая несколько ниже $E_f(\Gamma, 0)$ [33]. Эта ситуация схематически показана на рис. 10а.



Рис. 10. Схематическое изображение зависимостей анизотропии и сечения фотоделения для случаев одногорбого (а) и двугорбого (б) барьеров

На рис. 11 вверху изображены непосредственные экспериментальные результаты в виде зависимости выходов осколков $Y_i(\Sigma Y_i = Y)$, соответствующих различным компонентам в угловом распределении (8), от граничной энергии тормозного спектра. По этим кривым было произведено восстановление энергетических зависимостей парциальных составляющих сечений фотоделения σ_{fi} ($\Sigma \sigma_{fi} = \sigma_f$) в пересчете на монохроматические γ -кванты (рис. 11 середина). Снизу на рис. 11 приведены соответствующие энергетические зависимости b/a, c/b и σ_f .



Рис. 11. Энергетические зависимости выхода $Y(E_{max})$, сечения деления $\sigma_f(E_{\gamma})$ и их угловых компонент $Y_i(E_{max})$, $\sigma_{fi}(E_{\gamma})$ в реакции (γ , f). E_{max} — граничная энергия тормозного спектра, E_{γ} — энергия монохроматических фотонов. Вверху $Y(E_{max})$ и $Y_i(E_{max})$, посередине — $\sigma_f(E_{\gamma})$ и $\sigma_{fi}(E_{\gamma})$, внизу — отношения c/b, b/a и ln σ_f как функции в произвольных единицах.

Вертикальные стрелки показывают положение энергии связи нейтрона В_n

Парадоксальным, с точки зрения только что изложенных простых представлений, является следующий факт: значение энергии, при которой анизотропия — отношение b/a — достигает максимального значения, лежит у изотопов плутония почти на 1 МэВ ниже наблюдаемого порога T_f , в то время как согласно общепринятому описанию эта точка должна быть выше T_f (рис. 10а). Количественно расхождение является очень резким: там, где b/a принимает максимальное значение, сечение фотоделения должно примерно совпадать со своим значением в плато и σ_{γ}^{1-} , а фактически оно в сто раз меньше. Пока рассматривались только данные о выходах Y_i , b/a и c/b в зависимости от E_{max} . Этот факт проявлялся не так резко, но тем не менее отмечался нами ранее как труднообъяснимый в рамках традиционных представлений, и мы высказывали два предположения [3, 34], в соответствии с которыми наблюдаемый в угловой анизотропии порог $E_f^{1-} \sim T_f$, а не больше T_f . Однако после дифференцирования $Y_i(E_{\text{max}})$ выяснилось, что этот порог меньше T_f , причем разница выходит за пределы любых неопределенностей.

II. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Перечислим наиболее существенные результаты обсуждения представленных экспериментальных данных.

1. В энергетической зависимости проницаемости барьера наблюдаются отступления от экспоненциального монотонного хода в виде резонансов. Положения резонансов $P_{k\pi}$, соответствующие разным квантовым характеристикам K^{π} , не совпадают.

2. С увеличением числа нуклонов в узкой области масс делящихся ядер каналовые эффекты вблизи наблюдаемого в сечении порога исчезают, смещаясь в подпороговую область энергий.

3. Выдвинут ряд аргументов против гипотезы о значительной разнице в энергетической щели в переходном и равновесном состояниях. Однако отказ от этого предположения не устраняет трудности объяснения четно-нечетных различий в барьерах деления.

Круг явлений, не укладывающихся в традиционную картину деления, значительно шире и выходит за рамки вопросов, связанных с угловой анизотропией разлета осколков (спонтанноделящиеся изомеры, группировка резонансов сечения деления медленными нейтронами). Для их объяснения весьма плодотворной оказалась модель двугорбого барьера деления [12, 13]. Согласно [12], переходное состояние во второй яме (между максимумами *A* и *B*) подобно обычному компаунд-состоянию ядра равновесной формы. Если вероятность диссипации энергии коллективного движения в нуклонные степени свободы велика, то ядро, прежде чем разделиться, будет дважды претерпевать эволюцию перехода внутренней энергии в энергию деформации. В этом смысле реакция деления может рассматриваться как двухступенчатый процесс. Это качественно новая особенность и является источником обсуждаемых эффектов. Наличие квазистационарных уровней во второй яме приводит к тому, что проницаемость барьера, в отличие от монотонной функции (2), в окрестности уровней изменяется резонансным образом [12, 35]. Кроме резонансов с шириной ~0,1 МэВ, типа тех, которые реализуются при делении ²³²Th быстрыми нейтронами, в сечении деления медленными нейтронами наблюдается группировка сильных и слабых резонансов — структура с шириной резонансов огибающей порядка 0,01—0,1 кэВ и расстоянием между резонансами порядка 0,1—10 кэВ. Согласно [12], первые связываются с вибрационными состояниями, вторые — с состояниями внутреннего возбуждения.

Первоначально резонансы первого типа пытались относить к состояниям в первой яме [7, 36], однако соображения о диссипации колебательной энергии во внутренние степени свободы эту возможность поставили под сомнение [12, 13]. Для обсуждения данного вопроса, по-видимому, весьма существенна принадлежность резонансов проницаемости к определенной комбинации K^{π} (см. рис. 3). Если вибрационные состояния связывать с первой ямой, то для объяснения этого факта придется привлечь слишком сильное предположение о сохранении К в продолжение всей эволюции делящегося ядра.

Положения резонансов с разными K^{π} не обнаруживают регулярной структуры, расстояние между ними во многих случаях (рис. 3) значительно меньше ожидаемого для вибрационных состояний (~ $\hbar\omega \approx 0,5$ —1 МэВ). Этот факт, по-видимому, свидетельствует о том, что резонансы для разных комбинаций K^{π} следует относить к вибрационным состояниям в разных ямах. Иначе говоря, он свидетельствует о наличии расщепления кривых потенциальной энергии деформации в зависимости от квантовых характеристик, в соответствии с основной идеей модели О. Бора. Квазистационарные состояния во второй яме, благодаря резонансному изменению $P_{K\pi}(E)$, играют значительную роль в развитии каналовых эффектов при делении ядер.

Исчезновение каналовых эффектов в угловой анизотропии деления вблизи порога, наблюдаемого в сечении, при увеличении числа нуклонов в делящемся ядре, согласно [12], связано с изменением структуры двугорбого барьера: уменьшением максимума B и углублением ямы между максимумами. Допустим, следуя [12], что яма на барьере достаточно глубока и ядро в ней живет достаточно долго по сравнению с характерным периодом миграции величины K. В этом предположении ядро «забывает» о квантовых состояниях, в которых оно находилось при прохождении первого барьера A, и дальнейшее развитие процесса деления будет определяться спектром состояний на барьере B.

Очевидно, что в случае $E_{fB} \ge E_{fA}$ будет осуществляться традиционная ситуация: разнообразие форм W(v) и значительный масштаб изменения угловой анизотропии вблизи наблюдаемого порога деления. В противоположном случае $E_{fB} < E_{fA}$ может возникнуть принципиально новая картина, так как наблюдаемый в сечении порог определяется высотой большего из барьеров, т. е. E_{fA} , а реализующийся спектр каналов деления — энергией возбуждения в критической точке В. При достаточной разнице $\delta_{AB} = E_{fA} - E_{fB} > 0$ каналовые эффекты в угловых распределениях осколков будут проявляться в существенно подбарьерной области энергий. При этом около порога плотность каналов деления может быть уже значительной, так что на опыте будет реализовываться распределение K, близкое к статистическому.

Ядро	$E_{fB}^{2^+,0}$	$E_{f\!B}^{1^-,0}$	$T_f(\leq E_f^{1^-,0})$	δ_{AB}
²³² Th	5,7	6,0	6,0	0 ^{a)}
²³⁸ U	5,0	5,4	5,8	0,4
²³⁸ Pu	5,2	5,4	6,1	0,7
²⁴⁰ Pu	5,0	5,1	6,0	0,9
²⁴² Pu	5,0	5,2	6,1	0,9

Таблица 1. Параметры барьера деления по данным реакции (γ , f), МэВ

^{а)} Значения характеристик, приведенные в таблице, следует рассматривать как оценки, имеющие точность ~0,2 МэВ.

Экспериментальная картина изменений W(v) и A(E) в рассмотренных в данной работе случаях удовлетворительно согласуется с этим описанием. Полученные из анализа экспериментальных данных по фотоделению (рис. 106 и 11) значения порогов приведены в табл. 1. Нижняя оценка $\delta_{AB} \approx T_f - E_{fB}^{1^-,0}$ увеличивается от тория к плутонию, в соответствии с предсказаниями работы [12]. Мы полагаем, что положение максимумов b/a не связано с квазистационарными состояниями (I^{π} , K) = (1⁻, 0), поскольку σ_b в окрестности порога $E_{fB}^{1^-,0}$ ведет

себя плавно, экспоненциально спадая с уменьшением энергии фотонов. Поскольку в большинстве случаев c/b монотонно растет с уменьшением энергии,

для порога $E_{fB}^{2^+,0}$ в таблице приведены верхние граничные значения.

Значения δ_{AB} в табл. 1 согласуются с оценками, полученными из анализа группировки резонансов сечения деления ²³⁷Np и ²⁴⁰Pu медленными нейтронами [35]. Отметим, что обсуждаемое явление — смещение каналовых эффектов в угловой анизотропии в подбарьерную по сечению деления область энергий, по-видимому, наблюдается также в исследованиях реакций типа (*d*, *pf*). Экспериментальные данные [4, 5] показывают, что максимум угловой анизотропии, за который ответственны состояния K = 0, находится в области $E < B_n$, где делимость ядер $\sigma_f/\sigma_c \approx \Gamma_f / \Gamma_{\gamma} \ll 1$. Для объяснения этого парадокса авторы [5] допускают, по нашему мнению, слишком сильное предположение, что радиационная ширина примерно на порядок превосходит значения, наблюдаемые при $E \approx B_n$ в (*n*, γ)-реакциях.

В рамках изложенных представлений модели двугорбого барьера деления можно также понять природу четно-нечетных различий E_f , представленных на

рис. 8. Поскольку данные о высоте барьеров деления, определенные из энергетических зависимостей угловой анизотропии (четно-четные ядра) и сечения деления (нечетные и нечетно-нечетные ядра)относятся к различным барьерам *B* и *A*, соответственно, при анализе четно-нечетных различий *E_f* необходимо учитывать разность δ_{AB} . Расщепление *E_f* на рис. 8а именно и соответствует этой величине, уменьшающейся, как и в табл. 1, в сторону более легких делящихся ядер. Расстояние между ветвями семейства $\Gamma_n/\Gamma_f = f(E_f - B_n)$ для тяжелых ядер ($\Gamma_n/\Gamma_f < 1$) включает в себя $\delta_{AB} = 2$ МэВ – ($\Delta_f + \Delta_0$) $\approx 0,6$ МэВ при $\Delta_f \approx \Delta_0 \approx 0,7$ МэВ. Для легких ядер ($\Gamma_n/\Gamma_f \gg 1$), как показано на рис. 8б, это расстояние уменьшается до $\Delta_f + \Delta_0 \approx 2\Delta_0 \approx 1,4$ МэВ, согласуясь с $\delta_{AB} \approx 0$.

Отметим в заключение еще одно обстоятельство, касающееся описания вероятности деления в целом. Свойства угловых распределений осколков показывают, что, кроме каналовых эффектов, связанных с квазистационарными состояниями во второй яме, при делении реализуются каналовые эффекты в старом смысле, т. е. обусловленные расщеплением состояний на барьере *B*. При этом отсчет числа каналов, определяющих вероятность деления следует вести от барьера *B*, а не от дна второй ямы, как можно было бы ожидать, исходя из роли квазистационарных состояний. Данное предположение подтверждает величина K_0^2 при энергиях, близких к порогу: K_0^2 для четно-четных ядер по мере приближения к барьеру *B* стремится к нулю, а для нечетных — к одночастичному значению (рис. 7). Пример расчета сечения деления ²⁴⁰Ри быстрыми нейтронами в этом предположении, позволяющем получить удовлетворительное описание экспериментальных данных в околопороговой области энергий, приведен в работе [35].

Авторы выражают глубокую благодарность П. Л. Капице, А. И. Лейпунскому, В. М. Струтинскому за интерес к исследованиям и М. К. Голубевой и Н. Е. Федоровой — за большой труд по просмотру стеклянных детекторов, широко использовавшихся в измерениях.

Литература

- Bohr A. Int. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, (Proc. Conf. Geneva, 1955) 2 UN, New York (1955) 151.
- Wheeler J.A. Fast Neutron Physics, Part II (J.B. Marion, J.L. Fowler, Eds), Intersci. Publ., New York II (1963) 2051.
- Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Усачев Л.Н., Капица С.П., Ципенюк Ю.М. *Physics and Chemistry of Fission* (Proc. Symp. Salzburg 1965) IAEA, Vienna 1 (1965) 135.
- Britt H.C., Gibbs W. R., Griffin J.J., Stones R.H. Phys. Rev. Lett. II (1963) 343 ; Phys. Rev. 139 B354 (1965).
- 5. Britt H.C., Rickey F.A., Hall W. Rep. LA-DC-9562 (1968).
- Воротников П.Е., Дубровина С.М., Отрощенко Г.Н., Шигин В.А. Ядерная физика 5 (1967) 295;
 Воротников П.Е. Ядерная физика 7 (1968) 1228.

- 7. Lynn J.E. Nuclear Data for Reactors (Proc. Symp. Paris) IAEA, Vienna 2 (1967) 89.
- 8. Lamphere R.W. *Physics and Chemistry of Fission* (Proc. Symp. Salzburg 1965) IAEA, Vienna 1 (1965) 63.
- Андросенко Х.Д., Смиренкин Г.Н. Письма ЖЭТФ 8 (1968) 181; Шпак Д.Л., Смиренкин Г.Н. Письма ЖЭТФ 8 (1968) 545; 9 (1969) 196.
- 10. Капица С.П., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Усачев Л.Н., Ципенюк Ю.М. *Письма ЖЭТФ* 9 (1969) 128.
- 11. Strutinsky V.M. Nucl. Phys. A95 (1968) 420.
- 12. Strutinsky V.M., Bjornholm S. Nucl. Structure Dubna Symp. 1968, IAEA (1968) 431.
- 13. Lynn J.E. Nucl. Structure Dubna Symp. 1968, IAEA (1968) 463.
- 14. Ермагамбетов С.Б., Кузнецов В.Ф., Смиренкин Г.Н. *Ядерная физика* 5 (1967) 257.
- Henkel R.L. Brolley J.E. *Phys. Rev.* 103 (1956) 1292; Lo Nigro S., Milone C. *Nucl. Phys.* A96 (1967) 617.
- Behkami A.N., Roberts J.H., Loweland W., Huizenga J.R. Nucl. Phys. A 118 (1968) 65.
- 17. Ермагамбетов С.Б., Колесов В.Е., Нестеров В.Г., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. Ядерная физика 8 (1968) 704.
- Behkami A.N., Roberts J.H., Loweland W., Huizenga J.R. Phys. Rev. 171(1968) 1267.
- 19. Корнеев Е.И., Скобкин В.С., Флеров Г.Н. ЖЭТФ 37 (1959) 41.
- 20. Pedersen J., Kuzminov B.D. Phys. Lett. 29B(1969) 176.
- 21. Гохберг Б.М., Отрощенко Г.А., Шигин В.А. ДАН 128 (1959) 1157.
- 22. Simmons J.E., Henkel R.L. Phys. Rev. 120 (1960) 198.
- 23. Воротников П.Е., Дубровина С.М., Отрощенко Г.А., Шигин В.А. ДАН 169 (1966) 314.
- 24. Воротников П.Е. Дубровина С.М., Отрощенко Г.А., Шигин В.А. *Ядерная физика* 3 (1966) 479 .
- 25. Нестеров В.Г., Смиренкин Г.Н., Бондаренко И.И. Атомная энергия 10(1961) 620.
- 26. Simmons J.E., Perkins R.B., Henkel R.L. Phys. Rev. 137 (1965) B809.
- 27. Струтинский В.М. Атомная энергия 2 (1957) 508.
- 28. Griffin J.J. Phys. Rev. 132 (1963) 2204,
- 29. Huizenga J.R., Behkami A.N., Meadows J.W., Klema E.D. Phys. Rev. 174 (1968) 1539.
- 30. Струтинский В.М., Павлинчук В.А. *Physics and Chemistry of Fission* (Proc. Symp. Salzburg 1965) IAEA, Vienna 1_ (1965) 127.
- 31. Смиренкин Г.Н., Нестеров В.Г., Тишин А.С. Ядерная физика 6 (1967) 921.
- 32. Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N. Phys. Lett. 29B (1969) 159.
- 33. Усачев Л.Н., Работнов Н.С., Павлинчук В.А. Атомная энергия 17 (1964) 479.
- 34. Rabotnov N.S., Smirenkin G.N., Soldatov A.S., Usachev L.N., Kapitza S.P., Zipenyuk Ju. M. *Phys. Lett.* 26B (1968) 218.
- 35. Гай Е.В., Игнатюк А.В., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н. Доклад на 2-й Симпозиум по физике и химии деления, SM-122/132, Вена, 1969.
- 36. Гейликман Б.Т. Ядерная физика 9 (1969) 535.

DISCUSSION

J. PEDERSEN: I want to hear your comment on the ²⁴⁰Pu (γ , *f*) experiment. I cannot understand how you get a sharp peak in the *b/a* ratio using a channel picture. Could not this peak be due, instead, to a 1⁻ resonance state?

I. KOVACS: I think that this possibility cannot be ruled out; however, it is difficult to solve this problem without further investigation.

In our paper it is mentioned that the quantitative explanation of the experimental data is rather complicated.

J. R. HUIZENGA: I wish to suggest an alternative explanation for the decrease in the value of b/a with decreasing photon energy. This comment is made in a spirit of speculation. If the second or outer barrier is higher than the inner barrier, one may at very low energies have delayed fission due to an isomer competing with prompt fission.

In this case, one would expect b/a to decrease at very low energies owing to the fact that the original angular momentum alignment is lost for isomer fission. Hence, an isotropic contribution is introduced and b/a decreases.

P. von BRENTANO: Let us consider the photofission of even nuclei. The new idea about the double barrier introduced here implies that after transition through the first barrier with a given *K*-quantum-number you can have a change of *K*-value before you go over to the second barrier, and therefore you lose the anisotropy associated with the first lowest channel. Now, these are exactly the same nuclei we have discussed this morning in connection with papers SM-122/74, 128 and 102. We think there is strong evidence here of vibration at intermediate states, and the transition through the second well is quite fast. Therefore it seems to me that there is a contradiction in the interpretation offered here in terms of channels. There is a confusion as regards, on the one hand, vibration energy and, on the other hand, change in the *K*-quantum- number in the passage through the second well in the photofission experiment. I do not think that both can be true. Either we have resonances and Kis preserved, unless the damping is excessively strong, or we have channels, strong damping, in which case we can lose the anisotropy.

Depending on the photon energy, we can gain the anisotropy and lose it again. That looks like resonance coming in and disappearing again.

J. R. HUIZENGA: In answer to Brentano, I wish to point out that his comments are applicable to fission induced with relatively high-energy charged particles. For very low photon energies the ratio of isomeric to prompt fission may be much larger.

Even-Odd Differences and Structure of the Fission Barriers

A. V. Ignatyuk and G. N. Smirenkin

Institute of Physics and Energetics, Obninsk, USSR

Received 3 April 1969

The possibility of the interpretation of the data on even and odd differences of the fission barriers from the point of view of the double-acting fission picture is shown in this work.

At present there are some papers on systematization of the observed fission barrier [1]. The nucleus mass at the saddle point, determined from the barrier heights corresponding to the lowest transient state at the barrier shows characteristic changes depending on whether there are an even or odd number of nucleons in a nucleus. The obtained difference of energy surfaces of even and odd nuclei or the pairing energy $\Delta_f = 1.2$ MeV exceeds considerably the pairing energy for the ground states $\Delta_0 = 0.7$ MeV of the heavy nuclei known from the binding energies of nuclei. Griffin [2] came to the same conclusion for the gap parameter connected with the pairing energy on the basis of the fission fragments' angular anisotropy analysis. The difference $\Delta_f - \Delta_0$ is usually interpreted as an increase of the pairing energy with nucleus deformation.

In this work we want to attract attention to a number of the effects which do not agree with the hypothesis of significant difference $\Delta_f - \Delta_0$, and to show the possibility of the interpretation of the whole set of the data on even and odd differences of the barriers from the point of view of new ideas about the two-humped fission barrier [3]. We shall consider three classes of experimental data for B_f of the heaviest nucleiactinides: the direct information about the thresholds of induced fission (fig. 1a); the systematization of the ratios of average neutron and fission widths $\Gamma_n/\Gamma_f = f(B_f - B_n)$ [4] (fig. 1b), the spontaneous half-times τ_f [1]. The data on thresholds observed at the induced fission are usually extracted from the two sources:

i) the energy dependence of fission cross-sections in the (n, f) and (γ, f) reactions (in the hogging point before going out on the plateau);

ii) the channel analysis of angular distributions of the fission fragments.

The values of the B_{f_5} shown in fig. 1, were found for the odd and odd-odd nuclei from the fission cross section by fast neutrons; for even-even nuclei these values were found from the channel analysis of the angular distributions of the (d, pf), (t, pf) [5] and (γ, f) [6] reactions. We dropped consideration of the data on the (γ, f) cross section [1], usually used for the evaluation of the B_{f_5} as this information seems unreliable

Physics Letters, 1969, vol. 29B, no. 3, p. 159-161.



Fig. 1. a) The thresholds of the induced fission of the even-even \bullet , odd \blacksquare and odd-odd nuclei \blacktriangle ; b) The ratio of the average neutron and fission widths as the function of the $B_f - B_n$ difference. (The signs are the same as for *a*)

because of the absence of reliable data on total cross-section γ -reaction below the binding energy of the neutron. In this case there is a big discrepancy between the observed and real thresholds owing to a small radiation width Γ_{γ} which competes with the Γ_f [7].

For large differences $\Delta_f - \Delta_0$ the following effects must be observed:

1) the difference between the induced fission barriers and the spontaneous half-time for odd and even-even nuclei on the one hand and the odd-odd and odd nuclei on the other one is on the average the same;

2) the splitting of the Γ_n/Γ_f family for the even-even and odd nuclei along the $B_f - B_n$ axis is equal to $\Delta_f + \Delta_0$, and for the odd-odd and odd nuclei it equals $\Delta_f - \Delta_0$.

From the experimental data presented in fig. 1 one can see that a supposition about the difference $\Delta_f - \Delta_0$ of approximately 0.5 MeV coincides with

the observed splitting of B_f and Γ_n/Γ_f for the even-even and odd nuclei, but the analogous splitting for the odd and odd-odd nuclei is probably absent. The same discrepancy occurs in half-times of the spontaneous fission τ_f . The ratio of the half-times of spontaneous fission of the odd nuclei with respect to the adjacent even-even nuclei fluctuates greatly from 10 for ²³³U, ²³⁵U to 10⁵ for ²³⁹Pu, ²⁴¹Am and ²⁴⁹Cf. This leads to unnaturally great deviations of the $\Delta_f - \Delta_0$ difference relating to the average value of 0.5 MeV. It is important to note that two halftimes of the fission of odd-odd nuclei of ²⁴²Am and ²⁵⁴Es known at the present time do not confirm "the double ratio" expected at $\Delta_f > \Delta_0$.

We shall show that the difficulties of the experimental data interpretation mentioned above can be removed if we take into consideration the double-humped nature of the fission barrier. For this model the natural question arises: which barriers do we determine in different experiments? This question was already partly discussed by Strutinsky and Bjørnholm [3]. The energy dependence of the fission cross section is determined by the biggest of the two barriers [3, 8].

The angular distribution in the model of the double-acting fission picture is determined by the second barrier (the barrier *B* in the terminology of ref. [8]). So the results of the channel analysis of the angular distributions of fragments in the (d, pf) [5] and (γ, f) [6] reactions must be attributed to the barrier *B*. The simultaneous

analysis of the fission cross section and angular distributions of fragments in the (γ, f) -reaction shown in ref. [9] says that the first barrier A is the highest and most pronounced in the cross section for the majority of heavy nuclei.

The difference of the barrier heights δ_{AB} can reach 1 MeV. It is possible to obtain an independent value of the $\delta_{AB} \sim 0.5 \div 0.8$ MeV from the analysis of gross-structure of the fission cross section of the ²³⁴U, ²³⁷Np, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu nuclei by the resonance neutrons [10].

It seems possible to suppose, therefore, that the barrier difference of the odd and even-even nuclei determined from the systematization of the B_f corresponds not to an increase of the energy gap but simply reflects the existence of the barrier heights difference. The splitting of the B_f shown in fig. 1a corresponds to the difference $\delta_{AB} \sim 0.6$ MeV. The disappearance of this difference for the more light nuclei considered can be understood for these nuclei if we assume that $B_A = B_B$ or $B_A < B_B$.

In this way it is possible to interpret splitting of the Γ_n/Γ_f depending on the $B_f - B_n$ (fig. 1b). Now it is easy to understand the absence of systematic splitting of the Γ_n/Γ_f for the odd and odd-odd nuclei if $\Delta_f = \Delta_0$. The same result may be obtained from the observed splitting Γ_n/Γ_f for the even-even and odd nuclei, if the difference of the barrier heights $\Delta_f + \Delta_0 = 2.0 - \delta_{AB} = 1.4$ MeV is eliminated. The observed thresholds for the nuclei such as Th do not include the differences δ_{AB} and here the experimental value $\Delta_f + \Delta_0 \approx 1.4$ MeV (fig. 1b). The value of $\delta_{AB} = 0.6$ MeV used here must be considered, of course, as a rough estimate for a set of nuclei. Note that the above mentioned conclusion is confirmed too by the analysis of the parameter K_0^2 in the angular distribution of fragments [11].

The even-odd differences in the half-times of spontaneous fission τ_f discussed above find, as is known, a natural interpretation from the point of view of Wheeler's hypothesis [12] about conservation of the quantum number *K* at the spontaneous fission. This hypothesis, contrary to the supposition about "the big gap", does not lead to the systematic difference of the half-times of spontaneous fission of the odd and odd-odd nuclei. This agrees with the two existing halftimes of the odd-odd nuclei.

References

- E. K. Hyde, I. Perlmann and G. T. Seaborg. *The nuclear properties of the heavy elements*, vol. 1 (New Jersey, 1964);
 W. J. Swiatecki. *Phys. Rev.*, 101 (1955) 97;
 W. E. W. L. L. L. D. D. William Nucl. Phys. 82 (1066) 65.
 - V. E. Viola Jr. and B. D. Wilkins. Nucl. Phys., 82 (1966) 65.
- 2. J. J. Griffin. Phys. Rev., 132 (1963) 2204.
- 3. V. M. Strutinsky. Nucl. Phys., A95 (1968) 420;
 - V. M. Strutinsky and S. Bjornholm. Int. Symp. on Nuclear Structure, Dubna 1968.
- 4. R. Vandenbosch and Y. R. Huizenga. Proc. 2nd U.N. Intern. Conf. Peaceful Uses At. Energy, Geneva 1958, 15 (1958) 284.
- 5. H. C. Britt, F. A. Rickey Jr. and A. W. Hall. Preprint LA-DC-9562 (1968).
- 6. N. S. Rabotnov, G. N. Smirenkin, A. S. Soldatov et al. Phys. Letters, 26B (1968) 218.
- 7. L. N. Usachev, N. S. Rabotnov and V. A. Pavlinchuck. AE 17 (1964) 479.

- 8. J. E. Lynn. Int. Symp. Nucl. Structure, Dubna 1968; H.Weigmann. Z. für Physik, 214 (1968) 7.
- 9. S. P. Kapiza, N. S. Rabotnov, G. N. Smirenkin, A. S. Soldatov et al. *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma*, 9 (1969) 128.
- E. Migneco and G. Theobald. *Nucl. Phys.*, A112 (1968) 603;
 A. Fubint, J. Blons, A. Michaudon and D. Paya. *Phys. Rev. Letters*, 20 (1968) 1373;
 G. D. James and E.R. Rae. *Nucl. Phys.*, A118 (1968) 313.
- 11. G. N. Smirenkin, V. G. Nesterov and A. S. Tishin. Jadern. Fiz., 6 (1967) 921.
- 12. J. A. Wheeler. Essays Niels-Bohr and the development of physics (London, 1955).

Двугорбый барьер и деление ядер нейтронами

Е. В. Гай, А. В. Игнатюк, Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренкин

Физико-энергетический институт, Обнинск

В квазиклассическом приближении рассчитывается энергетическая зависимость проницаемости двугорбого потенциального барьера с ямой между максимумами. Показано, что проницаемость испытывает резкие колебания, достигая максимальных значений при энергиях, совпадающих с положениями квазиуровней в яме. Результаты применяются для анализа экспериментальных данных по делению ядер нейтронами.

В последнее время появились экспериментальные данные [1—3] и теоретические соображения [4, 5], которые указывают на то, что потенциальный барьер, препятствующий делению тяжелых ядер, может иметь два максимума и при достаточной глубине ямы между ними сам процесс деления может быть двухступенчатым. Модель двугорбого барьера открывает новые интересные возможности для интерпретации экспериментальных данных. В работе [5] указывалось, что некоторые важные черты новой физической картины можно понять на простейшей схематической модели одномерного симметричного двойного барьера [6]. В настоящей работе рассматривается более общая одномерная задача о двойном барьере произвольной формы, и полученные результаты используются при обсуждении некоторых экспериментальных данных по делению ядер.

Рассмотрим движение частицы с массой μ в потенциальном поле, имеющем вид барьера с двумя максимумами A и B, разделенными ямой C. Для определенности будем полагать, что левый максимум выше правого. Основные обозначения введены на схематическом рис. 1. В квазиклассическом приближении специального рассмотрения требует лишь случай, когда $E_C < E < E_B$, и, следовательно, имеются четыре точки поворота. Введем следующие обозначения:

$$p(x) = \sqrt{2\mu[E - V(x)]}, \quad \varphi(E) = \frac{1}{\hbar} \int p(x) dx,$$

$$P_A = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_{a_1}^{a_2} |p| dx\right\},$$

$$P_B = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_{a_3}^{a_4} |p| dx\right\}.$$
(1)

Ядерная физика [Journal of Nuclear Physics], т. 10, вып. 3, 1969. С. 542-548.



Рис. 1. Схематическое изображение двугорбого барьера. V(x) — потенциальная энергия деформации, x — параметр деформации

 P_A и P_B есть вычисленные в квазиклассическом приближении проницаемости барьеров A и B, взятых по отдельности. Просто оценить проницаемость двойного барьера позволяет следующее рассуждение: вероятность пройти через первый барьер есть P_A ; после этого частица попадает в яму, где у нее имеется выбор — либо вернуться обратно, либо проникнуть через следующий барьер B. Относительная вероятность последнего события есть, очевидно, $P_B/(P_A + P_B)$ и полная проницаемость есть тогда $P_A P_B/(P_A + P_B)$. Покажем, что это выражение справедливо лишь для средней проницаемости: детальная энергетическая зависимость сложнее.

Простые, но довольно громоздкие вычисления проницаемости двугорбого барьера в квазиклассическом приближении дают

$$P(E) = \frac{P_A P_B}{4} \left\{ \left(\frac{P_A + P_B}{4} \right)^2 \sin^2 \varphi(E) + \cos^2 \varphi(E) \right\}^{-1}.$$
 (2)

Для определения квазистационарных уровней в яме между горбами имеем уравнение

$$\operatorname{ctg} \varphi(E) = \frac{i}{4} \left(P_A + P_B \right), \tag{3}$$

решение которого позволяет определить энергию уровней и их ширину

$$\varphi\left(E_n^0\right) = \pi\left(n + \frac{1}{2}\right),\tag{4}$$

$$\Gamma = \frac{D}{4\pi} (P_A + P_B) \equiv (\Gamma_A + \Gamma_B) / 2.$$
⁽⁵⁾

Здесь $D = \pi (d\varphi / dE)^{-1}$ — расстояние между уровнями в яме C (частота колебаний).

Проницаемость P(E) испытывает резкие колебания при изменении энергии, достигая максимальных значений при $E = E_n^0$ и минимальных — между квазистационарными уровнями:

$$P_{\max} = P\left(E_n^0\right) = 4 P_A P_B / \left(P_A + P_B\right)^2,$$

$$P_{\min} = P_A P_B / 4.$$
(6)

Вблизи квазистационарных состояний проницаемость имеет лоренцевскую зависимость от энергии (рис. 2):

$$P\left(E_{n}^{0}+\Delta E\right) = \frac{\Gamma_{A}\Gamma_{B}}{\left(\Gamma_{A}+\Gamma_{B}\right)^{2}/4+\left(\Delta E\right)^{2}}.$$
(7)

Усредняя (2) по интервалу между уровнями, получаем

$$\overline{P} = D^{-1} \int_{E_n^0}^{E_{n+1}^0} P(E) dE \approx \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} P(\phi) d\phi = \frac{P_A P_B}{P_A + P_B}.$$
(8)

что подтверждает полученную выше оценку. Для симметричного двойного барьера $P_A = P_B$ получаем известный [4] результат $P_{\text{max}} = 1$, $P_{\text{min}} = P_A^{-2}/4$. Так как проницаемость экспоненциально зависит от высоты барьера, то при сколько-нибудь существенной разнице высот имеем для несимметричного барьера $P_A \ll P_B$. В этом важном частном случае

$$P_{\max} = 4 P_A / P_B; \quad P_{\min} = P_A P_B / 4; \quad \overline{P} = P_A.$$
 (9)

Как видно, средняя проницаемость такая же, как если бы «работал» только один, более высокий, из горбов. Этот вывод совпадает с результатом, который получен в работе [5] на основании статистических соображений. Проницаемость меньшего барьера определяет «коэффициент усиления» этой средней проницаемости при $E=E^0$ и ее ослабление вдали от резонансов. Отметим тождественное соотношение, вытекающее из (7), (8): $\overline{P} = (P_{\text{max}}P_{\text{min}})^{1/2}$.

Полученные результаты можно использовать при анализе экспериментальных данных по делению. Примеры такого рода для случая деления ядер нейтронами приводятся ниже. При этом, однако, необходимо помнить об ограниченной применимости использованной простой модели. В частности, состояния во второй яме, если она существует у реальных ядер, несомненно, имеют более сложную природу, чем одномерные колебания, и рассмотренное приближение отражает лишь часть полной картины.

В рамках *R*-матричной теории этот вопрос был рассмотрен Линном [7] и Вайгманом [8], полученные ими выражения для делительных ширин совпадают с результатами квазиклассического приближения (6), (7).

Если предположить, что структуру барьера деления реальных ядер можно приближенно описывать одномерным двугорбым барьером, то полученные выражения позволяют записать делительную ширину ядерных уровней в виде

 $\Gamma_f = \frac{D_1}{2\pi} P(E)$, где D_1 — среднее расстояние между уровнями составного ядра.

Тогда колебания проницаемости будут отражаться на энергетической зависимости делительной ширины. Это означает, что если энергия возбуждения, соответствующая поглощению ядром нейтрона, попадает в интервал $E_C < E < E_B$, то при делении нейтронами должны наблюдаться некоторые особенности.



Рис. 2. Схематическое изображение энергетической зависимости в окрестности квазистационарного состояния

1. Делительные ширины нейтронных резонансов модулируются колебаниями проницаемости, т. е. группы уровней, энергии которых находятся в пределах ширины состояний во второй яме, имеют аномально большую делительную ширину. Этот факт хорошо известен экспериментально для ядер Np²³⁷ [1], Pu²⁴⁰ [2], U²³⁴, Pu²⁴² [3] и уже неоднократно отмечался как указание на сложную структуру барьера деления. Наиболее подробные данные имеются для Np²³⁷ и Pu²⁴⁰.

2. Делительные ширины и плотности уровней сильных и слабых делительных резонансов находятся между собой в таком соотношении, что делительная ширина, усредненная **по всем резонансам**, является средним геометрическим значением ширин, полученных усреднением по группам «сильных» и «слабых» уровней отдельно.

Ядро Ри²⁴⁰ достаточно подробно изучено для проверки этого утверждения. Согласно результатам работы [2] $\Gamma_{f \text{ max}} = 130 \text{ мэВ}$, $\Gamma_{f \text{ min}} = 0,007 \text{ мэВ}$ [9], $\overline{\Gamma}_{f} = 3,5 \text{ мэВ}$, $\sqrt{\Gamma_{f \text{ max}}}\Gamma_{f \text{ min}} = 1 \text{ мэВ}$, что находится в качественном согласии с отмеченным соотношением (максимальная и минимальная ширины различаются в 20000 раз). Оценим P_A и P_B для этого ядра. С помощью (9), учитывая, что $\overline{D}_1 = 15$ эВ, получаем $P_A = \overline{P}_1 = 2\pi\overline{\Gamma}_f/\overline{D}_1 = 1,5\cdot10^{-3}$; $P_B = \sqrt{4\overline{P}/P_{\text{max}}} \sim 10^{-1}$. Параметр кривизны вершины барьера, который в рассматриваемой интерпретации относится к барьеру A, согласно измерениям сечения деления на быстрых нейтронах [10] равен $\hbar\omega_A = 650$ кэВ, а высота барьера $E_{fA} = 0,7$ МэВ. Предположив для простоты, что $\hbar\omega_A = \hbar\omega_B$, можно оценить высоту барьеров A и B. Авторы работы [2] оценивают по отношению плотностей уровней в первой и второй ямах высоту второй ямы над минимумом, соответствующим основному состоянию. Эта величина $E_C = 2,1$ МэВ. По совокупности этих результатов можно восстановить структуру двойного барьера составного ядра Pu²⁴¹. Она изображена на вставке к рис. 3.



Рис. 3. Сечение деления Pu²⁴⁰ как функция энергии нейтронов согласно [2]. На вставке — некоторые параметры барьера деления (см. текст) Pu²⁴¹

Сравнение делительных ширин, наблюдаемых в резонансной области $\Gamma_{\rm pes}$ и полученных экстраполяцией $\overline{\Gamma}_{\rm быстр}$

Ядро-мишень	Г _{рез} , мэВ	$\overline{\Gamma}_{\text{быстр}, M \ni B}^*$	<i>ћ</i> ω ₄ /2π, кэВ	$\Gamma_{\rm pes}/\overline{\Gamma}_{\rm быстр}$
Th ²³²	$2 \cdot 10^{-4}$	10^{-7}	60	2.10^{8}
Pa ²³¹	$6 \cdot 10^{-3}$	0,1	70	$6 \cdot 10^{-2}$
U ²³⁴	$2 \cdot 10^{-2}$	1	80	$2 \cdot 10^{-2}$
Np ²³⁷	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$	90	$3 \cdot 10^{-2}$
Pu ²³⁸	1	50	100	$2 \cdot 10^{-2}$
Pu ²⁴⁰	$6 \cdot 10^{-3}$	3	100	$2 \cdot 10^{-3}$
Pu ²⁴²	$2 \cdot 10^{-2}$	2	100	10 ⁻²
Am ²⁴¹	0,2	0,2	100	1

* Оценка $\overline{\Gamma}_{6\mu crp}$ путем экстраполяции из области экспоненциального спада Γ_f ($E_n \sim 0.5$ МэВ) к $E_n = 0$ производилась с использованием значений $\hbar \omega_A / 2\pi$ [12], приведенных в четвертом столбце.

3. У пороговых элементов, плохо делящихся резонансными нейтронами, значение делительной ширины часто известно лишь для первого резонанса. Этот резонанс с большей вероятностью будет принадлежать к более многочисленной категории «слабых» (их в D_2/Γ больше, чем «сильных»). Поэтому его делительная ширина в подавляющем большинстве случаев будет иметь значение много меньшее, чем экстраполированные в эту область значения средних ширин, которые получены при измерениях на быстрых нейтронах усреднением по всем уровням, а в тех редких случаях, когда эпитепловой резонанс является «сильным», будет наблюдаться резкое обратное неравенство. Этим объясняется видимое противоречие, неоднократно отмечавшееся при анализе экспериментальных данных по делению нейтронами [11] и иллюстрируемое таблицей. Для Pu^{240} и Np^{237} известны такие значения $\overline{\Gamma}_{медл}$, усредненные по «сильным» и «слабым» резонансам и равные соответственно 3,5 мэВ [2] и 7·10⁻² мэВ [1]. Они хорошо согласуются с оценками $\overline{\Gamma}_{быстр}$. Таким образом, *в средних* ширинах никакого противоречия нет.

Можно получить и явный вид статистического распределения делительных ширин нейтронных резонансов в случае двугорбого барьера. Согласно сказанному выше, кривые проницаемости являются примерно огибающими делительных резонансов. Тогда формула (2) непосредственно преобразуется в распределение делительных ширин относительно среднего значения

$$\varphi(x)dx = \frac{dx}{\pi x} \left(x - x_{\min}\right)^{-1/2} \left(x_{\max} - x\right)^{-1/2}, \qquad (10)$$
$$x = \frac{\Gamma_f}{\overline{\Gamma}_f}, \quad x_{\max} = \frac{\Gamma_f \max}{\overline{\Gamma}_f} = \sqrt{\frac{\Gamma_f \max}{\Gamma_f \min}}, \quad x_{\min} = \frac{\Gamma_f \min}{\overline{\Gamma}_f} = \sqrt{\frac{\Gamma_f \min}{\Gamma_f \max}}.$$

где

В действительности, конечно, кривая проницаемости является огибающей средних сечений делительных ширин по небольшим интервалам, содержащим несколько уровней, и на каждом таком участке ширины флуктуируют относительно этих локальных средних значений $\tilde{\Gamma}_f$. Для получения более реалистического полного распределения необходимо поэтому свернуть (10) с распределением, которое описывало бы локальные флуктуации.

Предположим, что локальные флуктуации описываются распределением Портера — Томаса (χ^2 -распределением) с числом степеней свободы v, которое имеет вид

$$f_{\nu}(z) = \frac{z^{\nu/2-1}e^{-z}}{\Gamma(\nu/2)},$$
(11)

где $z = (v/2)(\Gamma_f/\overline{\Gamma}_f)$, а $\Gamma(v/2) - \Gamma$ -функция.

Пусть $\varphi(x)dx = \varphi(\tilde{\Gamma}_f/\overline{\Gamma}_f)d(\tilde{\Gamma}_f/\overline{\Gamma}_f)$, тогда получается следующее распределение для величины $(\nu/2)\Gamma_f/\overline{\Gamma}_f = y$:

$$\psi_{\nu}(y)dy = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \varphi(x) f_{\nu}(y/x) d(y/x) dx = e^{-yx_{\min}} y^{\nu/2-1} \frac{(x_{\max} - x_{\min})^{\nu/2}}{\pi\Gamma(\nu/2)} \times \frac{1}{9} \frac{\left[\frac{z + x_{\min}/(x_{\max} - x_{\min})\right]^{\nu/2} \exp\left[-yz(x_{\max} - x_{\min})\right]}{z^{1/2}(1-z)^{1/2}} dz.$$
(12)
Для важного частного случая v = 2 (экспоненциальное распределение) интеграл берется и

$$\psi_{2}(y)dy = \left\{ x_{\min} \exp\left[-\frac{y}{2}\left(x_{\max} - x_{\min}\right)\right] I_{0}\left(y\frac{x_{\max} - x_{\min}}{2}\right) + \frac{x_{\max} - x_{\min}}{2} \exp\left(-x_{\max}y\right) F\left(\frac{1}{2}, 2, y(x_{\max} - x_{\min})\right) \right\} dy,$$
(13)

где I_0 — функция Бесселя мнимого аргумента, а F — вырожденная гипергеометрическая функция.

Результаты удобнее представить в том виде, в котором они обычно сравниваются с экспериментом, а именно в форме интегральных распределений, показывающих, какая доля резонансов имеет ширину больше заданной. Для распределений (10) и (13) получаем соответственно

$$f\left(\Gamma_{f}' \ge \Gamma_{f}\right) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arcsin\left(\frac{\overline{\Gamma}_{f}}{\Gamma_{f}} \frac{2}{x_{\max} - x_{\min}} - \frac{x_{\max} + x_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}}\right),\tag{14}$$

$$\psi_2\left(\Gamma_f' \ge \Gamma_f\right) = \exp\left\{-\frac{\Gamma_f}{\overline{\Gamma}_f} \frac{x_{\max} + x_{\min}}{2}\right\} I_0\left(\frac{\Gamma_f}{\overline{\Gamma}_f} \frac{x_{\max} - x_{\min}}{2}\right).$$
(15)

Экспериментальное распределение ширин для случая с группировкой построено в работе [1] для Np²³⁷. Результаты сравниваются с выражениями (14)—(15) на рис. 4. Согласие вполне удовлетворительное.



Одно свойство распределений типа (10) следует отметить особо. Они имеют очень большую дисперсию. Непосредственное вычисление дает

$$\sigma_{\Gamma_f}^2 = \left(\overline{\tilde{\Gamma}_f^2} / \overline{\tilde{\Gamma}_f^2}\right) - 1 = \frac{x_{\max} + x_{\min}}{2} - 1.$$
(16)

В случае Np²³⁷ и Pu²⁴⁰ эта величина равна, например, ~15. Напомним, что одноканальное распределение Портера — Томаса — максимально «широкое» из тех, которые используются для описания статистических распределений ширин ядерных уровней, имеет дисперсию, равную двум. Поэтому различные функции ширин, усредняемые по флуктуациям и используемые при расчете сечений, могут сильнее отличаться от средних значений, чем в случае распределений Портера — Томаса. Так, для часто используемой функции

$$S = \left\langle \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_c} \right\rangle / \frac{\overline{\Gamma}_f}{\overline{\Gamma}_f + \Gamma_c},$$

где Γ_c — полная ширина процессов распада, конкурирующих с делением, для распределения (10) получается

$$S = (1+\alpha) / \sqrt{(\alpha + x_{\max})(\alpha + x_{\min})} .$$
(17)

где $\alpha = \Gamma_c / \overline{\Gamma}_f$. Для $x_{\text{max}} = x_{\text{min}}^{-1} \approx 30$, которые примерно соответствуют Pu²⁴⁰ и Np²³⁷. Вид этой функции сравнивается с аналогичной функцией для однока-



Рис. 5. Поведение функции *S* (см. формулу (17)).

- 1 одноканальное распределение Портера — Томаса, 2 — разпрадаточно (10)
 - 2 распределение (10)

нального распределения Портера — Томаса на рис. 5. Разница весьма существенна и ее следует учитывать при расчете сечений пороговых элементов.

Приведенные результаты показывают, что рассмотренная простая модель заслуживает дальнейшего исследования с целью сопоставления ее результатов с другими экспериментальными данными по делению.

Авторы выражают благодарность В. М. Струтинскому за обсуждения, стимулировавшие данную работу, и В. С. Ставинскому за ценные замечания.

(Поступила в редакцию 3 февраля 1969 г.)

Литература

- 1. A. Fubini, J. Blons, A. Michaudon, D. Paya. Phys. Rev. Lett., 20, 1373, 1968.
- 2. F. Migneco, G. Theobald. Nucl. Phys., A112, 603, 1968.
- 3. C. D. James, E. R. Rae. Nucl. Phys., A118, 313, 1968.
- 4. V. M. Strutinsky. Nucl. Phys., A95, 420, 1968.

- 5. V. M. Strutinsky, S. Bjørnholm. Intern. Simp. Nucl. Structure, Dubna, 1968.
- 6. И. И. Гольдман, В. Д. Кривченков. Сб. задач по квантовой механике. Гостехиздат, 1957, с. 13;
 - Д. Бом. Квантовая теория. Наука, 1965, стр. 334.
- 7. J. E. Lynn. Intern. Simp. Nucl. Structure, Dubna, 1968.
- 8. H. Weigmann. Zs. Phys., 214, 7, 1968.
- 9. Neutron Cross Section, Suppl. 2, v. Ill, 1965.
- 10. De Vroey, A. T. G. Ferguson, W. Starfelt. Symposium on the Phys. and Chem. of Fission, Vienna, 1965, v. I, p. 281.
- Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренкин. Препринт 1845, ОИЯИ, 1964, стр. 112;
 Е. R. Rae. Symposium of Phys. and Chem. of Fission, Vienna, 1965, v. I, p. 187;
 П. Е. Воротников. *ЯΦ*, 5, 1021, 1967.
- 12. С. Б. Ермагамбетов, В. Ф. Кузнецов, Г. Н. Смиренкин. ЯФ. 5, 257, 1967.

Two-Bump Barrier and the Neutron-Induced Nuclear Fission

E. V. Gai, A. V. Ignatyuk, N. S. Rabotnov, G. N. Smirenkin

Energy dependence of the penetration for a two-bump potential barrier with a well between the maxima is calculated in the quasiclassical approximation. It is shown that the penetration oscillates sharply, increasing to the maxima for energies near the quasilevels of the well. The results are applied for analysis of the experimental data on the neutron-induced nuclear fission.

Об энергетической зависимости вероятности деления трансурановых ядер быстрыми нейтронами

Г. Н. Смиренкин, Б. И. Фурсов

Физико-энергетический институт, Обнинск

Проведены систематизация и анализ экспериментальной информации о вероятности деления трансурановых ядер в области энергии нейтронов $E_n \leq 20$ МэВ. Установленные закономерности объясняются в рамках простого статистического описания с учетом эффектов спаривания нуклонов и оболочечных эффектов.

Введение

Ряд общих свойств вероятности деления тяжелых ядер может быть понят и приближенно описан в распространенном предположении о слабой энергетической зависимости отношения средних нейтронной и делительной ширин $\gamma = \Gamma_n / \Gamma_f = \text{const}$, которые определяют конкуренцию основных каналов распада возбужденных ядер. В частности, оно удобно для рассмотрения зависимости вероятности деления от нуклонного состава ядер [1—4]. С этой целью в работах [5, 6] в рамках данного предположения была развита полуэмпирическая систематика барьеров деления E_f , величин γ , делимости $P \simeq (1+\gamma)^{-1}$ и нейтронных сечений деления $\sigma_f = \sigma_c P$ трансурановых ядер, сокращенно БГДС, обеспечивающая описание E_f и σ_f со среднеквадратичной погрешностью $\Delta E_f = \pm 0,3$ МэВ и $\Delta \sigma_f / \sigma_f \simeq \pm 15$ %, сравнимой с ошибками экспериментального определения этих величин (σ_c — сечение образования составного ядра).

Упрощение в описании вероятности деления в [1—6] оправдано предварительным состоянием наших представлений о ее зависимости от основных параметров делящегося ядра — энергии, Z и A, отражающим разрозненность и разнородность экспериментальной информации, отсутствие систематических измерений в достаточно широкой области указанных параметров. Однако в последнее время получено значительное число экспериментальных данных достаточно высокой точности о нейтронных сечениях деления $\sigma_f(E_n)$ трансактиниевых ядер (например, [7, 9]), которые дают возможность продвинуться вперед в изучении энергетической зависимости вероятности деления ядер — в вопросе, практически важном, например, для описания и оценки сечений деления с целью удовлетворения потребностей атомной энергетики.

В работе [10] нами на основе данных о $\sigma_f(E_n)$ систематизированы параметры, характеризующие энергетическую зависимость величин σ_f , *P* и γ в области так называемого первого «плато» ($E_n \leq 5$ МэВ). Настоящая работа посвящена исследованию зависимости $P(E_n, Z, A)$ во всем интересном для практики диапазоне ядер (U — Cf) и энергии нейтронов ($E_n \leq 20$ МэВ).

Ядерная физика [Journal of Nuclear Physics] 1987, т. 45, вып. 2. С. 319—328.

1. Экспериментальная информация

1.1. Область первого плато

В верхней части рис. 1 представлены результаты выполненного нами фактически единого цикла измерений $\sigma_f(E_n)$: слева направо для четно-четных, нечетно-четных и четно-нечетных ядер-мишеней [7]. Для первых двух групп *N*-четных ядер энергетические зависимости сечения деления имеют «пороговый» характер ($E_f > B_n$, где B_n — энергия связи). Сечения деления третьей группы зависят от E_n «без порога» ($E_f < B_n$), что характерно для ядер, делящихся медленными нейтронами. Сверху область плато ограничена энергиями $E_n \sim 5$ МэВ, при которых становится заметным вклад делений после предварительного испускания нейтрона, т. е. в реакции (n, n'f), снизу — энергиями $E_n \sim 2$ МэВ, при которых начинают сказываться нерегулярности, обусловленные спектром немногочисленных доступных каналов деления, околопороговыми резонансами и т. п. По этой причине на рис. 1 приводится часть экспе-



Рис. 1. Сечения деления нейтронами (вверху) и делимости ядер в области первого плато (внизу): а) четно-четные ядра-мишени, • — U, ○ — Pu;
б) нечетно-четные ядра-мишени, ○ — Pa, ▽ — Np, • — Am;

в) четно-нечетные ядра-мишени \bullet — U, \circ — Pu, \heartsuit — Cf

риментальных данных для интервала 0,5—1 < E_n < 6 МэВ. Сплошной кривой показана зависимость $\sigma_f(E_n)$ для ²³⁵U) [11], которая использовалась в качестве стандарта в относительных измерениях [7].

Для дальнейшего безразмерная делимость $P(E_n)$ является более удобной характеристикой, чем сечение деления $\sigma_f(E_n) = \sigma_c(E_n)P(E_n)$, и чтобы определить ее из экспериментальных сечений, мы обратились к результатам расчетов сечения образования составного ядра $\sigma_c(E_n)$ по методу связанных каналов, выполненных Лагранжем и др. [12]. Анализ результатов работы [12] показал, что зависимость $\sigma_c(E_n)$ от нуклонного состава ядер, весьма существенная при низких энергиях, с ростом E_n быстро ослабевает [10]. Как и в систематике БГДС [6], мы взяли за основу результаты расчета $\sigma_c(E_n)$ для ²³⁸U, а для других ядер приняли

$$\sigma_c^A(E_n) = \sigma_c^{238}(E_n) (A/238)^{2/3}.$$
 (1)

Отметим, что для интервала ядер Th—Cm в важной для нас области $E_n > 2$ M₃B результаты расчета по формуле (1) отличаются от табличных значений в [12] не более чем на 3 %.

В нижней части рис. 1 приведены энергетические зависимости делимости $P(E_n)$. Они не содержат широкого максимума при $E_n \simeq 2$ МэВ, характерного для сечений деления, показывая тем самым, что его происхождение связано со входным каналом реакции — поведением $\sigma_c(E_n)$ (см. также [10]). Для всех ядер с ростом E_n устанавливается монотонное, примерно линейное изменение $P(E_n)$. Поскольку делимости разных ядер различаются в несколько раз, энергетическую зависимость $P(E_n)$ удобно характеризовать относительной величиной $\beta = P^{-1}dP/dE_n = d \ln P/dE_n$.

На рис. 2 в зависимости от массового числа A - 1 ядра-мишени представлены значения β , определенные на участке $E_n = 3 \div 5$ МэВ из экспериментальных данных о $P(E_n)$ на рис. 1. Там же приведены аналогично полученные значения β из ряда других работ [8, 9]. Таблица значений и более подробное описание процедуры анализа $\sigma_f(E_n)$ даны в [10].

Из данных, приведенных на рис. 2, можно заключить следующее.

1. Относительные изменения $P(E_n)$ максимальны для ядер-мишеней ²³⁶U, ²³⁸U, ²⁴¹Am, ²⁴³Am, сечения деления которых, напротив, имеют наиболее совершенное плато. Таким образом, наличие плато в ходе $\sigma_f(E_n)$ является свидетельством не столько приближенного постоянства величины γ (традиционная трактовка [1]), сколько такой его зависимости, при которой противоположные изменения двух сомножителей $\sigma_c(E_n)$ и $P(E_n)$ компенсируют друг друга.

2. Энергетическим зависимостям делимости на участке плато свойственны четно-нечетные различия; *N*-четные ядра-мишени ($B_n < E_f$), показанные темными значками, характеризуются большими значениями в сравнении с *N*-нечетными ядрами-мишенями ($B_n > E_f$).

3. Величина β растет с увеличением *N* для одинаковой четности изотопов U, но падает для Pu и, вероятно, Am (см. также [13]).



Рис. 2. Зависимость β от массового числа *A*−1 ядра-мишени. Темные значки для *N*-четных ядер-мишеней, светлые — для *N*-нечетных: ∇ — Pa; •, ◦ — U; • — Np; •, △ — Pu; ■, □ — Am; ◊ — Cm; ∇ — Cf

4. Величина $\beta \lesssim 5 \cdot 10^{-2} \text{ МэВ}^{-1}$ характеризует масштаб отступлений реальной картины от систематики БГДС [6] и от модели ядра с постоянной температурой, на которой она основана.

2. Свойства делимости ядер выше порога реакции (n, n'f)

В области более высоких, чем на рис. 1, энергий E_n деление становится эмиссионным, в результате чего энергетические зависимости сечения $\sigma_f/(E_n)$ и делимости $P(E_n)$ приобретают вид ступенчатых кривых. Каждый подъем и следующее за ним плато этих характеристик связаны с новой возможностью («шансом») для протекания процесса деления: первая — с вероятностью деления исходного составного ядра в реакции (n, f), вторая и все последующие с вероятностью деления остаточных ядер A - 1, A - 2,... после эмиссии 1, 2,... нейтронов в реакциях (n, nf), (n, 2nf) и т. д. Нейтрон уносит в среднем энергию $\overline{B}_n + \overline{\epsilon} \simeq 7$ МэВ, поэтому значение энергии бомбардирующих нейтронов E_n в середине (x + 1)-го плато составляет

$$E_{nx} \simeq E_{n0} + x \left(B_n + \overline{\varepsilon} \right), \tag{2}$$

где x, \overline{B}_n и $\overline{\epsilon}$ — соответственно максимальное число, средние энергия связи и кинетическая энергия испускаемых нейтронов, E_{n0} — середина первого плато. Полную делимость ядра (с учетом всех возможностей для процесса деления в (x+1)-м плато) можно представить в виде

$$P_{t}(E_{nx}) = 1 - \prod_{k=0}^{x} \left[1 - P_{A-k}(E_{nk}) \right],$$
(3)

где $P_{A-k}(E_{n\,k})$ — делимости ядер A - k при $E_n = E_{n\,k}$.

Получить количественную информацию об энергетической зависимости делимости начального ядра $P_A(E_n)$ из $P_t(E_n)$ трудно. Наша задача более скромная — составить качественное представление о характере этой зависимости, но для достаточно широкой совокупности ядер, в частности о том, как выполняются или изменяются закономерности, установленные нами для первого плато (рис. 2). Это можно сделать достаточно просто, сравнивая экспериментальные данные о полной делимости $P_t^{эксп}(E_{nx})$ для дискретных энергий (2) с результатами расчета $P_t^{сист}(E_{nx})$, использующего соотношение (3) и систематику БГДС для P_{A-k} . В последней делимость конкретных ядер предполагается независимой от E_n , т. е. $P_{A-k}(E_{nx})=P_{A-k}(E_{n0})=$ const. Например, по разнице для второго плато

$$\delta P_t(E_{n1}) = P_t^{\mathsf{SKCII}}(E_{n1}) - P^{\mathsf{CHCII}}(E_{n1}) = \left[1 - P_{A-1}(E_{n0})\right] \left[P_A(E_{n1}) - P_A(E_{n0})\right]$$
(4)

можно судить об энергетической зависимости делимости исходного ядра Р_А

$$P_A(E_{n1}) - P_A(E_{n0}) \simeq \frac{dP_A}{dE_n} \left(\overline{B}_n + \overline{\varepsilon}\right).$$
⁽⁵⁾

Аналогичные соотношения, связывающие $\delta P_t(E_{nx})$ с $P_A(E_{nx}) - P_A(E_{n0})$, можно получить и для плато более высокого порядка, но они громоздки.

На рис. З экспериментальные данные о $P_t^{\text{эксп}}(E_{nx}) = \sigma_f(E_{nx}) / \sigma_c(E_{nx})$ для x = 0, 1, 2,т. е. для $E_{nx} = 3, 10, 17$ МэВ, полученные из $\sigma_f(E_n)$ в [8] и из $\sigma_c(E_{nx}) = 3,10; 2,75; 2,53$ бн для 238 U [6, 12] (для остальных ядер согласно (1)), сравниваются со штриховыми кривыми $P_t^{\text{сист}}(E_{nx})$, рассчитанными согласно (3) с P_{A-k} из систематики БГДС [6]. Работы [8], данные которых используются на рис. 3, как и наши [7] (рис. 1), представляют собой цикл измерений единой методикой значительного числа ядер, но выполненных в более широком диапазоне $E_n \lesssim 20 \div 25$ МэВ.

Согласие экспериментальных данных с расчетными кривыми в нижней части рис. 3 тривиально: оно характеризует степень подгонки в БГДС для делимостей ядер $P_A(E_{n\,0})$. Полная делимость в верхней части рис. 3 обнаруживает отклонения $\delta P_t(E_{n\,x})$, коррелирующие с поведением производной β для первого плато на рис. 2. Эта корреляция весьма детальна:

а) чем меньше β на рис. 2, тем больше по модулю отклонение на рис. 3 для легких изотопов U и тяжелых изотопов Pu;

б) для $\beta > 0$ в случае изотопов Am в пределах ошибок $\delta P_t(E_{nx}) \simeq 0$.

Судя по поведению $\delta P_t(E_{nx})$ на рис. 3, зависимость делимости начальных ядер $P_A(E_n)$ в области энергии выше первого плато приобретает и новые черты. Оценки согласно (4) и (5) показывают, что для всех ядер на рис. 3, кроме Ат,

параметр β уменьшается с ростом E_n настолько, что если в первом плато он был положительным, то при более высокой энергии изменяет знак. Таким образом, зависимость $P_A(E_n)$ для ядер U—Pu с ростом E_n становится убывающей.

Противоположность группе U—Pu составляют изотопы Am, делимость которых обнаруживает неубывающую зависимость от энергии ($\delta P_t(E_{nx}) \simeq 0$). Более определенное заключение в этом случае сделать трудно, так как полная делимость практически достигает предела $\delta P_t(E_{nx}) \simeq 1$ и из-за этого утрачивает

чувствительность к изменению $P_A(E_n)$. Данных на рис. 3 недостаточно, чтобы решать, являются ли характерные для второй группы свойства делимости индивидуальными особенностями конкретных ядер или свидетельством более глубоких изменений зависимости $P_A(E_n)$ с увеличением Z. Попытаемся ответить на этот вопрос с помощью других данных.

В таблице для $E_n = 14 \div 15$ МэВ (между вторым и третьим плато) приведены экспериментальные значения сечений и делимости ядер с Z > 95 [14, 15], из которых следует, что σ_f в пределах ошибок не отличается от σ_c , т. е. $P_t \simeq 1$, как и для изотопов Am (Z = 95). Таким образом, по указанному признаку вторая группа, по-видимому, объединяет широкий круг трансплутониевых ядер.

В очень скудной экспериментальной информации о зависимости $P_A(E_n)$ имеются два примера довольно подробных данных для ²³⁶U [17] и ²⁴⁴Am [18] — типичных представителей рассмотренных групп ядер (рис. 4). Данные для ²³⁶U восстановлены из сечения деления ²³⁵U нейтронами [11] вычитанием вклада реакций (n, n f) и (n, 2n f). Зависимость $P_A(E_n)$ для ²⁴¹Am построена в [18] по экспериментальным данным о делимости, полученным в прямых реакциях при $E_n \leq 5$ МэВ и по результатам анализа функций возбуждения реак-





 E_{n2} = 17 МэВ вверху.





Рис. 4. Делимости составных ядер²⁴¹Ат [18, 19] (вверху) и ²³⁶U [17] (внизу) как функции энергии нейтронов *E_n*. Точка ● оценка, сделанная в настоящей работе

ций ²³⁷Np(α , *n*) и ²³⁷Np(α , 2*n*) при более высоких энергиях. Данные рис. 4 свидетельствуют, что энергетическая зависимость $P_A(E_n)$ при переходе из одной группы ядер в другую претерпевает более радикальные изменения, чем можно было судить по рис. 3. Дополнительным свидетельством возрастающей зависимости $P(E_n)$ трансплутониевых ядер в области энергии возбуждения $E \leq 20 \div 25$ МэВ ($E_n \leq 15 \div 20$ МэВ) являются многочисленные данные о функциях возбуждения множественного испускания нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами [19].

Ядро-мишень	<i>Е</i> _{<i>n</i>} , МэВ	Опубликованное значение	Перенормиро- ванное значение*	$P_t(E_n)$
²⁴² Cm	14,5	3,03±0,30 [14]	$2,86\pm0,28$	1,08±0,10
²⁴⁴ Cm	14,5	3,19±0,30 [14]	$2,93{\pm}0,29$	1,10±0,11
²⁴⁵ Cm	14,1	2,55±0,13 [9]	2,55±0,13	$0,954{\pm}0,05$
²⁴⁹ Bk	14,5	2,65+0,20 [15]	2,47±0,19	$0,92\pm0,07$
²⁴⁹ Cf	14,5	2,87±0,21 [15]	$2,68\pm0,20$	$1,00\pm0,07$

Сечения деления ядер (Z >95) нейтронами с энергией 14—15 МэВ

* Перенормировка результатов оригинальных работ [14, 15] выполнена согласно современным данным об опорных сечениях [11] и константах распада ядер [16].

Итог рассмотрения экспериментальной информации о вероятности деления трансурановых ядер состоит в том, что ее удается упорядочить по признаку возрастания или убывания зависимости $P(E_n, Z, A)^*$. Наиболее интересным для физики деления, как будет показано ниже, является различие двух достаточно четко выделяемых групп ядер с Z<94 и Z>94.

2. Интерпретация и обсуждение

Наши знания о многих параметрах теоретического описания сечений деления и делимости ядер находятся примерно на таком же уровне, как и состояние экспериментальной информации об исследуемой зависимости $P(E_n, Z, A)$, поэтому мы ограничимся интерпретацией самых общих ее свойств в рамках достаточно простой модели.

В обсуждаемой области энергии применимо статистическое рассмотрение при описании основных конкурирующих ширин распада возбужденных ядер Γ_f и Γ_n , и задача сводится к выбору подходящего описания плотности уровней $\rho(U)$. Ясно, что для наших целей модель ядра с постоянной температурой, с успехом использованная в БГДС, непригодна, а сверхтекучая модель была бы чрезмерным усложнением. Для вполне реалистических оценок удобна модель ферми-газа, ведущая к простым аналитическим результатам. Отметим также,

^{*} При рассмотрении эмиссионного деления и цепочек делящихся в нем ядер делимость начального ядра обозначалась $P_A(E_n)$. Только эта величина и будет обсуждаться в дальнейшем, поэтому мы возвращаемся к обозначению $P(E_n, Z, A)$ или просто $P(E_n)$.

что энергетические зависимости $\rho(U)$, имеющие определяющее значение, в этой и в сверхтекучей моделях достаточно близки не только при энергиях возбуждения U выше критической энергии фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное (ферми-газовое) $U_{\rm kp} = 0,47 \ a \ \Delta^2 \simeq 5 \div 7 \ M$ эВ, но и, как показывают расчеты [4], при $U \lesssim U_{\rm kp}/2$. Для оценки $U_{\rm kp}$ использованы значения параметра плотности уровней a=0,1 МэВ⁻¹ и корреляционной функции основного состояния $\Delta = (10\div12)A^{-1/2}$ МэВ.

Модель ферми-газа можно легко улучшить, феноменологически учтя в ней эффекты спаривания между нуклонами введением эффективной энергии возбуждения

$$U' = U - \delta, \quad \delta = \Delta \left(1 + \frac{1}{2} \left[(-1)^N + (-1)^Z \right] \right),$$
 (6)

т. е. сдвигом основного состояния на дискретно меняющийся фактор δ , а также учтя оболочечные эффекты введением энергетической зависимости параметра a [20]

$$a(U,Z,N) = \tilde{a} \left[1 + \delta W(Z,N) \left(1 - e^{-\lambda U} \right) / U \right], \tag{7}$$

где $\delta W(Z, N)$ — оболочечная поправка к энергии, $\tilde{a} = 0,1$ А МэВ⁻¹ — асимптотическое значение параметра a, $\lambda = 0,06$ МэВ⁻¹ — параметр, характеризующий скорость перестройки оболочек с энергией.

Воспользуемся упрощенным вариантом модели ферми-газа

$$\rho(U) = c \exp\left(2\sqrt{aU}\right), \quad c = \text{const}, \quad (8)$$

который игнорирует энергетическую зависимость предэкспоненциального множителя в (7). С помощью (8) в [21] получено широко распространенное соотношение для $\gamma = \Gamma_n / \Gamma_f$, которое можно написать в виде

$$\gamma = \frac{2A^{2/3}}{\varpi} \frac{t_n^2}{t_f} \exp\left(2a_n t_n - 2a_f t_f\right),$$

$$t_n = \left(\frac{E - B'_n}{a_n}\right)^{1/2}, \quad t_f = \left(\frac{E - E'_f}{a_f}\right)^{1/2}.$$
(9)

В (9) t_f и t_n , a_f и a_n — температуры и параметры плотности уровней делящегося ядра A в переходном состоянии и остаточного ядра в равновесном, $E_f' = E_f + \delta_f$ и $B_n' = B_n + \delta_n$ — эффективные величины барьера деления и энергии связи нейтрона, вследствие (6) отличающиеся от истинных E_f и B_n поправками на четно-нечетные различия ядер δ_i , $\mathfrak{x} = \hbar^2 / 2mr_0^2 \simeq 10$ МэВ.

Из соотношения (8) в предположении малости $E'_f - B'_n$ в сравнении с $E - E'_f \simeq E - B'_n$, характерной для трансурановых ядер, а также $a_f = a_n = a$, что в совокупности соответствует $t_f = t_n = t$, можно получить

$$\gamma = \frac{2A^{2/3}}{a}t \exp\left(\frac{E'_f - B'_n}{t}\right) \tag{10}$$

$$\beta = \frac{d\ln P}{dE_n} = -(1-P)\frac{d\ln\gamma}{dt_n}\frac{dt_n}{dE_n} \simeq \frac{1-P}{2at^2} \left(\frac{E'_f - B'_n}{t} - 1\right). \tag{1}$$

Выделим в (10) член в скобках, в основном определяющий зависимость от нуклонного состава ядра, и обозначим его

$$r = -t_n \frac{d \ln \gamma}{dt_n} \simeq \frac{E'_f - B'_n}{t} - 1.$$
(12)

Соотношение (11) при $U = a t^2 \simeq E_n = 5$ МэВ (t = 0.5 МэВ), P = 0.5 и $E'_f = B'_n$ приводит к согласующейся с опытом (рис. 2) оценке $|\beta| \simeq 5 \cdot 10^{-2}$ МэВ⁻¹. Конечно, речь здесь идет лишь о согласии по порядку величины, поскольку для количественного описания абсолютных значений используемая модель слишком груба.

Для исследования обсуждаемых характеристик как функций Z и N надо модифицировать соотношения (10)—(12) с учетом двух факторов: а) энергетической зависимости a(U), б) двугорбой формы барьера деления. Оболочечные эффекты в энергетической зависимости величины γ исследовались нами в работе [19]. Следуя ей, в приближении $\tilde{a}_f = \tilde{a}_n = \tilde{a}$, $t_f = t_n = t$, которое было рассмотрено выше в случае a = const, получим аналогичные (10) и (12) соотношения

$$\gamma = \frac{2A^{2/3}}{\mathfrak{X}} t \exp\left(\frac{E'_f - B'_n - \left(\delta W_f - \delta W_g\right)\left(1 - e^{\lambda a t^2}\right)}{t}\right)$$
(13)

$$r \cong \frac{E'_{f} - B'_{n} + \left(\delta W_{f} - \delta W_{g}\right) f\left(\lambda a t^{2}\right)}{t} - 1, \qquad (14)$$
$$f(x) = (1 + 2x)e^{-x} - 1,$$

где δW_f и δW_g — оболочечные поправки соответственно для переходного состояния делящегося ядра и равновесного состояния ядра после эмиссии нейтрона. Легко видеть, что соотношения (13) и (14) переходят соответственно в соотношения (10) и (12) в предположении $\delta W_i \rightarrow 0$ или $\lambda \rightarrow 0$, приводящем (7) к a = const.

В модели двугорбого барьера

$$\gamma = \Gamma_n / \Gamma_A + \Gamma_n / \Gamma_B = \gamma_A + \gamma_B , \qquad (15)$$

где γ_i описывается соотношением (13) с параметрами E_f^i и δW_f^i для внутреннего и внешнего горбов *A* и *B*. Используя вытекающую из (15) формулу

Об энергетической зависимости вероятности деления трансурановых ядер быстрыми нейтронами

$$\frac{d\ln\gamma}{dt} = \frac{1}{\gamma} \sum_{i} \gamma_{i} \frac{d\ln\gamma_{i}}{dt},$$

легко показать, что соотношение (14) сохраняет силу и в модели двугорбого барьера, если под параметрами E_f и δW_f понимать величины

$$E_f = \sum_i \frac{\gamma_i}{\gamma} E_f^i, \quad \delta W_i = \sum_i \frac{\gamma_i}{\gamma} \delta W_f^i, \tag{16}$$

где i = A или B. Так как γ_i экспоненциально зависит от E_f^i , при достаточной разнице высот горбов $E_f^A - E_f^B$ в (14) преобладает одно из слагаемых, соответствующее более высокому из горбов, в частности, в трансплутониевой области, где $E_f^A - E_f^B \leq 1$ МэВ, $\gamma_A \gg \gamma_B$ и $E_f \leq E_f^A$, $\delta W_f \leq \delta W_f^A$. Для интересующих нас изотопов U соотношение высот горбов противоположно $E_f^A < E_f^B$, но разница меньше, чем в предыдущем случае, однако вследствие различия предэкспоненциальных множителей $c_A > c_B$ (в БГДС [6] $c_A / c_B \simeq 3$) также реализуется достаточно сильное, но противоположное неравенство $\gamma_A \ll \gamma_B$. В результате $E_f \simeq E_f^B$ и $\delta W_f \simeq \delta W_f^B$.

На рис. 5 для указанных характерных случаев представлены в зависимости от массового числа ядра-мишени A - 1 параметры (13) и (14) $E_f - B_n'$ и $\delta W_f - \delta W_g$ в предположении, что они определяются разными горбами барьера: внешним *B* для U и внутренним *A* для Cm. Параметры брались из систематики БГДС

[6]. Разница между кривыми на рис. 5 значительна, и это обстоятельство, подчеркнем, в основном двугорбой связано с формой барьера, а именно с разницей параметров двух горбов: оболочечных поправок $\delta W_f^A \simeq 2,6 \div 2,8$ МэВ и $\delta W_f^B \simeq 0, 1 \div 0, 6$ МэВ и заметно различающейся *N*-зависимостью E_{f}^{A} и E_{f}^{B} . Ниже мы покажем, что этими различиями объясняется разный характер энергетической зависимости P(E_n) в обсуждающихся группах ядер Z < 94 и Z > 94.

Влияние параметров $E'_f - B'_n$ и $\delta W_f - \delta W_g$ на величину *r*, определяющую исследуемую зависимость $P(E_n)$, величину и знак $\beta = d \ln P / dE_n$, демонстрирует рис. 6. На нем величина *r* рассчитана как функция температуры *t*, но для ориентировки вверху дана шкала E_n



Рис. 5. Зависимости от массового числа величин $E'_f - B'_n$ (внизу) и $\delta W_f - \delta W_g$ (вверху) для *А*-нечетных составных ядер U и Cm



Рис. 6. Температурная зависимость величины r(t): а) при $\delta W_f - \delta W_g = 1$ (изотопы U), для $E'_f - B'_n = -0.5$; 0; 0,5 МэВ; б) при $E'_f - B'_n = 0$ (изотопы Cm), для $\delta W_f - \delta W_g = 0, 2, 4$ МэВ

в предположении $t \simeq t_n \simeq (E_n/a)^{1/2}$. С помощью рис. 5 и 6 можно сделать следующие заключения о свойствах $P(E_n, Z, A)$.

1. При делении изотопов U роль оболочек невелика ($\delta W_f - \delta W_g \leq 1$ МэВ) и $\beta \sim r$ определяется в основном разностью эффективных порогов $E'_f - B_n$. Последняя быстро увеличивается с ростом N (рис. 5), а с нею, согласно рис. 6, величина r при небольших t и E_n , отвечающих области первого плато, от отрицательных значений до положительных в согласии с экспериментальными данными о параметре β на рис. 2. С увеличением E_n величина r для всех исследовавшихся изотопов U становится отрицательной, предсказывая тем самым убывающую с ростом

энергии зависимость $P(E_n)$, требуемую экспериментальными данными на рис. 3.

2. У трансплутониевых ядер, наоборот, мала разность $E'_f - B_n'$ и главным фактором становится зависимость от Z и N оболочечного члена $\delta W_f - \delta W_g$. При $\delta W_f - \delta W_g \gtrsim 3$ МэВ и не слишком больших t величина r > 0, т. е. ожидается возрастающая зависимость $P(E_n)$ в согласии с тем, что нам известно из экспериментальных данных, приведенных в п. 1 разд. 1. Падением $\delta W_f - \delta W_g$ с ростом N, уменьшающим r, по-видимому, можно объяснить противоположную изотопам U N-зависимость β для Pu и Am на рис. 2.

Итак, мы получили удовлетворительную интерпретацию всех основных свойств $P(E_n, Z, A)$, продемонстрированных в разд. 1, в том числе и, конечно, несколько условного разделения ядер на две группы с убывающей и возрастающей энергетическими зависимостями. Тем не менее для ядер (которыми исследование было ограничено), близких к долине стабильности и наиболее важных для практики, оно оправдано. Такое разделение вытекает из свойств двугорбого барьера: «граница» между группами проходит там, где сравниваются высоты горбов, а выше и ниже ее по Z преобладает один из них. Различие свойств переходных состояний двух горбов влечет за собой существенную разницу в поведении $P(E_n)$ во всей практически интересной области $E_n \leq 20$ МэВ.

Отметим, что при еще больших энергиях энергетическая зависимость трансурановых ядер снова упрощается. В результате более глубокой перестройки оболочек она приходит к «капельной» зависимости (при $\lambda at^2 > 3$, т. е. t > 1,5 МэВ или U > 40 МэВ)

$$r(t) \to \frac{\tilde{E}'_f - \tilde{B}'_n}{t} - 1. \tag{17}$$

где \tilde{E}'_{f} и \tilde{B}'_{n} — барьер деления и энергия связи нейтрона в капельной модели. Поскольку для трансурановых ядер $\tilde{E}'_{f} - \tilde{B}'_{n} < 0$ [19], асимптотическая зависимость делимости, согласно (17), будет убывающей для обеих групп ядер, что видно также из поведения кривых при больших *t* на рис. 6. Отсюда вытекает, что энергетическая зависимость делимости в промежуточной области энергий будет иметь максимум, а отношение $\gamma = \Gamma_{n} / \Gamma_{f}$ — минимум. Это свойство обсуждалось в работах [18, 19]. Положения точки пересечения *r* (*t*) с осью абсцисс и экстремума *P*, а следовательно, и γ [18, 19] разумно согласуются.

Заключение

Систематизация экспериментального материала о нейтронных сечениях деления и его анализ с привлечением данных других реакций привели к установлению ряда закономерностей в малоизученной зависимости $P(E_n, Z, A)$ в области трансурановых ядер, которую удалось объяснить с помощью достаточно простого статистического описания конкуренции основных ширин распада составного ядра. Согласованность полученных оценок с экспериментом объясняется тем, что в этом описании были достаточно корректно учтены оболочечные эффекты — то свойство ядер, которое в значительной мере определяет зависимость $P(E_n, Z, A)$.

Детальное изучение данной зависимости еще предстоит. Оно нуждается в еще более полных и систематических экспериментальных исследованиях, а также в применении более совершенного теоретического аппарата. За рамками нашего анализа полностью или частично остались такие важные свойства ядер и ядерных взаимодействий, как парные корреляции нуклонов, изменение симметрии формы ядер при делении и связанного с нею коллективного усиления плотности уровней, вклад неравновесных процессов и др.

Тем не менее мы считаем, что сделанный в настоящей работе шаг по упорядочению экспериментальной информации является своевременным, а допущенные при этом упрощения — оправданными. Мы надеемся также, что полученные результаты будут полезными для последующих работ по описанию, анализу и оценке экспериментальных данных о вероятности деления тяжелых ядер, широко используемых на практике, в научных и прикладных исследованиях.

(Поступила в редакцию 22 января 1986 г.)

Литература

1. Ванденбош Р., Хойзенга Дж. В кн.: Нейтронная физика. *Тр. 2-й Междунар.* конф. по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. М.: ГУ ИАЭ СМ СССР, 1959, с. 366.

- 2. Sikkeland T., Giorso A., Nurmia M. J. Phys. Rev., 1968, 172, 1232.
- 3. Behrens J. V., Hoverton R. J. Nucl. Sci. Eng., 1978, 65, 464.
- 4. Истеков К. К., Куприянов В. М., Фурсов Б. И., Смиренкин Г. Н. *ЯФ*, 1979, 29, 1156.
- Куприянов В. М., Истеков К. К., Фурсов Б. И., Смиренкин Г. Н. ЯФ, 1980, 32, 355.
- 6. Куприянов В. М., Смиренкин Г. Н., Фурсов Б. И. *ЯФ*, 1984, 39, 281.
- Фурсов Б. И., Куприянов В. М., Смиренкин Г. Н. и *др. Атом, энерг.*, 1977, 43, 181; 261; 1978, 44, 236; 1978, 45, 440; 1979, 46, 35; 1983, 55, 31; 1985, 59, 284; 339.
- Behrens J. V., Carlson G. W. et al. *Nucl. Sci. Eng.*, 1977, 63, 250; 1978, 66, 205; 433; 1978, 68, 128; 1981, 77, 444; 1982, 80, 393.
- 9. White B. M., Browne J. C. In: *Nucl. Data Sci. and Technol.* (Proc. Intern. Conf., 1982, Antwerp), p. 218.
- 10. Смиренкин Г. Н., Фурсов Б. И. *ВАНТ. Серия: Ядерные константы.* М.; ЦНИИатоминформ, 1985, № 2, с. 31.
- INDC/NEANDC Nuclear Standards File. 1980 Version. Rep. INDC-36/LN, Vienna, 1981.
- 12. Lagrange Ch. *Report NEANDC(E)-228«L»*, Comissariat a l'Energy Atomique, France, 1982.
- Игнатюк А. В., Клепацкий А. Б., Маслов В. М., Суховицкий Е. Ш. ЯФ, 1985, 42, 569.
- 14. Фомушкин Э. Ф., Гутникова Е. К., Замятнин Ю. С. и др. *ЯФ*, 1967, 5, 966.
- 15. Фомушкин Э. Ф., Гутникова Е. К., Маслов А. Н. и др. *ЯФ*, 1971, 14, 73.
- 16. Lorenz A. Report INDC/(NDS)-149/NE, Vienna, 1983.
- 17. Madland D. G., Nix J. R. Nucl. Sci. Eng., 1982, 81, 213.
- Delagrange H., Lin S. Y., Fleury A., Alexander J. M. Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 876; Phys. Rev., 1978, C17, 1706.
- 19. Куприянов В. М., Смиренкин Г. Н., Фурсов Б. И. ЯФ, 1984, 39, 556.
- 20. Игнатюк А. В., Смиренкин Г. Н., Тишин А. С. ЯФ, 1975, 21, 485.
- 21. Хойзенга Дж., Ванденбош Р. В кн.: *Ядерные реакции*. Т. 2. М.: Атомиздат, 1964, с. 51.

On Energy Dependence of Fission Probabilities for Transuranium Nuclei Exposed to Fast Neutrons

G. N. Smirenkin, B. I. Fursov

Experimental data on the fission probabilities for transuranium nuclei under the action of neutrons with energies $E_n \leq 20$ MeV are compiled and analyzed. It is shown that shell effects in the deformation energy and in the nuclear level density dominate in the formation of a dependence of the fission probability on E_n , Z and A.

Описание и анализ шансовой структуры сечения эмиссионного деления ^{233—238}U нейтронами

Г. А. Кудяев, Ю. Б. Остапенко, В. В. Пашкевич¹, М. И. Свирин, Г. Н. Смиренкин

Физико-энергетический институт, Обнинск ¹ОИЯИ, Дубна

В рамках статистической теории получено описание сечений деления $\sigma_f(E_n)$ цепочки ядер от ²³³U до ²³⁸U нейтронами с энергией E_n до 20 МэВ и спектров нейтронов реакций ²³⁸U(*n*, *xn*'*f*) и ²³⁸U(*n*, *xn*') для E_n =14÷15 МэВ. В описании использованы результаты расчетов энергии деформации и плотности уровней возбужденных ядер, основанных на реалистических спектрах одночастичных состояний. Выполнен анализ шансовой структуры $\sigma_f(E_n)$ для совокупности исследовавшихся ядер и на его основе для глубокоэмиссионного деления ²³⁸U (до E_n =35÷40 МэВ).

Введение

С ростом энергии бомбардирующих нейтронов процесс деления ядер приобретает эмиссионный характер. Это явление состоит в том, что при энергиях возбуждения *E* исходного составного ядра *A*

$$E \ge E_f^{A-x} + \sum_{i=1}^x B_n^{A+1-x} = E_x , \qquad (1)$$

становится энергетически возможным деление его более легких изотопов A-x — остаточных ядер после испускания x нейтронов. В (1) E_f и B_n — соответственно высота барьера деления и энергия связи нейтрона для ядер, массовые числа которых обозначены верхними индексами, а вся правая часть для x=1, т. е. $E_1 = E_f^{A-1} + B_n^A$, — порог эмиссионного деления. Реакции с разными числами предделительных нейтронов (n, xn'f) часто называют шансами деления, а именно: первым шансом — деление ядра A, (x + 1)-м — деление ядра A-x. Вступление в игру очередного x-го шанса при $E > E_x$ сопровождается подъемом сечения деления $\sigma_f(E)$ на величину $\sigma_{fx}(E)$, т. е.

$$\sigma_f(E) = \sum_{x=0}^{x_{\max}(E)} \sigma_{fx}(E) .$$
⁽²⁾

В результате энергетическая зависимость вероятности деления приобретает ступенчатый характер. Конкретный вид наблюдаемого сечения деления, кроме того, будет определяться энергетическими зависимостями сечения образования составного ядра и соотношения вкладов равновесного и неравновесного механизмов взаимодействия [1, 2].

Ядерная физика [Journal of Nuclear Physics], 1993, т. 56, вып. 1. С. 51-73.

Шансовая структура сечения деления $\sigma_f(E)$ «угасает» с увеличением номера шанса *x* вследствие расширения распределения энергии возбуждения остаточных ядер. С этой точки зрения различные способы возбуждения, используемые для экспериментального изучения процесса деления, представляют разную ценность, причем наибольшую ценность, по-видимому, представляет возбуждение ядер нейтронами. Возможности прямых реакций с заряженными частицами ограничены областью достаточно низких возбуждений — фактически первыми двумя шансами деления [3, 4]. Реакции слияния заряженных частиц используются обычно, напротив, при более высоких энергиях, когда нет трудностей, связанных с влиянием кулоновского барьера [5, 6]. Нейтронные реакции более универсальны в этом смысле. Они обладают и определенными преимуществами по сравнению с фотоядерными реакциями (средства монохроматизации, интенсивность источников, величина сечений, изученность механизма взаимодействия и др.). Эти преимущества сформировались в значительной степени благодаря большой практической роли нейтронных реакций.

Анализ шансового строения энергетической зависимости сечений деления интересен с обеих точек зрения — практической и научной. Практический аспект состоит в том, что спектры вторичных нейтронов, испускаемых в реакциях (n, xn'f) до и после деления, различаются значительно, и, не зная как делится $\sigma_f(E_n)$ на $\sigma_{fx}(E_n)$, нельзя корректно задать энергетическое распределение источника в цепной реакции деления.

Значение предварительной эмиссии нейтронов для физики деления еще больше. Только при энергиях $E < E_1$ ($E_n < E_f^{A-1} \approx 6$ МэВ у актинидов), до порога эмиссионного деления, наблюдаемые характеристики строго относятся к состоянию с параметрами E и A исходных ядер. При энергиях выше этого порога они являются величинами, которые усредняются по делению x_{max} + 1 ядер, образующихся в результате испускания $0 \le x \le x_{\text{max}}$ нейтронов. Без знания отношений $\sigma_{fx}(E_n)/\sigma_f(E_n)$, служащих весами при таком усреднении, невозможен анализ энергетической зависимости свойств процесса деления.

Попытки описания сечений $\sigma_f(E_n)$ выше порога эмиссионного деления, тем более их шансового анализа, немногочисленны [1, 2, 6—12]. Долгое время они не выходили за рамки феноменологии и систематик. Теоретические расчеты в основном приходятся на последнее десятилетие. Большинство расчетов посвящено изучению деления нейтронами и конкретно описанию зависимости $\sigma_f(E_n)$ в области энергий бомбардирующих (первичных) нейтронов $E_n < 20$ МэВ и чисел предделительных (вторичных) нейтронов $x_{max} < 3$, которая «популярна» в связи с практическими потребностями и благоприятна для самого анализа.

Итак, можно констатировать определенный прогресс в обсуждаемом направлении, как, впрочем, и то, что возможности расчета для описания имеющихся экспериментальных данных и теоретических предсказаний, когда их нет, это далеко не одно и то же. Например, можно ли, получив описание наблюдаемого сечения первого шанса $\sigma_{f0}(E_n)$ до порога эмиссионного деления, надеяться на достаточную точность экстраполяции его по энергии на 10—15 МэВ и более? Как показывают расхождения и чувствительность к вариации параметров однотипных расчетов сечений $\sigma_f(E_n)$ и $\sigma_{f0}(E_n)$ для одной реакции (²³⁵U + n) [2, 10, 11], рассчитывать на удовлетворение этого очевидного условия шансового анализа сечений эмиссионного деления без специального исследования нельзя.

Между тем в связи с возросшими экспериментальными возможностями и новыми результатами [13, 14] растет интерес к расчету сечений глубокоэмиссионного деления — при энергиях несколько десятков МэВ и более. По-прежнему актуален вопрос об оценке сечений деления ядер, для которых имеется лишь скудная или противоречивая экспериментальная информация, когда задача существенно выходит за рамки простой подгонки. Чтобы ответить на вопрос, в какой мере теоретический расчет удовлетворяет указанным потребностям, выполнен настоящий анализ. Объектом основных исследований были сечения деления изотопов урана для ядер-мишеней от ²³³U до ²³⁸U в традиционном диапазоне $E_n < 20$ МэВ. На их результатах базируется более полный шансовый анализ эмиссионного деления ²³⁸U + *n* (сечений и спектров нейтронов ($\sigma_f(E_n)$ до $E_n \approx 35 \div 40$ МэВ)), которым заканчивается работа.

1. Исходные предпосылки описания сечений деления

1.1. Входной канал. Механизмы распада. Основные соотношения

Расчеты сечений деления проводились по программе STAPRE [15], в которой реализован формализм Хаузера — Фешбаха [16], учитывающий законы сохранения момента и четности при всех способах распада ядер (деление, эмиссия нейтронов и γ -квантов). Как и в [2, 11], при этом использовались нейтронные коэффициенты прилипания $T_{ij}(E_n)$ из [17] и описание предравновесной эмиссии нейтронов согласно экситонной модели [18].

На рис. 1 показаны характеристики, определяющие входной канал и предполагаемый механизм реакций (сечение реакции и его составляющие):

$$\sigma_r = \sigma_{abs} + \sigma_{dir}, \quad \sigma_{abs} = \sigma_c + \sigma_{peq}, \sigma_{peq} = q\sigma_{abs}, \quad \sigma_c = (1-q)\sigma_{abs},$$
(3)

где σ_{abs} — сечение поглощения нейтронов, σ_{dir} — сечение прямого возбуждения низколежащих уровней при неупругом рассеянии нейтронов, σ_c — сечение образования составного ядра, σ_{peq} и q — сечение предравновесной эмиссии нейтронов и его доля в σ_{abs} . Все величины в (3) являются функциями энергии нейтронов, причем соотношение между σ_c и σ_{peq} , точнее говоря q, определяется средним квадратом матричного элемента для двухквазичастичного взаимодействия экситонной модели, выбранного в виде

$$\left\langle \left| M \right|^2 \right\rangle = 10A^{-3} \text{ M}_{3}\text{B}^2 \tag{4}$$

в соответствии с анализом [2] спектров нейтронов из реакций 238 U(*n*, *xn*').



Рис. 1. Результаты расчетов нейтронных сечений для входного канала реакции 238 U + n: 1 — σ_r , 2 — σ_{abs} , 3 — σ_c , 4 — σ_{peq}

В широкой окрестности порога эмиссионного деления нейтронами $\sigma_r \approx \sigma_{abs}$ достаточно слабо зависит от Е_n; аналогично ведет себя с изменением энергии отношение средних делительной и нейтронной ширин или проницаемостей. В силу этих двух факторов энергетическая зависимость приобретает ступенчатый характер с участками плато на каждом уровне (2) с $x_{\text{max}} = 0, 1, 2, \dots$ Параметр q, определяющий относительный вклад предравновесного механизма, быстро уменьшается при $E_n \to 0$, так что в области первого «плато» $\sigma_{abs} \approx \sigma_c (q \approx 0)$.

Ниже порога эмиссионного деления $\sigma_f(E_n)$ с учетом сказанного можно представить как

$$\sigma_{f}(E_{n}) = \pi \lambda^{2} (E_{n}) \sum_{J,l,j} g_{J} T_{lj}(E_{n}) P_{f}^{J\pi}(E_{n}) = \sigma_{c}(E_{n}) P_{f}(E_{n}), \qquad (5)$$

$$P_{f}^{J\pi} = \left[T_{f} / (T_{f} + T_{n} + T_{\gamma}) \right]_{J\pi}, \qquad (5)$$

$$T_{f}^{J\pi}(E_{n}) = \sum_{l',j'} \sum_{\nu} T_{l'j'}(E_{n} - E_{\nu}) + \sum_{J',l',j'} \int_{0}^{E_{n} - E_{\nu_{\max}}} T_{l'j'}(\varepsilon) \rho_{n}(E_{n} - \varepsilon, J') d\varepsilon, \qquad (6)$$

где $P_f^{J\pi}$ — делимость составного ядра для заданных спина J и четности π , $P_f = \sigma_f / \sigma_c$ средняя делимость, g_J — статистический множитель, T_f , T_n , T_γ — проницаемости для процессов деления, эмиссии нейтрона и радиационной разрядки соответственно, E_v и ρ_n (U, J) — дискретные уровни и плотность уровней сплошного спектра возбуждений остаточного ядра после эмиссии нейтрона. Разделение $T_n^{J\pi}$ на дискретную и непрерывную части спектра уровней остаточного ядра существенно в дальнейшем, в частности при выборе модели плотности уровней (разд. 1.2).

Делительную проницаемость, опуская индексы J и π , можно представить так:

$$T_{f}(E) = \frac{T_{A}(E)T_{B}(E)}{T_{A}(E) + T_{B}(E)}, \quad T_{i}(E) = \int_{0}^{E-E_{fi}} \frac{\rho_{fi}\left(E - E_{fi} - x\right)dx}{1 + \exp\left(-2\pi x/\hbar\omega_{i}\right)}, \tag{7}$$

где E_{fi} и $\hbar \omega_i$ — высоты и параметры кривизны горбов (i = A или B). В дискретной области отдельные переходные состояния (каналы деления) можно выделить в

(7) по аналогии с (6). Благодаря размытию, обусловленному конечной проницаемостью барьеров $\hbar \omega_i \approx \Delta E_{fi} \neq 0$), вклад таких каналов можно моделировать, как в [19], допуская постоянство $\rho_{fi}(U)$ при $U < E - E_{fi} \approx 0.5 \div 1.0$ МэВ. Отметим свойство, важное при выборе ядер, наиболее благоприятных для анализа $\sigma_f(E_n)$ (разд. 1.3), которое заключается в том, что при преобладании одной из проницаемостей $T_i(E)$ проницаемость всего барьера будет определяться меньшей, например при $T_A >> T_B$ $T_f = T_B(1 + T_B / T_A)^{-1} \approx T_B$.

Изложенная теоретическая часть описания сечений деления полностью соответствует циклу работ [2, 11]. Ниже рассматриваются вопросы, которые решаются в настоящей работе иначе.

1.2. Плотность ядерных уровней

При статистическом описании сечений деления в предыдущих работах использовано практически все разнообразие представлений о плотности внутренних возбуждений $\rho_{\text{вн}}$ (*U*, *J*): модели постоянной температуры и ферми-газа, сверхтекучая модель [20], комбинаторные расчеты [21], гибридные подходы, объединяющие в одном описании разные модели [22, 23]. Это один из основных источников расхождений результатов расчетов и шансового анализа $\sigma_f(E_n)$.

В данной работе мы попытались избавиться от эмпиризма в статистическом описании $\rho_{\text{вн}}(U, J)$. С этой целью создан и использован комплекс программ, обеспечивающих расчеты одночастичного спектра для деформированного потенциала Вудса — Саксона, а на его основе — потенциальной энергии деформации по методу оболочечной поправки [24] и плотности внутренних возбуждений по сверхтекучей модели [20]. При этом в параметризации формы ядра и выборе параметров теории (параметров среднего поля, модели жидкой капли, констант парного взаимодействия и др.) мы следовали работам [25].

В расчетах $\rho_{\rm BH}(U, J)$ использовалось приближение малых угловых моментов, в котором в случае аксиальной симметрии ядер

$$\rho_{\rm BH}(U,J) = \omega(U) - \frac{2J+1}{\sqrt{8\pi}\sigma_{\perp}^2 \sigma_{\parallel}} \exp\left(-\frac{J(J+1)}{2\sigma_{\perp}^2}\right),\tag{8}$$

где $\sigma_i^2 = J_i t$ — параметры спиновой зависимости, J_i — момент инерции относительно *i*-й оси, *t* — температура ядра, $\omega(U)$ — плотность состояний, которую в весьма общем виде можно определить как

$$\omega(E, I_1, \dots, I_n) = \frac{\exp[S(E, I_1, \dots, I_n)]}{(2\pi)^{(n+1)/2} (|\det|)^{1/2}},$$
(9)

где $E, I_1, ..., I_n$ — набор интегралов движения системы, S — ее энтропия, det — детерминант, составленный из вторых производных по термодинамическим переменным. В интересующем нас случае три таких интеграла движения: энергия E (или энергия возбуждения U) и числа частиц (протонов (Z) и нейтронов (N)).

Сверхтекучая модель ядра отличается от модели невзаимодействующих частиц (ферми-газа) учетом важного при низких энергиях остаточного парного взаимодействия корреляционного типа. Его характеризуют матричным элементом взаимодействия *G*. Приведем основные соотношения модели:

$$S = 2 \sum_{p=N,Z} \sum_{i} \left[\beta E_{i,p} \overline{n}_{i,p} - \ln\left(1 - \overline{n}_{i,p}\right) \right], \tag{10}$$

$$Z(N) = \sum_{i} \left[1 - \frac{\varepsilon_{i,p} - \lambda_p}{E_{i,p}} \left(1 - 2n_{i,p} \right) \right],\tag{11}$$

$$E = \sum_{p=N,Z} \sum_{i,p} \varepsilon_{i,p} \left[1 - \frac{\varepsilon_{i,p} - \lambda_p}{E_{i,p}} \left(1 - 2\overline{n}_{i,p} \right) \right] - \frac{\Delta^2}{G_p},$$
(12)

$$\frac{2}{G_p} = \sum_{i} \frac{1 - 2\overline{n}_{i,p}}{E_{i,p}},$$
(13)

$$E_{i,p} = \left[\left(\varepsilon_{i,p} - \lambda_p \right)^2 + \Delta_p^2 \right]^{1/2}, \quad \overline{n}_{i,p} = \left(1 + \exp\left[\beta \left(E_{i,p} - \lambda_p \right) \right] \right)^{-1}. \tag{14}$$

В (10)—(14) $\varepsilon_{i,p}$ — энергии дискретных одночастичных состояний протонной и нейтронной подсистем, λ_p — соответствующие химические потенциалы, Δ_p — корреляционная функция, $\beta = t^{-1}$.

Последовательного описания плотности уровней с учетом коллективных возбуждений пока нет. Их вклад оценивается в адиабатическом приближении [26], позволяющем представить совокупную плотность уровней разной природы как [20]

$$\rho(U,J) = \rho_{\rm BH}(U,J)k_{\rm pot}(u)k_{\rm BH\delta}, \qquad (15)$$

где $k_{\text{рот}}$ и $k_{\text{виб}}$ — коэффициенты ротационного и вибрационного увеличения плотности уровней. Как следует из приведенных ниже адиабатических оценок, $k_{\text{рот}}$ сильно зависит от симметрии формы ядра:

$$k_{\rm por} = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер} (a) \\ \sigma_{\perp}^{2} & \text{для аксиально- и зеркально-симметричных ядер} (b) \\ 2\sigma_{\perp}^{2} & \text{для аксиально-симметричных, но зеркально-асимметричных ядер} (c) \\ \sqrt{8\pi}\sigma_{x}\sigma_{y}\sigma_{z} & \text{для ядер, не имеющих симметрии вращения} (c) \\ \sqrt{\pi/2}\sigma_{x}\sigma_{y}\sigma_{z} & \text{для ядер, обладающих симметрией поворота на 180° вокруг} \\ & \text{всех осей}(D_{2}\text{-симметрия}) \\ \end{cases}$$
(д)

где в случае аксиально-симметричных ядер $J_x = J_y = J_{\perp}, J_z = J_{\parallel}$, откуда следует, что $\sigma_x \sigma_y \sigma_z \simeq \sigma_{\perp}^2 \sigma_{\parallel}$. Выражения (16а) и (16б) важны для описания плотности

уровней с равновесной деформацией [20, 27], (16б)—(16д) — для описания плотности переходных состояний на вершине внутреннего и внешнего горбов барьера деления [3, 28]. Для $k_{виб}$ приведем жидкокапельную оценку [20]

$$k_{\text{виб}}^{\text{МЖK}} = \exp\left(1,7\left(\rho_0 A/\hbar^2 \sigma_0\right)^{2/3} r_0^2 t^{4/3}\right),\tag{17}$$

где ρ_0 — плотность ядра, σ_0 — коэффициент поверхностного натяжения. Для основных состояний актинидов при $U = B_n$ (энергии связи нейтрона) характерны значения $k_{\text{рот}} = 30 \div 50$, $k_{\text{виб}} = 2 \div 3$.

На рис. 2а различные варианты расчета сравниваются с экспериментальными данными о плотности уровней ядра ²³⁸U в равновесном состоянии. Результаты расчета и измерений представлены в виде полной (проинтегрированной по *J*) плотности уровней

$$\rho_{tot}(U) = \int_{0}^{\infty} \rho(U,J) dJ = 2\sigma_{\perp}^{2} \rho(U,0).$$
(18)

Гистограмма получена подсчетом числа известных дискретных уровней E_v [29] без ограничений по спину и четности, значение $\rho_{tot}(B_n)$ вычислено согласно (18) из данных о среднем расстоянии между нейтронными резонансами [30]. Кривые на рис. 2а соответствуют разным значениям коэффициента коллективного увеличения $k_{\text{кол}} = \rho(U, J)/\rho_{\text{вн}}(U, J)$: 1 — $k_{\text{кол}} = 1$; 2 — $k_{\text{кол}} = k_{\text{рот}} = \sigma_{\perp}^2$; 3 — $k_{\text{кол}} = \sigma_{\perp}^2 k_{\text{виб}}$;



Рис. 2. Полная плотность уровней $\rho_{tot}(U)$ ядра ²³⁸U при равновесной деформации. Гистограмма — плотность низколежащих дискретных уровней [29]; \circ — $\rho_{tot}(B_n)$. Сплошные кривые — варианты расчета настоящей работы, штрихпунктирная расчет по систематике ОСМ [27], штриховая — низкоэнергетический участок расчета по гибридной модели [2, 23]

4 — кривой 3, дополнительно умноженной на константу *с*. В среднем она составляет 2,5 для четно-четных ядер урана и 1,5 для нечетных. Происхождение несоответствия между экспериментальной и теоретически рассчитанной плотностью уровней, устраняемого нами с помощью нормирующего множителя *с*, обсуждается также в работах [31, 32]. Причину его появления можно связывать с недостаточной точностью расчета любого из сомножителей (15).

На рис. 2б показана $\rho_{tot}(U)$ для разных моделей плотности уровней, которые использовались в последних работах по анализу сечений деления тяжелых ядер [2, 8, 32]. Сплошной кривой на нем показана кривая 4 с рис. 2а. Практически неотличима от нее на рис. 2б плотность уровней ядра ²³⁸U, полученная в [32] из комбинаторных расчетов при $U \leq 3$ МэВ и из расчетов, подобных нашим, при $U \gtrsim 3$ МэВ. Штрихпунктирная кривая соответствует систематике обобщенной сверхтекучей модели (ОСМ) с феноменологическим учетом коллективных эффектов согласно (15)—(17) и оболочечных эффектов в $\rho_{\rm BH}(U, J)$ посредством введения энергетической зависимости параметра плотности уровней [27]

$$a(U,Z,A) = \begin{cases} \tilde{a}(A) \left[1 + \delta \omega(Z,A) \frac{f(U-E_0)}{U-E_0} \right] & \text{для } U > U_c, \\ a(U_c,Z,A) = a_c & \text{для } U < U_c, \end{cases}$$
(19)

где $\delta\omega(Z, A)$ — оболочечная поправка, для основных состояний ядер рассчитанная согласно [33]; $f(x) = 1 - \exp(-\lambda x)$ — полуэмпирическая функция, в которой λ — параметр, определяющий скорость затухания оболочечных эффектов, т. е. перехода к однородным распределению нуклонов и одночастичному спектру; последнему соответствует асимптотическое жидкокапельное значение $\tilde{a} = \alpha A$; параметры $\alpha = 0,093$ МэВ⁻¹ и $\lambda = 0,064$ МэВ⁻¹ получены подгонкой функционала ОСМ под наблюдаемую плотность резонансов.

Для используемого в систематике ОСМ приближения однородного спектра характерно существование критической «точки» фазового перехода U_c из сверхтекучего состояния ($U < U_c$) в нормальное (ферми-газовое)

$$U_c = 0,472 \ a_c \ \Delta_0^2 - n \Delta_0 \tag{20}$$

и сдвига основного состояния на величину энергии конденсации

$$E_0 = 0,152 \ a_c \ \Delta_0^2 - n\Delta_0 \tag{21}$$

при $U > U_c$. В (20) и (21) Δ_0 — корреляционная функция основного состояния, n = 0, 1 и 2 для четно-четных, *A*-нечетных и нечетно-нечетных ядер. В систематике ОСМ принимается $\Delta_0 = 12 \text{ A}^{-1/2} \text{ МэВ [33]}.$

Систематика ОСМ удачно использована при описании и анализе делимости доактинидных ядер в районе Pb и легче [5]. Мы предполагали применить ее и в области тяжелых ядер, апробировав (и не без успеха) сначала на ядрах в районе Ra [19, 34] — на стыке актинидов и доактинидов. Несмотря на это, от систематики ОСМ в шансовом анализе сечений деления трансактиниевых ядер пришлось отказаться по причине, которая поясняется с помощью рис. 2б. Кривая систематики ОСМ проходит вблизи экспериментальной точки при $U = B_n$, но круче, так что при малых U оказывается почти на порядок ниже гистограммы. Это означает несогласованность двух частей (дискретной и непрерывной) в (6), которая приводит к трудности одновременного описания $\sigma_f(E_n)$ в районе порога и в области плато. Характерной иллюстрацией такой трудности может служить пример, связанный с циклом работ [2, 10, 11, 35], а именно с тем, что, начав, как и мы, с систематики ОСМ, авторы [35] кончили гибридной моделью [2, 10, 11], в которой на низкоэнергетическом участке $\ln \rho_{tot}(U)$ имеет линейную зависимость от U (рис. 26). При теоретическом описании нет необходимости вносить искажения в энергетическую зависимость плотности уровней, поскольку согласование с экспериментом как при $U = B_n$, так и при малых U достигается с помощью единого для всей расчетной кривой множителя *с*.

1.3. Выбор объекта для шансового анализа

Для рассматриваемой задачи важно наличие экспериментальной информации для деления цепочки соседних изотопов. Такие данные, по крайней мере о сечениях деления, имеются для изотопов урана и плутония. Мы отдали предпочтение первым, поскольку для них больше экспериментальных данных о других характеристиках процесса деления [12, 36], по которым можно судить о шансовой структуре сечений, прежде всего об обсуждаемых здесь нейтронах эмиссионного деления (разд. 4 и [12]). Кроме этого параметры их потенциального барьера более благоприятны для анализа, поскольку [3, 37—39]:

а) внутренний горб A зеркально-симметричен, но аксиально-асимметричен (N > 142);

б) внешний горб *B*, напротив, аксиально-симметричен, но зеркально-асимметричен;

в) разность высот горбов $\delta_{AB} = E_{fA} - E_{fB}$ уменьшается с уменьшением Z, причем в среднем для U $\delta_{AB} < 0$, для Pu $\delta_{AB} > 0$.

Свойства а) и в) обеспечивают неравенство $T_A >> T_B$, которое, как отмечалось в связи с (7), приводит к $T_f \approx T_B$ и, как следствие, к уменьшению чувствительности описания $\sigma_f(E_n)$ к параметрам горба A. Чем сильнее указанное неравенство, тем физическая картина, по крайней мере в надбарьерной области E_n , ближе к случаю «эффективного» одногорбого барьера [19].

Для противоположного случая характерна менее благоприятная ситуация. Во-первых, в силу того что $\delta_{AB} > 0$, порог определяется E_{fA} , а, в силу того что $k^{A}_{\text{рот}}$ согласно (16г, д) больше, чем $k^{B}_{\text{рот}} = 2 \sigma_{\perp}^{2}$, сечение в области первого плато и еще больших E_{n} сложно зависит и от E_{fA} , и от E_{fB} . Во-вторых, анализ, проводимый в [34], ставит под сомнение корректность адиабатической оценки $k_{\text{рот}}$ в указанных случаях для интересующего диапазона энергий (см. также [40]). Наконец, сами расчеты одночастичного спектра, а с ними и $\rho_{\text{вн}}(U, J)$ существенно усложняются с учетом аксиальной асимметрии ядра. 1.4. Полумикроскопические расчеты энергии деформации и плотности ядерных уровней



Рис. 3. Расчетные барьеры деления для четно-четных изотопов U

В расчетах энергии деформации $V(\alpha) = V(\alpha, \alpha_1, \alpha_4)$, проводившихся в соответствии с [24, 25], использовалась параметризация формы ядра с помощью овалоидов Кассини, в которой учитывались три типа параметров деформации: α — основной (квадрупольной) деформации, характеризующей удлинение ядра, α_1 — октупольной (масс-асимметричной), α_4 — гексадекапольной. Параметры, соответствующие долине деления, т. е. min $V(\alpha, \alpha_1, \alpha_4)$ при фиксированных значениях α , будем обозначать $\hat{\alpha}_1$ и $\hat{\alpha}_4$. На рис. 3 представлены барьеры деления, т. е. $V(\alpha, \hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_4) = V(\alpha)$, для

четно-четных изотопов урана. На рисунке показана зависимость потенциальной энергии $V(\alpha)$ от основной делительной (квадрупольной) деформации α , характеризующей удлинение ядра. При этом параметры октупольной ($\alpha_1 = \hat{\alpha}_1$) и гексадекапольной ($\alpha_4 = \hat{\alpha}_4$) деформаций соответствуют дну долины деления. Кривые для ²³⁶U, ²³⁴U и ²³²U сдвинуты вниз по оси ординат на 4, 8 и 12 МэВ



Рис. 4. Влияние октупольной деформации α_1 на форму барьера деления V(α) ядра ²³⁶U. Сплошная кривая — расчет V(α) с минимизацией по α_1 , штриховая — расчет с α_1 =0, штрих-пунктирная — значения $\hat{\alpha}_1$, соответствующие дну долины деления, для области внешнего горба *В*

соответственно. На рис. 4 на примере ядра ²³⁶U демонстрируется роль учета октупольной деформации сравнением $V(\alpha, \hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_4)$ с $V(\alpha, 0, \hat{\alpha}_4)$. Там же показана зависимость $\hat{\alpha}_1$ от α ($\alpha_4 = \hat{\alpha}_4$).

Разумеется, значения E_{fi} , которые следуют из проведенных нами и других аналогичных расчетов энергии деформации, бессмысленно пытаться использовать в описании сечений деления. Погрешность расчетов по методу оболочечной поправки 0,5—1,0 МэВ. Такой вариации, например, E_{fB} в реакции ²³⁸U(*n*, *f*) соответствует изменение σ_f в области первого плато в 2—4 раза. В расчетах $\sigma_f(E_n)$ эти величины должны остаться в качестве свободных параметров. На рис. 5 для ядра ²³⁹U кроме кривой барьера $V(\alpha)$ и ее составляющей $\delta W(\alpha)$ (оболочечной поправки) приведены значения корреляционных функций для протонной (Δ_{0Z}) и нейтронной (Δ_{0N}) компонент, вычисленные для отдельных α ($\alpha_1 = \hat{\alpha}_1, \alpha_4 = \hat{\alpha}_4$) и соединенные отрезками ломаной линии. Там же показаны корреляционные функции эквивалентной однокомпонентной модели [41]

$$\Delta_0 = \left[\Delta_{0N}^2 + \Delta_{0Z}^2 \left(Z/N \right)^{1/3} \right]^{1/2} \left[1 + \left(Z/N \right)^{1/3} \right]^{-1/2}.$$
 (22)

Некоторая информация о плотности уровней $\rho(U, J, \alpha)$ дается в табл. 1. Напомним, что плотность уровней остаточного ядра ²³⁸U в нейтронном канале распада возбужденного ядра ²³⁹U показана на рис. 2.



Рис. 5. а) барьер деления $V(\alpha)$ ядра ²³⁹U (сплошная кривая) и его оболочечная составляющая $\delta W(\alpha)$ (штриховая); б) корреляционные функции для протонной Δ_{0Z} (сплошная кривая) и нейтронной Δ_{0N} (штрих пунктирная) компонент, Δ_0 (штриховая) эффективные значения однокомпонентной системы (22). Везде $\alpha_1 = \hat{\alpha}_1$ и $\alpha_4 = \hat{\alpha}_4$

1.5. Примеры приложений

Результаты расчетов сечений реакций (n, xn'f) и (n, 2n') (рис. 6), а также спектров нейтронов в (n, xn')-процессах (рис. 7) для ядра-мишени ²³⁸U сравниваются с экспериментальными данными [42—44]. В расчете $\sigma_n(E_n)$, конкретно при поиске E_{fi} , мы ориентировались на систематики и другую информацию о барьерах [3, 37—39], которые используют наиболее полную совокупность данных о мгновенном и задержанном делении. Это же определило и выбор описания k^{4}_{por} в пользу (16). В остальном мы следовали результатам теоретического описания $* \rho(U, J, \alpha)$, показанным на рис. 2 и 5, в отличие от результатов

^{*} Под теоретической плотностью уровней мы понимаем результаты расчетов $\rho_{\text{вн}}(U, J, \alpha)$ согласно (8)—(14) с реальным одночастичным спектром для заданной деформации ядра α , которые затем умножаются на $ck_{\text{кол}}(U, \alpha)$, где $k_{\text{кол}}(U, \alpha)$ следует (16) и (17), а *с* — нормировочный множитель, выбираемый в соответствии с обсуждением рис. 2 и принимаемый не зависящим от α .

аналогичных расчетов [2, 10, 11] с гибридной систематикой плотности уровней [23]. Расчеты интегральных и дифференциальных сечений проводились по программе STAPRE, причем предполагалось, что неравновесный механизм распада «работает» лишь на первой ступени эмиссионного каскада, а на всех остальных является чисто испарительным.

На рис. 7 демонстрируется энергетическое распределение неупругого рассеяния нейтронов $d\sigma_{ne}(E)/dE$ [43] и его парциальные компоненты. Непринужденность, с которой получено согласие с экспериментом, необходимо отметить, поскольку аналогичное описание обсуждаемых ниже спектров нейтронов, связанных с делением при тех же $E_n = 14$ —15 МэВ, сталкивается с определенными трудностями (см. разд. 3 и также [12]).



Puc. 6. а) результаты теоретического описания сечения деления нейтронами ядра-мишени ²³⁸U (сплошная кривая) и его составляющих σ_{f0} и σ_{f0} + σ_{f1} (штриховые),
 * — стандартные значения сечения [42]; б) результаты теоретического расчета сечения реакции ²³⁸U(n, 2n') (кривая) и экспериментальные значения из работы [44]



Рис. 7. Структура энергетического распределения неупругого рассеяния нейтронов dσ_{ne}(E)/dE на ядрах ²³⁸U для энергии бомбардирующих нейтронов 14,3 МэВ. Точки — экспериментальные данные из работ [43]. Кривые — результаты теоретических расчетов; 1—3 — спектры эмиссии первого — третьего нейтронов за счет равновесного механизма испарения, 4 — спектр первого предравновесного нейтрона, 5 — суммарный спектр

Таблица	 Средние 	параметрь	равновесного и п	ереходных (.	АиВ) состояний ядер	þ
---------	-----------------------------	-----------	------------------	--------------	-----	------------------	---

Состояние ядра	$ ilde{a}/A$, Мэ B^{-1}	$\Delta_0 \sqrt{A}$, МэВ	δ <i>W</i> , МэВ
Равновесное	0,0885	11,5	-
Горб А	0,091	13,8	-0,1*
		12,8	≈0,0
Горб В	0,0905	13,4	-0,3
		11,7	-1.0

*Для обоих переходных состояний даются два значения: верхнее — по результатам прямых расчетов энергии деформации, нижнее — по результатам подгонки расчетных сечений деления.

2. Анализ сечений эмиссионного деления

2.1. Область *E_n* < 20 МэВ, *x* < 3

По сравнению с достигнутым на рис. 6а описанием практика выдвигает более жесткие требования к точности теоретического расчета как полного сечения деления, так и разложения его на парциальные составляющие — шансы. Более детальная подгонка к экспериментальным данным нуждается в возмож-

ности варьирования кроме высот барьера также параметров описания плотности уровней в делительном канале реакции. Сегодня вариация параметров теоретической модели (параметры среднего поля, матричный элемент G, включение в описание формы ядра деформаций высших порядков и т. д.) при проведении расчетов сечений деления для широкого круга ядер и в достаточно широком диапазоне энергий налетающих нейтронов не представляется возможной как из-за ограниченности наших вычислительных ресурсов, так и из-за отсутствия надежной экспериментальной информации, на которую можно опереться при такой подгонке параметров делительного канала^{*}. Поэтому мы использовали аппроксимацию теоретических расчетов $\rho_{fi}(U, J, \alpha)$ по формулам феноменологического варианта ОСМ [27] (достигалась точность аппроксимации не хуже 3 %), допуская при этом вариации параметров делительного канала около полученных таким образом «микроскопических» значений, о величине которых можно судить по табл. 1. В ней даются значения параметров, усредненные по цепочке исследовавшихся изотопов $A = 233 \div 239$, поскольку ни расчеты энергии деформации и плотности состояний, ни описание и анализ сечений деления не выявили систематической А-зависимости. Исключение сделано для высот горбов барьера E_{fi} , которые приведены в табл. 2.

	$E_{fi}^{\text{reop}*}$,		Результаты анализа				
А	настояща	ая работа	настоящая работа		[3]	7]	
	E_{fA}	E_{fB}	E_{fA}	E_{fB}	$E_{f\!A}$	E_{fB}	
233	3,7	5,66	5,7	5,9			
234	4,0	5,67	5,6	5,7	5,6	5,5	
235	4,5	5,93	5,7	5,8	5,9	5,5	
236	4,6	5,94	5,6	5,9	5,6	5,5	
237	5,1	6,22	5,7	5,9	6,1	5,9	
238	5,2	6,31	6,1	6,1	5,7	5,7	
239	6,0	6,62	6,0	6,1	6,3	6,1	

Таблица	2. Высота г	орбов	барьеров	деления	E_{fi} ,	МэВ

* $E_{f_i}^{\text{теор}} = V(\alpha_i) - (\alpha_g) - \hbar \omega_g / 2$, где $\hbar \omega_g / 2 = 0,5$ МэВ — энергия нулевых колебаний, *g* — индекс равновесного состояния ядер.

На рис. 8 представлена зависимость $\sigma_f(E_n, A)$ для изотопов урана в области $E_n < 20$ МэВ и $A = 233 \div 239$. Экспериментальная (в отдельных случаях косвенная) информация взята из [42, 45—49]. Для ^{235,238}U + *n* это стандарты нейтронных сечений [42]. Сплошные кривые описывают результаты расчета полных сечений

^{*} Хотя очевидно, например, что неустойчивость оболочечной поправки, которая резко меняется в ближайшей окрестности внешнего горба *B* (рис. 5), устраняется включением деформаций высших порядков (см. также [25]). Еще сложнее ситуация в окрестности внутреннего горба *A*, требующая, как уже отмечалось, учета иных деформаций — аксиально-асимметричных [3, 25, 28, 37].

деления $\sigma_f(E_n)$, штриховые — экстраполяции их составляющих: σ_{f0} , $\sigma_{f0} + \sigma_{f1}$ и т. п. В табл. 2 значения E_{fi} , отвечающие расчетным кривым на рис. 8, сравниваются с результатами наших теоретических расчетов $V(\alpha)$ и с результатами, полученными из анализа сечений деления (или делимости) ядер урана в работах [3, 37, 39]. Дополним их значениями E_{fA} и E_{fB} , полученными разными авторами при анализе вероятности фотоделения и приведенными в [38]: соответственно 5,8—6,0 и 5,9—6,1 МэВ для ²³⁸U и 5,6—6,1 МэВ для обоих горбов барьера деления ²³⁶U.



Рис. 8. Зависимость $\sigma_f(E_n, A)$ для изотопов U. Точки — экспериментальные значения из [38, 41—45], кривые — расчет

2.2. Параметры описания плотности уровней и сечений деления

При сравнении результатов теоретического расчета и эксперимента можно выделить три характерных случая:

а) в теории нет свободных параметров;

б) таких параметров мало, и основной целью является их определение;

в) свободных параметров много, и их истолкование утрачивает смысл.

Рис. 2, 6 и 7 соответствуют промежуточной ситуации между а) и б), рис. 8 — между б) и в). Рассмотрим конкретнее параметры, представленные в табл. 1 и 2.

Необходимо различать два вида подгонок, которые приводятся в настоящей работе. Одна связана с аппроксимацией теоретической плотности уровней $\rho(U, J, \alpha)$ функционалом феноменологического варианта ОСМ с тремя свободными параметрами \tilde{a} , Δ_0 , δW — функциями α . Другая обеспечивает улучшение описания наблюдаемых сечений деления (см. выше). При осуществлении ее из трех параметров варьировались два последних, а для \tilde{a} сохранялись «теоретические»^{*} значения, которые, как видно из табл. 1, немного различаются для равновесного и переходных состояний ядер — в среднем примерно так, как следует из влияния поверхности ядра на \tilde{a} [5, 20].

Изменения параметров Δ^i_0 и δW_i для переходных состояний, потребовавшиеся для согласования расчетных сечений деления с экспериментальными (верхние и нижние значения в табл. 1), относительно невелики: для Δ_0^i менее 15%, для δW_i сравнимы с погрешностью метода расчета. Отметим, что вытекающее непосредственно из расчетов неравенство для корреляционных функций $\Delta^g_0 < \Delta^B_0 \approx \Delta^A_0$ (см. также рис. 5) трансформировалось в $\Delta^g_0 \approx \Delta^B_0 < \Delta^A_0$. хотя все значения в табл. 1 не более чем на 10 % отличаются от известной феноменологической оценки $\Delta^{g}_{0} = 12^{-1/2}$ [33]. Укажем также, что масштаб отличий Δ^{i}_{0} и Δ^{g}_{0} (д — индекс равновесного состояния ядер) в нашем анализе и в работах [2, 10, 11, 35] приблизительно одинаковый. Они больше различаются величиной оболочечных поправок δW_i для обоих переходных состояний. В указанном цикле работ принимались $\delta W_A = 2,5$ МэВ и $\delta W_B = 0,6$ МэВ в соответствии с систематиками *E*_{fi} [37, 39], использующими одномерное описание барьера. Наши значения на 1,5-2,5 МэВ меньше, и этим уточнением мы обязаны проведенным здесь расчетам для трехмерной параметризации формы и энергии деформации ядра. Можно ожидать дальнейшего прогресса с увеличением числа учитываемых при расчетах параметров деформации α_n [25]. По той же причине трудно сравнивать оболочечные поправки δW_g для равновесных состояний ядер, вычисленные в рамках теоретических расчетов и согласно формуле масс [33], в которой учитывается лишь квадрупольная деформация ядер. Поэтому ограничимся их полуколичественным сопоставлением. С точностью до небольших четно-нечет-

^{*} Здесь использованы кавычки, поскольку само понятие параметра плотности уровней является однозначным лишь в случае эквидистантного одночастичного спектра ($a = \tilde{a} =$ const). Он присутствует в (19), но его нет в достаточно общей теоретической модели (8)—(14) (см. подробности в [20]).

ных различий ядер оболочечная поправка δW_g уменьшается с уменьшением A, составляя –(1,35—1,65) МэВ в [33], –(2,5—4,0) МэВ в теоретических расчетах $\delta W(\alpha)$, –(1,5—3,5) МэВ при аппроксимации результатов теоретических расчетов р(U, J, α) с помощью феноменологических соотношений ОСМ.

Результаты расчета и анализа наблюдаемых сечений деления для высот горбов барьера E_{fi} неплохо согласуются между собой, особенно для внешнего горба B (табл. 2). В этой связи отметим, что для принятых нами предположений о симметрии горбов расчетная величина сечения деления в середине первого плато втрое менее чувствительна к изменению E_{fA} , чем к E_{fB} при $\delta_{AB} = -0,1$ МэВ, и более чем на порядок в случае $\delta_{AB} = -0,3$ МэВ. Поэтому результаты нашего анализа для внутреннего горба значительно менее надежны, чем для внешнего. Как и в других аналогичных работах, мы оцениваем погрешность $\Delta E_{fB} = \pm 0,2$ МэВ.

Сравнение результатов расчета $\sigma_f(E_n)$ в настоящей работе и [2, 11], демонстрируемое на рис. 9 на примере ²³⁸U + *n*, показывается на описании экспериментальных данных. Можно лишь догадываться, как кривые разойдутся, если придется существенно расширить диапазон E_n , хотя в традиционной области $E_n < 20$ МэВ обе они в пределах погрешностей удовлетворительно согласуются с экспериментом. Стоит подчеркнуть, что это согласие достигнуто благодаря наличию достаточного числа свободных параметров в обоих анализах — фактору, обеспечивавшему описание наблюдаемых сечений и для значительно более грубых моделей [6, 8, 49]. С этой точки зрения для надежности теоретических предсказаний, два примера которых рассматриваются ниже, адекватность модели и параметров гораздо важнее, чем качество описания, полученное для известных объектов с помощью подгонки.



Рис. 9. Сравнение наших результатов расчетов сечений деления нейтронами ядра-мишени ²³⁸U (сплошные кривые) с результатами расчетов [2] (штриховые). Точки — стандартные значения [42]

2.3. Оценка сечения деления ²³⁷U нейтронами

Очевидно значение сформулированного требования для оценки данных, т. е. построения интересующей нас зависимости при недостатке или в отсутствие результатов измерений. В этой связи мы выделим на рис. 8 и обсудим кривую для A = 238, представляющую интерес с точки зрения оценки сечения деления нейтронами короткоживущего ядра ²³⁷U ($T_{1/2} = 6,7$ сут), для которого имеются лишь грубые [50] или косвенные данные [47, 48]. Вклад делений этого изотопа, аналогичного по четности числа нуклонов ядрам-мишеням ^{233, 235}U и делящегося медленными нейтронами, важно учитывать при анализе баланса нейтронов в размножающих системах, содержащих уран.

Сечение деления ядра ²³⁸U, демонстрируемое на рис. 8, представляет интерес и с другой точки зрения. Еще в [3] обращалось внимание на то, что делимость его в реакции (γ , f) не воспроизводится без предположения о наличии двух седловых точек на внешнем горбе, одна из которых (более низкая) соответствует аксиально-симметричной, но массово-асимметричной конфигурации ядра, другая (расположенная примерно на 0,3 МэВ выше) — массово-симметричной, но аксиально-асимметричной конфигурации. Мы не столкнулись с этой трудностью при описании сечения деления ²³⁷U нейтронами и убедились, что она не возникает при распространении его (с теми же параметрами) на сечение реакции ²³⁸U(n, n'f).

2.4. Экстраполяция в область глубокоэмиссионного (*E_n* < 40 МэВ, *x* < 7) деления

Рецепт, использованный выше, может быть внедрен в расчеты для более широкой области E_n , чем в предыдущих разделах, — на всю длину цепочки исследованных в данной работе изотопов. Например, для ядра ²³⁸U в результате проведенного анализа мы имеем параметры, необходимые для описания сечений всех процессов (n, xn'f) с x = 0, 1, ..., 6 (в коде STAPRF x_{max} также равно 6). На рис. 10 представлены результаты расчетов сечения деления для ²³⁸U + n до 40 МэВ. При проведении их в области $20 < E_n < 40$ МэВ мы использовали описание, реализованное при более низких энергиях, не внося изменений ни в модель, ни в параметры. Отметим, что успешно прошло испытание описания входного канала реакции [17], обнаружившее удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных полных сечений до $E_n = 30$ МэВ [51].

На рис. 10а сплошные кривые — сечение поглощения нейтронов $\sigma_{abs} = \sigma_r - \sigma_{dir}$ (см. рис. 1) и сечение деления, шансовая структура которого показана, как ранее (рис. 6, 8 и 9), штриховыми кривыми. Экспериментальные данные в области $E_n \approx 15 \div 35$ МэВ представляют собой значения, найденные из отношений сечений деления $\sigma_{fs}/\sigma_{f5}^{238}$ U и ²³⁵U [45] и из зависимости сечения $\sigma_{f5}(E_n)$ [14]. На рис. 10б приведены основные результаты тех же расчетов для q = 0 (штриховые кривые) и для зависимости $q(E_n)$ по экситонной модели с матричным элементом (6) (сплошные кривые), т. е. соответственно без учета и с учетом неравновесного механизма эмиссии нейтронов.





a) 1 — σ_{abs} [17], 2 — σ_{f_5} 3, 4, ... — σ_{f_0} , $\sigma_{f_0} + \sigma_{f_1}$, ... ; 6) 1 — $\sigma_c = \sigma_{abs}(1-q)$, 2 — σ_f , 3 — σ_{f_0} , 4 — 6 — то же с q = 0

Из теоретического описания и выполненного анализа $\sigma_f(E_n)$ (рис. 10) можно заключить следующее о закономерностях процессов (*n*, *xn'f*) в наиболее интересной с физической точки зрения области (от порога реакции (*n*, *n'f*) до энергий, где деление становится глубокоэмиссионным):

1. С увеличением E_n быстро уменьшается вклад распадов начальных компаунд-ядер, хотя делимость первого шанса $P_{f0} = \sigma_{f0}/\sigma_c$ может быть при этом растущей функцией E_n , как в рассматриваемом случае ²³⁸U(*n*, *f*). Наблюдаемое сечение эмиссионного деления «питают» главным образом неравновесные взаимодействия, составляющие в спектре первых предделительных нейтронов более половины при $E_n = 20$ МэВ и ~95 % при $E_n = 40$ МэВ. Ими формируется широчайший спектр энергий возбуждения остаточных ядер, что ведет к размыванию шансовой структуры полного сечения деления $\sigma_f(E_n)$.

2. Неравновесные нейтроны уносят значительную долю внесенной в ядро энергии. Это сглаживает ступенчатую кривую и приводит к тому, что с увели-

чением энергии налетающего нейтрона через деление реализуется часть распадов возбужденного ядра, существенно меньшая, чем при чисто испарительном механизме эмиссии нейтронов. Так, в реакции ²³⁸U + *n* при $E_n = 40$ МэВ в последнем случае σ_f/σ_c было бы уже близко к единице, тогда как в реалистических предположениях данного анализа для деления остается «резерв» $\sim^{1}/_4 \sigma_{abs}$. Иначе говоря, вклад неравновесной эмиссии нейтронов тормозит рост $\sigma_f(E_n)$, связанный с включением в игру новых шансов деления.

3. При расширении диапазона E_n более чем вдвое (с 18 до 40 МэВ) описание экспериментальных данных достигалось непринужденно, как отмечалось, без какой бы то ни было корректировки параметров. Это значит, что физическая картина эмиссионного деления существенно не меняется в области нескольких десятков МэВ и ее вполне адекватно отражает модель, использованная в нашем анализе.

3. Спектры нейтронов эмиссионного деления

Выше приведено несколько иллюстраций влияния неравновесного механизма взаимодействия падающих частиц (в нашем случае нейтронов) с ядрами на распад их, на конкуренцию процессов деления и испускания нейтронов. Именно поэтому значительна, как ярко демонстрирует рис. 10, роль учета неравновесной эмиссии предделительных нейтронов при описании сечений процесса деления, хотя последний имеет чисто компаундную природу. Однако это лишь косвенное проявление неравновесной эмиссии нейтронов до деления, и изучение ее началось как минимум десять лет назад [1]. Более непосредственное (прямое) ее проявление (в спектрах вторичных нейтронов, сопровождающих процесс эмиссионного деления) наблюдалось в интересующем нас диапазоне энергий первичных нейтронов совсем недавно [12]. Мы и завершим анализ шансовой структуры сечения эмиссионного деления анализом этих спектров, формирующих распределение энергии возбуждения участвующих в нем остаточных ядер.

Существует два основных источника нейтронов, сопровождающих процесс эмиссионного деления. Одна часть нейтронов связана непосредственно с энергией, освобождаемой при распаде образовавшихся возбужденных осколков. Это испускаемые ими так называемые постделительные нейтроны, средний выход которых $\overline{v}_{post}(E_n)$ при рассматриваемых $E_n < 20$ МэВ преобладает в полном среднем выходе:

$$\overline{v}(E_n) = \overline{v}_{post}(E_n) + \overline{v}_{pre}(E_n).$$
(23)

Наличие второго слагаемого в (23), связанного с предделительными нейтронами, которые испускаются делящимися, еще сохраняющими целостность ядрами, является главным признаком эмиссионного деления.

Аналогично определяется спектр нейтронов $N(E, E_n)$, точнее дифференциальное (энергетическое) распределение выхода:
$$\frac{d\overline{v}(E,E_n)}{dE} = \overline{v}(E_n)N(E,E_n) = \frac{d\overline{v}_{post}(E,E_n)}{dE} + \frac{d\overline{v}_{pre}(E,E_n)}{dE}.$$
 (24)

Оба слагаемых в (24) находятся суммированием по отдельным шансам, в частности для постделительных нейтронов

$$\frac{d\overline{v}_{post}(E,E_n)}{dE} = \sum_{x=0}^{x_{max}} \frac{\sigma_{fx}(E_n)}{\sigma_f(E_n)} \overline{v}_{post}^{A-x}(E_n) N_{post}^{A-x}(E,E_n),$$
(25)

где $\overline{v}_{post}^{A-x}$ и N_{post}^{A-x} — парциальные интегральные выходы и спектры нейтронов при делении ядер A - x. Для описания последних часто используется максвелловское распределение

$$N_{post}^{A-x}(E, E_n) = 2\left(\frac{E}{\pi\theta_x^3}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{\theta_x}\right).$$
 (26)

где $\theta = \frac{2}{3} \overline{E}_x$ — температуры, для вычисления которых удобна систематика, предложенная в [52]:

$$\overline{E}_{post} = c_1 + c_2 \left(\overline{v}_{post} + 1 \right)^{1/2}.$$
(27)

Аналогичное распределение для предделительных нейтронов можно найти как

$$\frac{d\overline{v}_{pre}(E,E_n)}{dE} = \sum_{j=1}^{n} \frac{\sigma_{fx}(E_n)}{\sigma_f(E_n)} N_{pre}^{(j)}(E,E_n), \qquad (28)$$

где $n = f(x_{\text{max}})$, например, для $x_{\text{max}} = 1$, n = 1, $x_1 = 1$, для $x_{\text{max}} = 2$, n = 3, $x_1 = 1$, $x_2 = x_3 = 2$, при этом $N_{pre}^{(j)}(E, E_n)$ — нормированные к единице спектры совпадений первых нейтронов с актами деления ядер A - 1 (j = 1) и ядер A - 2 (j = 2), а также спектры совпадений вторых нейтронов с актами деления ядер A - 2 (j = 3).

На рис. 11 представлены результаты расчета спектров нейтронов эмиссионного деления ²³⁸U(*n*, *xn'f*) при энергиях первичных нейтронов $E_n = 9 \div 18$ МэВ. Для расчета постделительных нейтронов использовались соотношения (25)—(27), константы c_1 и c_2 из [53], зависимость $\overline{v}_{post}(E_n)$ согласно систематике [54]. Спектры предделительных нейтронов $N_{pre}^{(j)}(E, E_n)$ рассчитывались с помощью программы STAPRE, но в отличие от спектров (*n*, *xn*')-реакций (рис. 7) с учетом обрезания сверху при энергиях $E_{max}^{(j)}$, а именно $E_{max}^{(1)} = E_n - E_f^{A-1}$, $E_{max}^{(2)} = E_{max}^{(3)} = E_n - B_n^{A-1} - E_f^{A-2}$ при делении ядер A - 1 и A - 2 соответственно. Они показаны на рис. 11 вертикальными штриховыми линиями. Номера парциальных спектров j = 1, 2, 3 сохранены в их обозначениях на рис. 11. Наличие достаточно резкой верхней границы $E_{max}^{(j)}$ (особенно в случае j = 1) приводит к возникновению на фоне экспоненциально спадающего спектра $d\overline{v}_{post}/dE$ ступенек в суммарном спектре $d\overline{v}/dE$. Величина их тем больше, чем большую долю $d\overline{v}_{pre}/dE$ составляет в $d\overline{v}/dE$ при $E \approx E_{\text{max}}^{(j)}$, чем жестче спектр $N_{pre}^{(j)}(E)$ и выше граница $E_{\text{max}}^{(j)}$.

Две верхние части рис. 11 ($E_n = 9$ и 12 МэВ) соответствуют второму плато $\sigma_f(E_n)$, т. е. участку E_n , где протекают две реакции — (n, f) и (n, n'f), две нижние — участку E_n , где, кроме того, энергетически возможна реакция (n, 2n'f). В первом случае $x_{\max} = 1$ и предделительные нейтроны имеют спектр $N_{nre}^{(1)}(E, E_n)$, во втором случае последний состоит из трех указанных выше



Рис. 11. Результаты расчета спектров нейтронов эмиссионного деления ²³⁸ U (*n*, *x n*'*f*) для различных энергий налетающих нейтронов. Кривые: 1 — спектр совпадений первых предделительных нейтронов с актами деления ядер *A*–1 (²³⁸U); 2 — спектр совпадений первых предделительных нейтронов с актами деления ядер *A*–2 (²³⁷U); 3 —

вторых предделительных нейтронов с актами деления ядер A-2 (-0), 5 вторых предделительных нейтронов с актами деления ядер A-2; 4 — спектр постделительных нейтронов; 5 — суммарный спектр. Штриховые линии граничные энергии E^{j}_{max} компонент ($x_{\text{max}} = 2$, n = 3). Алгоритм вычислений спектра нейтронов $d\overline{v}/dE$ предусматривал возможность подгонки, с помощью которой при сравнении с экспериментом можно было устранить недостатки и несогласованность использованных систематик с результатами конкретных измерений. Такое сравнение продемонстрировано на рис. 12. Процедура подгонки описана в [12].



Рис. 12. Сравнение результатов расчета спектров предделительных нейтронов эмиссионного деления ²³⁸U(*n*, *xn*'*f*) с экспериментальной информацией (точки) для *E_n* = 9 (данные [55]) и 14,7 МэВ ([12]). В нижней части рисунка экспериментальные значения получены вычитанием из полного наблюдаемого выхода гладкого расчетного распределения постделительных нейтронов. 1—3 — то же, что и на рис. 11

На рис. 12 кривые энергетических распределений предделительных нейтронов, рассчитанные согласно (28), сравниваются с «экспериментальными» значениями [12, 55], которые восстановлены из наблюдаемых полных спектров $(dv/dE)_{
m эксп}$ вычитанием постделительной части, описываемой согласно (25)—(27). Иначе говоря, точки на рис. 12 соответствуют

$$\frac{d\overline{v}_{pre}}{dE} = \left(\frac{d\overline{v}}{dE}\right)_{\text{3KCII}} - \frac{d\overline{v}_{post}}{dE}.$$
(29)

Очевидно, что полные и парциальные распределения $d\overline{v}_{pre}/dE$ на рис. 11 и 12 практически одни и те же. Для $E_n = 9$ МэВ это выполняется строго, в другом случае с точностью до 2 %-й разницы E_n в эксперименте (14,7 МэВ на рис. 12) и расчете (15 МэВ на рис. 11). В случае $E_n = 9$ МэВ расчетный и экспериментальный спектры удовлетворительно согласуются для всех энергий, в том числе и при $E \gtrsim 3$ МэВ, где $d\overline{v}_{pre}/dE \rightarrow 0$ (см. также рис. 11). В случае $E_n = 14,7$ МэВ, подробно обсуждавшемся нами в [12], аналогичное описание достигается в области $E \gtrsim 2$ МэВ, где спектр $d\overline{v}_{pre}/dE$ простирается до $E \approx 8,5$ МэВ (в основном составляющая j = 1). Однако на низкоэнергетическом участке согласия между расчетом и экспериментом нет: наблюдаемый выход $d\overline{v}_{pre}/dE$ при $E \lesssim 1$ МэВ аномален, примерно вдвое превышает расчетный.

Аномальный выход при тех же энергиях первичных и вторичных нейтронов (E_n и E) был обнаружен в [12] для ядер-мишеней ^{2 32}Th, ^{235, 238}U, а позднее и для ¹³⁷Np. Там же высказано предположение, что этот эффект имеет динамическое происхождение. Измерения в [12] не единственные для спектра нейтронов $d\overline{v}(E, E_n)/dE$ в окрестности $E_n = 14,5$ МэВ. Одни, а именно [56, 57], подтверждают экспериментальные данные [12], другие, например [55] (см. также анализ их в [58]), нет.

4. Обсуждение и выводы

1. Мы стремились избавить описание вероятности деления от произвола, допускавшегося в прошлых аналогичных работах. Это получилось, но отчасти: мы устранили грубые упрощения, но полностью избежать свободных параметров и подгонки не удалось. В этой связи следует подчеркнуть значение взаимосогласованности результатов, достигнутых при описании разных экспериментальных данных, как теста, который застраховал проведенный нами анализ от существенных неточностей и может рассматриваться как аргумент в пользу использованного в нем теоретического подхода. Мы имеем в виду, конечно, не фундамент его (формализм Хаузера — Фешбаха и соответствующий код STAPRE), а конкретизацию представлений о механизме распада плотности уровней возбужденных ядер, без которых реализация расчетов невозможна.

2. Для влияния на процесс деления неравновесной эмиссии предделительных нейтронов типично быстрое увеличение с E_n и E — энергиями первичных и вторичных нейтронов. Например, неравновесный механизм практически не играет роли при делении ядер в области первого плато сечения, но уже при $E_n > 20$ МэВ определяет его величину и поведение (рис. 10), а еще раньше и вид спектра предделительных нейтронов. Недостатки в статистическом описании плотности уровней при низких энергиях, напротив, сказываются больше при E_n , близких к краю первого плато со стороны порога деления. Отмеченное обстоятельство (разная чувствительность рассматривавшихся характеристик к плотности уровней и вкладу неравновесных процессов при низких и высоких энергиях) — фактор, безусловно, благоприятствующий тестировке описания в целом и отдельных частей, моделей, параметров и др.

3. Наиболее полно представлены в анализе наблюдаемые характеристики взаимодействия 238 U + *n* и распада цепочки образующихся при этом ядер, а именно:

а) интегральные сечения деления $^{238-x'}$ U(*n*, xn'f),

б) дифференциальный выход (энергетический спектр) нейтронов в реакциях 238 U(*n*, *xn*'*f*),

в) дифференциальные сечения множественного испускания нейтронов ²³⁸U(*n*, *xn*'), где *x* = 0, 1, 2, и *x*' = 0, 1, ..., 5. Этот набор чисел нейтронов охватывает всю совокупность ядер, участвующих в формировании сечений деления на рис. 8. Распространение методики расчета $\sigma_f(E_n)$ для реакции ²³⁸U(*n*, *xn'f*) на более широкий диапазон E_n и *x* на рис. 10 не потребовало дополнительной корректировки параметров делящихся ядер (табл. 1 и 2). Надежность последних — результат фактически тройной их «обкатки» при описании $\sigma_{f0}(E_n)$ ядер *A*, $\sigma_{f1}(E_n)$ ядер *A*+1, $\sigma_{f2}(E_n)$ ядер *A*+2, где ядро *A* — любой из делящихся изотопов от ²³⁴U до ²³⁷U (ядер-мишеней от ²³³U до ²³⁶U). Наконец, отметим, что изменения *A* (рис. 8) и расширение диапазона E_n (рис. 10) не нуждались в уточнении (4) — соотношения для матричного элемента взаимодействия экситонной модели.

4. Появившиеся в последнее время экспериментальные данные о $\sigma_f(E_n)$ [13, 14] ставят вопрос об описании и анализе энергетической зависимости сечений деления в значительно более широкой области E_n в сравнении с попыткой, которая предпринята в настоящей работе (рис. 10). При еще больших энергиях придется иметь дело не только с увеличением погрешностей, связанных с экстраполяцией описания входного канала, и других характеристик возбужденных ядер, но и с новыми эффектами, которые нами здесь игнорировались. К таким факторам можно отнести влияние динамики на процесс деления [59, 60], затухание вклада коллективных мод возбуждения с ростом энергии, зависящие от деформации ядра [40], а поэтому неодинаковое в каналах деления и эмиссии нейтронов и др. К счастью, названные факторы «работают» в противоположные стороны (увеличивая действие с энергией) и отчасти компенсируют друг друга: первый уменьшает вероятность деления, второй увеличивает.

5. Вопрос о низкоэнергетической аномалии спектров нейтронов, сопровождающих деление (см. рис. 12), является во многих отношениях открытым: и в интерпретации, а поэтому и во влиянии на вероятность деления и ее описание, и, наконец, в значимости расхождения экспериментальных данных [12, 55—57]. В силу этого, а также научного и практического значения обсуждаемого эффекта, что впервые продемонстрировано еще в [56], дифференциальные выходы нейтронов эмиссионного деления, как энергетические, так и угловые, заслуживают внимания в дальнейших экспериментах. Исследования таких спектров сыграли исключительную роль в становлении статистической теории ядерных реакций, представлений о равновесных и неравновесных взаимодействиях. Сейчас это один из основных инструментов для изучения динамики деления [59].

(Поступила в редакцию 18 июня 1992 г.)

Литература

- 1. Бычков В.М., Пляскин В.И. // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 684.
- 2. Игнатюк А.В., Маслов В.М., Пащенко А.Б. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 355.
- Britt H.C. // Phys. and Chem. Fission (Proc. Simp., Jul. 1979). Vienna: IAEA, 1980. V. 1. P. 3.
- 4. Van der Pflicht J., Harekeh M.N., van der Woude A. et al. // Nucl. Phys. 1980. V. A346. P. 349; 1981.V.A369. P. 51.
- 5. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Иткис М. Г. и др. // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 709.
- 6. Boyce J. R., Hayward T.D., Bess R. et al. // Phys. Rev. 1974. V. C10. P. 231.
- 7. Vandenbosch R., Huizenga J.R. Nucl. Fission. Acad. Press. N.Y., 1973.
- 8. *Vandenbosch R., Huizenga J.R.* // Proc. Int. Conf. on Peac. Uses Atom. Energy, UN, Geneva, 1958. V. 15. P.284.
- 9. Смиренкин Г.Н., Фурсов Б.И. // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 319.
- 10. Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. // ВАНТ. Серия: Ядерные константы. М.: ЦНИИатоминформ, 1987. Вып. 3. С. 3.
- 11. Игнатюк А.В., Маслов В.М. // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 1227.
- 12. Бойков Г.С., Дмитриев В.Д., Кудяев Г.А. и др. // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 628; Z. Phys. 1991. V. A340. P. 79.
- 13. Wender S.A., Lisowski P.W., Seestrom-Norriss S. et al. // Proc. Int. Conf. on Neutron Phys. Kiev, 1988. M.: ZNIIatominform, 1988. V. 4. P. 17.
- 14. Carlson A.D., Wasson O.A., Lisowski P.W. et al. // Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol. Mito, 1988. JAERI, 1988. P. 1029.
- 15. Uhl M., Strohmier B. // Rep. IRK-76/01. Vienna, 1976. Addenda, 1978.
- 16. Hauser W., Fechbach H. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 368.
- 17. Lagrange Ch. // Rep. INDC(FR > 56 / L (NEANDC-228-L), 1982.
- Blann M. // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 21. P. 1357; V. 22. P. 337; Ann. Rev. Nucl. Sci. 1975. V. 25. P. 1231.
- 19. Кудяев Г.А., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1534.
- 20. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
- 21. Вдовин А.И., Воронов В.В., Малов Л.А. и др. // ЭЧАЯ. 1976. Т. 7. С. 952.
- 22. Gilbert A., Cameron A.G.W. // Can. J. Phys. 1965. V. 43. P. 1446.
- 23. *Анципов Г.В., Коньшин В. А., Маслов В.М.* // ВАНТ. Серия: Ядерные константы. М.: ЦНИИатоминформ, 1985.Вып. 3. С. 25.

Описание и анализ шансовой структуры сечения эмиссионного деления ^{233–238}U нейтронами

- 24. Strutinski V.M. // Nucl. Phys. 1967. V. 95. P. 420; 1968. V. 122. P. 1.
- 25. *Pashkevich V.V.* // Nucl. Phys. 1971. V. A169. P. 275; Int. School Seminar on Heavy Ion Phys. Alushta, 1983. Dubna, 1983. P. 406.
- 26. Bjornholm S., Bohr A., Mottelson B.R. // Phys. and Chem. Fission (Proc. Simp., Rochester, 1973). Vienna, 1974. V. 1. P. 361.
- 27. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 875.
- 28. Gavron A., Britt H.C., Konecny E. et al. // Phys. Rev. 1975. V. C13. P. 2273.
- 29. Lederer C.M., Shirley V.S. Tables of Isotops. N.Y.: J. Wiley and Sons Inc., 1979.
- 30. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б., Пляскин В.Н. Радиационный захват нейтронов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- 31. Dossing T., Jensen A. // Nucl. Phys. 1974. V. 222. P. 493.
- 32. Егоров С.А., Рубченя В.А. // ЯФ. 1989. Т. 49. С. 1580.
- 33. Myers W.D., Swiatecki W.J. // Ark. Fys. 1967. V. 36. P. 593.
- 34. Кудяев Г.А., Остапенко Ю.В., Ростопчин Е.М., Смиренкин Г.Н. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1540.
- 35. Игнатюк А.В., Клепацкий А.Б., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. // ЯФ, 1985. Т. 42. С. 569.
- Frehaut J. // Proc. Third Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data, Upsala, 1984. IAEA-TECDOC-336, 1985. P. 105; Goverdovsky A.A., Kudjaev G.A., Ostapenko Ju.B. et al. // Proc. XVIII Int. Simp, on Phys. and Chem. Fission. Gaussig, 1988. P. 321.
- 37. Biornholm S., Lynn J.E. // Rev. Mod. Phys. 1980. V. 52. P. 725.
- 38. Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 1364.
- 39. Куприянов В.М., Истеков К.К., Фурсов Б.И., Смиренкин Г.Н. // ЯФ. 1980. Т. 32. С. 355; 1984. Т. 39. С. 281.
- 40. Hansen G., Jensen A.S. // Nucl. Phys. 1983. V. 406. P. 236.
- 41. Гринь Ю.Т., Струтинский В.М. // ЯФ. 1965. Т. 1. С. 420.
- 42. 1982 INDC/NEANDC Nuclear Standards File. Tech. Rep. № 227. Vienna: IAEA, 1983.
- Корнилов Н.В., Журавлев Б.В., Сальников О.А., Трыкова В.И. // Нейтронная физика. Матер. V Всесоюз. конф. Киев. 1980. М.: ЦНИИатоминформ, 1980. Т. 2. С. 44. Барыба В.Я., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В., Сальников О.А. Препринт ФЭИ-671. Обнинск, 1976.
- 44. Корнилов Н.В., Виноградов В.Н., Гай Е.В. и др. // ВАНТ. Серия: Ядерные константы. М.: ЦНИИатоминформ, 1982. Вып. 1 (45). С. 33.
- 45. Behrens J.W., Carlson G.W. // Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 63. P. 250. Carlson G.W., Behrens J.W. // Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 66. P. 205.
- 46. Фурсов Б.И., Баранов Е.Ю., Клемышев М.П. и др. // АЭ. 1986. Т. 61. С. 383.
- 47. Cramer J.D., Britt H.C. // Nucl. Sci. Eng. 1970. V. 41. P. 177. Back B.B., Hansen O., Britt H.C. et al. // Phys. Rev. 1974. V. C9. P. 1924.
- 48. Caldwell J.T., Dowdy E.J., Berman B. et al. // Phys. Rev. 1980. V. C21. P. 1215. Diskey P.A., Axel J.D. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 501.
- 49. Arthur E.D., Young P.G., Madland D.G., Mc Foclane R.E. // Nucl. Sci. Eng. 1984. V. 88. P. 56.

- 50. McNally J.H., Barnes J.W., Dropesky B.J. et al. // Phys. Rev. 1974. V. C9. P. 717.
- 51. Hayes S.H., Stoler P., Clement J.M., Golding C.A. // Nucl. Sci. Eng. 1973. V. 50. P. 243.
- 52. Terrell J. // Phys. Rev. 1959. V. 113. P. 527.
- 53. *Terrell J.* // Phys. and Chem. Fission (Proc. Simp. Salzburg, 1965). Vienna: IAEA, 1965. V. 11. P. 3. *Howerton R.G.* // Nucl. Sci. Eng. 1971. V. 46. P. 414.
- 54. Howerton R.G. // Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 62. P. 438.
- 55. Корнилов Н.В., Барыба В.Я., Сальников О.А. // Нейтронная физика. Матер. V Всесоюз конф. Киев, 1980. М.: ЦНИИатоминформ, 1980. Т. З. С. 104; Корнилов Н.В. // ВАНТ Серия: Ядерные константы. М.: ЦНИИатоминформ, 1985. Вып. 4. С. 46.
- 56. Васильев Ю.А., Замятнин Ю.С., Ильин Ю.С. и др. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 671.
- 57. Bertin A., Clageux C. KNOX-72, 1971. P. 286.
- 58. *Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш.* // ВАНТ. Серия: Ядерные константы. М. ЦНИИатоминформ, 1991. Вып. 1. С. 35.
- 59. Ньютон Дж.О. // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. С. 821.
- 60. Растопчин Е.М., Мульгин С.М., Остапенко Ю.Б. и др. // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 1200.

Statistical Description and Analysis of Emission Fission Cross Section Chance Structure of ^{233–238}U by Neutrons

G. A. Kudyev, Yu. B. Ostapenko, V. V. Pashkevich, M. I. Svirin, G. N. Smirenkin

The description of fission cross sections of chain of isotopes from ²³³U to ²³⁸U by the neutrons with energies E_n up to 20 MeV and neutron spectra for reactions ²³⁸U(*n*, *xn'f*), ²³⁸U(*n*, *xn'*) and $E_n = 14 \div 15$ MeV was obtained in the framework of the statistical theory. The description uses deformation energy and level density calculation results based on realistic single-particle spectra. The analysis of the fission cross section chance structure was made in a wide range of excitation energies (up to 40 MeV) for the nuclei under investigation.

ОСОБЕННОСТИ ФОТОДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Фотоделение четно-четных ядер вблизи порога

Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов, Л. Н. Усачев Физико-энергетический институт, Обнинск

С. П. Капица, Ю. М. Ципенюк

Институт физических проблем, Москва, СССР

Abstract. PHOTOFISSION OF EVEN-EVEN NUCLEI NEAR THE THRESHOLD. The results of measurements of the angular distributions of the fragments from photofission of U²³⁸, Th²³², Pu²⁴⁰, Pu²³⁹ in a beam of bremsstrahlung gamma-quanta are given. The gamma radiation source used was the 12-MeV microtron of the USSR Academy of Sciences, Institute of Physical Problems. The use of a microtron as a powerful source of gamma rays made it possible to measure angular distributions in the very interesting and hitherto uninvestigated gamma-quanta energy range $E_m < 6$ MeV.

For U²³⁸ the investigations were carried out in the energy range 5.2 MeV to 9.2 MeV, for Th²³², 5.4 MeV to 6.9 MeV, for Pu²⁴⁰, 5.4 MeV to 7.9 MeV, and for Pu²³⁹, 5.4 MeV to 7.9 MeV. Results of the measurements of angular distributions for photofission of U²³⁸ and Th²³² by gamma-rays or the F¹⁹(p, $\alpha \gamma$)O¹⁶ reaction are also given. The gamma-radiation source used was a thick CaF₂ target irradiated with 1.45-MeV protons.

These measurements made it possible to establish, in agreement with most of the earlier experiments but in contradiction to the data of Lazareva et al. and Forkman and Johansson, that the contribution of fissions connected with the quadrupole absorption of photons to the total fission cross-section is low in the energy range $E \leq 6$ MeV. It is shown for the first time that, in agreement with the theoretical predictions based on A. Bohr's fission channel model, the relative weight of the quadrupole component becomes considerable only at excitation energies lower than the "dipole" fission threshold corresponding to the channel 1⁻ (K = 0). For example, in the angular distributions of the photofission fragments of U²³⁸ at energies of the bremsstrahlung spectrum $E_m = 5.4$ MeV and 5.2 MeV the contributions of the quadrupole component to the total photofission cross-section is 10 % and 43 % respectively, while in the range $E_m < 6$ MeV this contribution does not exceed 3 to 3.5 %. Of the even-even fissionable nuclei investigated, Pu²⁴⁰ shows the effect of "quadrupole" fission most clearly and Th²³² least. The results of the measurements may be used to assess the relationship of the partial cross-sections of photoabsorption in heavy nuclei.

The question of the parity of the ground state of Pu^{239} is discussed in the context of the results of measurements of the angular distributions of Pu^{239} photofission fragments

Physics and Chemistry of Fission, vol. 1. IAEA, Vienna, Austria. 1965. Pp. 135-156.

exhibiting a change in the anisotropy sign in accordance with the predictions of the theory for channels with $K = \frac{1}{2}$ and $\frac{3}{2}$.

Résumé. PHOTOFISSION DES NOYAUX PAIR-PAIR AU VOISINAGE DU SEUIL. Les auteurs indiquent les résultats qu'ils ont obtenus en mesurant la distribution angulaire des fragments formés dans la photofission de ²³⁸U, ²³²Th, ²⁴⁰Pu et ²³⁹Pu; les mesures ont été faites à l'aide d'un faisceau gamma de rayonnement de freinage. Comme source de rayons gamma ils ont utilise le microtron de 12 MeV de l'Institut de physique de l'Académie des sciences de l'URSS. Grâce à l'intensité du rayonnement émis, il a été possible de mesurer les distributions angulaires dans la région des énergies gamma à $E_{max} < 6$ MeV, qui revét un intérêt particulier et n'a pas encore été étudiée.

Les recherches ont porté sur les gammes d'énergies ci-aprés: 5,2 à 9,2 MeV pour ²³⁸U; 5,4 à 6,9 MeV pour ²³²Th; 5,4 à 7,9 MeV pour ²⁴⁰Pu; 5,4 à 7,9 MeV pour ²³⁹Pu. Le mémoire indique les résultats de la mesure des distributions angulaires dans la photofission de ²³⁸U et ²³²Th par rayons gamma provenant de la réaction ¹⁹F(p, $\alpha \gamma$)¹⁶O. Comme source de rayons gamma on a employé une cible épaisse en CaF₂ exposée à des protons de 1,45 MeV.

Ces mesures ont permis d'établir, conformément à la plupart des expériences antérieures, mais contrairement aux données obtenues par Lazaréva et al. ainsi que par Forkman et Johansson, que dans le domaine d'énergie $E \leq 6$ MeV, les fissions liées à l'absorption quadripolaire des photons contribuent faiblement à la section efficace totale de fission. On montre pour la premiére fois que conformément aux prévisions théoriques fondées sur le modéle des voies de fission élaboré par A. Bohr, le poids relatif de la composante quadripolaire ne joue un rôle important que lorsque les énergies d'excitation sont inférieures au seuil de fission «bipolaire» correspondant à la voie 1^{-} (K = 0). Ainsi, dans la distribution angulaire des fragments de photofission de ²³⁸U, lorsque le spectre du ravonnement de freinage présente une énergie maximum $E_{max} = 5,4$ MeV et 5,2 MeV, la contribution de la composante quadripolaire à la section efficace totale de photofission s'éléve respectivement à 10 et 43 %, alors que pour $E_{\text{max}} < 6$ MeV, elle ne dépasse pas 3 à 3,5 %. Parmi les noyaux fissiles selon le mode pair-pair, l'effet de fission «quadripolaire» apparaît le plus nettement pour ²⁴⁰Pu et moins nettement pour ²³²Th. Grâce aux résultats de ces mesures on peut évaluer le rapport entre les sections efficaces partielles de photoabsorption dans les noyaux lourds.

Les auteurs examinent la question de la parité de l'état fondamental de ²³⁹Pu en tenant compte des résultats obtenus par les mesures de la distribution angulaire des fragments de photofission de ²³⁹Pu, qui révéle une modification du signe de l'anisotropie conformément aux prévisions théoriques relatives aux voies à $K = \frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$.

Аннотация. ФОТОДЕЛЕНИЕ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР ВБЛИЗИ ПОРОГА. Сообщаются результаты измерений угловых распределений осколков при фотоделении U²³⁸, Th²³², Pu²⁴⁰ и Pu²³⁹, выполненных на пучке гамма-квантов тормозного излучения. Источником гамма-излучения служил микротрон Института физиических проблем АН СССР с мощностью пучка 12 МэВ. Использование микротрона в качестве мощного источника гамма-лучей позволило произвести измерения угловых распределений в наиболее интересной и до сих пор не изученной области энергий гамма-квантов с $E_{\text{макс}} \leq 6$ МэВ.

Для U^{238} исследования были произведены в диапазоне энергий от 5,2 до 9,2 МэВ, для Th^{232} — от 5,4 до 6,9 МэВ, для Pu^{240} — от 5,4 до 7,9 МэВ и для Pu^{239} —

от 5,4 до 7,9 МэВ. Приводятся также результаты измерений угловых распределений при фотоделении U^{238} и Th^{232} гамма-лучами реакции $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$. Источником гамма-излучения являлась толстая мишень из CaF₂, облучавшаяся протонами с энергией 1,45 МэВ.

В результате этих измерений удалось установить, в соответствии с большинством выполненных ранее экспериментов, но в противоположность данным Лазаревой и др. и Форкмана и Юхансона, что вклад делений, связанных с квадрупольным поглощением фотонов в полное сечение деления мал в области энергий $E \leq 6$ МэВ. Впервые показано, что в согласии с теоретическими предпосылками, основанными на модели каналов деления О. Бора, относительный вес квадрупольной компоненты становится существенным только при энергиях возбуждения ниже порога «дипольного» деления, соответствующего каналу 1⁻ (K=0). Так, например, в угловых распределениях осколков фотоделения U²³⁸ при максимальных энергиях тормозного спектра $E_{\text{макс}} = 5,4$ МэВ и 5,2 МэВ вклад квадрупольной компоненты в полное сечение фотоделения составляет соответственно 10 % и 43 %, в то время как в области $E_{\text{макс}} < 6$ МэВ этот вклад не превышает 3÷3,5 %. Из исследованных четно-четных делящихся ядер эффект «квадрупольного» деления более отчетливо проявляется у Pu²⁴⁰ и менее — у Th²³². По результатам измерений можно оценить отношение парциальных сечений фотопоглощения на тяжелых ядрах.

В связи с результатами измерений угловых распределений осколков фотоделения Pu^{239} , обнаруживающих изменение знака анизотропии в соответствии с предсказаниями теории для каналов с $K = \frac{1}{2}$ и $\frac{3}{2}$, обсуждается вопрос о четности основного состояния Pu^{239} .

Resumen. FOTOFISION DE LOS NUCLEOS PAR-PAR CERCA DEL UMBRAL. En la memoria se presentan los resultados de la medicidn de las distribuciones angulares de los fragmentos formados en la fotofisidn del ²³⁸U, ²³²Th, ²⁴⁰Pu y ²³⁹Pu, en un haz de rayos gamma de frenado. Como fuente se utilizó el microtrón de 12 MeV del Instituto de Problemas Fisicos de la Academia de Ciencias de la Unión Soviética. El empleo de esta fuente permitió medir la distribucidn angular en el intervalo de energias gamma, importante pero aún inexplorado, que abarca hasta $E_{máx} < 6$ MeV.

Para el ²³⁸U las investigaciones se efectuaron en el intervalo energético 5,2—9,2 MeV, para el ²³²Th de 5,4 MeV a 6,9 MeV, para el ²⁴⁰Pu de 5,4 MeV a 7,9 MeV y para el ²³⁹Pu de 5,4 MeV a 7,9 MeV. En la memoria se presentan también los resultados de la medición de las distribuciones angulares en la fotofisión del ²³⁸U y del ²³²Th por rayos gamma procedentes de la reacción ¹⁹F(p, $\alpha \gamma$)¹⁶O. Como fuente gamma se utilizó un bianco espeso de CaF₂ irradiado por protones de 1,45 MeV de energia.

Basándose en estas mediciones se consiguió establecer, de conformidad con muchos experimentos efectuados anteriormente, pero en oposición a los resultados logrados por Lazarev y colaboradores, Forkman y Johannsen que la contribución de las fisiones, relacionadas con la absorción cuadrupolar de los fotones a la seccidn total de fisión, es pequeña en la región $E \leq 6$ MeV. Pot primeta vez se ha demosttado que de conformidad con las suposiciones teóricas, basadas en el modelo de los canales de fisión de A. Bohr, el pesorelativo del componente cuadrupolar sólo es esencial cuando las energies de excitación son inferiores al umbral de fisidn "bipolar", correspondiente al canal 1^- (K = 0). Asi, por ejemplo, en la distribución angular de los fragmentos procedentes de la fotofisión del ²³⁸U, siendo la energia del espectro de frenado $E_{máx} = 5,4$ MeV y 5,2 MeV, la

contribución del componente cuadrupolar a la sección total de fotofisión es 10 y 43 % respectivamente, mientras que para $E_{max} < 6$ MeV, esta contribución no es superior a 3—3,5 %. En los núcleos par-par investigados, el efecto de fisión "cuadrupolar" se observa más claramente en el ²⁴⁰Pu y con menos nitidez en el ²³²Th. Los resultados de las mediciones permiten evaluar la razón de las secciones parciales de fotofisión para núcleos pesados.

Por último se estudia la cuestión de la paridad del estado fundamental del ²³⁹Pu en relación con los resultados de las mediciones de la distribución angular de los fragmentos procedentes de la fotofisión del ²³⁹Pu, donde se ha observado un cambio del signo de anisotropia, de conformidad con las previsiones teóricas para los canals $K = \frac{1}{2} y^{3}/_{2}$.

1. Введение

Весьма привлекательной с точки зрения изучения физики деления является реакция (γ , f) при энергиях гамма-квантов, близких к порогу деления. Это объясняется двумя обстоятельствами. Во-первых, гамма-кванты с энергией 5—7 МэВ испытывают на тяжелых ядрах лишь электрическое дипольное и электрическое квадрупольное поглощение. Для четно-четных ядер-мишеней это приводит к образованию составных ядер лишь в двух возможных состояниях 2^+ и 1^- , причем из-за того, что длина волны гамма-квантов в рассматриваемой области энергий значительно превышает размеры ядра, сечение дипольного поглощения. Во-вторых, моменты составных ядер после поглощения гамма-кванта оказываются выстроенными вдоль направления пучка фотонов. В случае дипольного поглощения выстраивание является полным (для четно-четных мишеней), поскольку проекция полного момента фотона, равного единице, на направление пучка может принимать лишь значения ±1 (но не 0).

О. Бор высказал предположение [1], что барьер деления сильно зависит от квантового числа K — проекции полного момента ядра на ось деления, и ядро проходит через седловую точку по одному из достаточно далеко отстоящих друг от друга по энергии «каналов». Ниже всего лежат барьеры для K = 0, поэтому при фотоделении имеется направление преимущественного вылета осколков и угловое распределение имеет вид $b\sin^2 \upsilon + c\sin^2 \upsilon$, где коэффициенты b и c связаны с сечениями «дипольного» и «квадрупольного» фотоделения. Если вклад дают каналы с K = 0, то в угловом распределении появляется изотропная компонента, обозначение ее a.

В экспериментальных исследованиях к гамма-лучам в качестве средства возбуждения деления прибегают гораздо реже, чем к нейтронам, поскольку сечение реакции (γ , f) в интересующей нас области энергий мало и измеряется обычно миллибарнами. Впервые экспериментальные указания на существование компоненты, пропорциональной sin²2 υ в угловом распределении осколков были получены при фотоделении U²³⁸ гамма-квантами тормозного излучения с максимальной энергией $E_{\text{макс}} = 9,4$ МэВ группой Лазаревой [2]. Большая величина наблюденного на опыте отношения $c/b \sim 0,6$ истолковывалась авторами

как результат подавления дипольной компоненты в сечении нейтронной конкуренцией. Однако аналогичные измерения группы Каца [3, 4] для большого числа четно-четных мишеней, в том числе и для U²³⁸, не показали сколько-нибудь существенного вклада квадрупольного фотопоглощения в процесс. Форкман и Юханссон [5] использовали γ -лучи реакции F¹⁹(p, $\alpha\gamma$)O¹⁶ и обнаружили на U²³⁸ при E = 6,1 МэВ значительную вероятность квадрупольного деления (c/b = 0,37). При исследовании углового распределения осколков при делении другого ядра U²³⁶ γ -квантами реакции F¹⁹(p, $\alpha\gamma$)O¹⁶, выполненном Коннером, Хенкелем и Симмонсом [6], не обнаружено заметной примеси компоненты

$$\sigma_{\gamma f}^{(2^+,0)} \sim \sin^2 2\upsilon$$

Угловые распределения осколков при делении U²³⁸ и Th²⁸² γ -лучами, сопровождающими радиационный захват медленных нейтронов титаном, $E = 6,61^{+0,14}_{-0.20}$ были измерены группой итальянских и немецких физиков [7].

Эти измерения также показали, что вклад квадрупольной компоненты в угловое распределение незначителен. В работе Солдатова и др. [8] были повторены те измерения Лазаревой и др. [2] и Форкмана и Юханссона [5], которые обнаружили существенный вклад $\sigma_{\gamma f}^{(2^+,0)}$. Повторные опыты не подтвердили результатов работ [5, 9]. Таким образом, большинство выполненных исследований фотоделения при квадрупольном поглощении γ -квантов показывает, что эффект, связанный с присутствием квадрупольной компоненты в угловом распределении осколков, в диапазоне энергий γ -квантов от 6 до 20 МэВ если и имеет место, то не выходит за пределы экспериментальных ошибок порядка нескольких процентов.

В работе Гриффина [9] было отмечено, что если порог деления для состояний 2⁺ существенно ниже, чем для состояний 1⁻, то при подпороговом делении большая проницаемость барьера для квадрупольного деления может существенно увеличить отношение $\sigma_{\gamma f}^{(2^+)} / \sigma_{\gamma f}^{(1^-)}$ по сравнению с отношением сечений фотопоглощения $\sigma_{\gamma}^{(2^+)} / \sigma_{\gamma}^{(1^-)}$.

В работе [10] было показано, что в пользу предположения о большой — порядка 0,5 МэВ — разнице в порогах между состояниями 1⁻ и 2⁺ указывают некоторые экспериментальные данные по реакциям (α , *p f*), (*n*, *f*) и (γ , *f*). Если это справедливо, то заметный вклад квадрупольной компоненты следовало искать, углубляясь под порог «дипольного» деления — в область энергий возбуждения ниже 6 МэВ. Анализ угловых распределений в этом случае мог бы дать прямую информацию об относительном расположении порогов деления для различных каналов и позволил бы оценить отношение парциальных сечений дипольного и квадрупольного фотопоглощения, которое представляет самостоятельный физический интерес.

Поэтому мы предприняли подробное измерение угловых распределений осколков фотоделения при энергиях возбуждения порядка и меньше 6 МэВ на Th^{232} , U^{238} и Pu^{240} . Краткое сообщение о результатах для U^{238} было опубликовано в работе [25].

2. Экспериментальная часть

2.1 Методика эксперимента

В настоящей работе использовалась простая, но весьма надежная методика регистрации осколков по следам, которые они оставляют при прохождении через стекло.

Путем травления поверхности стекла в 2,5 %-м растворе плавиковой кислоты при соответствующих условиях следы осколков доводятся до размеров, удобных для просмотра в обычный биологический микроскоп с увеличением в 150 раз.

Устройство, применявшееся для измерений угловых распределений осколков (рис. 1), представляло собой кассету, в центре которой закреплялись слои из исследовавшихся делящихся веществ, а по окружности вокруг них через 15° между направлениями 0° (180°) и 90° по отношению к пучку γ -квантов располагались два набора пластинок из фотостекла. Некоторые количественные характеристики геометрии опыта в измерениях с γ -квантами реакции $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ и тормозного излучения показаны на рис. 1.

Использовавшиеся слои естественного урана и Th²³² были толщиной 1,0—1,5 мг/см², а изотопов плутония 0,—-0,2 мг/см².

При измерении угловых распределений осколков фотоделения [U²³⁸] и [Th²³²] в обе половины экспериментального устройства помещались практически одинаковые слои одного и того же вещества. При измерении угловых распределений осколков фотоделения Pu²⁴⁰ и Pu²³⁹ использовался двойной слой, на одну сторону которого наносился плутоний с содержанием 92 % (Pu²⁴⁰) и 8 % (Pu²³⁹), а на другую плутоний с содержанием 97 % (Pu²³⁹) и 3 % (Pu²⁴⁰). Из измерений числа делений в одинаковом потоке γ -квантов исключался вклад делений, который был связан с примесью изотопа Pu²³⁹ в Pu²⁴⁰ и определялся по отношению чисел делений в потоке нейтронов из тепловой колонны реактора, а также Pu²⁴⁰ в Pu²³⁹, определяемый по скорости спонтанных делений. Результаты, полученные для фотоделения Pu²³⁹ приводятся и обсуждаются в работе [12].

Экспериментальные данные описывались выражением

$$W(\upsilon) = a + b\sin^2 \upsilon + c\sin^2 2\upsilon, \qquad (1)$$

в самом общем виде представляющим угловое распределение осколков фотоделения четно-четных ядер дипольными и квадрупольными γ-квантами. Коэффициенты в выражении (1) определялись по способу наименьших квадратов с учетом конечного углового разрешения опыта и небольших вариаций эффективности регистрации осколков от пластинки к пластинке в пределах 2 %. Ошибки измерений вычислялись как алгебраическая сумма статистической ошибки и неопределенности, связанной с расхождением результатов просмотра пластинок двумя наблюдателями (0,5—2 %).

Все представленные в работе угловые распределения осколков нормировались из условия $W(90^\circ) = a + b = 1$.



Источник ү-лучей	а	b	R	L	d
	СМ				
F ¹⁹ (<i>p</i> , αγ)	1,0	3,6	5,0	7,0	1,5
Тормозное излучение	0,8	2,0	4,0	6,5	1,0

Рис. 1. Экспериментальное устройство и схема опыта: 1 — источник γ-лучей; 2 — слой; 3 — стекло

2.2 Измерения на γ -лучах реакции $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$

В данном разделе сообщаются результаты измерения угловых распределений осколков при фотоделении U^{238} и Th²³² γ -квантами реакции F¹⁹(p, $\alpha\gamma$)O¹⁶. Спектр γ -квантов, реализующихся в этой реакции, состоит из трех моноэнергетических линий 6,1; 6,9; 7,1 МэВ. При выполнении эксперимента были предприняты все меры для выполнений условий опыта поставленного Форкманом и Юханссоном [5]. Источником γ -квантов служила толстая мишень из кристалла CaF₂, облучавшаяся протонами с энергией 1,45 МэВ. При токе протонов ~30 мкА мишень выгорала достаточно медленно, обеспечивая постоянный выход γ -квантов в течение 10 часов. Суммарная экспозиция при облучении U и Th составила 320 и 260 часов, соответственно. Кассета с пластинками в данном эксперименте помещалась внутрь герметической тонкостенной камеры, вакуумировавшейся на время облучения. Более подробно эти измерения описаны в работе [8].

На рис. 2 и 3 приведены результаты измерений угловых распределений осколков для U^{238} и Th²³². Предварительные результаты этого опыта были представлены в работе [13]. Сплошные кривые представляют результаты обработки экспериментальных данных по методу наименьших квадратов:

для U²³⁸ —
$$W(\upsilon) = 0,22 \pm 0,02 + (0,78 \pm 0,03) \sin^2 \upsilon + (0,04 \pm 0,04) \sin^2 2\upsilon;$$

для Th²³² — $W(\upsilon) = 0,07 \pm 0,01 + (0,93 \pm 0,03) \sin^2 \upsilon + (0,12 \pm 0,04) \sin^2 2\upsilon.$



Рис. 2. Угловое распределение осколков при делении U²³⁸ γ-квантами реакции F¹⁹(*p*, α γ)O¹⁶. Сплошная кривая получена обработкой с помощью наименьших квадратов, пунктирная кривая описывает данные из работы [5]



Рис. 3. Угловое распределение осколков при делении Th²³² γ-квантами реакции F¹⁹(*p*, α γ)O¹⁶. Сплошная и пунктирная кривые описывают результаты обработки экспериментальных данных в предположении с≠0 и с=0 соответственно

Полученные в настоящем эксперименте данные относятся к совокупности трех линий у-квантов, отдельные интенсивности которых для толстой мишени из

$$1(6,1): 1(6,9): 1(7,1) = 1,00: 0,15: 0,17$$

измерены в работе [5]. Пунктиром на рис. 2 показано угловое распределение осколков при фотоделении U²³⁸:

$$W(\upsilon) = 0,24 + 0,76\sin^2 \upsilon + 0,24\sin^2 2\upsilon$$

соответствующее результатам опыта Форкмана и Юханссона для всего спектра γ -лучей при облучении толстой мишени из CaF₂ протонами E = 1,45 M₃B. Непосредственно это выражение в работе [5] не приводится. Численные значения коэффициентов в нем были рассчитаны на основе представленной в работе [5] экспериментальной информации для отдельных γ -линий.

На рис. 2 отчетливо видно значительное расхождение результатов наших измерений и данных Форкмана и Юханссона. Тем не менее значения угловой анизотропии $W(90^\circ)/W(0^\circ)$, как следует из соотношений (1) и (3), в обоих экспериментах оказались совпадающими в пределах ошибок опыта.

Полученные экспериментальные данные для углового распределения осколков при фотоделении U^{238} , как следует из результатов обработки по методу наименьших квадратов, могут быть удовлетворительно описаны соотношением, не содержащим квадрупольной компоненты. Для Th^{232} угловое распределение осколков, представленное зависимостью без квадрупольной компоненты

$$W(\upsilon) = 0.11 \pm 0.02 + (0.96 \pm 0.05) \sin^2 \upsilon$$

(пунктирная кривая на рис. 3) по критерию χ^2 , не может быть отвергнуто с достаточно большой вероятностью P = 0,1 ($\chi^2_5 = 9,5$).

2.3 Измерения на пучке тормозного излучения микротрона

Опыты с пучком у-квантов тормозного излучения были выполнены на микротроне Института Физических проблем АН СССР (мощностью пучка 12 МэВ) [14, 15]. Большое расстояние между электронными орбитами в микротроне (около 35 мм) позволило производить облучение непосредственно в вакуумной камере ускорителя. Мишенью служил вольфрамовый диск толщиной 1 мм, за которым помещалась кассета со слоем и стеклами. Заданное значение энергии Е_{макс} устанавливалось как переходом на разные орбиты, так и вариацией магнитного поля. Точность определения энергии с учетом нестабильности не хуже 0,1 МэВ. Средний ток электронов достигал 50 мкА. В данном эксперименте был получен значительный выигрыш в интенсивности делений в сравнении с условиями опыта в аналогичных выполнениях ранее измеренных. Это преимущество дало возможность осуществить измерения в наиболее интересной и до сих пор неизученной области энергий у-квантов с $E_{\text{макс}} < 6 \text{ МэВ}$, где процесс дипольного деления становится существенно подбарьерным. В этой области Е_{макс} несмотря на то, что в спектре тормозного излучения присутствуют у-кванты с энергией от 0 до Емакс вследствие резкого уменьшения вероятности вблизи порога (см. рис. 4), реальный спектр у-квантов, производящих деление, имеет форму достаточно узкой линии с шириной ~0,4 МэВ. Измерения угловых распределений осколков были выполнены в интервале Емакс от 5,2 до 9,25 МэВ.

Чтобы предотвратить нежелательный нагрев стеклянных пластинок под действием прямого пучка электронов, прошедших через мишень, за мишенью помещался алюминиевый поглотитель толщиной 1 см, достаточной для полного торможения электронов с энергией 10 МэВ. Контрольные опыты показали, что введение поглотителя не приводит к существенному изменению той части спектра γ-лучей, которая производит деление. Также было установлено, что фон делений, связанных с фотонейтронами и рассеянными γ-квантами, составляет менее 0,1 % эффекта, наблюдаемого в прямом пучке.

Результаты, полученные путем обработки экспериментальных данных с помощью метода наименьших квадратов, представлены на рис. 5—9. На рис. 5—7 изображены энергетические зависимости коэффициентов a, b, c для Th²³², U²³⁸ и Pu²⁴⁰.



Рис. 4. Энергетические распределения γ -квантов при $E_{\text{макс}} = 5,6$ МэВ: 1 — интегральный спектр тормозного излучения, рассчитанный Шиффом [16] $\varphi(E_{\text{макс}}, E)$ для тонкой мишени; 2 — распределение $f(E_{\text{макс}}, E) = \int_{E}^{E_{\text{макс}}} \varphi(E', E) dE'$) для толстой мишени, вычисленное в предположении равномерной потери энергии электроном по толщине мишени; 3 — кривая $k(E_{\text{макс}}, E)^2$, которой спектр $f(E_{\text{макс}}, E)$ аппроксимировался при анализе экспериментальных данных (см. ниже); 4 — величина $\sigma_f(E) \cdot f(E_{\text{макс}}, E)$ — «эффективный спектр» гамма-лучей, вызывающих деление; 5 — сечение фотоделения $\sigma_f(E)$

Значения анизотропии фотоделения

$$\frac{W(90^\circ)}{W(0^\circ)} - 1 = \frac{b}{a},$$

полученные в настоящей работе, на рис. 8 сравниваются с данными Берга и др. [4]. Экспериментальные точки микротронных измерений лежат систематически выше. Контрольный опыт при $E_{\text{макс}} = 9,25$ МэВ с мишенями толщиной 1 и 0,05 мм убедил нас в том, что этот эффект обусловлен разницей в толщине мишени, а следовательно, и в спектрах тормозного излучения (рис. 8). На рис. 8 полностью зачерченным кружком показана величина анизотропии фотоделения U^{238} при $E_{\text{макс}} = 9,25$ МэВ, наблюдаемая в опыте с мишенью толщиной 0,05 мм. На рис. 9 приводятся результаты опыта и последующей математической обработки, полученные для трех исследовавшийся ядер при при $E_{\text{макс}} = 5,4$ МэВ. Из представленных данных видно, что относительный вклад различных компонент зависит не только от энергии γ -квантов, но и заметно изменяется от ядра к ядру. Более детальный анализ результатов эксперимента проводится в следующем разделе.



Рис. 5. Зависимость от $E_{\text{макс}}$ коэффициентов a, b, c для фотоделения Th²³²



Рис. 7. Зависимость от от $E_{\text{макс}}$ коэффициентов a, b, c для фотоделения Pu^{240}



Рис. 6. Зависимость от от $E_{\text{макс}}$ коэффициентов *a*, *b*, *c* для фотоделения U²³⁸



Рис. 8. Зависимость угловой анизотропии фотоделения b/a от $E_{\text{макс}}$. Кружки — результаты измерений с 1 мм мишенью; Δ — данные [4]



Рис. 9. Угловые распределения осколков фотоделения Th^{232} , U^{238} , Pu^{240} при $E_{\text{макс}} = 5,4$ МэВ. Кривые рассчитаны методом наименьших квадратов. Пунктиром показаны отдельно дипольная квадрупольная и изотропная компоненты

3. Анализ и обсуждение результатов

Характерными чертами полученных угловых распределений осколков фотоделения являются почти полное исчезновение изотропного члена и резкое возрастание квадрупольной компоненты при уменьшении энергии гамма-квантов, вызывающих деление. Для изложения современных взглядов на природу этой анизотропии приведем цитату из основополагающей по этому вопросу работы О. Бора [1]: «При энергиях возбуждения, не сильно превышающих порог деления, ядро, проходящее через седловую точку, является по существу «холодным», так как большая часть его энергии представляет потенциальную энергию деформации. Квантовые состояния, в которых ядро может находиться в критической точке «каналов деления», сильно разделены и представляют относительно простой тип движения ядра, Можно ожидать, что спектр этих каналов будет похож на спектр, наблюдаемых при малых возбуждениях основного состояния ядра... Таким образом, можно ожидать, что вблизи седловой точки четно-четные ядра имеют самое низкое состояние I=0⁺ и близко расположенные уровни коллективного возбуждения типа 2⁺, 4⁺, ..., так же как и состояние типа 1⁻, 3⁻, ..., хотя и с несколько более высокими энергиями».

В обеих указанных ротационных полосах проекция полного момента на ось симметрии ядра, которая совпадает с направлением разлета осколков, K = 0, что и дает наблюдаемые угловые распределения

 $W(\upsilon) \sim \sin^2 \upsilon$ при $I^{\pi} = 1^-$ и $W(\upsilon) \sim \sin^2 2\upsilon$ при $I^{\pi} = 2^+$.

Основная трудность, связанная с такой интерпретацией, неоднократно отмечалась. В работе Гриффина [9], например, говорится: «Предполагаемый спектр в седловой точке в лучшем случае является квазистационарным, и фактически понятие о таком спектре корректно только в том случае, если ядро

находится в седловой точке значительно более продолжительное время, чем период возбуждения». Период, связанный, например, с вращением имеет порядок 10^{-19} сек. Оценки времени прохождения через барьер дают обычно заметно меньшие значения (см., напр., [17]). Причин, по которым это соотношение характерных времен изменилось бы до сих пор не указано. Поэтому мы предлагаем несколько другую точку зрения. Составное ядро живет 10^{-14} сек. Если в процессе эволюции составного ядра *K* сохраняется в течение отрезков времени больших времени деления, то в течение таких периодов сохраняется соответствующее этому значению распределение вероятности для ориентации оси ядра в пространстве и за время деления направление оси ядра не успеет измениться. Изложенные выше качественные соображения мы и использовали при анализе результатов эксперимента. Для получения количественных соотношений необходимо ввести некоторые дополнительные предположения.

Составное ядро образуется в рассматриваемой области энергий гамма-квантов лишь за счет электрического дипольного и квадрупольного поглощения. Анизотропные члены в угловом распределении соответствуют низшим каналам с K = 0. Изотропная компонента создается каналами с более высокими порогами, у которых все значения K равновероятны. Дифференциальное сечение фотоделения монохроматическими γ -квантами (с учетом нормировки угловых распределений) можно записать в виде:

$$\sigma(\theta, E) = \sigma_{\gamma}^{(1^{-})} \left(\frac{\Gamma_{f}^{(1^{-},0)}}{\Gamma_{f} + \Gamma_{\gamma}} \frac{3}{4} \sin^{2} \upsilon + \frac{1}{2} \frac{\Gamma_{f}^{(1^{-},k)}}{\Gamma_{f} + \Gamma_{\gamma}} \right) + \sigma_{\gamma}^{(2^{+})} \left(\frac{\Gamma_{f}^{(2^{+},0)}}{\Gamma_{f} + \Gamma_{\gamma}} \frac{15}{16} \sin^{2} \upsilon + \frac{1}{2} \frac{\Gamma_{f}^{(2^{+},k)}}{\Gamma_{f} + \Gamma_{\gamma}} \right),$$
(2)

где $\sigma_{\gamma}^{(1^-)}$ и $\sigma_{\gamma}^{(2^+)}$ — парциальные сечения дипольного и квадрупольного фотопоглощения соответственно; $\Gamma_f^{(I^{\pi},0)}$ — делительная ширина низшего канала с K = 0 для состояния со спином I и четностью π , а $\Gamma_f^{(I^{\pi},k)} = \Gamma_f + \Gamma_f^{(I^{\pi},0)}$ полная делительная, а Γ_{γ} — радиационная ширина.

Энергетическая зависимость средней делительной ширины уровней с заданным спином *I* и четностью *π* определяется формулой Бора-Уилера [18]:

$$\overline{\Gamma}^{I,\pi} = \frac{\overline{D}^{I,\pi}}{2\pi} \sum_{i=1}^{\upsilon} P\Big(E, E_f^{(i)}, E_{\rm KPHB}^{(i)}\Big), \tag{3}$$

где $\overline{D}^{I,\pi}$ — среднее расстояние между уровнями, индекс *i* нумерует каналы деления, υ — полное число каналов, а *P* — проницаемость барьера для *i*-го канала.

Для проницаемости параболического барьера Хилл и Уилер [19] нашли

$$P(E, E_f^{(i)}, E_{\rm kpub}^{(i)}) = \left[1 + \exp\frac{2\pi \left(E_f^{(i)} - E\right)}{E_{\rm kpub}^{(i)}}\right]^{-1}.$$
(4)

В этом выражении E_f — высота барьера деления, а $E_{\text{крив}}$ — параметр, характеризующий кривизну вершины параболы, которая аппроксимирует форму барьера вблизи порога.

В формуле (3) множитель $\overline{D}^{I,\pi}$ слабо зависит от энергии, убывая как $E^2 e^{-\sqrt{aE}}$, и в наших расчетах на протяжении энергетических интервалов порядка 0,5—1 МэВ его можно с той же, примерно, точностью, что и $\sigma_{\gamma}^{(2^+)} / \sigma_{\gamma}^{(1^-)}$ считать постоянным.

Однако наблюдаемые характеристики процесса — угловые распределения, сечения и т. д., определяются не только энергетической зависимостью предэкспоненциального множителя в выражении (3), но и его абсолютной величиной. Как показано в работе [10], при заданных E_f и $E_{\text{крив}}$ положение «наблюдаемого» порога T, то есть точки энергетической оси, где сечение деления достигает половины своего значения на плато, а также наклон кривой сечения в этой точке сильно зависят от относительной величины множителя $D/2\pi$ и радиационной ширины Γ_{γ} .

В работе [10] показано, что формула (3) вполне удовлетворительно описывает обширную совокупность экспериментальных данных за единственным, но очень резким исключением — делительная ширина резонансов 0^+ в реакции Pu²³⁹ (*n*, *f*) примерно в 70 раз меньше величины, предсказываемой выражением (3). Как относительно общего согласия, так и относительно указанного резкого исключения, одинаково трудно предположить, что они являются случайными. В книге Уилтеса [20] это положение объясняется следующим образом: «Возможным объяснением является то, что примесь самого нижнего адиабатического уровня (0^+) в компаунд-состоянии невелика. Этот уровень изолирован от плотного спектра энергетической щелью в 1 или 2 МэВ... и переходы на него и с него сильно запрещены».

Все эти соображения относятся, конечно, и ко всей нижней полосе каналов с K = 0, построенной на состоянии 0⁺. Если они справедливы, то при расчете делительной ширины для этих каналов правую часть в (3) надо поделить на величину А больше единицы. Как указывалось выше, сравнение с экспериментом для резонансов реакции $Pu^{239}+n$ дает А~70. Помимо аномально малой делительной ширины состояний 0⁺ у Pu^{240} такое предположение качественно объясняет обнаруженное в работе [21] преимущественное испускание осколков под углом 90° к пучку в реакции $U^{235} + n$ при энергии $E_n \sim 100$ кэВ, и некоторые особенности энергетической зависимости угловых распределений осколков фотоделения (как будет показано ниже).

Измерения производились на сплошном спектре тормозного излучения. Поэтому анализ энергетических зависимостей угловых распределений осложняется, и получаемые оценки физических характеристик — таких, как высота и форма барьера деления, отношение парциальных сечений — становятся менее определенными. С учетом «размазывания» в толстой мишени близкий к верхней границе участок тормозного спектра может быть удовлетворительно представлен (рис. 4) функцией

$$f(E_{\text{make}}, E)dE = k(E_{\text{make}} - E)^2 dE, \qquad (5)$$

где k практически не зависит от $E_{\text{макс}}$.

Радиационная ширина $\Gamma_{\gamma} \sim 30$ мВ в рассматриваемой области энергий $E \sim 5,5-6$ МэВ. Оценка величины $D/2\pi$ по формулам для плотности уровней [22] дает значение порядка нескольких сот мВ. Это означает, что для оценок можно считать, что $\overline{D}/2\pi \gg \Gamma_{\gamma}$ а $\overline{D}/2\pi A \ll \Gamma_{\gamma}$. Поэтому для K = 0 мы в знаменателе дроби $\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_{\gamma})$ можем пренебрегать величиной Γ_f по сравнению с Γ_{γ} .

Для каналов с $K \neq 0$ при подбарьерном делении это тоже, очевидно, возможно до тех пор, пока $\Gamma_{\gamma} > \Gamma_{f}^{(I^{\pi},0)} > \Gamma_{f}^{(I^{\pi},k)}$, то есть при $b \gtrsim a$, но уже по другой причине — из-за большой величины $\exp \frac{2\pi(E_{f} - E)}{E_{крив}}$ по сравнению с

единицей.

Интегрируя выражение (2) по спектру (5) учитывая все выше сказанное и выполняя несложные преобразования, легко показать, что

$$\frac{a}{b}\left(E_{_{\text{MAKC}}}\right) = \frac{2A}{3} \frac{\Phi\left(E_{_{\text{MAKC}}}, E_{f}^{(1^{-},k)}, E_{_{\text{КрИВ}}}^{(1^{-},k)}\right)}{\Phi\left(E_{_{\text{MAKC}}}, E_{f}^{(1^{-},0)}, E_{_{\text{КрИB}}}^{(1^{-},0)}\right)};$$
(6)

$$\frac{c}{b}\left(E_{\text{makc}}\right) = \frac{3}{4} \frac{\sigma_{\gamma}^{(2^{+})}}{\sigma_{\gamma}^{(1^{-})}} \frac{\Phi\left(E_{\text{makc}}, E_{f}^{(2^{+},0)}, E_{\text{крив}}^{(2^{+},0)}\right)}{\Phi\left(E_{\text{makc}}, E_{f}^{(1^{-},0)}, E_{\text{крив}}^{(1^{-},0)}\right)},$$
(7)

где

$$\Phi\left(E_{\text{макс}}, E_f, E_{\text{крив}}\right) = \int_{0}^{\infty} \frac{\epsilon^2 d\epsilon}{1 + \exp\frac{2\pi}{E_{\text{крив}}} \left(\epsilon - E_{\text{макс}} + E_f\right)}.$$
(8)

Интеграл (8) вычисляется точно лишь при $E_{\text{макс}} = E_{f}$, когда его значение равно

$$\Phi\left(E_{\text{макс}}, E_f, E_{\text{крив}}\right) = 1.8\left(E_{\text{крив}}/2\pi\right)^3,\tag{9}$$

но как только $E_{\text{макс}}$ отличается от E_f в ту или другую сторону на величину, большую, чем $E_{\text{крив}}/2\pi$, можно, сохраняя вполне достаточную точность, использовать асимптотические выражения:

$$\Phi\left(E_{\text{макс}}, E_{f}, E_{\text{крив}}\right) = \begin{cases} 1,8\left(\frac{E_{\text{крив}}}{2\pi}\right)^{3} + \frac{\left(E_{\text{макс}} - E_{f}\right)^{3}}{3}, & \text{при } E_{\text{макс}} - E_{f} > \frac{E_{\text{крив}}}{2\pi} & (10) \\ 2\left(\frac{E_{\text{крив}}}{2\pi}\right)^{3} \cdot e^{-\frac{2\pi}{E_{\text{крив}}}\left(E_{\text{макс}} - E_{f}\right)}, & \text{при } E_{f} - E_{\text{макс}} > \frac{E_{\text{крив}}}{2\pi} & (11) \end{cases}$$

С помощью выражений (6—11) можно сделать следующие оценки:

1. Отношение *a/b* согласно (6) при $E_{\text{крив}}^{(1^-,0)} < E_{\text{крив}}^{(1^-,k)}$ должно с уменьшением $E_{\text{макс}}$ достигать минимума при $E_{\text{макс}} = E_f^{(1^-,0)}$. (После этого минимума начнется плавный подъем. Он соответствует тому факту, что отношение проницаемостей двух барьеров, отличающихся лишь вблизи вершины, с углублением в подбарьерную область должно стремиться к единице. Однако для четно-четных ядер это соответствует таким низким энергиям, возбуждения, где наблюдать деление уже трудно). Значение порога канала (1⁻, k = 0) тогда, согласно табл. 1 и рис. 10, равны для U²³⁸ и Th²³² 5,7 и 5,9 МэВ соответственно. Эти значения совпадают с величинами, которые можно получить по кривым энергетической зависимости сечения фотоделения для этих ядер, приведенным в работе [10]. На Pu²⁴⁰ до энергии $E_{\text{макс}} = 5,4$ МэВ a/b монотонно падает и, таким образом, для этого ядра получается $E_f^{(1^-,0)} \le 5,4$ МэВ (см. рис. 11).

$E_{\text{макс}}$, МэВ	a	b	С		
Th ²³²					
5,4	0,009±0,009	0,991±0,027	0,030±0,025		
5,65	$0,010\pm0,005$	0,990±0,016	0*		
5,9	$0,010\pm0,005$	0,990±0,016	0,084±0,014		
6,4	$0,022{\pm}0,005$	0,978±0,015	0,022±0,014		
6,9	$0,032{\pm}0,007$	$0,968 \pm 0,024$	0,020±0,022		
U ²³⁸					
5,2	0,042±0,035	0,958±0,050	1,018±0,068		
5,4	$0,038\pm0,009$	0,962±0,017	0,155±0,021		
5,65	0,034±0,005	0,966±0,011	0,040±0,010		
5,9	$0,078 \pm 0,005$	0,922±0,014	0,039±0,014		
6,4	0,127±0,004	$0,873 \pm 0,009$	0,034±0,008		
6,9	0,213±0,004	$0,787{\pm}0,008$	$0,047{\pm}0,008$		
9,25	$0,570\pm0,006$	$0,430\pm0,007$	0,013±0,007		

Таблица 1. Параметры углового распределения осколков

Продолжение табл.	1		
		Pu ²⁴⁰	
5,4	0,171±0,044	0,829±0,061	1,072±0,077
5,65	0,301±0,038	$0,699 \pm 0,050$	0,628±0,064
5,9	0,561±0,013	0,439±0,017	0,302±0,021
6,4	$0,660\pm 0,008$	0,340±0,011	0,106±0,012
6,9	0,689±0,016	0,311±0,021	0,067±0,024
7,9	0,725±0,012	0,275±0,016	0,074±0,018

*Обработка данных при $E_{\text{макс}} = 5,4 \text{ МэВ}$ для Th²³² выполнена в предположении C = 0, поскольку в противном случае для C получается небольшое отрицательное значение.



Рис. 10. Сравнение экспериментальных и расчетных значений а/b и с/b в случае фотоделения U²³⁸: Δ , \circ — данные настоящей работы; — данные, полученные на моноэнергетических у-квантах [5, 7]. Сплошные кривые рассчитаны по формулам (6) и (7), пунктирная кривая проведена по экспериментальным точкам





203

2. Аналогично отношение c/b с уменьшением энергии достигает максимума в точке $E_f^{(2^+,0)}$. На эксперименте это отношение для U^{238} и Pu^{240} монотонно возрастает вплоть до самых низких исследованных значений $E_{\text{макс}}$ — 5,2 и 5,4 МэВ соответственно. Эти величины и являются верхними границами для $E_f^{(2^+,0)}$ соответствующих ядер. Для Pu^{240} нижний порог известен из реакции (*d*, *pf*) и равен 4,8 МэВ [23], поэтому полученный нами результат лишь увеличивает вероятность того, что порог 4,8 МэВ соответствует полосе каналов с k = 0 и положительной четностью. Случай с U^{238} убедительно показывает, что разница по энергии между полосами 0^+ , 2^+ ... и 1^- , 3^- составляет для этого ядра не менее 0,5 МэВ.

3. Точка, в которой достигается минимальное отношение a/b (или, что то же самое, максимальное значение анизотропии) для каналов 1⁻, k = 1 является глубоко подбарьерной, а делительная ширина и сечение деления через канал (1⁻, k = 1) в ней как раз выходят на насыщение. Измерения на монохроматических γ -лучах и тормозном спектре при этой энергии должны давать примерно одинаковую анизотропию. С повышением энергии изотропная компонента a/b на монохроматических γ -квантах должна возрастать экспоненциально

$$\frac{a}{b} \sim \exp \frac{2\pi \left(E_f^{(1^-,k)} - E_{\text{макс}}\right)}{E_{\text{крив}}^{(1^-,k)}},$$
(12)

а на тормозном спектре медленнее, по закону

$$\frac{a}{b} \sim \frac{\exp \frac{2\pi \left(E_{f}^{(1^{-},k)} - E_{\text{макс}}\right)}{E_{\text{крив}}^{(1^{-},k)}}}{\left(E_{\text{макс}} - E_{f}^{(1^{-},0)}\right)^{3}}.$$
(13)

На эксперименте все это наблюдается (см. рис. 10), и можно оценить значения параметров $E_f^{(1^-,k)}$ и $E_{\text{крив}}^{(1^-,k)}$, выбирая их так, чтобы кривая (6) проходила через экспериментальные точки. Это было проделано как для зависимостей $a/b(E_{\text{макс}})$, так и для $c/b(E_{\text{макс}})$. Для некоторых порогов значения параметров E_f и $E_{\text{крив}}$ получены в работах [3] и [23], в расчетах мы на них опирались. Расчетные кривые приведены на рис. 10 и 11, а результирующие значения параметров E_f и $E_{\text{крив}}$ собраны в табл. 2.

4. При значениях $E_{\text{макс}}$, заметно превышающих пороги $E_f^{(2^+,0)}$ и $E_f^{(1^-,0)}$ формула (10) дает асимптотическое значение:

$$\frac{c}{b} \left(E_{\text{макс}} \right) \simeq \frac{3}{4} \frac{\sigma_{\gamma}^{(2^+)}}{\sigma_{\gamma}^{(1^-)}} \frac{\left(E_{\text{макс}} - E_f^{(2^+,0)} \right)^3}{\left(E_{\text{макс}} - E_f^{(1^-,0)} \right)^3}.$$
(14)

Это соотношение позволяет оценить значения $\sigma_{\gamma}^{(2^+)} / \sigma_{\gamma}^{(1^-)}$ для Th²³², U²³⁸, Pu²⁴⁰ в рассматриваемой области энергий. Они также приводятся в табл. 2.

Таблица 2. Значение параметров E_f и $E_{\text{крив}}$, а также отношения $\sigma_{\gamma}^{(2^+)}/\sigma_{\gamma}^{(1^-)}$, полученные из анализа экспериментальных результатов

		Proje in a	
	Th ²³²	U^{238}	Pu ²⁴⁰
$E_{f}^{(2^{+},0)}$	-	≦5,2	<5,4(4,8) ^a
$E^{(2^+,0)}_{ m крив}$	-	0,7 ⁶	-
$E_{f}^{(1^-,0)}$	5,9	5,7	5,2
$E_{ ext{крив}}^{(1^-,0)}$	0,7 ⁶	0,7 ⁶	0,4 ^a
$E_f^{(1^-,k)}$	7,2	7,0	5,7
$E_{ ext{крив}}^{(1^-,k)}$	1,0	1,1	0,5
$\sigma_{\gamma}^{(2^+)} \Big/ \sigma_{\gamma}^{(l^-)}$	0,01<	0,015	0,14

^аЗначение взято из работы [23].

⁶Значение получено по результатам работы [3].

Результаты, приведенные в табл. 2, показывают, что для всех исследованных четно-четных ядер каналовая структура является достаточно четкой, т.е. пороги для разных каналов, как правило, отделены друг от друга значительными энергетическими интервалами. Расстояние между порогами $\Delta_1 E_f = E_f^{(2^+,0)} - E_f^{(1^-,0)}$ для Pu^{240} и U²³⁸ составляет 0,4–0,5 МэВ. Для Th²³² эту величину определить не удается, поскольку для этого ядра примесь квадрупольной компоненты в исследованном интервале энергий всюду находится на уровне экспериментальных ошибок. Расстояния между $E_f^{(1^-,0)}$ и $E_f^{(2^+,0)}$ находятся в качественном согласии с результатами работы [4] — возрастают от Pu²⁴⁰ к Th²³² от 0,5 до 1,3 МэВ. Однако у нас во всех случаях получаются существенно (примерно вдвое) большие значения. Во-первых, пороги $E_f^{(1^-,0)}$ и $E_f^{(1^-,k)}$ несколько «раздвинулись» из-за введения множителя $1/_A \sim 1/_{70}$ в правую часть формулы (3) для каналов с k = 0. Во-вторых, при обработке экспериментальных данных мы учитывали форму тормозного спектра (в работе [4] при вычислении

величин $\Delta_2 E_f = E_f^{(1^-,k)} - E_f^{(1^-,0)}$ спектр γ -квантов приближенно заменялся монохроматической линией с $E = E_{\text{макс}}$. Это также приводит к увеличению $\Delta_2 E_f$. Величина $\Delta_1 E_f - \Delta_2 E_f = E_f^{(1^-,k)} - E_f^{(2^+,0)}$, связанная с «шириной энергетической щели в седловой точке» в предположении одночастичной природы каналов (1⁻, k = 1), близка к 1 МэВ у Ри²⁴⁰ и к 2 МэВ у U²³⁸.

Кривизна вершины более высокого порога должна быть больше [13]. Из таблицы 2 видно, что значения $E_{\rm крив}$ действительно увеличиваются с повышением порога.

Приведенные в таблице отношения сечений поглощения квадрупольных у-квантов меняются от ядра к ядру, но по порядку величины согласуются с электродинамической оценкой $(R / \lambda)^2 \sim 5 \cdot 10^{-2}$ [24].

Изменение отношений сечений от ядра к ядру, по-видимому, указывает на существование зависимости этих сечений и от энергии для каждого из ядер. Отсюда следует необходимость более детального изучения этого вопроса.

Заключение

В работе показано, что прежние публикации об обнаружении квадрупольной компоненты в угловом распределении осколков фотоделения U^{238} при энергиях 6—10 МэВ не подтверждаются. Квадрупольная компонента обнаружена в не изученной до сих пор области энергий γ -квантов 5—6 МэВ ниже порога дипольного деления в согласии с теоретическими представлениями, следующими из модели каналов деления. Анализ относительного вклада квадрупольной, дипольной и изотропной компонент углового распределения осколков показывает структуру каналов деления, находящуюся почти в буквальном соответствии с предсказаниями О. Бора.

Авторы выражают глубокую признательность академику П. Л. Капице за поддержку исследований, В. М. Струтинскому за полезное обсуждение, И. Е. Бочаровой и В. Г. Золотухину за проведение математической обработки экспериментальных результатов на электронно-вычислительной машине, М. К. Голубевой, Н. Е. Федоровой, Л. Д. Гордеевой и З. А. Александровой за участие в эксперименте.

Литература

- 1. Bohr A. Proc. UN Int. Conf. PUAE (2)(1956) 99.
- Баз А.И., Куликова Н.М., Лазарева Л.Е., Никитина Н.В., Семенов В.А. Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Доклады советских ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 362.
- 3. Katz L., Baerg A.P., Brown F. Sec. UN Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy (U.N., Geneva, 1958) v. 15, p. 188, 1958.
- 4. Baerg A. P., Bartholmev R.M., Brown F., Katz L., Kowalski S. B. Can. J. Phys. 37 (1959) 148.

- 5. Foreman B., Johansson S.A.E. Nucl. Phys. 20 (1960) 136.
- 6. Conner J.P., Henkel R.L., Simmons J.E. Bull. Amer. Phys. Soc. II 4 (1959) 234.
- Carvalho H.G. Manfredini A., Muchnik M., Severi M., Bosch H., Wölfle W. Nuovo Cimento 29 (1963) 464.
- 8. Солдатов А.С., Александрова З.А., Гордеева Л.Д., Смиренкин Г.Н. *Ядерная физика* (в печати, 1965).
- 9. Griffin J.J. Phys. Rev. 116 (1959) 107.
- 10. Усачев Л.Н., Павлинчук В.А., Работнов Н.С. Атомная энергия 17 (1964) 479.
- 11. Перелыгин В.П., Третьякова С.П., Звара И. ПТЭ №4 (1964) 78.
- 12. Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Усачев Л.Н., Капица С.П., Ципенюк Ю.М. Угловая анизотропия фотоделения и четность основного состояния Ри. *Ядерная физика* (в печати).
- Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Усачев Л.Н. Структура каналов деления четно-четных компаунд-ядер. Доклад на конгрессе по физике ядра №4е/с337, Париж, 1964.
- 14. Капица С.П., Быков В.П., Мелехин В.Н. ЖЭТФ 41 (1961) 368.
- 15. Зыкин Л.М., Капица С.П., Мелехин В.Н., Неделяев А.Г. *Труды Международной конферениии по ускорителям* (Дубна, 1963). Атомиздат, М., 1964, стр.1049.
- 16. Schiff L.I. Phys. Rev. 83 (1951)252.
- Гейликман Б.Т. Материалы Первой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. (Объединенные нации, Женева, 1955); Т. 2, Физматгиз, М., 1956, стр. 230.
- 18. Bohr N., Wheeler J.A. Phys. Rev. 56(1939) 426.
- 19. Hill D.L., Wheeler J.A. Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
- 20. Wilets L. Theories of Fission. Oxford Press, 1964.
- 21. Нестеров В.Г., Блюмкина Ю.А., Камаева Л.А., Смиренкин Г.Н. *Атомная* энергия 16 (1964) 519.
- 22. Малышев А.В. ЖЭТФ 45 (1963) 316.
- 23. Northrop J. A., Stokes R.H., Boyer K. Phys. Rev. 115 (1959) 1227.
- 24. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. М.: Физматгиз, 1958, стр.422.
- 25. Soldatov A.S., Smirenkin G.N., Kapitza S.P., Tsipeniuk Yu.M. Phys. Let. 14 (1965) 217.

Подбарьерное фотоделение четно-четных ядер

А. В. Игнатюк, Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов, Ю. М. Ципенюк

На тормозном пучке микротрона ИФП АН СССР проведены измерения угловых распределений осколков и сечения фотоделения U^{238} и Th²³². В качестве делящихся мишеней использовались металлические фольги урана и тория. При обработке учитывался процесс рассеяния осколков на ядрах делящегося вещества. В подбарьерной области энергий обнаружены нерегулярности, которые, по-видимому, соответствуют квазистационарным состояниям вибрационного типа во второй яме. Результаты настоящего эксперимента и прежних измерений [1] анализируются в рамках модели двугорбого барьера с потенциалом, составленным из трех сопряженных парабол. Показано, что описание резонансной структуры требует учета затухания вибрационного движения, которое в настоящей работе моделируется добавлением в потенциал мнимой части.

Введение

Реакция (γ , f) на четно-четных ядрах создает весьма благоприятные возможности для изучения процесса деления ядер вблизи порога. Благодаря сильной зависимости сечения фотопоглощения $\sigma_{\gamma l}$ от мультипольности γ -квантов заметный вклад в процесс деления вносят лишь состояния с двумя комбинациями спина и четности: $I^{\pi} = 1^{-}$ и 2^{+} , причем в исследуемой области энергий выполняется условие $\sigma_{\gamma l} \gg \sigma_{\gamma l}$. Это обстоятельство сильно упрощает анализ спектра реализующихся каналов деления и является значительным преимуществом реакции (γ , f) перед другими способами возбуждения деления.

Основные трудности экспериментального исследования фотоядерных реакций связаны с отсутствием интенсивных источников монохроматических γ -квантов. При использовании тормозного излучения электронного пучка оптимальные условия с точки зрения интенсивности и энергетического разрешения реализуются на микротроне. Исследования фотоделения тяжелых ядер проводились нами в течение последних лет на сильноточном микротроне ИФП АН СССР с 17 орбитами [1, 2]. Эти исследования показали, что в энергетической зависимости сечения деления и компонент углового распределения осколков имеют место аномалии, которые противоречат традиционным представлениям о структуре барьера деления, но находят естественное объяснение в модели двугорбого барьера, предложенной Струтинским [3].

В настоящей работе излагаются результаты дальнейшего изучения этого вопроса. Приводятся новые экспериментальные данные для U^{238} и Th²³². Они анализируются совместно с опубликованными ранее [1] данными для изотопов Pu.

Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1971, т. 61, вып. 10, с. 1284—1302.

Влияние структуры барьера деления на наблюдаемые характеристики процесса

Приведем основные понятия и обозначения, используемые ниже. Выражение для дифференциального сечения фотоделения имеет вид [1]

$$2\pi \frac{d\sigma_{f}(\theta)}{d\Omega} = \frac{3}{2}\sigma_{\gamma 1}\frac{\Gamma_{f}^{11}}{\Gamma_{1}} + \frac{5}{2}\sigma_{\gamma 2}\frac{\Gamma_{f}^{21}}{\Gamma_{2}} + \left(\frac{3}{4}\sigma_{\gamma 1}\frac{\Gamma_{f}^{10} - \Gamma_{f}^{11}}{\Gamma_{1}} + \frac{5}{4}\sigma_{\gamma 2}\frac{\Gamma_{f}^{22} - \Gamma_{f}^{21}}{\Gamma_{2}}\right)\sin^{2}\theta + (1) + \sigma_{\gamma 2}\left(\frac{15}{16}\frac{\Gamma_{f}^{20}}{\Gamma_{2}} - \frac{5}{4}\frac{\Gamma_{f}^{21}}{\Gamma_{2}} + \frac{5}{16}\frac{\Gamma_{f}^{22}}{\Gamma_{2}}\right)\sin^{2}2\theta.$$

Здесь $\sigma_{\gamma I}$ — сечения образования составного ядра с моментом *I*, Γ_{f}^{IK} — парциальные делительные ширины,

$$\Gamma_I = \sum_{K=-I}^{I} \Gamma_f^{IK} + \Gamma_c^{I}$$

— полная ширина ($\Gamma_f^{IK} = \Gamma_f^{I-K}$), Γ_c^{I} — ширина процессов, конкурирующих с делением, K — проекция момента количества движения на ось деления. Угловое распределение без учета нормировки записывается обычно в виде

$$W(\theta) = a + b\sin^2 \theta + c\sin^2 2\theta.$$
⁽²⁾

Если потенциальная кривая, описывающая барьер деления, имеет единственный максимум, то вблизи этого максимума барьер можно считать параболическим. Для проницаемости параболического барьера имеем

$$\frac{2\pi}{\overline{D}_{I}}\Gamma_{f}^{IK} \equiv P_{IK} = \left\{1 + \exp\left[\frac{2\pi\left(E_{f}^{IK} - E\right)}{\hbar\omega_{IK}}\right]\right\}^{-1},$$
(3)

где E_f^{IK} и $\hbar \omega_{IK}$ — высота и параметр кривизны барьера, \overline{D}_I — расстояние между уровнями составного ядра. Проницаемости P_{IK} достигает значения 0,5 при $E = E_f^{IK}$ («истинный порог деления»).

Параметры барьера могут зависеть от квантовых чисел I и K, что и приводит к анизотропии разлета осколков. Для спина I = 1 минимальное значение высоты барьера соответствует K = 0, так что при достаточной разнице E_f^{11} и E_f^{10} в подбарьерной области $\Gamma_f^{10} \gg \Gamma_f^{11}$ и в угловом распределении $b \gg a$

$$\frac{b}{a} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma_f^{10}}{\Gamma_f^{11}} - 1 \right) \sim \frac{P_{10}}{P_{11}}.$$
(4)

В этом выражении мы пренебрегаем вкладом квадрупольной компоненты в первых двух слагаемых (1). Сам по себе факт наблюдения квадрупольного фотопоглощения интересен. Однако из-за сложности анализа энергетической зависимости коэффициента c, определяемого вкладом трех состояний K = 0, 1, 2; I = 2, разделить которые очень трудно, в данной работе квадрупольное деление не рассматривается.

При наличии конкурирующих процессов распада составного ядра энергетическая зависимость сечения деления определяется не проницаемостью, а так называемой делимостью:

$$\frac{\sigma_{f1}}{\sigma_{\gamma 1}} = \frac{\Gamma_f^{10} + 2\Gamma_f^{11}}{\Gamma_f^{10} + 2\Gamma_f^{11} + \Gamma_{\gamma}^{1}} \approx \frac{\Gamma_f^{10}}{\Gamma_f^{10} + \Gamma_{\gamma}^{1}}.$$
(5)

Делимость принимает значение 0,5 не на истинном пороге, а несколько раньше при энергии

$$T_1 = E_f^{10} - \frac{\hbar\omega_{10}}{2\pi} \ln \frac{\bar{D}_1}{2\pi \Gamma_{\gamma}^1},$$
 (6)

которую называют наблюдаемым порогом (см. [4]).

В рамках традиционного описания каналовых эффектов максимум b/a, т. е. P_{10}/P_{11} , возникает при $E \approx E_f^{10}$, точнее, несколько ниже, если реализуется естественное геометрическое соотношение — более высокому барьеру соответствует большая кривизна ($\hbar\omega_{11} > \hbar\omega_{10}$). Этот максимум всегда должен быть справа по энергии от наблюдаемого порога, что иллюстрируется рис. 1а. На рис. 1б представлены результаты измерения энергетических зависимостей анизотронии и сечения деления в реакции $Pu^{240}(\gamma, f)$ [1]. Они показывают противоположное положение этих характерных точек. Наблюдаемое расхождение выходит за рамки любых мыслимых неопределенностей экспериментальных данных и не может быть устранено ни при каком выборе параметров, используемых в расчетах кривых на рис. 1а. Сечение деления Pu^{240} в той точке, где анизотропия достигает максимума, примерно на два порядка меньше, чем оно должно быть согласно расчетам. Аналогичные результаты были получены и при исследовании фотоделения других ядер [1].

Если потенциальная кривая имеет два максимума, то проницаемость такого двугорбого барьера в достаточно простой аналитической форме может быть определена в рамках квазиклассического приближения [5]:

$$P = \frac{P_A P_B}{4} \left[\left(\frac{P_A + P_B}{4} \right)^2 \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \right]^{-1}.$$
 (7)

Здесь $P_A(E)$ и $P_B(E)$ — проницаемости составляющих барьеров A и B, а фазовый множитель $\varphi(E)$ определяет условия возникновения квазистационарных уровней в яме между горбами. Их энергия определяется уравнением



Рис. 1. Пример расчетной (а) и экспериментальной (б) делимости и анизотропии фотоделения. Расчеты проведены в рамках традиционной модели одногорбого барьера со следующим набором параметров:

$$E_f^{10} = 5,5 \text{ M} \Rightarrow B, \ \hbar \omega_{10}/2\pi = 0,1; \ 0,125; \ 0,150 \text{ M} \Rightarrow B; \ E_f^{11} = 6,0 \text{ M} \Rightarrow B; \ \hbar \omega_{11}/2\pi = 0,125 \text{ M} \Rightarrow B$$

$$\varphi\left(E_n^0\right) = \pi\left(n + \frac{1}{2}\right),\tag{8}$$

а ширина

$$\Gamma = D_0 \left(P_A + P_B \right) / 2\pi \,, \tag{9}$$

где *n* — номер уровня, отсчитываемый от дна ямы, а $D_0 = \pi (d\varphi / dE)^{-1}$ — расстояние между этими уровнями. Проницаемость двугорбого барьера испытывает резкие колебания от

$$P_{\min} = P_A P_B / 4 \text{ до } P_{\max} = 4 P_A P_B / (P_A + P_B)^2 , \qquad (10)$$

которые проявляются в виде резонансов в энергетической зависимости делимости. Такие резонансы, действительно, были наблюдены в разных реакциях, заключительным этапом которых является деление.

Вопрос о расщеплении двугорбого барьера в зависимости от квантового числа K и о влиянии этого расщепления на наблюдаемые характеристики процесса деления значительно сложнее, чем в случае одногорбого барьера. Характерными являются две крайние возможности: а) время жизни во второй яме велико по сравнению с периодом миграции K, и ядро «забывает», с каким значением K был пройден барьер — модель «с забыванием»; б) величина K сохраняется на всех этапах прохождения двугорбого барьера — модель «без забывания». Первый случай моделируется барьерами с нерасщепленными по Kвнутренними горбами, во втором — каждой комбинации IK^{π} соответствует своя потенциальная кривая. При достаточно большой разности высот горбов наблюдаемый порог деления в обоих случаях определяется положением более высокого горба, тогда как угловая анизотропия вблизи порога определяется расщеплением только внешнего горба B в модели «с забыванием» и расщеплением обоих горбов в модели «без забывания».

Если второй горб ниже первого, то в модели «с забыванием» максимум угловой анизотропии сместится ниже наблюдаемого в сечении порога, и это позволяет качественно объяснить отмеченные выше аномалии в поведении *b/a* (рис. 16) [1]. При учете резонансной структуры энергетической зависимости делимости картина значительно усложняется. Ее однозначная интерпретация требует количественного анализа.

Метод и результаты измерений

Как и в прежних наших работах [1, 2], измерения проводились на тормозном пучке от внутренней мишени микротрона с использованием цилиндрических стекол в качестве детекторов осколков деления. Подробнее постановка эксперимента и обработка данных описаны в [1]. Для исследования глубоко подбарьерной области фотоделения U²³⁸ делящееся вещество использовалось в виде металлической фольги урана двухсоткратного обеднения по изотопу U²³⁵. Толщина фольги (~0,2 г/см²) значительно превосходила пробег осколков ($R \approx 10 \text{ мг/см}^2$). По сравнению со слоем 1 мг/см² фольга дает выигрыш в статистике отсчетов для стеклянных детекторов в 5–7 раз в зависимости от угла вылета осколков [6].

Несмотря на то, что дифференциальное сечение рассеяния осколков имеет вид очень узкого пика вперед [7], процесс рассеяния осколков в толстой мишени может исказить $W(\theta)$, особенно при большой величине анизотропии. На рис. 2 сравниваются коэффициенты углового распределения a_{Φ} и c_{Φ} , полученные методом наименьших квадратов из результатов измерений с урановыми и ториевыми металлическими фольгами с аналогичными коэффициентами a_{cn} и c_{cn} для тонких слоев толщиной $\approx 1,2$ мг/см² (коэффициент *b* определяется согласно условию нормировки: a + b = 1). Эффект рассеяния осколков, проявляющийся в отклонении от пунктирных кривых $a_{\Phi} = a_{c\pi}$ и $c_{\Phi} = c_{c\pi}$, заметен лишь при $a_{c\pi} < 0,2$ т. е. b/a > 5, и в пределах ошибок не сказывается на коэффициенте с. Искажающее влияние рассеяния осколков на коэффициент а тем больше, чем больше величина квадрупольной компоненты, что хорошо видно из рис. 2, на котором значения *а* для c < 0,1 показаны зачерненными кружками, для $c = 0,3 \div 1,2$ светлыми. Этот результат объясняется тем, что в области малых углов из-за рассеяния осколков влияние квадрупольной компоненты на коэффициент а при равных b и c вчетверо больше, чем от дипольной.



Рис. 2. Сравнение коэффициентов углового распределения осколков a (\circ , \bullet) и c (\diamond) для фольги и слоя толщиной 1,2 мг/см². Светлые кружки — a для $W(\theta)$ со значением $c=0,3\div1,2$

Для введения поправок на рассмотренный эффект необходимо знать вид углового распределения рассеянных осколков для рассеивателя, эквивалентного рабочему слою фольги, эффективная толщина которого $\approx (R - R_b)/2$, $R_b \approx 3$ мг/см² — пробег осколка, соответствующий порогу регистрации в стекле. С этой целью были поставлены опыты по рассеянию коллимированного пучка осколков Cf²⁵² с полушириной 1,5°. В качестве рассеивателей использовались золотые фольги толщиной 1,6 и 3,3 мг/см². Результаты измерений, представленные на рис. 3, нормированы так, чтобы площади под кривыми были одинаковы. На вставке к рис. 3 в произвольных единицах показаны результаты работы [7] для рассеивателей из золота толщиной 0,315 и 0,63 мг/см².

Результаты наших измерений можно хорошо аппроксимировать выражением

$$N(\theta_p) = m_1 \exp\{-\theta_p/\tau_1\} + m_2 \exp\{-\theta_p/\tau_2\}, \qquad (11)$$

параметры которого для разных толщин t_{Au} приведены на рис. 3. Наблюдаемое угловое распределение осколков $W(\theta)$ как

$$W(\theta)_{\Phi} = \int_{\Omega} W(\theta') N(\theta_p) d\Omega' / \int_{\Omega} N(\theta_p) d\Omega'.$$
⁽¹²⁾

Опуская выкладки, приведем лишь конечный результат:

$$a_{\Phi} = a_{cn} + (1 - a_{cn})K_1 + 4c_{cn}K_2, \quad c_{\Phi} \approx c_{cn}.$$
(13)



Рис. 3. Угловые распределения осколков, рассеянных на золотой фольге толщиной 1,6 $(\tau_1 = 3,75^\circ; \tau_2 = 7,4^\circ; m_2/m_1 = 0,025)$ и 3,3 $(\tau_1 = 2,17^\circ; \tau_2 = 6,5^\circ; m_2/m_1 = 0,065)$ мг/см². Треугольными значками изображена характеристика коллиматора. На вставке приведены $N(\theta_p)$ для более тонких слоев золота [7]: 0,63 $(\tau_1 = 1,0^\circ)$ и 0,315 $(\tau_1 = 0,5^\circ)$ мг/см²

Значения коэффициентов K_1 и K_2 , найденные методом наименьших квадратов из данных, приведенных на рис. 2, составили соответственно $0,022 \pm 0,002$ и $0,019 \pm 0,008$. Сплошная кривая на рис. 2 описывается выражением (13) при c=0,025. Используя (13) с приведенными выше константами K_1 и K_2 , можно произвести пересчет параметров углового распределения $W(\theta)_{\Phi}$, полученных в измерениях с фольгой, к значениям этих параметров для слоя толщиной 1,2 мг/см², применявшегося в прежних измерениях [1]. С помощью такой обработки результатов непосредственных измерений с фольгой получены исправленные значения a, которые сравниваются в табл. 1 с результатами измерений со слоями.

Закономерно поставить вопрос о величине аналогичной поправки в экспериментах со слоями. К сожалению, нам не удалось произвести надежных измерений с более тонкими рассеивателями из Au. Полученная грубая экспериментальная оценка параметров для толщины $t_{Au} \approx 0.5$ мг/см², которая примерно эквивалентна толщине уранового слоя 1 мг/см² приводит к значению $K \approx 0,008$. Если эта оценка верна, то, как следует из (13), угловую анизотропию
U^{238} в максимуме надо увеличить на 25 %, а у Th²³² ниже порога, где $a \approx 0,01-0,015, -$ в 2-5 раз. Иными словами, не исключено, что в последнем случае значительная часть наблюдаемой изотропной составляющей связана с «фоном», обусловленным рассеянием осколков. Однако отсутствие достоверной информации побудило нас оставить данные в табл. 1 в неизменном виде.

Таблица 1.

Параметры угловых распределений a_{Φ} и c_{Φ} и выход реакции фотоделения, полученные в измерениях с металлическими фольгами. Изотропная составляющая $W(\theta)$, полученная со слоями ($a_{e\pi}$), сравнивается со значением a, полученным из соотношения (13)

E_{\max} ,	<i>a</i> _e	a	<i>a</i>	Ca	Υ,						
МэВ	цф	u	er cji	¢ψ	дел/мг·мка·с						
Th ²³²											
5,55	0,042±0,019	0,019±0,019	-	0,022±0,046	$1,45 \cdot 10^{-2}$						
5,65	0,041±0,014	0,017±0,014	0,010±0,005	0,038±0,025	$5,1\cdot 10^{-2}$						
5,75	0,031±0,002	0,010±0,003	0,015±0,010	$0,002\pm0,007$	$6,2 \cdot 10^{-2}$						
5,80	0,028±0,008	$0,006\pm0,008$	0,015±0,010	0,013±0,025	$9,3.10^{-2}$						
6,00	0,024±0,004	-0,004±0,005	0,014±0,003	0,089±0,011	0,31						
6,20	0,034±0,004	$0,008\pm0,005$	0,012±0,003	0,066±0,011	0,79						
6,40	0,044±0,002	0,021±0,003	0,022±0,005	0,028±0,006	4,0						
6,70	0,049±0,003	0,028±0,004	0,023±0,002	-0,006±0,010	9,8						
7,00	0,059±0,004	0,036±0,005	0,036±0,004	0,027±0,012	14,5						
7,20	0,075±0,003	0,054±0,004	-	-0,005±0,011	17,8						
7,30	0,070±0,003	0,047±0,004	0,056±0,006	0,031±0,004	19,5						
7,70	0,111±0,005	0,089±0,006	0,088±0,005	0,027±0,013	40,5						
8,00	0,135±0,004	0,115±0,005	0,109±0,006	0,007±0,011	50						
8,50	0,181±0,005	0,161±0,006	0,164±0,004	0,015±0,012	68						
U^{238}											
4,63	0,355±0,195	0,215±0,220	-	1,657±0,334	$1,2.10^{-5}$						
4,8	0,841±0,077	$0,760\pm0,078$	-	0,971±0,110	$2 \cdot 10^{-4}$						
4,85	0,351±0,078	0,231±0,079	-	$1,380\pm0,134$	$3 \cdot 10^{-4}$						
4,93	0,290±0,052	0,171±0,053	-	$1,350\pm0,088$	$4,7.10^{-4}$						
5,0	0,241±0,017	0,135±0,020	0,052±0,098	1,139±0,031	$8,4.10^{-4}$						
5,13	0,256±0,031	0,162±0,033	-	$1,026\pm0,054$	$2,7 \cdot 10^{-3}$						
5,2	0,179±0,023	0,090±0,024	0,100±0,035	0,907±0,045	$4,3.10^{-3}$						
5,4	0,094±0,011	0,050±0,012	0,038±0,009	0,306±0,026	$2,4.10^{-2}$						
5,5	0,073±0,003	$0,040\pm0,004$	-	0,161±0,007	$7,4.10^{-2}$						
5,6	0,080±0,005	0,054±0,005	-	0,074±0,012	0,16						
5,65	0,062±0,005	0,034±0,006	0,034±0,005	0,085±0,011	0,27						
5,7	0,077±0,003	$0,054{\pm}0,004$	-	0,041±0,009	0,34						
5,8	0,092±0,006	$0,068\pm0,007$	-	0,052±0,014	0,69						
5,9	0,079±0,003	$0,054{\pm}0,004$	0,078±0,005	$0,058\pm0,007$	0,91						
6,0	0,122±0,005	0,099±0,006	-	0,048±0,012	1,8						
6,2	0,149±0,018	0,128±0,019	-	0,034±0,038	5,0						
7,3	0,341±0,004	0,326±0,005	-	0,013±0,007	34						
7,4	0,351±0,006	0,336±0,007	-	0,009±0,010	40						
7,5	0,354±0,008	0,338±0,010	0,364±0,006	0,027±0,013	47						

В табл. 1 приведено также регистрируемое в нашем опыте число делений в секундах на 1 мг вещества для тока в 1 мка:

$$Y(E_{\max}) = C \int_{0}^{E_{\max}} \sigma_f(E) f(E, E_{\max}) dE .$$
(14)

Здесь $f(E, E_{\text{max}})$ — спектр тормозного излучения, а выход $Y(E_{\text{max}})$ нормирован так же, как в [1]. Данные о выходе и его угловых компонентах $Y_{1K}(E_{\text{max}})$ и $Y_c(E_{\text{max}})$ изображены в верхней части рис. 4. В [1] нами использовалось иное разбиение выхода на угловые компоненты, соответствующие вкладу каждой из составляющих углового распределения (2) в полный выход. Например, выход квадрупольной компоненты определяется как

$$Y_{c} = \frac{\frac{8}{15}c}{a + \frac{2}{3}b + \frac{8}{15}c}Y.$$
 (15)

Более полезным для анализа является разбиение выхода и сечения на компоненты Y_{1K} и σ_{IK} , соответствующие делению через каналы с фиксированными *I* и *K* (см. (1)):

$$\sigma_{10} = \sigma_{\gamma l} \Gamma_f^{10} / \Gamma_l , \quad \sigma_{11} = \sigma_{\gamma l} 2 \Gamma_f^{11} / \Gamma_l .$$
⁽¹⁶⁾

Аналогичное разбиение по признаку *К* в случае квадрупольного сечения невозможно, и для него по-прежнему будет использоваться менее физическое представление (15), которому в подынтегральном выражении (14) соответствует сечение

$$\sigma_{c} = \sigma_{\gamma 2} \left(\Gamma_{f}^{20} - \frac{4}{3} \Gamma_{f}^{21} + \frac{1}{3} \Gamma_{f}^{22} \right) / \left(\Gamma_{f}^{20} + 2\Gamma_{f}^{21} + 2\Gamma_{f}^{22} + \Gamma_{\gamma}^{2} \right), \tag{17}$$

составляющее некоторую часть σ_{/2}.

Результаты новой серии измерений подтверждают наличие у Th²³² излома в полном выходе и Y_{10} при $E_{\text{max}} \approx 5,7$ МэВ, обнаруженного ранее в [8]. Аналогичный эффект проявляется у U²³⁸ в компонентах Y_{10} и Y_{11} при E_{max} , равной 4,8 и 5,0 МэВ и Y_c при E_{max} , равной 4,7—5,0 и 5,4—5,7 МэВ. Нерегулярности Y_{11} у Th²³² при $E_{\text{max}} \approx 5,7$ МэВ, по-видимому, не следует придавать большого значения. Во всей области E_{max} ниже 6 МэВ, где значения $a = 0,015 \div 0,010$ сравнимы с предполагаемым эффектом рассеяния осколков в слое толщиной 1,2 мг/см², Y_{11} в значительной степени может повторять ход $Y \approx Y_{10}$, в том числе и нерегулярности при $E_{\text{max}} \approx 5,7$ МэВ.

В нижней части рис. 4 приведены кривые сечений деления σ_f и его угловых компонент σ_{10} , σ_{11} , σ_c , полученные путем решения интегральных уравнений (14) для *Y*, *Y*₁₀, *Y*₁₁ и *Y*_c методом, описанным в [9]. Как и прежде [1], в данной работе мы ограничились экспериментальным определением относительного хода сечения, привязав его в случае U²³⁸ к данным для моноэнергетических фотонов [10]. Там же приведены кривые Каца с соавторами [8], примерно



Рис. 4. Вверху — энергетические зависимости полного выхода $Y(E_{\text{max}})$ — \circ , • и его компонент $Y_{10}(E_{\text{max}})$ — Δ , ▲, $Y_{11}(E_{\text{max}})$ — \Box , ■ и $Y_c(E_{\text{max}})$ — \diamond , ◆. Светлыми точками показаны результаты измерений с тонкими слоями Th²³² и U²³⁸, темными — с металлическими фольгами. Внизу — зависимости полного сечения фотоделения $\sigma_f(E)$ и его компонент $\sigma_{10}(E)$, $\sigma_{11}(E)$ и $\sigma_c(E)$. Точками × и Ф показаны соответственно результаты работ [10] и [12]. Тонкой сплошной линией показаны зависимости полного сечения $\sigma_f(E)$

одинаково отклоняющиеся от результатов наших измерений как для Th²³², так и для U²³⁸. Аналогичный сдвиг наблюдается и в случае фотоделения Pu²³⁹ [11], что говорит о систематическом расхождении результатов работ, которое связано, вероятно, с неточностью определения энергии. Последние данные Ноулеса с соавторами [12] для моноэнергетических фотонов поддерживают результаты настоящей работы.

Несколько общих замечаний о данных на рис. 4. Методам решения некорректно поставленных задач, к которым принадлежит и применявшаяся нами математическая обработка выходов, свойственны неопределенности, связанные с раскачкой решений и неоднозначным выбором параметров их регуляризации. Поэтому к достоверным мы относим лишь те нерегулярности решений, которые отчетливо проявляются в интегральных величинах. На рис. 4 для примера изображены результаты обработки нескольких плавных пробных функций $Y_c(E_{\text{max}})$ для U^{238} (кривые 1, 2, 3). Видно, что никакой разумной вариацией хода $Y_c(E_{\text{max}})$ в пределах ошибок опыта нельзя устранить нерегулярную структуру $\sigma_c(E)$. В частности, кривая 3, которой в работе [1] были аппроксимированы данные, полученные со слоями U₃O₈, игнорирует единственную «провалившуюся» точку прежних измерений. В данной серии измерений этот провал Y_c был подтвержден, что привело к возникновению сложной структуры σ_c (*E*). Осторожности в интерпретации требуют данные выше наблюдаемого порога ≈ 6 МэВ, где мы не производили подробных измерений. Здесь мы можем претендовать лишь на описание среднего хода приведенных величин.



Рис. 5. Сравнение точного решения задачи о проницаемости двугорбого барьера (сплошная линия) с результатами квазиклассического приближения (точки) [13]. Пунктир — зависимость $P_{\min}(E)$. Параметры барьера, МэВ: E_A = 6, $\hbar \omega_A$ = 1,3, E_B = 5, $\hbar \omega_B$ = 0,48, $E_{\rm II}$ = 2, $\hbar \omega_{\rm II}$ = 2

Анализ экспериментальных данных

1. Зависимость потенциальной энергии ядра от деформации даже в одномерном представлении V(x) имеет вид достаточно сложной кривой. Поэтому при анализе экспериментов обычно идут на упрощения, связанные с выбором формы барьера в удобно параметризуемом виде. Чаще всего используется двугорбый барьер в виде трех сопряженных парабол. Результаты расчета проницаемости такого барьера в квазиклассическом приближении (7)-(10) достаточно хорошо согласуются с точным решением в области энергий ниже Е_{fB} (рис. 5). Важной особенностью точного решения задачи является наличие широких резонансов в проницаемости барьера при энергиях выше E_{fB} . Их природа аналогична хорошо известным оптическим резонансам в сечениях рассеяния частиц на потенциальной яме.

На рис. 6 данные о подбарьерном сечении

$$\sigma_{10} = \sigma_{\gamma 1} \frac{D_1}{2\pi \Gamma_{\gamma}^1} P_{10}(E)$$

для ядра U²³⁸ сравниваются с результатами расчета P(E). Параметры барьера были подобраны таким образом, чтобы воспроизвести положение наблюдаемого резонанса и ход экспериментальной кривой за его пределами. Можно видеть, что теоретическая «высота» резонанса — отношение $P_{\text{max}}/P_{\text{min}} = [4 / (P_A + P_B)]^2$ — на

несколько порядков превышает довольно слабый наблюдаемый эффект. Поскольку резонанс находится в глубоко подбарьерной области, где заведомо $P_A + P_B \ll 1$, то ясно, что никаким подбором параметров этого противоречия ликвидировать не удастся. Очевидным физическим эффектом, сглаживающим и уширяющим подбарьерные резонансы, является взаимодействие продольных колебаний ядра, ведущих к делению, с другими коллективными и одночастичными степенями свободы. Диссипация колебаний должна приводить к «затуханию» резонансов — к уменьшению их высоты, уширению и расщеплению. Эффекты такого рода наиболее отчетливо проявились в реакции Pu²³⁹ (*d*, *pf*) [14]. Можно ожидать, что они сравнительно невелики при мелкой яме, когда малы энергия возбуждения и определяемая ею плотность HVклонных состояний. Соответствующие этому случаю «чистые» вибрационные состояния следует ожидать у легких актинидов типа Th [3]. Для более тяжелых ядер, у которых, по-видимому, яма



Рис. 6. Сравнение резонанса в сечении фотоделения U^{238} (жирная кривая) с результатами расчета проницаемости двугорбого барьера. *а* — Расчеты с действительным потенциалом V(x)без учета экспериментального энергетического разрешения показаны тонкой сплошной линией,

с учетом разрешения (50 кэВ) — пунктирной; штрих-пунктирными кривыми *1* и *2* показаны расчеты с комплексным потенциалом при *w*₀, равном соответственно –0,05 и –0,1 МэВ. Кроме того, дано сравнение тех же кривых, проинтегрированных по тормозному спектру (*б*) глубже, уширение резонансов необходимо принимать во внимание при анализе экспериментальных данных.

Достаточно просто затухание можно учесть путем добавления в потенциал V(x) мнимой части, в полной аналогии с комплексным потенциалом оптической модели ядра. Если мнимая добавка в потенциал отлична от нуля только в пределах классически разрешенной области движений в яме между горбами, то в квазиклассическом приближении проницаемость двугорбого барьера будет иметь вид

$$P(E) = \frac{P_A P_B}{4} \left\{ \cos^2 x \left[\operatorname{ch} y + \operatorname{sh} y \frac{P_A + P_B}{4} \right]^2 + \sin^2 x \left[\operatorname{sh} y + \operatorname{ch} y \frac{P_A + P_B}{4} \right]^2 \right\}^{-1}, \quad (18)$$

где $x = \text{Re } \varphi(E)$, а $y = \text{Im } \varphi(E)$. Если мнимая часть потенциала $w_0 < 0$ постоянна и мала, то $y = -\pi w_0 / D_0$. Пределы изменения проницаемости в этом случае

$$P_{\min} = \frac{P_A + P_B}{4}, \quad P_{\max} = \frac{P_A P_B}{4 \left[y + \left(P_A + P_B \right) / 4 \right]^2},$$
 (19)

а ширину резонансов легко получить из разложения (18) вблизи $E_n^{0}(8)$:

$$P(E_n^0 + \Delta E) = \frac{(D_0/2\pi)^2 P_A P_B}{\left[-2w_0 + D_0 (P_A + P_B)/2\pi\right]^2 / 4 + (\Delta E)^2} = \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma^2 / 4 + (\Delta E)^2}, \quad (20)$$
$$\Gamma = -2w_0 + D_0 (P_A + P_B) / 2\pi \equiv -2w_0 + \Gamma_A + \Gamma_B.$$

где

Таким образом, в подбарьерной области введение мнимого потенциала не меняет P_{\min} , но экспоненциально уменьшает высоту резонанса проницаемости P_{\max} и увеличивает его ширину.

В данной работе расчеты проницаемости двугорбого барьера в виде трех сопряженных парабол производились с мнимой частью потенциала, заданной между горбами соотношением

$$\operatorname{Im} V(x) = \begin{cases} w_0 + \frac{1}{2} \mu \hbar \omega_w^2 (x - x_{\mathrm{II}})^2, & \text{если Im} V(x) < 0; \\ 0, & \text{в остальной области.} \end{cases}$$
(21)

Здесь w_0 — максимальная глубина мнимой части потенциала, $\hbar \omega_w$ — его кривизна и μ — массовый параметр. Влияние затухания на ширину резонансов в проницаемости можно проследить на рис. 6. При $w_0 = -(0,05\div 0,1)$ МэВ имеет место достаточно хорошее согласие рассчитанных кривых с экспериментальными данными для U²³⁸. Для описания более острых резонансов Th²³² нужна меньшая величина w_0 , что соответствует изложенным выше качественным соображениям.

2. На угловую анизотропию b/a, величину относительную, не влияют возможные нерегулярности сечения фотопоглощения [15]. Однако поскольку

немонотонную энергетическую зависимость имеют в этом случае делительные ширины, стоящие как в числителе, так и в знаменателе (4), интерпретация резонансной структуры b/a сильно затрудняется. Поэтому в настоящей работе к анализу привлекается информация о проницаемости каждого из каналов K = 0 и K = 1, которую можно извлечь из σ_{10} и σ_{11} .

Данные, которые позволяют судить об абсолютной величине и энергетической зависимости сечения фотопоглощения тяжелых ядер в интересующей нас области энергий [16], приведены на рис. 7. Они довольно скудны и позволяют лишь оценить сечение по порядку величины и сделать качественное заключение о его зависимости от энергии. Поэтому основой для физических выводов в настоящей работе служит поведение парциальных сечений фотоделения в подбарьерной области, где можно быть уверенным, что резкая экспоненциальная зависимость делимости делает несущественным возможные неопределенности в сечении образования составного ядра.

Для восстановления проницаемостей

$$P_{10} = \frac{\sigma_{10}P_{\gamma 1}}{\sigma_{\gamma 1} - \sigma_{10} - \sigma_{11}} \quad \text{i} \quad P_{11} = \frac{\sigma_{11}P_{\gamma 1}}{2(\sigma_{\gamma 1} - \sigma_{10} - \sigma_{11})}$$
(22)

использовались следующие предположения:



Рис. 7. Принятая в расчетах форма зависимости сечения дипольного фотопоглощения $\sigma_{\gamma 1}$ (сплошная линия). Точками показаны средние значения $\sigma_{\gamma 1} = \sigma_f + \sigma_{\gamma,n}$, полученные из [6, 16]: Δ — для U²³⁸, \circ — для Th²³². Штрих-пунктиром показаны участки зависимостей $\sigma_f(E)$ [1, 8] в районе наблюдаемого порога. Пунктиром показана экстраполяция гигантского резонанса сечения фотопоглощения

а) зависимость $\sigma_{\gamma 1}(E)$ в рассматриваемом узком энергетическом интервале 4,5—6 МэВ принималась экспоненциальной в соответствии со сплошной прямой на рис. 7, а абсолютная величина выбиралась для каждого ядра так, чтобы на наблюдаемом пороге выполнялось условие $\sigma_{01} / \sigma_{\gamma 1} = 0.5$;

б) расчет «радиационной проницаемости» $P_{\gamma 1}$ при $E < B_n$ проводился в рамках статистической теории ядерных реакций [17]:

$$P_{\gamma}(E) = \frac{2\pi\Gamma_{\gamma}(U_0)}{\overline{D}(U_0)} \frac{X(U)}{X(U_0)}$$

$$X = e^x \left(x^4 - 10x^3 + 45x^2 - 105x + 105\right), \ x = 2\sqrt{aU}, \ U = E - \delta.$$
(23)

Здесь $\overline{D}(U_0)$ — среднее расстояние между уровнями ядра при энергии: связи нейтрона $E = B_n$, *a* и б — параметр плотности уровней и поправка на спаривание модели Ферми-газа. Значения $\Gamma_{\gamma}(U_0)$ и $\overline{D}(U_0)$ были взяты из данных для нейтронных резонансов ядра Pu^{240} со спином 1 [18]. На рис. 8 изображены полученные описанным способом проницаемости P_{10} , P_{11} и их отношения P_{10}/P_{11} для пяти исследованных ядер Th²³², U²³³, Pu²⁴⁰, Pu²⁴², Pu²³⁸ [1].



Рис. 8. Сравнение проницаемостей P_{10} и P_{11} и их отношений, полученных из эксперимента (толстые сплошные линии) и расчета (штрих-пунктир). Пунктиром проведены кривые $(P_{10})_{\min}/(P_{11})_{\min}$

3. Проницаемость двугорбого барьера, основываясь на квазиклассическом решении, можно представить в виде двух составляющих: гладкой, $P_{\min} = P_A P_B/4$, и резонансной. Гладкая часть проницаемости зависит от значений E_{fi} и $\hbar \omega_i$ только для горбов, но не для ямы. Зависимость $P_{\min}(E)$ обладает важной особенностью, которая может служить исходным пунктом для выбора этих параметров: в точке $E = E_{fB}$, точнее, в ее окрестности, заметно меняется наклон кривой $\ln P_{\min}$:

$$2\pi \left(\frac{d\ln P_{\min}}{dE}\right)^{-1} = \begin{cases} \hbar\omega_A & (E_{fB} < E < E_{fA}) \\ \hbar\omega_{9\Phi} = \frac{\hbar\omega_A \hbar\omega_B}{\hbar\omega_A + \hbar\omega_B} & (E < E_{fB}) \end{cases}$$
(24)

Резонансы P(E) усложняют картину. Если имеется оптический резонанс, близкий к E_{fB} , то его легко принять за подбарьерный, пропустить излом в $\ln P_{\min}$ и завысить высоту второго горба. Эту альтернативу необходимо учитывать при анализе.

Экспериментальные данные обнаруживают наличие излома проницаемости P_{10} у всех изотопов Ри в районе 5,0—5,5 МэВ, выше и ниже которого параметры кривизны принимают значения $\hbar\omega_A/2\pi = 110$ —120 кэВ и $\hbar\omega_{3\phi}/2\pi =$ = 60—70 кэВ. У Th²³² и U²³⁸ в подбарьерной области такого четко выраженного излома нет. Это заставляет предположить, что горбы A и B у этих ядер близки по высоте и наблюдаемое значение параметра $(\ln P_{\min}/dE)^{-1} = 60$ —75 кэВ есть $\hbar\omega_{3\phi}/2\pi$, поскольку мы видим в этом случае эффективную проницаемость обоих горбов. Этим соображениям не противоречат данные об $\hbar\omega$, полученные из анализа сечений деления нечетных ядер нейтронами вблизи порога. Для тяжелых ядер (Np — Bk), где следует ожидать большую разность высот барьеров A и B, параметр кривизны (наблюдается $\hbar\omega_A$) примерно в 1,5—2 раза больше, чем у легких ядер с $E_{fA} \approx E_{fB}$ (наблюдается $\hbar\omega_{3\phi}$). Соотношению $\hbar\omega_{3\phi} = \hbar\omega_A/2$ соответствует равенство $\hbar\omega_A = \hbar\omega_B$. Совокупность имеющихся данных о параметре ($\ln P_{\min}/dE$)⁻¹ приведена на рис. 9.

Информация о параметрах второй ямы содержится только в резонансной составляющей проницаемости. Глубиной и формой ямы определяется положение резонансов. Однако по резонансам, наблюдаемым в сечении фотоделения, восстановить эти характеристики невозможно. Дело в том, что видны только резонансы, близкие к краю ямы, и неизвестно, которые они по счету от ее дна. Высота резонанса определяется характеристиками горбов и затуханием.

Таким образом, по каждой кривой проницаемости можно, в принципе, восстановить значения пяти величин E_{fA} , E_{fB} , $\hbar\omega_A$, $\hbar\omega_B$, w_0 . Однако в силу ограниченности экспериментальной информации необходимо ввести упрощающие предположения, которые сократили бы число параметров, тем более, что сама модель барьера является, конечно, достаточно грубой, что делает неоправданной излишнюю детализацию в описании потенциальной кривой. Прежде всего мы ограничились рассмотрением двух нижайших каналов K = 0 и K = 1. В качестве второго упрощения, не противоречащего эксперименту, было принято равенство кривизн горбов $\hbar\omega_A = \hbar\omega_B$. Кроме того, мы предположили равенство E_{II} и w_0 для обоих каналов. Результаты расчета $P_{1K}(E)$ приведены на рис. 8, подобранные значения параметров — в табл. 2. Даже оставшиеся три параметра — E_{fA} , E_{fB} , $\hbar\omega$ — не всегда удается однозначно определить. В этих случаях даются два варианта, характеризующие величину неопределенности. В табл. 2 курсивом приведены также параметры ямы, позволяющие описать наблюдаемые резонансы, но, в соответствии со сказанным, эти цифры имеют чисто иллюстративное значение.



Рис. 9. Величина $(\ln P_{\min}/dE)^{-1}$ для различных ядер. Черными точками показаны данные реакции (*n*, *f*) [19]; светлыми — (*γ*, *f*) [1]

Таблица 2.

Параметры, использованные при описании экспериментальных зависимостей $P_{1K}(E)$ в модели двугорбого барьера (рис. 8)

Изотоп	Реак- ция	w_0	$I, K^{\pi} = 1, 0^{-}$				$I, K^{\pi} = 1, 1^{-}$							
			EfA	$\hbar\omega_A$	E_{fB}	$\hbar\omega_B$	E_{II}	$\hbar\omega_{\mathrm{II}}$	EfA	$\hbar\omega_A$	EfB	$\hbar\omega_B$	$E_{\rm II}$	$\hbar\omega_{\mathrm{II}}$
Th ²³²	(γ, <i>f</i>)	-0,05	6,2	0,75	6,1	0,75	4,8	3,0	6,6	0,8	6,5	0,8	4,8	3,0
$U^{238}(1)$	(γ, <i>f</i>)	-0,1	6,2	0,92	5,5	0,92	3,6	3,0	6,5	0,95	5,9	0,95	3,6	4,0
$U^{238}(2)$	(γ, <i>f</i>)	-0,1	6,0	1,0	6,0	1,0	3,6	2,0	6,25	0,95	6,25	0,95	3,6	3,0
Pu ²³⁸	(γ, <i>f</i>)	-0,1	6,45	0,74	5,3	0,74	2,3	3,0	6,45	0,63	5,37	0,63	2,3	3,5
$Pu^{240}(1)$	(γ, <i>f</i>)	-0,1	6,25	0,7	5,05	0,7	2,3	3,0	6,25	0,57	5,15	0,57	2,3	4,0
$Pu^{240}(2)$	(γ, <i>f</i>)	-0,15	6,25	1,3	6,05	1,3	2,55	2,0	6,25	1,15	6,05	1,15	2,55	2,0
Pu ²⁴⁰ [20]	(<i>d</i> , <i>pf</i>)	-	6,35	1,3	6,15	1,3	2,65	2,0	-	-	-	-	-	-
Pu ²⁴⁰ [21]	(<i>d</i> , <i>pf</i>) (<i>p</i> , <i>p</i> 'f)	-	6,4	1,3	5,7	0,48	2,55	2,0	6,7	1,3	6,0	0,48	2,85	2,0
Pu ²⁴²	(γ, <i>f</i>)	-0,1	6,3	0,76	5,2	0,76	2,1	3,0	6,3	0,65	5,28	0,65	2,1	4,0

Примечание: Величины энергии и кривизны приведены в МэВ. Индексом II обозначены параметры второй ямы. В модели «с забыванием» (см. выше) параметры горбов *A* одинаковы для обоих каналов. Если она и выполняется, то прежде всего для тяжелых ядер с глубокой ямой. У Ри $E_{fA}^{10} = E_{fA}^{11}$, а параметры $\hbar\omega_{10}$ и $\hbar\omega_{11}$ отличаются не более чем на 20 %. Комбинированный вариант для U²³⁸ — параметры P_{10} из варианта (1) и P_{11} из варианта (2) — также не противоречит требованию данной модели. При современном состоянии данных по фотоделению ответить на вопрос, какая из моделей — «с забыванием» или «без забывания» — лучше согласуется с опытом, нельзя.

В нижней части рис. 8 изображены отношения проницаемостей $P_{10}/P_{11} = 2b/a + 1$. Пунктиром для всех ядер показан ход отношения $(P_{10})_{\min}/(P_{11})_{\min}$, играющего роль осевой линии, относительно которой происходят осцилляции P_{10}/P_{11} , обусловленные резонансами числителя и знаменателя. Отступления экспериментальных данных от осевой линии позволяют оценить роль резонансов в формировании наблюдаемых максимумов b/a.

К результатам анализа, приведенным в табл. 2 и на рис. 8, необходимо сделать замечания, касающиеся отдельных ядер.

Th²³². Подбарьерный участок проницаемостей Th²³² удовлетворительно описывается при одинаковых параметрах горбов. Поскольку в проницаемости $P_{10}(E)$ кроме резонанса при E = 5,4 МэВ нет других особенностей, а надежно измеренный участок $P_{11}(E)$ узок, то неопределенность такого выбора параметров значительна. Проницаемость

$$P_{\min} = \frac{1}{4} P_A P_B \sim \exp\left[\frac{E}{\hbar\omega_{,p\phi}} - \left(\frac{E_{fA}}{\hbar\omega_A} + \frac{E_{fB}}{\hbar\omega_B}\right)\right], \quad E < E_{fB}$$

при $\hbar\omega_A = \hbar\omega_B$ определяется суммой $E_{fA} + E_{fB}$, что позволяет в пределах нескольких сотен кэВ варьировать E_{fA} и E_{fB} , не приходя к существенному расхождению с экспериментом. Однако приведенный в табл. 2 вариант $E_{fA} \approx E_{fB}$ нам кажется разумным, так как для близкого ядра Th²³¹ в реакции Th²³⁰(*n*, *f*) наблюдается подбарьерный резонанс с P_{max} , не сильно отличающимся от единицы [22]. При $\hbar\omega_A \approx \hbar\omega_B$ это возможно только тогда, когда $P_A \approx P_B$ и $E_{fA} \approx E_{fB}$.

Отметим расхождение результатов расчета с опытом в области E > 6,3 МэВ (нейтронная ширина рассчитывалась по оптической модели), где в P_{10} наблюдается широкий резонанс. Никакой комбинацией параметров барьера воспроизвести его форму не удается: для оптического максимума он слишком высок, для состояния в яме — слишком широк. Природа данного эффекта (см. также P_{1K} у Pu²³⁸), вероятно, связана с резонансами сечения дипольного фотопоглощения [15]. Широкие резонансы квадрупольной компоненты, по-видимому, обязаны своим происхождениям аналогичным эффектам в сечении квадрупольного фотопоглощения.

U²³⁸. Два приведенных в табл. 2 набора параметров дают примерно одинаковое согласие расчета с экспериментом. В варианте (1) параметры барьера подобраны так, чтобы вблизи основного максимума угловой анизотропии (или P_{10}/P_{11}) располагался оптический резонанс, в варианте (2) высота внешнего горба E_{fB} поднята так, чтобы на его место пришлось верхнее состояние в яме. Разница в значениях E_{fB} служит оценкой точности определения этих параметров.

Изотопы плутония. Параметры барьера деления изотопов плутония были выбраны в соответствии с данным выше истолкованием излома проницаемости. В случае Pu^{240} , который анализировался более подробно, было показано, что, не отказываясь от предположения о равенстве параметров E_{Π} и w_0 для каналов K = 0и K = 1, ни при каких разумных вариациях затухания и других параметров не удается интерпретировать нерегулярность P_{10} при E = 5,2 МэВ как состояние, достаточно далекое от края ямы (см. рис. 8, кривая 2). Поэтому в отличие от авторов работы [20] (см. табл. 2) мы считаем ее резонансом, примерно совпадающим с вершиной барьера B (кривая 1). Отсюда резкое отличие в E_{fB} . Для варианта (1) этот резонанс является оптическим. Без существенного расхождения с опытом E_{fB} можно поднять так, что он станет подбарьерным, но не более чем на 0,2–0,3 МэВ. Для уточнения параметров барьера ядер плутония, обнаруживающих, согласно результатам данного анализа, разницу в E_{fA} и E_{fB} около 1 МэВ, желательно иметь более подробную экспериментальную информацию.

Параметры барьеров, полученные в настоящем анализе, удовлетворительно согласуются с оценками E_{fA}^{10} и E_{fB}^{10} , сделанными из качественных соображений в нашей предыдущей работе [1]. Этот результат обусловлен тем, что в обеих работах для определения положений служили одни и те же характерные точки, получившие, однако, в отдельных случаях разную интерпретацию.

В табл. 2 приведены также параметры барьера деления Pu²⁴⁰, полученные из анализа реакций $Pu^{239}(d, pf)$ и $Pu^{240}(p, p'f)$ [21]. Наиболее сильное расхождение с нашими данными имеет место для кривизны горбов. Это явилось прямым следствием того, что в работе [21] в анализ была включена информация о периоде спонтанного деления из основного и изомерного состояний. Для описания последних потребовалось значительное утолщение барьера B: $\hbar\omega_A / \hbar\omega_B$ в [21] было выбрано равным 2,7 вместо единицы в данном анализе. Скорость изменения вероятности вынужденного деления определяется формой потенциальной кривой V(x) вблизи вершин горбов, в то время как вероятность спонтанного деления определяется площадью всего барьера. Мы полагаем, что при тех сильных упрощениях, которые использованы при моделировании двугорбого барьера тремя параболами, нельзя одновременно претендовать на удовлетворительное описание вероятностей как вынужденного, так и спонтанного деления. Расчеты формы барьеров V(x) и массового параметра $\mu(x)$, проводимые различными авторами [23], показывают сильное отличие формы второй ямы от ее вида в модели трех парабол.

Выводы

На основе проведенного анализа мы можем сделать следующие выводы.

1. Совместное рассмотрение сечения фотоделения и углового распределения осколков дает возможность определить делимость ядра через каналы с заданными квантовыми характеристиками. В энергетической зависимости проницаемостей отчетливо наблюдаются резонансные структуры, которые в настоящее время мы можем описать только на основе представлений о двугорбом барьере деления.

2. Для описания ширины наблюдаемых резонансов необходим учет связи делительной степени свободы с другими типами движения. Такая связь была моделирована мнимой частью потенциала, описывающего двугорбый барьер, что позволяет достаточно хорошо воспроизвести форму наблюдаемых резонансов.

3. Аппроксимация барьера одномерным потенциалом в виде трех сопряженных парабол дает удовлетворительное описание наблюдаемого хода проницаемостей. Результаты анализа экспериментальных данных показывают увеличение разницы внешнего и внутреннего максимумов потенциальной кривой и уменьшение квантового расщепления $E_f^{11} - E_f^{10}$ с ростом Z и A делящегося ядра.

4. Для определения параметров барьера была использована лишь часть экспериментальных данных, относящихся к подбарьерной области. Такое ограничение обусловлено отсутствием надежных данных о сечении фотопоглощения. Последнее обстоятельство в настоящее время наиболее существенно тормозит использование уникальных возможностей фотоделения для изучения процесса деления ядер в широкой области энергий.

В заключение авторы выражают признательность П. Л. Капице и С. П. Капице за постоянную поддержку исследований, В. М. Струтинскому за плодотворное обсуждение результатов, В. А. Пчелину и В. М. Шубко за изготовление мишени из калифорния, М. К. Голубевой и Н. Е. Федоровой за техническую помощь.

Поступила в редакцию 5 мая 1971 г.

Литература

- 1. Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов, Л.Н. Усачев, С.П. Капица, Ю.М. Ципенюк. *ЯФ*, 11, 508, 1970.
- 2. Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов, Л.Н. Усачев, С.П. Капица, Ю.М. Ципенюк. *Phys. and Chem. of Fission*, 1, IAEA, Vienna, 1965, стр. 135.
- 3. V.M. Strutinsky. Nucl. Phys., A95, 420, 1967; A122, 1, 1968.
- V.M. Strutinsky, C.B. Bjornholm. Nucl. Phys., A136, 1, 1969.
- 4. Л.Н. Усачёв, В.А. Павлинчук, Н.С. Работнов. АЭ, 17, 479, 1964.
- 5. Е.В. Гай, А.В. Игнатюк, Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин. *ЯФ*, 10, 542, 1969.
- 6. А.С. Солдатов, И.Е. Бочарова, Г.Н. Смиренкин. ПТЭ, 5, 226, 1968.
- 7. D. Kerr, G. Siegert, K. Kürzinger, E. Konecny, H. Ewald. Zs. Naturf., 22a, 1799, 1967.

- 8. L. Katz, A.P. Baerg, F. Brown. Sec. UN Int. Conf. on the PUAE, U. N. Geneva, 1958, 15, 188, 1958.
- 9. В.Ф. Турчин, В.З. Нозик. *Изв. АН СССР*, серия Физика атмосферы и океана, 5, 29, 1969; препринт ФЭИ-138, 1969.
- 10. A. Manfredini, L. Fiore, C. Ramorino, H.G. de Carvalho, W. Wölfli. *Nucl. Phys.*, A123, 664, 1969.
- 11. А.С. Солдатов, Ю.М. Ципенюк, Г.Н. Смиренкин. ЯФ, 11, 992, 1970.
- 12. Дж.В. Ноулес, А.М. Хан, В.Дж. Кросс. *Известия АН СССР*, серия физ., 34, 1627, 1970.
- 13. J.D. Cramer, J.R. Nix. Report LA-DC-11314, 1970.
- J. Pedersen, B.D. Kuzminov. *Phys. Lett.*, 29B, 176, 1969;
 H.G. Specht, J.S. Fraser, J.C.D. Milton, W.G. Davies. *Phys. and Chem. of Fission*, IAEA, Vienna, 1969, p. 363.
- Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, М.И. Пекарь, И.М. Пискарев, В.Г. Шевченко. Доклад на XX ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Ленинград, 1970.
 Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Е.В. Лазутин, И.М. Пискарев, О.П. Шевченко. ЯФ, 12, 682, 1970.
- Л.Е. Лазарева, Б.И. Гаврилов, Б.Н. Валуев, Г.Н. Зацепина, В.С. Ставинский. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Издательство АН СССР, 1955, стр. 306.
 J.E. Gindler, J.R. Huizenga, R.A. Schmidt. Phys. Rev., 104, 425, 1956.
 R.B. Duffield, J.R. Huizenga. Phys. Rev., 89, 1042, 1953.
 L. Katz, K.G. McNeill, M. LeBlanc, F. Brown. Canad. J. Phys., 35, 470, 1957.
- 17. A.N. Behkami, J.H. Roberts, W. Loveland, J.R. Huizenga. *Phys. Rev.*, 171, 1267, 1968.
- 18. A. Michaudon. EANDS-E76, 1969.
- Neutron Cross Section, BNL-325, Suppl. no. 01, no. 02.
 P.E. Vorotnikov, S.M. Dubrovina, V.N. Kosyakov, L.V. Chistyakov, V.A. Shigin, V.M. Shubko. Nucl. Phys., A150, 56, 1970.
- 20. B.B. Back, J.R. Bondorf, G.A. Otroshenko, J. Pedersen, B. Rasmussen. *Phys. and Chem. of Fission*, IAEA, Vienna, 1969, crp. 351.
- 21. H.C. Britt, S. Burnett, J.D. Cramer. *Phys. and Chem. of Fission*, IAEA, Vienna, 1969, crp. 375.
- 22. L. Earwaker, G.D. James. Phys. and Chem. of Fission, IAEA, Vienna, 1969. ctp. 911.
- S.G. Nilsson, C.F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafson, I.-L. Lamm, P. Möller, B. Nilsson. *Nucl. Phys.*, A131, 1, 1969;
 V.M. Strutinsky, N.C. Pauli. *Phys. and Chem. of Fission*, IAEA, Vienna, 1969, crp. 155.

Sub-Barrier Photo-Fission of Even-Even Nuclei

Ignatyuk A.V., Rabotnov N.S., Smirenkin G.N., Soldatov A.S., Tsipenyuk Yu.M.

The angular distributions of the fragments and the photofission cross sections for U^{238} and Th^{232} are measured by using the bremsstrahlung beam from the microtron of the Institute for Physical Problems. Metallic uranium and thorium foils were employed as the fissioning targets. Scattering of fragments by nuclei of the fissioning material was taken into account in treatment of the results. Nonregularities in the sub-barrier energy region are observed which apparently correspond to quasistationary states of the vibrational type in the second well. The results of the present experiment and of previons measurements [1] are analyzed within the framework of the two-hump barrier model with a potential consisting of three conjugate parabolas. It is shown that a description of resonance structures requires that allowance be made of damping of vibrational motion which in the present paper is modeled by adding an imaginary part to the potential.

Deep Subbarrier Anomalies in the Photofission of Heavy Nuclei

V. E. Zhuchko, A. V. Ignatyuk, Yu. B. Ostapenko, G. N. Smirenkin, A. S. Soldatov, Yu. M. Tsipenyuk

Institute for Physical Problems, Moscow, USSR

Received 18 April 1977

Experimental data on yields and angular distributions of photofission fragments of ²³⁶U and ²³⁸U are presented. The anomalies caused by delayed fission from the low-lying isomer states of the second well have been clearly observed in the energy dependence of the yields of the isotropic component. Characteristic features of the observed phenomena have been analyzed.

Investigations of deep subbarrier photofission have recently led to the discovery of the new phenomenon termed as the isomer shelf [1, 2]. It consists in a sharp bend in the slope of the photofission cross section plotted on a logarithmic scale as a function of γ -ray energy. This sharp bend in the derivative $d\ln\sigma_f/dE$ has been observed at 4.3—4.5 MeV for ²³²Th, ²³⁷Np and ²³⁸U [2].

Qualitatively the origin of the isomer shelf is quite clear within the framework of the double-humped fission barrier model. When the nucleus changes its shape and gets into the second well with probability P_A , it can either undergo prompt fission with probability P_B or deexcitate by means of radiative decay to the bottom of the second well, i. e. to the state of the shape isomer. The further fate of the isomer depends on the ratio R of the probabilities of spontaneous fission (delayed fission) and deexcitation. The deep-under-the-barrier cross section for prompt fission σ_f^p depends on the whole barrier penetrability $P_f \propto P_A P_B$ [3], while that of delayed fission depends on the inner barrier's penetrability $\sigma_f^d \propto RP_{\gamma 2}P_A$ as the radiative penetrability $P_{\gamma 2}$ for the transitions in the second well changes distinctly slower than that of both humps. If there is no time selection of the fission events [1, 2], the observable cross section will be equal to the sum of these components $\sigma_f = \sigma_f^p + \sigma_f^d$. Due to the strong energy dependence of P_A and P_B as compared to the other factors, $\ln\sigma_f$ will have a sharp bend of the slope, if one has $\sigma_f^p \approx \sigma_f^d$ and $P_B \approx RP_{\gamma 2}$. Above this energy prompt fission must previal over delayed fission characterized by a weaker energy dependence of σ_{f} .

According to this interpretation of the isomer shelf, the angular anisotropy of fragments must sharply decrease if one passes from prompt to delayed fission due to the disorientation of the angular momentum. We established that the photofission of 238 U is actually isotropic in the shelf region [4].

Physics Letters, vol. 68B, no. 4, p. 323-326.

However, the quantitative description of the phenomenon is not easy. Firstly, from the experimental slope of $\ln \sigma_f$ in the shelf region follows an anomalously high curvature of the barrier $\hbar \omega_A \approx 2$ MeV, which evidently differs from the value 0.9—1.0 MeV known from the analysis of the near-barrier fission [5]. As a consequence the unfolded barrier *A* as presented in ref. [1] develops vertical walls and this result seems strange. Secondly, it is difficult to bring such an interpretation of the bending point into agreement with the experimental data on the excitation function of the spontaneously fissionable isomers. The maximum yield of the isomer is also determined by the condition $P_B \approx P_{\gamma 2}$ which is 0.6—0.8 MeV lower than the top of the barrier *B* [6], i. e. much higher than the bending point in the photofission cross section.

In particular these controversions were the reason why a search was started for delayed fission in the range of higher energies, i. e. 4.5 MeV $< E < E_B$. We were guided by two experimental facts: (i) the isotropy of the angular distribution of the delayed fission fragments of ²³⁸U [4] and (ii) the decrease of the angular distribution anisotropy of the photofission²³⁸U in the subbarrier region [7], which was observed many years ago.

In order to explain these facts and find out their mutual relations we measured once again the yields and the angular distributions of the fragments from, photofission of 238 U and 236 U, the latter only scarcely studied. Measurements were carried out with the microtion of our Institute with the use of mica track detectors [2, 4]. The results obtained for are given in fig. 1. The isotropic (*a*) and quadrupole (*c*) components of the fragment angular distribution

$$W(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta$$

are shown at the top of fig. 1. For the usual normalization a + b = 1, the coefficient "*a*" determines the angular anisotropy: $W(90^\circ) / W(0^\circ) = a^{-1}$.

The yield $Y(E_{\text{max}})$ of the (γ, f) reaction and its angular components Y_a , Y_b and Y_c [7] are shown in the middel of fig. 1 as a function of the electron kinetic energy. The photofission cross section σ_f against energy is plotted in the lower part of fig. 1. The restoration method of σ_f from yield data is given in ref. [8]. Resonances in the photofission cross section to a great extent complicate the analysis of the effects in question. That is why we are going to discuss the integral characteristics, where the resonant structure is suppressed as a result of averaging over the bremsstrahlung spectrum.

As one can see from the presented data, the isotropic component of the photofission angular distribution in the subthreshold region at first decreases. This behaviour of $a(E_{\text{max}})$ is directly determined by the difference between the barrier heights for the dipole fission channels with $K^{\pi} = 0^{-}$ and 1^{-} [7]. With the decreasing γ -ray energy, the value *a* should become constant provided barrier curvatures to be equal. However, despite anticipated tendencies the contribution of the isotropic component quickly increases from below 5.5 MeV and this component turns out to be prevalent for E < 4.5 MeV.



Fig. 1. At the top: the isotropic (•) and quadrupole (•) coefficients of the photofission fragment angular distribution of ²³⁸U. At the center: the integral yield $Y(E_{max})$ (solid thick curve) and its angular components: • $Y_{a_s} \times Y_{b_s}$ and • Y_c . At the bottom: the photofission cross section of ²³⁸U. The dotted curve is front ref. [1]. All curves are plotted as a function of the electron energy

influence of the bottom of the second well. However, our data disagree with such an interpretation. The position of the step and the absolute value of σ_f are defined more precisely. Besides, resonance structure of the cross section in the region of the anomalous isomer shelf is apparently observed. One can presume that the entrance channel is responsible for this phenomenon, i.e. it is caused by the direct excitation of collective states of the fissionable nucleus in the second well. So one can conclude

We believe that the rise of $a(E_{\text{max}})$ and the isotropy of the fragment vield at lower energies are of common nature due to the contribution of delayed fission, increasing for decreasing y-ray energy. It forces us to conclude that the normal isomer shelf shows itself first of all in changing the slope of the isotropic component yield Y_a in the vicinity of 5.5 MeV. Such interpretation of its origin as well as the slope of Y_a in the region 4.5-5.5 MeV are in good agreement with the data on the excitation function of the spontaneously fissioning isomers. The observed behaviour of the different components of the photofission yield versus the energy in that region can be described with the normally accepted values of barrier curvatures $\hbar\omega_4 \approx 1 \text{ MeV}, \hbar\omega_B \approx 0.6 \text{ MeV}.$

The suggested interpretation obviously does still not give an explanation of the low-energy "step" in the integral yield at $E_{\text{max}} < 4.5$ MeV. It is reasonable to term this step as an *anomalous shelf*. It should be noted that in accordance with our data (fig. 1) the photofission cross section drops down sharply at ≈ 3.6 MeV, i. e. at an energy 0.6–0.8 MeV higher than that observed by Bowman et al. [11]. The authors related this sharp change to the that the quadrupole γ -quanta play a predominant role in the resonance creation, because above the step the quadrupole components $Y_c(E_{\rm max})$ dominate over the anisotropic yield components. While absorbing such γ -quanta, the produced βand y-vibrational isomer collective states have to be concentrated just within the excitation energy ≈1.0—1.5 MeV above the bottom of the second well.

The data obtained for 236 U (fig. 2) completely confirm the discussed picture. Measurements of the angular distributions of the fragments for this nucleus were not carried out in detail, and due to the greater absolute value of the photofission anisotropy, the error in the determination of the value α turns out to be higher than for ²³⁸U. However, one can see from the presented data that the principal features of the energy dependence of the integral yield and its isotropic component are analogous for both isotopes. Thus for 236 U (which is very similar in all respect to 238 U), the normal isomer shelf also starts in the vicinity of 5.2 MeV. The resonance in the cross section σ_f (fig. 2) corresponds to the anomalous shelf in the integral vield at $E_{\text{max}} < 4.3 \text{ MeV}$ and it is even more clearly pronounced than for 238 U.

Completing the discussion of the



Fig. 2. The coefficients of the fragment angular distributions, the integral yields and the photo-fission cross sections for 236 U. The symbols are the same as in fig. 1

isomer anomalies, we would like to remind the reader that our previous experiments dealing with the isotropic yield component of the even-even isotopes of ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu and ²⁴²Pu have also shown a minimum of α in the 5.2—5.5 MeV region, which can be considered as the beginning of the isomer shelf [9, 10]. This indicates the universal role of the contribution of delayed fission to the yield.

Resuming, one can say that (i) the results of our experiments allow to ascertain the origin of anomalies in the deep subbarrier photofission of heavy nuclei; (ii) the principal role in separating the phenomena of the normal and anomalous shelves belongs to the fragment angular distributions. The authors are deeply grateful to P. L. Kapitza for attention to the work, S. P. Kapitza for the invariable support of the research and to A. A. Kolossov for the technical aid in carrying out the experiments.

References

- C.D. Bowman. *Phys. Rev.*, C1 2 (1975) 856;
 C.D. Bowman, I.G. Schröder, C.L. Dick and M.E. Jackson. *Phys. Rev.*, C12 (1975) 863.
- 2. V.E. Zhuchko et al. JETP Lett., 22 (1976) 255.
- 3. J.E. Lynn. *Phys. Chem. Fission* (IAEA, Vienna, 1969) p. 249; J.E. Lynn and B.B. Back. *J. of Phys.*, 7 (1974) 395.
- 4. V.E. Zhuchko et al. JETP Lett., 24 (1976) 309.
- 5. B.B. Back, O. Hansen, H.C. Britt and J.D. Garret. Phys. Rev., C9 (1974) 1924.
- J. Pedersen and B. Rasmussen. *Nucl. Phys.*, A178 (1973) 449;
 Yu.P. Gangrsky, B.N. Markov and Yu.M. Tsipenyuk. *Fortsehritte der Physik*, 22 (1974) 199;
 H.C. Britt, M. Bolsterli, J.R. Nix and L. Norton. *Phys. Rev.*, C7 (1973) 801.
- 7. A.V. Ignatyuk et al. *Sov. Phys. JETP*, 61 (1971) 1284.
- 8. V.E. Zhuchko, Yu.B. Ostapenko. A.S. Soldatov and Yu.M. Tsipenyuk. *Nucl. Instr.*, 136 (1976) 373.
- 9. H.D. Androsenko et al. Phys. Chem. Fission (IAEA, Vienna, 1969) p. 419.
- 10. J.R. Huisenga, ibid., comments to ref. [9]

Квантовые эффекты в низкоэнергетическом фотоделении тяжелых ядер

Ю. М. Ципенюк, Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов

«Лучшим каждому кажется то, к чему он имеет охоту». Козьма Прутков

Введение

Со времени открытия явления деления атомных ядер О. Ганом и Ф. Штрассманом прошло уже больше 40 лет — срок, казалось бы, достаточно большой, чтобы почти исчерпалась любая область исследований. И тем не менее физика деления ядер, испытав за свою историю несколько подъемов и спадов, до сих пор остается предметом интенсивных исследований экспериментаторов и теоретиков, не говоря уже об огромном прикладном значении процесса деления как источника ядерной энергии.

Сейчас трудно себе представить, с каким недоумением и недоверием физики встретили сообщение о делении атомного ядра медленными нейтронами, ибо было хорошо известно, что для вырывания из ядра одного нуклона требуется энергия в миллионы электронвольт. По образному выражению Р. Личмена [1], это равносильно тому, что твердый камень раскалывается от легкого постукивания карандаша. И тем не менее первое объяснение наблюдаемого процесса было выдвинуто Н. Бором и Дж. Уилером [2] и, независимо, Я. И. Френкелем [3] уже через несколько месяцев на основе аналогии деления ядра с делением заряженной капли жидкости при деформации. Следует отметить, что жидкокапельная модель до сих пор остается одной из основных моделей деления, описывающей множество аспектов этого удивительного явления. Долгое время считалось, что правильный учет электрических сил отталкивания двух осколков ядра и притяжения за счет поверхностной энергии даст возможность детально описать все характеристики процесса, в том числе и барьера деления, возникающего в результате конкуренции этих сил, со свойствами которого тесно связана тема данного обзора. Даже среди всеми уважаемых физиков-теоретиков бытовало мнение об обособленности и научной бесперспективности изучения деления ядер. Так, например, Г. Бете в 1947 г. писал: «...В конце концов, этот процесс представляет собой частное явление в ядерной физике» [4].

Поэтому полной неожиданностью явилось обнаружение в начале 50-х годов анизотропии углового распределения осколков деления вблизи барьера [5]. Происхождение этого явления было трудно понять в рамках классических представлений модели жидкой капли. Ориентация ядер в пространстве опре-

Успехи физических наук, 1984, том 144, вып. 1, с. 3-34.

деляется выстроенностью их угловых моментов **J** относительно единственного выделенного направления — направления падающего пучка. Необходимо было найти механизм, который бы обеспечивал неоднородность распределения K проекций **J** на ось симметрии ядра, являющуюся также направлением разлета осколков, — и тем самым анизотропию их углового распределения (последнее изотропно, если распределение K однородно). Природа такого механизма была тогда связана с существованием дискретной структуры, так называемых каналов деления — переходных квантовых состояний делящегося ядра на вершине барьера. Так открытие угловой анизотропии разлета осколков впервые привело к признанию влияния на процесс деления квантовых свойств делящегося ядра.

С середины тех же 50-х годов физики начали осознавать тщетность попыток объяснить в рамках модели жидкой капли другое замечательное свойство процесса деления тяжелых ядер — асимметрию распределения масс осколков. Их внимание в этой связи стал привлекать вопрос о влиянии на процесс деления оболочечных эффектов. Правда, одно время казалось, что эти эффекты вряд ли играют существенную роль, так как их вклад, например, в энергию деформации ядра составляет величину (несколько МэВ), незначительную на фоне полной выделяющейся при делении энергии (~200 МэВ). Однако развитие статистического описания асимметрии деления [6] опровергло это мнение: именно такого масштаба изменения потенциальной энергии деформации в момент разделения, благодаря экспоненциальной энергетической зависимости плотности уровней, приводят к изменениям выхода масс на порядки. Энергетическая выгодность деления ядер на осколки, один из которых близок к дважды магическому Z = 50, N = 82, обеспечивает преобладание актов деления на неравные части с наиболее вероятными массами, довольно близкими к наблюдаемым. Роль оболочечной структуры образующихся осколков еще ярче проявилась в других их свойствах: кинетической энергии, выходе нейтронов и у-лучей.

Влияние оболочечных эффектов сказывалось не только на поздних стадиях деления. Высоты барьера и периоды спонтанного деления, представленные в зависимости от основного параметра модели жидкой капли Z^2/A , обнаруживали структуру, отчетливо коррелированную с оболочечными поправками к жидкокапельной формуле масс [7]. В то же время теория долго не давала правильного ответа на существенный вопрос: сохраняется ли влияние оболочек в промежуточной области деформаций в процессе деления — от основного состояния ядра до точки разрыва на осколки?

Оболочечное строение ядер — принципиально квантовое явление, связанное с дискретной структурой одночастичных уровней вблизи границы Ферми. Свойства этого спектра сильно зависят от числа нуклонов в ядрах (заполнения оболочек). Для сферических ядер с магическим числом нуклонов 8, 20, 28, 50, 82, 126 ... (большие оболочки) характерно значительное разрежение спектра одночастичных уровней вследствие вырождения. С деформацией оно снимается, в связи с чем обычно предполагалось, что при деформации, отвечающей отношению большей полуоси ядра к меньшей c/a = 1,2-1,3, когда пересекаются уровни из соседних больших оболочек, оболочечные эффекты исчезают. Вершине жидко капельного барьера деления (седловой точке) тяжелого ядра, например ²³⁶U, соответствует гораздо более вытянутая конфигурация $c/a \approx 1,8$, которая, однако, еще достаточно далека по деформации от точки разрыва. Так сложилось опровергнутое впоследствии мнение, что оболочечные эффекты играют роль в процессе деления только на самых ранних и поздних стадиях, но несущественны в области промежуточных деформаций.

Бурное развитие электроники и вообще экспериментальных методов в начале 60-х годов, запуск целого ряда мощных новых ускорителей привели в делении, как и во всей ядерной физике, к постановке качественно новых экспериментов и, как следствие, к появлению целого ряда результатов, не укладывающихся в рамки существовавших представлений (спонтанно делящиеся изомеры, резонансы сечения околопорогового деления, группировка подбарьерных нейтронных резонансов, аномалии угловой анизотропии осколков). Эти, как казалось поначалу, частные, не связанные между собой факты были единообразно объяснены на основе модели двугорбого барьера деления, созданной в 1966—1967 гг. В.М. Струтинским [8—10]. В расчетах Струтинского, основанных на новом развитом им теоретическом подходе [8, 9], который получил название метода оболочечной поправки, была впервые установлена несостоятельность точки зрения об исчезновении явлений типа «больших оболочек» в сильно деформированных ядрах. Было обнаружено также, что в области тяжелых ядер-актинидов (уран — кюрий) в потенциальной энергии деформации возникает глубокий минимум при значительном удлинении ядер, характеризуемом отношением осей $c/a \approx 1,8$, т. е. там, где, согласно модели жидкой капли, имеется только один широкий максимум. Энергия второго минимума (первый отвечает основному состоянию ядра) была предсказана равной 2-2,5 МэВ над основным состоянием, а высота барьеров, окружающих второй минимум, также составляет несколько МэВ, т. е. является величиной того же масштаба, что и «капельные» пороги деления. Модель двугорбого барьера оказалась не только очень плодотворной для интерпретации многих свойств, непонятных в рамках прежних представлений, но и стимулировала поиск и исследования новых явлений, обусловленных структурой барьера деления, вызвав большой подъем в изучении физики деления ядер во всем мире.

Данный обзор посвящен преимущественно анализу результатов экспериментальных исследований низкоэнергетического фотоделения тяжелых ядер, проводимых в течение 15 последних лет совместно Институтом физических проблем АН СССР и Физико-энергетическим институтом ГКИАЭ. Они охватывают бурный период изучения квантовых эффектов в сильно деформированных ядрах и, как нам, естественно, кажется, привели к пониманию многих связанных с ними особенностей механизма ядерного деления. Успех этой работы, как мы теперь понимаем, явился результатом счастливого совпадения трех обстоятельств: 1) создания в ИФП АН СССР нового типа электронного ускорителя — сильноточного микротрона, выгодно сочетающего в себе высокую интенсивность и монохроматичность пучка; 2) появления простого и совершенно нечувствительного к ү-квантам метода регистрации актов деления твердотельными трековыми детекторами и 3) резкого скачка в уровне теоретических представлений, о котором уже говорилось выше.

Фотопоглощение обладает важным преимуществом перед другими способами возбуждения околопорогового и подбарьерного деления ядер. Прежде всего это простота спектра передаваемых ядру угловых моментов (l = 1, 2), что создает очень благоприятные возможности для изучения свойств нижайших каналов деления. При делении четно-четных ядер преобладающую роль играют состояния с двумя сочетаниями спина и четности $J^{\pi} = 1^{-}$ и 2^{+} , вклад которых легко отличить по виду углового распределения осколков деления. Кроме того, при использовании у-квантов не возникает принципиальных ограничений по энергии, какие присущи реакции деления под действием нейтронов или заряженных частиц. Только экспоненциальный характер проницаемости барьера и обусловленное им падение статистики регистрируемых актов вынужденного деления устанавливают пределы возможностей экспериментального изучения глубокоподбарьерных явлений. И хотя, в силу ограниченности спектра угловых моментов, мы не можем с помощью у-квантов исследовать сложные типы движения нуклонов в ядре, в случае деления этот недостаток (простота) является преимуществом, обеспечивающим возможность изучения вероятности деления через состояния с определенными комбинациями спина и четности в широкой области энергий возбуждения.

1. Двугорбый барьер деления

Как указывалось выше, Струтинским в 1966—1967 гг. был создан метод оболочечной поправки к энергии деформации в капельной модели [8, 9], с помощью которого впервые удалось преодолеть трудности теоретического расчета барьеров деления с учетом оболочечного строения ядер. В этом методе, иначе называемом «микромакроскопическим», потенциальная деформация ядра $V(\varepsilon, Z, N)$ представляется в виде двух составляющих: гладкой «макроскопической» части $\tilde{V}(\varepsilon, Z, N)$, которая соответствует однородному распределению нуклонов и в расчетах заменяется решением в классической капельной модели, и осциллирующей с изменением деформации ε и числа нуклонов Z и N оболочечной поправки $\delta W(\varepsilon, Z, N)$, которая вычисляется «микроскопическим» способом на основе спектра одночастичных состояний для реального квантового распределения нуклонов в модели оболочек. Ядра с заполненной оболочкой, т.е. с меньшей плотностью одночастичных уровней при энергии Ферми, чем средняя, обладают повышенной энергией связи* по сравнению со средней, так как нуклоны занимают более глубокие и тем самым более связанные со-

^{*} Следует иметь в виду, что изменения потенциальной энергии деформации и энергии связи ядра имеют противоположный знак.

стояния. Наоборот, большая плотность этих уровней сопряжена с понижением энергии связи. Осцилляции $\delta W(\varepsilon)$, связанные, таким образом, со свойством ядер чередовать в зависимости от деформации разрежения и сгущения в спектре одночастичных состояний — важнейшая закономерность, установленная методом оболочечной поправки. Из нее вытекают три результата, имеющие фундаментальное значение для ядерной физики:

а) существование нового типа магичности — деформированных оболочек;



Рис. 1. Оболочечная поправка к потенциальной энергии ядра ²⁴⁰Ри. Штриховая линия — жидкокапельная энергия

б) количественное описание деформации ядер в основном состоянии;

в) предсказание второго минимума потенциальной энергии деформации и двугорбой формы барьера деления в области актинидов.

На рис. 1 приведен пример зависимости оболочечной поправки к капельной энергии ядра от его деформации для ²⁴⁰Pu. Осциллирующий характер оболочечной поправки, во-первых, приводит к появлению двух минимумов в потенциальной энергии — один соответствует основному состоянию, а другой, при большей деформации, квазистационарному состоянию. С заселением и распадом квазистационарных уровней во второй яме связывается происхождение спонтанно делящихся изомеров (или задержанного деления), со взаимодействием их с уровнями в первой яме — разнообразные резонансные структуры в сечениях подбарьерного деления. Во-вторых, на пути делящегося ядра возникают два горба (A и B) — две седловые точки со своими спектрами переходных состояний. Отметим, что полностью микроскопические расчеты по модели Хартри — Фока [11] подтверждают характерные черты зависимости энергии ядра от деформации, показанной на рис. 1.

Детальные расчеты барьеров деления, выполненные Меллером и Нильссоном [12] и В. В. Пашкевичем [13], показали, что в седловой точке внешнего горба *В* энергетически более выгодна зеркально-асимметричная грушевидная конфигурация делящегося ядра, тогда как в процессе прохождения внутреннего горба *А* и во второй яме она сохраняет симметрию отражения. Рис. 2 демонстрирует, как изменяется энергия деформации ядра ²⁴⁰Pu при учете асимметрии его формы (параметра α_3). Расчеты В. В. Пашкевича [14] показывают также, что в области внутреннего горба *А* делящееся ядро утрачивает устойчивость по отношению к аксиально-асимметричным деформациям. Таким образом, теория предсказывает, что второй минимум отделен от основного состояния аксиально-асимметричным горбом *А* и от точки разрыва ядра — масс-асимметричным горбом *В*. Конечно, такую однопараметрическую картину следует рассматривать как сечение поверхности потенциальной энергии вдоль траектории движения ядра в направлении деления.





Стрелками показано уменьшение энергии при учете асимметричных деформаций. В нижней части рисунка показана зависимость энергии от масс-асимметричного параметра α_3 при фиксированной продольной деформации y = 0,23, соответствующей барьеру *В*. Штриховой линией показана потенциальная энергия в модели жидкой капли

Именно так, как было сказано выше, надо понимать рис. 3, на котором в зависимости от квадрупольной деформации є приведен результат одного из наиболее поздних расчетов потенциальной энергии деформации [15] для ряда актинидов вблизи долины наибольшей стабильности. Он дает представление об ожидаемой теорией Z-зависимости формы барьера, которая, как будет видно из дальнейшего, оказывает глубокое влияние на картину наблюдаемых при фотоделении квантовых эффектов. Отметим наиболее важные черты этой зависимости:



Рис. 3. Потенциальные энергии деформации $V(\varepsilon)$ некоторых актинидов, восстановленные по экстремальным значениям из работы [15]

 а) слабая зависимость от нуклонного состава ядра высоты наибольшего из горбов (≈6 МэВ), которым определяется наблюдаемый в сечении деления порог;

б) увеличение разности высот внутреннего и внешнего горбов барьера $E_{fA} - E_{fB}$ с ростом Z, изменяющей знак в районе урана;

в) наличие структуры внеш него горба у легких актинидов (торий — уран).

Барьер деления тяжелых ядер экспериментально изучался с помощью различных способов возбуждения. Круг вопросов, связанных, с исследованиями формы барьера, значительно шире обсуждаемого в данной статье. Наиболее полно экспериментальный и теоретический материал по данной теме представлен в вышедшем недавно обзоре Бьёрнхольма и Линна [16].

2. Экспериментальная проверка гипотезы О. Бора о каналах деления

Идея о каналах деления — квантовых состояниях делящегося ядра в седловой точке, которые возникают вследствие возбуждения всех степеней свободы, кроме делительных (β-колебаний) — содержится уже у Н. Бора и Уилера [2]. Метод переходных состояний был положен ими в основу теоретических представлений о вероятности деления по аналогии с описанием явлений, связанных с диссоциацией молекул.

В 1955 г. Оге Бором в связи с объяснением угловой анизотропии деления, наблюдавшейся в 1952 г. Уинхолдом, Демосом и Халперном [5] при фотоделении ²³²Th, было высказано следующее более детальное предположение [17]: «При энергиях возбуждения, не сильно превышающих порог деления, ядро, проходящее через седловую точку, является, по существу, «холодным», так как большая часть его энергии представляет потенциальную энергию деформации. Квантовые состояния, в которых ядро может находиться в критической точке «каналов деления», сильно разделены и представляют относительно простой тип движения ядра. Можно ожидать, что спектр этих каналов будет похож на спектр, наблюдаемый при малых возбуждениях основного состояния ядра».

Итак, каналы деления — это квантовые «уровни» ядра в аномально деформированном переходном состоянии, соответствующем энергетически наиболее «узкому» месту в процессе деления — вершине барьера. Каждому каналу деления отвечает своя поверхность потенциальной энергии деформации, определяемая набором квантовых чисел: Ј (угловой момент ядра), К (его проекция на направление деления, совпадающее с осью симметрии), π (четность состояний). В ядерной физике давно известна зависимость барьера от полного углового момента J, в частности при *α*-распаде. Однако согласно О. Бору в делении его барьер (каналы) определяется также величинами K и π . Возникающая зависимость высоты барьера E_f^{λ} от квантовых характеристик $\lambda = (J, K, \pi)$ обеспечивает неоднородность распределения K, что при наличии определенной выстроенности угловых моментов составного ядра J в пространстве, как уже отмечалось, приводит к угловой анизотропии разлета осколков относительно направления падающего пучка. Если заданное спектром E_t^{λ} распределение K сохраняется во время спуска с седловой точки до точки разрыва, то угловую анизотропию сечения деления $d\sigma_f/d\Omega$, или, иначе, угловое распределение осколков W(9), нормируемое произвольно, можно рассчитать по формуле

$$W(\vartheta) \sim \frac{d\sigma_f(\vartheta)}{d\Omega} = \sum_{JMK} \sigma(J, M) P(J, K) \left(\left| D_{M,K}^J(\vartheta) \right|^2 + \left| D_{M,-K}^J(\vartheta) \right|^2 \right), \qquad (1)$$

где $\sigma(J, M)$ — сечение образования составного ядра с угловым моментом J и его

проекцией M на направление падающего пучка, P(J, K) — делимость в заданном канале, $D'_{M,K}(\vartheta)$ — функция Вигнера.

Основная трудность, связанная с такой интерпретацией угловой анизотропии деления и, вообще, представлениями о каналах деления, неоднократно отмечалась. В работе Гриффина [18], например, говорится: «Предполагаемый спектр в седловой точке в лучшем случае является квазистационарным, и фактически понятие о таком спектре корректно только в том случае, если ядро в седловой точке находится более продолжительное время, чем период возбуждения». Б. Т. Гейликман [19] идет еще дальше: «Эта точка зрения (*гипотеза О. Бора*) вряд ли правильна, так как время спуска с барьера $\tau \approx (1-3) \cdot 10^{-20}$ с меньше, чем период вращения $\hbar/\Delta E_{rot} \approx 10^{-19}$ с». Вопрос о соблюдении условия квазистационарности спектра переходных состояний, тесно связанный с более общими вопросами о пространственно-временной картине деления, динамике процесса, вязкости ядерного вещества и др., не мог быть решен в рамках теории (удовлетворительного ответа на него нет и сейчас). Поэтому адекватность представлений о спектре каналов деления можно было установить только экспериментальным путем.

Альтернатива «каналовой» интерпретации угловой анизотропии связывалась рядом авторов [19—21] с безмодельным описанием, рассмотренным В. М. Струтинским [20], в котором распределение величины *К* задается не на вершине барьера, а в момент образования осколков. В связи с этой возможностью И. М. Франк [21] писал: «Для объяснения угловой анизотропии нет необходимости во всех случаях прибегать к таким модельным представлениям. Качественно правильный характер угловой анизотропии должен возникнуть, если орбитальный момент, связанный с движением разлетающихся осколков, получается за счет орбитального момента, привносимого в делящееся ядро бомбардирующей частицей... такой результат является непосредственным следствием закона сохранения момента количества движения».

Прямой способ решения данной дилеммы, как и проверки самой гипотезы О. Бора, состоит в экспериментальном установлении таких однозначно интерпретируемых свойств угловой анизотропии деления, которых нет в альтернативном («осколочном») описании. Очевидно, что ими должны быть наиболее конкретные следствия дискретной структуры каналов деления, проявляющиеся только в характерной области энергий — в районе порога (седловой точки). В альтернативном описании область порога ничем не выделена.

Конкретные предсказания из гипотезы О. Бора вытекают только для спектра каналов деления четно-четных ядер, у которых в процессе деформации благодаря спариванию между нуклонами сохраняются квантовые характеристики основного состояния J = K = 0, $\pi = +1$ и энергетическая щель в спектре внутренних возбуждений. Из теоретических и экспериментальных работ по исследованию спектра низколежащих возбуждений четно-четных аксиально-симметрично деформированных ядер, каковыми являются актиниды, следует, что при K = 0 имеется ротационная полоса положительной четности J = 0,

2, 4... и полоса отрицательной четности J = 1, 3, 5..., расположенная примерно на 0,5—0,7 МэВ выше. Более сложным типам возбуждений соответствуют уровни с $K \neq 0$, расположенные еще выше (≈ 1 МэВ). Поэтому фотоделение четно-четных ядер представляет собой уникальную возможность для прямой проверки гипотезы О. Бора. Если энергия γ -квантов близка к порогу, то доминирующая роль в делении будет принадлежать каналам $J^{\pi} = 2^+$ и 1⁻, K = 0, которые возбуждаются при электрическом квадрупольном (E2) и дипольном (E1) поглощении. Это первые возбужденные состояния, принадлежащие именно тем нижайшим вращательным полосам каналов деления, которые предсказал О. Бор. Парциальный вклад каждого из них может быть надежно установлен экспериментально по форме углового распределения $W_{JK}(9)$, а именно $W_{20}(9) \sim$ $\sim |D_{10}^2(9)|^2 \sim \sin^2 29$ имеет вид симметричного «колокола» с максимумом под углом $9 = 45^\circ$, $W_{10}(9) \sim |D_{10}^1(9)|^2 \sim \sin^2 9$ — с преимущественным направлением разлета осколков в плоскости, перпендикулярной к пучку. В общем случае распределение осколков фотоделения может быть описано выражением

$$W(\vartheta) = a + b\sin^2 \vartheta + c\sin^2 2\vartheta, \qquad (2)$$

где изотропная компонента *а* связана с состояниями $K \neq 0$, в основном, $K^{\pi} = 1^{-}$.

Проницаемость барьера деления в виде перевернутой параболы имеет простую аналитическую зависимость

$$T(E, E_f^{\lambda}) = \left\{ 1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\omega_{\lambda}}(E - E_f^{\lambda})\right] \right\}^{-1},$$
(3)

где $\hbar\omega_{\lambda}$ — параметр кривизны барьера с квантовыми параметрами $\lambda = (J, K, \pi)$, а E_f^{λ} — его высота. Отношение сечений квадрупольного н дипольного фотопоглощения, характеризующее способ образования составного ядра, а не его распада, по электродинамической оценке есть

$$\frac{\sigma_{\gamma}^{E2}}{\sigma_{\gamma}^{E1}} \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \approx 0.05 \quad (при E_{\gamma} \approx 6 \text{ МэВ}), \tag{4}$$

где R — радиус ядра, λ — длина волны γ -кванта. Если, действительно, существует и в седловой точке значительная энергетическая щель между ротационными полосами положительной и отрицательной четности, то, в силу экспоненциальной зависимости проницаемости барьера от энергии, ниже полосы отрицательной четности должно наблюдаться резкое увеличение относительной доли квадрупольного фотоделения. Этот механизм подбарьерного усиления вероятности квадрупольного фотоделения впервые обсуждался Гриффином [18].

Результаты эксперимента [22, 23], поставленного на пучке тормозного излучения электронов от микротрона, в котором для 238 U впервые было наблюдено явление подбарьерного усиления квадрупольной компоненты W(9), представлены на рис. 4. Рис. 4 показывает, как вклад квадрупольной состав-



Рис. 4. Угловые распределения осколков при фотоделении ²³⁸U в диапазоне граничных энергий тормозного излучения $E_{\text{max}} = 5,2-9,25 \text{ МэB} [22-23].$

Справа: совокупность экспериментальных данных по энергетической зависимости отношения *c/b*: 1 — по [22, 23, 25, 26], 2 — [27], 3 — [28]

ляющей, незначительный ($\approx \sigma_{\gamma}^{E2} / \sigma_{\gamma}^{E1}$) в надбарьерной области $E_{\text{max}} \gtrsim 6$ МэВ, при уменьшении энергии γ -квантов резко возрастает и при $E_{\text{max}} = 5,2$ МэВ становится примерно равным дипольному. Участку экспоненциального увеличения отношения c/b отвечает разумное значение параметра $\hbar \omega \approx 0,9$ МэВ.

Отношения коэффициентов углового распределения *a*, *b* и *c* можно выразить через проницаемости барьера $T(E, E_f^{\lambda})$ для отдельных каналов:

$$2\frac{b}{a} \approx \frac{T(E, E_f^{10})}{T(E, E_f^{11})} - 1,$$
(5)

$$\frac{c}{b} \approx \frac{5}{4} \frac{\sigma_{\gamma}^{E2}}{\sigma_{\gamma}^{E1}} \frac{T(E, E_f^{20})}{T(E, E_f^{10})}.$$
(6)

Резкий подъем *c/b* ниже порога дипольного фотоделения E_f^{10} означает, что каналу 2⁺, K = 0, соответствует более низкий барьер E_f^{20} расстояние, между которыми может быть оценено из (3) и (6) с использованием характерных параметров барьера для ядра U,

$$E_{f}^{10} - E_{f}^{20} \approx \frac{\hbar\omega}{2\pi} \ln \frac{T_{20}}{T_{10}} \approx \frac{\hbar\omega}{2\pi} \left(\ln \frac{c}{b} \Big|_{E_{\text{max}} < 5 \text{ M} \rightarrow \text{B}} - \ln \frac{c}{b} \Big|_{E_{\text{max}} > 6 \text{ M} \rightarrow \text{B}} \right) \approx 0, 6 - 0, 7 \text{ M} \rightarrow \text{B}, \quad (7)$$

т. е. примерно такое же, как у ядер в равновесном состоянии. Преобладание и поведение с энергией анизотропных составляющих углового распределения W(9) в районе порога не только доказывают конкретную структуру спектра каналов (J, π , K) фотоделения четно-четных ядер (2^+ , 0), (1^- , 0), (1^- , 1), но и являются важным свидетельством того, что характеристика K в процессе разделения сохраняется, т. е. является достаточно хорошим квантовым числом: наблюдаются практически чистые D-функции

$$D_{10}^{1}(\vartheta)\Big|^{2}, \ \Big|D_{10}^{2}(\vartheta)\Big|^{2}.$$
 (8)

Следует подчеркнуть, что наблюдение подбарьерного усиления квадрупольной компоненты $W(\mathfrak{P})$ в реакции (γ , f) на четно-четных ядрах нетривиально и как экспериментальная информация о симметрии формы ядра в переходном состоянии — по вопросу, тесно связанному с фундаментальной проблемой формирования асимметрии деления тяжелых ядер (см. раздел 6). Дело в том, что разность высот барьеров $E_f^{10} - E_f^{20}$ сильно зависит от величины статической масс-асимметричной деформации. В этой связи снова обратимся к О. Бору, которым в основополагающей работе [17] сказано следующее: «Для ядер, форма которых обладает зеркальной симметрией, спектр содержит для K = 0только ротационные уровни, для которых значения J = 0, 2, 4,... все имеют положительную четность. Однако наблюдаемое соотношение между массами осколков деления указывает на отсутствие зеркальной симметрии у формы ядра в критической точке. В таком случае ротационная полоса содержит также уровни с нечетными значениями J, характеризующиеся отрицательной четностью». И еще более определенно в [24]: «Если бы система обладала статической деформацией такого типа (зеркальной асимметрией), то состояния $J^{\pi} = 1^{-}$ и 2^{+} принадлежали бы одной и той же полосе с K = 0, и тогда дипольное фотоделение доминировало бы во всей области порога».

Опыт показывает, что реализуются обе ситуации, характерные для зеркально-симметричной и зеркально-асимметричной конфигураций ядра в седловой точке: у шести четно-четных ядер ²³⁴U, ²³⁶U, ²³⁸U, ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu, [22, 23, 25—29] механизм квадрупольной компоненты в W(9) «работает», но отказывает в случае ²³²Th [23, 30], где вплоть до энергий \approx 5 МэВ, уменьшающих делимость до ничтожной величины $\approx 10^{-4}$, отношение *c/b* остается на уровне

$$\frac{\sigma_{\gamma}^{E2}}{\sigma_{\gamma}^{E1}} \approx 5 \cdot 10^{-2}.$$
(9)

Как будет показано ниже, природа этой аномалии при переходе от тяжелых актинидов к легким объясняется свойствами двугорбого барьера деления.

3. Каналовые эффекты в реакции (ү, f) и форма барьера деления

До сих пор мы проводили обсуждение угловых распределений осколков при фотоделении в рамках модели одногорбого барьера. С точки зрения фак-

торов, формирующих угловое распределение осколков, новое в модели двугорбого барьера заключается в существовании не одной, а двух систем каналов E_{fA}^{λ} и E_{fB}^{λ} , соответствующих двум горбам (седловым точкам), между которыми в минимуме (вторая яма) ядро может жить достаточно долго. Если это время велико в сравнении с периодом миграции величины K, то ядро будет фактически «забывать», с каким K оно прошло через внутренний барьер, и угловая анизотропия разлета осколков будет определяться спектром каналов на внешнем барьере B.

Поскольку порог, наблюдаемый в сечении деления, определяется высотой наибольшего из горбов барьера, картина околопороговых эффектов в угловых распределениях осколков будет зависеть от знака разности $E_{fA}^{\lambda} - E_{fB}^{\lambda}$. Если более высоким является внешний горб *B*, то реализуется ситуация, типичная для барьера одногорбой формы: каналовые эффекты проявляются в надпороговой области энергий. Если порог в сечении определяется более высоким внутренним горбом *A*, а угловая анизотропия осколков вследствие механизма «забывания» (смешивания) *K* — внешним *B*, то возникает необычная ситуация: каналовые эффекты сместятся в подпороговую область и тем сильнее, чем больше разница высот горбов $E_{fA}^{\lambda} - E_{fB}^{\lambda}$. Как следует из теоретических расчетов (см. рис. 3), соотношение между ними меняется на противоположное в узком диапазоне ядер: у тория $E_{fA}^{\lambda} > E_{fB}^{\lambda}$, у плутония, наоборот, $E_{fA}^{\lambda} < E_{fB}^{\lambda}$.

Из изложенного выше нетрудно сделать предсказание о картине околопорогового фотоделения тяжелых ядер. Отношение коэффициентов b/a, определяемое согласно (5) вкладом дипольных каналов J = 1 с двумя разными значениями $K^{\pi} = 0^{-}$ и 1⁻, является именно той характеристикой, экспериментально изучая которую, можно надеяться выяснить вопрос об адекватности идеи смешивания K во второй яме. Ожидаемое в этом случае смещение подъема b/aотносительно порога, наблюдаемого в сечении, с изменением знака $E_{fA}^{\lambda} - E_{fB}^{\lambda}$ схематически демонстрирует рис. 5 [30].

На отношение *c/b*, определяемое каналами с разными спинами и четностью (K = 0), этот механизм вследствие законов сохранения J и π влияния не оказывает, зато влияет разница в симметрии делящегося ядра в двух седловых точках. В первой седловой точке ядро устойчиво по отношению к зеркально асимметричной деформации α_3 , во второй — нет (рис. 2). Потеря делящимся ядром при прохождении горба B симметрии отражения, как уже обсуждалось, должна сопровождаться резким уменьшением расстояния между каналами $J^{\pi} = 2^+$ и $J^{\pi} = 1^-$ (K = 0) [17, 24]. Ради простоты будем считать, как показано на рис. 5, что на горбе B эти состояния «вырождены». В этом случае механизм подбарьерного деления квадрупольной компоненты будет обеспечиваться только энергетическим расщеплением каналов с $K^{\pi} = 0^+$ и 0^- на горбе A. Ожидаемая зависимость c/b от знака $E_{fA}^{\lambda} - E_{fB}^{\lambda}$ так же, как b/a, показана на рис. 5.

Таким образом, по мере увеличения разницы $E_{fA}^{\lambda} - E_{fB}^{\lambda}$ рост отношения c/b, связанный с каналами барьера A, смещается к порогу, наблюдаемому в сечении,

Рис. 5. Структура низших каналов K^{π} на горбах A и B (внизу) при $E^{\lambda}_{fA} < E^{\lambda}_{fB}$ и $E^{\lambda}_{fA} > E^{\lambda}_{fB}$ и обусловленное этой структурой поведение сечения фотоделения и основных характеристик углового распределения осколков b/a и c/b.

Сплошными линиями изображены характеристики, определяемые более высоким из горбов



а увеличение отношения b/a, связанное с каналами барьера *B*, наоборот, — в подпороговую область энергий. Экспериментальные результаты, полностью подтверждающие эти качественные рассмотрения, приведены на рис. 6 в виде зависимости отношений b/a и c/b от граничной энергии тормозного спектра для ядер ²³²Th, ²³⁸U и ²⁴⁰Pu. Штриховой линией показано положение наблюдаемого порога, который практически одинаков у этих ядер. Отчетливо видно, что у ²³²Th каналовые эффекты в угловой анизотропии проявляются в надпороговой по сечению деления области энергий, а с ростом *Z* они смещаются в подбарьерную область в соответствии с изменением высоты горба. В то же время вклад квадрупольной компоненты (отношение c/b) в случае ²⁴⁰Pu становится значительным уже в районе порога, а у ²³²Th и глубоко под порогом он мал ($\approx \sigma_{\gamma}^{E2}/\sigma_{\gamma}^{E1}$).

На этом этапе работ по фотоделению, в основном завершенных в конце 60-х годов, по-видимому, впервые удалось получить экспериментальное подтверждение двух важных теоретических предсказаний о барьере деления тяжелых ядер: сильной зависимости высот горбов A и B от Z делящегося ядра и потери им устойчивости по отношению к масс-асимметричным деформациям при прохождении барьера B [23, 31]. Первое из них в дальнейшем было подтверждено большим количеством экспериментальных данных, полученных, главным образом, из анализа функций возбуждения спонтанно делящихся изомеров, в том числе и с помощью фотоядерных реакций [32]. Новые свидетельства в пользу второго предсказания были получены сравнительно недавно при изучении резонансной структуры сечений и угловой анизотропии деления ²³⁰Th и ²³²Th нейтронами [16, 33] (см. гл. 5), а также из анализа эффектов, связанных с нарушением пространственной четности при делении ядер поляризованными нейтронами [34].



Рис. 6. Энергетическая зависимость отношений *b/a* и *c/b* для ядер ²³²Th (- -), ²³⁸U (—) и ²⁴⁰Pu(--) [22—26]. Штриховой линией показано положение наблюдаемого порога

Таким образом, экспериментальное изучение околопорогового фотоделения тяжелых ядер дало подтверждение концепции О. Бора не только в общем, но и в таких важных деталях, как зависимость спектра каналов деления от симметрии ядра в переходном состоянии. Необходимо, тем не менее, признать, что хотя в основе гипотезы О. Бора лежат достаточно общие соображения о квантовой природе спектра энергии системы, находящейся в холодном состоянии, модель каналов деления так и не получила последовательного теоретического обоснования. Выше мы отмечали, что интерпретация каналов деления как специфических квантовых состояний не в потенциальной яме, как обычно, а в седловой точке, где потенциальная энергия деформации имеет не минимум, а максимум, сталкивается с трудностью удовлетворения условию квазистационарности. Данная трудность остается. В вопросе об аналогии каналов деления с обычными квантовыми уровнями ядер, как и почти тридцать лет назад, по-видимому, не следует идти дальше О. Бора, т. е. дальше подобия их спектров. Это подобие, как следует из экспериментов, является на удивление детальным.

В заключение отметим одну важную особенность исследований каналовых эффектов, которая была осознана также лишь с развитием представлений о двугорбом барьере, но еще не затрагивалась нами. Квантовые эффекты в процессе деления, о которых до сих пор шла речь, возникают на фоне других, также связанных с дискретными уровнями, но не на вершине барьера, а в его минимумах. Последние могут приводить к еще более резким изменениям сечений деления и углового распределения осколков, которые в отличие от каналовых эффектов имеют резонансный характер и вследствие этого локализованы в узких интервалах энергии $\leq 0,1$ МэВ. По этой причине мы до сих пор стремились рассматривать только характеристики, усредненные по сплошному спектру тормозного излучения электронов. Вследствие убывания вероятности деления с энергией область усреднения ниже порога составляет 0,3—0,4 МэВ [23]. Такое «естественное» в наших экспериментах усреднение достаточно сильно затушевывает резонансную структуру сечений, упрощая наблюдаемую картину и облегчая выявление в ней свойств, обусловленных дискретностью спектра каналов деления.

Приведенный выше пример положительной роли низкого энергетического разрешения — довольно редкое исключение из общего правила, которое подтверждается и историей становления представлений о каналовых и резонансных эффектах в процессе деления. Более десяти лет после появления идей модели каналов деления с «каналовыми» эффектами связывались все нерегулярности, наблюдавшиеся в энергетической зависимости сечений и угловой анизотропии деления, главным образом, в реакциях (*n*, *f*) и (*d*, *pf*), и это заблуждение проникло на страницы многих обзоров и монографий прошлых лет (см., например, [35, 36]). С улучшением энергетического разрешения экспериментов и развитием теории стало ясно, что резонансы вероятности деления — иной тип квантовых эффектов, не имеющих прямого отношения к боровским каналам. Обсуждению их роли в процессе деления, которое, разумеется, ограничено спецификой исследований реакции (γ , *f*), посвящены два следующих раздела.

4. Изомерный шельф в сечениях фотоделения

Существование второго минимума энергии деформации тяжелых ядер и связанных с ним квазистационарных состояний может приводить к очень интересному явлению «изомерный шельф», на которое впервые указал Боуман [37]. Суть явления легко понять с помощью качественного рассмотрения (рис. 7).

В процессе деформации ядро может заселить одно из квазистационарных состояний во второй яме. Дальнейшая его судьба определится конкуренцией трех процессов: два из них связаны с изменением деформации — возвратом в I яму или делением, третий — с неменяющим деформацию γ-распадом на дно второй ямы (основное состояние делящегося изомера). Соотношение вероятностей этих конкури-





хождения двугорбого барьера в околопороговой и глубокоподбарьерной области энергий возбуждения (радиационный распад в первой яме на схеме не показан) рующих процессов быстро меняется с уменьшением энергии возбуждения во второй яме, поскольку в подбарьерной области ширины процессов, связанных с изменением деформации, определяются очень сильными экспоненциальными зависимостями проницаемости горбов барьера деления (T_A и T_B), тогда как радиационная ширина сравнительно слабо зависит от энергии. Если вторая яма достаточно глубока, может реализоваться ситуация, когда делительная ширина, быстро падая с уменьшением энергии, сравняется с шириной радиационного распада во второй яме ($\sim T_{\nu 2}$), а при еще более низких энергиях — станет намного меньше ее. И если при этом достаточно велик запрет на возврат в I яму, ядро из возбужденного состояния второй ямы будет преимущественно заселять основное состояние изомера формы и делиться из этого состояния спонтанно. Период распада ядра из изомерного состояния путем деления определяется проницаемостью внешнего горба T_B , однако, если в эксперименте акты деления регистрируются без разделения по времени (как, например, в использовавшемся Боуманом и нами варианте трековой методики), интенсивность наблюдающихся задержанных делений будет определяться лишь вероятностью проникновения во вторую яму, т.е. проницаемостью внутреннего горба T_A . Таким образом, в подбарьерной области выход мгновенного деления ($\sim T_A T_B$) падает намного быстрее в сравнении с задержанным ($\sim T_4$) и при достаточно низких энергиях возбуждения, а именно, когда обеспечивается соотношение $T_B \lesssim kT_{\gamma 2}$ (k ≤ 1 — коэффициент ветвления распада изомера, характеризующий долю делений в полном числе распадов), задержанное деление становится более вероятным, чем мгновенное. При наблюдении суммарного эффекта это проявляется как довольно резкое замедление скорости спада выхода с уменьшением энергии. Продолжая рассуждать качественно, можно ожидать, что при достижении дна второй ямы скорость изменения выхода должна скачком вернуться к зависимости, характерной для деления из состояний первой ямы через широкий жидкокапельный барьер. Таким образом, в энергетической зависимости глубокоподбарьерного деления тяжелых ядер с глубокой второй ямой может наблюдаться ступенька, которая и получила название «изомерный шельф».

Действительно, в 1975 г. вначале группой Боумана в США [38], а затем и нами [39, 40] в выходах фотоделения ядра ²³⁸U при энергии электронов $\leq 4,5$ МэВ было наблюдено довольно резкое уменьшение скорости спада с последующим новым еще более резким ее увеличением. Эти результаты, представленные на рис. 8, интерпретировались как подтверждение описанной выше картины: перегиб в интегральном выходе соответствует условию $T_B \approx kT_{\gamma 2}$, последующее резкое падение выхода обусловлено приближением к дну второй ямы. В дальнейшем нами были предприняты аналогичные исследования глубокоподбарьерного фотоделения ядра ²³⁶U [40, 41], результаты которых также приведены на рис. 8. В нижней его части показаны восстановленные из выхода сечения деления $\sigma_f(E_{\gamma})$ — функции энергии γ -квантов.


1 — по [39—41], 2 — [38], 3 — [28, 42]

Сопоставление наших более подробных измерений с данными Боумана и др. [38] обнаруживает ряд различий в поведении выходов $Y(E_{max})$ и, особенно, сечений $\sigma_f(E_\gamma)$, которые существенны для выработки адекватных представлений об исследуемом явлении [40, 41]. Во-первых, резкий спад выхода на низко энергетическом участке шельфа для обоих изотопов урана наблюдается при $E_{max} \lesssim 3,5$ МэВ, т. е. не в непосредственной близости дна второй ямы, как в работе [38], а примерно на 1 МэВ выше. Во-вторых, краю ступеньки $Y(E_{max})$ в сечениях деления $\sigma_f(E_\gamma)$ соответствуют резонансы. Оба следствия, как и абсолютная величина выхода в области шельфа, полученные в наших измерениях, для ²³⁸U подтверждены в 1980 г. итальянской группой [28, 42], экспериментальные данные которой также приведены на рис. 8. И, наконец, в-третьих, выяснилось, что представление о характерной точке «излома» зависимости $Y(E_{max})$ и $\sigma_f(E_\gamma)$, где $T_B = kT_{\gamma 2}$, определяющей верхнюю границу области изомерного шельфа, в ранних работах [38, 39] сильно идеализировалось. В этом

отношении особенно показательны данные для ²³⁶U, в которых нет такой четко выраженной энергетической зависимости.

Новый шаг в изучении изомерного шельфа позволили сделать измерения угловых распределений осколков глубокоподбарьерного фотоделения, выполненные на микротроне ИФП АН СССР [30, 41, 43]. Если обнаруженные глубокоподбарьерные аномалии выхода реакции (γ , f) действительно обусловлены вкладом задержанных делений, то должна существенно уменьшиться анизотропия разлета осколков из-за разориентации углового момента ядра при испускании γ -квантов во второй яме, а так-же вследствие взаимодействия, его с магнитным полем атома. Кроме того, если основной вклад в задержанное деление четно-четных ядер дает распад изомера формы из нижайшего состояния $J^{\pi} = 0^+$, то угловой анизотропии принципиально не должно быть. Ожидаемый эффект очень сильный: угловая анизотропия мгновенного фотоделения четно-четных изотопов урана в районе порога составляет десятки, и именно во



Рис. 9. Изменение характера углового распределения W(9) осколков при фотоделении ²³⁸U (на вставках) [43] по мере уменьшения энергии возбуждения и приближения к области изомерного шельфа в выходах $Y(E_{max})$. Штриховые линии на вставках — изотропная

составляющая углового распределения

столько раз должна измениться изотропная компонента $a(E_{\max})$ в угловом распределении осколков с переходом в область изомерного шельфа.

Результаты экспериментальной проверки этого предсказания в реакции 238 U (ү, f) [43] демонстрируются на рис. 9. Из него хорошо видно, что угловое распределение осколков, сильно анизотропное, пока преобладает мгновенное деление, со вступлением в область изомерного, шельфа становится практически изотропным $(E_{\text{max}} = 4,15 \text{ МэВ})$. Тем самым интерпретация изомерного шельфа получила большую поддержку. Экспериментальное доказательство (хотя и косвенное) природы изомерного шельфа имело в тот момент особое значение, потому что детальные измерения выходов и сечения, как мы видели, поставили под сомнение большинство положений упрощенного описания в первых работах.

Проведенные эксперименты показали также, что изотропия фо-

тоделения четно-четных ядер через изомерное состояние является той замечательной особенностью, используя которую, можно проследить вклад задержанного деления в более широкой области — не в полном выходе, как в прежних работах, а на фоне его гораздо менее интенсивной изотропной компоненты мгновенного деления, вклад которой определяется высокорасположенным каналом J^{π} , $K = 1^{-}$, 1. С этой целью нами были выполнены детальные исследования угловых распределений осколков в глубокоподбарьерной области энергий для трех ядер: изотопов ²³⁸U и ²³⁶U, у которых изомерный шельф был установлен надежно, и ядра ²³²Th, явившегося предметом излагаемой ниже дискуссии. Из данных, полученных в этих экспериментах, а также более ранних измерениях, совокупность которых представлена на рис. 10, можно заключить следующее.

У изотопов урана по мере приближения к области изомерного шельфа вклад изотропной компоненты *a* в угловых распределениях осколков быстро возрастает и становится преобладающим в пределах этой области. В реакции 232 Th(γ , *f*), напротив, коэффициент *a* мал на всем изученном подбарьерном участке энергий, где выход падает заведомо ниже того уровня, на котором у 238 U



Рис. 10. Вверху: зависимость коэффициента *a* при изотропной составляющей углового распределения осколков фотоделения ²³²Th, ²³⁶U и ²³⁸U от *E*_{max} [25, 26, 30].
 Внизу: 1 — полный выход фотоделения соответствующих ядер [40, 50], 2 — изотропная компонента выхода *Y_a*, 3 — дипольная компонента *Y_b*, приравненная *Y_a* в области минимальных значений коэффициента *a*

и ²³⁶U наблюдается рост изотропии. Оба эти факта естественно объяснить с единой точки зрения. Уменьшение угловой анизотропии подбарьерного фотоделения ²³⁶U и ²³⁸U и изотропия деления в области изомерного шельфа являются следствием увеличения вклада задержанного деления в полный выход с уменьшением вероятности прохождения через внешний барьер по сравнению с вероятностью радиационной разрядки во второй яме. Руководствуясь теми же соображениями, легко понять и отсутствие такого эффекта при фотоделении ²³²Th: у него задержанное деление менее вероятно как из-за меньшей глубины второй ямы, так и вследствие большей проницаемости внутреннего горба A, облегчающей возврат в первую яму (см. рис. 3).

Наглядную картину конкуренции задержанного и мгновенного деления можно получить с помощью угловых компонент полного выхода — изотропной Y_a и дипольной Y_b . На рис. 10 изотропная компонента приведена в тех же единицах, что и полный выход, а дипольная уменьшена так, чтобы достигалось совмещение кривой Y_b с экспериментальными данными в области минимальных значений коэффициента *a*. Видно, что для ²³⁶U и ²³⁸U кривые сильно расходятся, а в случае ²³²Th такого расхождения, объясняемого вкладом задержанного деления в Y_a , нет.

Вопрос о наличии (или отсутствии) изомерного шельфа при фотоделении ²³²Th имеет особое значение. Во-первых, как уже отмечалось, исследование изомерного шельфа могло бы дать независимую от других методов экспериментальную информацию о параметрах внутреннего горба A, которая была бы очень важна для разрешения одного из наиболее злободневных в наши дни вопросов о форме барьера деления легких актинидов, известного под названием «ториевая аномалия» (см., например, [16, 33]). Во-вторых, в случае наблюдения обсуждаемой особенности выхода фотоделения можно было бы надеяться обнаружить изомерию формы у тех же легких актинидов. Исследованная другими способами область распространения спонтанно делящихся изомеров со стороны легких ядер ограничена пока изотопами урана ²³⁶U и ²³⁸U. В-третьих, самое противоречивое состояние экспериментальных данных об изомерном шельфе сложилось именно для реакции ²³²Th(γ , f).

Изучение глубокоподбарьерного выхода фотоделения ²³²Th проводилось двумя группами — нами [39, 40, 44] и Боуманом с соавторами [45]. Результаты их разошлись на два порядка: в работе [45] был обнаружен значительный эффект, по величине примерно совпадающий с таковым для ²³⁸U; в наших измерениях в той же области энергий $E_{\rm max} \leq 4,5$ МэВ выход был настолько мал, что трудно было сказать вообще, есть ли в случае ²³²Th изомерный шельф. Эта противоречивая ситуация стала еще более нитрирующей, когда итальянской группой было в 1981 г. сообщено [46] о наблюдении в реакции ²³²Th(γ , *f*) резкого падения угловой анизотропии осколков с уменьшением энергии в непосредственной близости порога ($E_{\rm max} = 5,5-6,3$ МэВ), происхождение которого связывалось в [46] с задержанным делением и, конкретно, с возможностью образования изомера формы в третьей яме барьера деления.

На рис. 11 приведены результаты двух последних наших экспериментов [40, 47], которые не подтверждают данные работ [45. 46]. В его основной части показаны глубокоподбарьерные участки энергетической зависимости выходов фотоделения ²³²Th и ²³⁶U, в измерениях которой число зарегистрированных событий в сравнении с предыдущими нашими экспериментами удалось увеличить больше чем на порядок. Новая серия измерений подтвердила сильное расхождение с работой [45], а также обнаружила резкое изменение энергетической зависимости выходов у 232 Th при $E_{\text{max}} < 4,4$ МэВ и у ²³⁶U при $E_{max} < 3,5$ МэВ, которое в первом случае легко принять за исследуемый эффект. На самом деле, как показано в работах [40, 47], это побочный эффект (штриховая линия на рис. 11), обусловленный нейтронным фоном, который возникал фоторасщеплении при бериллия, содержащегося в виде малой примеси в слюде детекторов и конструкционных материалах мишени. В этой связи представляемся крайне сомнительным результат работы [45], где был обнаружен «изомерный шельф» для ²³²Th при значениях выходов, на 2-3 порядка превышающих уровень фона, зарегистрированный нами при тех же энергиях в



Рис. 11. Выход реакции деления ²³²Th (слева) и ²³⁶U (справа) тормозными ү-квантами.
1 — по [47], 2 — [40], 3 — [38]. Штриховой линией показан уровень фона от нейтронов реакции Ве(ү, *n*) на вставке — угловая анизотропия деления ²³²Th тормозными ү-квантами: 4 — по [47], 5 — [26], 6 — [46]

отсутствие эффекта. Отрицательный (в смысле изомерного шельфа), не согласующийся с работой [46], результат дали также новые измерения угловой анизотропии фотоделения [47]. Совокупность экспериментальных данных работ [23, 25, 26, 30, 46, 47] представлена на вставке к рис. 11.

Таким образом, экспериментальное изучение свойств глубокоподбарьерного фотоделения ядер дало представление о соотношении вероятностей задержанного и мгновенного деления, разумно согласующееся с тем, что известно о форме барьера этих ядер, а совместная интерпретация аномалии изотропной компоненты W(9), замеченной еще в ранних опытах [25, 26], и изомерного шельфа в выходах позволила объединить в одной непротиворечивой качественной картине такие, казалось бы, непосредственно не связанные между собой свойства, как угловая анизотропия деления и изомерия формы. Некоторые вопросы количественного описания явления «изомерный шельф» обсуждаются в следующем разделе.

5. Влияние квазистационарных состояний во II яме на вероятность деления

Одним из наиболее интересных следствий сложной формы барьера деления является возможность образования квазистационарных состояний во II яме. Особая роль среди таких состояний принадлежит β-вибрациям — продольным колебаниям ядра. Тесная связь β-колебаний с делительной модой дает принципиальную возможность выделить их с помощью реакции деления и наблюдать в более широком диапазоне энергий возбуждения, поскольку — обычными спектроскопическими методами удается получать данные лишь о нулевой вибрации и однофононном β-состоянии четно-четных ядер. Однако в случае одногорбого барьера осуществлению такой возможности препятствовало бы сильное затухание в-колебаний по компаундным состояниям в околопороговой области, а наблюдению более низких незатухших вибраций — быстрое падение вероятности деления при глубокоподбарьерных энергиях возбуждения. Меняет ситуацию наличие второй ямы. Благодаря тому, что она поднята на 2–3 МэВ над основным состоянием, для четно-четных ядер даже в околопороговой области затухание β-вибраций во второй яме оказывается часто не полным. Сильному же затуханию их по компаундным состояниям первой ямы препятствует внутренний горб барьера. Кроме того, большая делительная ширина β-состояний во второй яме делает возможным изучение самых низких β-фононов. Примером могут служить резонансы сечения фотоделения 236 U и 238 U при $E_{\gamma} \approx 3,6$ МэВ (см. рис. 8), лежащие всего на 1–1,3 МэВ выше основного состояния во второй яме.

В указанном случае мы, возможно, имеем дело с практически чистыми вибрационными резонансами, т. е. проявлениями вибрационного движения, очень слабо смешанного с коллективными и одночастичными возбуждениями более сложного типа. Однако для экспериментального подтверждения этого предположения потребовалось бы энергетическое разрешение намного более тонкое, чем реально достижимое пока в этой области энергий.

Как ни странно, первыми кандидатами на роль резонансов, близких к чисто вибрационным, явились обнаруженные более двадцати лет назад очень сильно выраженные структуры в сечении околопорогового деления нейтронами ядер ²³⁰Th [48] и ²³²Th [49]. Парадоксальность ситуации заключалась в том, что наличие практически чистых вибрационных резонансов у нечетных ядер по существующим представлениям о механизме затухания можно было бы ожидать лишь в самой непосредственной близости от дна ямы, тогда как подобные ре-

зонансы наблюдаются при энергиях возбуждения компаунд-ядра около 5,85 МэВ для ²³¹Th и выше 6 МэВ для ²³³Th. Позже подобные структуры были обнаружены и в сечении деления нечетно-нечетного делящегося ядра ²³²Pa при энергиях возбуждения выше 5,7 МэВ.

Разумное объяснение, не противоречащее существующим представлениям о механизме затухания, такие резонансы, возможно, смогут найти в рамках гипотезы третьего минимума, который появляется в результате расщепления внешнего горба актинидов при включении в расчеты барьера деления зер-кально-асимметричных деформаций [16, 33] (см. рис. 3). Если дно третьего минимума расположено достаточно высоко, то наблюдаемые структуры в сечении деления нейтронами ²³⁰Th, ²³²Th и ²³¹Pa можно связать с нижайшими вибрационными состояниями в этом минимуме. Значительные усилия, затраченные в последнее время на выяснение вопроса о сложной форме внешнего горба деления легких актинидов в нейтронных экспериментах, пока не дали окончательного ответа, хотя гипотеза третьего минимума и остается наиболее разумным средством объяснения полученных результатов.

Несколько противоречат этому, на первый взгляд, полученные нами данные о подбарьерном фотоделении ²³²Th [50], которые указывают на суще-

ствование последовательности резонансов, прослеживающейся на интервале около 1 МэВ от наблюдаемого в сечении порога до примерно 5 МэВ (рис. 12). Если все эти резонансы соответствуют вибрационным состояниям в третьей яме, то она оказывается слишком глубокой для того, чтобы вблизи ее верхнего края не проявлялись эффекты затухания (по крайней мере при делении нейтронами). Можно предположить, однако, что нижние резонансы соответствуют состояниям уже во второй яме. Выявить принадлежность резонанса второй или третьей яме можно, исходя из различающихся свойств симметрии состояний в этих ямах: состояниям во второй яме соответствуют зеркально-симметричные конфигурации, в третьей — зеркально-асимметричные. В связи с этим резонансы квадрупольной и дипольной компонент сечения фотоделения, соответствующие вибрационным состояниям с $K^{\pi} = 0^+$ и $K^{\pi} = 0^-$ в третьей яме, должны быть почти вырождены по энергии, в отличие от резонансов, соот-



Рис. 12. Сечение подбарьерного фотоделения ²³²Th, полученное в экспериментах с тормозным излучением [50]. Штриховой и штрихпунктирной линиями показаны нижние границы диапазонов, изученных соответственно с помощью квазимонохроматических фотонов и реакции (*t*, *pf*) (см. текст)

ветствующих аналогичным состояниям во второй яме, где между ними должно сохраниться расщепление в несколько сотен кэВ, характерное для первой ямы. Чтобы различить две эти возможности, необходимы данные о поведении угловых компонент выхода — дипольной и квадрупольной, по детальности и точности не уступающие имеющейся в настоящее время информации о полном выходе. Решение этой задачи представляет значительные экспериментальные трудности, поскольку доля квадрупольной компоненты фотоделения ²³²Th во всей околопороговой области, как уже отмечалось, не превышает нескольких процентов от полного выхода. Весьма полезным может оказаться здесь использование реакции деления ускоренными электронами, в которой нет подавления квадрупольной компоненты во входном канале.

С точки зрения изучения резонансной структуры сечения фотоделения очевидный интерес представляет улучшение энергетического разрешения опытов. Недавно группой канадских и американских физиков были представлены первые результаты измерений сечения фотоделения ²³²Th, выполненных



Puc. 13. Сечение фотоделения ²³²Th в околопороговой области, полученное в экспериментах с тормозным излучением (внизу) [50] и по методу меченых фотонов (вверху) [51]. Слева на вставках показаны сечения в области энергий γ-квантов 5,3—5,8 МэВ

методом «меченых фотонов» с высоким энергетическим разрешением 12–14 кэВ [51]. Эти данные (рис. 13) подтверждают обнаруженные нами ранее (см. рис. 12 и нижнюю часть рис. 13) резонансы в подбарьерной области и содержат указание на некую структуру этих резонансов. Применяя методы монохроматизации γ -квантов, можно существенно дополнить наши знания об околопороговом делении, однако продвижение в область более низких энергий возбуждения с их помощью будет сильно затруднено низкой статистикой в опытах с совпадениями, и перспектива здесь по-прежнему остается за мощными источниками тормозного излучения. По той же причине для области легких актинидов с достаточно низкой вероятностью спонтанного деления (Z<94) они вне конкуренции и при сравнении с прямыми реакциями. Уровни делимости таких ядер, достигнутые в подбарьерной области с помощью прямых реакций и различных средств монохроматизации γ -квантов, на примере ²³²Th показаны на рис. 12 (см. подробнее [50]).

Исследование квадрупольного фотоделения ²³²Th глубоко под порогом может сыграть решающую роль и в выяснения очень важного вопроса о высоте внутреннего горба *A*: расщепление нижайших полос каналов положительной и отрицательной четности на зеркально-симметричном внутреннем горбе, как уже говорилось, должно привести к увеличению квадрупольной компоненты при энергиях ниже канала отрицательной четности. Первые свидетельства такого увеличения для ²³²Th были обнаружены нами при энергии около 5 МэВ (см. рис. 6). Однако для получения однозначного результата требуется дальнейшее продвижение вниз по энергии в этой трудной для экспериментальных исследований области. И здесь также, возможно, успеху будет способствовать использование реакции электроделения.

Если вторая яма достаточно глубока, как в случае U и более тяжелых актинидов, с увеличением энергии возбуждения в ней возможно образование достаточно сложных состояний, которые условно можно называть компаундными состояниями II ямы (состояниями класса II). Взаимодействие вибрационных состояний с компаундными приводит к распределению делительных свойств вибрационного состояния между компаундными. Плотность уровней во второй яме зависит от энергии возбуждения примерно так же, как и в первой [52]. Поэтому даже для четно-четных ядер при энергиях возбуждения во второй яме выше энергетической щели плотность компаундных состояний существенно превосходит плотность вибрационных, и затухание последних по компаундным состояниям во второй яме можно описывать с помощью силовой функции. Если ширина такой силовой функции окажется меньше, чем расстояние между вибрационными уровнями, в сечении будет наблюдаться частично затухший делительный резонанс. Классическим образом частично затухшего резонанса является резонанс²⁴⁰Ри при энергии возбуждения 5,05 МэВ. Наиболее полно он был исследован в реакции 239 Pu(*d*, *pf*) с энергетическим разрешением 3 кэВ [53]. В этом опыте была выявлена промежуточная структура затухшего вибрационного резонанса, которая интерпретируется как «развал» вибрационного состояния на компаундные состояния II ямы. Есть много и других примеров частично затухших резонансов в сечении деления четно-четных ядер, возбуждаемого в реакциях передачи [16] и при фотовозбуждении [50]. Компаундные состояния второй ямы в свою очередь, благодаря конечной проницаемости внутреннего горба, взаимодействуют с состояниями первой ямы, экспериментальное подтверждение чему мы видим в явлении группировки резонансов компаундного ядра, имеющих увеличенную делительную ширину [16].

Таким образом, в случае частично затухшего вибрационного резонанса может реализоваться полная картина иерархии состояний возбужденного ядра по их делительным свойствам: в области резонанса среди состояний компаунд-ядра с интервалами, равными расстоянию между уровнями во второй яме, будут проявляться группы с увеличенной делительной шириной, сам вибрационный резонанс проявится как огибающая распределения суммарной делительной ширины по этим группам.

Не всегда такая иерархическая структура будет представлена в полном объеме. В зависимости от плотности состояний и силы взаимодействия между ними, возможны, например, случаи чистых вибрационных резонансов — когда вблизи вибрационного состояния нет компаундных состояний, по которым происходило бы затухание, либо случаи одного состояния в группе — когда ширина взаимодействия состояний первой ямы с состояниями второй ямы меньше расстояния между уровнями в первой яме.

Для теоретического описания столь разнообразных ситуаций разработаны различные подходы, с помощью которых было исследовано, в частности, влияние промежуточной структуры резонансов на усредненную вероятность деления, измеряемую в опытах с умеренным разрешением, и показано, что этим влиянием нельзя пренебрегать в подбарьерной области [54]. Наиболее детальный аппарат описания вероятности деления с учетом структуры состояний различной природы был разработан Линном в рамках формализма *R*-матричной теории [16, 55]. Менее детальный и более приближенный, но гораздо более простой и удобный подход для описания усредненной по промежуточной структуре вероятности деления в очень широком диапазоне подбарьерных энергий возбуждения был развит в работах [56, 57]. В этом подходе единым образом учитываются меняющиеся с энергией возбуждения физические ситуации, рассмотренные выше. В околопороговой области для описания широких частично затухших вибрационных резонансов используются представления модели входных состояний. При низких энергиях возбуждения, когда ширина затухания вибрационного состояния становится меньше расстояния между компаундными уровнями, для описания чистого вибрационного резонанса используется теория возмущений.

Поясним, в каком смысле используется здесь термин «входные состояния». Источником делительной ширины возбужденного состояния составного ядра является примесь делительной моды в его волновой функции, появляющаяся в результате взаимодействия между делительными колебательными модами и состояниями не делительной природы, которые возбуждаются в начальной стадии реакции. Делительную моду обычно связывают с β-колебаниями и их комбинациями с простыми коллективными движениями ядра — вращениями, октупольными колебаниями, γ-колебаниями и т. д. Плотность таких состояний в большинстве случаев гораздо ниже плотности соседних более сложных состояний внутреннего возбуждения; таким образом, состояния делительной природы можно рассматривать как входные состояния для процесса деления.

Здесь стоит напомнить саму идеологию входных состояний. В статистической модели предполагается, что энергия влетевшей в ядро частицы быстро распределяется между всеми нуклонами, образуя очень сложные структуры, и ядро живет столь долго, что практически «забывает», каким способом оно образовалось. Однако, если в спектре состояний ядерной системы даже при больших энергиях возбуждения имеются достаточно простые по конфигурации состояния, слабо связанные со множеством сложных компаундных состояний, то процесс взаимодействия налетающей частицы с ядром можно рассматривать вначале как процесс возбуждения этих простых типов движения (входных состояний), которые затем уже распадаются на более сложные структуры. Вообще говоря, нас интересует обратный процесс — выделение из сложных структур, уже образовавшихся на стадии формирования составного ядра, простой β-колебательной моды, приводящей возбужденную ядерную систему к делению. И в этом смысле более подошел бы термин «выходное состояние», однако ясно, что все рассуждения и математический аппарат от этого совершенно не меняются.

В результате взаимодействия входного состояния $|A\rangle$ с невозмущенными компаундными состояниями $|a\rangle$ образуются новые компаундные состояния $|\alpha\rangle$. Распределение силы входного состояния среди компаундных определяется соотношением спрэдовой ширины Γ_{Aa} на расстояния D_a между компаундными уровнями. В случае $\Gamma_{Aa} >> D_a$ квадраты амплитуд волновых функций $(C_{\alpha A})^2$, которые описывают примесь входного состояния $|A\rangle$ диагонализованных состояниях входного состояния, определяются соотношением

$$\left(C_{\alpha A}\right)^{2} \approx \frac{D_{a}}{2\pi} \Gamma_{Aa} \left[\left(E - E_{A}\right)^{2} + \frac{\Gamma_{Aa}^{2}}{1} \right]^{-1}.$$
 (10)

В пределе очень слабого затухания $\Gamma_{Aa} < D_a$ входное состояние сохраняет характер практически чисто входного, и лишь малая часть его силы примешивается в другие компаундные состояния. Распределение этой остаточной силы можно получить в первом порядке теории возмущений:

$$\left(C_{\alpha A}\right)^{2} \sim \frac{D_{a}}{2\pi} \Gamma_{Aa} \left(E_{\alpha} - E_{A}\right)^{-2}.$$
(11)

Формально это выражение эквивалентно лоренцовскому распределению с шириной $\Gamma \approx 2D_a/\pi$, и поэтому гладкую часть распределения $(C_{\alpha A})^2$ в обоих случаях сильного и слабого затухания можно описывать единым лоренцовским выражением с шириной

$$\Gamma_A = \sqrt{\Gamma_{Aa}^2 + \left(\frac{2D_a}{\pi}\right)^2} . \tag{12}$$

Остающиеся в случае очень слабого затухания практически чистые входные состояния $|\alpha_0\rangle$ должны быть учтены отдельно. Коэффициент $(C_{\alpha A})^2$ для такого состояния можно найти с помощью правила сумм:

$$(C_{\alpha A})^2 = 1 - \sum_{\alpha \neq \alpha_0} (C_{\alpha A})^2 \approx 1 - \sqrt{\Gamma_A^2 - \left(\frac{2D_a}{\pi}\right)^2 \Gamma_A^{-1}}.$$
 (13)

В общем случае полная ширина входного состояния, кроме ширины затухания, определяется и собственными распадными ширинами состояния $|A\rangle$ (например, делительной Γ_{Af} , радиационной $\Gamma_{A\gamma}$ и т. п.).

В модели двугорбого барьера состояния ядра естественным образом разделяются на два класса входных и компаундных состояний: $|A\rangle$ и $|a\rangle$ в первой яме и $|B\rangle$ и $|b\rangle$ во второй соответственно. Таким образом, нужно учитывать взаимодействия входных состояний с компаундными как внутри каждого класса, так и между состояниями разных классов. Предполагается, что взаимодействие между делительной модой и компаундными состояниями прямо зависит от перекрытия их волновых функций в пространстве деформаций. Поскольку взаимодействия между состояниями разных классов подавлены фактором проницаемости внутреннего горба, задачу решают приближенно. Вначале рассматривается отдельно взаимодействие компаундных состояний класса I ($|a\rangle$) с входными состояниями $|A\rangle$ и $|B\rangle$ и отдельно — взаимодействие состояния $|b\rangle$ с $|A\rangle$ и $|B\rangle$. В результате этих взаимодействий образуются новые компаундные состояния $|a'\rangle$ и $|b'\rangle$, которые принадлежат тем же классам, что и невозмущенные состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$ соответственно. Состояния $|a'\rangle$ и $|b'\rangle$ содержат примесь делительной моды, причем в состояниях класса II эта примесь существенно сильнее из-за большей делительной ширины входных состояний $|B\rangle$ ($\Gamma_{Bf} \sim T_B$, $\Gamma_{Af} \sim T_A T_B$) и из-за меньшей плотности компаундных состояний во II яме. Поэтому состояния $|b'\rangle$ играют роль входных состояний для $|a'\rangle$.

Основные следствия такого рассмотрения кратко сводятся к следующему. Неоднородность распределения силы входных состояний по компаундным состояниям (в случае, когда Γ_B в меньше расстояния между $|B\rangle$) обусловливает гросс-структуру делительной ширины состояний $|a'\rangle$. Результатом же взаимодействия состояний $|a'\rangle$ с имеющими увеличенную делительную ширину дискретными компаундными состояниями $|b'\rangle$ является промежуточная структура делительной ширины состояний $|a'\rangle$.

Эта картина нарушается в глубокоподбарьерной области. По мере снижения энергии возбуждения и приближения ко дну II ямы экспоненциально растущее среднее расстояние между уровнями $|b\rangle$ может стать больше, чем спредовая ширина состояний $|B\rangle$. То есть ситуация сильного затухания переходит в ситуацию очень слабого затухания, и ширина гросс-структур будет определяться уже не спредовой шириной, а расстоянием между уровнями $|b\rangle$. Однако так будет распределена теперь лишь малая доля силы входного состояния. Основная же ее часть сосредоточится на ближайшем к $|B\rangle$ состоянии $|b_0\rangle$, образуя очень узкий резонанс в делительной ширине состояний $|a'\rangle$. Поскольку полная ширина компаундных состояний класса II Г_b складывается из ширины их взаимодействия с состояниями класса I Г_{b'a'} и делительной ширины $\Gamma_{b't}$ (радиационная ширина $\Gamma_{b'y}$ дает малый вклад в $\Gamma_{b'}$) и обе эти составляющие экспоненциально убывают с энергией ($\sim T_A$ и $\sim T_B$ соответственно), то для взаимодействия $|b'\rangle c |a'\rangle$ также скоро реализуется случай очень слабого затухания и ширина резонанса, обусловленного практически чистой делительной вибрацией $|b_0\rangle$, будет определяться расстояниями между компаундными уровнями в І яме: $\Gamma_{b_0} \approx 2D_a / \pi$.

Аналогичную структуру в глубокоподбарьерной области имеет и ширина заселения изомера. Однако вероятность задержанного деления, как и при качественном рассмотрении в предыдущем разделе, в среднем гораздо слабее зависит от энергии ($\sim T_A$), чем вероятность мгновенного деления ($\sim T_AT$). Поэтому при низких энергиях ($\lesssim 4,5$ МэВ для ядер ²³⁶U и ²³⁸U) вероятность задержанного деления становится преобладающей, а в кривой энергетической зависимости суммарной вероятности мгновенного и задержанного деления это приводит к появлению «излома», обусловленного переходом с более крутой зависимости, $\sim T_AT$, на более слабую, $\sim T_A$ (изомерный шельф).

Рассмотрим теперь, как это описание согласуется с экспериментальными результатами для изотопов ²³⁶U и ²³⁸U. В результате математической обработки из угловых компонент выхода были получены сечения σ_a , σ_b , σ_c , с которыми в приближении $\sigma_{\gamma}^{E2} \ll \sigma_{\gamma}^{E1}$ и с учетом задержанного деления σ_f^d можно просто связать сечения деления $\sigma_f^{J\pi K}$ для каналов с квантовыми характеристиками (J, π, K) :

$$\sigma_f^{2^+0} = \sigma_c , \quad \sigma_f^{1^-0} = \sigma_b + \frac{1}{2}\sigma_f^{1^-1} , \quad \sigma_f^{1^-1} + \frac{2}{3}\sigma_f^d = \frac{2}{3}\sigma_a . \tag{14}$$

Эти сечения приведены на рис. 14.

При проведении модельных расчетов предполагалось вырождение нижайших каналов $J^{\pi} = 2^+$ и 1⁻ (K = 0) на внешнем горбе *B* и использовалась модель «с забыванием K» во второй яме. Подробности расчетов можно найти в [58]. Результаты этих расчетов сечений фотоделения показаны на рис. 14, и, как видно, в целом получено удовлетворительное описание экспериментальных данных.



Рис. 14. Результаты анализа компонент сечения фотоделения ²³⁶U и ²³⁸U [58].
 1 — эксперимент, 2 — расчет по модели входных состояний мгновенного фотоделения,
 3 — расчет суммарного вклада задержанного деления из изомерного состояния. Гистограммой вблизи нижайшего резонанса показан результат усреднения расчетной кривой в пределах экспериментального разрешения (100 кэВ)

Следует подчеркнуть, что благодаря большому экспериментально изученному энергетическому диапазону параметры барьера $E_{fA}^{K\pi}$, $E_{fB}^{K\pi}$, $\hbar\omega_{AB}$ фиксируются в достаточно узких интервалах порядка 0,1—0,15 МэВ, за пределами которых описание сечений значительно ухудшается. Во всей подпороговой области, как видно из рис. 14, в компонентах сечений отчетливо наблюдаются резонансы. Правда, в силу большого расстояния между экспериментальными точками, трудно делать определенные выводы об их ширине и тем более об энергетической зависимости ширины затухания $\Gamma_{Bb}(E - E_{II})$. При расчете кривых, приведённых на рис. 14, использовались следующие спектры входных состояний $E_{B}^{K\pi}$ (MэB):

Часть этих резонансов (например, 4,0 МэВ в σ_f^{0-} для ²³⁸U) проявляется менее явно на опыте, но без их учета невозможно «удержать» расчетную зависимость на требуемом экспериментом уровне. В ряде случаев с этой же щелью приходилось учитывать два близких состояния, разница между которыми существенно меньше среднего расстояния между делительными уровнями, составляющего около 0,6 МэВ, т. е. вводить «фрагментацию» входных состояний (4,7 и 4,8 МэВ, 5,55 и 5,75 МэВ в σ_f^{1-} ядра ²³⁸U).

Нижайший по энергии резонанс в сечениях ²³⁶U и ²³⁸U находится в области изомерного шельфа, и подавляющий вклад в него дает задержанное деление. Этот резонанс принадлежит к категории резонансов, ширина которых вследствие условий $\Gamma_B < D_b$ и $\Gamma_b < D_a$ определяется не шириной затухания Γ_{Bb} , а величиной $D_a <<\Gamma_{Bb}$. Она слишком мала в сравнении с расстоянием между экспериментальными точками $\Delta E_{max} = 0,1-0,2$ МэВ в интегральном выходе $Y(E_{max})$. Поскольку при восстановлении сечений из данных об $Y(E_{max})$ фактически получается информация лишь о числе делений в интервале $E_{max}^{i+1} - E_{max}^i$, наиболее адекватным содержанию математической обработки экспериментальных данных является представление расчетной зависимости в виде гистограммы, усредняющей в пределах шага измерений теоретическую кривую. Результат такого усреднения показан на рис. 14 штриховой линией.

Таким образом, модель «входных состояний» позволяет единообразно описать вероятность подбарьерного деления во всей экспериментально изученной области энергий, и в этом состоит ее главное преимущество перед другими более распространенными подходами к описанию тех же свойств, которые из-за упрощений имеют ограниченную применимость (см., например, [44, 58]). Данная модель является также шагом вперед и в детализации наших представлений о механизме процесса деления, особенно в таких вопросах, как квантовые аспекты взаимодействия коллективных и нуклонных степеней свободы в делящемся ядре, роли квазистационарных состояний во второй яме и др.

Следует еще раз подчеркнуть, что обнаруженный резонанс в задержанном делении 238 U и 236 U при $E_{\gamma} = 3,6$ МэВ крайне интересен в квантовом аспекте: это чисто вибрационное состояние во II яме, которое не перекрывается с другими уровнями I и II ям. Мы имеем дело с уникальной квантово-механической ситуацией, когда возбуждение коллективного состояния происходит за счет перекрытия волновых функций ядра в состояниях с разной деформацией.

6. Барьеры симметричного и асимметричного деления

В завершение обзора мы кратко остановимся на изучении массовых распределений осколков, точнее говоря, на тех аспектах этого вопроса, которые непосредственно связаны со структурой барьера деления тяжелых ядер. В настоящее время сложилось вполне единодушное мнение, что за формирование асимметрии деления ответственна оболочечная структура делящегося ядра на поздних стадиях его эволюции, а на каких именно, — этот вопрос, составляющий предмет многолетней дискуссии, остается пока открытым. В получившей широкое распространение статистической модели [6] рассматривается лишь конечная фаза процесса — конфигурация разделения с сильно обособившимися («соприкасающимися») осколками. В других подходах [13, 59—62] значительная роль в формировании массовых распределений осколков отводится седловой точке, в частности, при делении тяжелых ядер — прохождению через внешний барьер B, в процессе которого, как мы видели, делящееся ядро утрачивает устойчивость по отношению к масс-асимметричной деформации (см. рис. 2). До сих пор мы касались других следствий этого важного свойства: влияния симметрии ядра на спектр нижайших каналов деления и возникновения третьей ямы.

Наличие разницы в потенциальной энергии деформации для масс-симметричной и асимметричной конфигураций ядра в районе вершины внешнего горба барьера еще не означает, что существуют два пути к разделению, которые можно различать на опыте. Все будет зависеть от того, как и на сколько изменяется сформированная в седле конфигурация ядра в процесс спуска с барьера к разрыву. Обе точки зрения о «месте» формирования массового распределения осколков получают поддержку в теоретических расчетах. Они различаются рядом исходных предположений о свойствах делящегося ядра, которые на сегодняшний день плохо известны, и в силу этого выбор между ними невозможен без эксперимента.

В пользу того, что массовое распределение осколков начинает формироваться на достаточно далеких «доступах» к точке разрыва, свидетельствует ряд экспериментальных фактов и результатов расчета. В работах [13, 59] и др. отмечается корреляция между расчетной величиной зеркально-асимметричной деформации во второй седловой точке и наблюдаемым отношением наиболее вероятных масс осколков. Установлена корреляция между экспериментальными отношениями выходов симметричного и асимметричного деления Y_s/Y_a [60, 63] и теоретическими предсказаниями относительно разности высот горба *В* для масс-симметричной и масс-асимметричной деформаций [64]. В работе [65] обнаружено, что в области доактинидов, делящихся преимущественно симметричным способом, зависимость дисперсии массового распределения от параметра Z^2/A соответствует предсказанию капельной модели для седловой точки, а не точки разрыва [66].

Для решения поставленного вопроса необходимы эксперименты, которые бы устанавливали непосредственную связь между массовыми распределениями осколков и барьером деления, например, различия в порогах симметричного и асимметричного способов деления. Легкие актиниды, у которых около пороговый участок делимости определяется более высоким внешним барьером, представляют возможность убедиться в существовании разницы этих порогов в достаточно прямом опыте.

Обширные экспериментальные исследования свойств симметричного и асимметричного способов деления в районе порога для области Ra — Th были

проведены с помощью прямых реакций [59, 67]. В этих экспериментах для обеих мод деления измерялись две чувствительные к высоте барьера характеристики — делимость и угловая анизотропия осколков, примеры которых показаны на рис. 15. Ожидаемые в околопороговой области различия в энергетической зависимости выходов симметричного и асимметричного деления наблюдались систематически, чего нельзя сказать об угловой анизотропии осколков. Измерения обеих величин имеют низкую статистическую точность, особенно — угловой анизотропии деления. Поэтому нет единого мнения об их интерпретации.

Аналогичные исследования массовых распределений осколков при делении в реакции (γ , f) были выполнены для трех изотопов: ²³⁸U [68—70], ²³²Th [68] радиохимическим методом и ²²⁶Ra — трековой методикой [71, 72]. На рис. 16а приведены экспериментальные данные об отношении выходов Y_s/Y_a для сим-



Puc. 15. Делимость и угловая анизотропия симметричного и асимметричного деления в реакциях ²²⁶Ra(³He, *pf*) и ²²⁶Ra (³He, *df*) [59]. Штриховой линией показана угловая анизотропия асимметричного деления

метричного и асимметричного типов деления ²³⁸U и ²³²Th в зависимости от граничной энергии спектра тормозного излучения E_{max} . По представленным данным, в частности, по участкам очень резкого падения Y_s/Y_a с энергией, скорость которого (порядок на интервале $\Delta E_{max} < 0,5$ МэВ) типична для туннельных эффектов, можно заключить, что порог симметричного деления для обоих ядер достигнут и пройден в измерениях, и этот эффект, как и другие особенности наблюдаемой зависимости Y_s/Y_a от E_{max} , гарантируются достигнутой статистической точностью и согласием трех экспериментов для реакции ²³⁸U(γ , f).

На рис. 166 приведены данные об абсолютных полных выходах $Y = Y_a$ ($Y_s/Y_a \ll 1$) [50] и выходах симметричного деления, рассчитанных как YY_s/Y_a . Различия в симметричном и асимметричном барьерах ²³²Th проявляются непосредственно в разнице наблюдаемых порогов да 0,6 МэВ. В случае ²³⁸U она менее заметна, и это связано с наличием сильного резонанса в энергетической зависимости симметричной компоненты сечения фотоделения (см., например, [73]), которой на рис. 16а соответствует максимум отношения Y_s/Y_a .

Возможно, что с другим таким резонансом связан подъем Y_s/Y_a и «излом» Y_s , обнаруживаемый экспериментальными данными при самых низких энергиях



Рис. 16. Выходы (б) и отношения (а) симметричного и асимметричного фотоделения ²³²Th и ²³⁸U тормозными γ-квантами: 1 — по [71], 2 — [68], 3 — [70, 73]; *Y* — полный выход [50], *Y_s* — симметричный выход; штриховой линией показана зависимость *Y_s*(*E*_{max}), нормированная к полному выходу в районе ворога (см. текст)

 γ -квантов на рис. 16. Оба эффекта — сдвиг наблюдаемых порогов симметричного и асимметричного деления ²³²Th(γ , f) и различия в резонансной структуре их сечений в реакции ²³⁸U(γ , f) — свидетельствуют о значительном влиянии барьера деления на формирование распределения масс осколков, в частности на соотношение выходов основных способов деления.

Для реакции ²²⁶Ra(γ , *f*) были осуществлены измерения выхода и угловой анизотропии обоих способов деления [72], к сожалению, лишь в надбарьерной области энергии. Это обстоятельство и значительные погрешности измерений для симметричной компоненты затрудняют интерпретацию этого эксперимента, который, как и опыты с прямыми реакциями, не обнаружил статистически значимых различий в угловой анизотропии деления. В то же время вся совокупность имеющихся экспериментальных данных об угловой анизотропии симметричного и асимметричного деления, в том числе и результат работы [72], не противоречит оценкам порогов для этих компонент^{*}.

Таким образом, эксперимент дает утвердительный ответ по первому вопросу — реализуются или нет различия в потенциальной энергии деформации для масс-симметричной и асимметричной конфигурации ядра в наблюдаемых выходах соответствующих мод деления. В то же время вопрос о существовании корреляции асимметрии и анизотропии деления, которую следует ожидать при наличии разницы в порогах симметричного и асимметричного деления, следует считать открытым. Его исследование, несомненно, заслуживает постановки новых более точных экспериментов, и в этой связи необходимо подчеркнуть, что возможности реакции (γ , f) еще очень слабо использованы. А они ведь уникальны с рассматриваемой точки зрения: соотношение высот горба В для нижайших каналов $J^{\pi} = 2^+$ и 1⁻, K = 0, преобладающих при низко энергетическом фотоделении, определяется именно масс-асимметричной деформацией ядра. Особый интерес представляет экспериментальная проверка вытекающего из свойств спектра этих состояний предсказания об усилении квадрупольной составляющей углового распределения осколков при симметричном деления. Перспективно с этой целью использовать реакцию (e, f).

Мы коснулись здесь только одной из сторон проблемы асимметрии деления и вынуждены констатировать, что пока эксперимент больше ставит вопросов, чем дает ответов. Таково состояние этой проблемы и в целом: круга нерешенных в ней вопросов хватило бы на достаточно широкую область знаний. Это и не удивительно, поскольку в данном случае речь идет не о частичном изменении нуклонного состава ядра, как в большинстве реакций, а о коренной

^{*} В работах [71, 74] сделано противоположное утверждение, что не удается объяснить в одной непротиворечивой картине свойства распределения масс осколков и угловой анизотропии фотоделения. Однако данные работы [72] не противоречат оценкам разницы порогов симметричного и асимметричного деления ≤ 1 МэВ для соседних с ²²⁶Ra изотопов радия с массами A = 225, 227 и 228 [67, 75], если учесть погрешности измерений и разницу в положении каналов $K^{\pi} = 0^{-}$ для зеркально-симметричных и асимметричных конфигураций (см. гл. 3).

его перестройке, развитие представлений о которой затронет, по-видимому, практически всю ядерную физику. В настоящее время ясно главное — это определяющая роль в механизме обсуждаемого явления структурных (квантовых) свойств делящегося ядра.

Заключение

Начав с аналогии с таким чисто классическим, макроскопическим объектом, как капля жидкости, физики медленно постигали квантовые черты реакции деления ядер, отличающие микроскопический мир ядерных процессов. Сегодня мы хорошо понимаем, что квантовые эффекты в физике деления ядер имеют всеобъемлющий характер. В утверждении этого взгляда определяющую роль сыграло создание микро-макроскопического метода Струтинского, который явился не только теоретическим аппаратом исключительной эффективности, но и неким началом, объединившим в одной непротиворечивой картине важные свойства материи, в прошлом нередко противопоставлявшиеся друг другу (модели жидкой капли и оболочек).

Рамки темы данного обзора, связанные с методом экспериментального исследования и областью рассматриваемых энергий возбуждения, безусловно, сузили круг вопросов, относящихся к проблеме «квантовое» и «классическое» в физике процесса деления. В частности, мы не смогли остановиться на свойствах такого типично квантового явления, как спонтанное деление, характеристики которого для распада из равновесного состояния и состояния спонтанно делящегося изомера обладают значительной информативностью о барьере деления тяжелых ядер. Аналогично мы вынуждены были поступить с проявлениями квантовых свойств в процессе деления при значительных возбуждениях ядер. Выпали такие интересные вопросы, как деление холодных и нагретых ядер и перестройка оболочек с энергией. Сравнительный анализ процессов деления при разных возбуждениях обнаруживает общую с другими физическими явлениями картину: квантовые свойства присущи достаточно холодным ядрам, а с нагревом они достаточно быстро, при энергиях порядка 50 МэВ, становятся хорошими объектами квазиклассической капельной модели.

Мы сконцентрировали внимание только на одном направлении экспериментальных работ, где в русле последних достижений теории удалось наиболее существенно продвинуться вперед с помощью изучения фотоделения тяжелых ядер. Сделанным шагом мы обязаны исключительной простоте кинематики данной реакции. Возможности реакции (γ , f) далеко не исчерпаны, и мы попытались выделить те направления, на которых применение ее и родственной реакции (e, f) сулит новую информацию о процессе деления.

Исследования квантовых эффектов (коллективных и нуклонных возбуждений, оболочечной структуры ядра) практически определяют уровень наших знаний о процессе деления, поскольку «альтернативные» свойства были весьма детально изучены в рамках однородной капельной модели двадцать лет назад. Этот уровень достаточно высок, чтобы получать уникальную экспериментальную информацию о структуре аномально деформированных ядер — свойствах, доступных для изучения пока лишь в рамках физики деления, и вместе с тем он еще низок, чтобы удовлетворить потребности практики, растущие с увеличением масштабов использования ядерной энергии, которая освобождается в процессе деления ядер.

Цитированная литература

- 1. Leachman R. Scientific American, August 1965, p. 49.
- 2. Bohr N., Wheeler J.A. Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 426.
- 3. Френкель Я.И. *ЖЭТФ*, 1939, т. 9, с. 641.
- 4. Бете Г. Лекции по теории ядра. М.: ИЛ, 1949.
- 5. Winhold E.I., Demos P.T., Halpern J. Phys. Rev., 1952, v. 85, p. 728; v. 87, p. 1139.
- 6. Fong P. Ibid. 1956, v. 102, p. 434.
- 7. Swiatecki W.I. Ibid. 1955, v. 100, p. 937; v. 101, p. 97.
- 8. Струтинский В.М. Препринт ИАЭ-1108. Москва, 1966.
- 9. Strutinsky V.M. Nucl. Phys. Ser. A, 1967, v. 95, p. 420; 1968, v. 112, p. 1.
- 10. Strutinsky V.M., Bjornholm S. In: Nuclear Structure: *Dubna Symposium*, 1968. Vienna: IAEA, 1968. P. 431; *Nucl. Phys. Ser. A*, 1969, v. 136, p. 1.
- 11. Flocard H., Quentin P., Vautherin D., Kerman A.K. In: *Physics and Chemistry of Fission*. —Vienna: IAEA, 1974. V. 1, p. 221.
- 12. Möller P., Nilsson S.G. Phys. Lett. Ser. B, 1970, v. 31, p. 283.
- 13. Pashkevich V.V. Nucl. Phys. Ser. A, 1971, v. 169, p. 275.
- 14. Pashkevich V.V. Ibid. 1969, v. 133, p. 400.
- 15. Howard W.M., Möller P. At. Data and Nucl. Data Tables, 1980, v. 25, p. 219.
- 16. Bjornholm S., Lynn J.E. Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 725.
- 17. Бор О. В кн. Труды Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.: Физматгиз, 1958. Т. 2, с. 175.
- 18. Griffin J.J. Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 107.
- 19. Гейликман Б.Т. Прил. к журн. «Атомная энергия». №1, 1957, с. 5.
- 20. Струтинский В.М. ЖЭТФ, 1956, т. 30, с. 606.
- 21. Франк И.М. См. [19], с. 58.
- 22. Soldatov A.S., Smirenkin G.N., Kapitza S.P., Tsipenyuk Yu.M. Phys. Lett., 1965, v. 14, p. 217.
- 23. Работнов Н.С, Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. и др. Цит. в [11] сб. Р. 135.
- 24. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 2. М.: Мир, 1977.
- 25. Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. и др. *ЯФ*, 1970, т. 11, с. 508.
- 26. Игнатюк А.В., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н. и др. ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1284.
- 27. Alm A., Lindgren L.J. Nucl. Phys. Ser. A, 1976, v. 271, p. 1; 1978, v. 298; p. 43.
- 28. Alba R., Bellia G., Calabretta L. et al. Цит. в [11] сб. 1980. V. 1, р. 61.
- 29. Линдгрен Л.И., Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. ЯФ, 1980, т. 32, с. 335.
- 30. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. *ЯФ*, 1979, т. 30, с. 634.
- 31. Vandenbosch R. Phys. Lett., 1973, v. 458, p. 207.
- 32. Gangrsky Yu.P., Markov B.N., Tsipenyuk Yu.M. Fortschr. Phys., 1974, Bd. 22, S. 199.

- 33. Michaudon A. Rept. CEA-N-2232, INDC (PR) 51/L-NEANDC(E) 224. 1981.
- 34. Сушков О.П., Фламбаум В.В. УФН, 1982, т. 136, с. 3.
- 35. Уилер Дж.А. В кн. Успехи физики деления ядер. М.: Атомиздат, 1965. С. 7.
- Хойзенга Дж.Р., Ванденбош Р. В кн. Ядерные реакции. М.: Атомиздат, 1964. — Т. 2, с. 51.
- 37. Bowman C.D. Bull. Am. Phys. Soc, 1973, v. 18, p. 627.
- 38. Bowman C.D., Schröder T.G., Dick C.E., Jackson H.E. Phys. Rev. Ser. C, 1975, v. 12, p. 683.
- 39. Жучко В.Е., Игнатюк А.В., Остапенко Ю.Б. и др. *Письма ЖЭТФ*, 1975, т. 22, с. 255.
- 40. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. ЯФ, 1978, т. 28, с. 1185.
- 41. Zhuchko V.E., Ignatyuk A.V., Ostapenko Yu.B. et al. *Phys. Lett. Ser. B*, 1977, v. 68, p. 323.
- 42. Bellia G., Del Zoppo A., Migneco E. et al. Phys. Rev. Ser. C, 1979, v. 20, p. 1059.
- 43. Жучко В.Е., Игнатюк А.В., Остапенко Ю.Б. и др. *Письма ЖЭТФ*, 1976, т. 24, с. 309.
- 44. Ostapenko Yu.B, Smirenkin G.N., So1datov A.S., Tsipenyuk Yu.M. *Phys. Rev. Ser. C*, 1981, v. 24, p. 529.
- 45. Bowman C.D., Schröder I.G., Duvall K.C, Dick C.E. Ibid. 1978, v. 17, p. 1086.
- 46. Bellia G., Calabretta L., Del Zoppo A. et al. Ibid., 1981, v. 24, p. 2762.
- 47. Остапенко Ю.В., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. *Письма ЖЭТФ*, 1983, т. 37, с. 556.
- 48. Гохберг В.М., Отрощенко Г.А., Шигин В.А. ДАН СССР, 1959, т. 128, с. 1157.
- 49. Henkel R.L., Smith R.K. In: Neutron Cross Section: BNL-325. 1955.
- 50. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. *ЯФ*, 1978, т. 28, с. 1170.
- 51. Knowles J.W., Mills W.P., King R.N. et al. Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 116, p. 315.
- 52. Куприянов В.М., Смиренкин Г.Н. *ЯФ*, 1982, т. 35, с. 598.
- 53. Glässel P., Rössler H., Specht H.J. Nucl. Phys. Ser. A, 1976. v. 256, p. 220.
- 54. Lynn J.E., Back B.B. J. Phys. Ser. A, 1974, v. 7, p. 395.
- 55. Lynn J.E. Цит. в [11] сб. 1969. Р. 249.
- 56. Goldstone P.D., Paul P. Phys. Rev. Ser. C, 1978, v. 18, p. 1733.
- 57. Goerlach U., Habs D., Just M. et al. Zs. Phys. Ser. A, 1978, Bd. 287, S. 171.
- 58. Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. *Физ.* ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 1364.
- 59. Specht H.J. Rev. Mod. Phys., 1974, v. 46, p. 773; Phys. Scripta. Ser. A, 1974, v. 10, p. 21.
- 60. Tsang C.F., Wilhelmy J.B. Nucl. Phys. Ser. A, 1972, v. 184, p. 417.
- 61. Mustafa M.G., Mosel U., Schmitt H.W. Phys. Rev. Ser. C, 1973, v. 7, p. 1519.
- 62. Wilkins B.D., Steinberg E P., Chasman R.P. Ibid., 1976, v. 14, p. 1832.
- 63. Дмитриев В.Д., Зодан Х., Калинин А.М. *ЯФ*, 1982, т. 35, с. 1112.
- 64. Möller P. Nucl. Phys. Ser. A, 1972, v. 192, p. 529.
- 65. Grusintzev E.N., Itkis M.G., Okolovich V.N. Phys. Lett., 1983 (to be published).
- 66. Струтинский В.М. ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 1900.
- 67. Weber J., Britt H.C., Gavron A. et al. Phys. Rev. Ser. C, 1976, v. 13, p. 2413.
- 68. Schmitt R.A., Duffield R.B. Ibid., 1957, v. 105, p. 1277.

- 69. Курчатов Б.В., Новогородцева В.И., Пчелин В.А. и др. ЯФ, 1968, т. 7, с. 521.
- 70. Alm A., Kivikas T. Nucl. Phys. Ser. A, 1973, v. 215, p. 461.
- 71. Селицкий Ю.А. *Физ. ЭЧАЯ*, 1979, т. 10, с. 314.
- 72. Бажанов Е.В., Жагров Е.А., Немилов Ю.А. и др. *ЯФ* 1975, т. 22, с. 36.
- 73. Alm A., Kivikas T., Lindgren L.J. *Цит. в [11] сб.* 1980. V. 1, р. 55.
- 74. Смиренкин Г.Н., Ципенюк Ю.М. *Ibid.* Р. 31.
- 75. Konechny E., Specht H.J., Weber J. Ibid. V. 2, p. 3.

ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ДОАКТИНИДНЫХ ЯДЕР ЛЕГКИМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Угловая анизотропия и сечение деления ядер в области Z = 73÷83 α-частицами с энергией 38 МэВ

К. Г. Куватов, В. Н. Околович, Л. А. Смирина, Г. Н. Смиренкин¹, В. П. Бочин², В. С. Романов²

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АН КазССР ¹Физико-энергетический институт ²Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

(Поступила в редакцию 15 октября 1970 г.)

На циклотроне ИЯФ АН КазССР с помощью стеклянных детекторов измерены: угловые распределения осколков и сечения деления 18 изотопов от Ta¹⁸¹ до Bi²⁰⁹ α -частицами с энергией 38 МэВ. Данные эксперимента анализируются в рамках статистической теории. Получена информация об эффективных моментах инерции в переходном состоянии и оболочечной структуре плотности уровней равновесных ядер при возбуждениях ~30 МэВ.

Введение

Исследование угловой анизотропии деления ядер под действием заряженных частиц, в особенности α -частиц и тяжелых ионов, вносящих значительный угловой момент, представляет интерес в связи с возможностью получения сведений о сильнодеформированном переходном состоянии делящегося ядра (в так называемой седловой точке). Одно из направлений этих исследований состоит в изучении формы ядер в переходном состоянии. Работы в данной области, выполненные в последние годы [1—5], привели к пересмотру фундаментального параметра (Z^{2}/A)_{крит}, который определяет гидродинамический предел устойчивости ядра.

Непосредственным источником информации о форме ядер в седловой точке служит эффективный момент инерции

Ядерная физика [J. of Nuclear Physics], т. 14, вып. 1, 1971, с. 79-87.

$$J_{2\phi\phi} = J_{\perp} J_{\parallel} / \left(J_{\perp} - J_{\parallel} \right), \tag{1}$$

где J_{\parallel} и J_{\perp} — моменты инерции ядра относительно оси симметрии соответственно параллельного и перпендикулярного направления. Эта величина входит в единственный параметр статистической теории угловых распределений осколков деления

$$p = \frac{\overline{I}^2}{2K_0^2} = \frac{\hbar^2 \overline{I}^2}{2TJ_{2\phi\phi}}$$
(2)

и поэтому может быть вполне надежно определена из опыта. В соотношении (2) T — температура ядра в переходном состоянии, I — полный угловой момент составного ядра, K_0^2 — средний квадрат проекции I на ось симметрии.

До последнего времени внимание экспериментаторов было сконцентрировано на исследовании ядер с $Z^{2}/A > 35$. Измерение угловой анизотропии при делении более легких ядер производилось для реакции (α , f) на ядрах-мишенях Au, Tl, Pb и Bi [6]. К началу настоящей работы данные об угловой анизотропии деления ядер легче Au отсутствовали. В данной работе сообщаются результаты измерений угловых распределений осколков $W(\theta)$ при делении изотопов Ta, Re, Os, Pt, Au, Tl, Bi и Pb α -частицами с энергией 38 МэВ. Небольшая часть результатов была сообщена ранее [5].

Измерение угловых распределений осколков

Измерения производились на выведенном пучке 1,5-метрового циклотрона ИЯФ АН КазССР. Для регистрации осколков деления использовались цилиндрические стекла радиусом 40 мм и шириной 10 мм. Схема опыта изображена на рис. 1. Геометрические размеры пучка α-частиц, попадающих на мишень, формировались графитовым коллиматором диаметром 10 мм. Регистрация тока пучка α-частиц с помощью цилиндра Фарадея, соединенного с интегратором, позволяла путем относительных измерений определить сечение деления, где эталоном служило сечение деления ядра-мишени Au¹⁹⁷, принимавшееся равным



Рис. 1. Схема эксперимента



Рис. 2. Типичное угловое распределение осколков деления α-частицами с энергией 38 МэВ. Точки — экспериментальные данные, сплошная кривая обработка по формуле (6), пунктирная — по формуле (5)



Рис. 3. Зависимость $lg(\Gamma_f / \Gamma_n)$ от Z^{2}/A при $E_{\alpha} = 38$ МэВ, $\sigma_R = 1,7 \cdot 10^6$ мкбн

110 мкбн. Для изготовления мишеней, как правило, использовались разделенные изотопы. Все мишени, за исключением самонесущей мишени Та, представляли собой слои мелной подложке толшиной на ~20—22 мг/см². В таблице указаны характеристики мишеней (толщина, обогащение по основному изотопу и способы их приготовления). Для Re, Tl, Pb были исследованы все изотопы, содержащиеся в естественной смеси. Вклад Os¹⁸⁶, Os¹⁸⁷, Pt¹⁹⁰, Pt¹⁹² в использованных образцах незначителен, роль тяжелых изотопов Pt¹⁹⁶ и Pt¹⁹⁸ невелика из-за уменьшения делимости с увеличением, массы изотопа. Это позволило вполне корректно ввести поправки на примесь посторонних изотопов.

Типичное угловое распределение осколков деления $W(\theta)$ в зависимости от эффективного угла в с.ц.м. (с учетом углового разрешения) дано на рис. 2. Сплошной кривой показаны результаты обработки экспериментальных данных методом наименьших квадратов; $W(\theta)$ представлялось в виде ряда

$$W(\theta)/W(90^\circ) = \sum_{n=0}^{n_{\max}} a_{2n} P_{2n}(\cos\theta).$$
(3)

Расчеты при различных *n*_{max} показали, что можно ограничиться учетом членов разложения до $P_6(\cos\theta)$. Результаты обработки данных опыта ($W(\theta)/W(90^\circ)$ и σ_f) приводятся в таблице. (Смысл других физических величин, приведенных в этой же таблице, поясняется ниже.) Полученные нами данные для изученных ранее ядер-мишеней Au¹⁹⁷, Pb²⁰⁶⁻²⁰⁸, Ві²⁰⁹ в пределах ошибок согласуются с результатами работ [1, 2], а также удовлетворительно согласуются с другими известными данными [6-8]. На рис. 3 они приведены в виде логарифма отношения $\Gamma_f / \Gamma_n = \sigma_f / \sigma_R$ в зависимости от Z^{2}/A (σ_{R} — сечение образования составного ядра) при энергии α-частиц $E_{\alpha} = 38 \text{ M}_{\Im}\text{B}.$

σ _{<i>j</i>} , мкнб	0,027	147	1,53	0,77	6,02	2,24	1,43	0,27	480	205	110	420	71,1	1686	474	152	41,0	1760	
$J_{ m c \varphi} / J_{ m 3 \varphi \varphi}$	$1,69{\pm}0,07$	$2,06\pm 0,04$	$1,75\pm0,04$	$1,61\pm0,04$	$1,72\pm0,04$	$1,81\pm0,03$	$2,00\pm 0,04$	$1,64\pm 0,03$	$1,96\pm 0,09$	$1,94{\pm}0,04$	$2,03\pm0,05$	$2,00\pm 0,04$	$1,94{\pm}0,04$	$1,96\pm 0,02$	$1,85\pm0,04$	$1,60{\pm}0,05$	$1,66\pm 0,04$	$1,55\pm0,03$	
d	$2,80\pm 0,11$	2,96±0,06	$2,37\pm0,04$	$2,35\pm0,04$	$2,50\pm 0,03$	$2,59\pm0,04$	$2,80\pm 0,04$	$2,16\pm 0,05$	$2,71\pm0,08$	$2,54\pm 0,04$	$2,71\pm0,04$	$2,69\pm 0,06$	$2,61\pm 0,06$	$2,80\pm 0,05$	$2,67\pm0,05$	$2,58\pm 0,08$	$2,43\pm0,03$	$1,83\pm0,06$	
(00°)/ W(90°)	$2,58\pm 0,046$	2,66±0,030	$3,37\pm0,020$	$2,35\pm 0,020$	$2,44\pm 0,020$	$2,48\pm0,02$	$2,58\pm0,02$	$2,26\pm 0,03$	$2,54{\pm}0,04$	$2,46\pm 0,02$	$2,54{\pm}0,02$	$2,55\pm0,03$	$2,49\pm0,03$	$2,58\pm0,02$	$2,52\pm0,02$	$2,48{\pm}0,04$	$2,40\pm 0,02$	$2,08{\pm}0,06$	
$(Z^2 / A)_{ m cocr}$	30,40	32,86	31,37	31,04	31,68	31,52	31,36	31,04	32,32	32,16	32,64	33,28	32,96	33,92	33,60	33,44	33,28	33,92	
Способ приготовления	термическое	разложение химическое	осаждение электролиз	• ~	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	термическое	разложение
Толщина мишени, мг/см ²	2,1	0,6	2,5	2,4	1,6	1,5	1,0	2,2	1,5	1,5	1,0	1,6	1,3	1,2	1,2	1,1	1,1	0,9	
Содержание изотопа, %	100	естественный	87,5	97,5	80,1	79,8	89,9	96,5	75,5	65,7	100	86,0	93,5	53,5	92,2	87,2	98,2	100	
Делящееся	Re ¹⁸⁵	Pb	Ir^{189}	Ir^{191}	\mathbf{Pt}^{192}	\mathbf{Pt}^{193}	\mathbf{Pt}^{194}	\mathbf{Pt}^{196}	Hg^{198}	Hg^{199}	TI^{201}	Bi^{207}	Bi^{209}	Po^{208}	Po^{210}	Po^{211}	Po^{212}	\mathbf{At}^{213}	
Ядро- мишень	${{Ta}^{181}}$	Hg	Re ¹⁸⁵	Re^{187}	Os^{188}	Os^{189}	Os^{190}	Os^{192}	Pt^{194}	Pt^{195}	Au^{197}	Tl^{203}	$T1^{205}$	Pb^{204}	Pb^{206}	Pb^{207}	Pb^{208}	Bi^{209}	

Угловая анизотропия деления ядер в области Z = 73÷83 α-частицами с энергией 38 МэВ

277

Эффективные моменты инерции и форма ядер в седловой точке

В статистической теории [9, 10] угловое распределение осколков в случае больших угловых моментов *I* = *l* может быть представлено соотношением

$$W(\theta) = \int_{0}^{I_{\text{max}}^{2}} \left[\exp\left(-\frac{I^{2}}{4K_{0}^{2}}\sin^{2}\theta\right) I_{0}\left(\frac{I^{2}}{4K_{0}^{2}}\sin^{2}\theta\right) IdI \right] \times \left[\Gamma_{n}\left(\theta\right)\exp\left(-\beta I^{2}\right) + \sqrt{\pi/2}\Gamma_{f}\left(0\right)\frac{K_{0}}{I}\operatorname{erf}\left(\frac{I}{\sqrt{2}}K_{0}\right) \right]^{-1},$$

$$(4)$$

где $\beta = \frac{1}{2}\hbar^2 \left[(1/J_0 T_0) - (1/J_f T_f) \right]$, 0 и *f* — индексы, обозначающие соответственно остаточное ядро после испускания нейтрона и переходное состояние делящегося ядра, I_{max} — «максимальный» угловой момент, определяемый как $I_{\text{max}}^2 = 2\overline{I}^2$; $\Gamma_n(I)$ и $\Gamma_f(I)$ — средние нейтронная и делительная ширины.

В работе [11] показано, что соотношение (4) для величины K_0^2 при $\beta = (2 \div 3) \cdot 10^{-3}$, соответствующее делению «легких» ядер ($\Gamma_f \ll \Gamma_n$) α -частицами с энергией 30—40 МэВ, дает примерно такие же результаты, что и выражение

$$W(\theta) = \int_{0}^{I_{\max}^{2}} \exp\left(-\frac{I^{2}}{4K_{0}^{2}}\sin^{2}\theta\right) I_{0}\left(\frac{I^{2}}{4K_{0}^{2}}\sin^{2}\theta\right) I^{2} dI = \sin^{-3}\theta \int_{0}^{p\sin^{2}\theta} x^{1/2} e^{-x} I_{0}(x) dx,$$
$$p = \frac{I_{\max}^{2}}{4K_{0}^{2}},$$
(5)

получившее наиболее широкое распространение при обработке экспериментальных данных. Для удобства сравнения с результатами других работ [1—4] мы также используем выражение (5). Определение параметра *p* производилось по величине угловой анизотропии

$$\frac{W(0^{\circ})}{W(90^{\circ})} = \frac{2}{3} p^{3/2} \bigg/ \int_{0}^{p} x^{1/2} e^{-x} I_0(x) dx , \qquad (6)$$

при нахождении которой используется разложение (3). Было проверено, что данная обработка для параметра p хорошо согласуется с результатами описания $W(\theta)$ непосредственно с помощью (5). Из величины p согласно (2) можно найти эффективный момент инерции $J_{3\phi\phi}$.

Для вычисления температуры ядра в переходном состоянии обычно используется выражение модели ферми-газа

$$E^* = aT^2 - T, (7)$$

где E^* — энергия возбуждения ядра в переходном состоянии, определяемая равенствами $E^* = E - E_{f'} - E_{\text{вращ}}, E_{f'} = E_f + \delta$, в которых E — энергия возбуждения составного ядра, δ — энергия спаривания, $E_{\text{вращ}} = \hbar^2 l^2 / 2J_{\perp}$ — энергия вра-

щения делящегося ядра, E_f и E'_f — высота барьера деления для основного состояния и эффективная высота барьера [6]. Значения E_f брались из систематики Майерса и Святецкого [12], опирающейся на одно из наиболее точных определений высоты барьера деления $T1^{201}$ (Au¹⁹⁷+ α) [13] 22,5±1,5 *МэВ*, которое соответствует понятию эффективного барьера для нечетного ядра. Это обстоятельство было учтено при вычислении E_f четно-четных ядер. Энергия спаривания δ в седловой точке принималась такой же, как и в равновесном состоянии [14], значения \overline{I}^2 брались из [15], параметр плотности уровней a_f был взят равным A/8. Значения p и $J_{c\phi}/J_{э\phi\phi}$ (где $J_{c\phi}$ — момент инерции равновеликой сферы) приведены в таблице. Ошибки p и $J_{c\phi}/J_{э\phi\phi}$ статистические, т. е. включают в себя только погрешность определения $W(0^\circ)/W(90^\circ)$.

На рис. 4 полученные данные наряду с результатами работ [1—4] сравниваются с теоретической зависимостью, рассмотренной Струтинским [3] в рамках модели жидкой капли с учетом размытости края ядра: ($\Gamma = -0,1$), для трех значений (Z^2 / A)_{крит}, равных 44, 45 и 46. Большинство данных о $J_{c\phi} / J_{3\phi\phi}$ располагается в коридоре, образованном приведенными теоретическими кривыми. Отсюда следует, что (Z^2 / A)_{крит} в данном варианте модели жидкой капли составляет 45±1. Строго говоря, если коэффициент диффузности границы ядра $\Gamma \neq 0$, то параметр устойчивости (Z^2 / A)_{крит} не является константой. Он слабо зависит от нуклонного состава делящегося ядра и, согласно [12], его значение изменяется на 2% для ядер от Re¹⁸⁵ до Fm²⁵⁴.

Основной результат настоящего эксперимента состоит в подтверждении вытекающего из модели жидкой капли «плато» в ходе $J_{3\phi\phi}(Z^2 / A)$ в области $Z^2 / A < 35$. Этой области делящихся ядер соответствует седловая конфигурация с отчетливо выраженной перетяжкой («шейкой»), характер которой вследствие близости к критической конфигурации разделения при дальнейшем уменьше-



Рис. 4. Зависимость эффективного момента инерции (в ед. момента инерции равновеликой сферы) от Z² / A. Точки: ○ — [1, 2], Δ — [4], ● — настоящая работа. Сплошные кривые и пунктирная кривая рассчитаны по модели [3] соответственно для седловой конфигурации (Z² / A)_{крит} = 44, 45, 46 и конфигурации разделения (Z² / A)_{крит} = 45

нии Z^2 / A изменяется незначительно. Зависимость $J_{9\phi\phi}^{-1}(Z^2/A)$ для конфигурации разделения показана на рис. 4 пунктирной линией [3]. При $Z^2 / A > 35$, по мере того как возрастают A и Z делящегося ядра, деформация в седловой точке уменьшается, значения J_{\perp} и J_{\parallel} сближаются, $J_{3\phi\phi}$ быстро растет.

Правильно передавая главную качественную тенденцию теоретической зависимости $J_{3\phi\phi}$ от Z^2/A , экспериментальные данные имеют заметный разброс. Укажем ряд причин, которыми он может быть вызван:

a) использование приближения высоких моментов, которое игнорирует эффект спина ядра-мишени;

б) более сложная зависимость a_f от A, чем было принято выше;

 в) возможные неточности модели независимых частиц при энергиях, близких к критической энергии перехода ядра из сверхтекучего состояния в состояние ферми-газа;

г) приближенность использовавшейся систематики E_f и предположение о величине парной энергии δ и т. п.

Однако очевидно, что указанные неточности, большинство из которых пока неизбежны и присущи другим аналогичным работам [1, 2, 4], не могут исказить результаты эксперимента настолько, что исчезнет общее согласие с расчетом, ибо наблюдаемая на опыте зависимость $J_{3\phi\phi}$ от Z и A делящегося ядра выходит за любые разумные неопределенности анализа. Реальная погрешность из-за недостатка требуемой информации и упрощения обработки экспериментальных данных, конечно, больше, чем указанная в таблице и на рис. 4, но, как показывают оценки, не превышает 10—15 %.

Некоторые из предположений, используемые при обработке экспериментальной информации о $W(\theta)$, могут быть проверены путем анализа данных о сечениях деления σ_f и делимости ядер $\Gamma_f / \Gamma_n = \sigma_f / \sigma_R$. Для последней статистическая теория в рамках представлений о ядре как о ферми-газе нуклонов дает выражение [6]

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = k_0 \frac{a_n}{a_f} \frac{2 \left[a_f \left(E - E'_f \right) \right]^{1/2} - 1}{4 A^{2/3} \left(E - B'_n \right)} \exp \left[2 \sqrt{a_f \left(E - E'_f \right)} - 2 \sqrt{a_n \left(E - B'_n \right)} \right], \quad (8)$$

где $E'_f = E_f + \delta$, $B'_n = B_n + \delta_0$ — эффективные значения высоты барьера и энергии связи нейтрона, k_0 — константа, равная 9,8 МэВ [6].

Обычно целью анализа сечений деления является определение высоты барьера E_f . Результаты работ [6, 13] показывают, что процедура подгонки расчетных кривых Γ_f / Γ_n как функций энергии (8) под эксперимент очень чувствительна к выбору отношения a_f / a_n , но не к каждой из этих величин в отдельности.

Попытаемся, пользуясь соотношением статистической теории (8), понять природу сравнительно простой зависимости $lg(\Gamma_f/\Gamma_n)$ от Z^2/A , которая изображена на рис. 3. При фиксированном значении *E* эта зависимость с хорошей

точностью может быть представлена линейной функцией [7]

$$\lg(\Gamma_f/\Gamma_n) = 1,41Z^2/A - 49,8, \quad E = 40 \text{ M} \Rightarrow B.$$

Из сказанного выше следует, что при этом анализе определяющими параметрами будут E_f и a_f/a_n . Для получения значений высоты барьера можно воспользоваться систематикой E_f Майерса и Святецкого [12], которая, как показано в [7], находится в целом в удовлетворительном согласии с довольно обширным кругом данных. Для параметра a_f/a_n имеющаяся в литературе информация весьма противоречива:

1) данные (α , f)-реакции Рейзбека и Коббла [7] и Хойзенги с соавторами [6] обнаруживают увеличение a_f / a_n с ростом Z^2 / A от Lu до Bi, в то время как измерения с тяжелыми ионами Сиккеланда [16] скорее свидетельствуют о постоянстве этого отношения $\approx 1,2$ в еще более широкой области ядер;

2) кроме того, упомянутые данные [6] для $\operatorname{Au}(a_f / a_n = 1, 19)$ не подтверждаются результатами анализа подробных измерений Барнета с соавторами [13] $(a_f / a_n = 1, 35)$. Эта разница, если принять во внимание чувствительность (8) к отношению a_f / a_n , весьма существенна.

Не имея надежной зависимости отношения a_f/a_n или, еще лучше, a_f и a_n порознь от нуклонного состава ядра, нельзя произвести последовательного расчета Γ_f/Γ_n как функции Z^2/A . В этой ситуации имеет смысл попытаться решить обратную задачу — отыскать зависимость a_f/a_n , которая соответствует наблюдаемому ходу Γ_f/Γ_n на рис. З. Для этой цели соотношение (8) удобно представить в упрощенном виде

$$\ln(\Gamma_{f}/\Gamma_{n}) \approx 2a_{f}^{1/2} \left[\left(E - E_{f} \right)^{1/2} - \left(a_{n}/a_{f} \right)^{1/2} \left(E - B_{n} \right)^{1/2} \right] + C.$$
(9)
we
$$C = \ln \left[k_{0} \frac{a_{n}}{2a_{f}^{1/2}} \frac{\left(E - E_{f} \right)^{1/2}}{A^{2/3} \left(E - B_{n} \right)} \right]$$

Слагаемое

для данных на рис. З варьируется в пределах ±5 % и может быть принято постоянным. Эта константа C = -0,3 была определена из эмпирических соображений так, чтобы удовлетворить с помощью (9) наиболее точной экспериментальной информации для золота: $\Gamma_f / \Gamma_n = 8 \cdot 10^{-5}$, $E_f = 22,5$ МэВ [12, 13], $a_f / a_n = 1,35$ [13], а также $a_f = A/8$.

На рис. 5 изображена зависимость a_f/a_n от Z^2/A , найденная согласно (9) для данных, приведенных в таблице и на рис. 3, а также для $\operatorname{Ra}^{226}(\alpha, f)$ [17] с параметрами C = -0.3, $a_f = A/8$ и E_f из работы [12]. Там же приведены данные упомянутых выше работ [6, 7, 13, 16]. Наши оценки a_f/a_n хорошо согласуются с данными работ [7, 13] и обнаруживают не просто рост a_f/a_n , а структуру с максимумом в районе ядер, близких к магическим числам нейтронов N = 126 и протонов Z = 82. Очевидно, что она связана с оболочечными эффектами в ходе a_n . Отмеченная структура отсутствует в реакциях деления тяжелыми ионами [16], идущих при больших возбуждениях ~50—100 МэВ, где роль оболочек уже мала. На рис, ба зависимость a_n от N для обеих реакций, полученная в том же предположении ($a_f = A/8$), сравнивается с низкоэнергетическими данными для возбуждения порядка энергии связи нейтрона $B_n \approx 7$ МэВ, найденными из плотности резонансов сечения взаимодействия медленных нейтронов [14, 18]. Из рис. ба видно, что масштаб оболочечных эффектов в плотности уровней угасает с ростом возбуждения, но еще сохраняется при $E \sim 30$ —35 МэВ. При энергиях порядка 100 МэВ наблюдается практически плавная зависимость a_n от A, хорошо согласующаяся с расчетами Игнатюка и Ставинского [19], которые дали для этой области E связь между плотностью уровней и атомным весом ядра в виде $a_n = 0,105A$ МэВ⁻¹ (см. рис. бб).

Таким образом, из совокупности рассмотренных фактов следует, что использованная нами информация о делительных характеристиках E_f [12] и $a_f = A/8$ представляется достаточно надежной. Необходимо, однако, отметить,

что прямая оценка величины C в (9) с реальными значениями входящих в нее параметров составляет приблизительно –2,5, а не –0,3, как было определено эмпирически. Использование большого по абсолютной величине значения C приведет к неразумно большому увеличению a_f/a_n на 10 %, или потребует снижения E_f приблизительно на 1,5 МэВ. Этот результат не является неожиданным. В работе [13] наилучшее согласие расчета Γ_f/Γ_n с экспериментом по критерию χ^2 для реакции Au¹⁹⁷(α, f), данные которой положены в ос-



Puc. 5. Зависимость *a_f*/*a_n* от *Z*²/*A*; деление α-частицами: × — работа [6], ⊙ — [13], ∇ —
[7], • — оценка настоящей работы; • — деление тяжелыми ионами [16]. Пунктирными кривыми показан качественно разный характер результатов двух групп экспериментов



Рис. 6. Зависимость a_n от нуклонного состава ядра: a — от числа нейтронов N. Данные получены: • — из плотности нейтронных резонансов [14]; **Ф** — из Γ_f / Γ_n (α , f)-реакции (все данные рис. 5, кроме [6]); • — из Γ_f / Γ_n реакции деления тяжелыми ионами [16]; б — от массового числа A: точки • — результат [16], кривая — $a_n = 0,105A$ МэВ⁻¹

нову систематики E_f Майерса и Святецкого [12], получено для области значений 22 < E < 23 МэВ, $18,9 > a_f > 14,3$ МэВ⁻¹, $14,0 > a_n > 10,6$ МэВ⁻¹, $1,36 > a_f/a_n > 1,34$. Эти абсолютные значения a_f и a_n существенно отличаются от наших $a_f = 25,1$ МэВ⁻¹ и $a_n = 18,6$ МэВ⁻¹ основанных на предположении $a_f = A/8$, которое, как было показано выше, хорошо согласуется с данными о плотности уровней при более низких и более высоких энергиях возбуждения. Принятые нами значения a_f и a_n , согласно табл. 9 работы [13], соответствуют величине $\chi^2 = (1,5-2)_{\min}$ и $E_f \approx 21$ МэВ вместо 22,5 МэВ в полном согласии со сделанной выше оценкой ожидаемого изменения E_f . Вероятно, причина ухудшения качества подгонки при переходе к более разумным значениям a_f и a_n заключена в неточности ферми-газового описания Γ_f / Γ_n (8) и предположения a = const. Для a_n , как было выяснено здесь и теоретически предсказано в [19, 20], в области магических и близких к ним ядер данное предположение не выполняется.

Заключение

1. Полученные в настоящей работе данные об эффективном моменте инерции в области $Z^2/A < 35$, так же как и результаты прежних работ для более тяжелых ядер, с точностью до 5—10 % согласуются с предсказаниями модели жидкой капли с размытым краем ядра $G \approx -1$ и параметром $(Z^2/A)_{\text{крит}} = 45 \pm 1$. Согласие эксперимента с расчетом существенно с точки зрения проверки и обоснования статистической теории угловой анизотропии деления и модели переходных состояний [3]. Формула (1) получена в предположении, что в переходном состоянии делящегося ядра [9] реализуются равновесные распределения проекций углового момента K^2 с дисперсией $\sigma^2_{\parallel} = J_{\parallel}T/\hbar^2$ (внутренние возбуждения нуклонов) и $R^2 = J^2 - K^2$ с дисперсией $\sigma^2_{\perp} = J_{\perp}T/\hbar^2$ (коллективное движение). Для исследования возможных отступлений от (1) область легких ядер, где $J_{\perp}/J_{\parallel} >> 1$ и $J_{эф\phi} \approx J_{\parallel}(K_0^2 = \sigma^2_{\parallel})$ представляет особый интерес, поскольку равновесие для параллельной составляющей достигается благодаря относительно слабым кориолисовым силам [3].

2. Анализ зависимости сечения деления от нуклонного состава делящегося ядра обнаруживает заметное влияние оболочечной структуры на параметр плотности уровней равновесного ядра. В окрестности магических ядер параметр a_n существенно зависит от энергии возбуждения в согласии с результатами работ [19, 20]. Параметр плотности уровней в переходном состоянии для исследовавшихся ядер с практически постоянной и очень большой деформацией, вероятно, напротив, изменяется от *Z*, *A* и *E*^{*} слабо и удовлетворительно соответствует соотношению $a_f = A/8$.

Авторы выражают глубокую признательность А. В. Игнатюку за обсуждение работы и ценные замечания, Н. О. Базазянц и А. С. Тишину за помощь при обработке данных опыта, В. К. Забаште, М. К. Голубевой и Н. Е. Федоровой за просмотр детекторов.

Литература

- 1. J.R. Huizenga, R. Vandenbosch, R. Chaudhry. Phys. Rev., 126, 220, 1962.
- 2. R.F. Reising, G.L. Bate, J.R. Huizenga. Phys. Rev., 141, 1161, 1966.
- 3. В.М. Струтинский. *ЯФ*, 1, 821, 1965.
- С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.А. Музычка и др. ЯФ, 6, 494, 1967.
 С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Б.И. Пустыльник, Г.И. Флеров. Матер. Второго симпозиума по физике и химии процессов деления, Вена, 1969, IAEA/SM-122/30.
- 5. К.Г. Куватов, В.Н. Околович, Г.Н. Смиренкин. Письма ЖЭТФ, 8, 277, 1969.
- 6. J.R. Huizenga, R. Vandenbosch, R. Chaudhry. Phys. Rev., 126, 210, 1962.
- G.M. Raisbek, J.W. Cobble. *Phys. Rev.*, 153, 1270, 1967;
 C. Meninga, J.W. Cobble. *Phys. Rev.*, 172, 1194, 1968;
 R.L. Brodzinski, J.W. Cobble. *Phys. Rev.*, 153, 1294, 1967.
- 8. S.G. Thompson. Ark. Fysik, 36, 267, 1967.
- 9. I. Halpern, V.M. Strutinski. Proc. Sec. Inter. Conf. PUAE, Geneva, 1958, 15, 1513.
- 10. Г.А. Пик-Пичак. ЖЭТФ, 36, 961, 1960.
- 11. Г.Н. Смиренкин, А.С. Тишин. ЯФ, 12, 746, 1970.
- 12. W.D. Myers, W.J. Swiatecki. Report U.C.R.L.-1198, 1965.
- 13. D.S. Burnett, C. Gatti, F. Placil et. al. Phys. Rev., 134, B952, 1164.
- 14. A. Gilbert, A.G.W. Cameron. Canad. J. Phys., 43, 1446, 1965.
- 15. L.G. Moretto, S.G. Thompson et al. Phys. Rev., 178, 1845, 1969.
- 16. T. Sikkeland. Phys. Rev., 135, B669, 1964.
- 17. J.E. Gindler, G.L. Bate, J.R. Huisenga. Phys. Rev., 136, B1333, 1964.
- 18. А.В. Малышев. *ЖЭТФ*, 45, 316, 1963.
- 19. А.В. Игнатюк, В.С. Ставинский. *ЯФ*, 11, 1213, 1970.
- 20. А.В. Игнатюк, Ю.Н. Шубин. *ЯФ*, 8, 1135, 1968;
 - А.В. Игнатюк, В.С. Ставинский, Ю.Н. Шубин. ЯФ, 11, 1012, 1970.

Angular Anisotropy and Nuclear Fission Cross Section within Z = 73÷83 by 38 MeV a Particles

K.G. Kuvatov, V.N. Okolovich, L.A. Smirina, G.N. Smirenkin, V.P. Bochin, V.S. Romanov

Angular distributions of fragments and cross sections of the fission of 18 isotopes from Ta¹⁸¹ up to Bi²⁰⁹ by 38 MeV α particles are measured using glass detectors on the cyclotron of the Institute of Nuclear Physics of the Kazakh Academy of Sciences. The experimental data are analysed in terms of the statistical theory. The information has been obtained on the effective moments of inertia in the transition state and on the shell structure of the lever density of equilibrium nuclei at excitations ~30 MeV.

Структура одночастичного спектра и энергетическая зависимость Γ_f / Γ_n

А. В. Игнатюк, Г. Н. Смиренкин, А. С. Тишин

Физико-энергетический институт (Поступила в редакцию 17 декабря 1971 г.)

Рассмотрены недостатки традиционного метода анализа энергетической зависимости Γ_f / Γ_n основанного на плотности уровней модели ферми-газа. Показано, что оболочечная структура одночастичного спектра и эффекты спаривания нуклонов оказывают существенное влияние на ход делительной и нейтронной ширин, и их учет позволяет описать наблюдаемое поведение Γ_f / Γ_n как при высоких энергиях возбуждения, так и вблизи барьера деления.

1. В статистической теории ядерных реакций энергетическая зависимость средних ширин определяется плотностью возбужденных состояний, для описания которой обычно используют хорошо известные соотношения модели ферми-газа [1]. В рамках такого подхода отношение делительной и нейтронной ширин описывается соотношением [2]

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = k \frac{a_n}{a_f} \frac{2\sqrt{a_f (E - B'_f) - 1}}{4A^{2/3} (E - B'_n)} \exp\left\{2\sqrt{a_f (E - B'_f)} - 2\sqrt{a_n (E - B'_n)}\right\}, \quad (1)$$

а угловое распределение осколков деления определяется параметром [2]

$$K_0^2 = \frac{F_{\mathrm{s}\phi\phi}t}{\hbar^2} = \frac{F_{\mathrm{s}\phi\phi}}{\hbar^2} \sqrt{\frac{E - B'_f}{a_f}} \,. \tag{2}$$

Здесь a_f и a_n — параметры плотности уровней модели ферми-газа соответственно для делящегося ядра в седловой точке и для остаточного ядра после испускания нейтрона; $B'_f = B_f + \delta_f$ и $B'_n = B_n + \delta_n$ — эффективные значения высоты барьера деления и энергии связи нейтрона, δ_f и δ_n — поправки на четно-нечетные различия в плотности уровней; E — энергия возбуждения составного ядра; $F_{3\phi\phi}$ — эффективный момент инерции и постоянная $k = \hbar^2/2\mu r_0^2$.

Анализ экспериментальных данных о делении заряженными частицами ядер с A $\lesssim 210,$ проведенный многими авторами, показал:

а) в области высоких энергий возбуждения ядра в седловой точке $(E - B'_f \gtrsim 15 \text{ МэВ})$ зависимость $K_0^2(E)$ достаточно хорошо описывается соотношением (2) при постоянном значении параметра $a_f = A/8 \text{ МэB}^{-1}$ [4];

Ядерная физика, том XV, вып. 6, 1972. С. 1124—1131.

б) энергетическая зависимость Γ_f / Γ_n наиболее чувствительна к отношению a_f / a_n , которое во всей исследованной области энергий возбуждения и масс ядер систематически превышает единицу ~1,2÷1,3 [5, 6], при этом наилучшая подгонка параметров в (1) дает величину $a_f \approx 14 \div 18 \text{ МэB}^{-1}$ что заметно ниже значения $A/8 \text{ МэB}^{-1}$ [6];

в) в области магических ядер величина извлеченного из отношения Γ_f/Γ_n параметра a_n [5, 6] значительно превышает значения, полученные из анализа плотности нейтронных резонансов [7].

Противоречивый характер этих результатов отражает недостатки традиционной модели ферми-газа, в которой заложено постоянство параметра плотности уровней. Такая модель практически пренебрегает двумя важными для ядер эффектами: наличием оболочечных неоднородностей в спектре одночастичных состояний и влиянием остаточных взаимодействий. Ниже рассмотрим связь этих эффектов с информацией о барьере деления, извлекаемой из анализа энергетической зависимости Γ_f / Γ_n .

2. Расчеты термодинамических характеристик атомных ядер при строгом учете дискретной структуры одночастичиого спектра были подробно рассмотрены в работах [8]. Было показано, что наличие оболочек приводит к существенному отличию энергетической зависимости плотности возбужденных состояний околомагических ядер от аналогичной зависимости в модели ферми-газа. Чтобы показать эти отличия более наглядно, удобно рассмотреть величины: $a' = S^2 / 4U$, которая определяет зависимость плотности уровней (точнее, энтропии S) от энергии возбуждения U, и $a''=U/t^2$, которая определяет температуру ядра t. В отношение Γ_f / Γ_n входит первая из этих величин и в K_0^2 вторая, а само определение их выбрано таким образом, что в модели ферми-газа они тождественны параметру плотности уровней a.

Результаты расчета а' и а'' при различных энергиях возбуждения и деформациях показаны на рис. 1 для наиболее характерных «легких» делящихся ядер. Энтропия и температура ядра были определены из решения соответствующих уравнений состояния в модели невзаимодействующих частиц [8], а в качестве одночастичного спектра модели оболочек использовались уровни потенциала Нильссона [9]. Форму делящегося ядра и эквипотенциальные поверхности «самосогласованного» одночастичного потенциала для деформаций, близких к равновесной, можно достаточно хорошо описать с помощью одного параметра квадрупольной деформации є. Однако конфигурация более поздних стадий процесса деления, седловой точки и точки разрыва, оказывается более сложной. Согласно модели жидкой капли [10], в седловой точке рассматриваемые ядра имеют гантелеобразную симметричную форму, которую приближенно можно представить в виде двух соприкасающихся сфероидов, каждый из которых характеризуется параметром квадрупольной деформации $\varepsilon_i = 0,2 \div 0,4$. Эти простые конфигурации эквипотенциальны поверхностей потенциала Нильссона, показанные схематично в верхней части рис. 1, и были использованы в расчетах a' и a''.


Рис. 1. Зависимость от деформации є параметров плотности уровней *a*' и *a*'' при различных энергиях возбуждения: сплошная кривая — 7 МэВ, пунктирная — 20 МэВ и штрихпунктирная — 100 МэВ

Можно видеть, что при учете дискретной природы одночастичного спектра a' и a'' не совпадают между собой, как это имеет место в модели ферми-газа. Величина a'' относительно слабо зависит от энергии возбуждения, и это хорошо согласуется с результатами анализа энергетической зависимости $K_0^2(U)$. Полученное в расчетах среднее значение $\overline{a''} \sim A/9,5$ МэВ⁻¹ несколько ниже обычно используемой величины параметра $a_f = A/8$ МэВ⁻¹. Оболочечная структура одночастичного спектра значительно сильнее влияет на поведение $a'(U, \varepsilon)$. Для равновесной деформации ядер ($\varepsilon = 0$ для Pb и $\varepsilon = 0,72$ для Hf) величина a' как правило, растет с увеличением энергии возбуждения, и этот рост особенно сильный в области магических ядер. Для сильнодеформированных конфигу-

раций может иметь место обратная зависимость. Как следует из рис. 1, параметр a' при равновесной деформации меньше, чем при деформации, соответствующих седловой точке, и этот результат позволяет объяснить вытекающее из анализа экспериментальных данных отношение $a_f/a_n > 1$. Необходимо подчеркнуть, что при высоких энергиях возбуждения $U \sim 100 M_{\mathcal{P}B}$ изменение в широких пределах деформации ядра весьма слабо сказывается на зависимости $a'(\varepsilon)$ и величины, полученные для ядра в виде одного сфероида и в виде двух соприкасающихся сфероидов, примерно равны. Это показывает, что в поведении $a'(\varepsilon)$ отсутствует какая-либо монотонная «капельная» зависимость, поэтому различие параметров a для равновесной деформации (a_n) и седловой точки (a_f) полностью обусловлено проявлением оболочечных неоднородностей в структуре соответствующих одночастичных спектров.



Рис. 2. Зависимость параметра a' от массового числа A, рассчитанная для энергий возбуждения 7 $M \ni B$ (\circ) и 100 $M \ni B$ (\bullet). Сплошная прямая соответствует параметру a' = A/8, а пунктирная — a' = A/9

Зависимость оболочечных эффектов от массового числа более отчетливо видна из рис. 2, где показаны результаты расчетов параметра а' для равновесных деформаций ядер при низкой и высокой энергиях возбуждения. Следует отметить, что параметр a'(U) стремится к своему асимптотическому значению а'~ А/9 довольно медленно и для ядер, близких к дважды магическому отношению a'/a'(U) = 1,16 даже при энергии возбуждения 100 МэВ. Это означает, что оболочечная структура одночастичного спектра таких ядер будет проявляться в плотности уровней и соответственно в поведении ширин возбужденного ядра и при достаточно высоких энергиях возбуждения. 3. Обсудим влияние остаточных взаи-

модействий корреляционного типа на энергетическую зависимость Γ_f / Γ_n . На основе математического аппарата теории сверхпроводимости многими авторами было показано [11, 12], что при учете таких взаимодействий ниже критической энергии фазового перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное поведение плотности уровней и других термодинамических характеристик возбужденного ядра заметно отличается от их поведения в модели ферми-газа. Экспериментально эти эффекты отчетливо проявляются в поведении параметра $K_0^2(U)$, и для тяжелых делящихся ядер ($A \approx 240$) критическая энергия соответствует энергии возбуждения делящегося ядра в седловой точке ~10÷15 МэВ [13]. Для легких делящихся ядер критическая энергия, по-видимому, такая же, хотя имеющиеся экспериментальные данные по поведению $K_0^2(U)$ при низких энергиях возбуждения здесь значительно более скудны и вследствие этого имеет место большая неопределенность полученных результатов [14]. При наличии парных корреляций анализ делительной ширины на основе соотношений модели ферми-газа будет справедлив только при энергиях возбуждения выше критической. В этом случае эффективная энергия возбуждения ядра, которая входит в соотношения для плотности уровней модели ферми-газа, должна быть определена для седловой точки в виде

$$U = E - B_f - E_{\text{конд}f} \tag{3a}$$

и для нейтронной ширины как

$$U = E - B_f - E_{\text{конд}n} \,. \tag{36}$$

Энергия конденсации $E_{\text{конд}}$ равна разности энергий основного состояния системы без учета и с учетом парных взаимодействий. Ее можно оцените с помощью соотношений модели сверхтекучего ядра

$$E_{\text{конд}} = g\Delta^2 / 4 , \qquad (4)$$

где $g = (6 / \pi^2) a$ — плотность одночастичных состояний и Δ — корреляционная функция системы в основном состоянии. Использование соотношений (3) эквивалентно определению в (1) эффективных значений барьера деления и энергии связи нейтрона в виде

$$B'_{f} = B_{f} + g_{f} \Delta_{f}^{2} / 4, \quad B'_{n} = B_{n} + g_{n} \Delta_{n}^{2} / 4.$$
(5)

Для большинства ядер энергия конденсации превышает величину энергии спаривания δ [12], но это различие не слишком велико: $E_{\text{конд}} - \delta \approx 1 \div 2$ МэВ, и можно показать, что переопределение эффективных энергий, согласно (5), в области энергий возбуждения выше критической не приводит к существенному изменению значений барьеров B_f и отношений a_f/a_n по сравнению с результатами анализа Γ_f/Γ_n на основе феноменологического учета спаривания в модели ферми-газа.

Рассмотрим работы, в которых при измерении сечения деления удалось опуститься по энергии возбуждения значительно ниже критической энергии делящегося ядра в переходном состоянии и подойти почти вплотную к энергии барьера [6]. Характерные данные этих работ показаны на рис. 3 вместе с результатами их анализа на основе соотношений (1). При выборе параметров модели в анализ была включена только нижняя группа точек $(E-B_{i}^{\prime} < 10 \div 15 \text{ M})$, тогда как в верхней части имеет место заметное расхождение экспериментальной кривой с результатами расчетов согласно (1). Ферми-газовая зависимость плотности уровней также не воспроизводит ступенчатообразные структуры, которые проявляются в ходе Γ_f / Γ_n у всех трех ядер. Аналогичные структуры наблюдаются в поведении $K_0^2(U)$ для тяжелых делящихся ядер [13], где их связывают с величиной щели в спектре возбужденных состояний ядра в переходном состоянии. По-видимому, следует предположить, что аналогичные эффекты проявляются и в изображенных на рис. 3 данных.

Если для плотности возбужденных состояний использовать соотношения, в которых учтены эффекты спаривания и дискретная природа числа возбуж-



Рис. 3. Энергетическая зависимость Γ_f / Γ_n для ядер Po²¹² (\circ), Po²¹⁰ (\bullet) и Hg¹⁹⁸ (\bullet) [6]. Сплошные кривые проведены непосредственно через экспериментальные точки, пунктирные соответствуют результатам наилучшей подгонки модели ферми-газа. На вставке показана зависимость числа каналов деления $N_f = 2\pi\rho_c\Gamma_f$ от энергии возбуждения ядра в переходном состоянии для модели ферми-газа (пунктирная кривая) и при учете эффектов спаривания (сплошная кривая)

денных частиц [15], то для четно-четного делящегося ядра в переходном состоянии число открытых каналов деления $N_f = 2\pi\rho_c\Gamma_f$ можно записать в виде

$$N_f(E) = \sum_{n=1,2...} \frac{\left[g\left(E - B_f - 2n\Delta_f\right)\right]^{2n}}{(n!)^2 (2n)!} \frac{(2n-1)!!}{(2n)!!}.$$
(6)

Поведение этой функции показано на вставке рис. З вместе с аналогичной функцией модели ферми-газа. Такой подход качественно объясняет нерегулярности, наблюдаемые в экспериментальном ходе кривой Γ_f/Γ_n , но ступенчатая структура Γ_f при этом подчеркивается слишком сильно. Последнее обстоятельство обусловлено упрощенным рассмотрением эффектов спаривания нуклонов, так как при выводе (6) пренебрегалось различием корреляционных функций Δ_f , для различных возбужденных состояний ядра. Учет таких различий в модели сверхтекучего ядра (эффект блокировки) ведет к сглаживанию ступенек и улучшает согласие экспериментальных и теоретических кривых. Однако уже сам факт наблюдения такой структуры в области низких энергий возбуждения переходного ядра оказывается достаточным для определения высоты эффективного барьера деления. Согласно (4), ступенька в делительной ширине связана с порогом двухквазичастичного возбуждения, поэтому экстраполяция в области более низких энергий ступенчатой экспериментальной кривой Γ_f / Γ_n дает непосредственно величину $B'' = B_f + 2\Delta_f$. Так как ход экстраполируемой кривой в этой области энергий имеет очень большую кривизну наклона, то барьеры деления, извлеченные в работах [6] для четно-четных делящихся ядер, слабо чувствительны к изменениям параметров модели ферми-газа. Важно, однако, отметить, что авторы [6] получают при этом величину не истинного барьера деления B_f , а эффективного двухквазичастичного барьера B_f'' .

Можно рассмотреть вопрос о структуре числа открытых каналов деления и для нечетного делящегося ядра. В этом случае имеем

$$N_f(E) = \sum_{n=1,2...} \frac{\left\{g\left[E - B_f - 2(n-1)\Delta_f\right]\right\}^{2n-1}}{(n-1)!n!(2n-1)!} \frac{(2n-1)!!}{(2n)!!},$$
(7)

и в области низких энергий возбуждения основной вклад будут давать ветви одноквазичастичных $N_f^{(1)} = g(E - B_f)/2$ и трехквазичастичных возбуждений $N_f^{(3)} = g^3(E - B_f - 2\Delta_f)^3/32$. Таким образом, и для нечетного делящегося ядра может проявляться в кривой Γ_f/Γ_n ступенчатая структура, соответствующая

может проявляться в кривои Γ_f / Γ_n ступенчатая структура, соответствующая порогу трехквазичастичного возбуждения. Вопрос об экспериментальном наблюдении такой структуры в настоящее время следует считать открытым. Но в ходе кривой Γ_f / Γ_n , нечетных делящихся ядер при энергиях возбуждения, близких к барьеру, наблюдается, как и у четно-четных ядер, участок крутого спада. Его, вероятно, следует связывать с эффективным порогом трехквазичастичного возбуждения, а не с истинным одноквазичастичным порогом, так как ожидаемый рост N_f выше одноквазичастичного порога недостаточно велик для объяснения наблюдаемой скорости роста Γ_f / Γ_n . Проведенное рассмотрение позволяет предположить, что и в случае нечетных ядер результаты анализа энергетической зависимости Γ_f / Γ_n в работах [6] дают значения $B_f'' = B_f + 2\Delta_f$, а не истинный барьер B_f .

4. Если высота барьера деления определена из данных при низких энергиях возбуждения, близких к порогу, где она практически не зависит от модели плотности уровней, то кривую Γ_f/Γ_n в области энергий выше критической можно использовать для проверки рассмотренных выше представлений об энергетической зависимости параметра a'(U). С учетом такой зависимости соотношение для Γ_f/Γ_n имеет вид

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{k}{2A^{2/3}} \frac{\int_{0}^{E-B_f} dU \exp 2\sqrt{a_f'(U)U}}{\int_{0}^{E-B_n'} dU(E-B_n'-U) \exp 2\sqrt{a_n'(U)U}},$$
(8)



Рис. 4. Энергетическая зависимость a_n' / a_f , полученная из экспериментальных значений Γ_f / Γ_n . Величины барьеров деления Po²¹⁰ и Hg¹⁹⁸ те же, что и на рис. 3. Для Os¹⁸⁸ — $B_f' = 23,95$ МэВ

из которого получено (1) при постоянных значениях параметра *a*'. Так как под интегралом стоят экспоненциально растущие функции, то отношение интегралов приближенно равно отношению подынтегральных функций от верхних пределов, и в этом приближении соотношение (3) также можно заменить более простым (1). Точность такого приближения вполне достаточна при анализе экспериментальных данных.

На рис. 4 для нескольких ядер приведена зависимость отношения a_n' / a_f от энергии возбуждения составного ядра, полученная из решения уравнения (1) относительно

a'(U) для экспериментальных значений Γ_f/Γ_n [6]. При этом в соответствии с экспериментальными данными по K_0^2 принято $a_f = A/8$ МэВ⁻¹ и использованы величины барьеров деления, показанные на рис. 3. Результаты такой обработки обнаруживают достаточно сильную зависимость параметра a'_n от энергии возбуждения для околомагических ядер, которая ослабевает по мере удаления от Z = 82 и N = 126.

Влияние оболочечных эффектов более наглядно проявляется на рис. 5, где представлены значения a'_n большого числа ядер, полученные для различных энергий возбуждения из анализа Γ_f / Γ_n . Для сравнения приведены также пара-



Рис. 5. Зависимость параметра *a_n* ' от оболочечной структуры ядра. Заштрихована область значений параметра *a_n*, извлекаемого из плотности нейтронных резонансов [7]. Результаты настоящего анализа показаны для энергий возбуждения делящегося ядра 30 МэВ (○) и 50 МэВ (●)

метры a_n , извлекаемые из плотности нейтронных резонансов [7]. Для вычисления высот барьеров была использована полуэмпирическая формула масс Майерса и Святецкого [16]. Так как в основу этой формулы положены барьеры, полученные в работах [6], то, согласно рассмотренной выше интерпретации, она предсказывает не истинную высоту барьера, а величину, завышенную на $2\Delta_f$. Были приняты значения $\Delta_f = 0.8$ МэВ и δ_n в соответствии с [7]. Полученное таким способом поведение параметра a'(U) находится в хорошем согласии с показанными на рис. 2 результатами расчета этих величин.

Авторы выражают признательность профессору С. Томпсону и доктору Р. Гатти за предоставленные экспериментальные данные.

Литература

- 1. T. Ericson. Adv. Phys., 9, 425, 1960.
- 2. Дж. Хойзенга, Р. Вандентом. Ядерные реакции, Атомиздат, 1964, т. 2, стр. 51.
- 3. I. Halpern, V.M. Strutinski. PUAE-II, Geneva, 1958, v. 15, p. 408.
- R. Chaudhry, R. Vandenbosch, J.R. Huizenga. *Phys. Rev.*, 126, 220, 1962;
 С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.А. Музычка и др. *ЯФ*, 6, 454, 1962;
 К.Г. Куватов, В.Н. Околович, Г.Н. Смиренкин. *Письма ЖЭТФ*, 8, 277, 1969.
- R. Chaudhry, R. Vandenbosch, J.R. Huizenga. *Phys. Rev.*, 126, 210, 1962;
 T. Sikkeland. *Phys Rev*, 135B, 669, 1964;
 G.M. Reisbek, J.W. Cobble. Phys. Rev., 153, 1270, 1967;
 R.L. Brodzinski, J.W. Cobble. *Phys. Rev.*, 172, 1194, 1968;
 T. Sikkeland, J.E. Clarkson, N. Steiger-Shafrir, V.E. Viola. *Phys. Rev.*, 3C, 329, 1971.
- D. Burnett, R.C. Gatti, F. Plasil et al. *Phys. Rev.* 134B, 952, 1963;
 A. Khadai-Joopari, Ph.D. *Thesis. UCRL-16489*, 1966;
 L.G. Moretto, R.G. Gatti, S.G. Thompson. *UCRL-17989*, 1970.
- V. Facchini, E. Saetta-Menichella. Energia Nucl., 15, 54, 1968;
 А.В. Малышев. Плотность уровней и структура атомных ядер, Атомиздат, 1969.
- А.В. Игнатюк, Ю.Н. Шубин. *ЯФ*, 8, 1135, 1968;
 А.В. Игнатюк, В.С. Ставинский. *ЯФ*, 11, 1012, 1970.
- 9. C. Gustafson, I. Lamm, B. Nilsson, S.G. Nilsson. Ark. Fysik, 36, 613, 1967.
- В.М. Струтинский. ЖЭТФ, 42, 1571, 1962;
 S. Cohen, W.J. Swiatecki. Ann. Phys., 22, 406, 1963.
- D.W. Lang. *Nucl. Phys.*, 42, 353, 1963;
 M. Sano, Yamasaki. *Progr. Theor. Phys.*, 29, 397, 1963;
 Ю.Т. Гринь, В.М. Струтинский. *ЯФ*, 1, 420, 1965.
- 12. А.В. Игнатюк, В.С. Ставинский, Ю.Н. Шубин. *Nucl. Data for Reactors*. IAEA, Vienna, 1970, v. 2, p. 885.
- Г.Н. Смиренкин, В.Р. Нестеров, А.С. Тишин. ЯФ, 6, 921, 1967;
 Д.Л. Шпак, Ю.Б. Остапенко, Г.Н. Смиренкин. ЯФ, 13, 950, 1971.
- L.G. Moretto, R.G. Gatti, S.G. Thompson et al. *Phys. Rev.*, 178, 1845, 1969;
 К.Г. Куватов, В.Н. Околович, Г.Н. Смиренкин. *Письма ЖЭТФ*, 11, 42, 1970.

- V.M. Strutinski. Int. Conf. Nucl. Phys., Paris, 1958, p. 617;
 А.Г. Довбенко, А.В. Игнатюк. Тр. конф. по нейтронной физике, Киев, 1971.
- 16. W.D. Myers, W.S. Swiatecki. Ark. Fysik, 36, 593, 1967.

Structure of a Single Particle Spectrum and Energy Dependence of Γ_f / Γ_n

A. V. Ignatyuk, G. N. Smirenkin, A. S. Tishin

The disadvantages are considered of the traditional method of analysing the energy dependence Γ_f / Γ_n , that is based on the level density of Fermi-gas model. It has been shown, that the shell structure of a single particle spectrum and the nucleon pairing effects have great influence on the course of the fission and neutron widths: taking them into account one can describe the observed behaviour of Γ_f / Γ_n at high energies of excitation, as well as close to the fission barrier.

Эффективные моменты инерции ядер с предельно большой деформацией

А. В. Игнатюк, М. Г. Иткис, С. И. Мульгин, В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин

Измерена угловая анизотропия деления группы ядер от ¹⁷⁰Yb до ²¹²At ионами ³He с энергией от 20 до 60 МэВ. Впервые получены экспериментальные данные об асимптотической величине эффективного момента инерции делящихся ядер в области $Z^2 / A \lesssim 35$.

Измерения угловых распределений осколков деления *W*(θ) возбужденных ядер позволяют определить величину эффективного момента инерции

$$F_{_{\mathcal{P}\phi\phi}} = F_{\parallel}F_{\perp}/(F_{\perp} - F_{\parallel}), \qquad (1)$$

где F_{\parallel} , F_{\perp} — соответственно, параллельный и перпендикулярный моменты инерции, делящегося ядра в переходном состоянии (седловой точке). Комбинация F_{\parallel} и F_{\perp} , составляющая эффективный момент инерции, весьма критична к изменениям конфигурации переходного состояния, благодаря чему экспериментальное изучение зависимости $F_{3\phi\phi}$ от нуклонного состава и энергии возбуждения, делящегося ядра является чувствительным инструментом для исследования ряда важных черт механизма процесса деления и термодинамики нагретых ядер.

Теоретические предсказания о форме переходных конфигураций делящихся ядер в зависимости $F_{3\phi\phi}$ от Z^2 / A были сделаны на основе модели жидкой капли [1]. Как показало исследование оболочечных неоднородностей распределения нуклонов в ядрах [2], условия применимости модели жидкой капли достаточно строго выполняются лишь при энергиях возбуждения

$$U > 40 \div 60 \text{ M} \Im B. \tag{2}$$

Единственные экспериментальные данные о $F_{3\phi\phi}$, удовлетворяющие условию (2), получены в реакциях с тяжелыми ионами для области ядер с $Z^2/A \gtrsim 35$ [3]. Они подтверждают предсказываемый теорией монотонный рост $F_{3\phi\phi}^{-1}$ с уменьшением Z^2/A , который отражает увеличение сфероидальных седловых конфигураций тяжелых ядер (актинидов). Такая тенденция сохраняется до тех пор, пока у ядер в переходном состоянии не возникает перетяжка (шейка), чему соответствует довольно резкий излом в зависимости $F_{3\phi\phi}^{-1}(Z^2/A)$ при $Z^2/A \approx 32 \div 33$. В этой области деформация переходных состояний ядер должна быть близка к максимально возможной — гантелеобразной конфигурации разрыва ядер на два осколка. Существование излома в ходе $F_{3\phi\phi}^{-1}(Z^2/A)$

Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 1, 1977. С. 65-67.

было экспериментально подтверждено нами при изучении деления доактинидных ядер в реакции (α , f) [4], Однако эти данные были получены при энергии возбуждения ядра в переходном состоянии U < 25 МэВ, поэтому их трудно привлекать для количественного сопоставления с предсказаниями модели жидкой капли.

Чтобы восполнить отмеченные пробелы в экспериментальной информации о зависимости $F_{3\phi\phi}(Z^2/A)$, работа [4], начатая с α -частицами, была продолжена с помощью ионов ³Не, ускоряемых на алма-атинском изохронном циклотроне до 60 МэВ. Это позволило расширить круг исследованных ядер до $Z^2/A \approx 29$ и область возбуждения U до 50 МэВ. Методика измерений и обработки экспериментальных данных описана в [4].

На рис. 1 приведены типичные результаты измерений и их анализа.

Данные (³Не, *f*)-реакции подтверждают обнаруженное ранее в опытах с α-частицами [4] увеличение $F_{3\phi\phi}$ с ростом энергии возбуждения. Наличие достаточно широкого плато в ходе $F_{3\phi\phi}(U)$, при U > 30 МэВ свидетельствует, что асимптотическое значение $F_{3\phi\phi}$, которое следует сравнивать капельной моделью, в данном эксперименте достигнуто. На рис. 2 производится сравнение асимптотических значений $F_{3\phi\phi}^{-1}$ ($U = 40 \div 50$ МэВ), полученных в настоящей работе, а также данных работы [3] с теоретическими кривыми. Сплошная кривая взята из работы [1], в которой расчет формы седловых конфигураций был выполнен с учетом диффузности края ядра, а $F_{3\phi\phi}$ — как для твердого тела, т. е. с резкой границей. Пунктиром показаны результаты работы [5], в которой диффузность края ядра была учтена и при вычислении $F_{3\phi\phi}$.

Таким образом, результаты проведенных исследований позволяют заключить, что

1) пресказания капельной модели экспериментально подтверждены в области предельно больших деформаций переходных состояний ядер;







Рис. 2. Зависимость обратного эффективного момента инерции $F_{3\phi\phi}^{-1}$ (в единицах момента инерции равновеликой сферы) от параметра Z^2 / A . Кривыми показаны результаты расчетов в модели жидкой капли: — моменты инерции ядра с резким краем [1], - - с поправкой на диффузность края ядра [5]. Точки: О данные работы [3], • — данные настоящей работы для делящихся ядер (в порядке возрастания Z^2 / A): 170 Yb, 181 W, 188 Ir, 193 Pt, 192 Pt, 199 Hg, 198 Hg, 197 Hg, 209 Po, 210 Po, 210 Po, 212 At

2) учет диффузности края ядра важен не только при определении седловых конфигураций, но и при расчете величины $F_{3\phi\phi}$.

Следует отметить, что при анализе угловой анизотропии деления в данной работе, как и в работе [3], использовалось, значение параметра плотности уровней $a = A/8 \text{ МэB}^{-1}$. Выполненные в последнее время исследования вклада коллективных возбуждений в плотность уровней показали, что более корректной, по-видимому, является величина параметра $a \approx A/11 \text{ МэB}^{-1}$ [6]. Учет этого обстоятельства увеличит полученные нами экспериментальные значения $F_{3\varphi\varphi}^{-1}$ на 15÷20 % и значительно улучшит их количественное согласие с теоретической кривой.

Авторы благодарны В. М. Струтинскому за обсуждения, стимулирующие данную работу.

Литература

- 1. В.М. Струтинский. *ЯФ*, 1, 321, 1965.
- 2. В.М. Струтинский, В.М. Коломиец. *Материалы VIII зимней школы ЛМЯФ АН СССР по физике ядра*. Ленинград, 1973, ч. II, стр. 483.
- 3. С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.А. Музычка и др. *ЯФ*, 6, 434, 1967.
- 4. А.В. Игнатюк, М.Г. Иткис, В.Н. Околович и др. *Препринт ИЯФ АН КазССР П-9.* Алма-Ата, 1976; *ЯФ*,25, вып. 2, 1977.
- 5. А.И. Блохин, А.В. Игнатюк. Материалы III Международного семинара по взаимодействию нейтронов с ядрами. Дрезден, 1974, ZfK-271, стр. 164.
- 6. А.И. Блохин, А.В. Игнатюк и др. Препринт ФЭИ-655, Обнинск, 1975.

Исследования делимости доактиноидных ядер заряженными частицами

А. В. Игнатюк, Г. Н. Смиренкин Физико-энергетический институт, Обнинск

М. Г. Иткис, С. И. Мульгин, В. Н. Околович Институт ядерной физики АН КазССР, Алма-Ата

Дан обзор основных результатов исследований интегральных и дифференциальных сечений деления ядер в области масс $170 \leq A \leq 215$ легкими заряженными частицами. В рамках статистического подхода, опирающегося на описание плотности уровней в сверхтекучей модели ядра с феноменологическим учетом оболочечных и коллективных эффектов, проанализирована имеющаяся совокупность экспериментальных данных об энергетической зависимости делимости доактиноидных ядер. Показано, что новая экспериментальная информация о высотах барьеров деления требует уточнения параметров изоспиновой зависимости в существующих вариантах модели жидкой капли. Обсуждены направления дальнейших исследований, необходимых для выработки адекватного описания масс и энергий деформации ядер.

The main results are reviewed of the studies of the integrated and differential cross-sections of nuclear fission induced by light charged particles in the mass region $170 \leq A \leq 215$. The analysis of available experimental data on the energy dependence of the fissility of the pre-actinides is made within the framework of the statistical approach phenomenologically taking into account the influence of shell, superconductive and collective effects on the level density of excited nuclei. It is shown that new data on the magnitude of fission barriers are required for a more accurate definition of the isospin-dependent parameters of the existing droplet models. The directions of future research are discussed which are needed for the modern and adequate description of nuclear binding and deformation energies.

Введение

Несмотря на то что основополагающие представления о вероятности деления были сформулированы Н. Бором и Дж. Уилером [1] вскоре после открытия самого явления, экспериментальное изучение и развитие методов теоретического описания этой характеристики остается одной из наиболее актуальных задач и в наши дни, спустя более 40 лет. По темпам развития современной науки и интенсивности исследований в данной области это очень большой срок, свидетельствующий о масштабах трудностей, с которыми сталкивалась и продолжает иметь дело физика деления ядер.

Важнейшую роль в процессе деления играет потенциальный барьер, удерживающий тяжелое ядро от энергетически выгодного развала на части. Им

Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1985, том 16, вып. 4, с. 709-772.

определяются многие характеристики ядер от устойчивости по отношению к спонтанному делению, которой формируются границы периодической системы элементов, до вероятности вынужденного деления, знание которой имеет большое практическое значение в связи с использованием процесса деления как источника ядерной энергии.

К описанию потенциального барьера и определяемой им вероятности деления ядер практика и смежные области ядерной физики предъявляют высокие требования, которым теория в настоящее время удовлетворить не может, хотя фундамент ее составляет капельная модель ядра, имеющая более чем полувековую историю. Поиски наиболее адекватного варианта данной модели интенсивно ведутся и в наши дни, так как отсутствие ясности в этом вопросе является одним из главных источников неопределенности теоретических предсказаний. Надежность экспериментальной информации о капельной составляющей барьера возрастает с уменьшением Z по мере увеличения ее вклада в потенциальную энергию деформации делящегося ядра. Это одна из причин, почему изучение деления доактиноидов, находящихся за пределами наиболее интересной для практики области ядер $Z \ge 90$, привлекает к себе значительное внимание и занимает важное место в формировании представлений о барьере деления.

Увеличение высоты барьера деления с переходом от актиноидов к доактиноидам играет двоякую роль. С одной стороны, благодаря этому расширяется область энергий, в которой мал вклад эмиссионного деления с предварительным испусканием нейтронов, составляющего основную трудность при изучении деления высоковозбужденных тяжелых ядер. С другой — увеличение барьера экспоненциально уменьшает вероятность деления, что сильно затрудняет ее экспериментальное изучение. В частности, порог деления, легко устанавливаемый в случае актиноидов по участку резкого «излома» делимости, у доактиноидов из-за низкой вероятности деления оказывается достижимым лишь для небольшой группы ядер в ближайшей окрестности свинца. Основной способ определения высоты барьеров E_f для более легких ядер — анализ экспериментальных данных о делимости в надбарьерной области энергий с помощью статистического описания.

Хотя величина E_f является параметром, к которому статистическое описание весьма чувствительно, исследование изотопической зависимости $E_f(Z, N)$ с достаточно высокой точностью возможно лишь при корректном учете целого ряда факторов, оказывающих влияние на вероятность процесса деления. Среди них не только свойства и параметры потенциальной энергии при больших деформациях, т. е. в переходном состоянии (или, иначе, седловой точке) делящегося ядра, определяющие делительный канал реакции, но и те же характеристики ядер в обычном, равновесном состоянии, которыми определяется нейтронный канал реакции, ответственный за главный конкурирующий процесс эмиссию нейтронов.

Изучение доактиноидов интересно не только из-за предельно больших деформаций переходных состояний ядер, но и из-за редкого разнообразия свойств основных состояний. Область доактиноидов включает и островок наивысшей стабильности сферических ядер в окрестности дваждымагического ²⁰⁸Pb, и широкую группу сильно деформированных ядер $Z \leq 76$. В результате этого процесс деления доактиноидных ядер является очень важным источником экспериментальных сведений о роли оболочечных и коллективных эффектов — актуальной проблеме статистического описания свойств сильно возбужденных ядер.

Исследованию вопросов, возникающих при изучении деления доактиноидных ядер, был посвящен цикл работ, выполненный при сотрудничестве Института ядерной физики АН КазССР и Физико-энергетического института в течение последних 10 лет. Он, с одной стороны, существенно обогатил экспериментальную информацию о делимости ядер и, с другой стороны, привел к разработке подхода к ее анализу, в котором на сегодняшний день наиболее полно учтены особенности образования составной системы и статистические свойства возбужденных ядер, определяющие различные каналы распада.

Настоящий обзор подводит итог данным исследованиям. В нем проанализирована вся имеющаяся экспериментальная информация об энергетической зависимости делимости доактиноидных ядер, которая получена в реакциях с легкими заряженными частицами $A \leq 4$ и электронами при энергиях налетающих частиц до 80 МэВ. При более высоких энергиях частиц и использовании более тяжелых ионов из-за усложнения механизмов реакций значительно возрастает неопределенность извлекаемой информации о барьерах деления и других характеристиках переходных состояний делящихся ядер.

1. Статистическое описание интегральных и дифференциальных сечений деления ядер

Согласно общим представлениям модели составного ядра соотношения для интегральных сечений деления можно записать в виде [2, 3]

$$\sigma_f(E_i) = \pi \lambda_i^2 \sum_J g_J T_J(E_i) \frac{\Gamma_f^J}{\Gamma_f^J + \sum_{i'} \Gamma_{i'}^J}, \qquad (1)$$

где λ_i — длина волны налетающей частицы с энергией E_i ; $g_J = (2J+1) / (2S_i+1) \times (2I_0+1)$ — статистический множитель, определяемый спином частицы S_i , спином ядра-мишени I_0 и угловым моментом составного ядра J; T_J — коэффициенты прилипания; Γ_f^J — делительная ширина при фиксированном значении J; $\Gamma_{i'}^J$ — ширины распада, конкурирующие с делением. В большинстве случаев удобнее анализировать не сечения деления, а делимость (вероятность деления), которая определяется соотношениями

$$P_{f} = \frac{\sigma_{f}(E_{i})}{\sigma_{c}(E_{i})} = \sum_{J} P_{f}^{J} \sigma_{c}^{J}(E_{i}) / \sigma_{c}(E_{i}), \qquad (2)$$

где σ_c^J — сечение образования составного ядра при фиксированном значении

углового момента и $\sigma_c = \sum_J \sigma_c^J$ — полное сечение образования составного яд-

ра. Делимость значительно слабее зависит от характеристик налетающей частицы, чем сечение деления, и это свойство является весьма благоприятным для сопоставления экспериментальных данных, разнородных по способам возбуждения.

Число параметров, характеризующих различные ширины, значительно уменьшается в надбарьерной области, где применимо статистическое описание числа открытых каналов. Делимость в этом случае определяется конкуренцией двух доминирующих ширин: делительной и нейтронной. Зависимость ширин от энергии возбуждения и углового момента можно представить в виде [2, 3]

- -

$$\Gamma_{f}^{J}(E) = \frac{1}{2\pi\rho_{c}(E,J)} \int_{0}^{E-E_{f}} \rho_{f}(U,J) dU,$$

$$\Gamma_{n}^{J}(E) = \frac{A^{2/3}}{\pi \alpha \rho_{c}(E,J)} \int_{0}^{E-B_{n}} \rho_{n}(U,J)(E-B_{n}-U) dU,$$
(3)

где E_f — высота барьера деления; B_n — энергия связи нейтрона; $\mathfrak{w} = \hbar^2/2\mu r_0^2 \cong$ $\cong 10$ МэВ; $\rho(U, J)$ — плотность уровней возбужденного ядра, а индексы *c*, *f*, *n* относятся к составному ядру, делительному и нейтронному каналам соответственно.

Как было показано О. Бором [4], в качестве делительных каналов следует рассматривать всевозможные переходные состояния делящегося ядра при деформациях, соответствующих вершине барьера деления. Ожидается, что последовательность таких состояний подобна наблюдаемым спектрам возбужденных состояний стабильных деформированных ядер. Состояния деформированных ядер наряду с полным угловым моментом можно характеризовать также проекцией *К* углового момента на ось симметрии ядра. Для переходных состояний делящихся ядер осью симметрии является направление разлета осколков, и плотность переходных состояний в рамках статистического подхода можно представить в виде

$$\rho_f(U,J) = \frac{\rho_f(U)}{2\sqrt{2\pi\sigma_{\parallel}}} \sum_{K=-J}^{J} \exp\left\{-\frac{J(J+1)}{2\sigma_{\perp}^2} - \frac{K^2}{2\sigma_{3\phi\phi}^2}\right\},\tag{4}$$

где $\rho_f(U)$ — полная плотность возбужденных состояний и $\sigma_f^2 = F_f t / \hbar^2$ — параметры спиновой зависимости плотности уровней, определяемые температурой возбужденного ядра t и перпендикулярным F_{\perp} , параллельным F_{\parallel} или эффективным $F_{\Rightarrow \varphi \varphi} = F_{\perp}F_{\parallel} / (F_{\perp} - F_{\parallel})$ моментом инерции ядра соответственно.

Используя (4) и аналогичную формулу для плотности уровней нейтронного канала, получаем для отношения делительной и нейтронной ширин

$$\frac{\Gamma_f^J}{\Gamma_n^J} = \frac{\mathfrak{a}}{2A^{2/3}} \gamma(J) \frac{\int\limits_0^{E-B_f} \rho_f(U,0) dU}{\int\limits_0^{E-B_n} (E-B_n-U) \rho_n(U,0) dU}.$$
(5)

Здесь все зависящие от углового момента факторы выделены в сомножитель

$$\gamma(J) = \frac{\sqrt{2\pi K_0}}{2J+1} \exp\left[\beta (J+1/2)^2\right] \operatorname{erf}\left(\frac{J+1/2}{\sqrt{2}K_0}\right),$$
(6)
$$K_0 = \sigma_{9\phi}^{(f)}, \quad \beta = \frac{1}{2} \left(\sigma_{\perp n}^{-2} - \sigma_{\perp f}^{-2}\right).$$

Следует заметить, что при выделении спиновых факторов в (5) параметры σ_i^2 выносятся из-под знака интеграла согласно теореме о среднем значении. Поэтому их аргументом является не максимальная энергия возбуждения ядра в соответствующем канале, а несколько меньшее значение. Однако в силу экспоненциальной зависимости подынтегральных функций от энергии возбуждения этими отличиями, как правило, пренебрегают.

Обычно для определения коэффициентов прилипания $T_J(E_i)$ и сечений образования составного ядра $\sigma_c(E_i)$ привлекается оптическая модель. Несколько упрощая описание распределения угловых моментов в составном ядре, можно использовать квазиклассическую, оценку коэффициентов прилипания

$$T_{J} = \begin{cases} 1 & \text{для } J \le J_{\text{макс}}; \\ 0 & \text{для } J > J_{\text{макс}}. \end{cases}$$
(7)

Максимальный угловой момент *J*_{макс} в этом случае целесообразно определить на основе оптических расчетов

$$J_{\text{Make}}^{2} = 2\sum_{J} (2J+1)T_{J}J(J+1) / \sum_{J} (2J+1)T_{J} = 2\langle J^{2} \rangle_{\text{опт}}.$$
 (8)

В квазиклассическом приближении в области энергий возбуждения, где пренебрежим вклад делений с предварительным испусканием нейтронов, делимость доактиноидных ядер можно описать соотношениями:

$$P_{f}(E) = \frac{\Gamma_{f}^{0}}{\Gamma_{n}^{0}} \overline{\gamma}(J_{\text{Makc}}),$$

$$\overline{\gamma}(J_{\text{Makc}}) = J_{\text{Makc}}^{-2} \int_{0}^{J_{\text{Makc}}} (2J+1)\gamma(J) dJ,$$
(9)

где $\Gamma_{f}^{0} / \Gamma_{n}^{0}$ — отношение ширин для нулевого углового момента.

Если энергия возбуждения составного ядра оказывается выше порога реакции (i, nf), то в измеряемые сечения деления наряду с исходным ядром A будет вносить вклад также деление ядра A - 1, образующегося после испускания нейтрона. По мере дальнейшего увеличения энергии E вклад в наблюдаемую эмиссионную делимость будут вносить все более легкие изотопы начального составного ядра. Так как испускание заряженных частиц из-за кулоновского барьера является практически пренебрежимым, то результирующую делимость можно представить в виде

$$P_{f}^{\text{Ha6n}}(A,E) = P_{f}(A,E) + J_{\text{Makc}}^{-2} \int_{0}^{J_{\text{Makc}}} (2J+1) dJ \sum_{\nu=1}^{\nu_{\text{Makc}}} \int_{E_{f}^{A-\nu}}^{E_{\nu}^{\text{Makc}}} P_{f}^{J}(A-\nu,E_{\nu}) \times N(E_{\nu}) \prod_{k=0}^{\nu-1} \left[1 - P_{f}^{J}(A-K,E_{k})\right] dE_{\nu},$$
(10)

Где $P_f(A_v, E_v)$ — делимости, описываемые соотношениями (5) или (9); $N(E_v)$ — распределение энергий возбуждения в остаточном ядре после испускания v

нейтронов;
$$E_{\nu}^{\text{макс}} = E - \sum_{k=1}^{\nu} B_n^{A-k+1}$$
. Если делимости $P_f(A_{\nu}, E_{\nu}) << 1$ во всем рас-

сматриваемом диапазоне энергий, то наблюдаемая делимость приближенно равна сумме средних парциальных делимостей всех ядер эмиссионной цепочки изотопов

$$P_f^{\text{Hadd}\pi}(A, E) \simeq \sum_{\nu=0}^{\nu_{\text{Make}}} P_f(A - \nu, E_{\nu}), \qquad (11)$$

где все слагаемые определяются соотношением (9). Из (11) непосредственно следует полезное соотношение

$$P_f(A,E) = P_f^{\text{Had}\pi}(A,E) - P_f^{\text{Had}\pi}(A-1,E_1), \qquad (12)$$

позволяющее из экспериментальных данных о делимости соседних изотопов извлекать делимость начального ядра в области энергий, где существен вклад эмиссионного деления.

Соотношения модели составного ядра для дифференциальных сечений деления можно написать по аналогии с (1)

$$\frac{d\sigma_f}{d\Omega} = \pi \lambda_i^2 \sum_J g_J T_J \left(E_i \right) \frac{\sum_{|K| \le J} \Gamma_f^{JK} W_{JK} \left(\vartheta \right)}{\Gamma_f^J + \sum_{i'} \Gamma_{i'}^J},$$
(13)

где функция $W_{JK}(\vartheta)$ определяет угловое распределение осколков при фиксированном значении углового момента *J* и его проекции *K* на направление разлета осколков. Если воспользоваться квазиклассической аппроксимацией функций вращения [5], то функцию $W_{JK}(\vartheta)$ можно представить в виде

$$W_{JK}(\vartheta) = \begin{cases} \frac{2J+1}{4\pi^2} \Big[(J+1/2)^2 \sin^2 \vartheta - K^2 \Big]^{-1/2} & \text{для } \sin \vartheta > \frac{K}{J+1/2}; \\ 0 & \text{для } \sin \vartheta < \frac{K}{J+1/2}. \end{cases}$$
(14)

Привлекая те же приближения, что при выводе (9), для углового распределения осколков, нормированного на интегральную делимость, получаем соотношение

$$W(\vartheta) = \frac{\sqrt{2\pi}K_0}{J_{\text{MAKC}}^2} \int_0^{J_{\text{MAKC}}} \exp\left\{ \left(\beta - \frac{\sin^2 \vartheta}{4K_0^2}\right) J^2 \right\} I_0 \left(\frac{J^2 \sin^2 \vartheta}{4K_0^2}\right) dJ^2, \quad (15)$$

где $I_0(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента. Выражение (15) отличается от широко используемых соотношений Халперна — Струтинского [6] лишь более строгим учетом зависимости конкурирующих ширин распада ядра от углового момента.

При рассмотрении дифференциальных сечений деления обычно анализируется угловая анизотропия осколков $A = W(0^\circ) / W(90^\circ)$, соотношение для которой нетрудно получить из общей формулы (15) для углового распределения осколков. При небольших значениях максимального углового момента составного ядра ($J^2_{\text{макс}} < 4K^2_0$) можно воспользоваться разложением ряд подынтегральных функций (15) и получить простую оценку угловой анизотропии:

$$A \simeq 1 + \frac{J_{\text{Makc}}^2}{8K_0^2} + \frac{J_{\text{Makc}}^4\beta}{48K_0^2} + \dots$$
(16)

Из этой формулы видно, что измерения угловой анизотропии деления позволяют получить информацию о параметре K_0^2 или непосредственно связанной с ним величине эффективного момента инерции переходных состояний делящихся ядер $F_{3\Phi} = \hbar^2 K_0^2 / t$.

2. Экспериментальная информация о вероятности деления

Особенности экспериментов при исследовании деления доактиноидных ядер. Первые систематические исследования вероятности деления доактиноидных ядер при интересующих нас энергиях возбуждения порядка нескольких десятков мегаэлектрон-вольт были выполнены Файерхоллом, Енсеном и Нейзилом [7] радиохимической методикой — регистрацией и анализом активности осколков деления, возникавшей при облучении ядер-мишеней Au, Pb и Bi дейтронами и α -частицами. В этой работе были установлены две важнейшие особенности деления ядер вблизи свинца, отличающие их от деления актиноидов: сильная зависимость вероятности деления от энергии частиц и симметрия массового распределения осколков. Тем же методом для реакции ²⁰⁹Bi(α , *f*) была определена угловая анизотропия осколков [8]. В дальнейшем к экспериментальному изучению доактиноидов были применены полупроводниковые детекторы, с помощью которых удалось более детально измерить интегральные и дифференциальные сечения реакций (α , f) [9, 10] и (d, f) [11]. Однако низкая вероятность деления и большой фон рассеянных частиц не позволили продвинуться к порогу деления ближе 5—10 МэВ.

Решающим фактором, радикально изменившим возможности эксперимента, явилась разработка диэлектрических трековых детекторов осколков, практически нечувствительных к фону легких заряженных частиц. Результатами, полученными этой методикой, определяется современное состояние экспериментальной информации о вероятности деления доактиноидных ядер. Начало было положено превосходными работами [12—14], уровень которых во многих отношениях не превзойден и в наши дни. В них, в частности, было показано, что вблизи порога деления ядер в районе свинца сечение составляет 10^{-33} — 10^{-34} см², что требует высочайшей чистоты использующихся в экспериментах мишеней: примесь во много раз более сильно делящихся актиноидов Th и U не должна быть больше 10^{-8} %.

Проведение исследований низкоэнергетического деления доактиноидов определяется не только чистотой мишеней, хотя это и важнейшее условие, но и факторами, характеризующими входной канал. Так как взаимодействию заряженной частицы (Z_i , A_i) с ядром (Z_i , A_i) препятствует кулоновский барьер

$$V_{\text{кул}}^{i} \simeq \frac{Z_{i} Z_{t}}{A_{i}^{1/3} + A_{t}^{1/3}} \frac{e^{2}}{r_{0}}, \qquad (17)$$

то при энергии частицы $E_i < V_{\text{кул}}^i$ сечение реакции, пропорциональное проницаемости барьера, экспоненциально падает. В результате этого благоприятной для исследований с заданной частицей оказывается лишь область энергии возбуждения составного ядра

$$E \ge V_{\rm KYJ}^{l} + Q_{i},$$

где Q_i — энергия реакции. В табл. 1 приведены значения Q_i и $V_{\text{кул}}^i$, которые характеризуют реакции, ведущие к образованию ядер ²¹⁰Ро и ¹⁸⁹Оs при бомбардировке соответствующих ядер-мишеней различными ионами от ¹Н до ¹²С.

Частица	<i>Q</i> , МэВ		<i>V</i> _{кул} *, МэВ	
	²¹⁰ Po	¹⁸⁶ Os	²¹⁰ Po	¹⁸⁶ Os
р	+5	+6,5	14,4	13,4
d	+10,3	+12,1	13,9	13,0
τ	+8,4	+11,5	26,7	24,9
α	-5,4	-2,8	26,3	24,5
⁷ Li	+5,1	+7,5	37,4	34,8
¹² C	-14,0	-14,0	69,2	64,0

Таблица 1. Энергия реакции Qи высота кулоновского барьера $V_{\rm кул}$ для различных частиц

^{*}Принято $r_0 = 1,2 \ \phi M.$



Рис. 1. Зависимость высоты барьера деления *E_f* и энергии связи нейтрона *B_n* от массового числа *A* для ядер вблизи долины наибольшей β-стабильности (18). Стрелками показаны энергии возбуждения, ограничивающие снизу области наиболее благоприятного использования различных частиц для изучения процесса деления доактиноидных ядер (см. текст)

На рис. 1 приведена зависимость высоты барьера деления и энергии связи нейтрона от массового числа для составных ядер, соответствующих долине β-стабильности [15]:

$$A - 2Z = 0, 4A^2 / (A + 200).$$
⁽¹⁸⁾

Видно, что в реакциях с ³He^{*} и тяжелыми ионами область порога деления для широкой области ядер A > 150 практически оказывается недостижимой. Поэтому для изучения околопороговых энергий применяются главным образом протоны и α -частицы, поскольку в реакции (d, f) возникает дополнительный фон из-за развала дейтрона в кулоновском поле ядра и деления образующимися нейтронами примесей с высокой делимостью.

В данном обзоре мы ограничимся рассмотрением сечений деления доактиноидных ядер в области энергий возбуждения E < 80 МэВ. Эта область, с одной стороны, практически свободна от вклада делений после прямых ядерных взаимодействий [16], и, с другой, эмиссионное деление в ней еще не становится источником значительной погрешности при определении высоты барьера E_f начального составного ядра. Чтобы уменьшить неопределенность результатов анализа, мы не будем также обсуждать реакции с тяжелыми ионами $A_i > 4$. Из соотношения (9) видно, что информация о величине E_f содержится в основном в отношении ширин для нулевого углового момента. Учет распределения угловых моментов, в составном ядре, характеризуемого множителем $\overline{\gamma}$ ($J_{\text{макс}}$), является фактором, только усложняющим основную задачу (определение E_f). В реакциях с тяжелыми ионами влияние угловых моментов весьма существенно и все погрешности описания фактора $\overline{\gamma}$ ($J_{\text{макс}}$) фактически переносятся в неопределенности извлекаемых высот барьеров деления E_f .

^{*} В дальнейшем для ионов ³Не используется обозначение τ .

Прежде чем перейти к детальному обсуждению экспериментальных данных, следует уточнить определение верхней границы области рассматриваемых ядер. В соответствии с периодической системой элементов первым актиноидом является актиний, а радий — самым тяжелым доактиноидом. Однако по многим свойствам, важным для физики деления (форма потенциального барьера, равновесная деформация, нуклонный состав и др.), Ra оказывается подобным актиноидам. Напомним, что между Ra и Bi из-за нестабильности ядер нет мишеней, пригодных для исследования сечений деления. Мы воспользуемся этим естественным разрывом последовательности стабильных элементов и будем вести отсчет доактиноидных ядер-мишеней от Bi. Такое разделение оправдано также тем, что любая реакция с поглощением протона или более тяжелой заряженной частицы радием приводила бы к делению актиноидного ядра.

Характерные свойства сечений и угловой анизотропии деления. На рис. 2 представлена карта делящихся ядер, для которых экспериментально изучена энергетическая зависимость сечений деления $\sigma_f(E_i)$ [9—14, 17—25]. Для многих из отмеченных ядер наряду с интегральными сечениями измерена также угловая анизотропия деления. Более полные сведения об изученных реакциях представлены ниже совместно с результатами анализа экспериментальных данных. Сейчас мы только отметим, что для подавляющего большинства ядер сечения деления измерены в существенно надпороговой области энергий. Как будет показано ниже, информативность экспериментальных данных о параметрах статистического описания сечений, в том числе высоте барьера E_f оказывается тем выше, чем шире энергетический диапазон иссле-



Рис. 2. Карта составных ядер, для которых вероятность деления как функция энергии возбуждения экспериментально изучена в реакциях с легкими заряженными частицами *A_i* ≤ 4: зачерненные клетки обозначают ядра, исследованные вплоть до порога деления; заштрихованные — ядра, исследованные в надпороговрй области энергий; кружок посередине клетки — ядра, исследованные на алма-атинском циклотроне [20—25]

дованных сечений. По этой причине мы, как правило, не будем рассматривать работы, в которых измерения проведены для единичных значений энергии.

Обсудим наиболее типичные примеры энергетической зависимости сечений деления и угловой анизотропии, наблюдаемых в реакциях с различными заряженными частицами. На рис. 3 показана совокупность экспериментальных данных о сечениях реакций ²⁰⁸Pb(α , f), ²⁰⁷Pb(τ , f) и ²⁰⁸Bi(p, f), приводящих к делению одного и того же составного ядра ²¹⁰Po. В левой части рисунка сечения деления представлены в зависимости от энергии налетающих частиц E_i . Для α -частиц участок быстрого роста сечений сдвинут по отношению к сечениям деления протонами, и сдвиг соответствует разности энергий реакций $\Delta Q = Q_p - Q_\alpha \cong 10,4$ МэВ (см. табл. 1). Для протонов и τ -ионов аналогичная разность имеет обратный знак $\Delta Q \cong -3,5$ МэВ, и в этом случае следовало бы ожидать соответствующего сдвига сечений деления в другую сторону по сравнению с α -частицами. На верхнем участке рассмотренной области энергий налетающих частиц ожидаемый сдвиг сечений наблюдается (рис. 3а), но с уменьшением энергии частиц он исчезает. Причиной этого эффекта является влияние кулоновского барьера.



Puc. 3. Сечение деления σ_f ядра ²¹⁰Ро как функции энергии бомбардирующих частиц E_i
 (а) и энергии возбуждения составного ядра E (б) в реакциях с протонами
 (• — [13, 22, 30]), т-ионами (Δ — [23]) и α-частицами (○ — [13, 20, 30])

Для протонов весь исследуемый диапазон энергий E_p расположен значительно выше $V_{\text{кул}}^p$ (см. табл. 1). Для т-ионов кулоновский барьер оказывается в 2 раза большим, и его влияние приводит к уменьшению сечений образования составного ядра и связанных с ними сечений деления при энергиях частиц $E_{\tau} \leq 35$ МэВ. Влияние кулоновского барьера прослеживается более отчетливо, если для различных частиц сечения реакций представить в зависимости от энергий возбуждения составного ядра (рис. 3б). Сечения реакций (α , f) и (p, f), на которых слабо сказывается кулоновский барьер, в данном представлении очень близки, тогда как сечения (τ , f)-реакции систематически отклоняются с уменьшением энергии, и на нижнем краю рассматриваемого диапазона энергий расхождение между ними достигает почти двух порядков.

На рис. 4 приведены данные об угловой анизотропии деления ядра ²¹⁰Ро в тех же реакциях, сечения которых демонстрировались на рис. 3 [13, 22—25]. Различия в значении и энергетической зависимости угловой анизотропии для разных частиц качественно можно понять на основе соотношения (16). В первом приближении наблюдаемая угловая анизотропия деления определяется отношением вносимого в ядро углового момента $J^2_{\text{макс}} = 2\langle J^2 \rangle$ и параметра K^2_0 , зависящего лишь от энергии возбуждения делящегося ядра. Для протонов значение $J^2_{\text{макс}}$, пропорциональное произведению энергии и массы налетающей частицы, оказывается минимальным, и реакции (*p*, *f*) соответствует наименьшая анизотропия (рис. 4). В то же время для α -частиц и т-ионов значительная разница в энергии реакции $\Delta Q \simeq 14$ МэВ (табл. 1) приводит к тому, что при одинаковых энергиях возбуждения делящегося ядра т-ионы имеют существенно более низкую кинетическую энергию и соответственно вносят в ядро меньший угловой момент $J^2_{\text{макс}}$. В результате, несмотря на значительное различие масс



Рис. 4. Угловая анизотропия деления $W(0^{\circ}) / W(90^{\circ})$ как функция энергии возбуждения *E* ядра ²¹⁰Ро в реакциях ²⁰⁹Bi(*p*, *f*) (• — [30]); ²⁰⁷Pb(τ , *f*) (Δ— [24]); ²⁰⁶Pb(α , *f*) (\circ — [21, 30, 51])

частиц, анизотропия реакции (τ , f) ненамного отличается от анизотропии реакции (p, f).

На рис. 5 показана зависимость угловой анизотропии деления ядер $W(0^{\circ})/W(90^{\circ})$ от параметра Z^2/A , который характеризует делимость ядер в модели жидкой капли [1, 15]. Наряду с данными для доактиноидных ядер на рис. 5 приведены также результаты измерений анизотропии в более тяжелых актиноидных ядрах ($Z^2/A > 34$) [8, 11, 26]. Из соотношения (16) видно, что изменения анизотропии при фиксированной энергии налетающих частиц отражают изменения параметра K_0^2 Так как параметр K_0^2 определяется прежде всего эффективным моментом инерции $F_{3\phi}$ делящихся ядер, то, исследуя анизотропию деления, можно непосредственно проследить зависимость $F_{3\phi}$ от Z^2/A . В верхней части рис. 5 приведена зависимость от этого параметра для обратного эффективного момента инерции $F_{3\phi}^{-1}$, которая предсказывается моделью жидкой капли [27]. Видно, что главная ее особенность — «излом» при $Z^2/A \approx 33 \div 34$ — отчетливо проявляется в наблюдаемом поведении анизотропии деления.



Рис. 5. Зависимость от параметра Z^2 / A угловой анизотропии деления $W(0^\circ) / W(90^\circ)$ (внизу) и обратного эффективного момента инерции $F_{3\phi}^{-1}$, выраженного в единицах момента инерции равновеликой сферы [27].

Экспериментальные данные: α -частицы $E_{\alpha} = 42$ МэВ (• — [21], • — [26]); τ -ионы $E_{\tau} = 60$ МэВ (• — [24]); дейтроны $E_d = 22$ МэВ (• — [25], ∇ — [8, 11]); протоны (• — [22] $E_p = 28$ МэВ, Δ — [8] $E_p = 10$ МэВ); кривые проведены по точкам Таким образом, представленные на рис. 5 данные служат прямым подтверждением перехода от эллипсоидальных седловых конфигураций делящихся актиноидных ядер к гантелеобразным седловым конфигурациям доактиноидных ядер, ожидаемого согласно капельной модели. С экспериментальной проверки этого предсказания начались исследования деления доактиноидных ядер на алма-атинском циклотроне [28].

На рис. 6 представлена зависимость от параметра Z^2 / A сечений деления ядер при фиксированной энергии налетающих частиц. Рост сечений с увеличением этого параметра в целом отражает изменения высот барьеров, показанные на рис. 1. Однако обращает на себя внимание то, что для частиц высоких энергий (т и α) зависимость $\lg \sigma_f$ от массового числа близка к линейной. В то же время для частиц более низких энергий (p и d) видны отступления от такой зависимости в окрестности ²⁰⁸Pb (пунктир на рис. 6), отражающие влияние оболочечных эффектов в околомагических ядрах. Ниже мы обсудим проявление этих эффектов более детально.





Свойства входного канала и переход от сечений к делимости. Из проведенного выше обсуждения рис. З видно, что на значение и энергетическую зависимость сечений деления значительное влияние оказывают свойства входного канала. Переход от сечений деления (1) к делимости (2) позволяет максимально ослабить это влияние.

При анализе делимости в большинстве работ обычно предполагалось, что сечение образования составного ядра σ_c совпадает с сечением реакции σ_R , предсказываемым оптической моделью. Однако проведенные в последние годы исследования неравновесных (некомпаундных) процессов показали, что в интересующем нас диапазоне энергий частиц отличия σ_c от σ_R могут быть достаточно большими. Для рассматриваемых нами частиц соответствующие сечения реакции представлены на рис. 7. Точками обозначены значения σ_R и углового момента $[J^R_{\text{макс}}]^2$, полученные из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния частиц [29]. В средней части рис. 7 показаны сечения

 $\sigma_c = \sigma_R - \sigma_{nc}$, определенные на основе эмпирического анализа интегрального вклада неравновесных процессов $\sigma_{nc}(E_i)$ [30].

Энергетическая зависимость $J^2_{\text{макс}}(E_i)$, определяющая максимальный угловой момент составного ядра в квазиклассическом приближении, может быть представлена в виде

$$\left[J_{\text{макс}}^{R}\right]^{2} = 2\left\langle J^{2}\right\rangle_{\text{опт}} = C_{1}E_{i} - C_{2}.$$
(19)

Из аппроксимации результатов оптических расчетов $\langle J^2 \rangle$ в [30] получены следующие значения коэффициентов C_1 (в единицах МэВ⁻¹) и C_2 : 4,17 и 30 для протонов; 10,9 и 83 для дейтронов; 15,1 и 286 для т-ионов; 20,3 и 398 для α -частиц.

Экспериментальные данные о делимости ядер $P_f(E)$ представлены на рис. 8—11. Для реакций (*d*, *f*) и (τ , *f*), исследовавшихся систематически лишь в [24, 25], на рис. 9 и 10 показана вся совокупность имеющихся эксперимен-



Рис. 7. Зависимость сечений реакций σ_R , сечений образования составного ядра σ_c и квадрата максимального углового момента реакции $[J^R_{\text{макс}}]^2$ от энергии частиц E_i [30]. Точками показаны сечения реакции и угловые моменты, полученные на основе оптической модели

тальных данных. В то же время для реакций (p, f) и (α, f) , исследовавшихся во многих работах, мы ограничились на рис. 8 и 11 наиболее характерными ядрами, для которых экспериментальные данные получены в широком диапазоне энергий налетающих частин. Ha всех рисунках сплошными кривыми показано теоретическое описание наблюдаемых делимостей, которое обсуждается в следующих разделах обзора.

Зависимость делимости от момента. углового Сравнение делимости одних и тех же составных ядер при разных способах возбуждения представляет значительный интерес в связи с возможностью получить информацию о влиянии на вероятность деления различий во входных каналах реакции, которые выражаются в двух факторах: σ_c / σ_R и $\overline{\gamma}$ ($J_{\text{макс}}$). Остановимся сначала на роли последнего. При небольших значениях переданного ядру углового момента он может быть представлен в виде

$$\overline{\gamma}(J_{\text{make}}) \simeq 1 + \left(\beta K_0^2 - \frac{1}{6}\right) \frac{J_{\text{make}}^2}{2K_0^2} + \dots$$
 (20)

Если $\beta K_0^2 > 1/6$, $\overline{\gamma} (J_{\text{макс}})$ увеличивается с ростом углового момента и пропорционально ему увеличивается делимость ядра. Такое влияние углового момента на делимость является типичным для существенно надпороговых энергий возбуждения делящихся ядер, и соответствующие эффекты неоднократно демонстрировались в исследованиях с тяжелыми ионами [3].



Рис. 8. Экспериментальные данные о делимости $P_f(E)$ в реакции (p, f) и их теоретическое описание [62]: \blacksquare — [22], \bullet — [30], \circ — [13]



Рис. 9. Экспериментальные данные о делимости ядер $P_f(E)$ в реакции (d, f) и их теоретическое описание [62]: \circ — [25]



Рис. 10. Экспериментальные данные о делимости ядер $P_f(E)$ в реакции (τ , f) и их теоретическое описание [62]: \circ , Δ — [23]



Рис. 11. Экспериментальные данные о делимости ядер $P_f(E)$ в реакции (α , *f*) и их теоретическое описание [62]: • — [20, 30], ○ — [13], Δ — [14], □ — [17]

На рис. 12 представлены экспериментальные данные о делимости ядер ²¹⁰Ро и ¹⁸⁶Оѕ в реакциях с протонами и α -частицами [30]. В области высоких энергий возбуждения делимость ядер α -частицами превышает делимость тех же ядер протонами, и этот эффект является частным случаем отмеченной выше общей тенденции. Однако при переходе к более низким энергиям для обоих ядер наблюдается «аномальная» зависимость делимости от массы частицы, противоположная традиционной высокоэнергетической зависимости. В [22] было показано, что подобное «аномальное» влияние передаваемого ядру углового момента наблюдается систематически для всех доактиноидных ядер, в которых измерения сечений (*p*, *f*)- и (α , *f*)-реакций удалось провести достаточно близко к порогу деления.



Рис. 12. Делимости $P_f(E)$ ядер ²¹⁰Ро и ¹⁸⁶Оs α -частицами (•) и протонами (•) [30]: кривые — расчет с $J_{\text{макс}} = J_{\text{макс}}^{(R)}$; сплошные — протоны; пунктирные — α -частицы

Отметим, что вследствие учета различий сечений $\sigma_c(E_i)$ и $\sigma_R(E_i)$ делимости протонами и α -частицами на околопороговом участке сблизились по сравнению с предыдущим определением делимостей в [22], но аномальное возрастание делимости в (p, f)-реакции сохранилось [30]. Различие делимостей для обеих реакций лучше видно на рис. 13а, где показано для ядра ²¹⁰Ро отношение $P_f^{\alpha}(E)/P_f^{p}(E)$. При построении этой зависимости в качестве $P_f^{p}(E)$ взята расчетная кривая на рис. 12, которая проходит практически по экспериментальным точкам.

Природу аномального влияния углового момента на делимость нетрудно понять из анализа сомножителя в соотношении (20), заключенного в скобки. По мере приближения к порогу деления из-за падения $\sigma_{\perp f}$ и особенно $\sigma_{\parallel f}$ [см. (6)] этот сомножитель изменяет знак, и с ростом углового момента фактор $\overline{\gamma}$ ($J_{\text{макс}}$) начинает убывать. Количественное описание отношения делимостей

$$\frac{P_f^{\alpha}(E)}{P_f^{p}(E)} = \frac{\overline{\gamma}(J_{\text{make}}^{\alpha})}{\overline{\gamma}(J_{\text{make}}^{p})},$$
(21)

выполненное с приведенной выше параметризацией $J_{\text{макс}}$ (19), показано на рис. 13а сплошной кривой. Благодаря учету данного эффекта удается устранить разногласия в определении порога реакций ²⁰⁶Pb(α , *f*) и ²⁰⁹Bi (*p*, *f*), достигавшие в первоначальных анализах ~1,0 МэВ [13, 19].

Получив объяснение наблюдаемого отношения делимостей (21) в околопороговой области, мы тем не менее сталкиваемся с трудностью одновременного количественного описания делимостей обеих реакций при больших возбуждениях. Хорошее описание делимости протонами достигается лишь при условии монотонно нарастающих с энергией расхождений между расчетом и экспериментом для делимости в реакции (α , f). Эти расхождения видны на рис. 12, где сплошной кривой показаны результаты расчетов $P_f^p(E)$ и штрих-пунктиром — $P_f^{\alpha}(E)$. Еще более наглядно расхождения проявляются в отношении $P_f^{\alpha}(E)/P_f^p(E)$, представленном на рис. 13а. Расхождение расчетов



Рис. 13. Характеристики деления ядра ²¹⁰Ро в реакциях (α , f) и (p, f) [30]: a — отношение делимостей $P_f^{\alpha}(E) / P_f^{p}(E)$; \overline{o} — угловая анизотропия деления $W(0^{\circ}) / W(90^{\circ})$ в реакции (α , f); s — квадрат максимального углового момента $J^2_{\text{макс}}$: сплошная — $[J^{(R)}_{\text{макс}}]^2$ (19); пунктир — $[J^{(C)}_{\text{макс}}]^2$ (22). Соответствующими кривыми на рис. a и \overline{o} показаны результаты расчета $P_f^{\alpha}(E) / P_f^{p}(E)$ и $W(0^{\circ}) / W(90^{\circ})$

с экспериментом можно, однако, устранить, если предположить, что, начиная с некоторых энергий $E_{\alpha} \gtrsim 40$ МэВ, образование составных ядер происходит при меньших угловых моментах $J_{\text{макс}}^{(c)}$, чем предсказывают расчеты по оптической модели (19). На обоснованность такого предположения указывает также анализ угловой анизотропии деления [31].

Результаты измерений угловой анизотропии осколков $W(0^{\circ})/W(90^{\circ})$ в реакции ²⁰⁶Pb(α , f) показаны на рис. 13б, из которого видно, что расхождение расчетов с экспериментом для анизотропии и отношения делимостей происходит в одной и той же области энергий. Расхождения в обеих характеристиках устраняются, если принять энергетическую зависимость $J_{\text{макс}}^{(c)}(E)$ в виде (рис. 13 ϵ)

$$[J_{\text{MAKC}}^{(c)}]^2 = \begin{cases} [J_{\text{MAKC}}^{(R)}]^2 & \text{для} \quad E_i \leq E_i^0; \\ [J_{\text{MAKC}}^{(R)}]^2 - C_3 \left(E_i - E_i^0\right) & \text{для} \quad E_i > E_i^0, \end{cases}$$
(22)

где $J_{\text{макс}}^{(R)}$ определяется соотношением (19). Для α -частиц из совместного описания анизотропии и отношения $P_f^{\alpha}(E)/P_f^{\ p}(E)$, показанного на рис. 13 пунктиром, получим значения параметров (22): $E_{\alpha}^{\ 0} = 40$ МэВ и $C_3 = 12,4$ МэВ⁻¹.

Возможны четыре характерные ситуации в распределениях сечения реакции и образования составного ядра $[\sigma_c^J \sim (2J+1)T_J]$ по угловому моменту:

- a) $\sigma_c^J = \sigma_R^J$, $J_{\text{MAKC}}^{(c)} = J_{\text{MAKC}}^{(R)}$;

B)
$$\sigma_c^J = \sigma_R^J$$
, для $J \le J_{\text{макс}}^{(c)}$,
 $\sigma_c^J = 0$, для $J_{\text{макс}}^{(c)} < J < J_{\text{макс}}^{(R)}$

Г) $\sigma_c^J < \sigma_R^J$, для $J \le J_{\text{макс}}^{(c)}$, $\sigma_c^J = 0$, для $J_{\text{макс}}^{(c)} < J < J_{\text{макс}}^{(R)}$. (23)

Экспериментально наблюдаемой ситуации для α -частиц соответствуют случаи: б) до $E_{\alpha} < E_{\alpha}^{0}$; г) когда $E_{\alpha} > E_{\alpha}^{0}$. Вклад сечения некомпаундных процессов в области $J_{\text{макс}}^{(c)} < J < J_{\text{макс}}^{(R)}$

$$\sigma'_{nc} = \sigma_R \left\{ 1 - [J^{(c)}_{\text{MAKC}} / J^{(R)}_{\text{MAKC}}]^2 \right\},$$
(24)

в суммарное сечение σ_{nc} с ростом $J^{(R)}_{\text{макс}}$ растет (в реакциях с тяжелыми ионами он становится преобладающим).

Как показывает анализ угловой анизотропии осколков деления реакции (p, f), отличия $J_{\text{макс}}^{(R)}$ от $J_{\text{макс}}^{(c)}$ имеют место и для протонов [32]. По-видимому, эффект, описываемый соотношением (22), является достаточно общим. При обсуждении сечений реакции (p, f) и (d, f) его, однако, можно не учитывать, так как для обеих налетающих частиц даже для $J_{\text{макс}}^{(c)} = J_{\text{макс}}^{(R)}$ отличие фактора

 $\overline{\gamma}$ ($J_{\text{макс}}$) в соотношении (9) от единицы незначительно. Для реакции (τ , f) нами принята зависимость $J_{\text{макс}}(E_{\tau})$, подобная установленной для α -частиц с $E_{\tau}^{0} = E_{\alpha}^{0}$ и $C_{3} = 9.6 \text{ МэВ}^{-1}$.

3. Вероятность деления и плотность ядерных уровней

Оболочечные эффекты в плотности нейтронных резонансов и делимости ядер. Для вычисления плотности уровней в соотношениях статистической теории ядерных реакций (3)—(5) очень часто используются формулы модели ферми-газа [2, 3]:

$$\rho(U,J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}a^{1/4}(U-\delta)^{5/4}\sigma^3} \exp\left\{2\sqrt{a(U-\delta)} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (25)$$
$$\sigma^2 = \frac{6\overline{m^2}}{\pi^2}\sqrt{a(U-\delta)}.$$

Эти формулы достаточно просты и содержат только три параметра: параметр плотности уровней a, пропорциональный плотности одночастичных состояний вблизи энергии Ферми, среднюю величину квадрата проекции одночастичного углового момента $\overline{m^2}$ и поправку δ на четно-нечетные различия плотности уровней ядер. Поправку δ обычно отождествляют с аналогичной поправкой к формуле масс, параметр $\overline{m^2}$ выбирают на основе квазиклассической оценки момента инерции возбужденных ядер $\overline{m^2} \approx \pi^2 F_0 / 6a \approx 0.24A^{2/3}$, и в этом случае энергетическая зависимость плотности уровней ядра целиком определяется параметром a.

Наиболее прямую и надежную информацию о плотности уровней возбужденных ядер в настоящее время получают из экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов. Анализ этих данных с помощью соотношений (25) показал, что зависимость параметра a от массового числа имеет глубокие провалы в области ядер с магическим числом нуклонов, которые указывают на значительную роль оболочечных эффектов в возбужденных ядрах [33, 34]. Для описания зависимости параметра a от нуклонного состава используются соотношения, основанные на корреляции с кратностью вырождения ближайших к поверхности Ферми подоболочек [33] или с оболочечной поправкой к формуле масс [34]. В любом из этих подходов параметр a не зависит от энергии возбуждения, и как следствие этого оболочечные эффекты в плотности уровней сохраняются при сколь угодно высоких энергиях возбуждения.

Более корректные методы вычисления плотности уровней ядер, основанные на строгом учете дискретного характера спектра уровней модели оболочек, показали, что оболочечные неоднородности в одночастичном спектре приводят к определенной энергетической зависимости параметра a(U) [35]. С ростом энергии возбуждения оболочечные эффекты в плотности уровней ослабевают, и при достаточно больших возбуждениях зависимость параметра a от массового числа стремится к квазиклассическому значению $\tilde{a} \simeq A/11$ МэВ⁻¹. Эти важные особенности в поведении параметра плотности уровней можно обосновать в общем виде, опираясь на представления метода оболочечной поправки [36, 37].

Экспериментальные данные о параметре плотности уровней *a*, извлекаемые из анализа плотности Нейтронных резонансов, представлены в верхней части рис. 14. В нижней части рисунка приведены экспериментальные значения оболочечных поправок к формуле масс

$$\delta \mathscr{E}_0 = M_{\operatorname{skcn}}(Z, A) - \tilde{M}(Z, A, \varepsilon_0), \qquad (26)$$

где $M_{3\kappacn}$ — экспериментальное значение дефекта масс; \tilde{M} — его жидкокапельная компонента, вычисленная для равновесной деформации ядра ε_0 [15]. Хорошо выраженная корреляция оболочечной поправки с наблюдаемыми изменениями параметра *a* отражает тесную взаимосвязь этих величин.

Показанная на рис. 14 корреляция была использована [38] для построения феноменологического описания параметра плотности уровней a(U) на основе соотношения (25) модели ферми-газа. При этом связь параметра a с оболочечной поправкой $\delta \mathcal{E}_0$ задавалась соотношением

$$a(U,Z,A) = \tilde{a}(A) \left\{ 1 + \delta \mathcal{E}_0(Z,A) \frac{f(U)}{U} \right\},$$
(27)



Рис. 14. Зависимость параметра плотности уровней $a(B_n)/A$ и оболочечной поправки к энергии для равновесной деформации ядра $\delta \mathcal{E}_0$ от массового числа A [38]

где $\tilde{a}(A)$ соответствует асимптотическому (капельному) пределу, практически достигаемому при $U \sim 50$ МэВ, а безразмерная функция f(U) определяет поведение a(U) при меньших энергиях. Вид функции

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma U), \qquad (28)$$

определяющей перестройку оболочек с энергией, отвечает простейшей аппроксимации результатов расчета термодинамических функций возбужденных ядер для реалистического спектра уровней оболочечного потенциала [38]. Параметры $\alpha = \tilde{a} / A \simeq 0,154 \text{ M} \Rightarrow \text{B}^{-1}$ и $\gamma = 0,054 \text{ M} \Rightarrow \text{B}^{-1}$ в (27) и (28) были найдены из условия наилучшего описания экспериментальных данных $a(B_n)$ соотношением (27).

Эффект перестройки оболочек с энергией проявляется очень отчетливо в экспериментальных значениях отношения Γ_f / Γ_n , извлеченных из сечений деления доактиноидных ядер. Уже в ранних работах было замечено, что при достаточно высоких энергиях возбуждения $\gtrsim 50$ МэВ наблюдаемые значения lg (Γ_f / Γ_n) для широкого круга ядер с хорошей точностью аппроксимируются линейной зависимостью от параметра капельной модели Z^2 / A [39]. С уменьшением энергии возбуждения такая зависимость в целом сохраняется, но рассеяние экспериментальных точек значительно возрастает. Поскольку наиболее сильно выпадают из общей тенденции точки для ядер в области дважды магического ядра ²⁰⁸Pb, эти отклонения естественно связать с проявлением оболочечных эффектов в нейтронном канале.

Влияние оболочечных эффектов на отношение Γ_f / Γ_n нетрудно проследить с помощью рассмотренной выше феноменологической систематики параметра плотности уровней [20]. С точностью до предэкспоненциального множителя соотношение (5) может быть записано в виде

$$\ln\left(\Gamma_f/\Gamma_n\right) \simeq 2\sqrt{a_f\left(E - E'_f\right)} - 2\sqrt{a_n\left(E - B'_n\right)} = \Delta S , \qquad (29)$$

где E'_f и $B'_n -$ эффективные значения барьера деления и энергии связи нейтрона, содержащие поправки на четно-нечетные различия плотности уровней; a_f и a_n — параметры плотности уровней для делительного и нейтронного каналов. Если для описания энергетической зависимости параметра плотности уровней использовать формулу (27) и принять $\tilde{a}_f = \tilde{a}_n = \tilde{a}$, то разность энтропий делительного и нейтронного каналов будет определяться соотношением

$$\Delta S = -\frac{E'_f - B'_n + f(U_n)\delta\mathscr{E}_n - f(U_f)\delta\mathscr{E}_f}{\left(\tilde{U}_n/\tilde{a}\right)^{1/2}},$$
(30)

где $\delta \mathscr{E}_n$ и $\delta \mathscr{E}_f$ — оболочечные поправки соответственно для остаточного ядра с равновесной деформацией и сильнодеформированного делящегося ядра в переходном состоянии; \tilde{a} — асимптотическое значение параметра плотности уровней при высокой энергии возбуждения и $\tilde{U}_n = E - B'_n + f(U_n) \delta \mathscr{E}_n$. Если

пренебречь оболочечной зависимостью параметра плотности уровней (т. е. положить $\delta \mathscr{E}_n = \delta \mathscr{E}_f = 0$), то при фиксированной энергии возбуждения в нейтронном канале отношение Γ_f / Γ_n должно зависеть только от разности $E'_f - B'_n$.

Изменения наблюдаемых величин Γ_f / Γ_n с нуклонным составом ядра для заданных значений U_n и \tilde{U}_n показаны на рис. 15. Экспериментальные данные для $U_n = E - B'_n = 30$ МэВ, представленные на рис. 15а, в среднем передают ожидаемую зависимость от $E'_f - B'_n$, но рассеяние точек очень велико, и они заполняют почти все поле рисунка. На рис. 15б данные о Γ_f / Γ_n представлены в зависимости от величины $E'_f - B'_n + \delta \mathcal{E}_n$ при фиксированной энергии $\tilde{U}_n = 25$ МэВ. Можно видеть, что учет оболочечных эффектов в нейтронном канале приводит к выстраиванию точек в зависимость, близкую к линейной. Значение $\tilde{U}_n = 25$ МэВ для рассматриваемой совокупности ядер в среднем соответствует энергии $U_n = 30$ МэВ, для которой показаны данные на рис. 15*a*.

Упорядочение хаотической картины (рис. 15*a*) возникает на рис. 15б благодаря выбору соответствующего параметра по оси абсцисс и фиксации по-новому определенной эффективной энергии возбуждения. Абсцисса на рис. 15б несколько отличается от числителя соотношения (30), имеющего более сложный вид, однако это упрощение вполне оправдано тем, что в окрестности магических изотопов свинца $|\delta \mathcal{E}_n| >> |\delta \mathcal{E}_f|$, а значение безразмерной функции $f(U_n)$ близко к единице. Если выразить E'_f и B'_n через аналогичные параметры капельной модели \tilde{E}'_f и \tilde{B}'_n



Рис. 15. Зависимость lg (Γ_f / Γ_n) от разности $E'_f - B'_n$ для $U_n = 30$ МэВ и от $E'_f - B'_n + \delta \mathcal{E}_n$ для $\tilde{U}_n = 25$ МэВ [20]
$$E'_{f} = \tilde{E}'_{f} - \delta \mathscr{E}_{0} + \delta \mathscr{E}_{f},$$

$$B'_{n} = \tilde{B}'_{n} - \delta \mathscr{E}_{0} + \delta \mathscr{E}_{n}$$

$$(31)$$

и использовать явный вид функции $f(U_n)$, то ΔS можно записать как

$$\Delta S = -\sqrt{\tilde{a}} \frac{\tilde{E}'_f - \tilde{B}'_n + \delta \mathscr{E}_f \exp(-\gamma U_f) - \delta \mathscr{E}_n \exp(-\gamma U_n)}{\left[E - \tilde{B}'_n + \delta \mathscr{E}_0 - \delta \mathscr{E}_n \exp(-\gamma U_n)\right]^{1/2}}.$$
(32)

Отсюда видно, что при достаточно больших возбуждениях Γ_f / Γ_n определяется жидкокапельной разностью энтропий делительного и нейтронного каналов $\Delta \tilde{S} = -(\tilde{E}'_f - \tilde{B}'_n) / \tilde{t}$, т. е. ведет себя так, как если бы отсчет энергии возбуждения проводился от энергии основного состояния капельной модели.

Таким образом, наблюдаемое для доактиноидных ядер поведение отношения Γ_f / Γ_n , по сути дела, является прямой демонстрацией затухания оболочечных эффектов в возбужденных ядрах.

Согласованный учет оболочечных, сверхтекучих и коллективных эффектов в плотности уровней ядер. Описание плотности уровней ядер моделью ферми-газа может быть оправдано лишь при энергиях возбуждения, превышающих энергию связи нейтрона. В области более низких энергий в ядрах существенную роль играют парные корреляции нуклонов сверхпроводящего типа и когерентные коллективные эффекты, влияние которых не сводится к какому-либо простому переопределению параметра плотности уровней в соотношениях (25). Последовательное и взаимосогласованное описание всех таких эффектов можно получить лишь на основе микроскопических методов моделирования статических свойств возбужденных ядер [40, 41]. К сожалению, строгие микроскопические методы расчета плотности уровней оказываются весьма трудоемкими, и это сильно ограничивает возможности их практического применения при анализе экспериментальных данных. Поэтому актуальной является разработка описания плотности уровней, которое в необходимой мере учитывало бы основные представления о структуре высоковозбужденных состояний ядер и в то же время было достаточно простым и удобным для практических приложений. Такое описание было развито в [42].

При учете парных корреляций и когерентных эффектов коллективной природы соотношение для плотности уровней можно представить в виде

$$\rho(U,J) = \rho_{\kappa q}(U,J)k_{\text{вибр}}(U)k_{\text{рот}}(U), \qquad (33)$$

где $\rho_{k^{q}}$ — плотность квазичастичных (неколлективизированных) возбуждений ядра; $k_{вибр}$ и k_{por} — коэффициенты увеличения плотности уровней за счет вибрационных и ротационных возбуждений соответственно.

В адиабатическом приближении [37] коэффициент *k*_{рот} определяется формой ядра:

$$k_{\rm por}^{\rm aduad} = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер} \\ \sigma_{\perp}^2 & \text{для деформированных ядер} \end{cases}$$
(34)

Данная оценка сделана в предположении зеркально- и аксиально-симметричной формы деформированных ядер. Такой формой обладают известные стабильные ядра в области редкоземельных элементов $150 \le A \le 190$ и актиноидов $A \ge 230$. По-видимому, эта симметрия формы у доактиноидных ядер сохраняется и в переходных состояниях на вершине барьера. Для неаксиальных форм, которые могут иметь на вершине барьера делящиеся актиноидные ядра, увеличение плотности уровней за счет ротационных возбуждений становится еще больше [37].

Коэффициент увеличения плотности за счет вибрационного возбуждения уровней в рамках микроскопического подхода [40, 41] определяется соотношением

$$k_{\text{вибр}} = \prod_{\lambda} \left[\frac{1 - \exp(-\omega_{\lambda}^{0}/t)}{1 - \exp(-\omega_{\lambda}/t)} \right]^{S\lambda}, \qquad (35)$$

где ω_{λ} — энергия вибрационных мод в возбужденном (нагретом) ядре; ω_{λ}^{0} — соответствующие этим модам энергии квазичастичных возбуждений; g_{λ} — кратность вырождения коллективных мод. Наличие энергий квазичастичных возбуждений в соотношении (35) отражает неадиабатический характер рассматриваемого увеличения плотности уровней. При малом отличии ω_{λ} от ω_{λ}^{0} соответствующий множитель соотношения (35) стремится к единице, поэтому основной вклад в $k_{\text{вибр}}$ вносят только когерентные коллективные возбуждения со значительной разностью $\omega_{\lambda} - \omega_{\lambda}^{0}$. Следует отметить, что в рамках микроскопического подхода на вибрационные и ротационные возбуждения накладывают определенные связи условия симметрии ядерного гамильтониана, в результате которых согласованные микроскопические расчеты $k_{\text{рот}}$ могут отличаться от адиабатической оценки (34).

Оценку $k_{вибр}$ легко сделать в случае достаточно нагретых ядер по формуле, полученной в рамках модели жидкой капли

$$k_{\rm вибр} = \exp\left\{1,694\left(\frac{\rho_0}{\hbar^2\alpha_0}\right)^{2/3} R_0^2 t^{4/3}\right\},\tag{36}$$

где α_0 — коэффициент поверхностного натяжения; ρ_0 — плотность ядерного вещества. Если в (36) подставить значение $\alpha_0 \approx 1,2$ МэВ/фм², соответствующие феноменологическим параметрам поверхностной энергии формулы масс [15], то для плотности уровней в области нейтронных резонансов получим $k_{\text{вибр}} \approx 2 \div 4$. Такая оценка может оказаться несколько заниженной, так как капельная модель для немагических ядер дает более высокие, чем наблюдаемые, энергии вибрационных возбуждений.

Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства ядер можно характеризовать величиной корреляционной функции Δ_0 , которая непосредственно определяет четно-нечетные различия масс ядер и величину щели $\sim 2 \Delta_0$ в спектре квазичастичных возбуждений четно-четных ядер. С корреляционной функцией также связана критическая температура $t_{\rm kp}$ фазового перехода из сверхпроводящего (сверхтекучего) состояния в нормальное

$$t_{\rm kp} = 0,567\Delta_0$$
. (37)

Критической температуре соответствует энергия возбуждения

$$U_{\rm kp} = 0,472a_{\rm kp}\Delta_0^2 - n\Delta_0\,, \tag{38}$$

где n = 0, 1 и 2 для четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер. Выше критической энергии плотность возбужденных состояний и другие термодинамические функции ядра можно описывать соотношениями модели ферми-газа, в которых необходимо использовать лишь эффективную энергию возбуждения

$$U^* = U - E_{\text{конд}} \,. \tag{39}$$

Здесь $E_{\text{конд}}$ — энергия конденсации, определяющая понижение основного состояния системы в результате корреляционных эффектов. В приближении непрерывного спектра она описывается соотношением

$$E_{\text{конд}} = 0,152a_{\text{кр}}\Delta_0^2 - n\Delta_0.$$
(40)

При учете оболочечных эффектов переопределение энергии (39) должно быть включено и в феноменологическое описание энергетической зависимости параметра плотности уровней

$$a(U,Z,A) = \begin{cases} \tilde{a}(A) \left[1 + \delta \mathscr{E}_{0}(Z,A) \frac{f(U^{*})}{U^{*}} \right] & \text{для} \quad U^{*} \ge U_{\text{кр}}; \\ a(U_{\text{кр}},Z,A) & \text{для} \quad U^{*} < U_{\text{кр}}. \end{cases}$$
(41)

Ниже точки фазового перехода (38) соотношения для термодинамических функций ядра имеют сложный вид, и мы их обсуждать не будем. Соотношения, удобные для практических расчетов, можно найти в [42, 43].

В рамках описанной выше модели число параметров, характеризующих возбужденное ядро, остается практически тем же, что и в модели ферми-газа. В [42] данный подход использовался для анализа экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов. В качестве $\delta \mathcal{E}_0$ были взяты экспериментальные значения оболочечных поправок [15], представленные на рис. 15, и корреляционная функция ядер принималась равной $\Delta_0 = 12 / \sqrt{A}$ МэВ. Минимизацией отклонений расчетных значений плотности уровней от экспериментальных было определено оптимальное значение параметра $\gamma = 0,064$ МэВ⁻¹. Полученные при этом параметры плотности уровней $a(B_n) / A$, а также соответствующие асимптотические значения параметров \tilde{a} / A показаны на рис. 16.



Рис. 16. Систематика параметра плотности уровней а (B_n) (вверху) и асимптотических значений этого параметра ã (в средней части), полученная из анализа плотности нейтронных резонансов (●) и на основе соотношений модели сверхтекучего ядра (○) [42, 57]. В нижней части рисунка показаны величины k_{рот}(B_n), соответствующие экспериментальным значениям ã/A (●) и значениям ã/A=0,094 MэB⁻¹ (○)

Для области ядер $150 \le A \le 190$ и $A \ge 230$, у которых отчетливо выражены ротационные последовательности низколежащих уровней, а также для сферических ядер с $A \simeq 204 \div 210$, близких к дваждымагическому изотопу свинца, найденные величины параметра группируются ã вблизи значения $\tilde{a}/A = 0.094 \text{ МэВ}^{-1}$. Однако в области переходных ядер $190 \leq A \leq 200$ проявляются систематические отступления от ожидаемых асимптотических значений ã. Для более выразительной демонстрации таких отступлений в нижней части рис. 16 показано сравнение адиабатической оценки $k_{por}(B_n)$ со значениями этого параметра, которые потребовались бы для получения наблюдаемой плотности нейтронных резонансов в предположении $\tilde{a}/A = 0.094 \text{ M} \rightarrow \text{B}^{-1}$. В области переходных ядер требуемые значения коэффициента $k_{\text{рот}}$ в 2—3 раза меньше адиабатической оценки, но значительно выше жидкокапельной оценки коэффициентов $k_{\text{вибр}}$ (37). Таким образом, для переходных ядер полученное описание параметров плотности уровней следует применять с определенной осторожностью.

На первый взгляд может показаться, что построенная систематика параметров плотности уровней не сильно отличается от систематики плотности нейтронных резонансов, основанной на соотношениях модели ферми-газа (см. рис. 14). Но это не так: существенным различием данных систематик являются более низкие значения параметров плотности уровней, полученные при учете коллективных эффектов. Эти значения хорошо согласуются как с результатами теоретических расчетов параметров *a*, выполненных для схемы уровней потенциала Вудса — Саксона [35], так и с экспериментальными данными, извлекаемыми из спектров неупругорассеянных нейтронов с энергиями до 7 МэВ [44]. Такое согласие данных представляется очень важным, так как испарительные спектры чувствительны именно к значению параметра плотности уровней, а не к абсолютному значению плотности уровней. В рамках традиционной модели ферми-газа, не учитывающей коллективных эффектов, невозможно объяснить расхождение значений параметра *a*, извлекаемых из резонансных данных и испарительных спектров [44].

В тесной связи с результатами анализа плотности нейтронных резонансов находится вопрос о различии асимптотических параметров плотности уровней в делительном и нейтронном каналах, весьма важный для практических приложений систематики a(U, Z, A) к описанию делимости ядер.

Наличие градиента распределения плотности нуклонов в ядре приводит к появлению в плотности одночастичных состояний и энергии связи компонент, пропорциональных поверхности ядра. Величина этих компонент важна для корректного описания процессов, связанных с деформацией атомных ядер. Поверхностную компоненту энергии деформации можно определить достаточно надежно на основе полуэмпирической формулы масс. Информация о поверхностной составляющей плотности состояний значительно беднее. В общем случае зависимость асимптотического параметра плотности уровней от массового числа можно представить в виде

$$\tilde{a} = \alpha A + \beta A^{2/3} B_s, \qquad (42)$$

где B_s — поверхность ядра в единицах равновеликой сферы. В приведенных выше соотношениях для \tilde{a} принималось $\beta = 0$. Теоретические оценки коэффициентов α и β для различных одночастичных потенциалов представлены в табл. 2. Если в соответствии с оценкой плотности одночастичных уровней в прямоугольной яме принять значение коэффициента $\alpha = 0,073 \text{ МэB}^{-1}$, то из рассмотренного выше описания экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов (рис. 16) получим $\beta = 0,115 \text{ МэB}^{-1}$ [42].

Значительное различие деформаций ядра в равновесном и переходном состояниях должно проявляться в систематическом превышении отношения асимптотических параметров плотности уровней в делительном и нейтронном

каналах $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ над единицей. Для седловых конфигураций доактиноидных ядер $B_s \approx 2^{1/3}$. Отношение $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$, соответствующее такому увеличению поверхности ядра, приведено в последнем столбце табл. 2. Обращают на себя внимание достаточно большие различия коэффициентов α и β , а также отношений $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ для различных форм потенциалов среднего поля. Эти различия являются одной из причин существенных количественных расхождений микроскопических расчетов плотности уровней, проводимых на базе одночастичных спектров модифицированного осцилляторного потенциала Нильссона и потенциала Вудса — Саксона [35, 48].

Одночастичный потенциал	α, MэB ⁻¹	β, MэB ⁻¹	\tilde{a}_f/\tilde{a}_n	Литера- тура
Прямоугольная яма	0,073	-0,056	0,96	[45]
Осциллятор	0,105	-0,091	0,95	[20]
Потенциал Вудса — Саксона	0,073	0,095	1,04	[35]
Самосогласованный потенциал для сил Скирма	0,055	0,063	1,04	[46]
Квазиклассическая оценка влияния диффузного края	0,069	0,215	1,10	[47]
Анализ нейтронных резонансов	0,073	0,115	1,05	[42]

Таблица 2. Коэффициент зависимости асимптотического параметра плотности уровней от массового числа для различных потенциалов

Влияние парных корреляций на угловую анизотропию низкоэнергетического деления доактиноидов. Характерной особенностью поведения приведенных выше термодинамических величин в модели сверхтекучего ядра является фазовый переход из сверхтекучего (сверхпроводящего) состояния в нормальное ферми-газовое. Однако в реальном ядре в отличие от сверхпроводников из-за малого числа частиц понятие фазового перехода не является строгим [49]. Количественно эта особенность ядерной системы проявляется в сглаживании теоретических кривых в окрестности критической точки, существенно не изменяя их ход слева и справа от нее. Для нейтронного канала область энергий возбуждения ниже критической не проявляется в делимости доактиноидов, так как для них $E_f - B_n > U_{\text{kb}}$. В то же время в делительном канале участок энергий возбуждения *U* < *U*_{кр} изучен достаточно подробно для ряда сферических ядер в окрестности свинца. Тем не менее, даже в этих ядрах фазовый переход в энтропии или параметре $a_f(U)$ проследить не просто, так как в энергетической зависимости делимости они разыгрываются на фоне не менее сильных оболочечных и коллективных эффектов.

Другое дело дифференциальная характеристика делимости — угловая анизотропия осколков. В области доактиноидов, где $P_f(E) \ll 1$, угловая анизотропия осколков, как уже отмечалось в разд. 1, практически нечувствительна к

описанию отношения Γ_f^0/Γ_n^0 а следовательно, к моделированию оболочечных и коллективных эффектов в нейтронном канале. Из анализа наблюдаемой угловой анизотропии с помощью соотношения (15) можно определить величину $K_0^2(U)$, а еще лучше эффективный момент инерции $F_{3\phi} = F_{\parallel}(1 - F_{\parallel}/F_{\perp})^{-1}$, который в доактиноидных ядрах вследствие неравенства $F_{\parallel}/F_{\perp} \ll 1$ близок к параллельному моменту инерции. Все указанные характеристики, особенно F_{\parallel} , испытывают существенные изменения энергетической зависимость параметра K_0^2 можно представить в виде соотношений [50]

$$\frac{K_0^2}{\left(K_0^2\right)_{\rm kp}} = \begin{cases} U/U_{\rm kp} & \text{для} \quad U \le U_{\rm kp}; \\ 1,21\left(U/U_{\rm kp} - 0,32\right)^{1/2} & \text{для} \quad U > U_{\rm kp}, \end{cases}$$
(43)

удобно параметризованных для определения критических значений $U_{\rm kp}$ и $(K_0^2)_{\rm kp}$ при описании экспериментальных данных.

Наиболее подробные экспериментальные данные об угловой анизотропии низкоэнергетического деления доактиноидов, обсуждением которых мы и ограничимся в настоящей работе, получены для изотопов ^{208, 210–212}Ро в реакции (α , f) [21, 51]. Их анализ на основе соотношений (15) и (43) был выполнен в работах [21, 50, 52]. Результаты последней работы [50] представлены в табл. 3, где, кроме принимавшихся значений E_f и найденных величин $U_{\rm kp}$ и (K_0^2)_{кp}, даны также значения $t_{\rm kp}$ и Δ_f вычисленные согласно приведенным выше формулам. Величину Δ_f для аномально деформированного переходного состояния ядра интересно сравнить с аналогичной величиной $\Delta_0 = 12A^{-1/2}$ МэВ для равновесных деформаций ядер, и с этой целью в табл. 3 приводится отношение Δ_f / Δ_0 .

Делящееся ядро	<i>Е</i> _{<i>f</i>} , МэВ	<i>U</i> _{кр} , МэВ	$(K_0^2)_{\rm kp}$	<i>t</i> _{кр} , МэВ	Δ _{<i>f</i>} , МэВ	$\Delta_{\!f}/\Delta_0$
²¹² Po	19,8	7,6	27,9	0,52	0,90	1,10
²¹¹ Po	20,5	8,1	30,2	0,56	0,99	1,20
²¹⁰ Po	21,3	8,6	27,4	0,55	0,97	1,17
²⁰⁸ Po	20,2	8,6	29,2	0,55	0,97	1,18

Таблица 3. Результаты анализа энергетической зависимости $K_0^2(U)$

Вся совокупность экспериментальных данных по угловой анизотропии компактно представлена на рис. 17 в форме безразмерной зависимости $F_{3\phi} / F_{3\phi}^{\kappa p}$ от $t / t_{\kappa p}$. При ее построении использованы соотношения сверхтекучей модели и параметры из табл. 3. Хорошее согласие экспериментальных данных с теоретической кривой подтверждает справедливость описания статистических характеристик возбужденных ядер соотношениями модели сверхтекучего ядра. Найденные при этом значения корреляционной функции Δ_f сильно деформи-



Рис. 17. Температурная зависимость эффективных моментов инерции ядер ²⁰⁸Ро (▼), ²¹⁰Ро (●, ○), ²¹¹Ро (■, □), ²¹²Ро (▲) [50]:

точки — результаты обработки экспериментальных данных об угловой анизотропии деления (зачерненные — [21], светлые — [51]). Кривая — расчет по модели сверхтекучего ядра рованных переходных конфигураций лишь незначительно превышают корреляционные функции равновесных состояний ядер, что указывает на достаточно слабую зависимость характеристик парного взаимодействия сверхпроводящего типа от деформации ядер. Отметим, что в прошлом этот вопрос подвергался сомнению и был предметом продолжительной дискуссии [19, 21, 50-56].

Различия делимости сферических и деформированных ядер. Исходя из соотношения (34), предсказывающего резкую зависимость коэффициента ротационного увеличения плотности уровней от равновесной деформации ядра, можно сделать очень важные качественные заключения о существенном различии в поведении делимости сферических и деформированных ядер. Это различие практически

всецело связано с величиной и энергетической зависимостью k_{pot}^n в нейтронном канале. Деление сферических ядер ($k_{pot}^n = 1$) по сравнению с деформированными ($k_{pot}^n = \sigma_{\perp n}^2$) будет характеризоваться более высокой и быстро растущей делимостью. Этот эффект, кроме того, будет усилен оболочечными эффектами в поведении $\rho_{\kappa q}^n(U)$, возникающими из-за меньших, чем у деформированных ядер, значений параметра $a_n(U)$ (см. рис. 16).

Вытекающая из этого рассмотрения разница между сферическими и деформированными ядрами отчетливо проявляется в экспериментальных данных. На рис. 18 представлены низкоэнергетические участки наблюдаемой делимости ряда доактиноидных ядер ($E - E_f \leq 15$ МэВ). Для каждого из ядер приведены по две расчетные кривые [57], одна из которых соответствует предположению $k_{\text{por}}^n = \sigma_{\perp n}^2$ (нижняя), другая — $k_{\text{por}}^n = 1$. Расчеты делимости $P_f(E)$ производились на основе описанных выше соотношений с барьерами деления E_f и оболочечными поправками в нейтронном канале $\delta \mathcal{E}_f = 0$, $\tilde{a}_f = \tilde{a}_n$ и $\Delta_f = 14 / \sqrt{A}$ МэВ. Данное значение Δ_f следует из результатов рассмотренного выше анализа энергетической зависимости эффективных моментов инерции переходных конфигураций (табл. 3). Для расчета $\sigma_{\perp f}^2$ и K_0^2 использовались значения твердотельных моментов инерции делящихся ядер, найденные в рамках модели жидкой капли с (Z^2 / A)_{кр} = 45 [27]. В случае радия использовано значение E_f =8,3 МэВ [56] и $k_{\text{por}}^{f} = 2\sigma_{\perp f}^{2}$ в отличие от $k_{\text{por}}^{f} = \sigma_{\perp f}^{2}$ для остальных, более легких доактиноидов. Фактор 2 учитывает дополнительное увеличение плотности уровней в делительном канале, обусловленное грушевидной асимметрией седловой конфигурации для преобладающего асимметричного способа деления ²²⁶Ra(*n*, *f*).



Рис. 18. Делимость $P_f(E)$ некоторых доактиноидных ядер при энергиях возбуждения, близких к порогу деления $E - E_f \leq 15$ МэВ [57]: • — экспериментальные значения, полученные в реакциях (α , f) — ²¹³At, ²¹⁰Po, ²⁰⁹Bi, ²⁰¹Tl, ¹⁹⁸Hg, ¹⁸⁹Ir, ¹⁸⁸Os [13, 14, 20]; (p, f) — ²⁰⁹Bi, ²⁰⁶Pb, ¹⁹⁸Hg [13, 18, 22]; (n, f) — ²²⁷Ra [56], (⁷Li, f) — ²¹⁶Rn [58]. Кривые — результаты расчета: пунктирные — при $k_{por}^n = 1$, сплошные — при $k_{por}^n = \sigma_{\perp n}^2$

В рассмотренном ниже анализе мы не учитывали разницу коэффициентов $k_{\text{вибр}}$ в делительном и нейтронном каналах. Это упрощающее предположение оправдывается тем, что для деформированных ядер $k_{\text{вибр}} \ll k_{\text{рот}}$ и согласно оценке (36) $k_{\text{вибр}}^f / k_{\text{вибр}}^n \le 2$. Поэтому нет смысла на фоне неточностей в описании $k_{\text{рот}}(U)$ выделять небольшой в сравнении с ними эффект, связанный с $k_{\text{вибр}}^f \neq k_{\text{вибр}}^n$.

Рисунок 18 представляет собой яркую демонстрацию влияния коллективных эффектов на плотность уровней $\rho_n(U)$, проявляющегося в перемещении экспериментальных точек с верхней кривой для сферических ядер, наиболее близких к замкнутой оболочке Z = 82, N = 126 (²⁰⁶Pb, ²⁰⁸Bi, ²¹⁰Po, ²¹³At), на нижнюю при переходе к деформированным (¹⁸⁸Os, ¹⁸⁹Ir, ²²⁷Ra), расположенным по обе стороны от области $A \simeq 208$. Ядро ¹⁹⁸Нg по своему поведению соответствует промежуточному случаю. Таким образом, наблюдаемое поведение делимости доактиноидных ядер подтверждает рассмотренную выше качественную картину ожидаемого проявления коллективных эффектов в плотности уровней и в целом согласуется с принятой при анализе плотности нейтронных резонансов классификацией ядер.

Для нескольких типичных сферических и деформированных ядер делимость $P_f(E)$ — экспериментальные данные и результаты расчета — представлена на рис. 19 в более широком диапазоне энергий. В случае сферических ядер делимость изучена вплоть до порога деления, положение которого определяется участком наиболее резкого уменьшения $P_f(E)$, обусловленного падением проницаемости барьера в подпороговой области. В такой ситуации определение E_f мало зависит от модели, которая используется для описания плотности уровней делительного и тем более нейтронного каналов. Это очень благоприятное для анализа обстоятельство, существенно уменьшающее неопределенность извлекаемых параметров модели. Расчетным кривым для сферических ядер на рис. 19, подогнанным под экспериментальные данные в околопороговой области энергий, соответствуют значения E_f , которые отличаются от барьеров Майерса — Святецкого [15] не более чем на 0,3 МэВ.

Можно видеть, что при учете коэффициента ротационного увеличения плотности уровней $k_{por}^{f} = \sigma_{\perp f}^{2}$ в делительном канале соотношения сверхтекучей модели ядра дают достаточно хорошее описание наблюдаемой делимости вплоть до энергии ~10 МэВ над барьером, но при более высоких энергиях расчетная кривая для всех сферических ядер отклоняется вверх от экспериментальных точек. Этот эффект был уже виден и на рис. 18.

В случае деформированных ядер нет таких факторов, как оболочки в основном состоянии и отсутствие ротационных возбуждений, которые уменьшают конкурирующую нейтронную ширину и увеличивают тем самым вероятность деления сферических ядер. Поэтому для деформированных ядер в непосредственной близости к порогу отсутствуют экспериментальные данные о сечении деления, которое, по-видимому, настолько мало, что его не удается измерить при существующей чувствительности методик. В этом случае определяемая величина E_f существенно сильнее зависит от модели, используемой при статистическом описании экспериментальных данных. На рис. 19 расчетные кривые для деформированных ядер подогнаны так, чтобы в предположении $k_{\text{por}}^f = \sigma_{\perp f}^2 \, u \, k_{\text{por}}^n = \sigma_{\perp n}^2$ достигалось описание участка $P_f(E)$ при наиболее низких энергиях. Обращает на себя внимание то, что при этом для деформированных ядер отклонения расчетных кривых от наблюдаемой зависимости, как и для сферических ядер, имеют систематический характер, но они существенно меньше и направлены в противоположную сторону.



Рис. 19. Делимость некоторых сферических (²¹³At, ²¹²Po, ²¹⁰Po) и деформированных (¹⁸⁸Os, ¹⁸⁵Re, ¹⁷⁹Ta) ядер в широкой области энергий возбуждения [57]: • — данные [2, 3, 16], пунктирные кривые — расчет $P_f(E)$ для значений $k_{\text{рот}}$, соответствующих адиабатической оценке

Эмпирическое описание энергетической зависимости $k_{\text{рот}}$. Проведенный выше анализ показал, что непротиворечивой интерпретации низкоэнергетических участков наблюдаемой делимости удается достичь только при включении в описание плотности уровней коллективных эффектов. Аналогичный вывод был сделан также в [59, 60], где использовался несколько иной подход к моделированию плотности уровней нейтронного и делительного каналов. Важно отметить, что в области более высоких энергий $E - E_f \ge 15$ МэВ в этих работах описать экспериментальный ход $P_f(E)$ не удалось. Расхождения носили такой же характер, как и представленные на рис. 19. Естественно предположить, что ответственность за увеличивающиеся с энергией расхождения расчета с экспериментом несет неточность адиабатического описания энергетической зависимости k_{por} (U). Это предположение легло в основу излагаемого ниже подхода к восстановлению этой зависимости из экспериментальных данных [57].

В общем случае удобную для практических расчетов температурную зависимость коэффициента ротационного увеличения плотности уровней можно представить в виде

$$k_{\text{por}}(t) = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер;} \\ k_{\text{por}}^{\text{адиаб}}(t)q(t) & \text{для деформированных ядер,} \end{cases}$$
(44)

где q(t) — функция, характеризующая отличие $k_{por}(t)$ от адиабатической оценки. Из условий применимости адиабатического приближения следует лишь оценка поведения q(t) при сравнительно низких возбуждениях ядра: $q(t) \rightarrow 1$ при $t \rightarrow 0$. В то же время из-за смешивания коллективных и квазичастичных степеней свободы в высоковозбужденном ядре следует ожидать $k_{por} \rightarrow 1$ при $t \rightarrow \infty$. В области промежуточных энергий возбуждения мы использовали функцию q(t), восстановленную непосредственно из экспериментальных данных, поскольку теоретическая информация об энергетической зависимости k_{por} получена пока лишь для сильно упрощенной модели [61].

Функцию q(t) можно найти из анализа экспериментальной делимости сферических ядер, если задать характеристики делительного канала: высоту барьеров деления E_6 оболочечную поправку ядра в переходном состоянии $\delta \mathscr{E}_f$ и асимптотическое значение параметра плотности уровней \tilde{a}_f [57]. Для сферических ядер в окрестности свинца сечения деления измерены вплоть до порога, положение которого надежно фиксируется участком резкого подбарьерного уменьшения делимости, и это, как уже отмечалось, обеспечивает определение Е₆ практически независимое от модели плотности уровней. Благоприятным для анализа является также наличие экспериментальных данных для цепочки соседних изотопов ²¹⁰Ро, ²¹¹Ро и ²¹²Ро [13, 20], что позволяет выделить делимость исходного ядра, описываемую соотношением (12), из наблюдаемой суммарной делимости ядер, образовавшихся при каскадном испускании нейтронов. Такая же экспериментальная информация имеется для цепочки изотопов ¹⁸⁶Os, ¹⁸⁷Os, ¹⁸⁸Os [14, 20]. Она представляет ценность для проверки согласованности описания сферических и деформированных ядер, отличия которых по нейтронному каналу согласно (44) весьма значительны.

При анализе отклонений $k_{\text{рот}}(t)$ от адиабатической оценки в области высоких энергий удобнее вместо q(t) использовать функцию

$$q_{1}(t) = \frac{k_{\text{por}}(t) - 1}{k_{\text{por}}^{\text{aqua6}}(t) - 1} = \frac{q(t)\sigma_{\perp}^{2}(t) - 1}{\sigma_{\perp}^{2}(t) - 1},$$
(45)

обладающую при больших температурах асимптотикой: $q_1(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$.



Рис. 20. Зависимость функции $q_1(t)$ при различных предположениях о параметрах $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ (а) и $\delta \mathcal{E}_f(\delta)$ [30]

Температурная зависимость функции $q_1(t)$ была определена в [30] из условий наилучшего теоретического описания наблюдаемой делимости изотопов полония при различных предположениях о величине оболочечной поправки $\delta \mathcal{E}_{f}$ и отношений $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$. Результаты, представленные на рис. 20а, соответствуют предположению $\delta \mathscr{E}_{f} = 0$, которое обычно привлекается при анализе делимости доактиноидных ядер. Оно мотивируется малым вкладом оболочечной составляющей в потенциальную энергию ядра при больших деформациях в переходном состоянии, близких к своему пределу — конфигурации разделения. Если точность такого предположения оценить ±1 МэВ, то значения $\delta \mathcal{E}_f = \pm 1$ МэВ приведут к вариациям функции $q_1(t)$, которые показаны на рис. 20б. Относительная разница между кривыми увеличивается с температурой.

Рассмотренные вариации параметров $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ и $\delta \mathcal{E}_f$ влияют лишь на значение и скорость изменения функции $q_1(t)$, но не меняют характера ее в целом. При анализе экспериментальных данных, результаты которого обсуждаются в следующем разделе, использовалась функция

$$q_1(t) = \begin{cases} 1 & \text{для} \quad t \le 0,354; \\ 3\exp(-3,1t) & \text{для} \quad t > 0,354, \end{cases}$$
(46)

которая получена при описании делимости ядра ²¹²Ро в предположении $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1,03$ и $\delta \mathcal{E}_f = 0$. Значение $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1,03$ получено из соотношения (42) при $\alpha = 0,073$, $\beta = 0,115$ МэВ⁻¹.

Если данная выше интерпретация функции q(t) верна, то она должна обладать универсальностью, т.е. распространение ее на другие ядра, а также на нейтронный канал деформированных ядер должно обеспечить описание наблюдаемой делимости во всем диапазоне энергий [57]. Напомним, что без учета установленной зависимости q(t), т. е. для $k_{\text{por}} = \sigma_{\perp}^2$, существовало расхождение расчета с экспериментом, имевшее разный знак для сферических и деформированных ядер (см. рис. 19). Этот факт можно интерпретировать как прямое следствие убывания с энергией функции q(U), так как в соответствии с определением последней должно иметь место соотношение

$$\frac{P_f(A,E)}{P_f^{\text{адиаб}}(A,E)} = \begin{cases} q(E-E_f) < 1 & \text{для сферических ядер;} \\ \frac{q(E-E_f)}{q(E-B_n)} > 1 & \text{для деформированных ядер,} \end{cases}$$
(47)

где $P_f(A, E)$ — наблюдаемая делимость ядра A с энергией возбуждения E; $P_f^{\text{алнаб}}(A, E)$ — та же величина, рассчитанная для адиабатической оценки $k_{\text{рот}}(U)$. Предположение об «универсальности» функции q(t) является одной из основных посылок анализа делимости, результаты которого обсуждаются в данном обзоре.

На рис. 21 приведены примеры описания наблюдаемой делимости и ее первого «шанса» делимости (делимости исходного ядра) для ²¹¹Po, ²¹²Po, ¹⁸⁷Os, ¹⁸⁸Os. Для второй пары ядер отношение $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ составляет 1,06–1,08, и в этой связи подчеркнем, что попытки сохранить значение $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$, принятое при описании делимости ²¹¹Po и ²¹²Po, приводят к заметным расхождениям с опытом, которые нельзя устранить подбором E_f . Увеличение $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ при переходе от Po к Os, по-видимому, обусловлено ростом поверхности ядра в переходных конфигурациях более легких доактиноидов, и качественно подобранная зависимость, как будет показано ниже, подтверждается результатами анализа делимости всей совокупности ядер.

Выше было показано, что неопределенности наших представлений о параметрах $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ и $\delta \mathscr{E}_f$ сильно влияют на поведение функции q(t), главным образом на скорость убывания с увеличением t. Для основных целей анализа важно знать, как эти изменения сказываются на конечных результатах: определяемых величинах E_f и описании делимости. Результаты исследования неопределенности E_f , связанной с предположениями о величинах $\delta \mathscr{E}_f$ и $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ при определении функции q(t), представлены в табл. 4. Из них можно заключить, что вариации параметров достаточно слабо сказываются на определяемых величинах E_f и $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$, а именно:

а) изменение $\delta \mathcal{E}_f$ на ±1 МэВ для сферических ядер приводит в районе Os к изменению E_f на 0,2–0,3 МэВ и $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ на 0,01–0,02 того же знака;

б) изменение $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ для Ро с 1,03 до 1,08 увеличивает в случае Оs значения E_f и $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ соответственно на 0,5 МэВ и 0,03.

Отметим, что для всех представленных в табл. 4 и на рис. 20 характеристик обеспечивается практически одинаковое описание экспериментальных делимостей. При учете отклонений $k_{\rm por}$ от адиабатической оценки (50) и вклада эмиссионного деления изотопов для всех ядер, рассмотренных на рис. 19, устраняются расхождения расчетов с экспериментом [62]. Достигнутое согласие теоретического описания с наблюдаемой делимостью для еще более широкого круга ядер демонстрируют кривые на рис. 8—11.



Рис. 21. Описание делимости ядер ²¹¹Po, ²¹²Po, ¹⁸⁷Os, ¹⁸⁸Os [30]: • — наблюдаемая делимость $P_f^{\text{набл}}(A, E)$; • — делимость $P_f(A, E)$ исходных ядер (первого «шанса»), восстановленная согласно (12); сплошная кривая — результаты расчета полной делимости; пунктир — ее первого шанса

		1	· · · •				
²¹² Po			1870	Os	¹⁸⁸ Os		
δ <i>€</i> , МэВ	$ ilde{a}_f / ilde{a}_n$	<i>Е</i> _{<i>f</i>} , МэВ	$\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$	Е _б , МэВ	$\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$	<i>Е</i> _{<i>f</i>} , МэВ	
+1	1,03	19,6	1,07	24,6	1,09	25,0	
-1	1,03	19,6	1,04	24,1	1,07	24,6	
0	1,00	19,6	1,04	23,9	1,06	24,3	
0	1,03	19,6	1,06	24,4	1,08	24,8	
0	1,08	19,6	1,09	24,9	1,11	25,3	

Таблица 4. Влияние параметров ²¹²Ро при определении функции q(t) на результаты анализа делимости деформированных ядер ¹⁸⁷Os и ¹⁸⁸Os

Результаты приведенного анализа вносят ряд важных уточнений в существовавшие ранее представления о характере деления доактиноидных ядер. Обычно предполагалось, что в широкой области энергий (например, в [14, 19] до 100 МэВ) вклад делений с предварительным испусканием нейтронов невелик, и его влияние при анализе делимости доактиноидов можно не учитывать. Это оправдывалось тем, что неточность, связанная с данным допущением, компенсируется другой неточностью — отождествлением сечения всех неупругих взаимодействий с сечением образования составного ядра. Реальная ситуация не соответствует этому грубому предположению. В традиционной области исследования доактиноидных ядер деление при энергиях возбуждения выше 50 МэВ оказывается существенно эмиссионным, при котором с делимостью исходного составного ядра связана лишь небольшая часть происходящих процессов. Ниже показано, что этот вывод требует переоценки результатов многих работ, в которых анализ экспериментальных данных при значительных энергиях возбуждения проводился без учета эмиссионного характера деления.

4. Результаты анализа делимости

Электроделение свинца и висмута. Прежде чем переходить к представлению результатов анализа делимости ядер, рассмотрим еще одну группу экспериментальных данных — о вероятности деления изотопов Pb и Bi электронами с энергией $E_e \leq 50$ МэВ [63—66]. Анализ этой экспериментальной информации интересен с двух точек зрения. Во-первых, с изотопами Pb связаны локальный максимум высот барьеров $E_f(Z, A)$ (см. рис. 1) и соответственно наиболее глубокая впадина на карте оболочечных поправок в энергиях связи основных состояний ядер. Подчеркнем, что электровозбуждение — это единственный способ образования составных ядер, с помощью которого экспериментально изучено деление ²⁰⁸Pb и ²⁰⁷Pb. Во-вторых, для двух других ядер, ²⁰⁹Bi и ²⁰⁸Pb имеются экспериментальные данные о делимости в широкой области энергий протонов, которые позволяют проверить согласованность теоретического описания вероятности деления при таких сильно отличающихся способах возбуждения.

В реакции (*e*, *f*) реализуется широкое распределение начальных энергий возбуждения, соответствующее спектру виртуальных фотонов $N(E, E_e) / E$, передаваемых электронами при взаимодействии с ядром. Поэтому на опыте непосредственно измеряется не сечение фотоделения $\sigma_{\mathcal{V}}(E)$, а интегральный выход

$$Y(E_e) = \int_0^{E_e} \frac{N(E, E_e)}{E} \sigma_{\gamma f}(E) dE = \int_0^{E_e} \frac{N(E, E_e)}{E} \sigma_{\gamma}(E) P_f(E) dE, \qquad (48)$$

анализ которого, кроме сечения фотопоглощения $\sigma_{\gamma}(E)$, требует знания спектра виртуальных фотонов $N(E, E_e)$.

На рис. 22 показаны экспериментальные данные о выходах в области $E_e \leq 50$ МэВ [63—66], достаточно близких к порогу деления исследовавшихся ядер. Для описания свойств входного канала реакции (*e*, *f*) использовали предположения работы [64], а именно:

a) спектр виртуальных фотонов рассчитывался в борновском приближении искаженных волн;

б) в качестве сечения фотопоглощения $\sigma_{\gamma}(E)$ бралось суммарное сечение (γ , *xn*)-процессов для ядра ²⁰³T1, измеренное в [67].



Рис. 22. Экспериментальные данные о выходах *Y*(*E_e*) для реакции (*e*, *f*) и их теоретическое описание [62]: □ — [63], ○ — [64], ∇ — [65], Δ — [66]

Для ядер ²⁰⁹Ві и ²⁰⁶Рb теоретические кривые Y(E) на рис. 22 рассчитаны с параметрами $E_f = 24,3$ и 25,3 МэВ соответственно и $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n = 1,02$, которые дали наилучшее описание делимости тех же ядер в реакциях ²⁰⁸Pb (p, f), ²⁰⁷Pb (d, f), ²⁰⁵T1 (α , f) для висмута и ²⁰⁵T1 (p, f) для свинца. Если учесть некоторое расхождение экспериментальных данных групп Дармштадта [63, 64] и Торонто [65, 66], то трудно получить описание лучше, чем достигнутое с этими параметрами [62].

Барьеры деления и асимптотические параметры плотности уровней. Результаты анализа всей рассматривавшейся нами совокупности экспериментальных данных о делимости доактиноидных ядер [62] представлены в табл. 5. В четвертой и пятой колонках указаны параметры $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ и E_f , полученные из подгонки к экспериментальным данным. Для области переходных ядер Hg — Pt анализ проводился в двух предположениях $k^n_{\text{por}} = \sigma^2_{\perp n} q(t)$ и $k^n_{\text{por}} = 1$, поэтому в табл. 5 приведены значения обоих параметров, соответствующие каждому из этих предположений (большие значения E_f — случаю $k^n_{\text{por}} = 1$).

Составное	Бомбарди-	Диапазон	Результа	гы анализа	Феноменол	логическое
ядро	рующая	энергий ΔE ,	делимости		описание E_{f} , МэВ	
	частица и литература	МэВ	$\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$	<i>Е</i> _, МэВ	[15]	[73]
²¹³ At	α [13, 20, 30]	19—80	1,03	17,3	17,1	17,2
²¹² At	τ [23]	25—65	1,05	18,6	18,1	18,6
²¹² Po	α [13, 20, 30]	19—80	1,03	19,6	19,6	19,2
²¹¹ Po	α [13, 20]	22—80	1,035	20,6	20,5	
	τ [23]	25—65	1,03	20,6		20,5
	d [25]	15—25	1,03	20,5		
²¹⁰ Po	α [13, 20, 30]	21—80	1,02	21,2		
	τ [23]	28—65	1,02	21,2	21,6	21,7
	<i>p</i> [13, 22, 30]	21—75	1,02	21,2		
²⁰⁹ Po	τ [23]	28—65	1,04	21,1	21,1	21,7
²⁰⁸ Po	α [20]	20—45	1,04	19,9	9,9	20,7
²⁰⁷ Po	τ [23]	25—65	1,04	19,3	19,0	20,1
²¹⁰ Bi	d [25]	18—25	1,02	23,6	23,2	23,0
²⁰⁹ Bi	α [20]	25—45	1,02	24,3		
	d[25]	18—25	1,02	24,4	24.2	24.2
	p [13, 22, 30]	24—75	1,02	24,3	24,3	24,2
	e [63, 64, 65]	28—50	1,02	_{24,2})		
²⁰⁸ Bi	d [25]	18—25	1,04	23,6	22.0	21.0
	p [22]	26—35	1,02	24,1 ∫	23,8	24,0
²⁰⁷ Bi	α [20]	25—45	1,04	22,9	22.6	22.0
	<i>p</i> [13, 22, 30]	25—55	1,03	22,8	22,0	23,0
²⁰⁶ Bi	d [25]	16—25	1,03	22,4	21,8	25,3
²⁰⁸ Pb	e [64, 66]	33—50	1,02	27,4	27,3	26,6
²⁰⁷ Pb	d [25]	18—25	1,00	26,9	26.7	26.4
	e [64-66]	33-50	1.02	27.0	20,7	20,4

Таблица 5. Результаты анализа делимости [62] и феноменологического описания в модели жидкой капли [15] и капельковой модели [73]

Составное	Бомбарди-	Диапазон	Результаты анализа		Феноменологическое	
ядро	рующая	энергий ΔE .	делимости		описание <i>Е</i> ₆ МэВ	
. 1	частица	МэВ	\tilde{a}_f/\tilde{a}_r	Ес МэВ	[15]	[73]
²⁰⁶ Ph	и литература n [22 30]	26—75	1.025	25.3	[]	[,~]
10	p [22, 50] e [64-66]	30-50	1.02	25,3	25,3	25,3
²⁰⁵ Pb	d[25]	16-25	1.00	23,5	24.2	24.7
²⁰⁴ Pb	p [22]	26—35	1,00	23,8	02,1	22.0
	e [64]	38—50	1,02	23,2	23,1	23,8
²⁰¹ Tl	α [13, 20, 30]	23—80	1,055	23,1	22,5	23,7
²⁰⁰ Tl	τ [23]	30—70	1,06	22.8	21,6	23,1
²⁰⁰ Hg	α [20]	25—47	1,02—1,05	24,6—23,5	24,0	24,8
¹⁹⁰ Hg	α [20]	25—47	1,03—1,06	24,4—23,2		
	τ [23]	30—70	1,05—1,06	24,7—23,4	23,1	24,3
100	d [25]	18—25	1,03—1,06	24,4—23,1 J		
¹⁹⁸ Hg	α [20]	25—47	1,06—1,08	22,6-21,4		
	τ [23]	30—70	1,06—1,08	22,7—21,4	22,1	23,6
107	<i>p</i> [9, 13, 22, 30]	25—75	1,06—1,07	22,7—21,6 J		
¹⁹⁷ Hg	τ [23]	30—70	1,07—1,08	22,7—21,1	21,3	23,4
¹⁹⁶ Hg	α [20]	25-47	1,06—1,09	21,2—19,7	20,2	22,4
¹⁹⁸ Au	d [25]	18-25	1,02—1,05	24,9—23,7	24,3	25,0
¹⁰⁷ Au	α [20]	40-48	1,04—1,06	25,1-23,6	23,2	24,3
196	p[22]	32-36	1,05—1,06	24,8-23,4		
Au	a[25]	18-25	1,06—1,09	23,7-22,5	22,3	23,8
¹⁹⁵ Δ 11	p[22]	32—30 40—47	1,05—1,05	23,9-22,3		
714	n[22]	29_35	1,03 1,00	22,7 20,8	21,5	23,2
¹⁹⁴ Au	d[25]	18-25	1.08—1.10	21,7-20,1	20.4	22.6
¹⁹⁶ Pt	α [20]	25-47	1.06—1.08	26.3-24.9	24.9	25.0
¹⁹⁴ Pt	α [20]	30—47	1.06-1.08	24.4-22.8	23.3	24.2
¹⁹³ Pt	α [20]	30—47	1,08—1,10	24,2-22,7	- ,-	, ,
	τ [23]	30—70	1,09—1,10	24,2-22,7	> 22,1	23,5
¹⁹² Pt	α [20]	30—47	1,06—1,09	22,9—21,4	21.6	22.4
	τ [23]	30—70	1,07-1,09	23,1—21,5	> 21,0	23,4
¹⁹¹ Pt	τ [23]	30—70	1,08—1,09	22,5—20,8	20,5	22,7
¹⁹¹ Ir	α [20]	30—47	1,12	23,2	22.8	24.5
100	p [22]	30—35	1,11	23,2 J	22,0	24,5
¹⁹⁰ Ir	τ [23]	30—70	1,08	22,6	22.0	24.1
189-	p [22]	30-35	1,06	22,9 J	,•	,1
¹⁰ lr	α [20, 30]	25—76	1,08	22,0	21,4	24,1
188 1	<i>p</i> [22]	31-35	1,08	22,1 J	20.0	22 5
190	τ [23]	30—70 40—49	1,09	22,2	20,9	23,5
1880 I	α [20]	40-48	1,08	25,6	24,7	25,8
187O	α [14, 20]	30-80	1,06	24,4	23,8	25,6
Os	α [14, 20]	30-80	1,08	24,8	23,1	25,4
1860	τ [23]	35—/U	1,08	24,6)		
Us	α [14, 20, 30]	30—80 25 70	1,08	24,1 24,1	22 0	25.2
	$\tau [23]$	35—70 30—75	1,08	24,1 24,1	22,8	23,5
1	p[22, 30]	30-13	1,08	24,1 J	I	I

исследования делимости доактиноидных ядер заряженными части

	ł	1сследования	сечений делени	я доактинидных я	ндер легкими зај	ряженными частицами
--	---	--------------	----------------	------------------	------------------	---------------------

Составное	Бомбарди-	Диапазон	Результа	ты анализа	Феноменологическое	
ядро	рующая	энергий ΔE ,	дели	мости	описание	е <i>Е_f</i> , МэВ
	частица и литература	МэВ	$\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$	<i>Е</i> _{\$} МэВ	[15]	[73]
¹⁸⁵ Os	τ [23]	35—70	1,09	24,0	22,1	25,1
¹⁸⁵ Re	α [8, 20]	40—80	1,10	26,2	24,6	26,7
¹⁸⁴ Re	p [22]	32—36	1,08	26,3	24,3	26,7
¹⁸⁴ W	α [20]	40—48	1,09	27,4	26,4	28,0
¹⁸³ W	τ [23]	50—70	1,08	28,3	26,3	28,3
¹⁸² W	α [20]	40—48	1,09	27,4	25,8	28,1
^{181}W	α [20, 30]	37—75	1,085	26,9	25.2	28.0
	τ [23]	40—70	1,08	27,0	23,2	20,0
¹⁸⁰ W	α [20]	40—48	1,10	26,6	24.7	27.7
	τ [23]	45—70	1,09	26,5	24,7	27,7
¹⁷⁹ W	τ [23]	35—70	1,09	25,8	24,3	27,6
¹⁷⁹ Ta	α [19]	35—75	1,08	28,6	26,7	29,0
¹⁷³ Lu	α [19]	35—75	1,07	30,5	29,0	31,7
¹⁷³ Yb	τ [23]	55—70	1,08	33,4	31,6	33,7
¹⁷⁰ Yb	τ [23]	55—79	1,08	30,6	29,9	32,9

Экспериментальные данные о делимости весьма разнородны по диапазону исследованных энергий и близости их к порогу деления. Это обстоятельство существенно влияет на погрешности результатов анализа. В частности, чем уже изученный энергетический диапазон, тем шире набор параметров E_f и $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$, с помощью которых обеспечивается примерно одинаковое описание эксперимента. В зависимости от энергии чувствительность делимости к параметрам E_f и $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ неодинакова: по мере приближения к порогу точность определения E_f возрастает, тогда как $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ — падает. Это видно из оценки

$$\frac{d\ln P_f}{dE_f} \simeq -\sqrt{\frac{a_f}{E - E_f}} = -\frac{1}{t_f}; \quad \frac{d\ln P_f}{da_f} \simeq -\sqrt{\frac{E - E_f}{a_f}} = t_f.$$
(49)

Для определения $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ очень важным является расширение диапазона исследуемых энергий.

На рис. 23 показана совокупность полученных значений отношения параметров плотности уровней $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ для ядер, в которых делимость изучена в интервале энергий протяженностью не менее 30 МэВ. Для ядер переходной области Hg — Pt на рис. 23, как и на всех последующих рисунках, приведены значения, верхняя и нижняя граница которых соответствует одному из указанных выше предположений о $k^n_{\text{рот}}$. Сплошная кривая на рис. 23, проведенная через экспериментальные точки, характеризует среднюю эмпирическую зависимость отношения $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ от массового числа. Природа такой зависимости, как уже отмечалось, обусловлена существованием объемной и поверхностной компоненты в соотношениях для асимптотического параметра плотности уровней (42). Оценка отношения $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$, опирающаяся на предсказываемые моделью жидкой капли изменения B_s и результаты анализа плотности нейтронных



Рис. 23. Зависимость отношения асимптотических параметров плотности уровней \tilde{a}_f/\tilde{a}_n от массового числа A [62]: сплошной кривой показана усредненная эмпирическая зависимость, пунктиром — теоретическая оценка \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , значками \circ , I — экспериментальные значения (см. текст)

резонансов (см. табл. 2), показана на рис. 23 пунктирной кривой. В целом она неплохо согласуется с экспериментальными данными, но дает более слабую зависимость отношения $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ от массового числа, чем эмпирическая кривая.

Следует отметить, что описание делимости во всех реакциях для изотопов Pb, ²⁰⁹Bi, ²¹⁰Po, т. е. ядер с замкнутой оболочкой по Z или N, потребовало заниженных значений $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n$ (табл. 5). В настоящее время трудно решить, отражают ли эти расхождения недостатки теоретического рассмотрения или они обусловлены какими-либо систематическими погрешностями анализа экспериментальных данных. По-видимому, оба вопроса требуют дальнейших исследований, особенно ввиду существенного разногласия имеющихся оценок коэффициента β (см. табл. 2).

Погрешности анализа. Следует различать два основных источника погрешностей в определении параметров описания $P_f(E)$. Прежде всего это то, что непосредственно связано с измерением сечений деления: статистическая погрешность, погрешности определения энергии и потока частиц, числа ядер в мишени и т. п. Данная составляющая полной погрешности δE_f едва ли превосходит 0,2–0,3 МэВ, что следует из разброса значений E_f в табл. 5 для одних и тех же, но возбуждаемых разными способами составных ядер. По-видимому, из этой оценки необходимо исходить при сравнении барьеров деления близких ядер, в частности, при анализе изотопической зависимости $E_f(Z, N)$.

Погрешность, связанная с самим анализом: несовершенством теоретической модели, упрощающими предположениями, неопределенностью используемых параметров и др., — может оказаться заметно больше экспериментальной. Существенная часть этой погрешности, которая возникает вследствие недостатка информации об энергетической зависимости k_{por} (U), была оценена нами выше исходя из разумных вариаций функции q(t). Полная погрешность, как мы отмечали, достаточно сильно зависит от того, насколько широко и близко к порогу деления экспериментально изучена делимость ядра. Мы даем следующие оценки полной погрешности параметров в табл. 5:

1) $\delta(\tilde{a}_f / \tilde{a}_n) = \pm 0.01$ для достаточно широких интервалов $\Delta E \gtrsim 30$ МэВ;

2) $\delta E_f = \pm (0,4-0,6)$ МэВ для сферических ядер, $\pm (0,7-1,0)$ МэВ как для деформированных ядер, так и переходной области Pt — Hg.

Рис. 24. Теоретическое описание экспериментальных данных о делимости ²⁰¹T1 в реакции ¹⁸⁷Au(α , f) [13, 20] и ²¹⁶Rn в реакции ²⁰⁹Bi(⁷Li, f) [58]: расчетные кривые: сплошная — в предположении $k_{\text{por}}^n = 1$, пунктир — в предположении $k_{\text{por}}^n = \sigma_{\perp n}^2 q(t)$ (см. текст)

На рис. 24 приводятся результаты для 201 T1 и 216 Rn, иллюстрирующие погрешности анализа в благоприятном и неблагоприятном случаях и интересные в связи с классификацией ядер по деформации в основном состоянии. Ядро 201 T1 по формальным признакам обычно относят к переходной группе ядер. Это самое легкое из ядер, для которого имеются результаты измерений делимости в окрестности порога деления [13]. Как и для рассмотренных выше изотопов полония (см. рис. 21), по «излому» энергетической зависимости делимости 201 T1 легко оценить положение «порога», не прибегая к какому-либо теоретическому анализу: dP_f/dE ниже и



выше точки $E \sim 23$ МэВ отличаются не менее чем на порядок. Можно видеть, что кривая $P_f(E)$, рассчитанная в предположении $k_{pot}^n = 1$ и $E_f = 23,6$ МэВ, хорошо согласуется с экспериментальными данными вплоть до 60 МэВ, тогда как кривая, соответствующая альтернативной возможности $k_{pot}^n = \sigma_{\perp n}^2 q(t)$ и тому же значению порога, проходит значительно ниже экспериментальных точек. Это позволяет заключить, что ядро ²⁰¹T1 следует относить к группе сферических ядер [68].

Обсуждение делимости ²¹⁶Rn, исследованной в реакции ²⁰⁹Bi(⁷Li, *f*) [53], интересно с двух точек зрения. Во-первых, работа [53] является пионерской в изучении влияния коллективного увеличения плотности уровней на делимость ядер. Во-вторых, ²¹⁶Rn — самое тяжелое ядро в промежутке между висмутом и радием, для которого удалось получить экспериментальные данные о низкоэнергетических сечениях деления и образования составного ядра. В этом случае анализ избавлен от многих трудностей, присущих реакциям с тяжелыми ионами. Сплошная кривая на рис. 24 соответствует предположению $k_{por}^n = 1$ и параметрам $E_f = 14,3$ МэВ, $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1,03$, пунктирная — $k_{por}^n = \sigma_{\perp n}^2 q(t)$, $E_f = 12,6$ МэВ, $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1,06$ (в [53] для этих случаев получены значения $E_f = 13,8$ и 13,1 МэВ соответственно). Предпочесть один вариант описания другому вследствие узости исследованного интервала энергий невозможно. Ниже в разд. 5 мы будем использовать для ²¹⁶Rn среднее значение $E_f = (13,5 \pm 1,0)$ МэВ. Сравнение анализов делимости. В табл. 6 проводится сравнение данных табл. 5 [62] с результатами ранних работ [19, 20], описание $P_f(E)$ в которых не учитывало коллективных эффектов в плотности уровней. Отметим, что в [19, 20, 62] анализируются либо одинаковые, либо хорошо согласующиеся между собой данные о делимости ядер в реакциях (α , f) и (p, f) (табл. 5). В табл. 7 результаты [62] для реакции (e, f) сопоставляются с результатами оригинальных работ [64—66], в которых с целью определения E_f использовалась модель ферми-газа с феноменологическими поправками на спаривание нуклонов и не зависящими от энергии параметрами a_f и a_n .

Компенсация отсутствующих в модели факторов при подгонке под экспериментальные данные достигалась ценой искажения извлекаемых параметров. В [20], использовавшей систематику $a_n(U)$, которая рассматривалась в начале разд. 3, были получены, как видно из табл. 6, существенно заниженные значения E_f . Таблица 7 показывает, что, ориентируясь на другие данные, можно получить разумные величины E_f , но допуская при этом неоправданно низкие значения a_f и a_n . Отметим, что если учесть разницу в эффективных порогах $E_f' = E_f + n \Delta_f$ и истинных E_f (n = 2 и 1 для четно-четных и A — нечетных ядер соответственно), согласие между нашими значениями E_f [62] и результатами [64—66] ухудшится.

Использовавшаяся в [19] для описания плотности уровней сверхтекучая модель позволяла вести анализ вплоть до порога деления, и это застраховало ее от существенных неточностей в значении E_f для околомагических ядер. Для таких ядер значения E_f , полученные в [62 и 19], хорошо согласуются между собой и с порогами, непосредственно наблюдаемыми на опыте. Однако отсутствие коэффициентов k_{por} в описании плотности уровней в [19] привело к искажению другой характеристики делящихся ядер — корреляционной функции переходных состояний Δ_f , т. е. возникли противоречия с результатами анализа угловой анизотропии деления (см. табл. 3 и работы [50, 57, 68]). Для деформированных ядер нет экспериментальной информации о делимости вблизи порога, и недостатки модели [19] сказываются непосредственно на значении E_f . Учет коллективного увеличения плотности уровней приводит в этом случае к большим высотам барьеров в сравнении с [19, 20], причем разница между ними ΔE_f^{KOR} возрастает с уменьшением Z делящегося ядра.

Последний эффект имеет систематический характер, в чем мы убедились также при анализе экспериментальных данных о делимости в реакции (τ , f) еще более легких ядер ¹⁶²Но и ¹⁶⁸Tm [69], не рассматривавшихся нами ранее, так как измерения в [69] выполнены для единичной энергий $E_{\tau} = 44,5$ МэВ. Ферми-газовое описание в [69] привело к «капельным» значениям \tilde{E}_f для указанных ядер 30 и 27 МэВ соответственно, тогда как наш анализ дает в этих случаях примерно на 6 МэВ более высокие $\tilde{E}_f = 36,4$ и 32,3 МэВ. Мы остановились на этом вопросе подробно, так как увеличение $\Delta E_f^{кол}$ с уточнением модели плотности уровней имеет, как будет показано ниже, принципиальное значение для

заключений о теоретическом описании экспериментальной информации о $E_f(Z, N)$.

Делящееся	<i>Е</i> _{<i>f</i>} , МэВ			Делящееся	<i>E_f</i> , МэВ		
ядро	[19]	[20]	[62]	ядро	[19]	[20]	[62]
²¹³ At	17,0	14,3	17,3	¹⁹¹ Ir	23,7	20,6	23,2
²¹² Po	19,5	16,3	19,6	¹⁸⁹ Ir	22,6	19,7	22,0
²¹¹ Po	19,7	17,2	20,6	¹⁸⁸ Os	24,2	22,1	24,4
210 Po (α , <i>f</i>)	20,5	18,2	21,2	¹⁸⁷ Os	22,7	22,2	24,8
(p, f)	21,4	—	21,2	¹⁸⁶ Os	23,4	22,1	24,1
²⁰⁹ Bi	23,3	21,9	24,3	¹⁸⁵ Re	24,0	24,0	26,2
²⁰⁷ Bi	21,9	19,9	22,8	¹⁷⁹ Ta	26,1	25,4	28,6
²⁰¹ T1	22,3	19,5	23,1	¹⁷³ Lu	28,0	27,1	30,5
¹⁹⁸ Hg	20,4	19,5	21,4—22,6				

Таблица 6. Сравнение барьеров деления E_f , полученных в анализах делимости в реакциях (α , *f*) и (*p*, *f*)

Таблица 7. Сравнение результатов различных анализов делимости ядер $^{204-208}$ Pb и 209 Bi в реакции (*e*, *f*)

Делящееся ядро	Наш анализ [62]		Дармштадт [13]			Торонто [14, 15]			
	<i>Е_f</i> , МэВ	a_{f} , M $_{3}B^{-1}$	$a_n,$ M $ m B^{-1}$	<i>Е</i> ′, МэВ	a_{f} , M $_{3}B^{-1}$	$a_n,$ M $ m B^{-1}$	<i>Е</i> ′, МэВ	a_{f} , M $_{2}$ B ⁻¹	$a_n,$ M $ m B^{-1}$
²⁰⁴ Pb	23,2	19,6	14,5–15,4	24,0	11,2	5,1			
²⁰⁶ Pb	25,3	19,7	12,5–14,9	26,8	11,2	5,1	26,0	13,5	11,0
²⁰⁷ Pb	27,0	19,8	12,6–14,7	26,9	11,2	5,1	26,2	11,0	8,5
²⁰⁸ Pb	27,4	19,9	12,6–14,3	28,6	11,2	5,1	27,6	10,8	8,1
²⁰⁹ Bi	24,3	20,0	12,3–15,0	24,3	11,2	5,1	23,4	12,3	10,2

5. Теоретическое описание барьеров деления

Работы, в которых проведены последовательные микроскопические расчеты барьеров деления доактиноидных ядер по методу оболочечной поправки, исчисляются единицами (см., например, [70—72]). Сопоставление их представляет трудности, поскольку они, как правило, отличаются и одночастичными потенциалами, и параметризацией формы ядра, и описанием макроскопической составляющей. На рис. 25 с экспериментальными значениями E_f для сферических ядер в окрестности оболочки Z = 82, N = 126 сравниваются результаты недавних расчетов В. В. Пашкевича [72]. Хорошее согласие данных на рис. 25 с видетельствует о заметном прогрессе в теоретическом описании барьеров деления, поскольку в ранних работах расхождения расчетных и экспериментальных значений E_f достигали нескольких мегаэлектрон-вольт.

Более информативно, однако, сравнение полученных барьеров непосредственно с феноменологическим описанием $\tilde{E}_f(Z, N)$ в различных вариантах капельной модели. С одной стороны, именно на этом описании основаны расчеты макроскопической компоненты энергии деформации ядер в рамках метода оболочечной поправки. В то же время при определении параметров такого описания вместе с данными о массах и квадрупольных моментах ядер как раз и используется экспериментальная информация о барьерах в едином с анализом делимости предположении $\delta \mathcal{E}_f = 0$ [15, 73]. Вопрос о связанной с ним погрешности анализа обсуждался нами выше и более подробно рассматривается в [30, 62].

На рис. 26 в зависимости от числа нузначения клонов A представлены $\tilde{E}_{f} = E_{f} - \delta \mathcal{E}_{0}$, восстановленные из данных табл. 5 с оболочечными поправками δ ε₀ [15]. Кривыми для долины β-стабильных ядер (18) показаны изменения $\tilde{E}_{f}(A)$ для трех широко распространенных вариантов феноменологического описания барьеров деления: ядер: модели жидкой капли (МЖК) [15], капельковой модели (КМ) [73] и модели капли с учетом конечного радиуса эффективного взаимодействия нуклонов [74]. Такое сравнение корректно с точностью до различий в оболочечных поправках в каждой из моделей, но они, как показано в



Рис. 25. Сравнение результатов микроскопических расчетов E_f (сплошные кривые) [72] с результатами нашего анализа ядер вблизи $N = 126: \circ - \text{Pb}; \Box - \text{Po}; \Delta - \text{Rn}; \nabla - \text{Ra}$ [56]

верхней части рис. 26, действительно невелики. Цепочки \tilde{E}_f изученных изотопов, исключая самые легкие элементы, перекрывают всю область между кривыми, поэтому в нижней части рис. 26 дано сравнение экспериментальной и теоретической информации в виде отклонений от модели жидкой капли для ядер, удаленных от дна долины β-стабильности не более чем на один нейтрон.

Все кривые на рис. 26 проходят через интервал $A = 201 \div 213$, поскольку ему принадлежат сферические ядра от ²⁰¹T1 до ²¹³At, для которых делимость изучена до порога деления, и благодаря этому наиболее надежно определена высота барьеров E_f : Для более легких ядер выборка экспериментальных данных для долины β-стабильности проходит сначала ближе к кривой капельковой модели [73], а затем при A < 180 систематически отклоняется от нее, следуя тенденции, указываемой кривой Краппе, Никса и Сирка [74], но располагаясь выше нее в среднем на 2—3 МэВ. Отступления экспериментальных значений от \tilde{E}_f^{MKK} нигде не превосходят 2 МэВ.



Рис. 26. Зависимость капельной компоненты барьеров деления \tilde{E}_f от массового числа: сплошная кривая — предсказания модели жидкой капли [15]; пунктир — капельковой модели [73]; штрихпунктир — модели с учетом конечного радиуса эффективных ядерных сил [74]; значками — экспериментальные величины: \circ , I — из табл. 5. В верхней части рисунка приведены оболочечные поправки барьеров $\delta \mathcal{E}_0$ для соответствующих моделей: сплошные линии — [15], × — [73] и \circ — [74]. В нижней части рисунка показаны расхождения предсказаний моделей и экспериментальных данных для ядер, отклоняющихся от дна долины стабильности не более чем на один нейтрон. Данные из табл. 5 дополнены значениями \tilde{E}_f для ¹⁶²Но и ¹⁶⁸T1 [69] согласно нашему анализу — Δ

Роль диффузности поверхности ядра и специфической энергии взаимодействия между будущими осколками, обособившимися в седловой точке, которые рассматриваются моделью [74], растет с уменьшением числа нуклонов, поэтому их значительное влияние следует ожидать для еще более легких ядер. О наличии соответствующих эффектов свидетельствует анализ делимости ядер с $Z^2/A \leq 28$ в реакциях с более энергетичными легкими частицами $E_i \geq 150$ МэВ [75] и тяжелыми ионами [76—78]. Следует, однако, обратить внимание на то, что за эффекты конечного радиуса ядерных сил [74, 79], приводящие к уменьшению \tilde{E}_f в сравнении с традиционной моделью жидкой капли [15], легко принять многие неточности эксперимента и описания экспериментальных данных (деление примесей элементов с более высокими Z, упрощения модели плотности уровней, завышение передаваемого делящемуся ядру углового момента и др.). Мы ограничимся только одним примером из обсуждавшихся нами данных.

Полученные в [69] данные о \tilde{E}_f в районе $A \sim 200$ близки к $\tilde{E}_f^{MЖK}$, а при $A \sim 160$ (¹⁶²Ho, ¹⁶⁸Tm) существенно меньше $E_f^{MЖK}$ (на рис. 26 они не поместились бы). Это обстоятельство расценивается в [69] как аргумент в пользу модели с учетом конечного радиуса взаимодействия нуклонов [74]. Наши значения E_f для тех же ядер (треугольники на рис. 26) лежат выше уровня $\Delta \tilde{E}_f = 0$ и лишь на (1–2) δE_f отклоняются от более высоких барьеров капельковой модели [73]. Из них следует совсем другой вывод: по-видимому, не обладают достаточной полнотой оба описания [73] и [74].

На рис. 27 полные высоты барьеров E_f сравниваются с феноменологическим описанием модели жидкой капли [15] и капельковой модели [73]. На вставках представлено отклонение экспериментальных значений E_f^{\ni} от расчетных E_f^{\uparrow} для каждой модели. Там же приведены обсуждавшиеся выше (табл. 6) результаты анализа делимости в [19], которые широко привлекаются при анализе зависимости $\tilde{E}_f(Z, N)$ [15, 73, 74]. В рассмотренном диапазоне Z и A полученные нами значения E_f в целом несколько лучше описываются капельковой моделью, а изотопическая зависимость $E_f(Z, N)$, наоборот, моделью жидкой капли.

В модели жидкой капли значения \tilde{E}_{f} , выраженные в единицах поверхностной энергии сферической капли E_{S}^{0} , укладываются в единую зависимость

$$\xi(x) = \tilde{E}_f / E_S^0 \tag{50}$$

от параметра делимости

$$x = \frac{E_C^0}{2E_S^0} = \frac{c^3}{2a_2} \frac{Z^2}{A(1 - kI^2)},$$
(51)

где $E_C^0 = c_3 Z^2 / A^{1/3}$ — кулоновская энергия сферической капли; $E_S^0 = a_2 A^{2/3} (1 - kI)^2$ — поверхностная энергия капли и I = (N - Z) / A. В капельковой модели отношения $E_C^0 / 2E_S^0$ и \tilde{E}_f / E_S^0 не обладают таким простым свойством, тем не менее и в ней можно найти эквивалентную эффективный параметр делимости *x* для данного *Z* и соответствующее эффективное значение коэффициента *k*. Для этого рассмотрим изоспиновую зависимость параметра

$$\zeta(I^2) = \frac{2a_2}{c_3} (1 - kI^2) = \frac{Z^2/A}{x}, \qquad (52)$$

в левую часть которого входит величина \tilde{E}_f в единицах кулоновской энергии капли ($c_3 = 0,705 \text{ МэВ} [15]$).



Рис. 27. Барьеры деления *E_f* как функции массового числа для нечетных *Z* (вверху) и четных *Z* (внизу): сплошные кривые — предсказания модели [15], пунктир — модели [73], • и I — данные из табл. 5 [62]. На вставках — разности экспериментальных и теоретических барьеров деления для обеих моделей; ○ — данные [19]

На рис. 28*а* показана определенная указанным способом зависимость $\zeta(I^2)$ для капельковых барьеров [73], на рис. 28б — для экспериментальных значений \tilde{E}_f , полученных из данных табл. 5 с оболочечными поправками [73]. В капельковой модели величина ζ кроме изоспина *I*, зависит также от *Z*, но при фиксированном *Z* функции $\zeta(I^2)$ в узком диапазоне I^2 имеют вид, близкий к прямым линиям. Экспериментальные данные на рис. 28б также демонстрируют аналогичное расслоение линий, соединяющих точки. Наблюдение данного эффекта в экспериментальных барьерах стало возможным благодаря значительному увеличению информации о $E_f(Z, N)$ в [62] в сравнении с предыдущими работами.

Средний наклон экспериментальных цепочек $\zeta(I^2)$ для Z = constзаметно меньше, чем в капельковой модели, и это особенно отчетливо видно на рис. 28в, где оставлены только значения $\zeta(I^2)$ для изотопов Ро и W. Штрихованными линиями здесь показаны предсказания модели жидкой капли с коэффициентом k = 1,78[15]; сплошными линиями — предсказания капельковой модели, которой соответствуют эффективные значения *k* = 2,97 для изотопов W и *k* = 3,16 для изотопов Ро. Штрихпунктирные кривые, подогнанные методом наименьших квадратов под экспериментальные барьеры, дают эффективные значения k=2,04 для W, 2,14 для Ро и 2,30 для среднего по пяти цепочкам изотопов, представленных на рис. 28.

Если игнорировать эффект расслоения $\zeta(I^2)$ для различных Z и обрабатывать всю совокупность экспериментальных данных на рис. 28, то коэффициент k будет больше, чем средний по цепочкам. Именно из-за этого обстоятельства в [68], где рассматривалось гораздо меньшее число ядер, но в той же области Z и N, из обработки по совокупности данных было получено завышенное значение k=2,8, достаточно близкое к капельковой модели.

Итак, из анализа изоспиновой



зависимости барьеров следует, что $k_{\rm KM} > k_3 > k_{\rm MЖK}$ причем экспериментальное значение k_3 ближе к жидкокапельному [15]. Немногочисленные работы с тяжелыми ионами, в которых анализировалась данная зависимость [80, 81], также поддерживают низкое значение $k \simeq k_{\rm MЖK} \simeq 2,0$ в обсуждаемой области ядер. Отметим, что в описании Краппе — Никса — Сирка [74] коэффициент k = 3,0, т. е. почти такой же, как в капельковой модели [73]. В более ранней работе Краппе и Никса [79] он был еще выше — k = 4,0, а начало усилению изоспиновой зависимости поверхностной энергии в капельковой модели было положено Паули и Ледергербером [82] (k = 2,84). Наконец, укажем, что теоретические расчеты E_f [72], результаты которых представлены на рис. 25, выполнены с параметрами [15].

Сравнение теоретической и экспериментальной информации о барьерах деления можно подытожить следующим образом:

1. Результаты анализа делимости ядер не поддерживают наметившуюся в последние годы тенденцию теоретических работ к существенному увеличению параметра изоспиновой зависимости барьеров деления в сравнении с описанием модели жидкой капли [15].

2. Совокупность данных о $E_f(Z, N)$ подтверждает необходимость учета эффектов, включенных в современные варианты капельковой модели [73, 74], но в целом не испытывает значительных отступлений от простого жидкокапельного описания [15], показывая, что рассматриваемые [73, 74] уточнения влияют на высоты барьеров в противоположные стороны и в широкой области A > 160 практически компенсируют друг друга.

6. О дальнейших исследованиях

Мы полагаем, что принятые в настоящем обзоре ограничения по массе и энергии частиц не сказались на полноте сделанных выводов об интересовавшей нас зависимости $E_f(Z, N)$. Эти ограничения, с одной стороны, конечно, существенно сузили круг рассматривавшихся работ в области доактиноидных ядер, но, с другой стороны, дали возможность выделить ту экспериментальную информацию, анализ которой обеспечивает наименьшую погрешность определения высот барьеров — для E_f на уровне 5 % и лучше. В противном случае анализ данных столкнулся бы с гораздо менее определенными физическими ситуациями [75, 81, 83], и мы, сильно усложнив задачу, не получили бы фактически ничего нового, кроме указаний общего характера, которые достаточно хорошо известны.

Рассмотрение всей совокупности накопленных данных показывает, что и в ближайшем будущем экспериментальное изучение и анализ энергетической зависимости делимости ядер легкими заряженными частицами останется наиболее надежным способом получения информации о барьерах деления доактиноидов. Однако, чтобы обеспечить продвижение эксперимента в область A < 170, необходимо преодолеть трудности получения мишеней достаточной чистоты по отношению к примесям более сильно делящихся элементов. При изучении деления ядер редкоземельной группы существенна примесь не только Тh и U, как в большинстве прежних работ, но и как минимум десятка других элементов с Z > 70. Интересен реализованный в [69] способ исследования и учета фона деления таких примесей, использующий квадратичную зависимость кинетической энергии осколков от Z делящегося ядра. Оценки показывают, что если обеспечить чистоту мишеней ~10⁻⁵—10⁻⁸ %, то с помощью частиц с энергией ≤ 100 МэВ можно изучить делимость и определить высоту барьера деления практически во всей области ядер, включая максимум $E_f(Z, N)$ при $Z^2/A \sim 20, A \sim 100$ (см. рис. 1).

Возможности экспериментального изучения барьеров деления значительно возрастут с устранением расхождений результатов анализа реакций с тяжелыми ионами и легкими заряженными частицами [83]. Судя по результатам последних работ [76—78, 84, 85], в этом направлении имеются заметные сдвиги. Реакции (HI, f) могли бы быть очень эффективным инструментом не только для изучения изоспиновой зависимости E_f , но и для продвижения в малоисследованную область ядер A < 150. Благодаря зависимости $Z_{кул} \sim Z_i$ с помощью реакций (HI, f) гораздо легче освободиться от фона делений ядер-примесей с $Z > Z_f$.

Прогресс в описании (HI, f)-реакций тесно связан с расширением привлекаемой к анализу экспериментальной информации (об угловой анизотропии деления, сечениях конкурирующих процессов и др.). Следует подумать о таком шаге при выработке феноменологического описания масс и энергий деформации ядер. Из характеристик процесса деления с этой целью до сих пор используются только данные о высоте барьера $E_f(Z, N)$. Между тем именно данные об угловой анизотропии деления и извлекаемых из нее эффективных моментах инерции $F_{3\phi}(x)$ продемонстрировали неполноту описания переходных конфигураций делящегося ядра в рамках простой модели жидкой капли [26]. Введение в капельную модель изоспиновой зависимости поверхностной энергии [15, 86, 87] в целом не изменило, хотя и уменьшило масштаб расхождений с экспериментом.

В работах В. М. Струтинского [27, 88] показано, что модель жидкой капли можно существенно улучшить, если ввести в нее зависимость поверхностного натяжения от кривизны поверхности, учитываемую параметром Г. Значение $\Gamma = -0,1$ соответствует теоретической кривой $F_{3\phi}^{-1}$ (Z^2/A) на рис. 5 и, как показано в [88], описанию наблюдаемых характеристик деления достаточно сильно нагретых ядер. Недавно в [89] было показано, что дисперсия массовых распределений осколков σ_M^2 симметричного деления в широкой области ядер легче тория также следует предсказаниям модели жидкой капли с параметром $\Gamma \simeq -0,1$ [88]. Отметим, что чувствительность $\sigma_M^2(x, \Gamma)$ к величине Г больше, чем эффективного момента инерции $F_{3\phi}(x, \Gamma)$. О необходимости учета фактора Г при описании потенциальной энергии деформации тяжелых ядер свидетельствует также работа [90], в которой анализируются экспериментальные данные о свойствах очень редких мод деления с практически холодными осколками [91].

Мы уделяем значительное внимание влиянию зависимости поверхностной энергии от кривизны поверхности на характеристики процесса деления и делящегося ядра, потому что в обоих рассматривавшихся нами феноменологических описаниях [73, 74] она не учитывается (точнее, полагается $\Gamma=0$). С параметром $\Gamma=-0,1$ связан один из самых больших членов в капельковой модели, и его вклад ведет к значительному увеличению E_f с уменьшением Z, которое трудно согласовать с экспериментом [92]. Не исключено, что с включением в капельковую модель взаимодействия Краппе — Никса [79], ведущего к про-

тивоположному изменению E_{f} , удастся устранить отмеченное несоответствие работ [73 и 88] в выборе значения Г.

Наконец, остановимся на среднем звене цепочки «эксперимент — анализ данных — сравнение с капельной моделью», в виде которой может быть представлен полный цикл исследований делимости и барьеров деления. В обзоре ему отведено видное место. Несомненно, что в этой области достигнут значительный прогресс. Однако нерешенных вопросов в анализе данных остается еще немало. Самым слабым местом в использовавшемся описании делимости является несовершенство учета ослабления с энергией вклада ротационных мод в плотность уровней, которое в отсутствие надежной теоретической модели осуществлялось феноменологически.

Недавно, как уже отмечалось, Хансен и Енсен [61] провели расчеты $k_{\text{пот}}(U)$ для частиц, помещенных в осцилляторный потенциал и взаимодействующих посредством эллиотовских квадруполь-квадрупольных сил. Результаты [61] эмпирической показывают, что для теоретической И функций $q(t) = k_{\text{por}}(U) / k_{\text{por}}^{\text{аднаб}}(t)$ характерно экспоненциальное убывание при значительных возбуждениях, однако ослабление согласно расчетам «включается» значительно позднее, чем на рис. 20, и оно различно для нейтронного и делительного каналов. Удастся ли согласовать предсказания расчета с экспериментальными делимостями? На этот вопрос может дать ответ только дальнейшее развитие теории коллективных возбуждений нагретых ядер и статистического описания вероятности деления. Здесь мы хотим обратить внимание на один «резерв», который может помочь решению проблемы.

В последнее время возрос интерес к вопросу, поставленному много лет назад Крамерсом [93], о том, что вероятность прохождения через барьер может отличаться от формулы Бора — Уилера [1], лежащей в основе общепринятого описания делительной ширины $\Gamma_f^{\text{БУ}}$. Расчеты Вайденмюллера с соавторами [94] показывают, что $\Gamma_f < \Gamma_f^{\text{БУ}}$ и разница между ними, незначительная в околопороговой области энергий, быстро возрастает с увеличением $E - E_{f}$ т. е. качественно именно так, как требуется для согласования расчетной зависимости $k_{\text{рот}}(U)$ в [61] с поведением наблюдаемой делимости ядер.

Приложение новой теоретической информации к анализу делимости ядер потребует времени. Однако и сейчас можно сделать заключения о возможных уточнениях барьеров деления доактиноидов:

а) значения E_f для сферических ядер практически не изменятся, так как их определение, как неоднократно подчеркивалось, модельно независимо;

б) для деформированных ядер, описание которых достаточно критично к моделированию коллективного увеличения плотности уровня, высоты барьеров не должны измениться более чем на 1,0–1,5 МэВ;

в) выводы об изоспиновой зависимости E_f останутся в силе, так как они основаны на анализе не абсолютных значений E_f , а лишь их относительных изменений при фиксированных Z для всей совокупности сферических и деформированных ядер.

Завершая обсуждение направлений дальнейшей работы по проблеме экспериментального исследования и теоретического описания барьеров деления, необходимо сказать, что на одном из ее этапов потребуется «стыковка» с данными для актиноидов, в практическом отношении наиболее интересных ядер, но находящихся за рамками настоящего обзора. В данный момент состояние исследований барьеров деления в этой области ядер таково, что никакой новой информации об описании $\tilde{E}_{f}(Z, N)$ из них получить невозможно [95].

Заключение

Исследования вероятности деления доактиноидных ядер, проведенные в последнее десятилетие, позволили накопить обширную экспериментальную информацию о барьерах деления в диапазоне $Z^2 / A \ge 28$. Главный результат значительного расширения круга изученных ядер — это установление изоспиновой зависимости $E_f(N-Z, A)$. Параметры ее вблизи долины β-стабильности — области ядер, в которой «работают» реакции с легкими заряженными частицами, оказываются достаточно близкими к феноменологическому описанию в рамках простой модели жидкой капли [15].

Разработка описания макроскопической составляющей барьеров деления и масс ядер в эти же годы пошла таким путем, что был сделан шаг назад в описании изоспиновой зависимости. В то же время имеются веские экспериментальные свидетельства в пользу необходимости учета рассматриваемых теорией усовершенствований модели жидкой капли. Наряду с этим эксперименты показывают, что развитые феноменологические варианты капельной модели, учитывающие одну группу эффектов, но игнорирующие другую, недостаточны, чтобы получить удовлетворительное описание наблюдаемой зависимости $E_f(Z, N)$. По-видимому, нынешний этап — это только начало большой работы по созданию теоретического аппарата, пригодного для предсказания барьеров деления в широкой области Z и N.

Теория будет остро нуждаться в дальнейшем расширении экспериментальной информации, для которой есть значительные резервы у реакций с легкими заряженными частицами и особенно с тяжелыми ионами, которые вне конкуренции при изучении ядер, сильно удаленных от долины стабильности. Прогресс будет в большой степени определяться возможностями взаимосогласованного анализа в реакциях с ионами разной массы, который на сегодняшний день еще далек от требуемого состояния. В свою очередь анализ экспериментальных данных нуждается в разработке единого описания обеих макроскопических величин \tilde{E}_f и a_f , а также в дальнейшем развитии описания плотности уровней и вероятности деления.

Заслуживает внимания привлечение к описанию барьеров деления других характеристик процесса деления, чувствительных к параметрам капельной модели. К сожалению, современное состояние экспериментальных данных в этой области таково, что их использование пока ограничено рамками полуколичественных иллюстраций.

Весьма плодотворным оказалось второе направление исследований вероятности деления доактиноидов — изучение статистических свойств возбужденных ядер как в равновесном, так и в аномально деформированном состоянии. В других разделах ядерной физики трудно найти столь выразительные примеры влияния на наблюдаемые характеристики ядер перестройки оболочек с энергией, эффектов парной корреляции нуклонов и связанного с ними фазового перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное, роли коллективных возбуждений в плотности уровней, которые были продемонстрированы в данном обзоре. Количественное рассмотрение показывает, что при анализе вероятности деления нет удовлетворительной альтернативы подходу, последовательно учитывающему указанные свойства реальных ядер.

Список литературы

- 1. Bohr N., Wheeler J. Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 426.
- 2. Ericson T. Adv. Phys., 1960, v. 9, p. 425.
- 3. Huizenga J., Vandenbosch R. In: *Nuclear Reactions*. Amsterdam, North-Holland Publ. Comp., 1962, v. 2.
- 4. Bohr A. In: *Proc. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy*. Geneva, 1955, v. 2, p. 220.
- 5. Wheeler J.A. In: *Fast Neutron Physics*. Part II, N.Y., Interscience Publ., 1963, p. 2057;
 - Уилер Дж. В кн.: Успехи физики деления ядер. М.: Атомиздат, 1965, с. 7.
- 6. Halpern I., Stratinsky V.M. In: *Proc. Second Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy*. Geneva, 1958, v. 15, p. 408.
- 7. Fairhall A.W., Jensen R.C., Neuzil E.F. Ibid., v. 15, p. 452.
- 8. Coffin C.T., Halpern I. Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 536.
- 9. Huizenga J.R., Vandenbosch R., ChaudhryR. Ibid., 1962, v. 126, p. 210.
- 10. Huizenga J.R., Vandenbosch R., Chaudhry R. Ibid., p. 220.
- 11. Bate G.L., Chaudhry R., Huizenga J.R. Ibid., 1963, v. 131, p, 722.
- 12. Barnett D.C., Gatti R.C., Plasil F. e.a. Ibid., 1964, v. 134B, p. 952.
- 13. Khadai-Joopari A., Ph. D. Thesis, Berkley, UCRL-16489, 1966.
- Thompson S.G. Arkiv. fys., 1967, v. 36, p. 267; Moretto L.G., Gatti R.C., Thompson S.G. Report UCRI-17989, Berkley, 1970.
- 15. Myers W.D., Swiatecki W.J. Arkiv. fys., 1967, v. 36, p. 593.
- 16. Viola V.E., Roche C.T., Meyer W.G., Clark R.G. Phys. Rev., 1974, v. C10, p. 2416.
- 17. Raisbeck G.M., Cobble J.W. Ibid., 1967, v. 153, p. 1270.
- 18. Natowitz J.B., Chilik E.T. Nucl. Phys., 1971, v. A172, p. 1971.
- Moretto L.G., Thompson S.G., Routti I., Gatti R.C. *Phys. Lett.*, 1972, v. 38B, p. 471; Moretto L.G. In: *Physics and Chemistry of Fission*. IAEA, Vienna, 1974, v. 1, p. 329.
- 20. Игнатюк А.В., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. ЯФ, 1975, т. 21, с. 1185.
- 21. Игнатюк А.В., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. *ЯФ*, 1977, т. 25, с. 25.
- 22. Жукова О.А., Игнатюк А.В., Иткис М.Г. и др. *ЯФ*, 1977, т. 26, с. 473.
- 23. Бейзин С.Д., Игнатюк А.В., Иткис М.Г. и др. *Изв. АН КазССР*. Серия физ.-мат., 1977, № 2, с. 3.

- 24. Игнатюк А.В., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1977, т. 25, с. 65.
- Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Каменев И.А. и др. Изв. АН КазССР. Серия физ.-мат., 1983, № 6, с. 54.
- 26. Reising R.F., Bate G.L., Huizenga J.R. Phys. Rev., 1966, v. 141, p. 1161.
- 27. Струтинский В.М. *ЯФ*, 1965, т. 1, с. 821.
- 28. Куватов К.Г., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н. *Письма в ЖЭТФ*, 1969, т. 8, с. 277; Куватов К.Г., Околович В.Н., Смирина Л.А. и др. *ЯФ*, 1971, т. 14, с. 79.
- 29. Perey C.M., Perey T.G. Atomic and Nuclear Data Tables, 1976, v. 17, № 1.
- 30. Игнатюк А.В., Иткис М.Г., Каменев И.А. и др. *ЯФ*, 1984, т. 40, с. 625.
- 31. Chaudhury R.K., Rekhe Govil, Kapoor S.S. Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 1360.
- 32. Быченков В.С., Дмитриев В.Д., Обухов А.И. и др. *ЯФ*, 1979, т. 30, с. 30.
- 33. Малышев А.В. *Плотность уровней и структура атомных ядер*. М.: Атомиздат, 1969.
- 34. Gilbert A., Cameron A. *Canad. J. Phys.*, 1965, v. 43, p. 1446; Braweazio P., Cameron A. *Ibid.*, 1969, v. 47, p. 1029.
- Игнатюк А.В., Ставинский В.С. ЯФ, 1970, т. 11, с. 1213;
 Игнатюк А.В., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. In: Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, v. 2, p. 889.
- Струтинский В.М., Коломиец В.М. В кн.: Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра. Л.: Изд-во АН СССР, 1973, т. 2, с. 483.
- 37. Бор О., Моттельсон Б. *Структура атомного ядра*. Т. 2: Пер. с англ. М.: Мир, 1977.
- 38. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. *ЯФ*, 1975, т. 21, с. 485.
- 39. Perfilov N.A. In: Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1965, v. 2, p. 283.
- Игнатюк А.В. ЯФ, 1975, т. 21, с. 20; Материалы 13-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра. Л.: Изд-во АН СССР, 1978, т. 2, с. 33.
- 41. Вдовин А.И., Воронов В.В., Малов Л.А. и др. *ЭЧАЯ*, 1976, т. 7, с. 952.
- 42. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. ЯФ, 1979, т. 29, с. 875.
- 43. Игнатюк А.В., Шубин Ю.Н. Изв. АН СССР. Серия физ., 1975, т. 37, с. 1947.
- 44. Batchelor R., Gilboy W., Towle J. *Nucl. Phys.*, 1965, v. 65, p. 236; Owens R., Towle J. *Ibid.*, 1968, v. A112, p. 337.
- 45. Hill D., Wheeler J. Phys. Rev., 1953, v. 89, p. 1125.
- 46. Sauer G., Chandra H., Mosel U. Nucl. Phys., 1976, v. A264, p. 221.
- 47. Tiike J., Swiatecki W.J. Ibid., 1980, v. A372, p. 149.
- 48. Dossing T., Jensen A. S. *Ibid.*, 1974, v. A222, p. 493; Huisenga J.R., Behkami G.N., Sventek J.S., Atcher R.W. *Ibid.*, 1974, v. A223, p. 577.
- 49. Игнатюк А.В., Соколов Ю.В. *ЯФ*, 1974, т. 19, с. 1229.
- 50. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. ЯФ, 1982, т. 36, с. 54.
- 51. Moretto L.G., Gatti R.S., Thompson S.G. e. a. Phys. Rev., 1969, v. 178, p. 1845.
- 52. Иткис М.Г., Куватов К.Г., Околович В.Н. и др. *ЯФ*, 1972, т. 16, с. 258; 1150.
- 53. Nilsson S., Jang C., Sobiczewski A. e. a. Nucl. Phys., 1968, v. A131, p. 1.
- 54. Ипполитов В.Г., Немилов Ю.А., Селицкий Ю.А., Фунштейн В.Б. *ЯФ*, 1971, т. 14, с. 939.

Исследования сечений деления доактинидных ядер легкими заряженными частицами

- 55. BrittH. C., Huisenga J.R. Phys. Rev., 1974, v. C9, p. 435.
- 56. Селицкий Ю.А. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 314.
- Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. *ЯФ*, 1979, т. 30, с. 1205;
 Игнатюк А.В., Истеков К.К., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н. In: *Physics and Chemistry of Fission*. IAEA, Vienna, 1980, v. 1, p. 421.
- 58. Freiesleben H., Britt H.C., Huisenga J.R. In: *Physics and Chemistry of Fission*. IAEA, Vienna, 1974, v. 1, p. 447.
- 59. Hagelund H., Jensen A.S. Phys. Scripta, 1977, v. 15, p. 225.
- 60. Gottschalk P.A., Ledergerber T. Nucl. Phys., 1977, v. A278, p. 16.
- 61. Hansen G., Jensen A.S. In: *IAEA Advisory Group Meeting on Basic and Applied Problems of Nuclear Level Densities*, Upton, 1983, Rep. BNL-NCS-51694, p. 161.
- 62. Игнатюк А.В., Иткис М.Г., Каменев И.А. и др. *ЯФ*, 1984, т. 40, с. 1404; *Препринт 5-84 ИЯФ* АН КазССР, Алма-Ата, 1984.
- 63. Türck D., Ziga W., Clerck H.G. Phys. Lett., 1974, v. 49B, p. 335.
- 64. Türck D., Clerck H.G., Trager H. Ibid., 1976, v. 63B, p. 203.
- 65. Drake T.E., Pai L., Nascimento I. Nucl. Phys., 1976, v. A259, p. 317.
- 66. Kernohan A., Drake T.E., Chung A., Pai L. Phys. Rev., 1977, v. C16, p. 239.
- 67. Moffat J., Reitman D. Nucl. Phys., v. 65, p. 130.
- 68. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. ЯФ, 1980, т. 32, с. 347.
- 69. Becchetti F.D., Hicks K.H., Fields C.A. e.a. Phys. Rev., 1983, v. C28, p. 1217.
- 70. Mosel U. Ibid., 1972, v. C6, p. 971.
- 71. Möller P., Nix J.P. Nucl. Phys., 1974, v. A229, p. 269.
- 72. Пашкевич В.В. В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, ОИЯИ; 1983, с. 405.
- 73. Myers W.D. Droplet Model of Atomic Nuclei. IFI/Plenum N.Y., 1977.
- 74. Krappe H.J., Nix J.P., Sierk A.J. Phys. Rev., 1979, v. C20, p. 992.
- 75. Ильинов С.А., Черепанов Е.А., Чигринов С.Е. *ЯФ*, 1980, т. 32, с. 322.
- 76. Blann M., Komoto T.T. Phys. Rev., 1982, v. C26, p. 472.
- 77. Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Музычка Ю.А. и др. *ЯФ*, 1984, т. 39, с. 1093; *Препринт ОИЯИ Р7-83-482*, Дубна, 1983.
- 78. Vander Plicht J., Britt H.C., Fowler M.M. e. a. *Phys. Rev.*, 1983, v. C28, p. 2022; Britt H.C. B кн.: *Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов.* Дубна, ОИЯИ, 1983, с. 381.
- 79. Krappe H.J., Nix J.R. In: *Physics and Chemistry of Fission*, IAEA, Vienna, 1974, v. 1, p. 159.
- 80. Dahlinger M., Vermeulen D., Schmidt K.H. Nucl. Phys., 1982, v. A376 p. 94.
- 81. Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Музычка Ю.А. и др. *ЯФ*, 1983, т. 37, с. 809.
- 82. Pauli H.C., Ledergerber T. Nucl. Phys., 1971, v. A175, p. 545.
- Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н. В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, ОИЯИ, 1983, с. 389.
- 84. Vigdor S.E., Karwovski H.Z., Jacobs W.E. e. a. Phys. Rev., 1982, v. C26, p. 1035.
- 85. Karwovski H.J., Vigdor S.E. Ibid., 1984, v. C29, p. 872.
- 86. Cohen S., Swiatecki W.J. Ann. Phys., 1963, v. 22. p. 406.
- 87. Myers W.D., Swiatecki W.J. Nucl. Phys., 1966, v. 81, p. 1.
- 88. Струтинский В.М. ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 1900.
- Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. *ЯФ*, 1984, т. 39, с. 1336;
 Z. Phys. A., 1984, v. 316, p. 61.
- 90. Hasse R.W., Treiner J., Schuk P. New Ideas on the Fission Process-Invited Paper at the Sixth Conference on Neutron Physics. Kiev, 1983.
- Montaya M.J. *Phys.*, 1983, v. 44, p. 785;
 Signarbieux C., Montaya M., Ribrag Metal. *J. Phys. Lett.*, 1981, v. 42, p. 487.
- 92. Hasse R.W. Ann. Phys., 1971, v. 68, p. 377.
- 93. Kramers H.A. Physica, 1940, v. 7, p. 284.
- 94. Grange D., Weidenmiiller H.A. *Phys. Lett.*, 1980, v. 96B, p. 26; Grange D., Li Jun-Ching, Weidenmiiller H.A. *Phys. Rev.*, 1983, v. G27, p. 2063.
- 95. Bojrnholm S., Lynn J.E. Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 725.

АСИММЕТРИЧНОЕ ДЕЛЕНИЕ ДОАКТИНИДНЫХ ЯДЕР

Обнаружение асимметричного деления ²¹³At в реакции ²⁰⁹Bi (α, f)

Е. Н. Грузинцев, М. Г. Иткис, В. Н. Околович, А. Я. Русанов, Г. Н. Смиренкин, В. Н. Толстиков

Установлено, что распределение масс осколков при делении ядра ²¹³ Аt α -частицами с энергией 36 МэВ имеет форму колокола $Y_s(M)$ с отчетливо выраженной примесью асимметричной компоненты $Y_a(M)$, для которой отношение выходов в максимумах $Y_s^{max} / Y_a^{max} \cong 2,5 \cdot 10^2$. Новый тип деления доактинидных ядер обладает рядом характерных свойств асимметричного деления тяжелых ядер.

На основе многочисленных экспериментальных данных сложилась точка зрения, что тяжелые ядра при низких энергиях возбуждения делятся преимущественно асимметрично, а ядра легче Ra — по симметричному способу, который при значительных возбуждениях становится преобладающим для всей совокупности исследованных ядер. Экспериментальная информация об асимметричном типе деления обрывается на радии Z = 88, так как труппа более легких ядер Z = 84—87 недоступна для изучения процесса деления из-за их нестабильности. Были попытки обнаружить асимметричную компоненту в распределении масс осколков деления ²⁰⁹Ві (самого тяжелого из стабильных доактинидных элементов) заряженными частицами, но они успеха не имели [1—4].

В последнее время с помощью полупроводниковых счетчиков на изохронном циклотроне ИЯФ АН Каз. ССР проводились измерения распределений масс Y(M) и кинетических энергий $Y(E_k)$ осколков деления ядер заряженными частицами. Было замечено, что в реакциях (α , f) на свинце и висмуте при энергии $E_a \leq 40$ МэВ в районе сильно асимметричного отношения масс осколков $M_T / M_{\Pi} = 1,8$ —2,0 систематически наблюдались заметные нерегулярности в зависимости E_k и ее дисперсии $\sigma_{E_k}^2$ от массы осколка. Подобные эффекты в $E_k(M)$ и $\sigma_{E_k}^2$ наблюдались и в работах [5, 6].

Письма в ЖЭТФ, 1982, том 35, вып. 10, с. 449-452.

Результаты исследований реакции ²⁰⁹Ві (α , f) для двух энергий — минимальной $E_a = 36$ МэВ (20 тысяч событий) и максимальной $E_a = 50$ МэВ (40 тысяч событий) и для энергий возбуждения U_f в седловой точке 9 и 23 МэВ, соответственно, показаны на рисунке. В представленные результаты измерений поправки на эмиссию нейтронов не вводились, распределения Y(M) нормировались так, чтобы $\overline{M} = A / 2 = 106,5$ ат. ед. массы. Все приведенные на рисунке характеристики деления ²¹³Аt при $E_a = 36$ МэВ, а именно, выход Y(M), полная кинетическая энергия осколков E_k и ее дисперсия $\sigma_{E_h}^2$, обнаруживают корре-

лированные, выходящие за пределы статистических ошибок отступления от плавных зависимостей, присущих симметричному делению, реализованному в данном эксперименте при энергии $E_a = 50$ МэВ. Распределение Y(M) для *E_a*=36 МэВ описывались суперпозицией гауссианов и результат такого разложения на симметричную Y_s и асимметричную Y_a компоненты с $M_T = 138$ ат. ед. массы и $M_{\Pi} = 75$ ат. ед. массы показан на рисунке пунктирными кривыми, при этом на асимметричный пик приходится около 50 событий. Крайне маловероятно, что асимметричная компонента имеет фоновое происхождение, например, вследствие деления малых примесей тория или урана. В этом случае не должен наблюдаться пик легкого осколка ²¹³ At, поскольку легкий пик Th, U приходится на массы 92 и 98 и лежит глубоко под колоколом Y (M). Хотя приведенное распределение симметризовалось для сглаживания колебаний, обусловленных низкой статистикой регистрируемых событий, мы наблюдали оба близких по форме пика, соответствующих ожидаемой асимметрии разделения ²¹³At. Кроме того, отсутствие сколько-нибудь заметных примесей сильно делящихся элементов в мишени ²⁰⁹Ві подтверждается измерениями сечения деления [7]. Уверенность в интерпретации результатов анализа распределения масс осколков основывается также на наблюдении аналогичных отступлений на краях распределения E_k , коррелирующий с наиболее вероятными значениями $E_k \approx 50$ и 93 МэВ, которые следуют из значения E_k^a для $M_T / M_{II} = 1,9$.

Таким образом, при делении ядра ²¹³At α-частицами с энергией 36 МэВ впервые установлен выход асимметричного деления в максимумах $Y_a^{max} = 0,03\%$ при $Y_s^{max} = 8,2\%$. Количественно $Y_a(M)$ обладает основными свойствами асимметричного деления тяжелых ядер: средняя масса тяжелого осколка с точностью 1-2 ат. ед. массы совпадает с ее значением для и актинидов, что подтверждает замечательную стабильность этой характеристики и распространяет данную закономерность на область ядер вплоть до значений A = 213, и асимметрии разделения до $M_{\rm T} / M_{\rm H} = 1,9$, перемещая существовавшую границу с A = 225 и $M_T / M_{\Pi} = 1,6$ для ²²⁵Ra [8]. Как и у актинидов, левый склон тяжелого пика $Y_a(M)$ приходится на массы $M_T = 132 - 134$, связанные с образованием осколков, по нуклонным состояниям близких к дважды магическому ядру Z = 82, N = 50. Эффект оболочек проявляется и в подъеме кинетической энергии $E_k(M)$ при этих массах, который не прекращается вплоть до $M_{\rm T} = 145$ и обусловлен по-видимому, структурой легкого осколка $M_{\rm T} = 68$,

в котором заполнена оболочка Z = 28, N = 40. Проявление оболочек в зависимости $E_k(M)$ приходится на область значительного уменьшения бесструктурной составляющей, рассчитанной по капельной модели Никса и Святецкого [9] и показанной в средней части рисунка сплошной кривой. Поэтому, в отличие от актинидов «оболочечный» максимум $E_k(M)$, по-видимому, лишь достигает уровня «капельного» максимума $E_k(M_T)^{213}$ At.

Более определенное суждение об оболочечных эффектах в ходе $E_k(M)$, равно как и более надежные данные о форме Y(M), мы надеемся получить из анализа результатов проведенных измерений для других энергий и ядер, а



Выходы масс Y(M), кинетическая энергия осколков E_k и ее дисперсия $\sigma_{E_k}^2$ в зависимости от массы осколка:

 \odot — указанные характеристики для энергии E_a = 50 МэВ, • — для E_a = 36 МэВ

также новых экспериментов при более низких энергиях возбуждения, которые являются очень трудоемкими из-за сильно падающей с уменьшением энергии делимости доактинидных ядер. Мы рассчитываем, что уменьшение делимости будет компенсироваться уменьшением ширины распределения $Y_s(M)$, что и позволит, в конечном счете, получить дополнительную информацию о свойствах асимметричной компоненты.

Полученный в настоящей работе результат важен не только самим фактом существования асимметричного деления в области доактинидов, но и тем, что оно, в сравнении с актинидами, проявляет себя в новом качестве — в роли маловероятного типа деления, и остается, по-видимому, таким же [4] вплоть до порога деления ²¹³At. Пашкевичем [10] теоретически предсказано для ядер в районе свинца существование двух седловых точек, одна из которых сильно асимметричная (ожидаемая при $M_T / M_{\Pi} = 2$) и расположена выше седловой точки с малой асимметричной деформацией. Казалось бы, это находится в качественном согласии с обнаруженными свойствами асимметричного деления ²¹³At, однако другие расчеты по методу оболочечной поправки [11] не обнаруживают переходного состояния с большой асимметричной деформацией.

Таким образом, вопрос об интерпретации результатов работы пока остается открытым, а сам экспериментальный факт асимметричного деления ²¹³At открывает новый аспект в понимании сложной проблемы асимметрии деления ядер.

Литература

- 1. Sugihara T.T., Roesner J., Meadows J.W. Phys. Rev., 1961, 121, 1179.
- 2. Plasil F. et. al. Phys. Rev., 1973, C7, 1196.
- 3. Иткис М.Г. и др. *ЯФ*, 1975, 22, 864.
- 4. Кукс И.М. и др. *ЯФ*, 1978, 27, 54.
- 5. Plasil F. et al. Phys. Rev., 1966, 142, 696.
- 6. Britt H.C., Wegner H.E., Gursky J.C. Phys. Rev., 1963, 129, 2239.
- 7. Игнатюк А.В. и др. *ЯФ*, 1975, 21, 1185.
- 8. Konecny E., Speecht H.J., Weber J. Phys. Lett., 1973, 45B, 329.
- 9. Nix J., Swiatecki W. Nuck. Phys., 1965, 71, 1.
- 10. Пашкевич В.В. Препринт РЧ-5581, Дубна, 1971.
- 11. Möller P. Nucl. Phys., 1972, A192, 529.

Поступила в редакцию 9 апреля 1982 г.

Институт ядерной физики Академии наук Казахской ССР

Asymmetric Fission of the Pre-Actinide Nuclei

M. G. Itkis¹, V. N. Okolovich¹, A. Ya. Rusanov¹, G. N. Smirenkin²

¹ Institute of Nuclear Physics, Alma-Ata, USSR ² Institute of Physics and Energetics, Obninsk, USSR

Received October 1, 1984

The fragment mass and energy distributions have been measured for fission of ²¹³At, ²¹²Po, ²¹⁰Po, ²⁰⁸Po, ²⁰⁹Bi, ²⁰⁷Bi, ²⁰⁵Bi, ²⁰⁴Pb and ²⁰¹Tl in (α , f) and (p, f) reactions. The yield of the asymmetric component has been found to decrease with decreasing Z and N of the fissile nucleus and vanish at ²⁰¹Tl. The analysis has shown the two main fission modes (symmetric and asymmetric) to be determined by the two distinct valleys in the deformation potential energy, which had been theoretically predicted by Pashkevich. The boundaries of validity of the hypothesis of two distinct fission modes have been estimated at 200 $\leq A \leq 232$ and $82 \leq Z \leq 92$. The two-mode hypothesis is strongly substantiated in the paper.

1. Introduction

In recent studies [1—3], the asymmetric component has been observed in the mass distribution of the fragments of fission, of ²¹³At in the ²⁰⁹Bi (α , *f*) reaction at low excitation energies. The contribution of the component to the total yield is small and slightly depends on energy, while the asymmetric mode predominates in fission of the heavy actinide nuclei. The paper reports on new studies on that problem. The experiments were performed at the isochronous cyclotron of the Institute of Nuclear Physics, Alma-Ata. The reactions of fission of the target nuclei from ¹⁹⁷Au to ²⁰⁸Pb with α -particles and protons were studied at the excitation energies of $U=E-E_f=7$ —14 MeV above fission barrier. The results enable to consider in more detail the properties of symmetric and asymmetric fission of the preactinides.

2. Experiment

The procedure of energy spectrometry of the complementary fission fragments was applied in the measurements of the mass distributions, Y(M), using Si(Au) semiconductor detectors. The targets used consisted of layers of enriched isotopes ²⁰⁴Pb, ²⁰⁶Pb, ²⁰⁸Pb, ²⁰⁹Bi, ²⁰³Tl and ²⁰⁵Tl about 100 µg/cm² thick and ¹⁹⁷Au about 300 µg/cm² thick deposited on 20 µg/cm² thick Al₂O₃ backings. The experimental technique has been described in detail in [4].

For the nuclei investigated at the excitation energy of $U \approx 9.5$ MeV, Fig. 1 shows the mass yields, Y(M); the asymmetric components, which were obtained as the difference between the total and the extrapolated symmetric yield $Y_a(M) = Y(M) - Y_s(M)$ [4]; and the dependencies of the average kinetic energy and of the variance of that on the fragment mass. With decreasing Z and A of the fissile nucleus, the fission-fragment mass and energy distributions vary and exhibit evident correlation between the decrease of deviations of $E_k(M)$ -dependence from the liquid-drop-model parabolic description



365

and the disappearance of the structure in $\sigma_E^2(M)$. In all of the cases, the asymmetric component $Y_a(M)$ is fitted well by the Gaussian distribution. At M=132—134, the left wing of the distribution is superimposed by a narrow-peaked structure with a width of 2 amu. It should be noted that for all of the nuclei investigated, the flattening of the top of the mass distribution is observed at the mass number about A / 2.

3. Mass Distributions

3.1. Experimental Results

Listed in Table 1 are the bulk properties of the mass distributions, predominantly of the asymmetric fraction for the nuclei investigated:

 M_{H}^{0} — the heavy-fragment average mass for the main component, $Y_{a}(M)$;

 M_H^1 — the heavy-fragment average mass for the peak of the "fine" structure of $Y_a(M)$; FWHM — full width at half maximum of $Y_a^0(M)$ -distribution;

 $Y_a^0(M_H^0)$ and $Y_a^1(M_H^1)$ — the yields of the average mass of M_H^0 and M_H^1 , respectively, in terms of the description of the components with the Gaussian distributions; $Y_s(A/2)$ — the observed yield of the symmetric mode for the equal-mass division; $\sum_M Y_a^0(M)$ and $\sum_M Y_a^1(M)$ — the yields of the main asymmetric component and of

its "fine" structure, respectively (the areas of the peaks $Y_a^0(M)$ and $Y_a^1(M)$).

Figure 2 shows the bulk characteristics of asymmetric fission as a function of *A*: the average mass of the heavy and light fragment, M_H^0 and M_L^0 respectively; the ratio of these values, FWHM for $Y_a(M)$ and the maximum-yield ratio Y_s / Y_a^{*} . The insert in Fig. 2 shows the energy dependence of the yield ratio Y_s / Y_a for ²¹³At, ²¹⁰Po and ²⁰⁷Bi. For the heavy nuclei with A > 225, the data are taken from [5—11].

The information obtained implies, that

i) The heavy-fragment average mass varies slightly over the broad interval of A ($M_H^0 = 136$ —137 amu for²⁰⁵Bi and $M_H^0 = 142$ for ²⁵²Cf), whereas the mass of the light fragment increases substantially with increasing A. Thus, the fair stability of M_H^0 is supported over a broad nuclear range. As a measure of fission asymmetry, the mass ratio M_H^0/M_L^0 varies from the value of 1.3 at ²⁵²Cf to 2 and might approaches its maximum value.

ii) With decreasing A from ²⁴³Cm to ²⁰⁴Pb, the FWHM of the main asymmetric component $Y_a(M)$ decreases by a factor of ~3. The extrapolation to ²⁰¹Tl gives the value of FWHM \approx 3 amu, which corresponds to the width of the "fine" structure, what is further support for the predicted boundary of fission asymmetry around A = 200.

iii) The contribution of the main asymmetric component to the total yield decreases steadily with decreasing A and breaks off at ²⁰⁴Pb because no events of asymmetric was observed for ²⁰¹Tl.

^{*)} Here and elsewhere Y_s / Y_a denotes $Y(A / 2) / Y_a^0(M_H^0)$

iv) The energy dependence of the ratio Y_s / Y_a is much weaker for the pre-actinide when compared with the typical actinides (see insert in Fig. 2).

Table 1.	Main char	acteristics of	of the asyr	nmetric co	omponent	for fission	fragments	of the
pre-actin	ide nuclei							

E_{α}	E_p	U	M_H^0	M_H^1	FWHM, Y_a^0	$Y_a^{\ 0}(M_H^0)$	$Y_a^1(M_H^1)$	$Y_s(A/2)$	$\sum_{M}Y^{0}_{a}\left(M\right)$	$\sum_{M}Y_{a}^{1}(M)$
MeV	MeV	MeV	(amu)	(amu)	(MU)	%	%	%	%	%
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
²¹³ At					•					
41.1		14.0	138.2		9.2	0.024		8.0	0.219	
39.0		11.9	139.0	132.0	9.1	0.027	0.015	7.6	0.238	0.030
37.3		10.2	137.5	133.0	9.2	0.030	0.014	8.3	0.290	0.031
35.9		8.9	138.8	132.3	9.6	0.024	0.021	8.6	0.217	0.061
34.7		7.7	137.0	132.5	9.0	0.037	0.043	9.2	0.334	0.080
32.6		5.6	137.9	132.6	9.3	0.030	0.044	9.6	0.295	0.134
²¹² Po										
41.1		12.4	137.9	132.4	9.0	0.036	0.033	8.5	0.333	0.043
40.1		11.4	137.0	131.2	8.4	0.033	0.042	8.0	0.246	0.081
39.0		10.3	139.4	133.8	9.5	0.024	0.022	7.9	0.239	0.022
²¹⁰ Po										
41.1		13.5	139.0	132.5	8.7	0.014	0.024	7.6	0.133	0.079
	29.6	13.0	139.4	133.7	9.8	0.013	0.013	7.7	0.118	0.042
	27.1	10.6	138.2	133.4	8.8	0.017	0.024	7.7	0.160	0.088
37.3		9.8	139.3	133.5	8.1	0.017	0.041	7.6	0.144	0.139
	24.3	7.8	138.0	132.5	7.7	0.019	0.014	7.6	0.165	0.041
²⁰⁸ Po										
41.1		14.9	139.8		8.0	0.013		6.7	0.096	
37.3		11.2	137.2	131.8	6.7	0.010	0.014	6.9	0.069	0.032
35.9		9.8	137.0	131.5	6.7	0.011	0.014	6.8	0.075	0.045
²⁰⁹ Bi										
41.1		13.3	138.0		9.2	0.017		7.2	0.168	
39.0		11.3	140.0	133.8	9.4	0.017	0.017	7.2	0.154	0.047
	29.6	9.5	138.4	133.9	8.8	0.019	0.032	7.3	0.158	0.092
²⁰⁷ Bi										
41.1		15.0	139.8	133.2	7.4	0.010	0.018	6.9	0.078	0.044
40.1		14.1	138.7	133.4	7.2	0.011	0.023	6.8	0.089	0.061
39.0		13.0	139.1	132.5	8.0	0.012	0.022	6.6	0.107	0.058
	29.6	11.0	138.3	131.8	7.6	0.010	0.023	6.7	0.097	0.051
	28.2	9.6	138.0	133.3	7.7	0.009	0.019	6.7	0.079	0.047
²⁰⁵ Bi										
	29.6	11.9	135.2	132.4	6.0	0.007	0.013	7.0	0.042	0.041
	28.3	10.6	135.8	131.0	5.5	0.005	0.015	7.0	0.027	0.030
	27.1	9.4	137.5	130.8	6.2	0.007	0.014	7.0	0.048	0.030
²⁰⁴ Pb										
	29.6	12.5	137.0	133.4	5.5	0.008	0.018	6.5	0.038	0.035

3.2. Analysis and Discussion

The possibility of the fission asymmetry of the pre-actinides has been predicted by Pashkevich [12] and Mustafa [13]. It has been shown that the deformation potential energy of 208 Pb includes two saddle points and two valleys with extremely different asymmetric deformations. According to theoretical calculations [12, 13] and experimental results [16], to explain the data obtained one can assume that formation of the mass division occurs at the saddle point with deformation, which is sufficiently close to the scission point to neglect the disturbances of *Y*(*M*) which arise in the stage of descent from the fission barrier. Then, the yield of that fission mode can be written in terms of the statistical description of the fission width:

$$Y(M) = \frac{\int_{M=0}^{E-V_f(M)} \rho(U) dU}{\sum_{M=0}^{A} \int_{0}^{E-V_f(M)} \rho(U) dU} \cdot 200\%$$
(1)

Here, $\rho(U)$ denotes the density of the excited states at the saddle point. The height of the fission barrier $V_f(M)$ is defined as

$$V_f(M) = \widetilde{V}_f(M) + \delta W_f(M) - \delta W_g$$
$$\widetilde{V}_f(M) = \widetilde{V}_f(A/2) + \frac{1}{2} \frac{d^2 V_f}{dM^2} (M - A/2)^2 + \dots$$
(2)

where $\tilde{V}_f(M)$ is the liquid-drop component of $V_f(M)$, δW_g and $\delta W_f(M)$ denote the shell corrections at the ground and transition (saddle point) states, respectively.

From (1, 2) and the Fermi gas model for the level density $\rho(U) \sim \exp\left[2\sqrt{a(U) \cdot U}\right]$ with phenomenological account of the shell effects in a(U) [14], the approximate expression can be written:

$$\ln \frac{Y(M)}{Y(A/2)} \approx \left[\delta W_f(A/2) \exp(-\lambda U(A/2)) - \delta W_f(M) \exp(-\lambda U(M)) - \frac{(M - A/2)^2}{2C} \right] \cdot \Theta^{-1}$$
$$U(M) = E - V_f(M); \quad \Theta = \left(\frac{U(A/2)}{\tilde{a}} \right)^{1/2}; \quad C^{-1} = \frac{d^2 V_f}{dM^2} \Big|_{M = A/2}$$
(3)

Here, \tilde{a} denotes the asymptotic value of the level-density parameter and $\lambda = 6 \times 10^{-2} \text{ MeV}^{-1}$ [14]. The last term in square brackets is the difference between the fission barrier in terms of the liquid-drop model and the rest gives the difference between respective δW_f -corrections with phenomenological account of shell destruction with increasing energy.



Fig. 2. The characteristics of asymmetric fission as a function of the mass number *A*. Solid circles: the data obtained in the present experiment. From top to bottom: the average mass of the heavy and light fragment, M_H^0 and M_L^0 , respectively; the mass ratio M_H^0/M_L^0 ; FWHM for Y_a ; the yield ratio Y_s/Y_a at U=9-10 MeV; the data are taken from: solid triangles ▲ [5], ▼ [6]; open circles \circ [7]; solid squares ■ [8]; solid rhombs \diamond [9]; open squares \square [10] (extrapolated to U=9.5 MeV). The insert shows the yield ratio Y_s/Y_a versus energy; the data are taken from: for ²²⁶Ac [10], for ²³⁶U [11]; \Diamond the upper limit of the ratio Y_s/Y_a for ²¹³At from [17]



Fig. 3. The shell correction δW_f as a function of the neutron number *N* and proton number *Z* for the fragments *f* ²¹³At fission [12]. The nuclear stiffness parameter *C*⁻¹ as a function of Z^2 / A

Contour maps of the shell correction (see Fig. 5 in [12]) show δW_f as a function of neutron, N, and proton, Z, numbers in fissile nucleus at the prescission configuration. The contours shaped into pits stretched in the direction of N_H = const, and Z_H = const. Figure 3 shows the typical cuts of the maps at fixed Z and N of ²¹³At and the nuclear stiffness parameter C^{-1} as a function of Z^2 / A plotted in accordance with the calculated results [15] and experimental data [16].

From analysis of (3) and the data on δW_f and C^{-1} the bulk properties of the observed fission-fragment mass distributions may be drawn:

i) At high energies, the contributions of the shell terms in (3) are small and the Y(M)-curve follows the Gaussian distribution:

$$Y(M) = Y(A/2) \cdot \exp\left[\frac{\left(M - A/2\right)^2}{2\sigma_M^2}\right];$$

$$2\sigma_M^2 = C \cdot \Theta$$
(4)

Thus, the symmetric distributions, which are typical for the preactinides (dashed lines in Fig. 1) correspond to the liquid-drop asymptotic limit.

ii) The shell term $\delta W_f(A/2) > 0$ relates to flattening of Y(M) in the region of symmetric fission and $\delta W_f(M) < 0$ relates to the asymmetric component $Y_a(M)$. In particular, the left slope of $Y_a(M)$ -curve lies in the vicinity of $M \approx 132$ and corresponds to the steep slope of δW_f at $N_H = 82$ and $Z_H = 50$ (Fig. 3). The maximum of $Y_a(M)$ is observed rather at $M_H^0 = 140$ than at $M_H^0 = 146$ as one can expect from the position of the minima of δW_f (Fig. 3) and shifts towards $M_H^0 = 136$ —137 with decreasing A. Both that feature and the decrease of $Y_a(M)$ -width are due to the competition between the shell term and liquid-drop one in (3).

iii) From an analysis of the A-dependence of the ratio Y_s / Y_a , only the contribution of the liquid-drop term can be readily obtained:

$$\frac{d\left(\ln Y_{s}/Y_{a}\right)}{dA} = \frac{M_{H}^{0} - A/2}{C} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{dM_{H}^{0}}{dA} + \frac{dC}{dA}\frac{M_{H}^{0} - A/2}{C}\right) \approx -0.24$$
(5)

That is comparable with the experimental value (-0.26) over the interval from Pb to At. In fission of 201 T1, disappearance of the asymmetric component of Y(M) is likely due to the fact that V(M) increases more rapidly than the shell correction

 $\delta W_f(M)$ decreases with increasing (M - A/2) and no asymmetric saddle-point originates.

iv) From differentiation of (3) with respect to E, one can obtain

$$\frac{d\left(\ln Y_{s}/Y_{a}\right)}{dE} = \frac{\lambda}{\Theta} \left[\delta W_{f}\left(A/2\right) \cdot \exp\left(-\lambda U\left(A/2\right)\right) - \delta W_{f}\left(M_{H}^{0}\right) \cdot \exp\left(-\lambda U\left(M_{H}^{0}\right)\right) - \frac{1}{2U\left(A/2\right)} \ln \frac{Y_{s}}{Y_{a}} \right]$$

$$(6)$$

From this, taking into account the positive sign of the term in square brackets, one can see that the higher the ratio Y_s / Y_a the lower the rate of its increase with energy. That very behaviour is observed when A decreases from the U region to the preactinides, i. e. the ratio Y_s / Y_a increases by 4–5 orders of magnitude and its dependence on energy weakens.

Thus, we may conclude that for "new" region of the pre-actinide nuclei, not only the properties of the fragment mass distributions are consistent with the phenomenological description of the heavy nuclei but they may be interpreted adequately in terms of the statistical description. Nevertheless, the fragment energy distributions discussed below show substantial distinctions between these mass regions.

4. Energy Distributions

Over the nuclear range from ²⁰⁴Pb to ²¹³At, the measured σ_E^2 -curve show the remarkable property of the kinetic-energy distributions indicating sharp peaks at the mass numbers corresponding to the equal contributions from asymmetric and symmetric-mode fission (Fig. 1). This structure is not so evident for fission of the neighbouring heavier nucleus, Ra, with various projectiles [6, 18]. Britt [9] has related that property to the hypothesis of two distinct fission modes [19], and in terms of it has obtained quantitative description of the average kinetic energy, E_k , and the variance σ_E^2 , using the next equations:

$$E_k = E_k^a \frac{Y_a}{Y} + E_k^s \frac{Y_s}{Y};$$

$$\sigma_M^2 = \sum_i \left(\sigma_E^2\right)_i + \frac{Y_a Y_s}{Y_2} \left(E_k^a - E_k^s\right)^2$$
(7)

Here, Y_i , E_k^i and $(\sigma_E^2)_i$ the yields, the first and the second moments of the kinetic-energy distributions for the two fission modes (i = a or s), respectively. In agreement with experiment, the latter equation has a maximum at $Y_s = Y_a$ with the height being determined by the difference of $E_k^a - E_k^s$. The increase of the maximum of from Ra to Pb — At one can naturally relate to the increasing difference of $E_k^a - E_k^s$. Both that fact and the decrease of $(\sigma_E^2)_i$ for the pre-actinides have implied that one would directly observe the two-humped-barrier structure in the kinetic-energy differential distributions. Figure 4 shows the distributions of

$$N(E_k, M) = \frac{Y(E_k, M)}{200\%} \cdot N_0$$

for various mass bins of fission-fragments of 213 At at the three values of excitation energy; the number of events are: $N_0 = 2 \times 10^4$ at U = 7.7 MeV and 8.9 MeV and $N_0 = 10^5$ at U = 10.2 MeV.

From Fig. 4 and comparison with Fig. 1, it is seen that

i) At M = 127, i. e. out of the mass bin where the contribution of asymmetric fission is noticeable, the symmetric distribution (Gaussian) is observed with the average energy $E_k^s(M) = E_k(M) \approx 138$ —140 MeV and the variance $(\sigma_E^2)_s$ of 45 MeV², what is appropriate for symmetric mode fission;

ii) At M > 137, i. e. out of the peak of "fine" structure, the distribution observable in the asymmetric yields can be expanded in two components with the average energies of $E_k^a \simeq 148$ —150 MeV and $E_k^s \simeq 133$ —135 MeV;

iii) In the intermediate mass bin $132 \le M \le 137$, where the contribution of the peak of "fine" structure is noticeable in the mass yields the third component appears with extremely high average energy of $E_k^a \simeq 163$ MeV. (The extremely high value of E_k^{a1} is likely due to formation of spherical fragments $^{78}_{28}$ Ni and $^{132}_{50}$ Sn. In this sense, the "fine"-structure component is analogous to fission of 258 Fm with two spherical fragments of Sn.)

The validity of the interpretation of E_k -spectrum is supported by results listed in Table 2 which show that the over-all yields of the separate components $\sum_{i=1}^{n} Y_i(M) \left(\sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} Y_i(M) = 200\% \right) \text{ agree with the areas estimated under corre-$



Fig. 4. The fission-fragment kinetic-energy spectra, $N(E_k)$, for ²¹³At are given for various mass intervals at the three values of the excitation energy, *U*. The dashed lines show the decomposition of $N(E_k)$

spondent curves of expansion

$$\sum_{M}\sum_{E_k}N_i(E_k,M)\cdot\frac{200\%}{N_0}$$

Table 2. Experimental and extrapolated yields of various components of the fragment mass distributions for fission of ²¹³At

U, MeV	ΔM (amu)	Simmetr. Yield $Y_s, \%$		Asimme Y_a^0	tr. Yield , %	Fine Struct. Yield Y_a^1 , %	
		$N(E_k)$ exper.	$Y_s(M)$ extrap.	$N(E_k)$ exper.	$Y_a^0(M)$ dascrip.	$N(E_k)$ exper.	$Y_a^{-1}(M)$ dascrip.
10.2	$132 \leq M \leq 137$ $M \geq 138$	0.35 0.05	0.39 0.04	0.14 0.12	0.13 0.13	0.033	0.025
8.9	$132 \leq M \leq 137$ $M \geq 138$	0.18 0.012	0.16 0.010	0.10 0.15	0.09 0.13	0.030	0.042
7.7	$132 \leq M \leq 137$ $M \geq 138$	0.07 0.011	0.12 0.007	0.18 0.14	0.16 0.14	0.054	0.067 -

Extending the properties of the $N(E_k, M)$ -distribution from fission of ²¹³At towards other nuclei, one can obtain qualitative interpretation of the body of data on (Fig. 1). For the three-component distribution we have:

$$\sigma_E^2 = \sum_{i=1}^3 \left(\sigma_E^2\right)_i + \frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^3 \cdot \sum_{j=1}^3 \frac{Y_i Y_j}{Y^2} \left(E_k^i - E_k^j\right)^2, \qquad (8)$$

where Y_{ij} are the yields of the separate components with Y_a^0 for the main component and Y_a^1 for the "fine"-structure component. The basic contribution to the second term of (8) is provided by that very composition of the fission modes when the difference between kinetic energies approaches a maximum and the yield ratio is close to unity. The maximum difference $|E_k^i - E_k^j|$ occurs for the symmetric-mode component and the component related to the "fine" structure of asymmetric fission. That is why no decrease of the maximum of σ_E^2 is observed from ²¹³At to ²⁰⁷Bi, it increases substantially with increasing Y_a^1/Y_a^0 (Fig. 1, Table 1). With further decrease of Z and N, the yields of both the components decrease sharply. Consequently, the maximum of σ_E^2 rapidly decreases and vanishes at ²⁰¹T1.

The structure revealed in $N(E_k)$ is the first direct experimental evidence for existence of the two modes of fission. There are two main modes: symmetric and asymmetric; the third mode is not observed in fission of heavier nuclei and might be a specific feature of the pre-actinides in the lead region. Thus, the result obtained, should be discussed in more general way in terms of the hypothesis of two distinct fission modes.

As it was mentioned above, Pashkevich has shown [12] that for the lead region, there are two valleys in the potential deformation energy; the higher valley corre-

sponds to the process of asymmetric fission, which is less probable and the lower one corresponds to symmetric fission. The former is entirely due to the shell effects, the latter corresponds to the shape of the liquid-drop fission barrier. This explains the well-known properties of the two fission modes and the distinctions between them. Thus, the results obtained in [12] are not only a theoretical prediction of asymmetric fission of the (light) pre-actinides, but they are a physical substantiation of the hypothesis of two distinct fission modes.

Inserts in Fig. 5 show the variation of the nuclear potential energy as a function of asymmetric deformation characterized by M - A/2 with increasing nucleon number. The minima at M - A/2 = 0 and $M - A/2 = \pm \Delta M \neq 0$ correspond to the valleys of symmetric and asymmetric fission modes. The asymmetric valley lowers with increasing A and at Ra, Ac it becomes lower than the symmetric one, providing predominance of the asymmetric fission mode at low excitation energies [20]. In the trans-actinide region, the symmetric valley vanishes [12]. In that case, the modes corresponding to the equal mass division or close to that follow the asymmetric valley (where the shell effects are essential) in contrast with the "real" (liquid-drop) fission of lighter nuclei. In Fig. 5, the experimental data on the fragment kinetic energy as



Fig. 5. The most probable fission-fragment kinetic energy $E_k (A/2)$ versus $Z^2/A^{1/3}$ for equal-mass division. The upper scale is given for mass numbers of the β -stability. The dash-dotted line fits the experimental data. The vertical dashed lines enclose the region of validity of the two-mode hypothesis. The inserts show the deformation potential energy versus asymmetric deformation for various mass regions. Open symbols — low-energy fission (U < 10 MeV): \circ present experiment, Δ , \forall , \Box [21]. Solid symbols — high-energy fission: \blacktriangle , \blacktriangledown heavy-ion induced fission reactions [22] (data corrected on the effects angular momentum [23]), *, \blacksquare , \blacklozenge , \blacklozenge light-charged particle induced fission reactions [8, 9, 16, 24]

a function of $Z^2/A^{1/3}$ show the distinction outlined above between symmetric fission of the light and heavy nuclei. The upper scale is given for the mass numbers corresponding to the valley of β -stability. The data refer to the mode of M = A/2 and to the two energetically opposite cases: fission of sufficiently cool nuclei ($U \leq 10$ MeV, open symbols) and fission of highly excited nuclei ($U \geq 50$ MeV, solid symbols). One can distinguish two regions from the nuclear range under discussion with approximate boundary at A = 235 (right-hand dashed line in Fig. 5). At A < 235, E_k (A/2)-values for the cool and hot nuclei coincide and at A > 235, E_k (A/2)-values diverge increasingly with increasing mass of fissile nucleus. For ²⁵⁵Es and ²⁵⁸Fm, the divergence is about 40 MeV.

Similarity of the modes in the two regions is only formal due to the equal mass division. Different dependence of $E_k(A/2)$ on the excitation energy is provided by different effects of the shells on the formation of the modes. One can naturally relate these distinctions to the difference between the deformation potential energies (see insert in Fig. 5). For the pre-actinides, the "real" symmetric fission follows the lower liquid-drop valley. In that case, there are no reasons of E_k being dependent on energy.

For the trans-actinides, there is single valley of the shell origin corresponding to highly predominant asymmetric fission. The equal-mass division follows that valley being accompanied by strong shell effects, which increase with approaching to A = 132 (²⁵⁵Es, ²⁵⁸Fm). The shell distribution with energy provides the observed $E_k(A/2)$ -dependence on energy (Fig. 5). At high excitation, fission follows the liquid-drop valley with the bottom corresponding to A/2. In that case, for all of the nuclei, there is similar dependence of E_k on the liquid-drop parameter $Z^2/A^{1/3}$.

Thus, we related the two properties essential for transition through the "boundary" $A \approx 235$: the observed variations of E_k (A/2)-dependence on energy and disappearance of the symmetric valley in the deformation potential energy. This implies that no "real" (distinct) symmetric fission takes place for the nuclei with $A \gtrsim 235$ and, therefore, the two-mode hypothesis cannot be applied in that case. Thus, the region of validity of the two-mode hypothesis is limited, on the one hand, by disappearance of asymmetric fission at $A \approx 200$, $Z \approx 80$ and, on the other hand, by disappearance of symmetric fission at $A \approx 235$, $Z \approx 92$.

5. Conclusions

1. Experimental studies of the fragment mass and energy distributions in fission of the pre-actinides have led to determination of the light-mass boundary of the fission asymmetry at $Z \simeq 80$, $A \simeq 200$.

2. For the "new" region of the pre-actinides, not only the properties of the fragment mass distributions are consistent with the phenomenological description of the fission asymmetry of the heavy nuclei, but they may be interpreted adequately in terms of the statistical description.

3. The structure in the fragment kinetic-energy distributions $N(E_k)$ in the mass regions corresponding to the sharp peaks in the variance $\sigma_E^2(M)$ has been observed

for the first time and has provided a direct experimental evidence for the hypothesis of two distinct fission modes.

4. The two valleys (symmetric and highly asymmetric) calculated for the pre-actinide region provide theoretical substantiation of the observed characteristics of the fission-fragment mass and energy distributions.

5. Obtained from the analysis of the E_k -dependence on energy for the equal-mass division and from the nuclear deformation potential energy the upper boundary of validity of the two-mode hypothesis is at $A \approx 235$ and $Z \approx 92$.

References

- 1. Gruzintsev Ye.N., et al.: Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 35, 449 (1982).
- 2. Gruzintsev Ye.N., et al.: Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 36, 304 (1982).
- 3. Gruzintsev Ye.N., et al.: Phys. Lett. 126B, 428 (1983).
- 4. Gruzintsev Ye. N., et al.: Inst. Nucl. Phys. Acad. Sci. Kaz. SSR, Preprint 1-83 (1983).
- 5. Flynn K.F., Gunten H.R. von: *Proc. Snd IAEA Symp. Phys. Chem. Fission*, Vienna, 2, 731 (1969).
- Schmitt H.W, Dabbs J.W.T, Miller P.D.: Proc. 1st IAEA Symp. Phys. Chem Fission, Salzburg, 1, 517 (1965);
 Kanagere F. Schmitt H.W.; Phys. Rev. 172, 1212 (10(8))
- Konecny E, Schmitt H.W.: *Phys. Rev.* 172, 1213 (1968).
- 7. Kurchatov B.V., et al.: *Yad. Fiz.* 14, 943 (1971).
- 8. Okolovich V.N., Pavlov A.F.T., Tishin A.S.: Yad. Fiz. 21, 699 (1975).
- 9. Britt H.C., Wegner H.E., Gursky J.C.: Phys. Rev. 129, 2239 (1963).
- 10. Specht H.J.: Nucleonika 20, 717 (1975).
- 11. D'yachenko P.P., Kuzminov B.D., Tarasko M.Z.: Yad. Fiz. 8, 286 (1968).
- 12. Pashkevich V.V.: Nucl. Phys. A169, 275 (1971).
- 13. Mustafa M.G., Mosel U, Schmitt H.W.: Phys. Rev. C7, 1519 (1973).
- 14. Ignatjuk A.V., et al.: Proc. 4th IAEA Symp. Phys. Chem. Fission, Jülich, 1, 421 (1979).
- 15. Strutinsky V.M.: Zh. Teor. Eksp. Fiz. 45, 1900 (1963).
- Gruzintsev Ye.N., et al.: Z. Phys. A Atoms and Nuclei. 316, 61 (1984); Yad. Fiz. 39, 1336 (1984).
- 17. Kooks I.M., et al.: Yad. Fiz. 27, 864 (1978).
- 18. Perry D.G., Fairhall A.W.: Phys. Rev. C4, 977 (1971).
- 19. Turkevich A., Niday J.B.: Phys. Rev. 84, 52 (1951).
- 20. Zhagrov E.A., et al.: *Nucl. Phys.* A213, 436 (1973); Weber J., et al.: *Phys. Rev.* C13, 2413 (1976).
- 21. Unik J.P., et al.: Proc. 3rd IAEA Symp. Phys. Chem. Fission, Rochester, 2, 19 (1973); Deruytter A.: Ibid. p. 51; John W., et al.: Phys. Rev. Lett. 27, 45 (1971).
- 22. Viola V.E.: *Nucl. Data*, Al, 391 (1966); Borderie B., et al.: *Nucl. Phys.* A220, 93 (1974).
- 23. Gruzintsev Ye.N. et al.: Inst. Nucl. Phys. Acad. Sci. Kaz. SSR, Preprint 2-84 (1984); Yad. Fiz. 40, 616 (1984).
- 24. Plasil F, et al.: Phys. Rev. 142, 696 (1966); Phys. Rev. C5, 528 (1972).

Симметричное и асимметричное деление ядер легче тория

М. Г. Иткис, В. Н. Околович, А. Я. Русанов Институт ядерной физики АН КазССР, Алма-Ата

Г. Н. Смиренкин

Физико-энергетический институт, Обнинск

Обзор посвящен экспериментальным исследованиям массово-энергетических распределений осколков при делении ядер $Z \leq 90$ в области низких и средних энергий. Он охватывает круг вопросов, связанных в основном с новой информацией, полученной в последние годы: о границах существования асимметрии деления как явлении, о двух независимых способах деления — симметричном и асимметричном, и более широко — о модальной структуре массовых и энергетических распределений осколков, о симметричном делении как объекте модели жидкой капли, о формировании массовых распределений и др. Главный итог исследований состоит в экспериментальном обосновании теоретически предсказанной долинной структуры барьера деления доактиноидных ядер.

Recent studies of the mass and energy distributions from fission of the nuclei with $Z \leq 90$ at low and intermediate energies are reviewed in order to investigate the problems connected to the boundaries of the fission asymmetry, two distinct fission modes, mode structure of the fission fragment mass and energy distributions. Particular attention is paid to the experimental evidence for the valleys in the structure of the fission barrier, which were theoretically predicted for the pre-actinide nuclei.

Введение

Тяжелые ядра делятся преимущественно на неравные части — примерно в соотношении 3:2, и это было установлено фактически одновременно с открытием самой реакции ядерного деления. Для объяснения многих свойств новой реакции Я. И. Френкель [1], Бор и Уилер [2] с успехом использовали представление о ядре как капле заряженной жидкости, в которой роль ядерного взаимодействия, препятствующего кулоновским силам отталкивания, выполняет поверхностное натяжение. Но сколько ни бились над объяснением асимметрии деления в рамках модели жидкой капли, ответ теории был всякий раз одним и тем же: энергетически более выгодно деление на равные половинки. Так, уже на заре развития физики деления возникла проблема асимметричных и симметричных мод, которая и сейчас, спустя почти полвека, не утратила своей актуальности.

За прошедшие годы многое было осознано в механизме деления, правда, большей частью на полуколичественном феноменологическом уровне — настолько сложным оказался процесс коренной перестройки ядер. В частности, было выяснено, что происхождение асимметрии деления связано с оболочеч-

Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1988, тм 19, вып. 4, с. 701-784.

ным строением ядер-осколков, и тем самым понята причина тщетности усилий объяснить ее в рамках модели жидкой капли, в основе которой лежит предположение об однородности ядерного вещества. Большое значение для утверждения этого взгляда на раннем этапе имели работы по статистической модели асимметрии деления Фонга [3], а на более позднем — работы В. М. Струтинского по обоснованию метода оболочечной поправки и его приложениям к описанию энергии деформации ядер [4].

В. М. Струтинскому удалось непротиворечиво объединить в рамках единой физической картины идеи капельной модели и модели оболочек, многие годы в физике деления противопоставлявшиеся друг другу. В частности, с помощью метода оболочечной поправки был непринужденно решен вопрос о перестройке оболочечной структуры ядра с энергией, которая завершается асимптотическим переходом ядра к состоянию, описываемому в капельной модели [5]. Наиболее ярко данное явление выражается в трансформации двугорбой кривой выхода масс осколков «холодного» асимметричного деления в одногорбое массовое распределение симметричного типа при делении достаточно сильно нагретых ядер. Наблюдаемая универсальность симметричного массового распределения при значительных возбуждениях может служить экспериментальным обоснованием капельной модели как фундамента теории деления ядер. В свою очередь, экспериментальное изучение симметричного деления нагретых ядер является прямым способом проверки ее представлений, и этому аспекту посвящены два первых раздела обзора.

Если тезис об универсальности и преобладании симметричного типа деления нагретых ядер не имеет исключений, то аналогичное утверждение для асимметрии деления холодных ядер оказывается справедливым только в ограниченной, хотя и достаточно протяженной области трансактиниевых ядер (Th — Cf). Слева и справа от нее происходят значительные метаморфозы массового распределения Y(M): в районе Pb и Fm оно становится симметричным, в районе Ra — трехгорбым. При делении ядер легче Ra вклад симметричного пика в Y(M) настолько доминирует, что долгое время не удавалось ответить, делятся ли они асимметричным способом и какова область распространения по А и Z самого явления «асимметрия деления»? Экспериментальные данные противоречили друг другу [6, 7], теоретические работы оправдывали лишь преобладающий способ деления [8, 9]. Исключением явились расчеты Пашкевича [10], результаты которых продемонстрировали возможность асимметричного деления в районе Pb и верно предсказали основные черты ожидаемого распределения Y(M). Ответ на поставленные вопросы экспериментально был получен спустя десять лет в работах авторов обзора [11-15], и этим исследованиям посвящен его третий раздел.

Измерения и анализ формы массово-энергетических распределений осколков и зависимости ее от энергии возбуждения еще на раннем этапе исследований легких ядер выявили специфические различия симметричного и асимметричного типов деления, которые интерпретировались в рамках так называемой гипотезы о двух независимых «способах» деления [16] (см. также обзоры [17, 18]). В дальнейшем интерес к этой эмпирической, не имевшей теоретического обоснования, гипотезе был утрачен, хотя, как показала последующая история, рациональное зерно в ней содержалось. Теоретические расчеты В. В. Пашкевича сначала для Pb [10] и затем для Ra [19] предсказали существование двух долин деления — масс-симметричной и масс-асимметричной, с которыми естественно связать происхождение различий обсуждаемых способов деления^{*}. Ожидавшаяся из этих расчетов разница в высотах барьера (энергий седловых точек) для симметричного и асимметричного способов деления была подтверждена экспериментально у обеих групп ядер: положительная в районе Ra [20] и отрицательная в районе Pb [21].

Важнейший шаг, который удалось сделать в результате исключительно трудоемких исследований массово-энергетических распределений осколков при околопороговом делении ядер в районе Pb, заключается в формировании единой картины деления ядер легче Th. Главную особенность ее составляет «долинная» структура барьера, которая проявляется в значительных различиях характеристик деления, соответствующих разным долинам, и общности свойств, отличающих каждый из способов. Эта проблема, вышедшая после обнаружения «фермиевой аномалии» [22] за рамки обсуждаемой области ядер, составляет тему четвертого раздела обзора.

Характеризуя доактиноидные ядра как объект исследования, необходимо отметить ряд существенных отличий их от более тяжелых соседей по периодической системе, привлекавших к себе гораздо больше внимания в связи с практическими задачами. Значительные проблемы в изучении процесса деления легких ядер связаны и с трудностями экспериментов, к которым, прежде всего, необходимо отнести низкую вероятность деления, экспоненциально убывающую с параметром Z^2/A и энергией возбуждения [23], а также отсутствие в области $Z = 84 \div 87$ и $A = 210 \div 225$ ядер-мишеней, пригодных для измерений. Сечения деления, позволяющие сравнить условия экспериментов в двух областях ядер, актиноидов и доактиноидов, показаны на рис. 1а.

Первое из указанных обстоятельств является серьезным препятствием при изучении деления холодных доактиноидных ядер, но вместе с тем становится большим преимуществом перед тяжелыми ядрами, если целью являются

^{*}В литературе часто используются являющиеся синонимами различные термины: «способы», «типы», «моды» деления, а также «модальная», «компонентная» структура распределений осколков. Мы будем придерживаться здесь терминов «способы» деления и «компоненты» распределений, прибегая к иным при обсуждении тех работ, где они были применены, например, к термину «бимодальное» деление, предложенному в [22]. Выбором термина «способ» деления, иногда вызывающим затруднения у неспециалистов, мы отдали дань истории и подчеркнули значимость различий долин, по которым развивается симметричное и асимметричное деление. Наконец, термин «долинная структура» правильно употреблять по отношению к поверхности энергии деформации (разд. 1), однако для краткости в том же смысле будет использоваться выражение «долинная структура барьера».



Рис. 1. Характерные сечения деления σ_f в области доактиноидов (*E* — энергия возбуждения составных ядер):

а — данные (α , f)-реакции для разных ядер [23]; б — данные для ²¹⁰ Ро, образованного в различных реакциях [25]. На вставке — зависимость максимального углового момента l_{\max}^2 от энергии частицы E_i

свойства процесса деления достаточно сильно нагретых ядер. Такие исследования в области тяжелых ядер очень усложняются реакциями деления с предварительной эмиссией нейтронов. В области доактиноидов участок энергий, практически свободный от их вклада, благодаря отмеченным свойствам вероятности деления, существенно шире [23]. Это достоинство доактиноидов чрезвычайно важно при изучении энергетических зависимостей характеристик процесса деления.

Специфической особенностью доактиноидов, очень интересной и благоприятной для исследования самого механизма деления, является относительно небольшая протяженность стадии спуска от седловой точки к точке разрыва. Взаимодействием между коллективными и внутренними степенями свободы на этой стадии решается извечный вопрос, возникающий в моделях деления: какая из «точек» — седловая или точка разрыва — ответственны за наблюдаемое массовое распределение осколков? В этой связи значительный интерес представляет всестороннее исследование ситуации, которая складывается в области доактиноидов: из расчетов по модели жидкой капли [26, 27] следует, что ядра легче Pt делятся практически без стадии спуска. Это весьма многообещающий фактор: сравнивая различные наблюдаемые характеристики процесса деления ядер легче и тяжелее Pt с теоретическими предсказаниями, можно надеяться получить важную информацию о механизме формирования массово-энергетических распределений осколков.

Существенным преимуществом доактиноидных ядер, также связанным с большой деформацией седловой конфигурации, является относительная простота формы барьера деления. Актиноиды имеют двугорбый барьер, а ядра в районе Th, возможно, и трехгорбый [28], что очень усложняет картину деления, которая упрощается для более легких ядер в силу увеличения роли макроскопической (жидко-капельной) составляющей в сравнении с вкладом оболочек (оболочечной поправкой). Это приводит к преобладанию симметричного типа деления и создает немалые трудности при экспериментальном изучении маловероятного асимметричного типа. После того как они преодолены, можно сказать, что область доактиноидов для исследования многих свойств процесса деления является значительно благоприятнее, чем «традиционная» область практически интересных тяжелых ядер.

Нейтроны, γ -кванты и электроны из-за низкой интенсивности источников или малости сечений взаимодействия практически непригодны для изучения деления доактиноидов, особенно в области низких энергий возбуждения. Применению с той же целью реакций с тяжелыми ионами препятствует кулоновский барьер. Напротив, для изучения деления сильно нагретых ядер они очень удобны, но в этом случае необходимо учитывать влияние на наблюдаемые характеристики значительного углового момента, передаваемого делящимся ядрам. Некоторое представление об этих факторах дает рис. 16. Как показано в [23], наиболее универсальным средством для изучения деления ядер в интересующей области Z и A и энергий возбуждения являются реакции с легкими заряженными частицами. Чтобы не усложнять задачу вопросами о механизме конкретных реакций и ослабить роль предварительной эмиссии нуклонов, мы, как правило, будем ограничиваться энергиями возбуждения $U < 80 \div 100$ МэВ ($\theta \leq 2$ МэВ) и ионами $A < 20^*$.

Основу обзора составляют эксперименты, выполненные в 1982—1986 гг. на пучках протонов, ионов ³Не и α-частиц алма-атинского изохронного циклотрона, ускоряемых на нем до энергий 30, 65 и 50 МэВ соответственно. Цель этих экспериментов — изучение механизма формирования массово-энергетических распределений осколков деления ядер легче Th и они являются частью более широкого цикла исследований в этой области, начатого около 15 лет назад. В этом смысле настоящую работу можно рассматривать как продолжение обзора [23], который охватил ранний этап этого цикла, посвященный вероятности деления.

^{*}Пробелы, связанные с этими ограничениями, читатель сможет восполнить с помощью обзоров [29, 30].

1. Симметричное деление ядер и капельная модель

Модель жидкой капли (МЖК) и ее следствия. Капельная модель является достаточно общим квазиклассическим приближением в теории ядра, которое выполняется, если мала сжимаемость и однородно распределение нуклонов в фазовом объеме. Она служит фундаментом при описании энергии деформации ядер [4]

$$V(\alpha) = \widetilde{V}(\alpha) + \delta W(\alpha) \tag{1}$$

и непосредственным инструментом для расчета ее макроскопической составляющей $\tilde{V}(\alpha)$ [$\delta W(\alpha)$ — оболочечная поправка, α обозначает конкретный параметр деформации или их набор]. Условия, обеспечивающие достаточно глубокую перестройку оболочек, которую можно рассматривать как предельный переход к капельной модели и тем самым применимость последней, реализуются при энергиях возбуждения $U \gtrsim 40$ ÷50 МэВ и температурах $\Theta \gtrsim 1,5$ МэВ ($A \simeq 200$) [5].

Существует довольно большое число вариантов описания в рамках капельной модели, различающихся учетом различных макроскопических свойств реальных ядер. Простейший из них — обычная МЖК, использованная в основополагающих работах теории деления [1, 2]. В большинстве ранних работ, в том числе и в [1, 2], основная задача об энергии деформации

$$\widetilde{V}(\alpha) = E_s(\alpha) + E_c(\alpha) - E_s^0 - E_c^0 = E_s^0 \left\{ B_s(\alpha) - 1 + 2x \left[B_c(\alpha) - 1 \right] \right\}, \qquad (2)$$
$$x = E_c^0 / 2E_c^0$$

и равновесных фигурах деформированной капли решалась для форм $R(\Theta)$, которые аппроксимировались с помощью ряда из полиномов Лежандра:

$$R(\theta) = \frac{R_0}{\lambda} \left[1 + \sum_{n=1}^{n_{\text{max}}} \alpha_n P_n(\cos \theta) \right].$$
(3)

В соотношениях (2) и (3): $E_s(\alpha)$ и $E_c(\alpha)$ — поверхностная и кулоновская энергии деформированной капли; $E_s^0 = E_s(0)$, $E_c^0 = E_c(0)$ — их значения для сферической капли, т. е.

$$E_s^0 = 4\pi\sigma_0 R_0^2 = a_2 A^{2/3}; \quad E_c^0 = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_0} = C_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}; \quad R_0 = r_0 A^{1/3};$$
(4)

$$x = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\rm kp}}; \quad (Z^2/A)_{\rm kp} = \frac{2a_2}{C_3} = \frac{40\pi}{3}\sigma_0 r_0^3; \tag{5}$$

 λ — константа, обеспечивающая сохранение объема; σ_0 — коэффициент поверхностного натяжения; α_n — параметры деформации, определяющие вектор α , причем четные индексы соответствуют зеркально симметричным формам, нечетные — асимметричным. Наиболее точное решение задачи в таком подходе ($n_{\text{max}} = 18$) было получено Коэном и Святецким [31]. Замечательной особенностью энергетической поверхности $\tilde{V}(\alpha)$ является наличие точки безусловного экстремума или седловой точки $\alpha = \alpha_{sp}$, в которой противоборствующие силы уравновешены и $V(\alpha)$ по всем направлениям имеет минимум, а по квадрупольной деформации α_2 , ответственной за общее удлинение, максимум. При $\alpha > \alpha_2$ кулоновские силы преобладают и процесс деления становится необратимым. Подчеркнем, что все $\alpha_{2m+1} = 0$, т. е. седловая фигура (безусловного равновесия) является зеркально-симметричной, а поскольку ей соответствует минимум энергии по всем α_n ($n \neq 2$), симметричное деление энергетически наиболее выгодное.

Величиной $\tilde{V}(\alpha_{sp})$ определяется высота барьера деления \tilde{E}_{f} , которую согласно (2) можно выразить как

$$\widetilde{E}_f = E_s^0 \xi(x), \quad \xi(x) = B_s(\alpha_{sp}) - 1 + 2x \Big[B_c(\alpha_{sp}) - 1 \Big]. \tag{6}$$

В окрестности x = 2/3 функция $\xi(x)$ меняет характер зависимости [31]

$$\xi(x) = \begin{cases} 0,38(3/4-x) & \text{для} & 1/3 < x < 2/3, \\ 0,83(1-x)^3 & \text{для} & 2/3 < x < 1, \end{cases}$$
(7)

о чем можно также судить по рис. 2а. Седловой фигурой $R_{sp}(\theta, x)$, сильно зависящей от x, — сферой при x = 1, «цилиндром» при $x \simeq 0.8$ и «гантелью» при x < 0.7 — определяется эффективный момент инерции $J_{spp}(x)$, в виде обратной величины

$$\frac{1}{J_{3\phi\phi}} = \frac{1}{J_{\parallel}} - \frac{1}{J_{\perp}}$$
(8)

в единицах $J_0 = (2/5) m r_0^2 A^{5/3}$, показанный сплошной линией на рис. 26. В (8) $J_{\parallel}(x), J_{\perp}(x)$ — моменты инерции относительно оси симметрии и перпендикулярной оси. Значения $\tilde{E}_f(x)$ и $J_{3\varphi\varphi}^{-1}(x)$ находят из анализа экспериментальных данных об интегральных и дифференциальных сечениях деления [23, 32]. Подчеркнем, что их характерные особенности при $x = 0,65 \div 0,7$ принадлежат области доактиноидных ядер.

Другой подход к задаче о делении заряженной несжимаемой капли, использующий вариационный метод решения интегродифференциального уравнения МЖК и поэтому свободный от ограничений на формы, например (3), был разработан В. М. Струтинским с сотр. [33]. Новый подход оказался чрезвычайно плодотворным: с его помощью были подтверждены основные результаты первого подхода, рассмотрен случай поверхностного натяжения, зависящего от кривизны поверхности, — свойство, которое учитывается с помощью параметра Г, равного нулю в обычной модели, впервые даны адекватные способы определения устойчивости фигур безусловного и условного равновесия к масс-асимметричным деформациям, а также точки разрыва капли, имеющие принципиальное значение для описания массово-энергетических распределений осколков деления. В. М. Струтинский [34] в качестве масс-асимметричной деформации принимает величину, связанную с отношением объемов правой и левой частей, а именно

$$\eta = 2 \frac{\nu_{\pi} - \nu_{\pi}}{\nu_{\pi} + \nu_{\pi}}.$$
(9)

Зависимость безразмерного параметра жесткости капли к таким вариациям формы

$$Q = \frac{1}{2E_s^0} \left(\frac{d^2 \tilde{V}}{d\eta^2} \right)_{\eta=0}$$
(10)

от параметра *x* имеет вид кривой, показанной на рис. 2в сплошной линией. По Коэну — Святецкому [31] в соответствии с представлением формы капли (3) устойчивость ее по отношению к масс-асимметричным вариациям характеризуется набором параметров жесткости для нечетных нормальных мод K_{2m+1} . Было принято считать [26, 31, 35], что основной вклад в масс-асимметричную деформацию дает октупольная мода m = 1, соответственно в устойчивость параметр K_3 . Его зависимость от параметра *x* показана на рис. 2в пунктирной линией.

Два предсказания разнятся сильно: $K_3(x)$, как, впрочем, и все $K_{2m+1}(x)$ [31], является растущей функцией при любых x и не имеет экстремумов как Q(x). В одном характеристики Q(x) и $K_3(x)$ согласуются: обе обращаются в нуль в точке Бусинаро — Галлоне [36] при $x \approx 0,4$, где капля утрачивает устойчивость по отношению к масс-асимметричным вариациям формы. Большая разница в по-



Рис. 2. Зависимости от параметра делимости *х* ряда характеристик МЖК:

 $a - функции \xi(x) / (1-x)^3 [31] («приведенной» высоты барьера деления);$ $<math>\delta$ - обратного эффективного момента инерции $J_{3\phi\phi}^{-1}$ [31]; e - параметра же-

сткости к масс-асимметричным деформациям Q [34] и K₃ [31]; сплошные линии и пунктирная (в) — для седловой точки, штрихпунктирные — для точки разрыва ведении $K_3(x)$ и Q(x) трактовалась в ряде работ как противоречие между двумя расчетами [31] и [34], которого, как показал В. В. Пашкевич [37], в действительности нет, и речь должна идти только о том, что в этих двух подходах различен выбор параметра масс-ассимметричной деформации.

В [27, 34] В.М. Струтинский указывает вторую замечательную особенность энергетической поверхности капли, — наличие практически не зависящей от *x* деформации, выше которой не существует непрерывных фигур условного равновесия, которая интерпретируется как точка разрыва. Ей соответствует расстояние между центрами тяжести половин капли [34, 38]

$$d_{sc} = 2(1,17-\Gamma)r_0 A^{1/3}.$$
(11)

В [34] подчеркивается, что такое определение точки разрыва является более естественным, чем распространенное условие обращения радиуса шейки в нуль ($r_n = 0$): сама МЖК утрачивает смысл, если r_n становится меньше расстояния между нуклонами.

Расстояние *d_{sc}* определяет кулоновскую энергию отталкивания образовавшихся осколков

$$V_{sc}^{(c)} = 0,185(1+1,2\Gamma)Z^2 / A^{1/3}, \qquad (12)$$

которая составляет большую часть их наблюдаемой кинетической энергии. Эта параметризация широко используется в систематиках средней кинетической энергии осколков:

$$\langle E_k \rangle = C_1 Z^2 / A^{1/3} + C_2 .$$
 (13)

В заключение раздела мы кратко остановимся на смысле часто используемого в обзоре термина «долина»: жидкокапельная долина, долина деления и разделенных осколков, долинная структура барьера и пр. Энергия деформации $\tilde{V}(\alpha)$ является гиперповерхностью — функцией многих переменных (параметров деформации), набор которых обозначен одним символом α. Среди них выделен один, ответственный за общее удлинение ядра и, таким образом, непосредственно связанный с основной делительной степенью свободы: это квадрупольная деформация α_2 в [31] или чаще используемый параметр $\varepsilon = 3\alpha_2/2$, а также расстояние между центрами тяжести половины ядра *d* в [33, 34, 39]. Если рассматривать набор деформаций $\{\alpha_n\}$, тогда любая обычная трехмерная поверхность $\tilde{V}(\alpha_2, \alpha_i)$ будет иметь форму седла, а каждое ее сечение $\alpha_2 = \text{const} - \phi$ орму кривой с минимумом (состояние условного равновесия). Траектория $\alpha_i^{\min}(\alpha_2)$ служит дном образующегося желоба, по которому развивается процесс деления в выбранном пространстве переменных, или, иначе, долиной деления. Так, у поверхности $\tilde{V}(\alpha_2, \alpha_4)$ [31], или $\tilde{V}(\rho, h)$, как в [39], где $\rho = d/2$, а параметры деформации α₄ и h характеризуют толщину шейки делящегося ядра, на стадии спуска от седловой точки к точке разрыва при $d \leq d_{sc}$ [см. (11)] будет две долины, разделенные хребтом, — долина деления и долина разделенных осколков. Исчезновение хребта при $d = d_{sc}$ означающее резкое увеличение вероятности выхода из первой долины во вторую, и есть признак того, что разделение наступило (точка разрыва) [39]. Поверхность $\tilde{V}(\alpha_2, \alpha_3)$ [31], или $\tilde{V}(\rho, h)$ [39], имеет одну масс-симметричную долину, которую следует отличать, называя ее жид-ко-капельной или симметричной, от масс-асимметричной долины $V(\rho, h)$, сформированной оболочками [вторым членом в (1)]. Дну первой, по-прежнему, соответствует $\eta = 0$, а дну второй $\eta \neq 0$ [10].

В данном обзоре будут рассматриваться результаты анализа экспериментальных данных в трех основных вариантах МЖК:

1) Майерса и Святецкого [40] с изоспиновой зависимостью E_s^0 и параметра *x*, в отличие от (4) и (5),

$$E_s^0 = a_2 A^{2/3} \left(1 - kI^2 \right), \quad x = \frac{c_3}{2a^2} \frac{z^2}{A} \left(1 - kI^2 \right)^{-1}, \quad I = \frac{N - Z}{A}; \tag{14}$$

2) Струтинского [34, 41] с параметрами

$$\Gamma = -0,1$$
 и $(Z^2/A)_{\rm kp} = 45$; (15)

3) Краппе, Никса, Сирка [42] с учетом конечного радиуса ядерного взаимодействия.

Параметры вариантов МЖК приведены в табл. 1. Подчеркнем, что в указанных вариантах МЖК заметно изменяются не только значения *x* для конкретного ядра, как видно из последних колонок табл. 1 (см. также примечание к ней), но и функции на рис. 2, однако с сохранением их характерных особенностей.

	<i>с</i> 3, МэВ	<i>а</i> ₂ , МэВ		Г	$(Z^2/A)_{\kappa p}$	Значения х для некоторых		
Вариант			k			ядер		
						$^{115}_{49}$ In	$^{208}_{82}{\rm Pb}$	$^{258}_{190}{ m Fm}$
1 [40]	0,704	17,9	1,78	0	—	0,415	0,690	0,837
2 [34, 41]	0,72	16,2	0	-0,1	45	0,464	0,718	0,861
3 [42]*	0,732	21,7	3,0	0	-	0,377	0,630	0,771

Таблица 1. Параметры вариантов МЖК

*В варианте 3 из-за иного определения поверхностной энергии, чем в (4) и (14), в общем случае нельзя определить параметр *x*, как в двух других вариантах, но для ядер вблизи долины β-стабильности согласно [42] можно использовать эффективный набор параметров, указанный в таблице.

Статистические и динамические аспекты в описании распределений осколков деления. Из изложенного статического подхода в рамках МЖК нельзя сказать, как реализующаяся в процессе деления энергия делится между различными степенями свободы в делящемся ядре, и каково распределение соответствующих переменных. Это вопросы, решение которых, в конечном счете, приводит к описанию распределений наблюдаемых характеристик осколков: массы, заряда, кинетической энергии и энергии возбуждения. Особую роль при этом играет стадия спуска делящегося ядра с вершины барьера, служащей началом отсчета для процесса освобождения энергии, сконцентрированной на делительной степени свободы. Эта задача решается в рамках статистических и динамических моделей процесса деления.

Наиболее простыми являются предположения статистической модели. Она исходит из допущения, что в рассматриваемом выделенном состоянии ядра (например, точке разрыва или седловой точке) обеспечивается условие статистического равновесия по всем степеням свободы. Это предположение модели переходного состояния [2, 26], которое аргументируется тем, что в окрестности седловой точки деление является наиболее медленным. Очевидно, чтобы реализовалось условие статистического равновесия в точке разрыва, необходимо потребовать, чтобы обмен между различными степенями свободы происходил достаточно быстро в сравнении со временем спуска t_c . В модели Фонга [3] в качестве времени обмена берется характерное нуклонное время $\tau_n \sim 3 \cdot 10^{-22}$ с, которое обеспечивает неравенство

$$t_c \gg \tau_n \,. \tag{16}$$

Модель переходного состояния приводит к формуле Бора – Уилера для проницаемости барьера

$$T_f(E) = \int_{0}^{E-E_f} \rho(U) dU, \qquad (17)$$

где $\rho(U)$ — плотность переходных состояний. Применяя (17) для условных барьеров $E_f = \tilde{V}(\eta)$ при фиксированных масс-симметричных деформациях η , а также разложение $\tilde{V}(\eta)$ в окрестности $\eta = 0$

$$\widetilde{V}(\eta) = \widetilde{V}(0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 \widetilde{V}}{d\eta^2} \right)_{\eta=0} \eta^2 + \dots$$
(18)

и модель ферми-газа

$$\rho(U) \sim \exp\left[2\left(\tilde{a}U\right)^{1/2}\right], \quad \theta = \left[(E - E_f)/\tilde{a}\right]^{1/2}, \tag{19}$$

где \tilde{a} — асимптотический параметр плотности уровней [23], можно получить распределение η , первое приближение к которому соответствует гауссовому распределению

$$Y(\eta) \sim \exp\left(-E_s^0 Q \frac{\eta^2}{\Theta}\right).$$
 (20)

Из (20) и определения η в (9), если предположить, что объемы частей седловой фигуры пропорциональны массам будущих осколков *M* и *A* – *M*, т. е.

$$\eta = \frac{4}{A} \left(M - A/2 \right), \tag{21}$$

следует массовое распределение осколков

$$Y(M) = \left(2\pi\tilde{\sigma}_M^2\right)^{-1} \exp\left[-\left(M - A/2\right)^2 / 2\tilde{\sigma}_M^2\right]$$
(22)

с дисперсией

$$\tilde{\sigma}_M^2 = A^2 \Theta / 32 E_s^0 Q \,. \tag{23}$$

На основе общих принципов статистической механики соотношения (20) и (23) можно получить, не прибегая к (17) и конкретизации модели плотности уровней. Если известна зависимость энергии системы W_{s,α^*} в состоянии с деформацией α^* от переменной *s*, то вероятность ее флуктуации относительно среднего значения \overline{s} и дисперсия σ_{s,α^*}^2 составляют

$$P_{\alpha*}(s) \sim \exp\left[-\frac{(s-\overline{s})^2}{2\sigma_{s,\alpha*}^2}\right], \quad \sigma_{s,\alpha*}^2 = \Theta\left[\left(\frac{\partial^2 W_{\alpha*}}{\partial s^2}\right)_{s=\overline{s}}\right]^{-1}.$$
 (24)

Именно такой подход был использован для нахождения распределений M, Z, E осколков в статистической модели для точки разрыва [43] и распределения координат и их импульсов в седловой точке в динамических расчетах P(M, Z, E) [26, 35]. Аналогично (20) было получено в [34].

На основе решения задачи о распределении координат квантового осциллятора [44] может быть сделано обобщение соотношения (24), учитывающее энергию нулевых колебаний:

$$\sigma_s^2 = \frac{\hbar\omega_s}{2k_c} \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega_s}{2\Theta} = \begin{cases} \Theta/k_s & \text{для} \quad \Theta \gg \hbar\omega_s; \\ \hbar\omega_s/2k_s & \text{для} \quad \Theta \ll \hbar\omega_s, \end{cases} \quad \begin{array}{c} \Theta \gg \hbar\omega_s; \\ \Theta \ll \hbar\omega_s, \\ \Theta \ll \hbar\omega_s, \end{array} \quad (25a)$$

 $2k_s = 2\Theta \left[\hbar\omega_s/2k_s \text{ для } \Theta \ll \hbar\omega_s, \frac{43M}{\Theta} \Theta \ll \hbar\omega_s, (256)\right]$ где $\omega_s = \left(\frac{k_s}{\mu_s}\right)^{1/2}; k_s = \left(\frac{d^2W}{ds^2}\right)_{s=\overline{s}}; \mu_s$ — частота, жесткость и приведенная масса

для колебаний моды *s* соответственно. Видно, что (25а) совпадает с (24), иначе говоря, широко используемое соотношение (24) является высокотемпературным приближением, однако его отличия от точного невелики уже при $\theta/\hbar\omega > 2$.

Динамические расчеты для невязкой жидкости были проведены Никсом и Святецким [26] и Никсом [35]. В этих расчетах, как отмечалось, начальное распределение координат и импульсов задается в седловой точке статистическими соотношениями (24) и (25), а дальнейшая эволюция системы совершается в соответствии с классическими уравнениями Гамильтона. В дальнейшем Нике с соавторами учли в динамике спуска вязкость, включив в уравнения Гамильтона силы трения. Объектом многих расчетов этой группы явились исследования зависимости средней кинетической энергии осколков $\langle E_k \rangle$ от параметра $Z^{2}/A^{1/3}$ [45—49]. В расчетах видоизменялись модель и ее параметры, условия разрыва шейки и, что, пожалуй, наиболее интересно, предположения о механизме вязкости — двухтельном в [45, 47, 48] и однотельном в [46, 49]. Они показали, что динамическая модель в общем случае приводит к заметным отступлениям от (12) и (13) в силу двух причин. Во-первых, расстояние между осколками в момент разрыва d_{sc} увеличивается с ростом *x*; во-вторых, заметную величину составляет предразрывная кинетическая энергия E_{ps} , т. е.

$$\left\langle E_k \right\rangle = V_{sc}^{(c)} + E_{ps} \,. \tag{26}$$

В последние годы значительное развитие получила диффузионная модель, или, иначе, флуктуационно-диссипативная динамика. Эволюция системы в данной модели описывается с помощью уравнения Фоккера — Планка для функций распределения коллективных переменных, в котором кроме консервативных сил и сил трения, как в обычной динамике, учитываются тепловые флуктуации этих переменных. Это достаточно общая концепция, из которой вытекают, с одной стороны, новые следствия для описания вероятности деления и эмиссии нейтронов [50, 51] и распределений осколков [52—58], а с другой — как предельные случаи, хорошо известные результаты статистической и динамической моделей [3, 26, 35]. Статистический предел достигается при большом трении, динамический для невязкой жидкости — при малом [57]. В первом случае предразрывная энергия $E_{ps} \simeq \Theta/2$ и $\langle E_k \rangle \simeq V_{sc}^{(c)}$, во втором E_{ps} составляет значительную долю энергии спуска $\Delta \tilde{V} = \tilde{V}(d_{sp}) - \tilde{V}(d_{sc})$, зависящую от распределения этой энергии между различными коллективными модами, часть которых не связана с энергией поступательного движения и «на бесконечности» перейдет в их энергию возбуждения.

Благодаря влиянию флуктуационных и динамических эффектов на стадии спуска оказывается выделенной точка или, точнее, достаточно узкая область $x \simeq x_0$ ($x_0 = 0.55 \div 0.60$ для $\Gamma = 0$ и $0.65 \div 0.70$ для $\Gamma = -0.1$ [27]), в которой сравниваются деформации седловой точки и точки разрыва d_{sp} и d_{sc} , причем для $x < x_0$ выполняется $d_{sp} = d_{sc}$ и $\Delta V = 0$. Ниже будет показано, что эта особенность вполне отчетливо проявляется в зависимости моментов энергетического распределения от нуклонного состава делящихся ядер.

Важно подчеркнуть, что диффузионная модель в сравнении с динамической приводит к значительному увеличению дисперсий распределений осколков — массового σ_M^2 и энергетического σ_E^2 — тем большему, чем больше энергия спуска $\Delta V(x)$. Как показали Г. Д. Адеев с соавторами [55, 56, 58], благодаря этому в рамках диффузионной модели удается объяснить рост σ_M^2 и σ_E^2 с параметром Z^2/A — явление, бывшее «камнем преткновения» в теории деления [30, 59].

В диффузионной модели недавно были проведены расчеты времени спуска *t*_{cn} различных предположениях о трении [60, 61]. Результаты обнаруживают очень сильную зависимость *t*_{cn} от механизма вязкости: для однотельного это время в несколько раз больше, чем для двухтельного, и в отсутствие трения. Интересен и другой результат таких расчетов: однотельный механизм вязкости в сравнении с невязкой жидкостью приводит к более компактным разрывным конфигурациям делящегося ядра, а двухтельный, наоборот, к более вытянутым [47, 49] и, как следствие, к разным соотношениям величин E_{ps} и $V_{sc}^{(c)}$ в (26) и зависимостям $\langle E_k \rangle$ от нуклонного состава ядра (см. также [62]).

2. Экспериментальные исследования деления нагретых ядер

Основные свойства массово-энергетических распределений осколков. Начало исследованиям массовых распределений осколков деления Y(M) в обсуждаемой области ядер и их энергий возбуждения было положено радиохимическим методом. Они были выполнены Фейерхоллом с сотрудниками около 30 лет назад и привели к установлению поразительных для того времени результатов: в отличие от двугорбой кривой для тяжелых ядер распределение выходов масс при делении ²⁰⁹Ві дейтронами ($E_d = 22$ МэВ) [63] имело вид одного горба, а при делении ²²⁶Ra протонами ($E_p = 11$ МэВ) [64] — трех. Дальнейшие аналогичные измерения показали, что для более легких ядер характер распределения Y(M) не меняется, т. е. остается симметричным [65—69], а при достаточных, но не слишком больших энергиях возбуждения трехгорбые распределения Y(M) наблюдаются вплоть до ²³⁷Pu — в реакции ²³³U (α , f) [65, 70-72]. Важный эксперимент был осуществлен с помощью трековой методики в [73, 74], показавшей, что деление ²⁰⁹Ві α-частицами остается симметричным почти у самого порога деления, тогда как ядра²²⁵⁻²²⁸Ra при тех же условиях делятся преимущественно асимметрично [20, 75, 76].

Прогресс в физических методах регистрации позволил создать спектрометры на основе одновременных измерений энергии E_i или скорости v_i обоих осколков или обеих характеристик одного из них, иначе, (E_1, E_2) -, (v_1, v_2) -, (v, E)-спектрометров, которые обладают многими преимуществами перед радиохимическим способом и значительно потеснили его в экспериментальных исследованиях деления ядер. Такие методы, правда, дают косвенную информацию о массах осколков (с использованием законов сохранения энергии и импульса) и имеют конечное разрешение, которое, однако, у современных спектрометров скоростей по времени пролета лучше 1 а.е.м. [77, 78]. Отметим также, что если радиохимическим методом исследуются конечные массы (после испускания нейтронов), то с помощью (v1, v2)-спектрометров — мгновенные массы. Другие спектрометры требуют введения небольших поправок на эмиссию нейтронов деления. Спектрометры парных осколков дают более полную информацию: они измеряют массово-энергетическое распределение, тогда как с помощью (v, E)-спектрометра можно получить только массовое. Наконец, (E_1, E_2) -спектрометры на основе полупроводниковых счетчиков, уступая несколько в разрешении, значительно превосходят по светосиле спектрометры других типов, и это создает им большое преимущество, которое является решающим при изучении маловероятного деления легких ядер.

Подавляющее большинство экспериментальных данных, которые приводятся в обзоре, получено с помощью полупроводниковых спектрометров энергии парных осколков. Методика этих экспериментов, включая обработку результатов непосредственных измерений (калибровку энергии, переход от (E_1, E_2) -распределения к распределению массы M и полной энергии осколков $E_k = E_1 + E_2$, поправки) изложена в [65, 68, 79]. Характерное массовое разрешение таких спектрометров, определяемое шириной аппаратурной линии на половине высоты, составляет 2–3 а.е.м. для достаточно тонких делящихся мишеней ($\leq 0, 1 \text{ мг/см}^2$) и при умеренном выходе мгновенных нейтронов деления ($\overline{\nu} \leq 3$).

В экспериментах на алма-атинском циклотроне, где также применялся (Е1, Е2)-спектрометр для измерения массово-энергетических распределений осколков, можно выделить два этапа. На первом, выполненном с обычной спектрометрической аппаратурой, имевшей умеренное временное разрешение 0,1-0,2 мкс, оказалось возможным использовать токи пучка частиц до 0,05-0,1 мкА. Это при приемлемой статистике регистрируемых событий и разумной продолжительности измерений не позволяло продвинуться в область сечений деления σ_f ниже 10^{-28} см². Чтобы расширить область ядер, доступную для измерений в сторону меньших Z как в [80—82], или энергий ближе к порогу [82, 83], или обеспечить большую скорость набора информации [84, 85], необходимо было увеличить поток частиц на мишень, поскольку другие резервы методики были исчерпаны. Решение этих задач оказалось возможным на втором этапе измерений с быстродействующей электронной аппаратурой [86], временное разрешение которой позволило увеличить предельный ток на порядок и при низких энергиях возбуждения ($\overline{v} \leq 1$) получить разрешение по массам не хуже 2 а.е.м.

Типичные распределения $N(M, E_k)$ в виде контурных карт (слева) и средние характеристики^{*} (справа) — энергия пары осколков \overline{E}_k (M), дисперсии распределения энергии $\sigma_E^2(M)$ и массы $\sigma_M^2(E_k)$, относящиеся к делению ²¹³At в реакции ²⁰⁹Bi (α , f) с энергией α -частиц $E_{\alpha} = 80$ MэB [68] ($\Theta \approx 1,7$ МэB^{**}) на рис. 3 сравниваются с результатами расчета Никса и Святецкого [26].

Происхождение контурных кривых на рис. 3, напоминающих подобные треугольники, легко понять с помощью вытекающего из (24) распределения масс и энергии осколков:

$$N(M, E_k) \sim \exp\left\{-\frac{(M - A/2)^2}{2\sigma_M^2} - \frac{[E_k - \overline{E}_k(M)]^2}{2\sigma_E^2}\right\},$$
(27)

если принять во внимание, что оба момента энергетического распределения (ЭР) согласно [26] имеют одинаковую зависимость от M

^{*} Все рассматриваемые в данном разделе экспериментальные величины следовало бы писать со значком «~» (тильда), поскольку они характеризуют достаточно сильно нагретые ядра ($\Theta \gtrsim 1,5$ МэВ). Чтобы не делать обозначения слишком громоздкими, мы его опускаем.

^{**} Для вычисления температуры Θ нагретых ядер везде используется соотношение (19) с феноменологическими поправками на спаривание и асимптотическим параметром плотности уровней $\tilde{a} = 0.093A$ МэВ⁻¹ [23].



Рис. 3. Основные характеристики массово-энергетических распределений осколков при делении²⁰⁹Ві α-частицами с энергией 80 МэВ [68] и их описание в модели Никса — Святецкого [26]

$$X_{i}(M) = X_{i}(A/2) \left[1 - \left(\frac{M - A/2}{A/2}\right)^{2} \right],$$
(28)

где $X_i = \bar{E}_k(M)$ или $\sigma_E^2(M)$. Для $\bar{E}_k(M)$ соотношение (28) следует из $\bar{E}_k = Z_1 Z_2 e^{2/d_{sc}}$ в предположении пропорциональности заряда массе и d_{sc} = const. Учитывая, что в доступной измерениям области масс $\left(\frac{M-A/2}{A/2}\right)^2 \ll 2$, и опуская члены более

высокого порядка малости, получаем для дисперсии массового распределения (MP) при заданном E_k

$$\sigma_M^2(E_k) \simeq \sigma_M^2 \left\{ 1 + \frac{4\sigma_M^2}{A^2 \sigma_E^2(A/2)} \left[E_k^2 - \overline{E}_k^2(A/2) \right] \right\}^{-1}, \qquad (29)$$

которое объясняет падающую зависимость $\sigma_M^2(E_k)$ и сужающиеся с увеличением E_k контуры на рис. 3. В заключение качественного анализа $N(M, E_k)$ подчеркнем, что характеристиками $\bar{E}_k(M)$, $\sigma_E^2(M)$ и σ_M^2 (или MP) зависимость

 $\sigma_E^2(E_k)$ полностью определена, поэтому в дальнейшем она нами рассматриваться не будет.

На рис. 4а показаны половинки (при $M \ge A/2$) симметризированных распределений Y(M), $\bar{E}_k(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ для различных доактиноидов [38, 80, 81], и таким представлением, в котором, например, $Y(M) = (1/2)[Y^{\text{набл}}(M) - Y^{\text{набл}}(A - M)]$

с сохранением нормировки $\sum_{M=0}^{A} Y(M) = 200\%$, мы в дальнейшем будем широко

пользоваться. Видно, что все характеристики однотипны, причем МР следуют зависимости (22), линейной, если для него использовать логарифмическую шкалу, а в качестве аргумента — квадратичное отклонение от средней массы $(M - A/2)^2$, как на рис. 4б. Первые два момента ЭР, $\bar{E}_k(M)$ и $\sigma_E^2(M)$, качественно соответствуют предсказанию МЖК, но обнаруживают отступления от простой параболы (28), зависящие от Z и A делящегося ядра (рис. 4в и г). В частности, для $\sigma_E^2(M)$ нелегко сделать выбор между (28) и $\sigma_E^2(M) \approx$ const. Результаты расчетов по диффузионной модели [58] ближе к последнему предположению.

Энергетическая зависимость моментов полных МР и ЭР обсуждается в разд. 4. Здесь мы укажем лишь, что средние дисперсии ведут себя близко к температурной зависимости (25), а энергетическую зависимость первого мо-

мента полного ЭР $\langle E_k \rangle = \sum_{M=2}^{A} E_k(M) \times Y(M)/200\%$ характеризовать производ-

ной $\partial \langle E_k \rangle / \partial E = 0,05 \div 0,10$ (см. подробную сводку данных в [87]). С изменением углового момента *l*, точнее \overline{l}^2 , вид MP, а также зависимости обоих моментов ЭР от *M* практически не меняются [87—89]. Об *l*-зависимости моментов полных MP и ЭР можно судить из данных, представленных в табл. 2. В ней даны результаты только тех экспериментов, где влияние углового момента на характеристики процесса деления легких ядер было непосредственной целью исследований. Все указанные в табл. 2 работы полностью согласуются только в одном, что влияние углового момента на σ_E^2 очень мало и находится в пределах экспериментальных погрешностей.

В [88] наблюдаемые моменты обоих распределений X_i (результаты измерений $\langle E_k \rangle$, σ_E^2 и σ_M^2 в [89]) рассматривались как линейные функции двух параметров Θ и \overline{l}^2 с постоянными чувствительностями $\partial X_i / \partial \Theta$ и $\partial X_i / \partial \overline{l}^2$, которые определялись для ядер ²⁰⁸Ро и ²¹⁰Ро по методу наименьших квадратов из экспериментальных данных о реакциях, указанных в табл. 2.

В [88] показано, что с полученным значением $\partial \langle E_k \rangle / \partial \bar{l}^2$ удовлетворительно описываются также данные для ядер ²¹³Fr и ²¹⁷Ac, изученных при нескольких энергиях ионов в реакциях ¹⁹⁷Au(¹⁶O, *f*) и ¹⁹⁷Au (²⁰Ne, *f*) [90]. В [88] показано также, что расхождение значений $\partial \langle E_k \rangle / \partial \bar{l}^2$ [89] и [91] в табл. 2 устраняется, если более аккуратно, чем в [91], вычислить \bar{l}^2 с учетом не только распределения *l* во входном канале реакций, но и сильной *l*-зависимости вероятности деления легких ядер.



130

5

120 110

6², M₃B²

Ĕ_κ, Μ₃Β

М,а.е.м. В

130

120

110

100

90

80

XXXXXXXX

۲,%

10

8

150 140 130

212At

140 130

,0°°°

¹⁸³ OS ¹⁶⁵Er

1T 002



80

000

500 (M-A/2)²,(α.ε.M.)²

0

0,1

100-

×

0

110

10' X
	÷		
Делящиеся ядра	Использованные реакции	$\partial \langle E_k \rangle / \partial \overline{l}^2$	$\partial \sigma_M^2 / \partial \bar{l}^2$
²¹⁰ Po [91]	$^{209}\text{Bi+p}, ^{206}\text{Pb+}\alpha, ^{198}\text{Pt+}^{12}\text{C}$	0,006	Эффект не замечен
$ {}^{208}_{210} Po \left\{ [88, 89] \right. \right. $	205 Pb+ α , 192 Os+ 16 O, 207 Pb+ τ^* , 206 Pb+ α , 198 Pt+ 12 C	0,0029 (7)	0,019 (1)
¹⁹⁶ Pt [92]	170 Yb+ 16 O, 154 Sm+ 32 S	Эффект не замечен	0,017 (1) **

Таблица 2. Параметры зависимости $\langle E_k \rangle$ и σ_M^2 от углового момента

*3десь и в дальнейшем ионы 3 Не для удобства обозначаются символом τ .

**Значение получено обработкой экспериментальных данных [92] по методу [88] (см. текст)

Оценку $\partial \langle E_k \rangle / \partial \bar{l}^2$ можно получить из энергии вращения в седловой точке

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 l^2}{2J_\perp} + \frac{\Theta}{2},\tag{30}$$

если предположить, что она вследствие слабой связи вращательных и внутренних степеней свободы перейдет в кинетическую энергию осколков. Значение $\hbar^2/2J_{\perp}$ согласно расчетам по МЖК составляет для ядер ²⁰⁸⁻²¹⁰Po, ²¹³Fr, ²¹⁷Ac 1,5÷2,5 кэВ [31, 41], и ее следует несколько увеличить из-за уменьшения деформации седловой точки с ростом *l* [93]. В [62] показано, что наилучшее согласие между значениями $\langle E_k \rangle$ для реакций ионов ¹²С и ¹⁶О и легких заряженных частиц в очень широкой области ядер достигается, если в соответствии с (30)

принять, что $\frac{\partial \langle E_k \rangle}{\partial \overline{l}^2} = \frac{\partial E_{rot}}{\partial \overline{l}^2} = \frac{\hbar^2}{2J_{\perp}}$, и учесть, что J_{\perp} есть функция x. Оценку

$$\frac{\partial \tilde{\sigma}_{M}}{\partial \bar{l}^{2}} \simeq 10^{-2} (a.e.м.)^{2} \hbar^{-2}$$
 мы сделали исходя из работы [55], в которой приво-

дятся результаты расчетов интересующей зависимости в рамках диффузионной модели. Таким образом, удается удовлетворительно согласовать экспериментальную и теоретическую *l*-зависимости обсуждаемых величин, по крайней мере на том уровне, который требуется для внесения поправок на эффект углового момента при не слишком больших *l*.

Моменты энергетического распределения осколков. Для описания экспериментальных данных о $\langle E_k \rangle$ от нуклонного состава ядер широко используются простые систематики (13). Представляют интерес отступления от них, обусловленные динамикой деления, которые, однако, как и зависимость $\langle E_k \rangle$ от энергии возбуждения или температуры, не идут ни в какое сравнение по масштабам с гораздо большими изменениями σ_M^2 при изменении любого из указанных параметров. Популярные систематики [94—96] не пригодны для наших целей, поскольку они допускают объединение очень разнородных по

энергии возбуждения и угловому моменту данных. Не вполне устраивает также выборка высокотемпературных данных, используемая для сравнения с расчетами в работах Никса с соавторами [45—49], поскольку в ней смешиваются результаты изучения реакций деления и квазиделения, перекрывающие весь спектр бомбардирующих ионов от протонов до ⁸⁹Y [97] и ²³⁸U [98].

В [62] приводится рассматриваемая в настоящем обзоре сводка экспериментальных данных о $\langle E_k \rangle$, в которой из весьма обширной накопленной к настоящему времени информации исключены:

– данные, относящиеся к спонтанному и низкоэнергетическому делению ($\Theta \leq 0.9$ МэВ), подверженные влиянию оболочечных эффектов;

– данные реакций со слишком тяжелыми ионами, для которых погрешность поправки, связанной с угловым моментом, будет преобладать над экспериментальной погрешностью $\langle E_k \rangle$.

Анализ в [62] показал, что необходимо ограничиться ионами легче ¹⁸О и $\Theta \leq 2$ МэВ. Совокупность экспериментальных значений $\langle E_k \rangle$ и σ_E^2 , соответствующая $\Theta \approx 1,6$ МэВ и $\overline{l}^2 = 0$ и удовлетворяющая приведенным выше условиям, показана на рис. 5а и б в зависимости от параметра $Z^2/A^{1/3}$. Она целиком включает в себя информацию из табл. 3, где приведены данные о характеристиках реакций, средних моментах массово-энергетических распределений осколков деления и других параметрах ядер, полученных авторами [38, 62, 80, 81, 99, 100].

На рис. 5а сплошными линиями показаны прямые, построенные согласно (12) для трех значений параметра Г. Они описывают кулоновскую энергию отталкивания осколков в момент разрыва $V_{sc}^{(c)}$ в МЖК и могут рассматриваться как статическое приближение (и статистическое тоже, поскольку в этом случае $E_{ps} \simeq \Theta/2 \ll V_{sc}^{(c)}$), пригодное для описания $\langle E_k \rangle$ в области ядер с $x < x_0$, делящихся без спуска. Можно видеть, что прямая для $\Gamma = -0,1$ в соответствии со сделанным в [27, 41] выбором этого параметра проходит ближе всего к экспериментальным точкам и хорошо воспроизводит характер наблюдаемой зависимости при $Z^2/A^{1/3} < (Z^2/A^{1/3})_0 \simeq 1000$ (соответствует $x_0 \simeq 0,65$). Это значение отмечено на рис. 5 вертикальной пунктирной линией.

В области более тяжелых ядер ($Z^2/A^{1/3} > 1000$) наблюдаются два эффекта:

1) $\langle E_k \rangle$ отклоняется вниз от пунктирной прямой, наилучшим образом проходящей через точки при $Z^2/A^{1/3} < 1000$ [ей соответствует $\Gamma = -0,12$ в (12) или $C_1 = 0,131$ МэВ и $C_2 = 0$ в (13)];

2) σ_E^2 начинает расти тем круче, чем больше разница $Z^2/A^{1/3} - (Z^2/A^{1/3})_0$, в то время как при $Z^2/A^{1/3} < 1000 \ \sigma_E^2 \simeq \text{сonst.}$ Естественно предположить в силу корреляции отмеченных эффектов в родственных величинах — двух первых моментах одного распределения, что они имеют единое происхождение. Убедившись, что параметры $(Z^2/A^{1/3})_0 \simeq 1000$ и $x_0 \simeq 0,65$ ведут к одним и тем же ядрам W — Оѕ, нетрудно связать общую природу обсуждаемых эффектов с возникновением у делящихся ядер стадии спуска и увеличением ее с ростом $Z^2/A^{1/3}$ или x.

Деля- щееся ядро	Час- тица	Диапа- зон, МэВ	Литера- тура	Θ, МэВ	<i>Е_f, МэВ</i>	$\langle E_k \rangle$, MəB	$\langle E_k(1,6;0) angle, M$ эB	σ_E^2 , Мэ B^2	σ_M^2 , (а.е.м.) ²	q, M $ m B\times$ $(a.e.m.)^{-2}$
²¹² At	τ	30–60	[38]	1,5	18,6	151,2(1)	151	98(1,5)	157(2,5)	0,0099
²¹¹ Po	τ	41–60	[38]	1,5	20,6	147,9	148	94	146	0,0102
²¹⁰ Po	τ	34–60	[38]	1,5	21,2	148,2	148	101	152	0,0104
²⁰⁹ Po	τ	34–60	[38]	1,5	21,1	148,1(1)	148	95(1,5)	149(2,5)	0,0102
²⁰⁷ Po	τ	32-60	[38]	1,6	19,3	148,1	148	100	158	0,0100
²⁰⁸ Bi	τ	41-60	[38]	1,5	23,8	146,1	146	95	141	0,0106
²⁰⁶ Bi	τ	41-60	[38]	1,6	22,4	146,0	145	99	151	0,0105
²⁰⁰ Tl	τ	41-60	[38]	1,6	22,8	142,0	142	91	147	0,0110
²⁰¹ Hg	τ	60	[38]	1,6	24,5	141,1(1,1)	140	78	152	0,0105
¹⁹⁷ Hg	τ	42–60	[99]	1,6	21,3	140,6	140	92	147	0,0108
¹⁸⁶ Os	τ	60	[38]	1,6	24,1	131	130	86	176	0,0092
¹⁸³ Os	τ	65	[80, 81]	1,7	23,4	132,2(1,2)	132	78(3)	172(3)	0,0099
¹⁸⁴ Re	τ	60	[80, 81]	1,6	26,3	129,0	129	80	171	0,0091
¹⁷⁹ W	τ	65	[80, 81]	1,7	25,8	126,7(1,4)	125	89(3)	176(3)	0,0097
¹⁷² Lu	τ	65	[80, 81]	1,7	30,3	117,1	116	86	183	0,0090
¹⁶⁵ Er	τ	65	[80, 81]	1,6	30,0	112,9(2,2)	112	81	190	0,0086
²³⁵ U	τ	60	[62]	1,7	5,6	166,0(0,8)	163	172(4)	389(5)	0,0044
²³⁶ Pu	τ	60	[62]	1,7	4,5	172,1	169	179	381	0,0043
²⁴³ Cm	τ	60	[62]	1,6	4,3	176,3(0,8)	174	198(4)	396(5)	0,0040
²¹³ At	α	31-50	[83, 100]	1,1	17,3	149,5(1,5)	151	66(2,0)	115(3)	0,0097
²¹² Po	α	39–50	[62, 100]	1,1	19,6	146,1	147	52	98	0,0110
²¹⁰ Po	α	35-50	[62, 100]	1,1	21,2	146,7	148	58	109	0,0104
²⁰⁸ Po	α	36-50	[62, 100]	1,1	19,9	147,2(1,5)	148	67(2,0)	114(3)	0,0101
²⁰⁹ Bi	α	39–50	[62, 100]	1,1	24,3	144,3	145	52	102	0,0112
²⁰⁷ Bi	α	39–50	[62, 100]	1,1	22,9	143,9	145	60	109	0,0108
²⁰¹ Tl	α	36–50	[62, 100]	1,1	23,1	140,7(1,5)	142	56(2,3)	101(3)	0,0117

Таблица 3. Характеристики реакций и моменты массово-энергетических распределений осколков деления ядер

Примечения: 1. Барьеры деления E_f для доактиноидов взяты из [23], для актиноидной бласти (внешние горбы) — из [28]. 2. Значения $Q, \langle E_k \rangle, \sigma_E^2, \sigma_M^2$ приведены для максимальной энергии ионов E_i . 3. Значения $\langle E_k(1,6;0) \rangle$ и q получены усреднением по всему энергетическому диапазону E_i .



Рис. 5. Зависимость характеристик энергетических распределений осколков сильно нагретых ядер от параметра $Z^{2/A^{1/3}}$. Выборка данных из [62]: *а* — средняя кинетическая энергия осколков $\langle E_k \rangle$, сплошные кривые — расчет согласно (12), пунктирная — $\Gamma = -0,12$; $C_1 = 0,131$ МэВ; δ — средняя дисперсия кинетической энергии σ_E^2 сплошная — диффузионная модель [58], штрихпунктир — динамическая модель [35]; *в* — разность $\Delta \langle E_k \rangle = \langle E_k \rangle - C_1 Z^2 / A^{1/3}$; сплошная и штрихпунктирная прямые — систематики [96] и [95] соответственно (см. текст)

Физически наиболее прозрачным является толкование роста σ_E^2 с увеличением стадии спуска. Оно выше уже обсуждалось нами в связи с оценкой роли диффузионной модели в описании флуктуаций энергии и массы осколков, и мы ограничимся демонстрацией на рис. 5б двух сильно различающихся кривых: одна из них (сплошная) воспроизводит результаты расчетов Г. Д. Адеева с соавторами в рамках диффузионной модели [58], другая (пунктирная) соответствует динамической модели Никса [35].

Значение стадии спуска для формирования возрастающего с увеличением *х* масштаба флуктуаций, подробно исследовано в [58].

Менее очевидной является интерпретация отступления $\langle E_k \rangle$ от линейной зависимости, соответствующей поведению $V_{sc}^{(c)}$ (12). Литература изобилует результатами расчетов $\langle E_k \rangle$, в основном Никса с соавторами (например, [45—49]), в которых изменялись описание МЖК, конфигурация разрыва, механизм вязкости, применялись обычная и флуктуационно-диссипативная динамика и др. Наиболее полно описаны результаты расчетов $\langle E_k \rangle$ с двухтельным механизмов вязкости в [45, 58]. Несмотря на значительную разницу в их исходных предпосылках и количественных результатах для соотношения E_{ps} и $V_{sc}^{(c)}$ (в [45] предразрывная энергия E_{ps} примерно в 2,5 раза меньше), оба расчета показывают, что включение вязкости приводит к увеличению d_{sc} (препятствует образованию шейки). Указанный эффект влияет непосредственно на величину $V_{sc}^{(c)}$ и пока $E_{ps} \ll V_{sc}^{(c)}$, преобладает в (26), замедляя рост $\langle E_k \rangle$ с увеличением $Z^2/A^{1/3}$ в сравнении с наклоном на участке $Z^2/A^{1/3} < (Z^2/A^{1/3})_0$, где $d_{sc} = \text{const}$ [27, 34, 39], что хорошо видно на рис. 5а (подробнее см. в [62]).

Вернемся к систематикам $\langle E_k \rangle$, сравнение которых с экспериментальными данными для нагретых ядер демонстрирует рис. 5в. Вся информация о $\langle E_k \rangle$ на нем представлена в виде отклонений $\Delta \langle E_k \rangle = \langle E_k \rangle - C_1 Z^2 / A^{1/3}$ от линейной зависимости $C_1 = 0,131$, показанной на рис. 5а пунктирной линией. На рис. 5в гораздо лучше видна и особенность $\langle E_k \rangle$ для нагретых ядер в районе $(Z^2/A^{1/3})_0 \simeq 1000$ и отличия от систематик, которым соответствуют сплошная [96] и штрихпунктирная [95] линии. Последние проходят через область в районе «излома», поскольку высокотемпературные данные о $\langle E_k \rangle$ в окрестности Pb целиком вошли в нашу выборку [62], но отклоняются при $Z^2/A^{1/3}$ выше и ниже (Z²/A^{1/3})₀ из-за дискриминации или корректировки данных на участках Z²/A^{1/3} < 800 и >1500, где в экспериментальных исследованиях преобладали реакции (HI, f), и в интервале $1200 \leq Z^2/A^{1/3} \leq 1500$, где велик вклад данных по низкоэнергетическому делению заряженными частицами и нейтронами, а также спонтанному делению ядер. Из рис. 5в следует, что к прогнозам с помощью систематик $\langle E_k \rangle$ типа (13) необходимо относиться с осторожностью, с учетом ограничений, накладываемых зависимостью $\langle E_k \rangle$ от энергии возбуждения и углового момента.

Воспользуемся удобным представлением данных на рис. 5в для обсуждения интересного вопроса, поднятого Никсом с соавторами [49]: можно ли по наблюдаемой зависимости $\langle E_k \rangle$ от нуклонного состава ядер судить о механизме диссипации в процессе деления? Двухтельный механизм ядерной вязкости подобен трению в обычной жидкости. Однако из-за принципа Паули пробег нуклонов в ядре больше радиуса, что ставит под сомнение адекватность модели двухтельной вязкости. Тем не менее, она широко используется в анализе экспериментальных данных и дает неплохие результаты, которые феноменологически можно трактовать как случай малого трения [101]. В однотельном механизме диссипации нуклон взаимодействует со стенкой, и для описания такой ситуации используется формула Святецкого [102]. Анализ экспериментальных данных показывает, что в реальных ядрах вязкость меньше, и это обстоятельство учитывают введением в эту формулу коэффициента $k_s < 1$ (модель с «окном» в стенке). На основе анализа ширин изоскалярных дипольных и октупольных гигантских резонансов выбрано значение $k_s = 0,27$ [48].

Различия механизмов вязкости, как уже отмечалось, приводят к большой разнице во временах спуска t_{cn} [60, 61], что видно на рис. 6, где приведены результаты расчетов [61] для четырех случаев: невязкой жидкости, двухтельной вязкости, однотельного механизма ($k_s = 1$) и с «окном» в стенке для $k_s = 0,27$.

Расчеты $\langle E_k \rangle$ как функции параметра $Z^{2}/A^{1/3}$ с двухтельной вязкостью были выполнены в динамической модели Дэвисом, Сирком и Никсом [45] и с однотельной вязкостью в диффузионной модели Никсом и Сирком [49]. Их результаты сравниваются с экспериментальными данными на рис. 7а и б. Коэффициент вязкости µ выражен в терапуазах (1 терапуаз = $6,24 \cdot 10^{-22}$ МэВ·с·фм⁻³). Хотя, как видно на рис. 7, в обоих вариантах расчетные кривые отклоняются от экспериментальных точек так, как если бы с ростом $Z^2/A^{1/3}$ увеличивалась вязкость, можно заключить, что глобальное описание экспериментальной зависимости лучше для однотельного механизма диссипации, чем для двухтельного. Для этого выбора определяющее значение имеет дискриминация в нашей выборке группы экспериментальных данных в области $Z^2/A^{1/3} > 1700$, полученных в реакциях с очень тяжелыми ионами $A \ge 40$ [97, 98, 103, 104], которые из-за влияния углового момента на $\langle E_k \rangle$ приводят к значительной неопределенности результатов анализа.



Рис. 6. Время спуска t_{cn} как функция параметров $Z^2/A^{1/3}$, Z и A [61]: пунктирная кривая — расчет для однотельной вязкости с $k_s = 1$; штрихпунктирная — $k_s = 0,27$; сплошная — для двухтельной вязкости ($\mu = 0,015$), точечная для невязкой жидкости (см. текст)



Рис. 7. Средняя кинетическая энергия осколков в представлении $\Delta \langle E_k \rangle$, как на рис. 5в: а — результаты расчета с однотельной [49]; б — двухтельной [45] вязкостью

Дисперсия масс и устойчивость делящихся ядер к масс-асимметричным вариациям формы. Экспериментальную информацию об устойчивости (жесткости) делящихся ядер по отношениям к масс-асимметричным деформациям можно получить, как следует из (22) — (24), изучая дисперсии МР при достаточной энергии возбуждения. При определении масс-асимметричной деформации по Струтинскому [34], т. е. согласно (9), связь между искомой и экспериментальной величинами, как видно из (23), оказывается чрезвычайно простой и не требует практически никакой обработки экспериментальных данных о распределениях масс, которые, как следует из рис. 4, хорошо описываются ожидаемой зависимостью (22). Наконец, поскольку МР является относительной характеристикой, значения σ_M^2 легко измеряются с достаточно высокой точностью при умеренной статистике регистрируемых событий.

Сравнение результатов динамических расчетов [35] с экспериментальными данными в [69] выявило противоречие: расчет не только не «дотягивал» до наблюдаемых значений σ_M^2 , как на рис. 5б в случае σ_E^2 , но и предсказывал противоположную зависимость при увеличении *x*. Оно стало драматическим, когда в Дубне группой Ю. Ц. Оганесяна было установлено в реакциях с тяжелыми ионами [105, 106], что σ_M^2 при x > 0,8 растет с увеличением *x* еще сильнее, чем в изученной ранее области $0,7 \le x \le 0,8$ [63—71]. При обсуждении данного эффекта, не воспроизводимого ни в статистической, ни в динамической моделях, в [106] на основе сравнения результатов эксперимента с [34] был выработан критерий, с помощью которого оценивалось влияние стадии спуска на MP, сформировавшееся в седловой точке. Если t_{cn} много больше периода масс-асимметричных колебаний $\tau_{ac.кол}$, то седловая точка «забывается»; к описанию MP применима статистическая модель [3], и σ_M^2 определяется точкой разрыва, в противном случае реализуется исходное распределение. В [106] были приняты оценки $\tau_{ac.кол} \approx 10^{-21}$ с и $t_{cn} = (0,2\div1,0) \times 10^{-20}$ с, позволившие интерпретировать результаты эксперимента как промежуточный случай.

Из приведенных оценок следует, что наиболее благоприятна для количественного сравнения ширин MP с разноречивыми предсказаниями МЖК (см. рис. 2в) область доактиноидов $x \leq 0.7$, где $t_{cn} \sim \tau_{ac.кол}$. Подробные экспериментальные исследования таких ядер были проведены в Алма-Ате [38, 80, 81, 100]. В них, выполненных в основном с помощью реакции (τ , f), было установлено, что экспериментальная зависимость дисперсии σ_M^2 (Θ , x), если фиксировать температуру $\Theta = 1.6$ МэВ, как показано на рис. 8а, имеет минимум при $x \approx 0.7$ (параметры [40], табл. 1), справа от которой находится обсуждавшаяся «аномальная» область $d \sigma_M^2 / dx > 0$, а слева область $d \sigma_M^2 / dx < 0$, ожидаемая из расчетов Никса [35] (кривая на рис. 8, а).

Более удобно и полезно для анализа представление экспериментальной информации о σ_M^2 в виде величины

$$q = \Theta / \sigma_M^2 , \qquad (31)$$

показанной на рис. 86. Параметр q согласно (24) не зависит от температуры Θ , и это позволяет легко сопоставлять различные экспериментальные данные. На рис. 86 темными значками показаны значения q для реакций с принятым выше ограничением по угловому моменту и массе бомбардирующих частиц A < 18 (сводка их дана в [81] и табл. 3), светлыми — для более тяжелых ионов [104—113], в основном в области правого наклона зависимости q(x), имеющего, как было показано еще в [106], принципиальное значение для ее интерпретации. Обе группы данных не корректировались на эффект углового момента, но неплохо согласуются между собой, и в этой связи отметим, что значения $\partial \sigma_M^2 / \partial \overline{l}^2$ в табл. 2, видимо, завышены. Эффект этот, судя по рис. 86, не превосходит указанной ранее теоретической оценки $\partial \sigma_M^2 / \partial \overline{l}^2 \leq 0,01$ (a.е.м.)² [55].

Из сравнения экспериментальных данных на рис. 86 с результатами расчетов устойчивости капли к масс-асимметричным деформациям на рис. 2 следует, что наблюдаемая зависимость q(x) и отдаленно не напоминает функцию Коэна — Святецкого $K_3(x)$, но чрезвычайно близка по форме к Q(x) Струтинского, в особенности если учесть согласно (23) и (31), что $Q(x) \sim A^{4/3}q(x)$. Иначе говоря, эксперимент подтверждает описание массовой асимметрии у Струтинского [34]. В дальнейшем Пашкевич [37] показал, как установить связь между функциями Q(x) и $K_i(x)$. Она не сводится к замене (23) суммой распределений с жесткостями $K_{2m+1}(x)$, как предположил Нике при описании σ_M^2 в [35].



Рис. 8. Дисперсия массового распределения σ_M^2 при $\Theta \approx 1,6$ МэВ (*a*) и параметр $q(\delta)$ как функции параметра делимости *x*:

сплошная кривая — расчет по динамической модели Никса [35] при Θ ≈ 1,6 МэВ; экспериментальные данные: черные точки — выборка для легких ионов A ≥ 16 из [80, 81]; светлые — данные для более тяжелых ионов [104—113]

На рис. 9 экспериментальные значения безразмерного параметра жесткости

$$Q(x) = \frac{A^2}{32E_s^0}q(x)$$
(32)

сравниваются с результатами расчетов по МЖК с тремя наборами параметров, приведенными в табл. 1, причем порядок рисунков и вариантов в таблице одинаков. Из рис. 9 следует заключить о большой чувствительности величины



Рис. 9. Сравнение экспериментальных данных (см. рис. 8) о параметре устойчивости ядер к масс-асимметричным вариациям формы Q(x) с различными вариантами МЖК: $a - [40]; \delta - [34, 41]; s - [42]$ (см. текст)

Q(x) (и функции, и аргумента) к макроскопическому описанию энергии деформации, и это делает измерения σ_M^2 перспективным инструментом для тестирования различных вариантов капельной модели.

Отметим, что рис. 9в, демонстрирующий наилучшее соответствие между экспериментом и расчетом, из-за отсутствия в литературе сведений о масс-асимметричной жесткости для МЖК с дальнодействием (вар. 3, табл. 1) является «гибридным»: на нем для вычисления x и Q (из σ_M^2) использованы параметры варианта 3, а в качестве теоретической кривой взяты результаты расчета Q(x) в МЖК с резким краем и $\Gamma = 0$ [34]. Мы полагаем, что допущенный произвол не слишком велик, но вопрос о наилучшем описании, разумеется, остается открытым.

Характер наблюдаемой зависимости параметра Q(x) не оставляет сомнений в том, что массовое распределение осколков в широкой окрестности максимума, по крайней мере при делении ядер, которым посвящен обзор, формируется в окрестности седловой точки — настолько велика разница предсказаний МЖК для седловой точки и точки разрыва^{*}, показанных на рис. 2в сплошной и штрихпунктирной линиями. Иначе говоря, для доактиноидных ядер начальное распределение по масс-асимметричной координате в седловой точке в процессе спуска к точке разрыва практически не меняется. Как далеко по *х* можно распространить данное заключение, — на это современная теория деления не имеет удовлетворительного ответа. Из количественных моделей, по-разному решающих вопрос о «забывании» истории на стадии спуска, модели

^{*}Увеличение d_{sc} с ростом x, обсуждавшееся выше, несколько уменьшит крутизну штрихпунктирной кривой на рис. 2в, но и в этом случае обсуждаемая разница не идет ни в какое сравнение с уточнением, которое можно было бы внести в вычисления Θ , если учесть тепловую энергию, выделяющуюся на стадии спуска.

без «памяти», статистическая и динамическая, находятся в резком противоречии с экспериментом при всех x справа от максимума на рис. 9, что отмечалось еще в [106], а диффузионная модель в этой области x не описывает скорость dQ/dx, которая одинакова у начального распределения и наблюдаемого MP [80]. Поэтому обратимся к качественному критерию, предложенному в [106].

Наиболее адекватной характеристикой «памяти» системы в процессе спуска может служить время релаксации вдоль координаты масс-асимметричной деформации $\tau_M = (5,3 \div 1) \cdot 10^{-21}$ с, которое было получено в [116] из результатов экспериментального изучения выхода продуктов квазиделения ядер (дважды дифференциального сечения как функции угла вылета и массы фрагментов). Это время заметно больше оценки $\tau_{ac.кол} \simeq 10^{-21}$ с, использовавшейся в [106]. Ниже из анализа температурной зависимости σ_M^2 (Θ) будут получены энергия масс-асимметричных колебаний $\hbar \omega_M$ в (25) и соответствующий ей период $\tau_{ac.кол}$ из которых следует, что $\tau_M \simeq \tau_{ac.кол}$. В [116] приводятся также весьма веские аргументы в пользу однотельного механизма вязкости. В этом случае t_{cn} согласно рис. 6 составляет менее 1·10⁻²⁰ с ($k_s = 0,27$).

На основании данных оценок можно заключить в разумном соответствии с информацией на рис. 9, что нигде не реализуется условие полного забывания $t_{cn} \gg \tau_M$, а верно $t_{cn} \sim \tau_M$, как было предположено в [106]. Из рис. 9 также видно, что исследования вплотную подошли к тому, чтобы решить вопрос о неустойчивости «цилиндрических» седловых форм к масс-асимметричным деформациям в районе $x \simeq 0.8$ — один из немногих принципиальных вопросов МЖК, который до сих пор открыт из-за разной позиции в основополагающих работах [34] и, например, [35] (см. также [29]).

Остановимся кратко на состоянии экспериментальной информации на левом склоне максимума Q(x). Теоретический ход Q(x) на большей части этого участка с хорошей точностью аппроксимируется линейной зависимостью, предполагая которую, легко оценить точку Бусинаро — Галлоне $X_{\rm bF}$ (Q = 0). Результаты такой оценки удовлетворительно согласуются с теоретическим значением $X_{\rm bF} \simeq 0.4$, практически одинаковым во всех рассматривавшихся нами вариантах МЖК, правда, со значительной погрешностью. Проводя систематические измерения для ядер с А < 165 (табл. 3), можно добиться существенного прогресса в определении ХБГ. Обсуждая эту область, следует выделить эксперимент [118] и анализ его результатов в [119], исследовавших сильноасимметричные моды деления ядер $\frac{110,112}{49}$ In в реакции $\frac{107,109}{47}$ Ag (τ , f), которые находятся в непосредственной близости от точки Бусинаро — Галлоне. Анализ [119] представляет собой один из наиболее ярких и убедительных аргументов в пользу МЖК с учетом дальнодействия ядерных сил [42]. Общее состояние дел с экспериментальным определением точки Бусинаро — Галлоне остается пока достаточно неопределенным; авторы [118] оценивают интервал А, в котором она ожидается, равным 85—145.

Вернемся к области более тяжелых ядер, информацию о которой суммирует рис. 10. На нем приведены наблюдаемые характеристики, которые можно сравнить со статическим описанием МЖК: барьеры деления [23], приведенные в виде $\xi(x)/(1-x)^3$, обратные эффективные моменты инерции $J_{3\phi}^{-1}(x)$ параметры устойчивости к асимметричным деформациям Q(x), кинетическая энергия осколков $\langle E_k \rangle$ (в единицах E_c^0). Для сопоставления взят вариант МЖК с $\Gamma = -0,1$ [34]. На рис. 10 можно видеть и соответствие в целом, и наличие заметных отступлений расчета от экспериментальных данных, которые нарастают сверху вниз с увеличением влияния на представленные характеристики динамических эффектов. Являясь аналогом рис. 2, он демонстрирует яркое проявление на опыте всех характерных особенностей (в пределах заштрихованной области), ожидаемых МЖК при переходе седловых форм от «цилиндрических» к гантелеобразным. Построение картины более глубокого согласия между теорией и экспериментом будет нуждаться в значительном усовершенствовании в обеих областях теоретического описания: и в статике, где большая часть пути, по-видимому, пройдена, и в динамике, где теория намного ближе к «старту», чем к «финишу».



Рис. 10. Сравнение с МЖК [34, 41] важнейших наблюдаемых характеристик: приведенных высот барьера деления $\xi(x)/(1-x)^3$ [23]; эффективных моментов инерции $J_{э \phi}^{-1}$ [32]; параметра масс-асимметричной жесткости Q [80, 81]; средней кинетической энергии осколков $\langle E_k \rangle$ (в единицах E_c^0). Внизу — горизонтальная пунктирная линия соответствует $\Gamma = -0,12$ в (12) [$C_1 = 0,131$ МэВ, $C_2 = 0$ в (13)]. Заштрихована область характерных значений x, в которой наблюдаются особенности кривых МЖК, обусловленные переходом от «цилиндрических» к гантелеобразным седловым конфигурациям

3. Низкоэнергетическое деление доактиноидных ядер

Обнаружение асимметричного деления ядер в районе Pb. Упрощенная классификация массовых распределений осколков (ядра тяжелее Th делятся преимущественно асимметрично, ядра в районе Ra имеют трехгорбое распределение Y(M), из которого при делении ядер в районе Pb и легче остается один симметричный максимум) обошла все монографии по физике деления. Что происходит с асимметричным типом деления, не исчезают же оболочечные эффекты, порождающие асимметричное деление тяжелых ядер, загадочным образом — «по мановению волшебной палочки»? Если все-таки исчезают, то в какой области Z и A, т. е. какова граница области распространения асимметрии деления как явления и какими факторами она формируется?

В течение 25 лет эти вопросы оставались без определенного ответа, хотя понимание того, что вклад асимметричного деления ядер в районе Pb мал (не более процента от полного выхода) было достигнуто скоро. Сначала Сугихара с соавторами [6] в 1961 г. сообщили о наблюдении радиохимическим методом при делении ²⁰⁹Bi протонами с энергией $E_p = 36$ МэВ распределения масс осколков с «ушами», интерпретированными как асимметричное деление ²¹⁰Po. В 1973 г. измерениями Плазила с соавторами [7] с помощью полупроводникового (E_1, E_2)-спектрометра этот результат был опровергнут. Оба распределения показаны на рис. 11а. Аналогичная история повторилась несколько позже при изучении околопорогового деления ²⁰⁹Bi α-частицами с помощью трековой методики в [73, 74]; авторы их в конце концов пришли к тому же результату.

Надежда на успех в поиске асимметричного деления обсуждаемых ядер, тем не менее, оставалась, и ее вселяли два наблюдавшихся ранее свойства. Это, во-первых, специфическая зависимость дисперсии ЭР $\sigma_E^2(M)$, обнаруженная Бриттом с соавторами [65] при делении 212 Аt в реакции 209 Вi (τ , f) с энергией ионов ³He $E_{\tau} = 25,5$ MэB. Она резко отличалась от $\sigma_E^2(M) \simeq \text{const}$ для симметричного деления на рис. 3 и 4, но была похожа на эффекты, наблюдавшиеся при делении Ra, которые интерпретировались в [65] как результат наложения двух способов деления — симметричного и асимметричного. Однако непосредственно выход масс Y(M) для ²¹²At в [65] никаких признаков вклада асимметричного деления не проявлял. Во-вторых, разделению этих компонент могло способствовать другое, известное по предыдущему разделу свойство уменьшение ширины MP (или σ_M^2) с уменьшением температуры делящегося ядра Θ. Но чтобы его использовать, требовались измерения при энергии возбуждения над барьером U_{sp}, более низкой, чем в работе Бритта с соавторами [65] ($U_{sp} \approx 12 \text{ МэВ}$), изучавших деление ²¹²At существенно ближе к порогу, чем Сугихара [6] и Плазил [7], но с методикой эксперимента, более совершенной. чем в [73, 74].

Расчет оказался правильным и, несмотря на трудности долговременных измерений, опыт удался сразу [11]. Результаты его, проведенные для ядра ²¹³At с помощью ²⁰⁹Bi (α , *f*) с полным числом зарегистрированных событий 2·10⁴,

показаны на рис. 116. На нем хорошо видно, что с уменьшением энергии α -частиц с $E_{\alpha} = 50$ МэВ ($U_{sp} = 22,5$ МэВ) до энергии $E_{\alpha} = 37,3$ МэВ ($U_{sp} = 10$ МэВ) колоколообразное гауссово распределение Y(M) сильно сузилось и на его склонах отчетливо проявились выступы, обусловленные асимметричным делением. Вклад асимметричной компоненты $Y_a(M)$ выделялся как разность между полным выходом Y(M) и симметричным $Y_s(M)$, полученным экстраполяцией $Y_s(M)$ по гауссовому закону, как показано на рис. 116 штриховыми линиями. В области M, где вклад $Y_a(M)$ становится заметным, а затем преобладающим, кинетическая энергия осколков $\overline{E}_k(M)$ отклоняется от аналогично показанной жидко-капельной параболической зависимости (28), свидетельствуя, что, как и при делении Ra [65], $\overline{E}_k^a(M)$ для асимметричного типа больше, чем для симметричного $\overline{E}_k^s(M)$. Так же как в [65], дисперсия ЭР $\sigma_E^2(M)$, почти постоянная в области M, где преобладает симметричное деление (см. рис. 3 и 4), при включении в игру асимметричного быстро увеличивается, достигая максимума при тех M, когда сравниваются выходы двух компонент.

Происхождение максимума $\sigma_E^2(M)$ в [65] объясняется следующим образом. Пусть существуют два способа деления с выходами $Y_1(M)$ и $Y_2(M)$, приводящие к двум одинаковым парам осколков M и A - M, но отличающиеся средними значениями кинетической энергии $E_{k1}(M)$ и $E_{k2}(M)$, которая распределена по гауссову закону с дисперсиями $\sigma_{E1}^2(M)$ и $\sigma_{E2}^2(M)$. Тогда для первых моментов суммарного ЭР можно написать, опуская M:

$$\overline{E}_{k} = \frac{Y_{1}}{Y} E_{k1} + \frac{Y_{2}}{Y} E_{k2}, \quad Y = Y_{1} + Y_{2}; \quad (33a)$$

$$\sigma_E^2 = \frac{Y_1}{Y} \sigma_{E1}^2 + \frac{Y_2}{Y} \sigma_{E2}^2 + \frac{Y_1 Y_2}{Y^2} \left(\overline{E}_{k1} - \overline{E}_{k2} \right)^2.$$
(336)

Из (33б) следует, что пока вклад одной из компонент мал (для определенности $Y_2 < Y_1$), будет выполняться $\sigma_E^2 \simeq \sigma_{E1}^2$, но с ее увеличением начнет давать вклад последнее слагаемое, которое достигает максимума при $Y_2 = Y_1$, что может наступить до того, как Y_2 достигнет своего максимального значения. Именно такими свойствами, как нетрудно убедиться, обладают зависимости $E_k(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ на рис. 11б, в частности, не совпадают максимумы $Y_a(M)$ и $\sigma_E^2(M)$, наблюдающиеся при $M \approx 140$ и 133 соответственно, но в последнем случае, как и требуется из (336), $Y_a \approx Y_s$.

Более детальное представление об асимметрии деления доактиноидов дают рис. 12 и 13, на которых приведены выборочные результаты последовавших за [11] измерений для ²¹³At [12] в той же реакции и ²¹⁰Po [13] в двух реакциях ²⁰⁹Bi(*p*, *f*) и ²⁰⁶Pb (α , *f*). В них был охвачен диапазон энергий возбуждения в седловой точке U_{sp} , указанных на рисунке. Другие величины, характеризующие входной канал реакций, и некоторые результаты эксперимента даны в табл. 3.





в районе свинца: a -выходы масс осколков Y(M) для деления ²¹⁰Ро в реакции ²⁰⁹Ві(p, f) при $E_p = 36$ МэВ (сплошная кривая — данные [6], точки — [7]); δ — выходы масс осколков Y(M) для деления ²¹³Аt в реакции ²⁰⁹Ві (α, f) при $E_{\alpha} = 37,3$ МэВ (зачерненные значки) и 50 МэВ (светлые значки). Кривыми показано

разделение симметричной и асимметричной компонент [11]; внизу — результаты того же эксперимента для энергетического распределения $\overline{E}_k(M)$ и $\sigma_E^2(M)$, где пунктирной линией показана симметричная компонента $\overline{E}_{k}^{s}(M)$ согласно (28)



Из рис. 13 следует, что из двух работ Сугихары и Плазила с соавторами [6] и [7] верной была последняя, поскольку даже для более низкой энергии возбуждения ²¹⁰Ро $U_{sp} = 17,6$ МэВ в сравнении с [6, 7] вклад асимметричной компоненты не виден в Y(M). Гораздо ближе к цели были Бритт с соавторами [65]: в их измерении для ²¹²At ($U_{sp} \approx 12$ МэВ) из-за нехватки статистики экспериментальные значения Y(M) обрываются на массах $M \approx 140$, только начиная с которых на рис. 12 и 13 становятся заметными выступы, формируемые вкладом асимметричного деления. Рост $\overline{E}_k(M)$, связанный с ним, проявился, тем не менее, в [65], так как эффекты смешивания двух типов деления, как было показано выше, в дисперсии обнаруживают себя раньше (по M), чем в выходе.



Рис. 12. Выходы масс *Y* (*a*, с.410), средняя кинетическая энергия \bar{E}_k и дисперсия энергетического распределения σ_E^2 (*б*, с. 411) в зависимости от массы осколков *M* для ядра ²¹³ At [12, 14] при нескольких энергиях возбуждения над барьером U_{sp} .

Пунктир — симметричная компонента $Y_s(M)$ согласно (22)

На рис. 12 и 13 видны лучше, чем на рис. 116, отмеченные выше тенденции, суть которых состоит в том, что с уменьшением U_{sp} и σ_M^2 возрастает «разрешение» двух способов деления, асимметричное деление, маловероятное по вкладу в интегральный выход (порядка нескольких десятых долей процента) в «своей» области M > 130 становится преобладающим. Все это в конечном счете приводит к более контрастной картине деления доактиноидных ядер, главной особенностью которой является существование двух основных мод, теоретически предсказанных В. В. Пашкевичем в [10].



На рис. 14 приведены результаты расчета энергии деформации V ядра ²⁰⁸Pb, выполненного в [10] по методу оболочечной поправки. В нем использована параметризация формы ядра, основанная на овалоидах Кассини. В верхней части рис. 14 дана контурная карта поверхности $V(\alpha, \alpha_1)$, где α — параметр основной делительной деформации, при $\alpha_k = 0$ ($k \ge 1$) совпадающий с обычным параметром квадрупольной деформации ε ; α_1 — параметр масс-асимметричной деформации, однозначно связанный с отношением масс двух половин ядра будущих тяжелого и легкого осколков M_T/M_{Λ} . В средней части рис. 14 в координатах α , α_1 показаны положения дна долин деления для ²⁰⁸Pb и ²³⁶U. У ²⁰⁸Pb две долины; более высоко расположенная (масс-асимметричная) отмечена



Рис. 13. Выходы масс Y(a, c. 412), средняя кинетическая энергия \overline{E}_k и дисперсия энергетического распределения σ_E^2 (δ , c. 413) в зависимости от массы осколков M для ядра ²¹⁰Ро [13] при нескольких энергиях возбуждения над барьером U_{sp} . Пунктир — симметричная компонента $Y_s(M)$ согласно (22)

штриховой линией. К точке разрыва $\alpha \simeq 0.95$ она подходит с массовой асимметрией $M_{\rm T}/M_{\rm JI}$, значение которой хорошо согласуется с наблюдаемыми отношениями средних масс $M_{\rm T}^{0}/M_{\rm JI}^{0} = 1.85 \div 2.0$ при асимметричном делении ядер ²¹³At — ²⁰⁷Bi. В нижней части показаны сечения поверхности $V(\alpha, M_{\rm T}/M_{\rm JI})$ при фиксированных α , из которых видно, что разница в энергиях двух седловых точек составляет примерно 3 МэВ, что, как будет показано ниже, также подтверждается экспериментом.

Наконец, отметим, что обе долины на рис. 14 разделены хребтом вплоть до точки разрыва, и с этим обстоятельством можно связывать наблюдаемую раз-

ницу в \overline{E}_k^s и E_k^a для двух способов деления, тогда как в аналогичных расчетах Мустафы с соавторами [117] после седловой точки долины сливаются в одну, а у Меллера [8] энергетические поверхности обнаруживают лишь слабый намек на образование двух долин.

Результаты расчетов непосредственно массовых распределений Y(M) в районе Pb — для ²¹²Po Уилкинса с соавторами [9] и для ²¹³At B. A. Рубчени [118] — сравниваются с экспериментальными на рис. 15. Расхождения в близких подходах к расчету Y(M) [9] и [118], являющихся модификациями статистической модели асимметрии деления Фонга [3], поразительны, хотя в обоих случаях едва ли может идти речь об удовлетворительном описании экспери-



Рис. 14. Результаты расчетов энергии деформации V для ²⁰⁸ Pb [10]: вверху — контурная карта энергетической поверхности в координатах $V(\alpha, \alpha_1)$; в средней части — положение дна долин для ²⁰⁸ Pb и ²³⁶U в тех же координатах (для ²⁰⁸ Pb асимметричная долина показана пунктиром); внизу — сечения поверхности $V(\alpha, M_T/M_{\rm J})$ при фиксированных α



ментальных данных. Тем не менее необходимо отметить, что в [118] впервые получено массовое распределение с асимметричным пиком для обсуждаемых ядер. Еще ранее влияние оболочек на кинетическую энергию осколков исследовал А. В. Игнатюк [119] и получил для ²¹²Ро зависимость \overline{E}_k (*M*), сходную с наблюдаемой.

Исследование области существования асимметрии деления ядер. На первом этапе экспериментов [11—15], задачей которых являлось продвижение в область Z < 85 и A < 213, в реакциях (α , f) и (p, f) были проведены измерения распределений $N(M, E_k)$ при низкоэнергетическом делении еще семи ядер, включая ²⁰¹Tl. Кроме последнего, во всех случаях удалось приблизиться к порогу деления настолько, чтобы обеспечивалось условие уверенного наблюдения вклада асимметричного деления $U_{sp} \leq 10$ МэВ. Результаты этих измерений на рис. 16 и их анализа на рис. 17 позволили сделать следующие заключения об асимметричном делении в новой области ядер.

1. Распределения, характерные черты которых отмечались выше, мало меняются от ядра к ядру, кроме одного — вклада асимметричной компоненты, уменьшающейся по мере удаления от 213 At по Z и N.

2. Асимметричные МР всех ядер обнаруживают тонкую структуру и могут быть представлены в виде суммы двух компонент $Y_a(M) = Y_{a0}(M) + Y_{a1}(M)$: основной и широкой $Y_{a0}(M)$, свойства которой демонстрирует рис. 17, и $Y_{a1}(M)$, узкой, с шириной ≈ 3 а.е.м., максимум которой находится в пределах $M \approx 132 \div 134$.

3. Параметры основной компоненты $Y_{a0}(M)$ даны на рис. 17: положение средней массы тяжелого осколка M_T^0 , отношение его к соответствующей массе легкого M_T^0/M_{π}^0 ; ширина $Y_{a0}(M)$ на половине высоты FWHM — с аналогичными данными для тяжелых ядер укладываются в единую картину асимметрии деления.



Рис. 16. Массово-энергетические распределения осколков деления 205 Bi — 213 At при $U_{sp} \simeq 9 \div 10$ МэВ [14, 15]:

сверху — вниз: распределение масс осколков Y(M) [пунктирные кривые — описание $Y_s(M)$ гауссианом (22)]; асимметричная компонента $Y_a(M) = Y(M) - Y_s(M)$ и ее разложение на два гауссиана (сплошные линии) $Y_{a0}(M)$ и $Y_{a1}(M)$; кинетическая энергия осколков $\overline{E}_k(M)$; дисперсия кинетической энергии $\sigma_E^2(M)$ (см. след. страницу)

Для асимметрии деления характерно показанное в нижней части рис. 17 падение соотношения полных выходов двух типов деления Y_a^t/Y_s^t с уменьше-

нием *A*, где
$$Y_a^t = \sum_{M=0}^A Y_i(M)$$
.



Однако экспериментальная зависимость Y_a^t/Y_s^t от массы делящихся ядер A обрывалась на ²⁰¹Tl, для которого в [14] мы смогли дать лишь верхнюю оценку по нижайшей точке MP. Плавно ли спадает выход асимметричного деления при $A \leq 200$ или скачком, как казалось на основе указанной оценки, — для решения этого вопроса требовались дополнительные измерения при более низкой энергии, с большей чувствительностью в области M > 130, желательно для еще более легких ядер. Такие измерения были выполнены на втором этапе экспериментов [82, 123], где использовалась модификация спектрометра с высоким временным разрешением, и мы их результаты ради удобства изложения приводим ниже, на рис. 20. Здесь для нас существенно лишь то, что они показали отсутствие у ²⁰¹Tl и ¹⁹⁸Hg асимметричного деления с чувствительностью на





сверху вниз: средняя масса тяжелого $M_{\rm T}^0$ и легкого $M_{\rm JI}^0$ осколков; отношение $M_{\rm JI}^0/M_{\rm JI}^0$ (параметр асимметрии); полная ширина на половине высоты FWHM распределения $Y_{a0}(M)$; отношение полных выходов двух типов деления Y_a^t/Y_s^t ; • — данные для ²⁰⁴Pb — ²¹³At ($U_{sp} \simeq 9 \div 10$ МэВ), остальные значки — результаты других работ (см. [14])

порядок выше, чем на рис. 17, т. е. подтвердили вторую альтернативу — асимметрия МР исчезает скачком вблизи *A* = 200.

Завершая обсуждение основных характеристик асимметрии деления доактиноидов, нельзя не упомянуть об энергетической зависимости отношения выходов симметричного и асимметричного типов деления Y_a^t/Y_s^t . В связи с количественным анализом этого вопроса в следующем разделе здесь мы ограничимся качественным обсуждением. Опыт показал, и на это сразу было обращено внимание [12, 14], что отношения Y_a^t/Y_s^t в районе Pb являются аномальными на фоне аналогичных данных в области тяжелых ядер не только по величине, отличающейся на несколько порядков, но и по энергетической зависимости. В области актиноидов отношение Y_a^t/Y_s^t является функцией, быстро растущей с энергией, тогда как в районе Pb на первом этапе измерений даже не удалось правильно определить ее характер — получалось, что в пределах погрешностей $Y_a^t/Y_s^t \simeq \text{const} [12-15].$

О природе зависимости асимметрии деления от нуклонного состава ядер. Асимметрией ради краткости мы здесь называем относительную способность ядер к асимметричному делению или, еще проще, отношение вклада асимметричных и симметричных мод в наблюдаемое распределение масс. В области трансактиниевых ядер и ядер легче свинца при низких энергиях доминирует один из способов деления, в промежуточной происходит достаточно резкий переход от одной предельной ситуации к другой. Чем вызван этот переход, завершающийся скачкообразным исчезновением асимметрии деления в узкой окрестности A = 200? Если ответить банально — оболоченными эффектами, то ответ будет правильным, но не полным.

При низких энергиях возбуждения главным фактором, определяющим реализующееся распределение масс в процессе деления, будет характер профиля энергетической поверхности ядра вдоль масс-ассиметричной координаты $\eta(M, A)$. Согласно (1) он определяется как оболочечными эффектами, т. е. величиной $\delta W(M)$, так и свойствами макроскопической энергии V(M), обсуждавшимися в предыдущем разделе. Зависимости V(M) и $\tilde{V}(M)$ для трех характерных ядер ²¹³At, ²²⁷Ac, ²⁴⁰Pu показаны на рис. 18а сплошными и штриховыми линиями. В расчетах этих величин использовались феноменологические оболочечные поправки $\delta W(M)$ из [12], «соотношение (18) для $\tilde{V}(\eta)$ и наблюдаемые значения параметра жесткости q из табл. 3. Рис. 18а схематический, за начало отсчета на нем принята энергия в седловой точке $V(A/2) = \tilde{V}(A/2)$, что предполагает $\delta W(A/2) = 0$.

Из рис. 18а следует ответ на первую часть поставленного вопроса. У тяжелых ядер значения q и параметра асимметрии M_T^0/M_π^0 определяемого положением минимума $\delta W(M)$ (на опыте $M_T^0 \approx 140$), не велики, что приводит к значительной разнице $V(A/2) - V(M_i^0) > 0$ и преобладанию асимметричного типа деления (см., например, [119]). С уменьшением Z и A быстро увеличивается q (рис. 8б) и M_T^0/M_π^0 (рис. 17), в результате чего взаимное положение минимумов энергии V(A/2) и $V(M_i^0)$ изменяется: сначала в окрестности Ra они сравниваются, что приводит к близким вероятностям симметричного и асимметричного типов деления [трехгорбым распределениям Y(M)], и, наконец, ближе к Pb



420

разность $V(A/2) - V(M_i^0)$ становится отрицательной, т. е. меняет знак в сравнение с первым случаем, что ведет к преобладанию симметричного типа деления. Отметим, и это будет показано ниже, что знак $V(A/2) - V(M_i^0)$ является основным фактором, определяющим разную энергетическую зависимость отношения выходов симметричного и асимметричного типов деления у легких и тяжелых ядер.

На рис. 18а видно также, что в окрестности $M = M_i^0$ с уменьшением Z и A резко возрастает производная $\frac{d\tilde{V}}{dM} = q \left(M_T^0 - M_{JT}^0 \right)$, и это приводит к быстрому уменьшению глубины минимума $V(M_i)$, а в конечном счете к его исчезновению. Заметим, что ядра ²⁰¹Tl и ¹⁹⁸Hg находятся на самом максимуме зависимости q(x) на рис. 8б. Тем не менее такой анализ объясняет лишь согласующуюся с опытом общую плавную тенденцию изменения отношения Y_a^t/Y_s^t в зависимости от A (рис. 17), но не раскрывает полностью причин его резкого уменьшения при изменении A на 2–3 нуклона — при переходе от ²⁰⁴Pb к ²⁰¹Tl. Экстремальность ситуации для этого участка ядер, дающей ответ на вторую часть вопроса, по-казывает рис. 18б.

Прежде чем его обсуждать, обратим внимание, что в рассматриваемой области ядер в седловой точке осколки уже обособляются, поэтому влияние их оболочечной структуры на *M*-зависимость $\delta W(M) \simeq \Sigma (\delta W_Z^i + \delta W_N^i)$, где δW_Z^i , δW_N^i — протонные и нейтронные оболочечные поправки осколков, будет значительным. Минимумы $\delta W_{Z,N}$ соответствуют замкнутым оболочкам, сферическим и деформированным. На рис. 18б показаны зависимости Z_i и N_i осколков при делении ядер ²¹³At, ²⁰⁷Bi, ²⁰¹Tl от массы тяжелого осколка M_T вычисленные в предположении $Z_i / M_i = Z/A$. Отношение Z/A у рассматриваемых ядер варьируется в пределах 1 %, поэтому такие зависимости для тяжелых осколков на рис. 18б сливаются в одну линию. Напротив, для дополнительного легкого осколка они заметно расщепляются и по-разному проходят по отношению к горизонтальным пунктирным и штрихпунктирным линиям, которыми соответственно отмечены числа нуклонов для заполненных сферических *Z*, N = 82, 50, 28 и деформированных *Z* $\simeq 30$, $N \simeq 78 \div 80$ и $N \simeq 44 \div 46$ оболочек [4, 9].

Из рис. 18б следует, что с переходом от ²¹³At к ²⁰¹Tl роль легкого осколка становится все менее благоприятной для формирования минимума $\delta W(M)$, а значит, и масс-асимметричной долины в целом — все дальше и в более широкой области $M_{\rm T}$ линии $Z_{\rm A}(M_{\rm T})$ и $N_{\rm A}(M_{\rm T})$ уходят вниз от горизонтальных линий для магических чисел нуклонов. Критическая ситуация в полном соответствии с установленной границей для области существования асимметрии деления возникает при переходе к ²⁰¹Tl — в этом случае все легкие осколки, где существовал пик асимметричного деления ($M_{\rm T} > 130$), имеют в среднем $Z_{\rm A} < 28$ и $N_{\rm A} < 44$. Иначе говоря, на языке оболочечных поправок еще неразорвавшегося ядра (в седловой точке) это означает, что в окрестности Pb зависимость $\delta W(M, Z, A)$ изменяется так, что асимметрия становится энергетически невыгодной.



Рис. 19. Гистограммы массового распределения осколков $N = \Delta n / \Delta M$ (в числе событий Δn на соответствующий интервал масс ΔM) для ядер Се и Sm, полученные в реакции с протонами с энергией $E_p = 600 \text{ M}$ эВ [121] (вверху), $E_p = 190 \text{ M}$ эВ [122] (посередине) и $E_p = 1 \text{ ГэВ}$ [123] (внизу)

Напротив, в широкой области делящихся ядер Z > 80, A > 200 поведение $\delta W(M)$ приобретает черты «универсальной» зависимости [10] (см. также [21]), чем мы широко пользовались при обсуждении «глобального» поведения асимметрии (рис. 18а). Разумеется, этот анализ свойств соотношения между вероятностями асимметричного и симметричного типов деления был упрощен, поскольку соответствующие долины отличаются не только наиболее вероятными значениями M_T^0/M_{Λ}^0 (или η), но и другими неучитывавшимися в нем параметрами деформации [19]. Кроме того, он иг-

норировал оболочечные эффекты в окрестности A/2, которые невелики в области доактиноидов $\delta W(A/2) \lesssim 1$ МэВ, но вполне наблюдаемы [21] (см. разд. 4; рис. 20).

Наконец, завершая обсуждение общих свойств асимметрии деления, следует подчеркнуть, что выше речь шла об основной области распространения этого явления. Спецификой этой области ядер, простирающейся до $A \approx 200$, является энергетическая выгодность конфигурации, тяжелый осколок которой близок по составу к дважды магическому ($Z \approx 50$, $N \approx 82$). Возможны, в принципе, и другие «виды» асимметрии в области более легких ядер с околомагическими осколками вблизи сферических оболочек с числом нуклонов 50, 28, 20 и более благоприятным (меньшим) отношением M_T^0/M_{Λ}^0 . Проявлению оболочечных эффектов в виде асимметричного МР при делении таких легких ядер, как и в области актиноидов, способствовало бы уменьшение масс-асимметричной устойчивости — в данном случае по мере приближения к точке Бусинаро — Галлоне (рис. 2 и 10).

В [125—127] наблюдались асимметричного типа МР при делении редкоземельных ядер La — Sm ($Z \simeq 60$, $A \simeq 140 \div 150$,) протонами высоких энергий $E_p = 0,2 \div 1$ ГэВ (рис. 19). Вылет нескольких десятков нуклонов из сильно возбужденных начальных ядер приводил в конечной стадии эмиссионного каскада к асимметричному делению, как следует предположить, достаточно холодных остаточных ядер с массой $A \sim 120$. Для всех полученных распределений Y(M), показанных на рис. 19, характерно наличие двух максимумов с $M_{\rm II}^0 \simeq 45$ и $M_{\rm T}^0 \simeq 75$. Числа нуклонов в таких осколках деления близки к $Z_{\rm II} = 20$, $Z_{\rm II} = 28$ и $N_{\rm T} = 28, N_{\rm T} = 44$. Можно ли интерпретировать представленные на рис. 19 результаты как обнаружение новой области существования асимметрии деления — этот вопрос требует всестороннего анализа и дальнейшего исследования при более низких энергиях бомбардирующих частиц.

4. Изучение долинной структуры барьера деления

Свойства симметричной долины. Характеристики симметричного деления, которое испытывают все ядра в достаточно нагретом состоянии, были рассмотрены нами в разд. 2. Основной задачей данного раздела является анализ экспериментальных данных в другом важном случае, когда проявляются обе моды, и именно этой ситуацией оправдан употребляемый термин «структура» в соотношении долин деления. Мы увидим, что энергетическая поверхность как функция масс-асимметричной и основной делительной координат может иметь и большее число долин. Исключая симметричную долину, они имеют обол очечное происхождение, поэтому интересующие эффекты будут проявляться тем четче, чем ниже энергия возбуждения.

Для анализа сложной картины деления очень благоприятно, что свойства одной из долин, масс-симметричной, в области доактиноидов могут быть изучены в «чистом» виде. Несомненно, исследование симметричного деления при низких энергиях возбуждения представляют и самостоятельный интерес, в частности, вопрос о том, насколько отличаются свойства этой долины от предсказаний МЖК, т. е. каково влияние на нее оболочечных эффектов и в каких характеристиках они себя проявляют. В систематических экспериментальных исследованиях деления легких ядер при низких возбуждениях существовал пробел, существенно восполненный работами на алма-атинском циклотроне. Наиболее важные их результаты представлены ниже, на рис. 20—24. В основном это экспериментальные данные или результаты их анализа для осколков деления соседних изотопов таллия ^{200, 201} Tl в реакциях ¹⁹⁷ Au (τ , *f*) и ¹⁹⁷ Au (α , *f*) и ртути ^{197, 198} Hg в реакциях ¹⁹⁴ Pt (τ , *f*) и ¹⁹⁷ Au (*p*, *f*) [14, 38, 82, 99]. Везде на рисунках указаны энергия возбуждения в седловой точке U_{sp} (другие параметры в табл. 3). Обсудим наиболее существенные закономерности, вытекающие из приведенной информации.

Массовые распределения осколков. Из рис. 20а видно, что если при значительных энергиях возбуждения U_{sp} , как и на рис. 46, lg Y(M) следует линейной зависимости от параметра $(M - A/2)^2$, то с уменьшением U_{sp} все отчетливее становятся отступления от нее в двух областях масс: в окрестности A/2 и при значительной асимметрии. Как показано в [120], первые обусловлены оболочечными эффектами, вторые отражают приближенность соотношения (22). Оба результата следуют из соотношений (17)—(19) и (21) с условными барьерами

$$V(M) = \widetilde{V}(A/2) + \frac{q}{2}(M - A/2)^2 + \delta W(M)$$
(34)

и параметром плотности уровней [23]





$$a(U) = \tilde{a} \left[1 + \delta W(M) \frac{1 - \exp(-\lambda U)}{U} \right], \qquad (35)$$

которые учитывают оболочечные эффекты в переходном состоянии с помощью оболочечной поправки $\delta W(M)$, а именно [120]:



Считая энергию возбуждения в седловой точке E - V(A/2) большой в сравнении с разницей условных и безусловного экстремумов V(M) - V(A/2), получаем из (36)

$$Y(M) \sim \exp\left\{-\frac{\delta W(M)}{\Theta}\exp(-\lambda U) - \frac{q}{2\Theta}(M - A/2)^2 + \ldots\right\},$$
 (37)

и, удерживая члены более высокого порядка, в случае $\delta W(M) = 0$

$$Y(M) \sim \exp\left\{-\frac{q}{2\Theta}(M - A/2)^{2} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n-1)!!}{2^{2n}(n+1)!} \left(\frac{q}{U}\right)^{n} (M - A/2)^{2n}\right]\right\}.$$
 (38)

Остановимся сначала на втором эффекте^{*}, описываемом соотношением (38). Из него видно, что при достаточно больших энергиях U членом в виде ряда в (38) можно пренебречь, и Y(M) перейдет в гауссово распределение (22). Оценка в [99] для окрестности максимума q(x) на рис. 86 дает условие применимости (22) $U \ge 0,02(M - A/2)^2$ МэВ. Из рис. 20а, на котором пунктирными и сплошными линиями показаны распределения (22) и (38) соответственно, следует, что при U < 15 МэВ обсуждаемый эффект не мал и его следует учитывать при изучении асимметричного деления соседних, несколько более тяжелых ядер Pb — Аt, в частности, при определении $Y_a(M) = Y(M) - Y_s(M)$. О роли такого уточнения свидетельствует рис. 26 (см. ниже).

Согласие сплошных расчетных кривых, соответствующих одному значению q, с экспериментальными данными на рис. 20а означает, что свойства масс-симметричной долины описываются МЖК, исключая сравнительно небольшую окрестность $M \simeq A/2$, т. е. самого дна долины. Указанные отступления от МЖК [распределения (22)] проявились также на рис. 12, 13 и 16. Но особенно отчетливо эффекты оболочек при $M \sim A/2$ и их зависимость от нуклонного состава ядер и энергии возбуждения U_{sp} видны на рис. 20б и в, где распределения Y(M) показаны в линейном масштабе. Кривые на рис. 20б получены расчетом согласно (17), (34), (35) с реалистическим описанием плотности уровней $\rho(U)$ [23, 124] и теми же значениями q для эмпирически определенной оболочечной поправки [120]

$$\delta W(M) = \delta W(A/2) \exp\left[-\gamma (M - A/2)^2\right], \qquad (39)$$

где $\gamma = 0,017$ (а.е.м.)⁻², а $\delta W(A/2)$ зависит от делящегося ядра — в изученном диапазоне монотонно падает с увеличением A от 1 МэВ для ¹⁹⁸Hg и ²⁰¹Tl до 0,3 МэВ для ²¹³At. Во всех случаях $\delta W(A/2) > 0$ в отличие от оболочечных поправок $\delta W(M) < 0$ для $M \gtrsim 130$, ответственных за формирование асимметрии деления и соответствующей долины. Иначе говоря, двугорбость $Y_s(M)$ симметричного типа деления холодных ядер в районе Pb отличается от «обычной

Данный эффект в интегральной форме рассматривался в [35]. Отметим также, что при разложении (36) в ряд (38) используется (34), игнорирующее в (18) члены того же порядка (η^4) и выше. Иначе говоря, предполагается малость отступлений профиля $\tilde{V}(M)$ от параболы, что отмечается также в [55] и соответствует опыту на доступном измерениям участке M-A/2 [123].

двугорбости» Y(M) тяжелых ядер: в первом случае она формируется «выеданием» впадины в окрестности $M \sim A/2$ положительными оболочечными поправками, во втором — образованием горбов из-за отрицательных $\delta W(M)$ при значительной асимметрии.

Положительный знак оболочечных поправок в районе ядер ¹⁹⁸Hg — ²¹³At, у которых осколки строго симметричного деления $M \simeq A/2$ имеют числа нейтронов, $N \simeq 59 \div 64$ и протонов $Z \simeq 40 \div 43$, естественно связать с тем, что они далеки от замкнутых оболочек. Поиск симметричных MP не с впадиной при A/2, как на рис. 20a «пиком» для ядер с N, близким к 50, пока не дал надежного результата [126].

Температурная зависимость дисперсии МР. Выше мы неоднократно затрагивали вопрос об уширении MP с увеличением температуры ядра Θ , в том числе и теоретическое описание дисперсии $\sigma_M^2(\Theta)$, определяющее эту зависимость. Для анализа зависимости $\sigma_M^2(\Theta)$ удобно исключить из нее вклад оболочечных поправок, т. е. иметь дело с величиной $\tilde{\sigma}_{M}^{2}(\Theta)$, характеризующей долину деления, которая соответствует описанию в рамках МЖК. Можно разными способами извлечь из экспериментальных данных значение $\sigma_M^2(\Theta)$. Наиболее простой и достаточно точный способ состоит в аппроксимации $\lg Y_s(M) = f[(M - A/2)^2]$ линейной зависимостью и определении $\tilde{\sigma}_M^2$ из наклона соответствующих прямых. Отступления МР от (22), учитываемые (38), а также обусловленные асимметричным способом деления в районе Pb из-за низкого вклада соответствующих масс в полное число делений, не оказывают заметного влияния на дисперсию. Этого, однако, нельзя сказать об оболочечных эффектах на дне долины, влияние которых демонстрирует рис. 21, где сравниваются значения σ_M^2 и $\tilde{\sigma}_M^2$ для ряда ядер [82, 125]. На нем хорошо видно, что разница $\sigma_M^2 - \tilde{\sigma}_M^2$ при фиксированной температуре Θ возрастает от ²¹³At к ²⁰¹Tl в соответствии с увеличением $\delta W(A/2)$ (рис. 20в).

Зависимость $\sigma_M^2(\Theta)$ начиная с $\Theta > 0,7$ МэВ, удовлетворительно описывается прямой линией, чему соответствует приближение (25а). Чтобы оценить параметр $\hbar \omega_M$, было использовано [125] точное выражение (25). Полученные по совокупности ядер значения, имеющие существенный разброс, дали среднее $\hbar \omega_M = (0,5 \pm 0,2)$ МэВ, с которым рассчитаны кривые в основной части рис. 21. Этому значению соответствует характерное время масс-асимметричных колебаний ядра $\tau_{\text{ас.кол}} \simeq 2\pi/\omega_M = (8 \pm 3) \cdot 10^{-21}$ с, согласующееся с приведенным выше результатом анализа массовых распределений квазиделения ядер для τ_M [114].

Отметим особенность температурной зависимости σ_M^2 , проявившуюся при более низких энергиях возбуждения в седловой точке, которые достигнуты при исследовании деления ²¹⁰Ро и ²¹³At, особенно последнего (см. ниже). Для ²¹³At эта зависимость показана отдельно на вставке к рис. 21, из которой видно, что экспериментальные точки заметно отклоняются вниз от штриховой кривой, соответствующей описанию согласно (25), при $\Theta \leq \Theta_{\rm kp} \approx 0,6$ МэВ, где $\Theta_{\rm kp}$ критическая температура в «точке» фазового перехода из обычного (фер-



Рис. 21. Зависимость дисперсий распределений масс экспериментальных σ_M^2 (зачерненные значки) и жидкокапельных $\tilde{\sigma}_M^2$ (светлые значки) от температуры ядра Θ для соседних изотопов [82, 125]:

кружки — реакция (τ , f); треугольники — (α , f); квадраты — (p, f); сплошные линии в основной части рисунка — описание $\tilde{\sigma}_M^2$ для $\Theta \ge 0,7$ МэВ согласно (25) с $\hbar\omega_M = 0,5$ МэВ [125]. На вставке: $\tilde{\sigma}_M^2$ (Θ) для $\Theta \le 1$ МэВ. Пунктирная кривая та же, что и сплошная в основной части рисунка;

сплошная кривая — описание $\tilde{\sigma}_{M}^{2}(\Theta)$ по сверхтекучей модели [120, 124]

ми-газового) состояния в сверхтекучее $\Theta < \Theta_{\kappa p}$. Сплошная кривая получена по сверхтекучей модели ядра [120, 125].

Еще раз о месте формирования МР. Экспериментальные данные о зависимости дисперсии $\tilde{\sigma}_{M}^{2}$ от энергии возбуждения, как и от нуклонного состава (см. разд. 1), оказались весьма информативными по основному вопросу теоретических представлений об МР: где происходит формирование этой характеристики — в седловой точке или точке разрыва? Отсылая за деталями этого анализа к работе [125], остановимся на основных результатах.

На рис. 22 представлена зависимость квадрата дисперсии $\tilde{\sigma}_{M}^{4}$ от энергии возбуждения составного ядра *E*, которую можно представить в виде вытекающего из (25) соотношения [125]

$$\tilde{\sigma}_{M}^{4} = \frac{1}{q^{2}\tilde{a}} \left[E - \tilde{V}(\alpha, 0) - \delta + \tilde{a} \frac{\left(\hbar\omega_{M}\right)^{2}}{6} + \dots \right], \tag{40}$$

где $\tilde{V}(\alpha, \eta)$ — энергия деформации, при $\eta = 0$ соответствующая дну долины деления; δ — поправка на спаривание, зависящая от четности делящегося ядра. Анализ в [125] показал, что следующими членами в (40) (разложение cth² в ряд) можно пренебречь, чему соответствует линейная энергетическая зависимость на рис. 22. Точка пересечения прямой (40) с осью энергии *E*

$$E_0 = \tilde{V}^{\mathfrak{scn}}(\alpha, 0) + \delta - \tilde{a} \frac{\hbar \omega_M^2}{6}$$
(41)

с точностью до близких и имеющих разный знак поправок дает искомую энергию $\tilde{V}^{_{\mathfrak{PKCII}}}(\alpha, 0)$. Таким образом, из анализа экспериментальных данных о $\tilde{\sigma}_{M}^{4}$ можно установить, какому значению α_{sp} или α_{sc} отвечает величина $\tilde{V}^{_{\mathfrak{PKCII}}}(\alpha, 0)$, не ограничивая себя заранее какими-либо предположениями о месте формирования MP, кроме оценки $\hbar\omega_{M}$. Как мы увидим ниже, и она не влияет на результат анализа.

В одном из крайних случаев $\alpha = \alpha_{sp}$, искомая энергия хорошо известна из экспериментальных данных о вероятности деления и соответствует высоте барьера деления $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha_{sp}, 0) = \tilde{E}_f[23]$, в другом $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha_{sc}, 0)$ может быть найдена как разность $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha_{sc}, 0) - \Delta \tilde{V}$, где $\Delta \tilde{V}$ — энергия спуска (расчет по МЖК). На вставке к рис. 22 эти величины показаны соответственно темными и светлыми значками, а область значений $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha, 0)$, границы которой соответствуют крайним теоретическим оценкам $\hbar \omega_M = 0$ [26] и $\hbar \omega_M \approx 1$ МэВ [35], заштрихована^{*}. Видно, что все значения $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha_{sp}, 0)$ лежат в пределах этой области, а $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha_{sc}, 0)$ выпадают вниз. В этой связи важно подчеркнуть, что для нижней границы $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha, 0)$ параметр $\hbar \omega_M = 0$, а его отрицательные значения смысла не имеют.

Итак, данным анализом, дополняющим результаты исследования зависимости q(x) (рис. 8б), вопрос о месте формирования МР при делении исследованных ядер (легче Th) вполне однозначно решается в пользу седловой точки.

Энергетические зависимости $\bar{E}_k(M)$ и $\sigma_E^2(M)$. Экспериментальные данные о первых двух моментах ЭР для симметричного способа деления пред-

^{*} Здесь сознательно не использовалась приводившаяся экспериментальная оценка $\hbar\omega_M = (0,5\pm0,2)$ МэВ, поскольку она была получена при определенных предположениях о $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha, 0)$, требуемых для вычисления температуры Θ .



Рис. 22. Зависимость $\tilde{\sigma}_{M}^{4}$ от энергии возбуждения составного ядра *Е* для указанных ядер [125]:

прямые линии — описание по методу наименьших квадратов. На вставке: $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha, 0)$ — энергия деформации в зависимости от параметра x; • — $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha_{sp}, 0)$; \circ — $\tilde{V}^{\text{эксп}}(\alpha_{sc}, 0)$; заштрихованная область с границами $0 \leq \hbar \omega_M \leq 1$ МэВ (см. текст)

ставлены на рис. 23. Новое, что они вносят с охлаждением делящегося ядра в уже знакомую по рис. 3 и 4 жидкокапельную картину деления,— это более резкое в сравнении с (28) падение $\overline{E}_k(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ при большой массовой асимметрии. Это свойство, интересное само по себе, как мы увидим несколько позже, важно для экспериментального исследования свойств двух долин и связанных с ними способов деления.


Рис. 23. Экспериментальная информация об энергетической зависимости $\overline{E}_k(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ для ^{200, 201}Tl:

вверху — результаты измерений, которые сравниваются с соотношением (28) (пунктирные линии), внизу — зависимость от энергии возбуждения U_{sp} параметра β в (42), описывающего отступления $\overline{E}_k(M)$ от (28) [15, 82]; зачерненные значки — ^{200, 201}Tl, светлые значки — ^{197, 198}Hg, ^{206, 207}Bi, ²¹⁰Po, ^{212, 213}At

Отступления наблюдаемой зависимости $\overline{E}_k(M)$ от соотношения (28) (ему соответствуют пунктирные кривые на рис. 23) обсуждались в [15, 82] и связывались с упрощенностью предположения о независимости расстояния между центрами тяжести осколков d_{sc} в момент разрыва от массовой асимметрии

 $\mu = \frac{\eta^2}{4} = \left(\frac{M - A/2}{A/2}\right)^2$ разрывной конфигурации. Если принять согласно [15],

что $d_{sc} \sim (1 + \beta \mu)^{-1}$, то получим

$$\overline{E}_k(M) = \overline{E}_k(A/2)(1-\mu)(1+\beta\mu), \qquad (42)$$

где β — эмпирический параметр, зависящий от энергии возбуждения, например U_{sp} , который легко найти подгонкой под экспериментальные данные о $\overline{E}_k(M, U_{sp})$. При $\beta > 0$ распределения $\overline{E}_k(M)$ шире, чем в случае (28), т. е. $\beta = 0$, как на рис. 3 и 4, при $\beta < 0$ — наоборот.

В нижней части рис. 23 представлена совокупность значений β(U_{sp}) для группы ядер от ¹⁹⁸Нg до ²¹³At. В [15] наблюдаемая энергетическая зависимость параметра $\beta(U_{sp})$ интерпретировалась как следствие перестройки оболочек, приводящей к области «плато» при значительных U_{sp}, которое соответствует МЖК. Действительно, результаты расчетов в [15] показывают уменьшение d_{sc} с ростом масс-асимметричной деформации, что эквивалентно $\beta > 0$ в (42) и согласуется с экспериментальными данными на рис. 23. Продолжение измерений в области низких энергий показало, что убывание β с уменьшением U_{sp} происходит скачком в районе 10 МэВ. Это значение совпадает с критической энергией фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное $U_{\rm kp} \simeq 1,4 \tilde{a} \Theta_{\rm kp}^2$. Можно предположить, имея в виду это обстоятельство, что причина убывания β (сужение распределения \overline{E}_k (M, U_{sp}) с уменьшением энергии возбуждения связана не с оболочечными эффектами, а эффектами парных корреляций нуклонов [23], например влиянием их на вязкость ядерного вещества. Последняя, как отмечалось, влияет на траекторию спуска и на точку разрыва.

На рис. 24 слева показана энергетическая зависимость средней кинетической энергии осколков $\langle E_k \rangle$. Она соответствует поведению параметра β на рис. 23.

При обсуждении поведения дисперсии $\sigma_E^2(M)$ для сильно нагретых ядер (рис. 3 и 4) мы рассматривали два предположения: $\sigma_E^2 \approx \text{const}$ и параболическую зависимость (28). Как показывают результаты измерений на рис. 23, чем меньше энергия возбуждения, тем при меньших (M - A/2) наступает резкий спад $\sigma_E^2(M)$, тем шире область M, в которой изменения $\sigma_E^2(M)$ существенны и имеют смысл отмеченные противопоставления. Обсуждаемый эффект, однако, не оказывает заметного влияния на энергетическую зависимость дисперсии σ_E^2 полного ЭР (без разделения по M), так как вклад масс, где он проявляется в полном выходе, пренебрежимо мал. По той же причине почти не сказываются на ней максимумы $\sigma_E^2(M)$, связанные с вкладом асимметричного способа деления (рис. 12, 13 и 16).

Температурная зависимость дисперсии полного ЭР $\sigma_E^2(\Theta)$ для группы ядер в районе Рb показана на рис. 24 справа. Штриховые линии на нем соответствуют соотношению (25), сплошные, лучше описывающие результаты измерений, используют его модификацию, а именно [62]

$$\sigma_E^2(M) = \sigma_E^2(0) \frac{\operatorname{cth} \frac{c_1}{\Theta} + c_2}{1 + c_2}, \qquad (43)$$

где $c_1 = 1,72$ МэВ и $c_1 = -0,808$ — эмпирические константы, единые для всех ядер. При $c_1 = 0$ (43) совпадает с (25), а $c_1 = \hbar \omega_E/2$. Обе обработки экспериментальных данных дают близкие оценки параметра $\hbar \omega_E \approx 3,5$ МэВ, откуда $\hbar \omega_E / \hbar \omega_M = 5 \div 10$. Во столько же раз различаются периоды колебаний для степеней свободы, связанных с энергией осколков и их массовой асимметрией ($\tau_i \sim \omega_i^{-1}$). Эта оценка находится в согласии с определением времен релаксации в [114].

Выход нейтронов из осколков. Представления о симметричном типе деления были бы неполными, если бы мы не коснулись зависимости среднего выхода нейтронов деления из разных осколков v(*M*), традиционно привлекаемой для демонстрации влияния оболочечных эффектов на процесс деления. Из довольно обширной экспериментальной информации по этому вопросу, которая берет свое начало с основополагающей работы Фрезера и Милтона [127], хорошо известно, что для асимметричного деления трансактиниевых ядер зависимость v(*M*) имеет пилообразный характер с минимумом при $Z_T \approx 50$, $N_T \approx 82$. Экспериментально установлено [128], что с увеличением энергии возбуждения делящихся ядер v(*M*) растет и асимптотически приближается к жидкокапельной линейной зависимости, вытекающей из условия однородности ядерного вещества, равенства температур осколков и пропорциональности параметра плотности уровней числу нуклонов:

$$E_{x1}/\tilde{a}_1 = E_{x2}/\tilde{a}_2$$
, $\tilde{a}_i \sim M_i$, (44)

где *E*_{x1} — энергия возбуждения осколков в момент разрыва.

Свойства v(*M*) для симметричной долины при умеренных энергиях возбуждения исследовались в [129—131]. Результаты наиболее поздних работ, полученные в реакциях ²⁰⁹Ві (α , *f*) для E_{α} = 45 МэВ и ²²⁶Ra (*p*, *f*) для E_p = 16 МэВ, приведены на рис. 25. В области симметричного максимума $Y_s(M)$, в первом случае преобладающего над $Y_a(M)$ во всей области *M* (см. рис. 11—13), ход v(*M*) близок к линейной зависимости, ожидаемой согласно (44).

В ранних работах [129, 131] обращалось внимание на то, что наклон наблюдаемой зависимости v(M) в пределах масс-симметричного пика Y(M) не соответствует оценке в рамках МЖК $\partial E_{x1}/\partial M \simeq 0.17$ МэВ·(a.e.м.)⁻¹ [26, 35]. РеРис. 24. Экспериментальная информация об энергетической зависимости моментов распределений E_k — слева $\langle E_k \rangle$ (подборки данных [38, 83, 100]) как функция U_{sp} , справа σ_E^2 как функция Θ : пунктирные кривые соответствуют соотношению (25) с индивидуальной подгонкой; сплошные — соотношению (43) с единым набором параметров c_1 и c_2 для всех ядер

зультаты [129] для ²¹³Аt (*E*_a = 53,25 МэВ) давали значение примерно в 4,5 раза боль-²²⁷Ac результаты ше, а [131] лля $(E_n = 13.0 \text{ M} \rightarrow \text{B})$ — в 3 раза. Штриховые прямые на рис. 23 характеризуются производной $\partial v / \partial M = 0.038$ и 0.033 (а.е.м.)⁻¹ для ²¹³Аt и ²²⁷Ас соответственно, что при средней энергии отделения нейтрона примерно 7 МэВ cootbetctbyet $\partial E_{r1}/\partial M = 0.26$ И 0,23 МэВ (а.е.м.)⁻¹. Вероятно, оценка этой величины, как и полные средние числа нейтронов v, в работах [129, 131] завышены.

Кратко подведем итоги обсуждения наблюдаемых характеристик симметричного деления легких ядер, которое было предпринято здесь и в разд. 2. Основной вывод состоит в том, что во всем рассмотренном диапазоне энергий, на одной границе которого делящиеся ядра практически являются холодными, а на другой сильно



нагретыми, свойства симметричного типа деления укладываются в единую картину. Данная общность проистекает из того, что этот тип деления развивается по одной и той же масс-симметричной долине, свойства которой незначительно отличаются от предсказания МЖК. Причину «исчезновения» оболочечных эффектов естественно связать с тем, что в достаточно широкой окрестности A/2 обсуждаемых ядер нуклонный состав образующихся осколков соответствует примерно наполовину заполненным оболочкам 28 < Z < 50, 50 < N < 82. Это «мягкие» ядра, близкие по ряду свойств к объектам МШК [132].

Пороги двух типов деления. Мы снова возвращаемся к обсуждению ядер, делящихся обоими «способами», но, в отличие от характеристик на рис. 21—24, нечувствительных к вкладу маловероятного асимметричного деления; здесь нас будут интересовать свойства, в которых различия двух способов деления проявляются наиболее отчетливо. И не те общие свойства, что



были рассмотрены в разд. 3, а наиболее информативные для представлений о долинной структуре барьера, с которой мы связываем само происхождение двух способов деления. Из результатов расчетов [10] на рис. 14 следует, что формирование ее начинается задолго до того, как будет достигнута высота барьера, поэтому каждой долине соответствует своя седловая точка, и следует ожидать разницы в порогах симметричного и асимметричного деления E_f^s и E_f^a . С них мы и начнем обсуждение важнейших различий долин и соответствующих способов деления.

Первые прямые экспериментальные подтверждения того, что пороги E_f^s и E_f^a различны, были получены для группы ядер от ²²⁵Ra до ²²⁸Ac с помощью прямых реакций [75]. Наряду с делимостями для симметричного и асимметричного деления в [75, 76] изучалась угловая анизотропия осколков, для которой при наличии достаточной разницы E_f^s и E_f^a ожидались заметные отличия,



Рис. 25. Зависимость выходов нейтронов v(M) для указанных ядер [130]. Пунктирные линии — $\partial v/\partial M = 0,038$ и 0,033 (а.е.м.)⁻¹ для ²¹³At и ²²⁷Ac

однако эти эксперименты не обнаружили устойчивого эффекта. Это обстоятельство, а также невысокая точность измерений вероятности симметричного деления тяжелых ядер порождали скепсис по основному вопросу: существует ли феномен двух порогов деления — симметричного и асимметричного — и не являются ли связанные с ним результаты «частным делом» небольшой группы ядер [17, 133]? Первая часть вопроса во многих отношениях была прояснена в [75, 76, 134], вторая оставалась открытой.

В связи с изложенным значительный интерес представляло разобраться, что нового можно получить по указанному вопросу в области более легких ядер, которые также обнаружили, как мы видели, два способа деления с теми же характерными признаками, которые были присущи группе Ra. Постановка такого эксперимента очень нелегкого стимулировалась и тем, что для ²⁰⁸Рb в [10] было предсказано противоположное соотношение

между E_f^a и E_f^s , а ранние эксперименты, кроме того, свидетельствовали, как мы отмечали, об энергетической зависимости полных выходов Y_s^t/Y_a^t , которую можно было квалифицировать как аномальную [12, 14]. Легко понять, что концы с концами сошлись бы, если бы было установлено, что асимметричный способ деления в районе Pb, «возникнув» при охлаждении ядер (см. рис. 11—13), исчез бы снова по мере приближения энергии возбуждения к порогу симметричного деления в соответствии с представлениями об энергии деформации на рис. 14 и 18.

Такие измерения были осуществлены [21, 83], когда удалось создать условия для надежных измерений массово-энергетических распределений осколков на огромном фоне рассеянных бомбардирующих частиц при очень низких сечениях асимметричного деления $\sigma_f^a \simeq \sigma_f Y_a^t/Y_s^t$ на уровне 10^{-33} см² [86]. Результаты таких измерений, проведенных для ²¹³ Аt в реакции ²⁰⁹ Bi (α , *f*) для двух энергий возбуждения в симметричной седловой точке $U_{sp} = E - E_f^s = 3,7$ и 4,5 МэВ ($E_f^s = 17,3$ МэВ [23]), наряду с результатами более раннего эксперимента [14] для нижайшей достигнутой в нем энергии $U_{sp} = 5,4$ МэВ представлены на рис. 26. Все приведенные характеристики демонстрируют, что ожидавшееся явление наступило: выход Y_a^t упал примерно на порядок, значительно уменьшились отступления $\bar{E}_k(M)$ от жидкокапельной зависимости $\bar{E}_k^s(M)$, практически исчез максимум $\sigma_E^2(M)$ — чувствительнейший признак уменьшения вклада одной из мод деления.

На рис. 27 слева приведены энергетические зависимости сечений для симметричного и асимметричного способов деления $\sigma_f^s(E)$ и $\sigma_f^a(E)$. Сплошные кривые представляют результаты статистического расчета по методу переходного состояния [84], в котором использовалось описание плотности ядерных уровней по сверхтекучей модели ядра с феноменологическим учетом оболочечных и коллективных эффектов [23, 124]. На вставке показана энергетическая зависимость отношения выходов узкой компоненты MP $Y_{a1}^t(E)$ и основной асимметричной компоненты $Y_{a0}^t(E)$. В пределах погрешностей $Y_{a1}^t(E) / Y_{a0}^t(E) \approx \approx$ const, и это позволило рассматривать их сумму как единый асимметричный способ деления, что существенно для анализа, обсуждаемого ниже.

Поведению $Y_{a1}^{t}(E) / Y_{a0}^{t}(E)$ составляет контраст энергетическая зависимость отношения выходов основных способов деления $Y_s^{t}(E) / Y_a^{t}(E)$, которое в том же диапазоне энергий возбуждения ²¹³ Аt изменяется на порядок, как показано в средней части рис. 27 справа. На нем светлыми значками показаны выходы, полученные в предположении, что $Y_s(M)$ следует при значительных |M-A/2| гауссову закону, темными — если экстраполяцию проводить более строго, с учетом (38) (см. рис. 20 и 26). Кривые соответствуют описанию сечений σ_f^s и σ_f^a . Для сравнения внизу приведена аналогичная характеристика для околопорогового деления ²²⁷ Ас в реакции ²²⁶ Ra (³He, *df*) [75], демонстрирующая отмечавшуюся разницу в энергетической зависимости и абсолютной величине отношения Y_s^t/Y_a^t для ядер легче и тяжелее Ra. Как следует из анализа в [83], это различие объясняется знаком и разностью энергий масс-асимметричной и симметричной седловых точек $E_f^a - E_f^s$, — показанной на вставке к рис. 27 справа. Значения E_f^a и E_f^s , взятые из [83], приведены в табл. 4. Отметим, что экспериментальные данные для ядер в районе Pb находятся в хорошем согласии с теоретическим предсказанием [10].

Ядро	<i>Е</i> _{<i>f</i>} ^{<i>s</i>} , МэВ	δ <i>W</i> s, МэВ	<i>Е</i> ^{<i>a</i>} , МэВ	δ <i>W</i> _a , МэВ	$ ilde{V_s}(ar{M}),$ МэВ	$ ilde{V}_{a}(ar{M}),$ МэВ
²¹³ At	17,3	+0,3	19,8	-4,1	21,5	23,9
²¹⁰ Po	21,2	+0,5	24,4	-4,3	25,9	28,7

Таблица 4. Параметры барьеров ²¹³ Аt и ²¹⁰ Po: E_f^i , δW_i , и \tilde{V}_i [83]



Puc.~26. Распределения масс Y в зависимости от параметра $(M-A/2)^2,$ распределения кинетической энергии $ar{E}_k(M)$ и дисперсии $\sigma_{E}^{2}(M)$ для 213 Аt при трех близких к порогу E_{f}^{a} энергиях возбуждения U_{sp} [83, 84]: сплошные линии — описание Y(M) согласно (38); пунктир — описание Y гауссианом (22)



439

Подчеркнем особенность, отмечаемую в [83]: структура E_f^i , точнее, значения оболочечных поправок δW_f^i в седловых точках, потребовавшихся для описания вероятности симметричного и асимметричного деления, приводят к макроскопическим составляющим барьеров, которые заметно отличаются от вычислений согласно формулам (18) или (34). Этот результат, если отвлечься от упрощений анализа, естественно связать с тем, что обсуждаемые долины деления отличаются не только оболочечными поправками и наиболее вероятной масс-асимметричной деформацией, но и другими типами деформации. Результаты расчетов показывают, что у легких ядер Pb — Ra две долины отличаются значением и знаком гексадекапольной деформации [19], а в районе Ra в симметричной седловой точке нарушена аксиальная симметрия формы ядер [76]. Последнее имеет большое значение для описания вероятности двух способов деления, в частности отношения [83, 134].

Итак, показано экспериментально, что два типа деления преодолевают барьер разными путями, и это свойство присуще не островку ядер Ra — Ac, а достаточно широкой области Z и A, сравнимой с областью трансактиниевых ядер. Остается вопрос, к исследованию которого мы переходим: смешиваются ли соответствующие долины на спуске, как в расчетах [117], или симметричная и асимметричная долины разделены, как в [10], и ведут к разным точкам разрыва.

Трехкомпонентная структура массово-энергетических распределений осколков при делении доактиноидов. Спектрометрия энергий парных осколков деления дает массив экспериментальных данных об их двумерном распределении $N(M, E_k)$, из которого можно получить отдельно любое одномерное МР или ЭР. Однако экспериментальное изучение структуры этих распределений представляет разные трудности: если компоненты в МР легко выделить даже из качественного анализа — по форме или ширине, например, ширины MP для компонент a0 и a1 для ²¹³At отличаются почти на порядок (рис. 16), то в случае ЭР таких благоприятных признаков нет. Спектры E_k для отдельных компонент ЭР однотипны и мало различаются по ширине [17, 65]. По этой причине о компонентах ЭР имеется гораздо менее совершенная информация, нежели о структуре МР. Ее получают из расчленения $N(M, E_k)$ на составляющие и взаимосогласованного описания Y(M), $\overline{E}_k(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ в соответствии с (33). Такая возможность представления массово-энергетического распределения в виде суперпозиции компонент демонстрировалась во многих работах [15, 65, 135, 136], охватывающих делящиеся ядра вплоть до урана, однако ни в одной из них не был получен статистически значимый результат, отвергающий однокомпонентное описание.

Рассмотрим требования, обеспечивающие разрешение отдельных компонент ЭР, и предпосылки, которые благоприятствуют осуществлению такого эксперимента для ядер в районе Рb. Спектры кинетической энергии осколков, как уже отмечалось, удовлетворительно описываются гауссовыми распределениями, и, приняв, что каждая из компонент будет иметь такое ЭР, получим условие их разрешения:

$$\overline{E}_{k2}(M) - \overline{E}_{k1}(M) > (2\ln 2)^{1/2} \left[\sigma_{E1}(M) + \sigma_{E2}(M) \right].$$
(45)

В прежних экспериментах это условие не выполнялось, в наших ранних измерениях [14, 15] обе части неравенства были близки, и это позволило сделать ряд выводов о характере ЭР в области $M \ge 130$, где становятся сравнимыми выходы двух способов деления. Наиболее важным было заключение о наличии трех компонент ЭР и МР — симметричной (*s*) и двух асимметричных (*a*0 и *a*1), между которыми существует соответствие по выходу, о чем речь пойдет ниже, а также о соотношении их средних энергий $E_k^s < E_k^{a0} < E_k^{a1}$, причем разрешение компонент *a*0 и *a*1 было вполне удовлетворительным, но недостаточным для основных *s* и *a*0.

Из результатов экспериментального исследования массово-энергетических распределений осколков при делении Hg и Tl, не содержащих асимметричных компонент, которые демонстрировались на рис. 23, следует, что по мере охлаждения делящегося ядра происходит уменьшение $\overline{E}_k^s(M)$ и $\sigma_{Es}(M)$ тем большее, чем выше массовая асимметрия. Этот эффект важен для планирования интересующего эксперимента, поскольку усиливает неравенство (45), увеличивая левую часть и уменьшая правую. Данное обстоятельство вселяло надежду на успех в новых измерениях при более низких энергиях возбуждения, чем в [14, 15].

На рис. 28 представлены некоторые интегральные характеристики для трех ядер ²¹³At, ²¹⁰Po и ²⁰⁵Bi, исследованных при сравнимых энергиях возбуждения в седловой точке $U_{sp} = 8 \div 10$ МэВ в реакциях ²⁰⁹Bi(α , f), ²⁰⁹Bi(p, f) и ²⁰⁴Pb(p, f) [85]. Слева на рис. 28 показаны МР и их компонентная структура $Y_i(M)$, справа — моменты энергетического распределения. Подчеркнем, что в этих измерениях регистрировалось до 2·10⁵ событий, т. е. в 5—10 раз больше, чем в ранних экспериментах (рис. 11—13, 16).

На рис. 29—31 для каждого ядра представлены сечения двумерной поверхности экспериментальных массово-энергетических распределений $N(M, E_k)$, выраженные в числах осколков, которые были зарегистрированы в интервалах массы и энергии шириной 1 а.е.м. и 2 МэВ соответственно. Слева на рисунке представлены полные MP, показанные темными кружками и их наиболее характерные части $\sum_{\Delta E} N(M, E_k)$, для каждой из которых используются свои светлые значки, одинаковые для всех ядер. Справа приводятся самые ти-

свои светлые значки, одинаковые для всех ядер. Справа приводятся самые типичные ЭР: чисто симметричного способа деления для единичного массового интервала M и $\sum_{\Delta E} N(M, E_k)$ для различных участков шкалы масс ΔM , где про-

исходит смешивание мод деления. Пределы суммирования указаны на рисунках. Кривыми показаны результаты регрессионного анализа ЭР, в котором они



описывались суперпозицией гауссианов с параметрами E_k^i и $\sigma_{E_i}^i$, на поиск которых никаких ограничений не накладывалось (подробнее в [85]).

На рис. 29—31 для $M \approx 25$ (симметричное деление) ЭР хорошо описываются одним гауссианом, тогда как в области M > 130, где распределения двух основных способов деления перекрываются, ЭР имеют двух- или трехкомпонентную структуру. Наиболее четко все три компоненты разделяются, если объединить массы в окрестности M = 132, где значителен вклад узкой компоненты a1.



Рис. 28. Массово-энергетические распределения осколков деления ²¹³At, ²¹⁰Po, ²⁰⁵Bi [85]: слева — зависимость выхода Y от параметра $(M - A/2)^2$, пунктирные линии — описание Y_s по методу переходного состояния. На вставках — зависимость выделенной асимметричной компоненты от массы осколков M и ее описание (сплошные кривые) двумя гауссианами. Справа — зависимость средней кинетической энергии осколков \overline{E}_k и ее дисперсии σ_E^2 от массы осколков

Идентифицировать компоненты ЭР по способам деления легко, продемонстрируем это на примере ²¹³At. Убывающая с массой низкоэнергетическая составляющая ЭР связана с симметричным делением. Это следует из парциального МР, показанного на рис. 29а светлыми кружками, которое получено дискриминацией всех событий с $E_k \le 132$ МэВ. Так же разделяются и компоненты асимметричного типа. Квадратами показано МР, объединяющее события с $E_k \ge 156$ МэВ, вследствие чего высокоэнергетическая составляющая достаточно надежно отделяется от средней. Оно обрезает в нашем МР наиболее асимметричные события и подчеркивает выход узкой компоненты а1. Соответственно вклад высокоэнергетической составляющей ЭР на рис. 29б падает и исчезает вовсе по мере увеличения нижней границы рассматриваемого интервала масс. Если выделить события в «окне» $142 \le E_k \le 152$ МэВ, связанные со средней составляющей ЭР,

получим MP, показанное на рис. 29а треугольниками. В нем, напротив, подавлена узкая (*a*1) и подчеркнута основная широкая часть (*a*0) асимметричной компоненты. Соответственно при дискриминации событий с $M \ge 138$ в ЭР остается почти чистая средняя компонента *a*0. Заслуживает внимания ЭР для $M = 134 \div 137$, в которых реализуются практически только две компоненты *s* и *a*0.

Как видно из сравнения рис. 29 и 30, массово-энергетические распределения осколков ²¹³ At и ²¹⁰ Po различаются вкладом высокоэнергетической компоненты (*a*1) в пользу ²¹⁰ Po, что хорошо видно также на рис. 28. Тем не менее и для ²¹⁰ Po при выделении сильно асимметричных осколков $M \ge 13$ реализуется практически чистое ЭР компоненты *a*0 (рис. 30б), хотя и со значительно мень-









10 4





шим в сравнении с ²¹³At числом осколков в пике. Соответственно, выбирая разные интервалы E_k , нетрудно убрать в МР тонкую структуру (треугольники) и полностью асимметричное деление (светлые кружки, рис. 30а).

Выход асимметричного способа деления для ²⁰⁵Ві мал, и поэтому, не потеряв сильно в статистической точности, от вклада симметричной компоненты в ЭР освободиться нельзя. Несмотря на это, легко подобрать интервал ΔM , для которого все три компоненты достаточно отчетливо проявляются в ЭР (рис. 31б); те же черты обнаруживают МР (рис. 31а). Из сравнения с более тяжелыми ядрами видно, что для ²⁰⁵Ві узкий пик *a*1 в МР смещается в сторону меньших масс $M = 129 \div 130$. Из сравнения ЭР трех ядер следует, что монотонно уменьшаются средние энергии всех компонент при переходе от ²¹³At к ²⁰⁵Bi в разумном соответствии с зависимостью $\langle E_k \rangle$ от параметра $Z^2/A^{1/3}$.

Итоги регрессионного анализа ЭР и статистической проверки гипотезы об однокомпонентном описании ЭР кратко состоят в следующем:

а) во всех случаях, где существен вклад двух или трех компонент MP, описание ЭP одним гауссианом имеет уровень значимости $P \lesssim 0,01$, т. е. отвергается возможность, противопоставляемая представлениям о двух независимых способах деления;

б) показана хорошая согласованность параметров всех компонент для различных интервалов АМ.

На рис. 32 для ²¹³ Аt результаты анализа ЭР — гистограммы площадей под пунктирными кривыми на рис. 29 — сравниваются с плавными кривыми МР на рис. 28. Сравниваемые и согласующиеся между собой величины представляют разные вероятности: кривыми показана вероятность прохождения по соответствующей (і-й) долине деления через барьер с определенной масс-асимметричной деформацией тогда как гистограммами — вероятность выхода системы из і-й долины деления в долину разделенных осколков. Этот акт для каждой из них происходит при разных средних удлинениях ядра d_{sc} : симметричной долине соответствует самая вытянутая разрывная конфигурация, компоненте a1, наоборот, самая компактная — в соответствии со средней кинетической энергией осколков E_k^i . Из рис. 28 можно заключить, что переходами между долинами деления на спуске с вершины барьера можно пренебречь, иначе говоря, смешивания долин деления не происходит (подробнее см. в [85]). Таким образом, процесс деления доактиноидов развивается в соответствии с теоретическим предсказанием В. В. Пашкевича [10], у которого, как отмечалось, на карте энергии деформации масс-симметричная и асимметричная долины разделены вплоть до точки разрыва (см. рис. 14).

Количественное соответствие между ЭР и МР, как следует из рис. 32, выполняется для всех трех компонент *s*, *a*0 и *a*1. Тем не менее, при решении вопроса о том, сколько же основных мод реализуется в процессе деления доактиноидных ядер, следует считать, что их две (*s* и *a* = *a*0 + *a*1), а не три. Такая иерархия компонент вытекает из энергетических зависимостей отношений Y_{a1}^t/Y_{a0}^t и Y_s^t/Y_a^t на рис. 24. При рассматриваемых нами низких энергиях деля-



Рис. 32. Сравнение выходов отдельных компонент, полученных из описания МР на рис. 28 и из результатов анализа (гистограмма) ЭР по отдельным интервалам масс, для ²¹³At [85]

щегося ядра скорость изменения с энергией отношения Y_i^t/Y_j^t может служить мерой разности высот барьеров $E_f^i - E_f^j$ и наоборот. Последнее означает, что в окрестности асимметричной седловой точки энергии деформации для компонент a0 и a1 различаются незначительно, и это позволяет рассматривать их вместе как единый способ. Нарастание различий двух долин асимметричного деления происходит в процессе спуска с барьера. В пользу принятой нами иерархии компонент говорит и тот факт, что компонента a1 отдельно не наблюдается — исчезает при переходе от 204 Pb и 201 Tl вместе с компонентой a0.

Расщепление асимметричного деления на две компоненты — уникальное явление: по соседству в районе радия также реализуются два способа деления, симметричный и асимметричный, однако эффект подобный компоненте *a*1 отсутствует. Это еще один аргумент в пользу того, что главная общность доактиноидов — это существование двух долин и соответствующих способов деления, один из которых, масс-симметричный, обладает свойствами, близкими к предсказанию МЖК.

Аналог в районе Fm. Двухкомпонентность одного из двух способов деления — явление специфическое, но оно присуще не только доактиноидам. Аналогичный эффект в MP и ЭР обнаружен при спонтанном делении очень тяжелых актиноидов: ²⁵⁸Fm, ^{259, 260}Md, ²⁵⁸No [22]. Как и в исследовавшемся нами случае, это тоже небольшой островок ядер, при делении которых узкой компоненте MP соответствует высокоэнергетическая компонента ЭР. Хотя два аналога сильно различаются по виду MP, симметричному в районе Fm и резко асимметричному в районе Pb, один из осколков «аномальной» моды в обоих случаях (тяжелый в последнем случае, в первом они одинаковы) имеет одну и ту же наиболее вероятную массу ≈ 132 и близок по составу к ядру ¹³²Sn ($Z \approx 50$, $N \approx 82$). Можно заключить, что, несмотря на значительные различия свойств



Рис. 33. Иллюстрация компонентной структуры в зависимости средней кинетической энергии осколков деления ядер от параметра $Z^2/A^{1/3}$:

× — высокоэнергетическая a1 и • — низкоэнергетическая a0-компоненты в окрестности Pb [143] и Fm [22]. В промежуточной области Z и A в соответствие с a1 поставлены значения: max $\overline{E}_k(M)$ для $M \simeq 132$ ▲ и с a0 — данные \circ (все для низкоэнергетического деления актиноидов) [85].

Данные о \overline{E}_{k}^{a0} и ее аналоге укладываются в общую зависимость, показанную сплошной линией. Об остальных кривых — см. текст

сопоставляемых делящихся ядер, к которым следует отнести и разницу в продолжительности стадии спуска, природа их общности заключена в специфике оболочечной структуры образующихся осколков.

На рис. 33 в зависимости от параметра $Z^{2/A^{1/3}}$ представлены экспериментальные данные о средней кинетической энергии осколков для отдельных мод деления: кружками — для компоненты *a*0 и ее аналогов (сплошная линия), крестиками — для высокоэнергетической компоненты *a*1. Последние пунктирной линией объединены со значениями максимумов $\overline{E}_k(M)$ при $M \approx 132$, хотя в них, как можно предположить, следуя рис. 29—31, кроме *a*1, немал вклад низкоэнергетических компонент, зависящий от *Z* и *A*. В промежуточной области ядер — между максимумами пунктирной кривой — компонента *a*1 в полных MP не видна, но ее можно выделить, отбирая события с большими E_k (см., например, [137, 138]). Штрихпунктирная прямая линия аппроксимирует в рассматриваемой области ядер значения $\langle E_k \rangle$ для деления нагретых ядер на рис. 5.

Исследованию нового явления, в основном: спонтанного деления ²⁵⁸Fm на два равных, близких к ¹³²Sn осколка, которое представляет собой наиболее совершенную физическую ситуацию, посвящено уже несколько теоретических

работ [139—141]. В них проведены расчеты энергии деформации по методу Струтинского, объясняющие наблюдаемое явление. Таких расчетов для доактиноидных ядер не сделано. Поэтому рассмотрим возможность качественной интерпретации совокупности данных о бимодальном делении оболочечного происхождения, т.е. исключая жидкокапельную симметричную компоненту деления легких ядер.

Аномально высокие значения \overline{E}_k^{a1} соответствуют «сверхкомпактным» предразрывным конфигурациям с двумя околомагическими осколками. Нетрудно убедиться, что такая ситуация, кроме ближайшей окрестности Fm, возникает в районе Pb: между ¹⁹⁸Hg и ²¹³At, когда тяжелый осколок по-прежнему близок к $Z_T = 50$ и $N_T = 82$, а легкий — к $Z_{\pi} = 28$ или $N_{\pi} = 50$. «Сосуществование» у таких ядер компонент a0 и a1 естественно связать с тем, что со сферическими оболочками соседствуют деформированные (рис 186) [4, 9, 10]. Спектр энергетически выгодных деформаций ядер-осколков весьма широк, и им формируется доминирующая в области актиноидов Th — Cf масс-асимметричная долина a0 [10]. На рис. 33 ей соответствуют значения \overline{E}_k^{a0} , группирующиеся около сплошной линии.

Такая интерпретация [85] представляется более естественной, чем предположение работы [22], что за широкую и низкоэнергетическую компоненту распределения осколков при спонтанном делении ядер Fm — No ответственна жидкокапельная долина деления. Рисунок 33 отвергает и аргумент [22], состоящий в том, что среднее значение \overline{E}_k^i для этой компоненты соответствует систематике $\langle E_k \rangle$, которой якобы подчиняется симметричный способ деления. Проведенный выше анализ зависимости $\langle E_k \rangle$ для нагретых ядер (см. рис. 5) показывает, что утверждение в [22] не имеет основания: соответствующая данным на рис. 5 штрихпунктирная кривая проходит примерно на 10 МэВ ниже экспериментальных значений. Последние, напротив, хорошо вписываются в единую совокупность точек для компоненты *a*0. Область ядер, в которой при низких энергиях возбуждения отчетливо проявляется истинный симметричный способ деления, ограничена сверху по *Z* и *A* ближайшей окрестностью Ra [15].

Заключение

Возвращаясь к началу обзора, где обосновывалась актуальность изучения деления доактиноидных ядер, которым в прошлом уделялось мало внимания, и рассматривались их преимущества перед «привилегированными» более тяжелыми ядрами, можно с уверенностью заключить, что эти надежды не были обмануты. Плодотворными оказались усилия не только в области «белых пятен», из которых особенно богатыми новой информацией оказались исследования низкоэнергетического деления ядер в районе Pb но и, казалось бы, в более «обжитой» и легкой для измерений области сильно нагретых ядер. Последнее удалось всецело благодаря систематичности и целенаправленности экспериментов. В обоих случаях важнейшую роль сыграли основополагающие по основным направлениям обзора теоретические работы В. М. Струтинского и В. В. Пашкевича и творческие контакты с ними.

Экспериментальные исследования достаточно холодных ядер привели к двум наиболее важным результатам. Во-первых, удалось преодолеть созданное природой препятствие в изучении асимметрии деления в виде нестабильности ядер-мишеней Ро — Fr и, «перепрыгнув» через него, обнаружить и исследовать ее у еще более легких ядер, найти физическую границу области существования этого явления. Параметры массово-энергетических распределений осколков оказались в превосходном согласии с теоретическими расчетами В. В. Пашкевича, главный результат которых состоит в предсказании нового свойства в физике деления ядер — долинной структуры барьера. Экспериментальное изучение этого свойства позволило проследить его проявление в двух выделенных стадиях эволюции ядра в процессе деления — в переходном состоянии (седловой точке) и в точке разрыва — в начале и в конце отрезка пути (спуску с вершины), на котором происходит формирование массово-энергетических распределений осколков.

Экспериментальные исследования долинной структуры барьера деления ядер в районе Pb позволили выявить две важные общности ядер. Во-первых, удалось создать единую взаимосогласованную картину деления ядер легче Th, основной особенностью которой является существование двух способов деления — симметричного и асимметричного. Асимметрия деления, связанная со вторым способом, становится преобладающей при $Z \gtrsim 90$, но исчезает при $Z \le 80$. Таким образом, благодаря прогрессу в теории и эксперименте оказалась «воскрешенной», но уже в ином, совершенном, качестве эвристическая гипотеза о двух независимых способах деления, высказанная более 30 лет назад.

Во-вторых, бимодальной структуре масс-асимметричной компоненты массово-энергетического распределения осколков деления доактиноидов был найден далекий аналог в районе Z = 100. В основе этой общности лежит наличие долин, формирующихся в основном на стадии спуска с вершины барьера под влиянием оболочечных эффектов: узкой высокоэнергетической компоненте соответствуют долина сферических осколков и компактная разрывная конфигурация, широкой — также весьма выгодные энергетически, но менее компактные конфигурации осколков с заполненными деформированными оболочками. В этом смысле противоположность им составляет масс-симметричная долина легких ядер, для области существования которой характерны осколки в промежутке между магическими числами нуклонов, и им соответствуют не отрицательные, а положительные оболочечные поправки.

С увеличением энергии возбуждения происходит перестройка оболочек, их эффекты исчезают, «остается» одна жидкокапельная долина, исследование свойств которой также привело к более глубокому пониманию механизма деления ядер. Очень информативными оказались экспериментальные данные о дисперсии массовых распределений. Они показали, что формирование этих распределений для ядер легче Th (по крайней мере) происходит в окрестности седловой точки и для него характерно время релаксации $\tau_M \simeq 5 \cdot 10^{-21}$ с. Характерное время для диссипации энергии τ_E на порядок меньше. Такое соотношение следует из анализа температурной зависимости дисперсий массовых и энергетических распределений, и оно согласуется с данными, полученными при изучении квазиделения ядер.

Многое таит в себе еще нераскрытого экспериментальная информация о средней кинетической энергии осколков, которую, судя по эмпирическим систематикам, можно было бы отнести к наиболее «благополучным» характеристикам процесса деления. Однако это не так: зависимость ее от энергии возбуждения и, в особенности от нуклонного состава ядер существенно сложнее, чем следует из проведенных расчетов в рамках МЖК. Это не удивительно, поскольку две основные проблемы, которые приходится решать при описании этой характеристики — связь между коллективными и нуклонными степенями свободы на стадии спуска и определение точка разрыва — принадлежат к числу труднейших в теории деления, и они не получили пока удовлетворительного решения.

Говоря о перспективах экспериментальных исследований в направлениях, которым был посвящен обзор, следует заметить, что подробно изучена только ближайшая окрестность свинца, которая оказалась, правда, во многих отношениях наиболее злободневной. Однако продвижение важно в обе стороны от нее. В области более легких ядер привлекают к себе внимание замечательные свойства точки Бусинаро — Галлоне, новые области асимметрии деления и другие проявления оболочечных эффектов, необходимы также уточнения кинетической энергии осколков. В области более тяжелых ядер в русле затронутых в обзоре вопросов наиболее «горячими» точками являются проведение систематических исследований (экспериментальных) массовой дисперсии в районе минимума жидкокапельной жесткости и моментов распределения кинетической энергии осколков в зависимости от нуклонного состава и энергии возбуждения. Такая информация, по нашему мнению, могла бы существенно облегчить понимание роли стадии спуска и механизма диссипации в процессе деления ядер, уточнить оценку характерных времен, более глубоко раскрыть физическое понятие «памяти» системы о начальных условиях и др.

В обеих областях ядер, однако, едва ли следует ожидать быстрого прогресса: изучение деления легких ядер очень осложняется малостью сечений и чрезвычайно высокими требованиями к чистоте мишеней, для тяжелых ядер трудно преодолимым препятствием является девозбуждение в результате предварительной эмиссии нейтронов. Нам представляется, что благодаря увеличению делимости с угловым моментом и ряду других благоприятных факторов наиболее эффективным средством борьбы с этими трудностями являются реакции с не слишком тяжелыми ионами. Наконец, движение вперед не может быть обеспечено без параллельных усилий в области теории деления, состояние которой, несмотря на отдельные успехи, как это было видно из обзора, не отвечает масштабам экспериментальных исследований. Хотя многие обсуждавшиеся вопросы физики деления, в особенности те, что затронули область практически важных тяжелых ядер, не вышли за рамки постановки задачи, мы будем испытывать удовлетворение, если дальнейшие шаги в их решении окажутся инициированными результатами исследований «второсортных» доактиноидных ядер, которым посвящен настоящий обзор.

Список литературы

- 1. Френкель Я.И. // ЖЭТФ. 1939. Т. 9. С. 641—665.
- 2. Bohr N., Weeler J. // Phys. Rev. 1939. Vol. 56. P. 426-441.
- 3. Fong P. // Phys. Rev. 1956. Vol. 102. P. 434-448.
- 4. Strutinsky V.M. // Nucl. Phys. 1967. Vol. A95. P. 420-442; 1968. Vol. A112. P. 1-33.
- 5. Струтинский В.М., Коломиец В.М. // Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра. Л.: Изд-во АН СССР, 1973. Т. 2. С. 483—542.
- 6. Sugihara T., Roesner J., Meadows J.W. // Phys. Rev. 1961. Vol. 121. P. 1179-1184.
- Plasil F., Ferguson R.L., Pleasonton F., Schmitt H.W. // Phys. Rev. 1973. Vol. C7. P. 1186—1193.
- Möller P., Nilsson S.C. // Phys. Lett. 1970. Vol. B31. P. 283—286; Möller P. // Nucl. Phys. 1972. Vol. A192. P. 529—580.
- 9. Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasmann R.R. // Phys. Rev. 1976. Vol. C14. P. 1832-1863.
- 10. Pashkevich V.V. // Nucl. Phys. 1971. Vol. A169. P. 275-293.
- 11. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 449—452.
- Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 304—307. Phys. Lett. 1983. Vol. B126. P. 428—431.
- 13. Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1349—1352.
- 14. Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 849—864.
- 15. Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1109—1122.
- 16. *Turkevich A., Niday J.B.* // Phys. Rev. 1951. Vol. 84. P. 52—55; *Fairhall A.N., Jensen R.C., Neuzil E.F.* // Proc. Sec. UN Conf. PUAE, Geneva. 1958. Vol. 15. P. 452—458.
- 17. Селицкий Ю.А. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 314—355.
- Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. // Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 5. Деление ядер. М.: Атомиздат, 1969.
- 19. *Пашкевич В.В.* // Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна. ОИЯИ. 1983. С. 405—419.
- 20. Specht H.J. // Nukleonika. 1975. Vol. 20. P. 717-731.
- 21. Itkis M.G., Kotlov Yu.V., Mulgin S.I. e.a. // Europhys. Lett. 1987. Vol. 4, p 275-280.
- 22. Hulet E.K., Wild J.P., Dougan R.J. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 313-316.
- 23. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Иткис М.Г. и др. // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16, С. 709-772.
- 24. Huizenga J.R., Vandenbosch R., Warhanek H. // Phys. Rev. 1961. Vol. 124, P. 1964-1970.
- 25. Britt H.C., Fowler M.M., Fraenkel Z. e.a. // [19], c. 381—388; Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Музычка Ю.А. и др. // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 809—818.

- 26. Nix J. R., Swiatecki W.J. // Nucl. Phys. 1965. Vol. 71. P. 1-94.
- 27. Струтинский В.М. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1891—1899.
- 28. Bjrnholm S., Lynn J.E. // Rev. Mod. Phys. 1980. Vol. 52. P. 725-931.
- 29. Андроненко Л.Н., Вайшнене Л.А., Котов А.А. и др. // ЭЧАЯ. 1987, Т. 18. С. 685—738.
- 30. *Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A.* // Treatise on Heavy Ion Science. N.Y.: Plenum Press. 1985. Vol. 4. P. 1—251.
- 31. Cohen S., Swiatecki W.J. // Ann. Phys. 1963. Vol. 22. P. 406-437.
- 32. Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Каменев И.А. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1373—1385.
- 33. Струтинский В.М., Лященко Н.Я., Попов Н.А. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 584—594.
- 34. Струтинский В.М. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1900-1908.
- 35. Nix J.R. // Nucl. Phys. 1969. Vol. A130. P. 241-292.
- 36. Businaro U.L., Gallone S. // Nuovo cimento. 1955. Vol. 1. P. 629-643; P. 1277-1279.
- 37. Пашкевич В.В. Препринт ОИЯИ Р4-84-750, Дубна, 1984.
- 38. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1336—1348.
- Brack M., Damgaard J., Jensen A.S. // Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. Р. 320—405; Струтинский В.М., Пашкевич В.В., Брак М. и др. Препринт КИЯИ-73-IЯ, Киев, 1973.
- 40. Myers W.D., Swiatecki W.J. // Arkiv. fys. 1967. Vol. 36. P. 343-352.
- 41. Струтинский В.М. // ЯФ. 1965. Т. 1. С. 821-826.
- 42. Krappe H.J., Nix J.R., Sierk A.J. // Phys. Rev. 1979. Vol. C20. P. 992-993.
- 43. Пик—Пичак Г.Н., Струтинский В.М. // Физика деления атомных ядер. М.: Госатомиздат, 1962. С. 12—23.
- 44. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
- 45. Devies R., Sierk A.J., Nix J.R. // Phys. Rev. 1976. Vol. C13. P. 2385-2403.
- 46. Sierk A.J., Koonin S.E., Nix J.R. // Phys. Rev. 1978. Vol. C17. P. 646-653.
- 47. Nix J.R., Sierk A.J. // Nucl. Phys. 1984. Vol. A428. P. 161-175.
- 48. Nix J.R., Sierk A.J. // Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, ОИЯИ, 1987. С. 453—464.
- 49. Nix J.R., Sierk A.J. Los Alamos Nat. Lab., preprint, 1987, LA-UR-87-133.
- 50. Kramers H.A. // Physica. 1940. Vol. 7. P. 284-304.
- Grange D., Weidenmuller H.A. // Phys. Lett. 1980. Vol. B96. P. 26—30; Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2063—2077.
- 52. Grange D., Pauli H.C., Weidenmuller H.A. // Phys. Lett. 1979. Vol. B88. P. 9-12.
- 53. Pomorsky K., Hofman H. // J. Phys. 1984. Vol. 42. P. 381-387.
- 54. Scheuter F., Gregoire C., Hofman H., Nix J.R. // Phys. Lett. 1984. Vol. B149. P. 303-306.
- Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.Д., Писчасов Н.И. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1137—1148; Адеев Г.Д., Марченко Л.Д., Пашкевич В.В., Писчасов Н.И. Препринт ОИЯИ Р4-86-247, Дубна, 1986.
- 56. Adeev G.D., Gonchar I.I. // Z. Phys. 1985. Vol. A320. P. 451-457.
- 57. Адеев Г.Д., Гончар И.И. // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 869—881; // Z. Phys. 1985. Vol. A322. P. 479—486.
- 58. Сердюк О.И., Адеев Г.Д., Гончар И.И. и др. // ЯФ. 1987. С. 710—721.
- 59. Lazarev Yu.A. // At. Energy Rev. 1977. Vol. 15. P. 75-107.
- 60. Negele J.W., Koonin S.E., Moller P. e.a. // Phys. Rev. 1978. Vol. C17. P. 1098-1115.

- 61. Carjan N., Sierk A.J., Nix J.R. // Nucl. Phys. 1986. Vol. A452. P. 381-397.
- 62. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. Препринт ИЯФ АН КазССР, 11—87, Алма-Ата, 1987.
- Fairhall A.W. // Phys. Rev. 1956. Vol. 102. P. 1335—1340; 1960. Vol. 118. P. 771—775.
- 64. Jensen R.C., Fairhall A.W. // Phys. Rev. 1958. Vol. 109. P. 942-946.
- 65. Britt H.C., Wegner H.E., Gursky J.C. // Phys. Rev. 1963. Vol. 129. P. 2239-2252.
- 66. Vandenbosch R., Huizenga J.R. // Phys. Rev. 1962. Vol. 127. P. 212-216.
- 67. Menninga C., Cobble J.W. // Phys. Rev. 1967. Vol. 153. P. 1294-1299.
- 68. Plasil F., Barnett D.S., Britt H.C., Thompson S.G. // Phys. Rev. 1966. Vol. 142. P. 696-715.
- 69. Plasil F., Schmitt H.W. // Phys. Rev. 1972. Vol. C5. P. 528-531.
- 70. Unik J.P., Huizenga J.R. // Phys. Rev. 1964. Vol. 134. P. 90-99.
- 71. Croal I.F., Cuninghame J.G. // Nucl. Phys. 1969. Vol. A125. P. 402-416.
- 72. Colby L.J., Shoaf M.L., Cobble J.W. // Phys. Rev. 1961. Vol. 121. P. 1415-1419.
- 73. Иткис М.Г., Немилов Ю.А., Николаев В.А. и др. // ЯФ. 1975. Т. 22. С. 864—865.
- 74. Кукс И.М., Немилов Ю.А., Николаев В.А. и др. // ЯФ. 1978. Т. 27. С. 54—59.
- 75. Konecny E., Specht H. J., Weber J. // [28]. Vol. 2. P. 3-16.
- 76. Weber J., Britt H.C., Gavron A. e.a. // Phys. Rev. 1976. Vol. C13. P. 2413-2420.
- 77. Gippner P., Schilling K.D., Seidel W. e.a. // Z. Phys. 1986. Vol. A325. P. 335-346.
- 78. Brissot R., Bocquet J.P., Ristori C. e.a. // Physics and Chemistry of Fission. IAEA. Vienna. 1980. Vol. 2. P. 99–108.
- 79. Schmitt H.W., Neiler J.H., Walter F.G. // Phys. Rev. 1966. Vol. 141. P. 1146-1160.
- 80. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1101—1111.
- 81. Gruzintsev Ye.N., Itkis M.G., Kotlov J.V. e.a. // Z. Phys. 1986. Vol. A323. P. 307-314.
- 82. Иткис М.Г., Кондратьев Н.А., Котлов Ю.В. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 7—15.
- 83. Иткис М.Г., Котлов Ю.В., Мульгин С.И. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1380—1388.
- 84. Иткис М.Г., Котлов Ю.В., Околович В.Н. и др. // [48]. С. 251-259.
- 85. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Котлов Ю.В. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1201—1213.
- 86. Кондратьев Н.А., Котлов Ю.В., Мульгин С.И. и др. Препринт ИЯФ АН КазССР, 7—85, Алма-Ата, 1985. С. 46—48.
- 87. Гангрский Ю.П., Далхсурэн Б., Марков Б.Н. Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- 88. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 616—624.
- 89. Иткис М.Г., Калпакчиева Р., Околович В.Н. и др. // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 824—828.
- 90. Sikkeland T. // Phys. Lett. 1970. Vol. B31. P. 451-454.
- 91. Unik J.P., Cunninghame J.G., Croall I.F. Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna. 1969. P. 717-730.
- 92. Glagola B.G., Back B.B., Betts R.R. // Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 486-497.
- 93. Sierk A.J. // Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 2039-2053.
- 94. Viola V.E., Sikkeland T. // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 2044-2053.
- 95. Viola V.E. // Nucl. Data Tables. 1966. Vol. A1. P. 391-410.
- 96. Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M. // Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1550-1552.
- 97. Токе J., Back R., Dai G.X. e.a. // Nucl. Phys. 1985. Vol. A440. P. 327—365.
- 98. Harrach D.V., Glassel P., Civilekoglu Y. e.a. // [78]. Vol. 1. P. 575-585.
- 99. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1547—1555.
- 100. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1100—1108.

- Nix J.R., Sierk A.J. // Proc. Intern. Conf. Nucl. Phys. Bombay, 1984. World Scientific, Singapore. 1985. P. 365—383.
- 102. *Swiatecki W.J.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1980. Vol. 4. P. 383—450; см. также [48, 49, 101].
- 103. Borderie B., Hanappe F., Ngo C. e.a. // Nucl. Phys. 1974. Vol. A220. P. 93-102.
- 104. Kalpakchieva R., Kartavenko V.G., Oganessian Yu.Ts. e.a. // Nukleonika. 1979. Vol. 24. P. 417—419.
- 105. Карамян С.А., Нормуратов Ф., Оганесян Ю.Ц. и др. // ЯФ. 1968. Т. 8. С. 690-694.
- 106. Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Пустыльник Б.И., Флеров Г.Н. // [91]. С. 759—770; ЯФ. 1970. Т. 11. С. 982—991.
- 107. Зодан Х., Вилл Э., Лукьянов С.М. и др. // Краткие сообщения ОИЯИ. 1986, № 4—84. С. 15—21.
- 108. Hanappe F., Ngo C., Peter J., Tamain B. // [28]. Vol. 2. P. 289-308.
- 109. Tsang M.B., Ardouin D., Gelbke C.K. e.a. // Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 747-760.
- 110. Bornhardt V., Gregoire C., Mazur C.E. e.a. // Nucl. Phys. 1982. Vol. A385. P. 319-330.
- 111. Branquinke C.L., Robinson V.L. // J. Inorg. Nucl. Chem. 1977 Vol. 39. P. 921-924.
- 112. Duck E., Kowalski L., Rajagopalan M. e.a. // Z. Phys. 1982. A307. P. 221-236.
- 113. Sahm C.C., Schulte H., Vermeulen D. e.a. // Z. Phys. 1980. Vol. A297. P. 241-245.
- 114. Shen W.Q., Albinski J., Bock R. e.a. // Europhys. Lett. 1986. Vol. 1. P. 113-121.
- 115. McMahan M.A., Moretto L.G., Padgett M.L. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1995—1998.
- 116. Sierk A.J. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 582-583.
- 117. Mustafa M.G., Mosel U., Schmitt H.W. // Phys. Rev. 1973. Vol. C7. P. 1519-1532.
- 118. Рубченя В.А. Нейтронная физика. Т. 1. М.: ЦНИИатоминформ, 1984. С. 370-375.
- 119. Игнатюк А.В. // ЯФ. 1968. Т. 7. С. 1043—1050.
- 120. Иткис М.Г., Мульгин С.И., Околович В.Н. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1125—1136.
- 121. Gustafsson H.A., Hylten G., Schroder B., Hagel E. // Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 769-772.
- 122. Becchetti F.D., Janecke J., Lister P. e.a. // Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 276-279.
- 123. Честное Ю.А., Горшков Б.Л., Ильин А.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. Т. 40. С. 490—492.
- 124. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 875-883.
- 125. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1604—1613.
- 126. Duhm H.H., Kluver M., Luszik M., Strass W. // Lect. Notes Phys. 1982. Vol. 158. P. 121—127;
- *Wilkins B.D., Back B.B., Gindler J.E. e.a.* // Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 1228—1232. 127. *Fraser J.S., Milton J.C.D.* // Phys. Rev. 1954. Vol. 93. P. 818—824.
- 127. Fraser J.S., Millon J.C.D. // Phys. Rev. 1934. vol. 95. P. 816–824.
- 128. Bishop C.J., Halpern I., Show R.W., Vandenbosch R. // Nucl. Phys. 1972. Vol. A198. P. 161—169.
- 129. Plasil F., Ferguson R.L., Schmitt H.W. см. [91]. Р. 505—517.
- 130. Fraenkel Z., Mayk I., Unik J.P. e.a. // Phys. Rev. 1975. Vol. C12. P. 1809-1825.
- 131. Konecny E., Schmitt H.W. // Phys. Rev. 1968. Vol. 172. P. 1213-1226.
- 132. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 2: Пер. с англ. М.: Мир, 1977; Alder K., Bohr A., Huus T. e.a. // Rev. Mod. Phys. 1956. Vol. 28. P. 432—542.
- 133. Ципенюк Ю.М., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. // УФН. 1984. Т. 144. С. 3—34.
- 134. Кудяев Г.А., Остапенко Ю.В., Смиренкин Г.Н. // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1534—1546.

- 135. Pfeiffer E. // Z. Phys. 1970. Vol. 240. P. 403-419.
- 136. Miiller R., Naqvi A.A., Kappeler F., Dickmann F. // Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 885-905.
- 137. Milton J.C.D., Fraser J.S. // Canad. J. Phys. 1962. Vol. 40. P. 1626-1657.
- 138. Захаров В.П., Рязанов Д.К., Басова Б.Г. и др. // ЯФ. 1972. Т. 16. С. 649—663; 1973. Т. 18. С. 710—719.
- Brosa U., Grossmann S., Miiller A. // Z. Phys. 1986. Vol. A325. P. 241—242;
 Z. Naturforsch. 1986. Vol. 41a. P. 1341—1346.
- 140. Pashkevich V.V., Sandulescu A. // Краткие сообщения ОИЯИ № 16—86. Дубна, 1986.
 С. 19—20;

Пашкевич В.В. // [48]. С. 224—231.

141. *Möller P., Nix J.R., Swiatecki W.J. //* Nucl. Phys. 1987. Vol. A469. P. 1—50; см. [48]. С. 167—179.

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Массовая асимметрия симметричной моды деления ядер с *A* ~ 200

М. Г. Иткис, Н. А. Кондратьев, С. И. Мульгин, В. Н. Околович, А. Я. Русанов, Г. Н. Смиренкин¹⁾

> ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АН КазССР, АЛМА-АТА ¹⁾ Физико-энергетический институт, Обнинск

> > (Поступила в редакцию 17 апрели 1990 г.)

С помощью методики быстрого полупроводникового $(E_1 - E_2)$ -спектрометра проведены измерения массово-энергетических распределений осколков при делении почти «холодных» ядер ¹⁹⁸Нg и ²⁰¹Tl. Все их свойства качественно соответствуют предсказаниям модели жидкой капли для симметричного деления, кроме массовых распределений осколков, имеющих двугорбую форму. Анализ экспериментальных данных показывает, что отмеченное свойство связано с влиянием оболочек на форму долины симметричного деления, причем величина и знак эффекта существенно зависят от нуклонного состава делящегося ядра.

Введение

Расчеты по методу оболочечной поправки [1] показали, что у ядер в окрестности Рb поверхность потенциальной энергии ядер $V(\alpha, \alpha_1)$ как функция параметров деформации α , определяющей общее удлинение ядра в процессе деления, и α_1 ответственной за его массовую асимметрию, имеет две долины, одна из которых соответствует симметричному, другая — асимметричному делению.

Данный результат был неожиданным, поскольку все проведенные ранее экспериментальные и теоретические исследования деления таких ядер хорошо укладывались в картину, ожидаемую в рамках модели жидкой капли, в которой существует только одна масс-симметричная долина деления $\tilde{V}(\alpha, \alpha_1)$. Более того, аналогичные расчеты $V(\alpha, \alpha_1)$ в [2] не подтверждали [1].

Спустя более десяти лет экспериментальными исследованиями массово-энергетических распределений (МЭР) осколков при делении ядер Pb — At

Ядерная физика [J. of Nuclear Physics], 1990, т. 52, вып. 4 (10), с. 944—959.

на алма-атинском циклотроне [3] было подтверждено предсказание работы [1] в отношении основных мод деления — масс-симметричной (s) и масс-асимметричной (a). Кроме того, в них было установлено, что последняя, по-видимому, на поздних стадиях, как и соответствующие долины деления, распадается в свою очередь на две (a0 и al). Моды существенно различались рядом важнейших характеристик: формой массовых распределений $Y_i(M)$, энергией осколков $\overline{E}_k^i(M)$, где i = s, a0 и al, высотой барьера E_f^s и E_f^a (для симметричного и в целом асимметричного деления a = a0 + al в полном соответствии с [1]) и др. Наиболее удачный термин для названия этого весьма общего свойства (гетеромодальность деления), которое обнаруживается многими делящимися системами вплоть до спонтанного деления ядер Fm — No [4], где МЭР бимодальны, предложен в [5]. Теоретические аспекты этого вопроса, привлекшего в последние годы значительное внимание, рассматриваются в [6—9].

Асимметрия деления ядер в районе Pb проявляется в виде выступов на крутых склонах массового распределения (MP) основной симметричной моды Y_s (M) при массах тяжелых осколков M ≥ 130 и соответственно легких осколков (A - M) и в отступлениях при тех же M первых моментов энергетического распределения (ЭР) осколков $E_{\kappa}(M)$ и $\sigma_{E}^{2}(M)$ от плавных (параболических) зависимостей $E_{\kappa}^{s}(M)$ и (σ_{E}^{2})_s(M). Различия мод деления в барьерах E_{L}^{i} и в энергетической зависимости дисперсий MP (а именно, $E_f^a > E_f^s$ и $d(\sigma_M^2)_s/dU_{sp} \gg d(\sigma_M^2)_a/dU_{sp}$) приводят к тому, что существует наиболее благоприятный диапазон энергий возбуждения в седловой точке $U_{sp} = E - E_f^s \simeq 5 \div 12$ МэВ, в котором, несмотря на малость интегрального выхода (<0,5%) масс-асимметричная мода $Y_a(M) = Y_{a0}(M) + Y_{a1}(M)$ становится преобладающей в спектре масс $Y(M) = Y_s(M) + Y_a(M)$ при M > 130. При этом контрастность эффектов в МЭР, связанных с гетеромодальностью деления, усиливается с охлаждением ядер.

Выход асимметричной моды уменьшается с уменьшением Z и A делящихся ядер и становится ненаблюдаемым уже при делении ²⁰¹Tl и ¹⁹⁸Hg. Это устанавливает границы распространения асимметрии деления как явления и открывает дополнительные возможности исследования свойств одномодального симметричного деления с использованием этих ядер в качестве мишеней. Оба обстоятельства стимулировали продолжение измерений МЭР при более низких энергиях $U_{sp} < 10$ МэВ. Значительный интерес представило, в частности, обнаружение у этих ядер двугорбости МР с малой массовой асимметрией $M/(M - A) \approx 1,1$ в горбах — эффекта, связанного со свойствами симметричной долины и предсказанного, как и асимметрия деления ядер в районе Pb, в [1]. Эффект значительно возрастал с уменьшением U_{sp} .

В настоящей работе выполнены измерения МЭР для деления ¹⁹⁸Hg и ²⁰¹Tl, еще более холодных, чем в предыдущих экспериментах (вплоть до U_{sp} =7,4 МэВ). Они, как и ожидалось, не обнаружили примеси асимметричной компоненты $Y_a(M)$, но еще больше усилили двугорбость $Y_s(M)$. Для количественного описания MP потребовались измерения и при достаточно высоких энергиях. Таким образом, в настоящей работе объединяется круг вопросов, связанных с делением как холодных, так и нагретых ядер Hg и Tl, а также с перестройкой оболочек, приводящей к переходу ядра от одного характерного состояния к другому.

Необходимость продвижения вниз по энергии, ближе к порогу деления, в измерениях МЭР осколков — постоянный фактор в изучении деления доактинидных ядер. Хотя в каждом случае оно мотивировалось своими конкретными соображениями, общей целью в конечном счете было желание усилить оболочечные эффекты. Основная трудность в реализации этих требований — экспоненциальное падение вероятное деления с уменьшением энергии возбуждения и Z делящегося ядра. Поэтому измерения для Hg и Tl, наиболее легких из систематически исследовавшихся ядер, при прочих равных условиях оказались наиболее трудными. Именно при изучении деления этих ядер с наиболее простыми МЭР «обкатывалась» на протяжении ряда лет совершенствовавшаяся методика быстрого полупроводникового ($E_1 - E_2$)-спектрометра парных энергий осколков, с помощью которого был осуществлен весь цикл исследований низкоэнергетического деления доактинидов Hg — At [10—15]. В связи с данным экспериментом мы в основном завершили развитие этой методики, поэтому методическим вопросам здесь будет уделено больше внимания, чем в предыдущих работах.

1. Методика быстрого (Е1 – Е2)-спектрометра

На первых этапах наших исследований использовался традиционный вариант метода $E_1 - E_2$, основанный на медленной спектрометрии парных осколков деления поверхностно-барьерными Si(Au)-детекторами [16]. Однако его возможности сильно ограничены малой загрузочной способностью по фону импульсов от легких заряженных частиц, образующихся при прохождении первичного пучка ионов через исследуемую мишень. Как показывают опыт наших измерений, а также данные других работ [17, 18], в экспериментах на циклотронах вклад фоновых событий от случайно совпавших или наложенных импульсов в матрицу энергий осколков $E_1 - E_2$ становится заметным уже при сечениях деления σ_f порядка 100 мкбн. В области околобарьерного деления, где σ_f намного меньше и для достижения необходимой статистической точности при разумных затратах циклотронного времени потребовалось увеличить интенсивность пучка ионов в десятки раз, измерения МЭР осколков без рассматриваемых ниже мер по подавлению фона были бы невозможны.

Наибольший вклад в искажение матрицы $E_1 - E_2$ вносят эффекты наложений сигналов от осколков деления и фоновых частиц. Вероятность регистрации таких событий пропорциональна длительности спектрометрических импульсов τ , определяемой в свою очередь параметрами системы детектор — предусилитель. Ранее нами использовался спектрометр осколков с малошумящими зарядочувствительными предусилителями, которые характеризуются сравнительно большими временами формирования импульсов $\tau \ge 10^{-6}$ с. Усовершенствование состояло в применении системы полупроводниковый детек-

тор — быстрый токовый предусилитель (входное сопротивление $R_{\rm BX} = 50$ Ом), которая позволила получить десятикратный выигрыш по фоновым загрузкам за счет уменьшения длительности импульсов до $\tau \ge 10^{-7}$ с. Следует отметить, что такие системы дают сравнительно большой уровень шумов (100—200 кэВ) и для целей спектрометрии обычно не используются. Однако для Si(Au)-детекторов, собственное энергетическое разрешение которых по осколкам деления составляет ~1,5 МэВ [17], переход к быстрым предусилителям вполне оправдан и, как показано в [19], к ухудшению массово-энергетического разрешения метода $E_1 - E_2$ не приводит.

Для подавления фона случайных совпадений, вероятность которых пропорциональна разрешающему времени метода δT , мы использовали отбор событий по времени пролета осколков [18]. Критерий истинности событий в этом случае — совпадение экспериментально измеренной разницы пролета двух осколков T_3 с ее расчетным значением T_p , найденным из данных об энергиях E_1 и E_2 этих же осколков. Благодаря высокому разрешающему времени $\delta T \simeq 0,5$ нс такой отбор кроме случайных совпадений позволяет исключить и значительную часть фоновых событий, обусловленных неконтролируемыми изменениями энергии осколков из-за их рассеяния в мишени или наложений импульсов.

Вероятность регистрации фоновых событий сильно зависит и от распределения мгновенной интенсивности используемого пучка ионов, поэтому важную роль в подавлении фона могут сыграть меры по его стабилизации. Особо это касается экспериментов на импульсных пучках циклотрона, где эффекты случайных совпадений и наложений сигналов синхронизируются короткими (~ $5 \cdot 10^{-9}$ с) микропосылками ионов большой интенсивности. Наблюдаются также значительные флуктуации тока из-за нестабильностей в работе источника ионов. Для наблюдения за временными характеристиками пучка ионов нами использовался бесконтактный емкостный датчик тока [20], с помощью которого проводился не только оперативный контроль за работой источника ионов, но и описываемый ниже отбор событий по амплитудам токовых микропосылок.

Измерения проводились в камере деления, где размещались бесконтактный датчик тока ионов, исследуемые самонесущие мишени Au толщиной $m \simeq 100 \div 150$ мкг/см² и два Si(Au)-детектора из низкоомного (~300 Oм/см) кремния с рабочей площадью S = 2,5 см². Детекторы располагались от центра мишени на расстояниях $l_1 = l_2 \simeq 3$ см. Аппаратурное обеспечение эксперимента состоит из включенных в магистраль КАМАК и управляемых схемой совпадений трех спектрометрических и трех временных трактов. Оно подробно описано в [19]. Мы ограничимся иллюстрацией принципов, на которых основывалась методика быстрого спектрометра осколков.

В ходе эксперимента все измеряемые характеристики данного события $(E_1, E_2, \tau_1, \tau_2, T_3, I)$ пособытийно накапливались в буфере ОЗУ СМ-4, а затем записывались на магнитный диск. Здесь τ_1 и τ_2 — времена нарастания фронтов импульсов от осколков, T_3 — разность времен пролета осколков от мишени до



Рис. 1. Зависимость числа зарегистрированных событий от разницы времени пролета парных осколков (*a*), времени нарастания фронта импульса (*б*) и амплитуды токовой микропосылки ионов (*в*). Штриховые кривые (*a*, *б*) — распределения истинных событий (цена временного канала 50 нс), стрелками указаны интервалы отбираемых событий

детекторов, *I* — амплитуда токовой микропосылки пучка ионов. Сортировка результатов измерений и их окончательная обработка проводились после эксперимента по данным, накопленным на магнитном диске. Используемые при этом критерии разделения событий на истинные и фоновые демонстрирует рис. 1, где представлены типичные распределения анализируемых характеристик, измеренные в реакции ¹⁹⁷Au(α , *f*) при *E*_{α} = 35,9 МэВ.

На рис. 1*а* показано распределение числа зарегистрированных событий в зависимости от величины отклонения экспериментально измеренной разницы времен пролета парных осколков T_3 от «расчетной» разницы T_p , т. е. величины $\Delta T = T_3 - T_p$. Значения T_p находились по известным скоростям v_1 , v_2 осколков и их пролетным базам l_1 , l_2 :

$$T_p = l_1 / \nu_1 - l_2 / \nu_2 = l_1 / (2E_1 / M_1)^{1/2} - l_2 / (2E_2 / M_2)^{1/2}$$

где M_1 , M_2 и E_1 , E_2 — массы и энергии осколка в стартовом и стоповом детекторах, определяемые из данных о E_1 и E_2 с помощью итерационной процедуры



Рис. 2. Сравнение характеристик осколков спонтанного деления ²⁵²Cf, измеренных быстрым (•) и медленным (• и кривая) спектрометрами: a — односторонний спектр, δ — полные кинетические энергии E_k и выходы Y осколков в зависимости от массы тяжелого осколка

Шмидта [16]. Для истинных событий согласно [18, 19] отклонения $\Delta T = T_3 - T_p$ должны быть сравнительно малы и распределены по нормальному закону, как показано на рис. 1а (штриховая кривая). Полная ширина на половине высоты этого распределения, определяемая погрешностями измерений T_3 и T_p , характеризует величину разрешающего времени методики δT . События, лежащие вне интервала $2\delta T$, показанного на рис. 1*a* стрелками, с высокой вероятностью (~98 %) можно считать фоновыми, поэтому в дальнейшем они не учитывались. Эффективность такой отбраковки определяется как уровнем фона, так и величиной разрешающего времени δT . В настоящей работе $\delta T = 0,6$ нс, но это не предел методики ($\delta T \simeq 0,25$ нс [19]). Разница объясняется погрешностями определения величины δT , возникающими из разброса пролетных баз l_1 , l_2 в используемой нами «близкой» геометрии эксперимента и большого «пятна» пучка ионов на мишени (d $\simeq 5$ мм).

Способ исключения фоновых событий по времени нарастания фронтов импульсов τ_1 и τ_2 демонстрируется на рис. 1*б*, где для одного из детекторов показана зависимость числа осколков от величины τ_1 . Для истинных событий такое распределение, полученное в контрольных малофоновых экспериментах на пучках ионов малой интенсивности, показано на рис. 1*б* штриховой кривой. Можно видеть, что все истинные события укладываются в сравнительно узком интервале $\Delta \tau_1$, показанном здесь стрелками. События же, лежащие вне $\Delta \tau_1$, искажены эффектами наложений импульсов и могут быть дискриминированы. Сортировка событий по амплитуде тока ионов (I) в соответствующей микропосылке показана на рис. 1 ϵ . Чем больше I, тем выше вероятность регистрации фоновых событий. Поэтому события с $I > I_{max}$ исключались. Эффективность такой дискриминации событий сильно зависит как от конкретного вида распределения интенсивности токовых микропосылок в анализируемом эксперименте, так и от выбора величины I_{max} . Опыт измерений показал, что для экспериментов на алма-атинском циклотроне отбраковка ~15 % событий позволяет уменьшить вклад фона в 1,5 раза.

Создание быстрого ($E_1 - E_2$)-спектрометра осколков деления и реализация описанных способов дискриминации фона в принципе могла привести к искажениям МЭР, но этого не происходит (см. рис. 2). На рис. 2 сравниваются результаты измерений МЭР для спонтанного деления ²⁵²Сf медленным и быстрым спектрометром.

Внедрение быстрого ($E_1 - E_2$)-спектрометра позволило при прочих равных условиях сократить время измерения почти на два порядка и выполнить широкую программу экспериментальных исследований МЭР осколков холодного деления доактинидных ядер с сечениями до 1 мкбн.

2. Результаты измерений и качественное обсуждение

На рис. 3 и 4 представлены результаты измерений МЭР осколков деления ¹⁹⁸Нg в реакциях ¹⁹⁷Au (*p*, *f*) и ¹⁹⁴Pt (α , *f*) и ²⁰¹Tl в реакции ¹⁹⁷Au (α , *f*): МЭР в виде выходов *Y*(*M*) с нормировкой $\sum_{0}^{A} Y(M) = 200$ % первые и вторые моменты ЭР

$E_{\kappa}(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ как функции массы тяжелого осколка

В табл. 1 приведены характеристики использованных реакций и интегральных параметров МР и ЭР: $E_{\alpha,p}$ — энергия бомбардирующих частиц, $U_{sp} = E - E_f$ — энергия возбуждения в седловой точке, σ_f — сечение деления, N — число зарегистрированных актов деления после сортировки, \overline{E}_{κ} — средняя полная кинетическая энергия осколков, σ_E^2 и σ_M^2 — дисперсии ЭР и МР соответственно.

В отличие от данных на рис. 3 и 4 в интегральные параметры в табл. 1 введен ряд поправок [21]: на потери энергии в мишенях Au и Pt (120 и 100 мкг/см² соответственно), испускание мгновенных нейтронов. При делении достаточно сильно нагретых ядер MP на рис. 3 и 4 близки к гауссовому распределению

$$Y(M)/200\% = \left(2\pi\sigma_M^2\right)^{-1/2} \exp\left[-\left(M - A/2\right)^2/2\sigma_M^2\right],$$
 (1)

и этому заключению соответствуют все имеющиеся сегодня экспериментальные данные без каких-либо ограничений по Z и A. Такой вид MP ожидается в рамках модели жидкой капли и соответствует параболической зависимости потенциальной энергии $\tilde{V}(\alpha, \alpha_1)$ от масс-асимметричной деформации α_1 [1].



M, ат. ед. *Рис. 3.* Зависимость выходов масс Y, полной кинетической энергии $E_{\rm k}$ и ее дисперсии σ_E^2 от масс осколков M и энергии возбуждения для составного ядра ¹⁹⁸Hg

130

110

0

7**0**

90

С уменьшением энергии возбуждения в игру вступают оболочечные эффекты, отражающие вклад оболочечной поправки $\delta W(\alpha, \alpha_1)$ в энергию деформации

$$V(\alpha,\alpha_1) = \tilde{V}(\alpha,\alpha_1) + \delta W(\alpha,\alpha_1), \qquad (2)$$

100

120

и ими формируются отступления Y(M) от (1), которые тем больше, чем менее нагрето делящееся ядро.

Важная особенность исследуемых ядер — близость энергий деформации (и самих деформаций) в седловой точке и точке разрыва. Это позволяет игно-



Рис. 4. То же, что на рис. 3, для ²⁰¹ Tl

рировать изменение распределения $P_{\alpha}(\alpha_1)$ на стадии спуска и считать, что соответствующее ему MP формируется в седловой точке $\alpha = \alpha_{sp}$. Отсюда следует, что описание наблюдаемых МР может основываться на статистическом методе переходного состояния, а такой анализ будет давать экспериментальную информацию о параметрах делящегося ядра в этом состоянии. Этим деление обсуждаемых ядер принципиально отличается от деления актинидов. Для последних характерно существование протяженной стадии спуска, динамика которой определяет распределение реализующейся на ней энергии и эволюцию $P_{\alpha}(\alpha_1)$ с деформацией при $\alpha > \alpha_{sp}$ [1].

В нашем более простом случае, фиксируя $\alpha = \alpha_{sp}$, можно связать параметр α_1 с массами будущих осколков, получить М-зависимость энергии деформации [11]
Таблица 1. Результаты измерений								
$E_{\alpha,p}$, МэВ	<i>U_{sp}</i> , МэВ о _{<i>f</i>} , мкб		$N \cdot 10^{-3}$	\overline{E}_{κ} , МэВ	σ_E^2 , МэВ	σ_{M}^{2} , (ат. ед.) ²		
²⁰¹ Tl. Реакция ¹⁹⁷ Au (α, <i>f</i>)								
50,0	24,6	$2,2 \cdot 10^3$	110,5	$140,8\pm0,8$	64±3	114±3		
45,1	19,7	$9,0.10^2$	187,9	$140, 1\pm 0, 7$	60±3	107±3		
41,1	14,7	$3,2.10^{2}$	173,8	139,7±0,7	57±3	98±3		
35,9	10,6	$3,9.10^{1}$	56,0	$140,2\pm1,0$	50±4	88±3		
32,6	7,4	3,9·10°	4,2	139,3±2,0	52±5	84±4		
¹⁹⁸ Нg. Реакция ¹⁹⁴ Рt (<i>α</i> , <i>f</i>)								
50,4	26,2	$1,2.10^{3}$	20,2	138,8±1,0	68±3	118±3		
¹⁹⁸ Нg. Реакция ¹⁹⁷ Au (<i>p</i> , <i>f</i>)								
30,0	14,9	$4,2.10^{1}$	24,1	137,0±1,0	55±4	94±3		
25,9	10,9	$8,9.10^{0}$	7,1	137,4±1,5	49±5	90±4		
24,1	9,0	$3,2.10^{0}$	12,3	136,8±1,5	50±5	87±4		
22,4	7,4	$1,2.10^{0}$	2,1	$137,0\pm 2,5$	48±6	86±6		

Массовая асимметрия симметричной моды деления ядер с $A \simeq 200$

$$V(M) = \tilde{V}(A/2) + (q/2)(M - A/2)^{2} + \delta W_{f}(M) - \delta W_{g}$$
(3)

и, пользуясь ею для определения условных барьеров, найти выходы по методу переходного состояния

$$P_{\alpha_{sp}}(\alpha_1) \to Y(M) \sim \int_{0}^{E-V(M)} \rho(U) dU , \qquad (4)$$

где

$$q = \frac{1}{16} A^2 \left(\frac{d^2 \tilde{V}}{dM^2} \right)_{M=A/2}$$
 (5)

жидкокапельная жесткость ядра по отношению к масс-асимметричным вариациям формы в седловой точке, *Е* и δW_s —энергия возбуждения и оболочечная поправка в равновесном состоянии ядра, $\rho(U)$ — плотность уровней ядра с энергией возбуждения U. Привлекая полученную ранее информацию о высотах барьера деления

$$E_f = V(A/2) = \tilde{V}(A/2) + \delta W_f(A/2) - \delta W_g$$
(6)

из анализа делимости ядер при энергиях, близких к порогу [22], и о параметрах q из массовой дисперсии $\sigma_M^2 = \theta/q$, напротив, для достаточно нагретых ядер (в — температура ядра) [11] можно решить задачу о согласованном описании наблюдаемых МР и в ее рамках проверить теоретические предсказания о рельефе *V*(α, α₁) (см. следующий раздел). Здесь мы ограничимся качественным обсуждением результатов эксперимента.

На рис. 5 представлены характеристики МЭР осколков деления ¹⁹⁸Hg, ²⁰¹Tl, ²⁰⁵Bi, ²¹⁰Po, ²¹³At при близких $U_{sp} \simeq 7 \div 8$ МэВ. Штриховыми кривыми на нем показаны результаты расчета распределения Y(M) в предположении $\delta W_f(M) = 0$, близкие к (1) (подробности см. в разд. 3 и [12, 13]). Оно соответствует МЖК, и,

таким образом, отступления Y(M) от экспериментальных точек Y(M) характеризует влияние оболочечных эффектов, которое, как видно из рис. 3 и 4, достаточно быстро уменьшается с ростом энергии. Далее, как следует из (3) и (4), отступления вниз, приводящие к двугорбым MP с провалом в окрестности $M \approx A/2$, соответствуют положительной величине поправки $\delta W_f(M)$. Она убывает с ростом M при заданном A и с увеличением A — от ¹⁹⁸Hg и ²⁰¹Tl к ²¹³At.

Разумеется, двугорбость МР на рис. 3 и 4 и при делении тяжелых ядер-актинидов — это совершенно разные явления, хотя и имеющие единую оболочечную природу. В первом случае мы имеем дело с чисто симметричным делением, во втором — с сильно преобладающим асимметричным. Вклад последнего у доактинидов, ближайших соседей с ядрами Hg и Tl, как видно из рис. 5, очень мал и проявляется в отступлениях от штриховых кривых при $M/(A-M) \gtrsim 2$, которые, как и соответствующая им величина $\delta W_f(M)$, имеют противоположный знак с симметричным делением Hg и Tl.

Эффекты гетеромодальности деления ослабевают при переходе от доактинидов к актинидам по мере увеличения стадии спуска и включения в игру различных размывающих МЭР факторов (диссипация, флуктуации и др. [23]). Специфика деления ядер в районе Pb в том и состоит, что формирование MP и разрыв ядра (свойства ЭР) происходят при близких деформациях и энергиях. Если бы не очень быстрое убывание сечений деления с энергией, можно было бы наблюдать практически холодное деление ядер без какого-либо отбора событий по E_{κ} . Не случайно, что при вынужденном делении только в районе доактинидов Bi — At [3, 15] удалось «разрешить» по энергии все три компоненты МЭР — даже лучше, чем при бимодальном спонтанном делении в районе Fm—No [4]. Это другой уникальный случай МЭР, в котором оба образующихся осколка имеют нуклонный состав, близкий к дваждымагическому ¹³²Sn.

В настоящей работе достигнуто рекордно глубокое охлаждение делящихся ядер ¹⁹⁸Нg и ²⁰¹Tl. Ее результаты еще более уверенно, чем на основании прежних опытов [12, 13], позволяют заключить, что деление этих ядер одномодально и область распространения асимметрии деления как явления ограничена снизу $Z \ge 82$, $A \ge 200$. «Хвосты» их MP близки к гауссовым, а зависимости $E_{\kappa}(M)$ и $\sigma_E^2(M)$ близки к ожидаемым из модели жидкой капли [24] — без каких-либо признаков вклада асимметричных мод. Никак не отражается на поведении моментов ЭР двугорбая структура MP в окрестности A/2. Гетеромодальное деление ядер ²⁰⁵Bi — ²¹³At, как следует из рис. 5, составляет более легким ядрам контраст: в Y(M), $E_{\kappa}(M)$ и особенно $\sigma_E^2(M)$ отчетливо видны эффекты смешивания мод в области $M \ge 130$.

Оболочки играют совершенно разную роль в формировании масс-асимметричной и масс-симметричной долин: не будь их, в первом случае не было бы асимметричной долины и соответствующей моды деления, тогда как во втором случае это сказалось бы лишь на рельефе дна долины и форме MP в районе A/2. Различие мод деления нельзя сводить к асимметрии разделения массы A/(A - M).



Рис. 5. Массово-энергетические распределения осколков деления ¹⁹⁸Hg — ²¹³At при $U_{sp} \approx 7 \div 8$ МэВ. Слева — выходы масс *Y*(*M*5) (штриховые кривые — расчет $\tilde{Y}(M)$ согласно (4)), справа — зависимость полной кинетической энергии E_{κ} и ее дисперсии σ_{E}^{2} от массы тяжелого осколка

Оно характеризуется совокупностью признаков, из которых важнейший — средняя кинетическая энергия осколков $\overline{E}_{\kappa}^{i}$, определяемая конфигурацией ядра в момент разрыва. В частности, по этому признаку можно установить [3], что симметричное деление доактинидов и легких актинидов, с одной стороны, и обе компоненты МЭР симметричного деления в районе Fm, с другой стороны, — это разные моды, хотя для всех них $\overline{M}_{i} = A/2$.

3. Количественное описание МЭР в модели переходного состояния

3.1 Плотность переходных состояний

Для количественного анализа MP согласно (4) необходимо конкретизировать описание плотности переходных состояний $\rho(U)^*$. Наиболее важное требование к модели $\rho(U)$, которое предъявляет рассматриваемая задача, состоит в учете оболочечных эффектов. С этой целью удобно пользоваться предложенным в [25] феноменологическим описанием плотности внутренних возбуждений

$$\rho_{\rm BH}(U) \sim \exp S(U), \tag{7}$$

$$S(U) = 2\left[a(U')U'\right]^{1/2}, \quad U' = U - \delta,$$
(8)

в котором энергетическая зависимость параметра плотности уровней

$$a(U') = \tilde{a}\left\{1 + \delta W\left[f(U')/U'\right]\right\}$$
(9)

явно определяется величиной оболочечной поправки δW . В выражениях (7) и (9), кроме того, δ — поправка на обусловленные спариванием нуклонов четно-нечетные различия, $\tilde{a} = CA$ — асимптотический параметр плотности уровней, соответствующий МЖК (большим U или $\delta W = 0$), когда $a = \tilde{a} = \text{const}$, $f(x) = 1 - \exp(-\lambda x)$ — полуэмпирическая функция для аппроксимации эффектов перестройки оболочек с энергией в последовательных термодинамических расчетах плотности уровней, C и A — параметры, получаемые из подгонки функционала $\rho(U, C, \lambda)$ под наблюдаемую плотность нейтронных резонансов.

В конкретных расчетах МР мы применяли систематику плотности уровней с константами $C = 0,093 \text{ M} ext{ M} ext{B}^{-1}$ и $\lambda = 0,064 \text{ M} ext{B}^{-1}$ [26], основанную на обобщенной сверхтекучей модели (ОСМ), в которой последовательно учитываются эффекты парной корреляции нуклонов и феноменологически коллективные и оболочечные эффекты (последние согласно (9)). На систематике ОСМ был основан анализ делимости ядер [22], пороги деления E_f из которого используются в настоящей работе. Характерная черта описания $\rho_{\text{вн}}(U)$ в рамках ОСМ наличие фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное (ферми-газовое) при критической энергии

^{*} Речь идет о плотности уровней при заданных энергиях возбуждения U и угловом моменте J. Однако роль последнего в рассматриваемых реакциях невелика, поэтому J полагается равным нулю и опускается.

$$U_{\rm kp} = 0,472a_{\rm kp}\Delta_0^2 - n\Delta_0\,, \tag{10}$$

где $a_{\rm kp} = a(U_{\rm kp}), \Delta_0 \Delta_0$ — корреляционная функция основного состояния (U=0), n=0, 1, 2 для четно-четных, A-нечетных, нечетно-нечетных ядер соответственно. Принимая для переходного состояния $a_{\rm kp}^f = 0, 1A \text{ M} \rightarrow B^{-1}, \Delta_0^f = 14A^{-1/2} \text{ M} \rightarrow B$ [26], получаем для четно-четных ядер $U_{\rm kp}^f \simeq 9$ МэВ. Выше этой энергии в ОСМ справедливо ферми-газовое описание (8), если под δ понимать энергию конденсации $E_0 = 0,152a_{\rm kp}\Delta_0^2 - n\Delta_0$.

3.2. Анализ МР

Почти вся экспериментально изученная в настоящей работе область энергий удовлетворяет условию $U_{sp} > U_{\kappa p}^{f}$. Поэтому заслуживает внимания полученное в рамках модели ферми-газа приближенное выражение [27]

$$Y(M) \sim \exp\left[-\left(\delta W_f(M)/\theta\right)\exp\left(-\lambda U'_{sp}\right) - \left(q/\theta\right)\left(M - A/2\right)^2 + \dots\right], \quad (11)$$

где $\theta = (U_{sp}'/\tilde{a})^{1/2}$ — температура ядра в седловой точке, $U'_{sp} \gg V(M) - V(A/2)$. Из (11) следуют многие из обсуждавшихся в разд. 2 свойств MP:

1) $Y(M) \rightarrow \tilde{Y}(M)$ при $U_{sp} > \lambda^{-1}$, когда становится малым оболочечный член в (11);

2) гауссово распределение (1) для Y(M) при $|M - A/2| < 2(U_{sp}/q)^{1/2}$;

3) связь отступлений $\tilde{Y}(M)$ от экспериментальных значений Y(M) на рис. 5 с величиной оболочечной поправки:

$$\ln \tilde{Y}(M) - \ln Y(M) = \ln \frac{\tilde{Y}(M)}{Y(M)} = \frac{\delta W_f(M)}{\theta} \exp(-\lambda U'_{sp}).$$
(12)

На рис. 6 иллюстрируется возможность оценки параметров (12) на примере совокупности экспериментальных данных об MP ²⁰¹Tl. На нем показана зависимость $\ln \left\{ \theta \ln \left[\tilde{Y}(A/2)/Y(A/2) \right] \right\}$ от эффективной энергии возбуждения, построенной с помощью кривых $\tilde{Y}(M)$ на рис. 7а. Прямая, проведенная на рис. 6 по методу наименьших квадратов, проходит близко к началу координат, показывая, что $\delta W_f(A/2) \simeq 1$ MэB. Ее наклону соответствует значение $\lambda = 0,07$ MэB⁻¹, согласующееся с $\lambda = 0,064$ МэB⁻¹ в систематике плотности нейтронных резонансов [26].

Из рис. 5 и 7а следует, что отступления наблюдаемых Y(M) от $\tilde{Y}(M)$ локализованы в интервале $M \simeq A/2 \pm 15$ ат. ед. примерно одинаково. Это натолкнуло на мысль о возможности единой параметризации при описании *M*-зависимости оболочечных поправок для дна симметричной долины

$$\delta W_f(M) = \delta W_f(A/2) \exp\left[-\gamma (M - A/2)^2\right], \qquad (13)$$

где γ — параметр, подбираемый из подгонки под наблюдаемые МЭР. Для ²⁰¹Tl он составляет 0,017 (ат. ед.)⁻². С этим значением γ и другими параметрами V(M),



Рис. 6. Зависимость логарифма оболочечной поправки δW_f от эффективной энергии возбуждения U'. Прямая — результат описания данных по МНК

приведенными ниже в табл. 2, построены профили энергии деформации и ее составляющих на рис. 76. Результаты расчетов Y(M) и $\tilde{Y}(M)$ с плотностью уровней согласно систематике ОСМ [26] показаны кривыми соответственно на рис. 76 и а. Для отдельных энергий допускалась вариация параметра q в пределах относительных погрешностей (~10 %) дисперсии σ_M^2 в табл. 1. Аналогичный анализ МР проведен для других ядер в районе ¹⁹⁸Hg — ²¹³At. Результаты анализа и использованные в нем параметры представлены в табл. 2 (см. также [11, 12]).

Делящееся ядро	<i>Е</i> _{<i>f</i>} , МэВ [22]	<i>q</i> , МэВ/(ат. ед.) ² [3, 12]	$\delta W_f(A/2)$, M ₃ B
¹⁹⁸ Hg	22,0	0,0116	+1,0
²⁰¹ Tl	23,1	0,0108	+1,0
²⁰⁴ Pb	23,5	0,0110*	+0,8
²⁰⁵ Bi	20,5	0,0110*	+0,9
²⁰⁷ Bi	22,8	0,0108	+0,7
²⁰⁹ Bi	24,3	0,0112	+0,6
²⁰⁸ Po	19,9	0,0101	+0,6
²¹⁰ Po	21,2	0,0104	+0,5
²¹² Po	19,6	0,0110	+0,3
²¹³ At	17,3	0,0092	+0,3

Таблица 2. Параметры описания V(M)

*Оценка из интерполяции данных для соседних ядер.

3.3. Обсуждение результатов анализа

Модель переходного состояния, как следует из рис. 7 и результатов, демонстрировавшихся в более ранних работах [1, 3, 22], дает удовлетворительно согласованное описание совокупности экспериментальных данных о МР и об интегральной вероятности деления доактинидных ядер. Этот результат наряду с другими аргументами [28] количественно свидетельствует о том, что динамические эффекты играют подчиненную роль в процессе деления доактинидов.



Рис. 7. Описание выходов масс осколков $Y(M)^{201}$ Tl при разных энергиях возбуждения U_{sp} :

a — выходы масс в зависимости от параметра $(M - A/2)^2$, кривые — расчет выходов \tilde{Y} согласно (4) при $\delta W_f(M) = 0$; δ — потенциальная энергия деформации V(M) в зависимости от

масс-асимметричной деформации. Штриховая кривая — жидкокапельная составляющая $\tilde{V}(M)$, штрихпунктирная — оболочечная поправка $\delta W_f(M)$, сплошная — полная энергия деформации $V(M) = \tilde{V}(M) + \delta W_f(M)$; *в* — расчет Y(M) согласно (4) с $\delta W_f(M)$ (13)

Найденная из анализа MP величина $\delta W_f(M)$, как и другие характеристики деления ²⁰¹Tl и ¹⁹⁸Hg, показывает, что процесс симметричного деления при всех энергиях возбуждения в основном следует представлениям модели жидкой капли. Эффекты, обусловленные оболочками, усиливаются в MP экспоненциальной энергетической зависимостью плотности переходных состояний. Благодаря этому фактору удалось подтвердить теоретическое предсказание для формы дна долины симметричного деления [1], а именно существование двух

близких минимумов $V(\alpha, \alpha_1)$ с $\alpha_1^{\min} \neq 0$ (рис. 7*в*). Действие этого фактора так велико, что приводит при небольших U_{sp} к двугорбой форме MP, которые чисто по внешнему виду нелегко отличить от тех, что наблюдаются при преимущественно асимметричном делении тяжелых ядер-актинидов при средних возбуждениях (см., например, [23, 29]). Дно симметричной долины в [1] соответствует $\alpha_1 = \pm 0,01$ или M = 106,5 и 101,5 (для ²⁰⁸Pb). На рис. 7*в* минимумы V(M)находятся при $M \approx 107$ и 94.

Высокая чувствительность наблюдаемых MP к изменению энергии возбуждения в свою очередь явилась хорошим инструментом для экспериментальной проверки используемой модели плотности уровней, прежде всего той его части, которая ответственна за перестройку оболочек с энергией. Последняя определяется полуэмпирическим соотношением (9), и его проверка была особенно интересна. Получила подтверждение не только параметризация описания затухания оболочечных эффектов с энергией, но и величина параметра λ , определяющего скорость, с которой реализуется это явление в ядрах. Оно, как показывает согласие двух источников экспериментальной информации (анализ плотности нейтронных резонансов и анализ MP), практически не зависит от деформации ядра.

На рис. 8 представлена зависимость оболочечных поправок $\delta W_f(A/2)$ от массового числа делящегося ядра А. Эта зависимость убывающая, но и в самом неблагоприятном случае ²¹³ Аt эффект уплощения максимума Y(M), соответствующий положительному знаку и небольшой величине $\delta W_f(M)$, хорошо заметен. Погрешность ±0,15 МэВ на рис. 8 соответствует чувствительности метода и точности измерений MP.

Что следует ожидать на рис. 8 слева при A < 200? На этот вопрос позволяет ответить рис. 9, на котором наряду с МР для ¹⁹⁸Нg и ²⁰¹Tl показаны предварительные результаты измерений для более легких ядер ¹⁹⁵Au и ¹⁸⁷Ir, изучавшихся



Рис. 8. Зависимость величины оболочечной поправки в переходном состоянии $\delta W_f(A/2)$ от массового числа делящегося ядра *A*. Кривая — расчет $\delta W_f(A)$ [1]

нами соответственно в реакциях ¹⁹⁴ Pt(*p*, *f*) и ¹⁸⁶Os(*p*, *f*) при $U_{sp} \approx 10$ MэB. С уменьшением числа нуклонов в делящемся ядре картина сильно меняется: впадина при A/2 в случае ¹⁹⁵ Au исчезает, а при переходе к ¹⁸⁷Ir MP становится островерхим. Иными словами, W_f в переходном состоянии в левой части рис. 8 будут уменьшаться, становясь отрицательными^{*}. Это именно та тенденция, которая ожидается из результатов теоретических расчетов [1], показанных на рис. 8 сплошной кривой. Для отдельных доактинидов расчетные значения δW_f разумно согласующиеся с [1], приводятся в [32].

При обсуждении рис. 8 речь должна идти именно о тенденции, а не о количественном соответствии, поскольку экспериментальные значения на нем относятся к седловой точке, а результаты расчета — к точке разрыва делящихся ядер. Чем легче ядро, тем ближе при его делении эти точки, однако в районе Pb они еще заметно различаются по деформации, от которой величина оболочечной поправки зависит достаточно сильно [1, 3].



Рис. 9. Выходы масс осколков ¹⁸⁷Ir, ¹⁹⁵Au, ¹⁹⁸Hg и ²⁰¹Tl при энергии возбуждения — $U_{sp} \simeq 10$ ÷11 МэВ. Результаты для ¹⁸⁷Ir и ¹⁹⁵Au предварительные

^{*} Аналогичные экспериментальные попытки [30, 31] обнаружения в МР влияния отрицательной оболочечной поправки для ядер с *N* ≈ 100 надежного результата не дали.

Заключение

Развитие полупроводникового быстрого ($E_1 - E_2$)-спектрометра существенно расширило возможности экспериментальных исследований МЭР осколков деления ядер с малыми сечениями σ_f — по сравнению с традиционной методикой σ_f^{\min} снизился со 100 до 1 мкбн. Благодаря этому методическому шагу в данной работе осуществлены измерения МЭР осколков деления рекордно холодных ядер ¹⁹⁸Нg и ²⁰¹Tl, делящихся «чисто симметричным» способом.

Наблюдаемые двугорбые MP соответствуют теоретическому предсказанию В. В. Пашкевича, расчеты которого [1] по методу оболочечной поправки показали, что дно симметричной долины соответствует не M = A/2, как в модели жидкой капли, а $(M - A/2) \neq 0$.

Анализ МР с помощью феноменологической модели плотности уровней [25] позволил:

а) определить оболочечные поправки в переходном состоянии $\delta W_f(M)$ и восстановить экспериментальный профиль энергии деформации V(M);

б) установить характер А-зависимости оболочечных поправок в районе Hg — At, заметно отличающийся от результатов теоретических расчетов;

в) получить количественное соответствие между энергетической зависимостью МР и представлениями о скорости затухания оболочечных эффектов, имеющимися для равновесных деформаций ядер.

Реализующийся в области ядер легче Pb случай чисто симметричной моды простейший, а потому его изучение важно для решения многих вопросов физики деления, которые еще недостаточно ясны. В частности, значительный интерес представляет продолжение исследований в области A < 200, первые результаты которых обнаружили изменение характера MP, обязанное своим происхождением изменению знака $\delta W_f(M)$.

Литература

- 1. Pashkevich V.V. // Nucl. Phys. 1971. V. A169. P. 275.
- 2. Mustafa M.G. et al. // Phys. Rev. 1973. V. G7. P. 1519.
- 3. Иткис М.Г. и др. // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 701.
- Hulet E. K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 313; Phys. Rev. 1989. V. C40. P. 770.
- Pashkevich V.V. // Int. Conf. "Fiftieth Anniversary of Nuclear Fission". Abstracts. Leningrad, Oct. 1989. P. 36.
- Brosa U. et al. // Z. Phys. 1986. V. A325. P. 241;
 Z. Naturforsch. 1986. V. 41a. P. 1341.
- Möller P. et al. // Nucl. Phys. 1987. V. A469. P.1; 1989. V. A492. P. 349.
- 8. Pashkevich V.V. // Nucl. Phys. 1988. V. A477. P.1.
- 9. Čwiok S. et al. // Nucl. Phys. 1989. V. A491. P. 281.
- 10. Грузинцев Е.Н. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1101.

Массовая асимметрия симметричной моды деления ядер с $A \simeq 200$

- 11. Иткис М.Г. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1125.
- 12. Грузинцев Е.Н. и др. // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1547.
- 13. Иткис М.Г. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 7.
- 14. Иткис М.Г. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1380.
- 15. Грузинцев Е.Н. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1201.
- 16. Schmitt H.W.et al. // Phys. Rev. 1966. V. 141. P. 1146.
- 17. Britt H. C. et al. // Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 2238.
- 18. Signarbieux C. et al. // Nucl. Phys. 1967. V. A99. P. 41.
- 19. Кондратьев Н.А. и др. // ПТЭ. 1990. № 2. С. 62.
- 20. Арзуманов А.В. и др. //Тр. VII Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1981. Т. 2. С. 67.
- 21. Грузинцев Е. Н. и др. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1100; 1336.
- 22. Игнатюк А.В. и др. // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 709.
- 23. Бейзин С.Д. и др. // ЯФ. 1989. Т. 50. С. 626.
- 24. Nix J.R., Swiatecki W.J. // Nucl. Phys. 1965. V. 71. P. 1.
- 25. Игнатюк А.В. и др. // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 485.
- 26. Игнатюк А.В. и др. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 875.
- 27. Itkis M. G. et al. // Int. Conf. "Fiftieth Anniversary of Nuclear Fission". Abstracts. Leningrad, Oct. 1989. P. 109.
- 28. Грузинцев Е.Н. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1604.
- 29. Vandenbosch B., Huizenga J.B. // Nuclear Fission. N. Y.: Acad. Press, 1973.
- 30. Duhm H.H. et al. // Lect. Notes Phys. 1982. V, 158. P. 121.
- 31. Wilkins B.D. et al. // Phys. Rev. 1984. V. C30. P. 1228.
- 32. Mosel U. // Phys. Rev. 1972. V. C6. P. 971.

MASS ASYMMETRY OF THE SYMMETRIC MODE IN FISSION OF NUCLEI WITH $A \simeq 200$

Itkis M.G., Kondratjev N.A., Mulgin S.I., Okolovich V.N., Rusanov A.Ya., Smirenkin G.N.

The mass and energy distributions of fragments from fission of nearly "cold" nuclei ¹⁹⁸Hg and ²⁰¹Tl have been measured with the use of fast $(E_1 - E_2)$ spectrometer. The properties observed agree qualitatively with those predicted for symmetric fission within the liquid-drop model except the double-humped mass distributions of fragments. The analysis suggests to relate this exception to the shell effect on the shape of the symmetric fission valley. The strength and sign of the effect depend on the nucleoli composition of the fissile nucleus.

Низкоэнергетическое деление ядер легче Нд

М. Г. Иткис, Н. А. Кондратьев, С. И. Мульгин, В. Н. Околович, А. Я. Русанов, Г. Н. Смиренкин¹⁾

> ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АН КазССР ¹⁾ Физико-энергетический институт, Обнинск

(Поступила в редакцию 21 ноября 1990 г.)

С помощью быстродействующего полупроводникового спектрометра парных энергий осколков проведены измерения массово-энергетических распределений для низкоэнергетического деления ядер ^{187,189}Ir и ¹⁹⁵Au в реакциях (p, f) и (α, f) и деления достаточно сильно нагретых ядер ¹⁸⁸Ir и ¹⁹⁴Au в реакциях (³He, f). При переходе от Au к Ir форма массовых распределений осколков претерпевает значительные изменения, обязанные своим происхождением специфической зависимости оболочечных поправок в седловой точке от A и Z делящихся ядер. Результаты анализа сравниваются с теоретическими предсказаниями.

Введение

Седловая точка является самым «узким местом» в процессе деления, энергией возбуждения в которой определяется вероятность перехода системы из начального состояния (составное ядро) в конечное (осколки деления). В этой точке энергия деформации $V(\alpha, \eta,...)$ имеет максимум по координате α , связанной с удлинением ядра в направлении деления, и минимум по остальным, в том числе по η — масс-асимметричной координате. Зависимостью энергии деформации ядра от η будет определяться и массовое распределение осколков, причем к описанию его, как и к интегральной вероятности деления, может быть применен метод переходного состояния [1], если невелико возмущающее влияние последующей стадии процесса деления — спуска с вершины барьера к точке разрыва. Этим благоприятным свойством обладают ядра в районе и легче Pb [2].

Метод переходного состояния широко использовался нами в предыдущих работах [2—4] для анализа экспериментальных массовых распределений (МР) осколков деления доактинидных ядер, и с его помощью была получена обширная информация о структуре энергии деформации

$$V(\alpha, \eta) = \tilde{V}(\alpha, \eta) + \delta W(\alpha, \eta)$$
(1)

в окрестности седловой точки $\alpha = \alpha_{sp}$, где $\tilde{V}(\alpha, \eta)$ — гладкая жидкокапельная составляющая, $\delta W(\alpha, \eta)$ — оболочечная поправка, для которой характерны осцилляции в зависимости от числа нуклидов и деформации ядер [5]. Сопоставление результатов расчетов [6, 7] и анализа экспериментальных данных [2] оказалось весьма плодотворным и легло в основу представлений о новом

Ядерная физика [Journal of Nuclear Physics], 1991, т. 53, вып. 5, с. 1225—1237.

свойстве — гетеромодальности низкоэнергетического деления ядер. Оно имеет чисто оболочечное происхождение и непосредственно связано с осцилляциями второго слагаемого в (1) в направлении координаты η , приводящими к долинной структуре энергетической поверхности $V(\alpha, \eta)$. Каждой долине соответствует своя мода деления, и они отличаются многими характеристиками массово-энергетического распределения (МЭР) осколков [2].

С уменьшением Z и A поверхность $V(\alpha, \eta)$ трансформируется так, что масс-симметричная мода из маловероятной при низкоэнергетическом делении актинидов превращается в преобладающую в области ядер легче Ra, а затем единственную при Z < 82, A < 200. Иначе говоря, деление ядер легче Pb одномодально. Как показано в [8], с уменьшением Z и A нарастает «дефицит» реализующейся энергии, в котором «выживает» лишь масс-симметричная мода с наименьшей средней кинетической энергией осколков.

Свойства симметричной моды деления были экспериментально исследованы для десяти ядер в районе Pb — от ¹⁹⁸Hg до ²¹³At. Эти исследования, охватившие диапазон энергий возбуждения в седловой точке U_{sp} 40—50 МэВ, в котором происходит практически полная перестройка оболочек, показали, что симметричное деление в основном следует предсказаниям модели жидкой капли (МЖК). Соответственно в формировании его долины деления доминирует первое слагаемое в (1). Второе, казалось бы, незначительное в сравнении с ним (менее 1,0 МэВ) и существенное лишь вблизи дна долины ($\eta \approx 0$), тем не менее благодаря экспоненциальной зависимости плотности переходных состояний от U_{sp} оказывает значительное влияние на форму МР. Это обстоятельство создает уникальную возможность для определения оболочечных поправок в седловой точке $\delta W(\alpha_{sp}, \eta) \equiv \delta W_f(M)$ [3, 4]. Здесь используется связь

$$\eta = 4(M - A/2)/A$$
, (2)

основанная на определении η в [9].

С изменением нуклонного состава делящихся ядер МР обнаруживает значительные вариации формы, и это происходит, как показал анализ, вследствие зависимости $\delta W_f(M)$ от Z и A с максимумом в районе ²⁰¹Tl. Настоящая работа посвящена изучению МР на левом склоне этой зависимости — для ядер легче Hg.

1. Методика и результаты эксперимента

Измерения МЭР осколков деления ядер ¹⁹⁴⁻¹⁹⁵Au и ^{187—189}Ir проводились на алма-атинском изохронном циклотроне на пучках протонов с энергией E_p до 30 МэВ, α -частиц с энергией 40—50 МэВ и ионов ³He с энергией $E_{(^{3}\text{He})} = 60$ МэВ. Низкоэнергетическое деление ядер ¹⁹⁵Au и ^{187—189}Ir изучалось в реакциях ¹⁹⁴Pt(*p*, *f*), ¹⁹¹Ir(α , *f*), ¹⁸⁶⁻¹⁸⁸Os(*p*, *f*) и ¹⁸⁵Re(α , *f*). Необходимые для анализа данные о MP нагретых ядер были получены для соседних изотопов ¹⁹⁴Au и ¹⁸⁸Ir в реакциях ¹⁹¹Ir(³He, *f*) и ¹⁸⁵Re(³He, *f*).

В эксперименте использовались мишени толщиной 100—150 мкг/см² на углеродной подложке (~10 мкг/см²) и методика быстродействующего (E_1-E_2)-спектрометра осколков [4, 10], использующая поверхностно-барьерные Si(Au)-полупроводниковые детекторы. Здесь мы лишь отметим, что ряд мер, реализованных аппаратурой спектрометра и направленных на подавление фона случайных совпадений и наложений импульсов от осколков деления и рассеянных частиц бомбардирующего пучка, позволил в сравнении с традиционной медленной методикой использовать значительно большие токи пучка. В конечном счете это дало возможность расширить диапазон изученных процессов в область меньших сечений делений σ_f — примерно со 100 до 1 мкбн. Поскольку σ_f в исследуемой области ядер экспоненциально падает с уменьшением энергии и параметра Z^2/A , эти методические усовершенствования имели радикальное значение для осуществления программы экспериментального изучения МЭР осколков низкоэнергетического деления доактинидных ядер.

На рис. 1—3 представлены некоторые характеристики изученных МЭР:

выходы осколков Y(M) с нормировкой $\sum_{0}^{A} Y(M) = 200$ %, первые и вторые мо-

менты $E_{\kappa}(M)$ и $\sigma_{E}^{2}(M)$ энергетических распределений (ЭР) как функции массы тяжелого осколка M. В табл. 1 представлены характеристики использованных реакций и интегральных параметров МР и ЭР: E_{p} , E_{α} , $E_{(^{3}\text{He})}$, $U_{sp} = E - E_{f}$, $\theta = (U_{sp}/a)^{1/2}$ — температура ядер в седловой точке, вычисленная с высотами барьера E_{f} из [11, 12] (см. табл. 2) и $a=0,0934 \text{ МэB}^{-1}$ [13], σ_{f} [12], N_{f} — число зарегистрированных актов деления, \overline{E}_{κ} — средняя полная кинетическая энергия осколков (для всех M), $\sigma_{E}^{2}(M)$ и $\sigma_{M}^{2}(M)$ — средние дисперсии ЭР и МР соответственно. В отличие от данных на рис. 1—3, в последние величины вводились поправки на потерю энергии осколков в мишенях и испускание ими мгновенных нейтронов, как в [14].

Полученные в настоящей работе экспериментальные данные о первых моментах ЭР согласуются с тем, что было известно ранее об этих характеристиках из прежних измерений для соседних ядер [2—4] и предсказаний МЖК для симметричного деления [9, 15].

В противоположность ЭР, слабо меняющимся с Z и A, МР претерпевает значительные вариации формы при небольших изменениях нуклонного состава делящихся ядер, о чем легко судить по рис. 4. На нем приведены МР для характерных ядер в районе Рb при близких энергиях $U_{sp} \approx 10$ МэВ. Форма MP изменяется от почти идеальной гауссоиды (At), к уплощенным (Po, Bi), далее с провалом при $M \approx A/2$ (Tl), снова к уплощенным (Hg, Au) и наконец, к островерхим (Ir). Такая метаморфоза MP, как уже отмечалось, формируется специфической зависимостью оболочечных поправок на дне масс-симметричной долины деления.



Рис. 1. Зависимость выхода масс *Y*, полной кинетической энергии E_{κ} и ее дисперсии ${\sigma_E}^2$ от массы осколков *M* и энергии возбуждения U_{sp} для ядер ^{194, 195} Au



Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для ядер ^{188, 189}Ir



Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для ядра ¹⁸⁷Ir

Таблица 1. Характеристики реакций и результаты эксперимента

$E_p, E_{a}, E_{(^{3}\mathrm{He})},$ M \ni B	<i>U_{sp}</i> , МэВ	θ, МэВ σ _{<i>f</i>} , мкбн		$N_f(\cdot 10^3)$ $\overline{E}_{\kappa},$ M $ m 3B$		σ_E^2 , M \Im B ²	σ_M^2 , (a.e.m.) ²		
¹⁹⁴ Au. Реакция ¹⁹¹ Ir (³ He, <i>f</i>)									
60,0	48,6	1,55	$7,0.10^{3}$	103,0	134,2±0,8	84±2	160±3		
¹⁹⁵ Au. Реакция ¹⁹¹ Ir (<i>α</i> , <i>f</i>)									
50,4	25,7	1,09	$6,5 \cdot 10^2$	20,1	134,6±1,3	65±3	119±3		
41,1	16,5	0,86	$8,2.10^{1}$	10,2	133,8±1,5	62±4	103±3		
¹⁹⁵ Au. Реакция ¹⁹⁴ Pt (<i>p</i> , <i>f</i>)									
30,0	12,9	0,74	$1,4.10^{1}$	5,1	134,1±1,8	62±4	95±4		
27,3	10,3	0,65	4,9	5,0	133,9±1,8	59±4	89±4		
¹⁸⁸ Ir. Реакция ¹⁸⁵ Re (³ He, <i>f</i>)									
60,0	46,3	1,54	$2,5 \cdot 10^3$	21,4	129,8±1,4	82±3	158±4		
¹⁸⁹ Ir. Реакция ¹⁸⁵ Re (<i>a, f</i>)									
50,4	24,4	1,08	$8,3.10^{1}$	11,1	130,7±1,6	64±4	115±3		
41,1	15,3	0,83	6,1	2,0	130,1±2,1	59±4	84±4		
¹⁸⁹ Ir. Реакция ¹⁸⁸ Os (<i>p</i> , <i>f</i>)									
30,0	12,5	0,74	1,7	4,9	129,5±1,8	56±4	78±4		
¹⁸⁷ Ir. Реакция ¹⁸⁶ Os (<i>p</i> , <i>f</i>)									
30,0	12,8	0,77	1,8	5,5	130,6±1,8	58±4	75±4		
27,3	10,2	0,67	0,6	2,0	130,0±2,1	57±4	65±3		

Составное ядро	<i>Е</i> _{<i>f</i>} , МэВ [11, 12]	<i>q</i> , МэВ/(а.е.м.) ²	$σW_f(A/2)$, MэB
^{194, 195} Au	22,0	0,0098	+0,5
^{188, 189} Ir	22,0	0,0096	-0,1
¹⁸⁷ Ir	20,7	0,0096	-0,3
ц Υ,	$ \begin{array}{c} 20,7 \\ \hline \\ 8 \\ 6 \\ 4 \\ 2 \\ 0 \\ 7 \\ 0 \\ 9 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0$	1 0,0090 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	

Таблица 2. Параметры описания V(M)

Рис. 4. Выходы масс осколков для ядер от ¹⁸⁷Ir до ²¹³At при одинаковой энергии возбуждения $U_{sp} \simeq 10 \div 11$ МэВ

2. Анализ МР

В работах [2—4] показано, что применение метода переходного состояния к описанию МР приводит к соотношению

$$Y(M) \sim \exp\left\{-\frac{q}{20}\left(M - A/2\right)^2 - \frac{\delta W_f(M)}{\theta}\exp(-\lambda U)\right\}.$$
 (3)

Оно использует также:

1) представление энергии деформации в седловой точке как функции М

$$V(M) = \tilde{V}(A/2) + (q/2)(M - A/2)^2 + \delta W_f(M), \qquad (4)$$

здесь

$$q = \frac{d^2 \tilde{V}}{d^2 \eta} \bigg|_{\eta=0} = \frac{A^2}{16} \frac{d^2 \tilde{V}(M)}{dM^2} \bigg|_{M=A/2}$$
(5)

есть параметр жидкокапельной жесткости ядра по отношению к масс-асимметричным вариациям седловой формы, где параметр η связан с M соотношением (2);

2) модель плотности уровней [13] с феноменологическим описанием оболочечных эффектов в энергетической зависимости параметра плотности уровней

$$a(U') = \tilde{a}\left\{1 + \delta W\left[f(U')/U'\right]\right\},\tag{6}$$

где $U' = U - \delta$ — эффективная энергия возбуждения с поправкой на обусловленные спариванием нуклонов четно-нечетные различия ядер, $\tilde{a} = 0,093A \text{ МэB}^{-1}$ — асимптотический (жидкокапельный) параметр плотности уровней, $f(x) = 1 - \exp(-\lambda x)$ — полуэмпирическая функция, описывающая затухание оболочечных эффектов с энергией ($\lambda = 0,064 \text{ МэB}^{-1}$).

Из соотношения (3) видно, что при делении достаточно сильно нагретых ядер $U_{sp} \ge 40 \div 50$ МэВ, а также в случае $\delta W_f(M) \simeq 0$ МР следует гауссовому распределению $\tilde{Y}(M)$. Оно деформируется при уменьшении энергии в зависимости от величины и знака оболочечной поправки: при $\delta W_f(M) > 0$ $Y(M) < \tilde{Y}(M)$ и последнее неравенство тем сильнее, чем больше оболочечная поправка, при $\delta W_f(M) < 0$ имеет место обратное неравенство. Первому случаю отвечают МР в области ядер Hg — At, изучавшиеся в [2—4], и, как показал их анализ, оболочечную поправку, локализованную в достаточно узкой окрестности $M \sim A/2$, можно эмпирически задать в виде

$$\delta W_f(M) = \delta W_f(A/2) \exp\left[-\gamma \left(M - A/2\right)^2\right],\tag{7}$$

где $\gamma = 0,015 \div 0,02$ (а.е.м.)⁻². Островерхие MP (второй случай) приходятся на наиболее легкие ядра, и экспериментальная информация о них основана на статистике отсчетов, недостаточной для анализа самих распределений. По этой причине в данной работе анализировались более точно определяемые величины — дисперсии σ_M^2 .



Рис. 5. Экспериментальная зависимость σ_M^2 (темные точки) и капельная зависимость $\tilde{\sigma}_M^2$ (светлые точки) от температуры указанных ядер в седловой точке θ . Штриховые прямые — описание $\tilde{\sigma}_M^2(\theta)$ линейной зависимостью. Сплошные линии — описание экспериментальных значений σ_M^2 с параметрами из табл. 2. Точки: •, ○ — реакция (³He, f); ▲, Δ — (α , f); ■, □ — (p, f)

В случае $\delta W_f(M) > 0$ массовая дисперсия σ_M^2 выше жидкокапельного значения

$$\sigma_M^2 = \theta/q , \qquad (8)$$

а в противоположном — наоборот. Экспериментальная температурная зависимость $\sigma_M^2(\theta)$ для ряда ядер демонстрируется на рис. 5 (темные точки). Светлыми точками показаны значения $\tilde{\sigma}_M^2$. Последние получены подгонкой $\tilde{Y}(M)$





486

под наблюдаемые выходы на крыльях МР, а именно при $|M - A/2| > 12 \div 15$ а.е.м., где вклад второго слагаемого в (3) благодаря (7) пренебрежимо мал (подробнее см. [2—4]). Можно видеть, что точки $\tilde{\sigma}_M^2$ удовлетворительно описываются линейной зависимостью (8) с наклоном, определяющим жидкокапельную жесткость (штриховые прямые линии на рис. 5). Очевидно, что чем больше δW_f (M), тем больше разность $\sigma_M^2 - \tilde{\sigma}_M^2$. Сплошными линиями показаны результаты расчета σ_M^2 для параметров E_f , q и $\delta W_f(A/2)$, приведенных в табл. 2. При этом использовалось (7) с $\gamma = 0,017$ (а.е.м.)⁻², наилучшим образом удовлетворяющим совокупности МР для ядер TI — Аt. Зависимость $\delta W_f(A/2)$ от A показана на рис. 6a. На рис. 6 δ приведена зависимость q от параметра

$$X = \frac{c_3}{2a_2} \frac{Z^2}{A} \left[1 - k \left(\frac{A - 2Z}{A} \right)^2 \right]^{-1},$$
(9)

вычисленного с константами c_3 , a_2 и k [11]. Видно, что полученные нами и использованные в анализе экспериментальные значения хорошо вписываются в совокупность других данных^{*} о зависимости q(X) [2, 16].

Пример описания по методу переходного состояния непосредственно MP с параметрами из табл. 2 демонстрирует рис. 7: Y(M) показан сплошной кривой, $\tilde{Y}(M)$ — штриховой. Расчет выполнен так же, как в [4].

3. Обсуждение

Интерес к экспериментальному изучению влияния оболочечных эффектов на MP ядер легче Hg проявлялся давно, и мотивировался он в основном качественными соображениями о близости седловых форм к конфигурации разделения и степени заполнения нуклонных оболочек в образующихся осколках. Для исследованных нами ядер $Z_{\rm ock} = Z/2 = 38 \div 43$ далеки от ближайших магических чисел 28 и 50. Иначе обстоит дело с нейтронными оболочками: при переходе от ²¹³At к ¹⁸⁷Ir $N_{\rm ock} = N/2$ изменяется от 64 до 55, т. е. приближается к замкнутой сферической оболочке $N_{\rm ock} = 50$. В связи с этим обстоятельством можно было рассчитывать на формирование особо узких MP при делении ядер с $N = 100^{**}$. Такие попытки были осуществлены в области 100 < N < 110 [18, 19], в том числе и для ¹⁷²Lu (N = 101) [18], при значительных энергиях возбуждения $U_{sp} = 20 \div 25$ МэВ, уже неблагоприятных для изучения оболочечных эффектов. Это фактически и показал анализ MP для ¹⁸²W (N=108) в [19]. Недостаточная точность измерений, большие поправки не позволяют расценивать и результаты [18] как значимый аргумент в пользу изложенных выше соображений.

^{*} Для рис. 6б значения q вычислялись, как в работе [16] — несколько иначе, чем в настоящей работе. Поэтому от значений в табл. 2 они слегка отличаются.

^{**} По аналогии с бимодальными МЭР для симметричного спонтанного деления ядер Fm — No на два осколка, близких по нуклонному составу к дваждымагическому ядру ¹³²Sn [17].



Рис. 7. Пример описания выходов масс *Y*(*M*) (сплошные кривые) указанных ядер для нижайших из исследованных энергий возбуждения *U*_{sp} с параметрами из табл. 2. Штриховые кривые — *Y*(*M*)

Полученные данные о $\delta W_f(A/2)$ интересно сравнить с теоретическими расчетами, тем более что метод оболочечной поправки [5] дает информацию именно в том виде, который адекватен процедуре нашего анализа. В этой связи подчеркнем, что использовавшееся соотношение (6) для энергетической зависимости параметра плотности уровней основано на этом методе. К сожалению, в литературе очень мало нужных сведений из теории о доактинидах. Мы смогли воспользоваться результатами только двух расчетов обол очечных поправок [6, 20], да и то значения [6] относятся скорее к точке разрыва, нежели седловой точке (для ядер, по крайней мере, тяжелее Hg это не совсем одно и то же).

На рис. 8 $\delta W_f(A/2)$ представлены в зависимости от числа нейтронов в делящихся ядрах *N*. Результаты расчетов показаны точками, соединенными ломаными линиями. Расхождение с экспериментальными точками по абсолютной



Рис. 8. Зависимость $\delta W_f(A/2)$ от числа нейтронов в делящихся ядрах N: Δ — экспериментальные значения, ○ — теоретический расчёт работы [6], • — расчёт работы [20]

величине значительно, тем не менее нельзя не видеть, что результаты расчетов в основном верно передают обнаруженную в данном эксперименте тенденцию — уменьшение оболочечных поправок с уменьшением N (для ядер легче ¹⁹⁸Hg). Интересно, что минимум в [20] приходится не на N = 100, как обсуждалось выше. К нему ближе изучавшиеся нами ядра Ir. Согласно [6] $\delta W_f(A/2)$ с N изменяется слабее, чем в [20], имеет примерно те же особенности, но минимум приходится на $N \simeq 102 \div 104$. Общим недостатком обоих теоретических расчетов является бедность параметризации формы делящихся ядер, и они, судя по [7], не отражают современных возможностей теории.

Заключение

Проведенные измерения МЭР осколков низкоэнергетического деления ядер Ir и Au расширили информацию о строении масс-симметричной долины, в частности о вкладе оболочек в энергию деформации в седловой точке. Выполненные в едином подходе к измерениям и анализу MP осколков деления широкой группы ядер от ¹⁸⁷Ir до ²¹³At исследования привели к установлению зависимости $\delta W_f(A/2)$ с широким максимумом которой соответствует очень яркая картина оболочечных эффектов в MP. И для сравнения, и для прогноза такие исследования нуждаются в более совершенных теоретических расчетах. С последней точки зрения они важны особенно, так как продвижение в область еще более легких делящихся ядер связано с большими трудностями и затратами.

Литература

- 1. *Bohr N., Wheeler J.A.* // Phys. Rev. 1939. V. 56. P. 426; *Moretto L.C.* // Phys. Chem. Fission (Proc. Simp. Rochester, 1973). Vienna: IAEA, 1974. V. 1. P. 329.
- 2. Иткис М.Г. и др. // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 701.
- 3. Иткис М.Г. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1125; 1987. Т. 45. С. 1547; 1988. Т. 47. С. 7.
- 4. Иткис М.Г. и др. // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 944.
- 5. Strutinsky V.M. // Nucl. Phys. 1967. VA95. P. 420; 1968. VA122. P. 1.
- 6. Pashkevich V.V. // Nucl. Phys. 1971. V. A169. P. 275.
- Пашкевич В.В. // Междунар. школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна: ОИЯИ, 1983. С. 405.
- 8. Иткис М.Г. и др. // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 1238.
- 9. Струтинский В.М. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1891.
- 10. Кондратьев Н.А. и др. // ПТЭ. 1990. № 2. С. 62.
- 11. Myers W.D., Swiatecki W.J. // Arkiv. Fys. 1967. V. 36. P. 343.
- 12. Игнатюк А.В. и др. // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 709.
- 13. Игнатюк А.В. и др. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 875.
- 14. Грузинцев Е.Н. и др. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1100; С. 1336.
- 15. Nix J.R., Swiatecki W.J. // Nucl. Phys. 1965. V. 71. P. 1.
- 16. Gruzintsev Ye.N. et al. // Z. Phys. 1986. V. A323. P. 307.
- Hulet E.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 313; Phys. Rev. 1989. V. C40. P. 770.
- 18. Duhm H.H. et al. // Lect. Notes Phys. 1982. V. 158. P. 121.
- 19. Wilkins B.D. et al. // Phys. Rev. 1984. V. C30. P. 1228.
- 20. Mosel U. // Phys. Rev. 1972. V. C6. P. 971.

LOW-ENERGY FISSION OF NUCLEI LIGHTER THAN Hg

Itkis M. G., Kondratyev N. A., Mulgin S. I., Okolovich V. N., Rusanov A. Ya., Smirenkin G. N.

The mass and energy distributions for low-energy p- and α -particle induced fission of ^{187, 189}Ir and ¹⁹⁵Au and for ³He-induced fission of sufficiently heated ¹⁸⁸Ir and ¹⁹⁴Au have been measured with use of fast spectrometer of complementary fragments. From Au to Ir, the shape of the mass distributions undergoes substantial changes related to specific dependence of the saddle shell corrections on A and Z of fissioning nuclei. The results are compared with theoretical predictions.

Деление ²⁴⁹Сf ионами ¹⁶O, ²⁰Ne

Г. Г. Чубарян, С. М. Лукьянов, Ю. Э. Пенионжкевич, В. С. Саламатин, М. Г. Иткис¹⁾, В. Н. Околович¹⁾, А. Я. Русанов¹⁾, Г. Н. Смиренкин²⁾

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна ¹⁾ Институт ядерной физики АН КазССР, Алма-Ата ²⁾ Физико-энергетический институт, Обнинск

(Поступила в редакцию 3 октября 1990 г.)

Сообщаются результаты измерения массово-энергетических распределений (МЭР) осколков деления составных ядер ²⁶⁵106, ²⁶⁹108, образованных в реакциях ²⁴⁹Cf + ¹⁶O (145 МэВ), ²⁰Ne (120 МэВ) соответственно. Результаты измерений позволяют в систематике массовых распределений выделить ветвь «истинного» деления. Согласие результатов цикла измерений МЭР осколков деления и расчетов по диффузионной модели позволяет оценить масштаб вариации масс-асимметричной деформации при делении возбужденных ядер, протекающем через стадию полного слияния.

Введение

Теоретическое описание массово-энергетических распределений (МЭР) осколков деления возбужденных ядер ($E^* \ge 50$ МэВ) основывается на моделях жидкой капли [1—3]. В зависимости от величины жидкокапельного параметра x [4] (или отношения Z^{2}/A) делящиеся ядра можно разделить на две области, при $x \le x_0$ и $x > x_0$, где $x_0 = 0,7$ ($Z^{2}/A \approx 33$). Для области $x \le x_0$ в делении практически отсутствует стадия спуска от седловой точки к точке разрыва (связанное с нею изменение энергии деформации сравнимо с ядерной температурой). При $x \ge x_0$ происходит переход от гантелеобразных седловых форм к цилиндрическим ($x \approx 0,8$), которые с дальнейшим увеличением x все больше приближаются к сферическим формам. Эти изменения сопровождаются монотонным увеличением длительности стадии спуска. С протяженностью стадии спуска непосредственно связано влияние динамических эффектов на процесс деления, малое при $x \le x_0$ и нарастающее с увеличением x.

Наиболее полно различные факторы, определяющие движение системы на стадии спуска (рельеф энергетической поверхности, диссипации, флуктуации коллективных переменных и др.), учтены в диффузионной модели, в рамках которой Г.А. Адеев и соавт., провели детальное исследование *x*-зависимости МЭР [5].

Систематические исследования МЭР были проведены лишь в области $x \simeq x_0$ в реакциях с легкими ($A \le 4$) заряженными частицами [6]. Для изучения динамики деления в области $x > x_0$ более перспективными оказались реакции с тяжелыми ионами. Такие измерения были выполнены в ряде работ [7—12].

Ядерная физика [Journal of Nuclear Physics], 1991, т. 53, вып. 5, с. 1195-1199.

В работе [12] нами было проведено систематическое изучение, в рамках единого подхода к измерениям, первых и вторых моментов МЭР осколков деления широкой группы ядер-мишеней от W до Pu ионами ¹²C, ¹⁶O, ²⁰Ne в области $x \approx 0,69$ —0,88 ($Z^2/A \approx 33$ —42), а также сравнение полученных результатов с теоретическими расчетами на основе различных вариантов капельной модели. Результаты измерений оказались в разумном согласии с предсказаниями диффузионной модели [5]. Анализ результатов также показал необходимость дальнейшего изучения МЭР осколков деления в области $x \ge 0,9$ в сильно асимметричных комбинациях ион — мишень. В настоящей работе представлены результаты измерения МЭР осколков деления составных ядер, образованных в реакциях ²⁴⁹Cf (¹⁶O, f)²⁶⁵106 и ²⁴⁹Cf (²⁰Ne, f)²⁶⁹108, при энергиях $E(^{16}O) = 145$ МэВ и $E(^{20}Ne) = 120$ МэВ, с параметрами x: (Z^2/A) = 0,9 (42,4) и 0,92 (43,4) соответственно.

Эксперименты проводились на двухплечевом времяпролетном спектрометре, установленном на канале выведенного пучка тяжелых ионов циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Подробное описание спектрометра и процедура обработки данных изложены в работе [13]. Ниже приведены основные характеристики спектрометра.

Пределы измерения углов разлета продуктов:	
в плоскости реакции θ от 15° до 165°	±20°
вне плоскости	±7°
Телесный угол каждого «плеча»	185 мср
Точность измерений углов бө, бо	0,2°
Временное разрешение б <i>t</i>	230 пс
Массовое разрешение <i>бМ/М</i>	~2 %

Результаты измерений

В таблице представлены величины \bar{E}_{κ} — средней полной кинетической энергии, σ_E^2 и σ_M^2 — дисперсий энергетических и массовых распределений осколков деления соответственно, а также ряд характеристик исследуемых реакций:

1) *х* — параметр делимости ядра в простой модели жидкой капли с резким краем [4];

2) \vec{E}^* — энергия возбуждения составного ядра *A*, образованного при слиянии иона с ядром-мишенью;

3) l_{cr} — критический угловой момент, являющийся максимальным передаваемым составному ядру угловым моментом при квазиклассическом распределении l;

4) \overline{l}^2 —средний квадрат передаваемого делящемуся ядру углового момента;

5) θ_0 — температура начального составного ядра *A* в седловой точке, $\theta_{3\phi\phi}$ — эффективная температура (в той же точке) для цепочки делящихся ядер A - v ($v = 0, 1, ..., v_{max}$), возникающей в результате эмиссии нейтронов до деления;

Деление ²⁴⁹Сf ионами ¹⁶O, ²⁰Ne

A_{tg}	A _{CN}	$Z^{2}/A, Z^{2}/A^{1/3}, x$	<i>Е</i> [*] , МэВ	$l_{cr}^2,$ $\overline{l}^2,$ $10^3\hbar^2$	θ ₀ , θ _{эφφ} , ΜэΒ	\overline{v}_{pre} , \overline{v}_{post}	<i>Ē</i> к [∗] , МэВ	$\sigma_E^{2*},$ MəB	σ_M^{2*} , (a.e.m.) ²	$ \begin{array}{c} C_m, \\ (a.e.M.)^2/M \ni B, \\ d^2 \tilde{V} / d\eta^2, \\ M \ni B \end{array} $
				Реакция	я (¹⁶ О, <i>f</i>), E(¹⁶ O)	= 145 M	эB		
¹⁹⁸ Pt	²¹⁴ Rn**	34,56 1237 0,731	88,1	3,60 2,49	1,93 1,63	3,6 4,4	153±3 156 149	165±12 160 112	236±9 224 190	116±6 23,79
¹⁹⁸ Pt	²¹⁴ Rn	34,56 1237 0,731	80,7	3,48 2,30	1,86 1,51	3,1	154±3 148	143±10 108	201±8 160	108±6 26,33
²⁴⁹ Cf	²⁶⁵ 106	42,40 1749 0,899	88,3	4,49 2,23	1,89 1,42	4,7	206±5 194	720±50 540	664±27 — 628	442±38 9,92
Реакция (20 Ne, <i>f</i>), $E(^{20}$ Ne) = 120 МэВ										
²⁴⁹ Cf	²⁶⁹ 108	43,36 1870 0,917	55,5	4,62 2,30	1,49 1,24	3,1	211±5 198	640±45 — 545	725±29 — 688	555±41 8,15

^{*} Первые значения — экспериментальные, вторые — исправленные на испускание мгновенных нейтронов деления (\bar{v}_{post}); третьи — экстраполированные: для \bar{E}_{κ} к $\bar{l}^2 = 0$, для σ_E^2 к $\theta_0 = 1,5$ МэВ, для σ_M^2 к $\bar{l}^2 = 400\hbar^2$, как в [12].

^{**} Отмеченная реакция измерена в работе [12] при энергии ¹⁶О 128 МэВ. Как видно из таблицы, данные, полученные в предыдущем и настоящем измерениях, находятся в хорошем согласии.

6) \overline{v}_{pre} и \overline{v}_{post} — средние числа нейтронов, испускаемых, соответственно, до деления и из осколков (мгновенные нейтроны). Обе характеристики необходимо знать при обработке результатов измерений: \overline{v}_{pre} для определения $\theta_{3\phi\phi}$, \overline{v}_{post} для введения поправок в моменты ЭР и МР;

7) параметры $C_{\rm T}$ и $d^2 \tilde{V} / d\eta^2$ характеризуют устойчивость делящихся ядер к масс-асимметричным вариациям формы [1, 12].

Как проводился расчет величин, приведенных в пунктах 1—7, подробно изложено в работе [12].

Обсуждение экспериментальных результатов

На рисунке *а*, *б* представлены экспериментальные данные о дисперсиях σ_E^2 и σ_M^2 [6, 9—12, 14] и результаты их расчета по диффузионной модели [5] для области x > 0,5. Зачерненными значками показаны данные для сильно асимметричных систем ион — мишень $(A_t / A_i > 10)$ [11, 12], открытыми — реакции с $A_t / A_i < 10$ [9—11, 14]; звездочками — данные для реакций с легкими заряженными частицами ($A \le 4$) [6].



Рассмотренные реакции заметно отличаются по энергии возбуждения во входном канале. Тем не менее по эффективной температуре $\theta_{эф\phi}$, определяющей наблюдаемую величину дисперсий, отличия невелики (< 20 %). Выравнивание $\theta_{э\phi\phi}$ происходит из-за эмиссии нейтронов до деления. Яркая демонстрация этого эффекта дана в работах [15—17], посвященных исследованию \overline{v}_{pre} и \overline{v}_{post} и непосредственно показывающих, что, несмотря на значительные различия в полном выходе нейтронов $\overline{v} = \overline{v}_{pre} + \overline{v}_{post}$, число делительных нейтронов \overline{v}_{post} (соответственно, в среднем, энергия возбуждения и тем более температура делящихся ядер) слабо зависит от параметров исходных ядер. Отметим также достаточно малое влияние углового момента на σ_E^2 и σ_M^2 [6], которые при сопоставлении данных на рисунке нами не учитывались.

Остановимся сначала на *х*-зависимости массовых дисперсий (рисунок *a*). Совокупность данных настоящего эксперимента и работы [12] согласуется как с результатами исследований в «инверсных» реакциях ${}^{A}Z_{t}({}^{238}\text{U}, f)$ для мишеней легче ${}^{27}\text{Al}[11](A_{t}/A_{i} > 10)$, так и с теоретическими расчетами по диффузионной модели [5] (сплошная кривая). Важным фактором, объединяющим эту информацию в физически единое целое, является выполнение условия о слиянии налетающего иона с ядром мишени и образованием составного ядра, которое испытывает «истинное» деление.

С увеличением ${}^{A}Z_{i}$ ядер мишеней [11] величины дисперсий σ_{M}^{2} резко возрастают, достигая значений в несколько раз больших в сравнении с нашими результатами в области $x \approx 0.9$ и расчетной кривой [5]. Зависимости $\sigma_{M}^{2}(x)$ в области $x \approx 0.9$ (при различных асимметриях входного канала), как видно из рисунка *a*, отличаются больше чем на порядок. Приведенные на этом рисунке точки можно описать сплошной кривой, соответствующей расчетам по диффузионной модели [5] и пунктирной прямой, проведенной через открытые точки, которым соответствуют реакции с отношением $A_{t}/A_{i} < 10$ в области x > 0.85. Если ввести величину, определяющую скорость изменения σ_{M}^{2} , $d \sigma_{M}^{2}/dx$, то для «истинного» деления $d \sigma_{M}^{2}/dx \le 3 \cdot 10^{3}$ (а.е.м.)², а для ветви, показанной пунктиром, $d \sigma_{M}^{2}/dx \ge 5 \cdot 10^{4}$ (а.е.м.)². На пунктирную кривую также ложатся значения σ_{M}^{2} полученные в реакциях 232 Th, 238 U, 243 Am (40 Ar, *f*), взятые из [9]. Таким образом, можно полагать, что в систематике $\sigma_{M}^{2}(x)$ существуют две

ветви. Одна, непосредственно изучавшаяся нами, в сильно асимметричных комбинациях ион — мишень в области $0,69 \le x \le 0,92$ соответствует «истинному» делению составных ядер, другая, если следовать классификации [11, 14], — квазиделению, в котором стадия полного слияния не достигается и образовавшаяся система проходит лишь позднюю часть эволюции составного ядра, подвергающегося делению. Эти физически разные ситуации в области x > 0.85 разделяются по критерию асимметрии ион — мишень ($A_t / A_i > 10$ и $A_t/A_i < 10$). Сильное различие в дисперсиях массовых распределений в области х≥0,9 возможно возникает вследствие того, что при квазиделении не происходит релаксации по масс-асимметричной коллективной переменной, время которой, по оценкам из работ [11, 18], составляет величину $\tau_M \simeq 5 \cdot 10^{-21}$ с, тогда как только время спуска при «истинном» делении составных ядер в области $x \simeq 0.9$ существенно больше, $\tau_f \simeq 5 \cdot 10^{-20}$ с [5]. Иными словами, время «истинного» деления x_f и квазиделения x_{af} отличаются в нашем случае не менее чем на порядок. Следует отметить, что в области x < 0,85 на доактинидных ядрах-мишенях в реакциях (40 Ar, f) при отношении 10 полученные в [10] величины σ_M^2 хорошо согласуются как с теоретической кривой [5], так и с результатами работы [12].

В исследуемых реакциях нами также были измерены энергетические распределения осколков деления и их полная кинетическая энергия. Как видно из рисунка δ , с увеличением $x \sigma_E^2$ монотонно растет. Этот рост можно характеризовать производной $d \sigma_E^2/dx$ одного порядка с $d \sigma_M^2/dx$ для «истинного» деления. При этом вклад квазиделения в реакциях с ионами тяжелее ²⁷Al [11] в области x > 0,85 не приводит к резкому изменению *x*-зависимости σ_E^2 .

Заключение

Таким образом, на основании анализа результатов этой работы и работы [12], в которых проведены измерения МЭР осколков деления ядер в области $33 \le Z^2/A \le 44$ (0,69 $\le x \le 0.92$) в реакциях с налетающими ионами ¹²C, ¹⁶O, ²⁰Ne, можно сделать следующие выводы.

1. Согласие результатов данного цикла измерений и теоретических расчетов по диффузионной модели [5] позволяет надежно оценить масштаб масс-асимметричной деформации при делении возбужденных ядер, протекающем через стадию полного слияния. Для такого («истинного») деления ядер, при энергии налетающего иона $E_i \leq 10$ МэВ/нуклон, в области x > 0,85 характерны оценки асимметрии входного канала $A_t/A_i < 10$ и дисперсии σ_E^2 , σ_M^2 меньше 10^3 (MэB)² и (а. е. м.)² соответственно при $d \sigma_E^2/dx$ и $d \sigma_M^2/dx < 3 \cdot 10^2$.

2. Квазиделение отличается существенно большей величиной массовой дисперсии, но мало отличается от деления составных ядер по энергетическим характеристикам ($E_{\kappa}, \sigma_{E}^{2}$).

Авторы благодарны профессору Ю. Ц. Оганесяну за поддержку при проведении настоящей работы, мы также признательны Б.И. Пустыльнику, Ю. А. Музычке за плодотворные обсуждения и ценные советы, Г. В. Букланову за изготовление мишени из ²⁴⁹Cf.

Литература

- 1. Струтинский В. М. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1891, 1900.
- 2. Swiatecki W. J. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1980. V. 4. P. 383.
- 3. Nix J. R. // Nucl. Phys. 1969. V. A130. P, 241.
- 4. Myers W. D., Swiatecki W. J. // Ark. Fis. 1967. V. 36. P. 343.
- 5. Адеев Г. Д. и др. // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 1229.
- 6. Иткис М. Г. и др. // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 701.
- 7. Karamian S. A. et al. // Phys. Chem. Fission. Vienna: IAEA, 1969. V. 1. P. 759.
- 8. Карамян С. А. и др. // ЯФ. 1969. Т. 9. С. 715.
- 9. *Kalpakchieva R. G. et al.* // Nukleonika. 1979. V. 24. P. 417. *Hanappe F. et al.* // Phys. Chem. Fission. Vienna: IAEA, 1974. V. 2, P. 2.89. *Зодан Х. и dp.* // Краткие сообщения ОИЯ1Г 4-84. Дубна, 1984. С. 15.
- 10. Sahm C.-C. et al. // Z. Phys. 1980. V. A297. P. 241.
- 11. Shen W. Q. et al. // Phys. Rev. 1987. V. G36. P. 115.
- 12. Иткис М. Г. и др. // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 23.
- 13. Чубарян Г. Г. и др. Препринт ОИЯИ 13-85-754. Дубна, 1985.
- 14. Bock R: et al. // Nucl. Phys. 1982. V. A388. P. 334.
- 15. Newton J. O. et al. // Nucl. Phys. 1988. V. A483. P. 126. 18.
- 16. Hinde D. J. et.al. // Nucl. Phys. 1989. V. A502. P. 497c.
- 17. Нютон Дж. // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. С. 821.
- Negele J. W. et al. // Phys. Rev. 1978. V. C17. P. 1098. Carjan N. et al. // Nucl. Phys. 1986. V. A452. P. 381.

THE ¹⁶O AND ²⁰Ne ION-INDUCED FISSION OF ²⁴⁹Cf

Chyubaryan G. G., Lukyanov S.M., Panionzhkevich Yu. E., Salamatin V. S., Itkis M. G., Okolovich V. N., Rusanov A. Ya., Smirenkin G. N.

We present the results of measuring the mass-energy distributions of fission fragments from the compound nuclei $^{265}106$ and $^{269}108$ formed in the reactions $^{249}Gf + ^{16}O$ (145 MeV) and $^{249}Cf + ^{20}Ne$ (120 MeV), respectively. The results obtained allow one to isolate a «true» fission branch in the systematics of the mass distributions. The agreement between the measured results and the diffusion-model calculations makes it possible to estimate the variations in the mass asymmetric deformation in fission if excited nuclei that proceeds via complete fusion.

воспоминания

А. А. Говердовский

Единственный портрет на стене

Георгий Николаевич Смиренкин — человек, ученый, приятный собеседник, отец и, наверное, еще много кто... У меня воспоминания о нем только самые теплые, самые уважительные. Мы никогда не работали в одной команде, да и совместных публикаций нет: как-то не сложилось. Но общения было много, много дискуссий, интересных, порой нелицеприятных, обсуждений научных вопросов, планов исследований. Работали на одном этаже здания ускорителей, жили в соседних общежитиях, вместе участвовали в конференциях. Есть что вспомнить, да и жизнь та, бурная, интересная, не забывается. Был дух науки, стремление познать новое, объяснить необъяснимое. И в центре всегда был Георгий Николаевич, окруженный многочисленными аспирантами, учениками и сотрудниками. Порой не очень просто было приблизиться к этой большой команде интересных и способных людей: часто зазнайство, чванливость отдельных ее членов отталкивало. Но ведь Георгию Николаевичу эти качества вообще не были свойственны! Внимательное и вдумчивое отношение к молодым сотрудникам, способность делиться знаниями и опытом — вот главные черты Смиренкина — ученого и человека. Мне многому удалось научиться у Георгия Николаевича, и главное, в чем признаюсь себе, — это то, что именно он привил мне привычку отрабатывать самые мелкие детали и смотреть на вещи с разных сторон, не забывая при этом основной идеи поиска или исследования. Сам он исполнял эту партию филигранно. Может быть, именно поэтому сделанное им открытие усиления квадрупольного фотоделения имеет такой яркий оттенок изысканности...

Георгий Николаевич ушел четверть века назад... Я очень тяжело переживал его кончину. Он был для меня чуть ли не единственным, кому так хотелось показать свои результаты, узнать мнение о них, оценить, в ту ли сторону иду. Его оценки всегда были молниеносны и точны, что очень стимулировало. Незадолго до кончины Георгий Николаевич зашел ко мне в кабинет, посмотрел на развешанные по стенам картинки по холодной фрагментации и сказал: «В этом есть нечто докторское...». Через год я защитил диссертацию в Дубне. «Рукописи не горят». Лучшая память на бумаге. Поэтому издание избранных трудов профессора Г. Н. Смиренкина, а это весьма внушительный том, является очень правильным шагом, имеющим и важное практическое значение. Техника устаревает, а знания нет. Концентрированное знание о фундаментальных вещах еще будет востребовано, несмотря на ужасный разгром науки в институте, который нам приходится сегодня переживать. Но уже появляются в лабораториях новые молодые пытливые ребята с блеском в глазах. И пусть последняя книга Георгия Николаевича поможет им войти в непредсказуемый бурлящий мир науки.

Два десятилетия на стене моего кабинета висит потрет Георгия Николаевича. Единственный портрет...

П. П. Дьяченко

Талантливый Физик и замечательный Человек

С Георгием Николаевичем Смиренкиным я познакомился в 1958 году. Он сыграл решающую роль в выборе мной профессии. По его рекомендации в декабре 1959 года я был принят на работу в лабораторию физики деления ядра (лаб. № 6 отдела № 11) в группу Б. Д. Кузьминова.

Георгий Николаевич, или Жора, как его звали сотрудники лаборатории, был талантливым физиком и замечательным человеком. Известно, что научные работники делятся на теоретиков и экспериментаторов. Жора обладал редким даром — он был экспериментатором и теоретиком в одном лице. Об этом свидетельствуют его научные труды, список которых насчитывает более 370 работ. Область его интересов простиралась от измерения ядерно-физических констант, необходимых для расчета реакторов, до изучения фундаментальных процессов, протекающих в ядре при делении.

Полученные под его руководством и при непосредственном участии экспериментальные данные о сечении и среднем числе мгновенных нейтронов деления для целого ряда ядер вошли в международную библиотеку ядерных данных. Исследование каналовых эффектов в энергетических зависимостях средних значений кинетической энергии осколков и числа мгновенных нейтронов при деления ядер моноэнергетическими нейтронами, а также изучение структуры барьера деления и открытие квадрупольного фотоделения четно-четных ядер позволили значительно расширить существовавшие в то время представления о механизме деления ядра.

Из списка трудов Г. Н. Смиренкина видно, что они выполнены, как правило, в соавторстве с другими сотрудниками нашего института и других институтов страны. Однако следует заметить, что в большинстве случаев автором основных идей при постановке эксперимента и интерпретации его результатов, а также «рыбы» будущей статьи, был Георгий Николаевич. Т. е. он был не просто лидером, а, как говорится, «играющим тренером» лаборатории. Мне кажется, что именно этим можно объяснить его высочайший научный уровень и почти непререкаемый авторитет в коллективе сотрудников. Поражали его энергия и работоспособность. Он мог сутками не уходить с работы, иногда даже ночуя в кабинете. Своим отношением к делу он заражал своих коллег не только в лаборатории, но и в других институтах, с которыми велось активное сотрудничество. Мне вспоминается в связи с этим то, как мы работали в 60-е годы.

Все сотрудники лаборатории (около 20 человек) размещались тогда в комнате № 204 Главного корпуса и двух стеклянных выгородках в коридоре напротив. Эксперименты велись на ускорителях в корпусе «Б» (немецкий трофейный каскадный генератор Кокрофта-Уолтона КГ-1 на 1 МэВ и наш электростатический ускоритель Ван-де-Граафа ЭГ-1 на 5 МэВ). Главный корпус и корпус «Б» были соединены подземным переходом.

Рабочая неделя в то время была 6-дневной. Ввиду вредных условий труда мы должны были работать с 8 утра до 2-х часов дня, затем по талонам спецпитания обедать в столовой и идти домой. Столовая размещалась в здании, где сейчас находится телефонная станция и Ситуационный центр. До 2-х часов дня все шло по распорядку. В 2 часа в столовую командировались два молодых сотрудника лаборатории (довольно часто одним из них был автор этих строк), которые должны были занять столы. Через некоторое время подходили возглавляемые Жорой «аксакалы» (большинству из них не было и 35 лет) и садились обедать. Обед длился около часа и больше напоминал научный семинар. Затем все во главе с Жорой возвращались в лабораторию и продолжали работать до позднего вечера.

Иногда (как правило, по субботам) задание командированным усложнялось. Помимо резервирования столов, они должны были купить и расставить на них кружки с пивом. Пиво продавалось в буфете, который располагался в правом дальнем углу обеденного зала.

Говоря о том, как Жора отдыхал, не могу не отметить, что и здесь у него был нестандартный подход. Я не припомню, чтобы он ездил в санатории или дома отдыха. Зато отлично помню коллективные поездки сотрудников лаборатории во главе с ним на рыбалку на Угру, за грибами, встречу старого Нового года на базе отдыха «Планета» на Оке в 30-градусный мороз и т. д. От него я слышал шуточное высказывание: «Только в общении с природой можно черпать силы для плодотворной творческой работы!». В этой шутке содержится суть подхода к отдыху, который, как мне кажется, исповедовал Жора — отдыхать надо для того, чтобы эффективнее работать, а не наоборот.

Я думаю, что жизнь Георгия Николаевича Смиренкина является примером служения науке или, как принято сегодня говорить, одной из важных мотиваций для выбора молодыми людьми профессии научного работника.

Юрий Оганесян

Восторженный отзыв

Когда-то, в далекой молодости, мы тоже чувствовали себя великими.

В конце 60-х годов, после того как я пролежал почти месяц в ленинградской областной больнице в Сестрорецке и написал под давлением Г. Н. Флёрова докторскую диссертацию («У Вас много свободного времени», — говорил он во время каждого ко мне визита), встал вопрос об оппонентах. К моему удивлению, ГН отнесся к этому делу весьма серьезно.

Диссертация была из области деления тяжелых ядер. В кругу физиков, работающих в области ядерного деления, я вращался давно, меня знали многие мои коллеги, теоретики и экспериментаторы. Выбрать оппонентов из своего окружения мне было совсем нетрудно. Но ГН отвел мои кандидатуры докторов-оппонентов и сказал, что он сам будет просить трех человек: А. И. Лейпунского, К. А. Петржака и И. И. Гуревича. Когда же я спросил его, зачем по вопросам деления беспокоить Гуревича, он посмотрел на меня укоризненно и сказал, что Исай Исидорович читал ему лекции по делению, когда они были еще студентами, только на разных курсах Ленинградского Политеха.

Диссертация моя была представлена в Ученый совет Лаборатории высоких энергий в Дубне (ЛВЭ, ОИЯИ, председатель Совета — А. М. Балдин). Дело происходило в конце ноября 1968 года, заседание Совета было назначено на 10 часов утра.

Проснувшись рано утром в день защиты и взглянув в окно, я обомлел. Мне стало ясно, что никакой защиты не будет. Накануне был дождь, ночью ударил мороз, шоссе покрылось льдом, превратившись в идеальный и плотный каток. А моим оппонентам ехать из Москвы в Дубну, а А. И. Лейпунскому держать путь из Обнинска; там-то и по сухой дороге более 4-х часов езды!

Тут еще возникла другая проблема. В этот день акад. Н. Н. Боголюбов назначил директорское совещание с весьма острой повесткой — распределение ресурсов по лабораториям. Все директора лабораторий и их замы по науке, естественно, направились туда. А они, в большинстве своем, являются членами этого единственного совета ОИЯИ по присуждению ученых степеней.
Но идти мне на защиту нужно, а уж там решат, как быть. Скорее всего, конечно, не быть тому, что планировалось.

Войдя в зал, я увидел милых людей из нашей лаборатории с цветами (будут торжественные «похороны»), а пройдя дальше — всех своих оппонентов. За 15 минут до начала заседания они и все члены директорского совещания ОИЯИ вошли в зал заседания Совета в ЛВЭ. Как потом выяснилось, Н. Н. Боголюбов, узнав о том, что в 10:00 начнется заседание Совета в ЛВЭ, отменил директорское совещание и попросил всех приглашенных быстро переключиться на заседание Ученого совета, как дело более важное, чем вопросы текущего финансирования.

Такие были времена. И я почувствовал, буквально плотью, что сейчас произойдет что-то неординарное, раз столько людей, наперекор обстоятельствам, собрались в это утро по поводу моей защиты.

Особенно меня поразил А. И. Лейпунский. «Как же Вы добрались к нам из Обнинска, Александр Ильич?» «В целом просто, — сказал он. — Меня предупредили о погоде, и я выехал пораньше из Обнинска: в 3:30 утра. По дороге было много аварий, но мы останавливались каждый раз ненадолго. Потихоньку доехали. Только вот что. Я хочу Вас предупредить, что отзыв я читать не буду, а скажу своими словами. Дело в том, что я попросил Георгия Николаевича Смиренкина написать отзыв на вашу диссертацию. Вернулся в Обнинск из командировки только позавчера и прочитал его творение в машине, пока ехал в Дубну. Отзыв такой восторженный, я таких рецензий просто не умею писать. Ей Богу, лучше я скажу своими словами, чем буду выражать чужие восторги (благо времени в пути было много, и я прочел всю вашу замечательную работу). А в ВАК пойдет обязательно вариант Смиренкина, пусть они там восторгаются».

Затем началась процедура защиты по всем канонам, предписанным ВАКом.

Тогда было принято, что после защиты «виновник торжества» должен отобедать со своими оппонентами. В этом был определенный смысл: в такой неформальной обстановке говорилось то, что не предназначалось для ушей членов Ученого совета.

В ресторане гостиницы «Дубна», куда многие после заседания Совета пришли пообедать, я увидел стол на 4 персоны (Флеров, Гуревич, Петржак, Лейпунский), и пятый стул, приставленный сбоку, был явно для меня. И эти люди сидели и ждали меня. Я поблагодарил их сердечно за приезд, за их время, отданное мне, и за их труд, за поздравления, конечно. Но одновременно почувствовал, что приставной 5-й стул — это лишнее. Это другое поколение. Встал, попросил прощения, что покидаю их, т. к. считаю, что им есть о чем поговорить в своем обществе (по сути, в своем поколении).

На следующий день позвонил Г. Н. Смиренкину. Рассказал о том, как все происходило. На самом деле я и сейчас плохо помню, что говорил сам на Совете, как выступали оппоненты, какие были вопросы. Начало и конец этого события были наиболее впечатляющими и вытеснили все остальное. Но, ко-

нечно, не преминул высказать ему о конфузе с «восторженным отзывом», который АИЛ^{*} держал в руках и говорил «своими словами».

«Подожди, — сказал он в трубку, — АИЛ ведь не знает причину этих «восторгов», поэтому и реакция такая. Все то, что ты написал, я, конечно, знал. Но когда я говорю об этом же самом на семинарах и конференциях, начинается спор, потом какой-то сумбур, затем переходим на высокие тона. Не понимают, что ли? А тут ты коротко, простыми словами и предельно ясно написал так, что и спорить глупо. А картиночки (графики) — просто блеск. Можно их показать и вообще ничего не говорить».

Вот это и есть Жора Смиренкин! Талантливый, быстрый, импульсивный, эмоциональный. Не может он отдельно мыслить и отдельно чувствовать. Не может, и все. И мы его за это любили и любим. За все вместе...

Дубна, 10 октября 2019 г.

^{*} Александр Ильич Лейпунский. Так его называли коллеги. (Прим. ped.)

М. Г. Иткис

Учитель, Коллега, Друг

«Годы промчались, седыми нас делая. Где чистота этих веток живых? Только зима да метель эта белая Напоминают сегодня о них»

Был морозный декабрьский вечер 1969 года. Время около 23 часов. Выхожу на перрон из электрички Москва — Обнинск и вижу напротив яркую вывеску новой, только что открытой городской гостиницы «Юбилейная», где и поселился, не зная, что командированные в Физико-энергетический институт (ФЭИ) сотрудники должны поселяться только в служебной гостинице института (на что мне было строго указано в бюро пропусков на следующее утро).

Мой первый приезд в ФЭИ был связан с сотрудничеством в области создания специальных приборов для прямого преобразования энергии осколков деления ядер в электрическую (отдел Ю. К. Гуськова) на реакторе BBP-К в ИЯФ АН КазССР. Мой руководитель в Алма-Ате В. Н. Околович (один из первых учеников Г. Н. Смиренкина, впоследствии вице-президент АН КазССР) дал мне координаты Георгия Николаевича и просил его помочь мне в этом деле. После завершения моей командировки и недолгого общения с Георгием Николаевичем я выслушал его рекомендацию, что мне лучше заняться фундаментальными вопросами физики деления ядер на циклотроне в ИЯФ АН КазССР. Эта рекомендация резко поменяла мою дальнейшую судьбу на долгие годы. И с 1970 года под руководством Г. Н. Смиренкина я активно включился в исследования процесса деления мало изученной области доактинидных ядер. 1971 год — циклотрон в ИЯФ остановлен на модернизацию и перевод его в изохронный режим для расширения экспериментальных возможностей. Чтобы не останавливать наши эксперименты, Георгий Николаевич договорился на это время продолжить их на циклотроне в ФЭИ (отдел Краснова — Огнева). Это было очень непросто, поскольку программа работ на этом ускорителе была очень загружена нейтронными исследованиями и изотопной программой, но тем не менее нам было выделено достаточное количество пучкового времени, и был получен ряд важных научных результатов.

Всё это послужило основой долговременного плодотворного сотрудничества алма-атинской группы ученых и ученых ФЭИ (А. В. Игнатюк, А. С. Тишин, Б. И. Фурсов и др.). Результатом наших совместных работ стало детальное исследование сечений деления и угловых распределений осколков деления в широкой области легких ядер $Z = 70 \div 85$, представленных в большом количестве публикаций и обобщенных в обзоре ЭЧАЯ 1977 года (н. сб., с. 298).

Георгий Николаевич, вместе с коллегами из ФЭИ, часто приезжал к нам в институт, и мы проводили время в очень интересных дискуссиях и обсуждениях различных аспектов физики деления. В процессе этого общения всем становилось ясно, что ГН, как говорили в ФЭИ, был лучшим экспериментатором среди теоретиков и лучшим теоретиком среди экспериментаторов.

Г. Н. Смиренкин был большим любителем рыбалки, и в один из наших воскресных выездов на реку Или ухитрился поймать сазана весом 10 кг. Это было очень непросто, и процесс вылавливания занял два часа раннего утреннего времени. Это был рекорд среди всех местных рыбаков.

Вспоминаю важный совет Г. Н. Смиренкина, который он дал мне в 1977 году — не переезжать в Дубну по предложению Г. Н. Флёрова, а продолжать активно свою работу в Алма-Ате. И мы начали изучать массово-энергетические распределения осколков деления ядер, в результате этих совместных исследований было впервые открыто асимметричное деление доактинидных ядер (настоящий сборник, с. 360), и получено экспериментальное доказательство существования независимых мод деления (гипотеза Туркевича — Нидэй, 1957 год).

1985 год. Ленинград, Радиевый институт. Я защищаю докторскую диссертацию, и Георгий Николаевич специально приехал, чтобы поддержать меня. Как известно, после успешной защиты хочется это дело отметить, и я попросил своего друга из Радиевого института Леонида Плескачевского организовать вечер в ресторане для небольшой компании (К. А. Петржак, Б. Д. Кузьминов, К. А. Гриднев, Ю. Ц. Оганесян, Г. Н. Смиренкин и др.). Этот ресторан находился в Петропавловской крепости, и, когда наша компания подходила к этому месту, мы встретили грустного ГН. На вопрос: «Что случилось?» мы получаем ответ: «Советских людей в этот ресторан не пускают». Леонид Плескачевский сказал нам тогда, что мы — делегация из Германии и должны говорить на каком-нибудь непонятном языке. Вечер прошел прекрасно.

1992 год, страна разваливается... Директор ЛЯРа Ю. Ц. Оганесян звонит в Алма-Ату В. Н. Околовичу и говорит, что хочет у него отнять правую руку забрать М. Г. Иткиса в Дубну. На что Околович ответил Оганесяну: «Иткис не поедет в Дубну». Я об этом узнал от Околовича лишь спустя три месяца и позвонил Г. Н. Смиренкину. Спросил, что делать. В ответ Георгий Николаевич попросил день на раздумье. После чего позвонил мне и дал свой совет: «Переезжай в Дубну». Это был опять резкий поворот в жизни моей семьи и моей судьбе. За что я ему благодарен по сей день. После переезда в Дубну наше сотрудничество продолжалось достаточно активно на базе ускорителей ЛЯР ОИЯИ. Исследования специфических особенностей деления ядер, проведенные ранее для реакций с легкими заряженными частицами, были продолжены для реакций с тяжелыми ионами. Основные результаты этих работ отражены в обзоре (н. сб., с. 478), одной из последних работ Георгия Николаевича.

Светлую память о моем учителе и друге я буду хранить до конца своих дней.

В. М. Куприянов

От признательного ученика

Я пришел в лабораторию Г. Н. Смиренкина в 1969 году лаборантом. В то время я учился на вечернем факультете Обнинского филиала МИФИ и на предыдущем месте работы специализировался на разработке и изготовлении электронно-измерительных устройств.

Первая встреча с начальником была достаточно короткой, но произвела на меня большое впечатление. Он спросил, знаком ли я с полупроводниковой техникой (в те времена основные измерительные устройства изготавливались на основе электронно-вакуумных ламп). Я ответил, что кое-что умею, но если надо — изучу. «Вот и хорошо», — сказал Георгий Николаевич и отправил меня к электронщикам-профессионалам, которые разрабатывали десятиканальное пересчетное устройство специально для новой программы многоканальных исследований деления ядер. Таким образом, мне сразу было доверено серьезное и ответственное самостоятельное дело. Позже я не раз убеждался в том, что одной из особых черт его характера была готовность доверить подчиненным большие куски ответственной работы.

Исследовательская программа, в реализации которой участвовала наша группа под руководством тогда еще молодого специалиста Б. И. Фурсова, была нацелена на прецизионное измерение сечений деления нейтронами основных актинидных ядер в реакторном диапазоне энергии нейтронов. Работа велась для создания государственного стандарта важнейших ядерных данных. Именно с этой гранью широкого спектра научных и экспериментальных интересов Георгия Николаевича я оказался знаком ближе всего.

Программа исследований реализовывалась в течение почти десяти лет, на протяжении которых Георгию Николаевичу удавалось не только управлять методическим и технологическими аспектами нашей экспериментальной деятельности, но и вовлекать нас в интерпретацию результатов измерений с целью обоснования фундаментальных теоретических положений ядерной физики. Эти интерпретации позволяли строить новую модель деления тяжелых ядер — модель «двугорбого барьера деления», разрабатываемую тогда мировым со-

обществом физиков-ядерщиков, в том числе теоретиками ФЭИ (А. В. Игнатюком, Н. С. Работновым и др.).

Участвуя в этой работе, мне удалось почувствовать еще одну черту Георгия Николаевича — умение оптимально объединять доступные ему материальные и интеллектуальные ресурсы коллектива. Так, например, когда нужда в разработке электронных устройств для измерений закончилась из-за стандартизации измерительной техники, он предложил мне освоить программирование для ЭВМ и приложил много усилий для того, чтобы мы, вместе с другими его аспирантами, освоили модельные описания процесса деления, необходимые для компьютерной обработки многочисленной информации о процессе деления ядер.

Как я сейчас понимаю, глубокое понимание экспериментальных тонкостей используемых методик одновременно с владением математическим аппаратом анализа позволило руководимому им коллективу не только предоставить заказчику (Минсредмаш) прецизионные данные, явившиеся основой отечественного стандарта сечений деления тяжелых ядер, признанного на самом высоком международном уровне (МАГАТЭ и другие ядерные центры), но и построить эффективную феноменологическую систематику барьеров деления тяжелых ядер, предсказывающую сечения деления для минорных актинидов, не имеющих экспериментальных данных. Эта систематика широко использовалась во многих справочных данных, связанных с анализом перспективных методов переработки и хранения ядерных отходов.

Публикация большого цикла результирующих работ в журналах «Ядерная физика» и «Атомная энергия» (1967—1990 гг.) позволила нам, его аспирантам (К. Истеков, Н. Каипбаев, В. М. Куприянов, М. И. Свирин, Ю. Б. Остапенко и др.), успешно защитить кандидатские диссертации. Систематика барьеров деления тяжелых ядер легла в основу совокупности справочных данных по расчету вероятностей деления тяжелых ядер и по сегодняшний день используется специалистами-ядерщиками, в частности при оценке ядерной безопасности хранилищ ядерных отходов.

Г. А. Кудяев

Спасибо, Учитель

Начало 1984 года. Мы благополучно готовились покинуть стены Обнинского филиала МИФИ. Последний барьер в виде государственного экзамена по «научному коммунизму» был к тому времени успешно взят. Красный диплом МИФИ по специальности «прикладная математика» — практически в кармане. Будущее рисовалось в виде бесконечного набора модных «зубодробительных» формул, временных рядов, дифференциальных уравнений и, конечно, в виде успеха на службе Отечеству в качестве сначала молодых и талантливых, а потом — солидных и заслуженных ученых или специалистов. Правда, как это должно сложиться в реальности, было неясно. Что нас тогда нимало не смущало. Хватало молодости и уверенности в собственных силах.

Все разрешилось неожиданно быстро. Как-то по утру, отметив очередной раз по студенческим стандартам фактическое окончание учебы, идя завтракать в кафе при общежитии, трое друзей (включая меня) повстречали одного из преподавателей, тесно связанного по роду деятельности с ФЭИ. Он заявил, что нас хотел бы видеть известный профессор из ФЭИ, которому нужны молодые математики, хорошо разбирающиеся в применении современной вычислительной техники в физических расчетах. Узнав фамилию этого профессора и не страдая от недостатка тщеславия, мы бросились наводить справки на предмет соответствия этого предложения нашим ожиданиям. Очень быстро выяснилось, что, по мнению людей осведомленных, это — какая-то ошибка, потому что профессор Г. Н. Смиренкин настолько известен и «серьезен», что получить такое предложение просто так, без чьей-либо протекции — невозможно.

«Историческая» для меня встреча состоялась следующим утром. Первое впечатление было неожиданным. В пришедшем человеке оказалось очень трудно сразу распознать заслуженного ученого, да еще и с мировым именем. Манера одеваться и простота в общении этому не способствовали. Однако после получаса разговора нам очень захотелось принять это предложение. Тем более что трудоустройство в ФЭИ с предоставлением жилья представлялось заманчивым и с меркантильной точки зрения. Вскоре мы впервые прошли через проходную института в качестве практикантов-дипломников лаборатории № 6, которой в то время руководил Г. Н. Смиренкин. С этого момента Георгий Николаевич стал для меня не только руководителем, но и Учителем в полном смысле этого слова, человеком, которому я обязан большей частью того, чему научился, и всем, чего добился по сей день.

Дальше была жизнь и работа. Физика деления атомных ядер и настоящая и серьезная школа жизни. Все было непросто. Менялась жизнь, переоценивались общественные ценности. Профессия ученого-физика перестала быть не только престижной, но перестала, в прямом смысле этого слова, кормить семьи. Не менялись только принципы и Георгия Николаевича, и большинства людей, его окружающих.

Георгий Николаевич, при всей своей солидности, был человеком эмоциональным и увлекающимся. Например, «влюбимшись» в идею построения демократии в России специально ездил в Москву, чтобы несколько раз проголосовать на разных участках по открепительному талону за Б. Н. Ельцина. Убедившись же довольно быстро в неискренности политиков, готов был идти на баррикады, чтобы восстановить справедливость.

Принципы и правила у профессора Смиренкина были по большей части простые и понятные, хотя не всегда характерные для людей, уже добившихся высокого положения в науке и, соответственно, в обществе. Здесь не получится рассказать обо всем подробно. Вот только несколько случаев.

Будучи еще студентом, я, как мне показалось, нашел ошибку в выкладках в одной из уже опубликованных работ учителя и его коллег. Дважды проверив и внутренне торжествуя, пошел к профессору, правда, немного побаиваясь. Георгий Николаевич похвалил студента, а через час принес лист бумаги с новыми выкладками и отдал его мне со словами: «Гена, посмотри, пожалуйста, может быть, я опять ошибся». У меня покраснели уши, потому что я сразу увидел свою ошибку. То было правило первое — никакого чванства. Он ведь мог с высоты своего положения просто выставить меня за дверь.

В другой раз мы готовили статью к публикации. Это была первая печатная работа, где я был соавтором. Назавтра предстояло представить материал на секции НТС отдела. Надо сказать, что на пути любой научной работы к публикации это было самое серьезное испытание. Докладывать предстояло сообществу высоких профессионалов своего дела, к тому же иногда очень критически настроенных. Одним словом, могли «вынести». Успокаивало то, что мой номер в этой истории — последний. Проработал я к тому времени в лаборатории чуть меньше года и был уверен, что это «чистилище» преодолеет кто-то другой, постарше и поавторитетнее. Тут заходит Георгий Николаевич и заявляет: «Имей в виду, докладывать — тебе, потому как я за соавторов результаты совместных работ не докладываю». Секция прошла успешно, работу выпустили, а правило — всегда отвечать самому за свои результаты — осталось навсегда.

Потом их было много: и поучительных случаев, и вынесенных из них правил. Расскажу о самом главном и для меня напутствии профессора Сми-

ренкина. Однажды в начале девяностых годов, то есть в самое трудное для самооценки время, увидев грусть в моих глазах и в глазах моих друзей по поводу кажущегося нам трагическим несоответствия между потраченными усилиями и достигнутыми на тот момент результатами, Георгий Николаевич сказал: «Ребята, работайте, успех к вам придет. Я в этом уверен». По-моему, мудрее не скажешь.

Георгий Николаевич обладал редкой способностью притягивать к себе всех, кто серьезно интересовался и «болел» физикой ядра, и в особенности физикой деления. Где бы он ни появлялся: в Дубне, в Радиевом институте, в Алма-Ате — везде возникал круг общения, центром которого был он. Помню огромное количество споров вокруг тех или иных проблем. Помню дух этого общения, помню повышенные тона, которые часто возникали. И по сей день я уверен, что так и должно быть в тех случаях, когда речь идет о поисках истины. Именно на таких людях, как Георгий Николаевич, держится успех в любой созидательной и по-настоящему творческой деятельности.

А. В. Игнатюк

Долгие годы сотрудничества...

Мои контакты с Г. Н. Смиренкиным возникли, наверное, в 1966—1967 гг., но в тесное сотрудничество они переросли только в середине 1968 г. В это время я уже закончил черновой вариант своей кандидатской диссертации, но для ее представления к защите надо было дождаться публикации основных результатов. Я использовал освободившееся время для лучшего ознакомления с другими задачами отделения, и работы Георгия Николаевича, естественно, привлекли мое внимание.

В июле 1968 г. в Дубне проходила большая международная конференция по «Структуре атомных ядер», на которой был представлен доклад В. М. Струтинского с изложением основных положений модели двугорбого барьера. В обсуждениях доклада Л. Н. Усачев кратко представил результаты ФЭИ по исследованиям фотоделения, которые поддерживали идеи новой модели. После конференции эти идеи весьма бурно обсуждались на семинарах теоретического отдела, но было ясно, что их еще надо трансформировать в математические формулы, которые можно использовать для непосредственного анализа экспериментальных данных.

В упомянутом выше докладе в качестве одного из подтверждений новой модели была показана резонансная структура, наблюдаемая группой П. Е. Воротникова в сечении подбарьерного деления нейтронами ²³²Th. Такую структуру нельзя объяснить в рамках модели одногорбого барьера деления, но её можно интерпретировать как свидетельство о каких-то связанных состояниях в яме двугорбого барьера. Обсудив эту информацию, мы с Н. С. Работновым пытались построить какую-то простую модель, демонстрирующую главные особенности двугорбого барьера. Провозившись неделю с громоздкими, но не очень сложными вычислениями, мы получили в квазиклассическом приближении простые аналитические формулы для проницаемости двугорбого барьера. После нескольких обсуждений с ГН мы поняли, что эти формулы можно применять с соответствующими модификациями не только к резонансу ²³²Th, но и к более широкому классу структур, наблюдаемых в близлежащих ядрах.

Статья о квазиклассических формулах в соавторстве с ГН была направлена в «Physics Letters» и опубликована весной 1969 г.

Осенью 1968 г. мы встречались с ГН несколько раз в неделю и обсуждали с авторами экспериментальных данных, как достичь количественного описания всей совокупности каналовых структур, наблюдаемых в дифференциальных сечениях деления актинидов нейтронами и гамма-квантами. Квазиклассические формулы дают только примеры ожидаемых подбарьерных и околобарьерных структур сечений деления ядер, но для реального анализа необходимо связать эти формулы с соотношениями стандартной оптической модели ядра, определяющими сечения образования составного ядра, и ширинами распада ядра по нейтронным каналам, конкурирующим с делительными каналами. Первые примеры такого анализа были представлены мной в нашем совместном докладе на 4-м Совещании по физике деления ядер в Димитровграде (ноябрь 1968 т.) и несколько позднее на 19-м Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии в Ереване (февраль 1969 г.). Окончательная версия этих докладов была опубликована в соавторстве со всеми авторами экспериментальных данных в материалах «2-го Международного симпозиума по физике и химии деления», проведенного в Вене (июль 1969 г.).

Модель двугорбого барьера была поддержана в Вене большинством зарубежных ученых, но нашлись и противники модели. Как ни странно, большее число противников было в Курчатовском институте, в котором в те годы работал В. М. Струтинский. В числе противников оказался и П. Е. Воротников, который многие годы искал какое-то другое объяснение своих данных, но не преуспел в поисках. В последующие годы в работах ГН и его коллег был накоплен столь большой экспериментальный материал о структуре барьеров деления, что серьезных противников модели в конце 70-х годов уже не оставалось.

В середине осени 1969 г. нам было предложено выступить по вопросам двугорбой модели деления на семинаре академика П. Л. Капицы в Институте физических проблем (Москва).

Это предложение было престижным, но, несомненно, и очень ответственным для нас, так как надо было представлять наши работы специалистам высокого уровня в других областях физики, но значительно менее информированных о проблемах ядерной физики. Согласно многолетней традиции семинара, заимствованной от Резерфорда, выступать должны были два докладчика, каждому из которых давалось 45 мин на основную часть доклада и дополнительных 15 мин на вопросы и обсуждения. Время контролировалось председателем и никогда не превышалось. Вторым докладчиком на семинаре был Е. П. Велихов, который в те годы был еще только членом-корреспондентом АН СССР и разрабатывал магнитогидродинамические методы производства электричества.

Наш доклад был сокращенным вариантом Венского доклада, дополненного краткой информацией о современном состоянии фундаментальных моделей ядерной физики. Мы все первоначально решили, что докладчиком с нашей стороны должен быть ГН. Но он категорически отказался и убедил всех поручить представление доклада мне, как наиболее свободно владеющему формулами доклада. При этом было согласовано, что при дополнительных вопросах отвечать может любой из соавторов доклада. На семинар вместе со мной поехали ГН и С. А. Солдатов, а уже в зале заседаний присоединились наши соавторы из ИФП — С. П. Капица и Ю. М. Ципенюк.

Представление обоих докладов прошло нормально, и их обсуждение было весьма доброжелательным. После окончания семинара П. Л. Капица пригласил соавторов докладов на чаепитие в свой дом, который находился на территории института. Чаепитие с бутербродами и пирогами продолжалось около двух часов, и осталось впечатление, что мы все участвовали в какой-то общей беседе о путях развития науки, малой, но важной частью которой мы можем считать и себя. Конечно, мы с большим вниманием ловили каждое слово Петра Леонидовича, но, вернувшись домой, я не мог вспомнить никаких его высказываний о представленных докладах. Сохранилось лишь ощущение прекрасно проведенного вечера. Важным, конечно, результатом семинара было одобрение сотрудничества ИФП с ФЭИ и последующая многолетняя поддержка работ по фотоделению ядер на микротроне ИФП.

Сотрудничество с лабораторией ГН по модели двугорбого барьера продолжалось еще более двадцати лет, но его начальные годы хранятся в моей памяти как одно из наиболее ярких впечатлений прожитой жизни.

Зимой 1971 г. ГН предложил мне прочитать в ИЯИ КазССР курс лекций по статистической теории ядерных реакций. В этом институте готовилась большая программа измерений на циклотроне ИЯИ сечений деления доактинидных ядер легкими заряженными частицами. Это направление исследований лаборатории В. Н. Околовича было в значительной мере инициировано ГН, и они оба хотели как можно быстрее ознакомить молодёжь лаборатории не только с намеченными методами измерений сечений, но и с основными методами их теоретического описания. В конце зимы, в течение двухнедельной командировки, 20-часовой курс лекций был мною представлен, и время между лекциями оказалось почти целиком заполненным обсуждениями со мной и ГН не только вопросов физики деления, но и других задач ядерной физики, которыми занимались сотрудники соседних лабораторий. Эти лекции явились фактическим началом моего более чем десятилетнего сотрудничества с ИЯИ.

Измерения сечений деления проводились, естественно, в Алма-Ате, но теоретический анализ данных концентрировался в ФЭИ, куда многократно приезжали сотрудники ИЯИ.

Главной задачей исследований было определение барьеров деления доактинидных ядер и изучение статистических свойств возбужденных ядер как при равновесных деформациях, так и в аномально деформированных переходных состояниях. Основной статистической характеристикой ядер является плотность возбужденных уровней, и методы ее моделирования многие годы разрабатывались в теоретическом отделе ФЭИ. Огромный объем экспериментальных данных, полученный алма-атинской группой, явился прекрасным материалом для проверки этих моделей. На его основе удалось проследить перестройку оболочечных эффектов с ростом возбуждения ядер, изучить влияние парных корреляций нуклонов при различных деформациях ядер, продемонстрировать важную роль ротационного увеличения плотности уровней для моделирования характеристик ядер.

Детальное рассмотрение этих эффектов содержится в обзоре ЭЧАЯ 1985 г., включенном в настоящий сборник.

В первые годы сотрудничества с ИЯИ КазССР мы с ГН посещали Алма-Ату каждый год на две-три недели для согласования методов анализа данных и написания соответствующих статей. Несмотря на круглосуточную работу, закончить статью за время командировки никогда не удавалось, её завершение продолжалось еще месяцами. Тем не менее направить в «Ядерную физику» две статьи в год нам, как правило, удавалось.

Конечно, у нас были и выходные, которые мы использовали для знакомства с прекрасными окрестностями города. Неоднократно посещали каток Медео и высотную плотину над ним, однажды даже взяли коньки напрокат и катались с огромным удовольствием вместе в М. Г. Иткисом и А. С. Тишиным под жаркими лучами яркого майского солнца. В один из приездов, в середине весны, ездили на Станцию изучения космических лучей Института высоких энергий КазССР на перевале Джусалы-Кезень и по дороге любовались очарованием цветения абрикосовых деревьев в окружении снежных горных вершин. В другой приезд, в начале осени, ездили на недавно построенное Капчагайское водохранилище, голые берега которого только начинали застраиваться базами отдыха и дачами местных жителей. Решились даже искупаться, несмотря на холодную воду водохранилища, наполняемого горными реками.

К началу 80-х годов измерения сечений в ИЯИ фактически закончились из-за исчерпания доступных мишеней. Было выбрано новое направление работ — изучение «холодного» асимметричного деления доактинидных ядер. Ввиду малой вероятности такого способа деления, измерения потребовали создания совершенно новой электронной техники и больших времен работы циклотрона. Группой М. Г. Иткиса, с привлечением новых сотрудников, технические проблемы были успешно преодолены, и была получена уникальная экспериментальная информация о массовых распределениях и кинетических энергиях продуктов деления доактинидных ядер. ГН участвовал во всех этапах этих работ, но уже без меня. Я восхищался полученными моими коллегами результатами, но круг моих основных интересов сместился к другим задачам.

Все годы нашего сотрудничества я ощущал очарование личности ГН, его доброжелательность к окружающим, увлеченность наукой и поразительную работоспособность. Его глубокие знания всех сторон физики деления ядер делали каждое общение с ним очень плодотворным.

Светлый образ Георгия Николаевича я навсегда сохраню в моей памяти.

В. Е. Рудников

Путешествие на юг

О том, что ГН был заядлым рыбаком, известно было многим, но далеко не все знали — каким он был рыбаком, с каким восторгом предавался любимому увлечению, с какой страстью рвался в неизведанные щучьи края и как радовался, когда выходил победителем в схватке с зубастой хищницей! ГН не был классическим удильщиком, он не мог часами сидеть на берегу и смотреть неотрывно на поплавок. Он признавал одну только ловлю — на жерлицу, на живца. Его увлекала борьба один на один с серьезным противником, когда леска звенит, как натянутая струна, режет побелевшие от напряжения пальцы, сердце колотится и готово выскочить из груди и крупные капли пота обильно покрывают разгоряченное борьбой лицо. Как настоящий профессионал-жерличник, он отлично ориентировался на любом, даже незнакомом ему, водоеме, безошибочно находя места стоянки крупной щуки, умело расставлял жерлицы и одному ему известным способом насаживал живцов на двойники так, что они могли целый день оставаться живыми. Снасть у него была верхом совершенства — жерлицы, изящно вырезанные лабораторным механиком дядей Петей Хреновым на токарном станке из текстолита с пружиной из бериллиевой бронзы, были не только произведением искусства, которое приятно взять в руки и долго ими любоваться, но и служили безотказно, благодаря особой тонкой регулировке пружины, рассчитанной на разные усилия в зависимости от величины добычи.

Обычно поездки на рыбалку совершались на ближайшие реки: Протву, Угру, Вазузу, но всегда хотелось чего-то большего, душа рвалась в места незнакомые, безлюдные, в дикие заповедные края, где нетронутая человеком природа, кристально чистые реки, кишащие, как хотелось верить, щучьими монстрами.

Такая возможность представилась, когда в середине семидесятых годов ГН стал счастливым обладателем новенького «Москвича». У порога стоял сверкающий свежей краской автомобиль, в кармане лежали только что выданные права; выбор нового рыбацкого «эльдорадо» не заставил себя долго ждать — река Десна на самом юге Брянщины. В те времена Киевское шоссе еще не было полностью асфальтировано, и наш путь лежал по Симферопольской трассе до Орла с поворотом на Брянск и далее вдоль Десны до старинного русского городка Трубчевска.

К вечеру добрались. Городок маленький, провинциальный, привольно раскинувшийся на высоком берегу красавицы Десны, утопающий зимой в снегах, а летом купающийся в лучах жаркого солнца. Подруливаем к нужному нам дому. Заранее предупрежденные, хозяева встречают гостей на крыльце, из машины выходит ГН, протягивает руку:

— Жора!

Напряжение встречи сняло как рукой. Через мгновение мы оказались за столом, заваленным домашней снедью, что оказалось весьма кстати: вспомнили — с утра во рту ни крошки.

На следующий день нам предстоял заброс вниз по реке километров на пятнадцать. Доставить к месту рыбалки взялся соседский парнишка Игорек. На берегу быстро выгрузили машину, перенесли в лодку снасти, провиант, снаряжение — все, что требуется для жизни вдали от цивилизации. Осталось отогнать машину в город на место стоянки и можно отправляться в путь. ГН сел за руль, и тут случилось непредвиденное — наш верный автомобиль отказался заводиться. Самый продвинутый из нас по части техники, Матвеич, почесав затылок, заключил:

— Сел аккумулятор, надо толкать!

Впряглись втроем и начали катать ГН по берегу Десны — машина упрямо не хотела заводиться. Окончательно отчаявшись и совершенно обессилив, присели отдохнуть. ГН подошел к нам, хитро улыбнулся и попросил последний раз его толкнуть. Пошли ему навстречу и, о чудо! — машина фыркнула, дернулась и поехала сама. Довольный ГН отогнал машину в город и только через несколько дней признался, что, когда мы его катали, изнемогая, по берегу реки, он забыл включить зажигание.

Путешествие продолжилось по воде. Красива Десна в любое время года, но особенно весной в половодье, когда, широко разлившись по заливным лугам, деснянская вода подходит к самой кромке далекого леса. Впереди показалось заветное местечко. Выгружаемся на берег и сразу начинаем обустраивать бивуак: устанавливаем палатку, устраиваем кострище, заготавливаем дрова.

Как принято у всех рыбаков, первый вечер у костра — это начало рыбалки. И пусть рыба еще плавает в реке и даже снасти еще не распакованы: праздник уже начался — праздник души, когда человек оторвавшись от мира, городской суеты, теряет счет времени и уходит в мир первобытного состояния — мир покоя и природы. Не случайно говорят, что время, проведенное на рыбалке, в счет жизни не засчитывается.

Далеко за полночь, напившись вдоволь душистого чая, настоянного на веточках с уже набухшими почками черной смородины, кусты которой вперемежку с зарослями колючей ежевики тянутся далеко вдоль обрывистого берега реки, отправились по одному укладываться на ночлег в палатку. У костра остался ГН. Он сидел, пригревшись, у огня, смотрел на догорающий костер и думал о чем-то своем. Может быть, вспоминал далекое военное детство, голодные университетские годы, а может быть, ему не давал покоя пресловутый двухгорбый барьер. В сотый раз ГН задавал себе один и тот же вопрос — почему ему не удается убедить Воротникова и других коллег Курчатовского института в оправданности новой модели деления? Однако пора идти спать. Он попытался встать и вдруг, покачнувшись, упал на раскаленные угли костра...

Утром первым из палатки вылез Игорек, с удовольствием попил холодной водички и начал разводить костер. Матвеич открыл глаза и решил, что пришла пора проверять не поставленные с вечера жерлицы, и принялся спускаться с берега к лодке, но промахнулся и стал рядом с лодкой, высоко поднимая ноги, заходить в реку, при этом он никак не мог понять, почему голова еще сухая, а вода уже по пояс. К счастью, это все происходило на наших глазах, и мы быстро вытащили его на берег. Последним на свет появился ГН, на него было страшно смотреть: лицо измазано сажей, кожа покрыта волдырями, один глаз не открывается. Хорошее начало рыбалки, ничего не скажешь. Стали совещаться. ГН, оценив ситуацию, принял решение:

— В таком виде я появиться на люди не могу, поэтому останемся здесь, пока не исчезнут следы повреждений.

Пришедший в себя после купания Матвеич, не очень соображая, что он делает, достал H3 — последнюю бутылку со спиртом, тщательно закупорил горлышко и забросил далеко в реку со словами:

— Мы приехали сюда, между прочим, рыбу ловить. Пускай добрые люди обрадуются нашему подарку!

Если бы он знал, что это был последний теплый день и какими словами мы будем вспоминать позже его безрассудный поступок!

Попросили Игорька перебросить нас на самый крупный в этом месте приток Десны — Неруссу, речку, знаменитую щучьими местами и малодоступную для местных рыбаков. Собрали лагерь, загрузили вещи в лодку, поплыли напрямик по заливному лугу. Вдали показалась моторка и сразу устремилась нам наперерез.

Останавливают, в лодке два милиционера с оружием и рыбинспектор за мотором. Объявляют нам, что они ищут сбежавших вчера из тюрьмы двух рецидивистов, просят предъявить документы. Пытаемся объяснить, кто мы такие и как попали в эти края. Хмурятся, видим — не очень верят, требуют документы. Особенно их интересуют два человека: тот, что лежит на дне лодки без движения, и второй — с наполовину обгоревшим лицом. Наставив на него пистолет, старший по званию строго спрашивает:

— А этот тип кто будет?

ГН, явно смутившись, опустил голову вниз и молчит.

— Это наш профессор Смиренкин, — раздался в наступившей тишине робкий голос.

— Да мы сами видим, какой это профессор! Чей в лодке труп? Мы должны вас задержать! — и зазвенели наручниками.

Ситуация накалилась до предела. Начинаю объяснять, что я местный, называю адрес, где мы остановились, вспоминаю всех своих трубчевских родственников, друзей, учителей, одноклассников; смотрю — подействовало: городок небольшой и все знают друг друга, — опустили оружие, слушают, задают вопросы, успокаиваются. Поверили, отпустили и даже пожелали удачной рыбалки.

Нашли сухой бережок, окруженный со всех сторон водой, высадились. Игорек, пообещав вернуться через неделю, лихо развернул моторку и скрылся за ближайшим поворотом реки. Оставшись одни на необитаемом острове, со всех сторон окруженном водой, начали обустраиваться. Заготовили колья для жерлиц, установили палатку, развели костер — жизнь начала налаживаться. Пошла щука, некрупная, но брала исправно, и постепенно количество куканов, опущенных в воду, увеличивалось. Увы, судьба продолжала испытывать нас на прочность — погода резко меняется, так часто бывает в это время года: ранняя весна, на первые майские праздники жара, а на вторые — холод. Так и произошло: ветер сменился на северный, начался дождь, который быстро затушил костер, и зажечь его заново стало невозможно — дрова основательно вымокли. А костер для нас все: тепло, горячая пища, возможность высушить одежду и обувь. Оставшись без огня, мы забрались в мокрую палатку, сидим на корточках, дрожим, жуем холодную тушенку и вспоминаем тот спирт, который с легкой руки Матвеича уплыл по Десне. Вдруг в палатку залетела ласточка и села на голову ГН: бедная птаха, видно, поспешила вернуться на родину и теперь ищет укрытия от холода в нашем жалком жилье. Матвеич посмотрел на нее и объявил:

— Будем сидеть тихо и ждать, когда утки начнут залетать к нам в палатку.

Нам было не до шуток — заворачивало на мороз. Наконец раздался долгожданный звук мотора, и к берегу причалил наш спаситель Игорек. Вернувшись в город, сходили в баньку, отметили возвращение, настроение поднялось. Только вот вид у нашего профессора еще не презентабельный: лицо покрыто струпьями от волдырей, щетина растет седыми клочьями, а бриться он еще не может. Праздники все прошли, и надо возвращаться домой, а то, чего доброго, начнутся розыски.

Выезжали рано утром, соседка попросила подбросить до Брянска дочку-студентку (знала бы она, кому доверяет свое дитя!). Загрузили машину, на багажник пристроили корзину с рыбой, щука была свежая — только что снятая с кукана. Матвеич привычно занял место штурмана, студентку усадили на заднее сиденье, а на полку к заднему стеклу уложили гостинцы: соленья, варенья и прочие домашние вкусности, которыми соседка щедро нагрузила свою дочь. Выехали за город, шоссе блестит мокрым асфальтом: накануне прошел дождик, на обочине мелкие лужицы. Пустынная дорога убегает вдаль, по краю дороги глубокий кювет, за ним сиротливо стоят на ветру одинокие голые ивы. Пассажиры задремали: подъем был ранним. Вдруг появляется грузовичок навстречу. ГН напрягся, вцепился в руль покрепче, нашел нужную педаль газа и втопил ее в пол до упора. Москвич, взревев, понесся навстречу самосвалу. Поравнявшись со встречной машиной, ГН решил, что встреча пройдет недопустимо близко и резко вывернул руль вправо. Москвич на полном ходу выскочил правыми колесами на мокрую обочину и, как будто обидевшись на не уважающего его водителя, взмыл в воздух. Летели мы над глубоким кюветом: мотор ревет, задние колеса бешено крутятся в воздухе.

На беду, в кювете дремала на пеньке старушка, пасла привязанного рядом теленка. Увидев летящее и ревущее на них по воздуху транспортное средство, бабуся, не вставая с места, сиганула метров на пять и оказалась на мокром асфальте, бычок, почуяв неладное, рванул на другую сторону кювета, оборвав веревку толщиной почти в руку. Машина, пролетев по воздуху несколько метров, плюхнулась на землю на все четыре колеса — посадка была жесткая, но безаварийная; водитель по-прежнему жмет на газ, и мы мчимся уже по мокрому кювету. Наконец ГН с удивлением обнаружил под колесами вместо твердого асфальта мягкую траву и резко затормозил.

Матвеич вышел из машины, перекрестился и пошел искать выезд из кювета, а мы принялись собирать по всему салону разбросанные соленые огурчики и вытирать испачканные вареньем сиденья. Метров через 500 нашли пологий выезд, выбрались на дорогу, студентку, по ее убедительной просьбе, высадили на первой ближайшей автобусной остановке и полетели дальше. На пути Орел, но уже другой: с парализованным движением в центре города из-за ремонта моста, с гигантской пробкой. Как известно, ГН ехать медленно не умел, и, следуя своему правилу, он то резко тормозил, то быстро ускорялся, в результате машина дергалась в пробке и глохла. ГН начал экспериментировать с педалями и быстро сообразил, что ехать медленно можно с помощью сцепления, не выжимая его до конца. Скоро мы почувствовали запах гари, потом пошел дым, и машина встала. Пришлось выходить и толкать ее на обочину. Подоспевший гаишник быстро разобрался в ситуации (а тогда они уважали водителей немногочисленных легковушек), остановил первый попавшийся грузовой автомобиль и велел взять нас на буксир. Притащили на СТО — оказалось, сгорело сцепление, предстоит долгий и дорогой ремонт. На этом наше путешествие на юг закончилось. ГН остался ночевать в машине без копейки в кармане, чтобы утром в долг сдать ее в ремонт. А мы с Матвеичем, имея 1 рубль на двоих, отправились за новыми приключениями на ж/д вокзал — но это уже другая история.

Н. С. Работнов

К 60-летию Г. Н. Смиренкина

Пусть годов за плечами немало, Но задора горит огонек, И по-прежнему лих, как бывало, Ваш надежный, двугорбый конек.

Вы в делении задали жару И во славу Калужской земли Показать, где зимуют омары, И варягам, и грекам смогли.

Коллектив — золотые ребята! — Все преграды с дороги сметут, И кучны, и дружны, как опята, Только свистни, они тут как тут.

Не привыкли запрашивать втрое, Ничего под себя не гребли, Гигавольтных гигантов не строя За народные гигарубли.

Пусть у всех нынче губы — не дуры, Вы постигли секрет ремесла: Не структура важна, а фактура, И уменье — главнее числа.

Есть, что вспомнить, и пройдено много. Тверды руки, и порох Ваш сух. Пусть и дальше прямою дорогой Вас ведет несгибаемый дух.

8.12.1989

Об авторах воспоминаний

- *Говердовский Андрей Александрович*, генеральный директор ФЭИ, доктор ф.-м. наук
- *Дьяченко Петр Петрович*, советник директора отделения ФЭИ, доктор ф.-м. наук, профессор, академик РАЕН.
- *Игнатюк Анатолий Владимирович*, советник генерального директора ФЭИ, доктор ф.-м. наук, профессор.
- *Иткис Михаил Григорьевич*, вице-директор ОИЯИ (Дубна), доктор ф.-м. наук, профессор.
- Кудяев Геннадий Анатольевич, генеральный директор ЗАО «Уралмаркет» (Москва), кандидат ф.-м. наук.
- Куприянов Вячеслав Михайлович, начальник лаборатории НИЯУ МИФИ (Москва), кандидат ф.-м. наук.
- *Оганесян Юрий Цолакович*, научный руководитель ЛЯР ОИЯИ (Дубна), доктор ф.-м. наук, профессор, академик РАН.

Рудников Владимир Ефимович, заместитель директора отделения ФЭИ.

Работнов Николай Семенович, заместитель директора ФЭИ (1992—2000), доктор ф.-м. наук, профессор, академик РАЕН.



Ааборатория № 6 в 1968 году. В нижнем ряду слева направо: Хренов П. Е., Фурсов Б. И., Большов В. И.; во втором ряду: Дьяченко П. П., Турчин Ю. М., Горохов И. А., Аникин Г. В., Сергачев А. И., Солдатов А. С.; третий ряд: Шпак Д. Л., Нестеров В. Г., Смиренкин Г. Н., Ермагамбетов С. Б., Тишин А. С., Кузьминов Б. Д.; верхний ряд: Кузнецов В. Ф., Баранов Ю. И., Михайлов В. Б.



Ааборатория № 6 в 1977 году. В первом ряду слева направо: Козловский Л. К., Аникин Г. В., Нестеров В. Г., Котухов И. И., Хренов П. Е., Баранов Ю. И.; во втором ряду: Шпак Д. Л., Королев Г. Г., Тишин А. С., Рудников В. Е., Смиренкин Г. Н., Большов В. И., Куприянов В. М., Солдатов А. С., Гонин Н. Н.; Каныгин А. В.; третий ряд: Турчин Ю. М., Володин К. Е., Остапенко Ю. Б., Колесников А. Ф.



В аэропорту Алма-Аты, 1975 г. Слева направо: С. Б. Ермагамбетов, Г. Н. Смиренкин, В. Н. Околович, А. В. Игнатюк, ?



На космостанции АН КазССР, перевал Джусалы-Кезень, 1975 г. Слева направо: А. В. Игнатюк, сотрудник космостанции, Г. Н. Смиренкин



Шефская помощь колхозу села Кудрявец 1986 г. Слева направо: Г. Н. Смиренкин, В. А. Никитин, Г. Г. Королев, И. И. Котухов, В. Е. Рудников, Н. В. Корнилов



Лаборатория на сельскохозяйственных работах в Хвастовичевском районе, 1986 г.



ХІІ Совещание по физике деления ядер, Обнинск 1993 г. Г. Н. Смиренкин и М. Г. Иткис обмениваются мнениями о докладах



У памятной доски. 75-летие Г. Н. Смиренкина. **1994 г.** Слева направо: Турчин Ю. М., Свирин М. И., Аникин Г. В., Труфанов А. М., Солдатов А. С., Нестеров В. Г.

Содержание

Предисловие	3
ИЗБРАННЫЕ СТАТЬИ	
Измерения множественности нейтронов деления	
Смиренкин Г.Н., Бондаренко И.И., Куцаева Л.С., Мищенко Х.Д., Прохорова Л.И., Шеметенко Б.П. Среднее число мгновенных нейтронов при делении U ²³³ , U ²³⁵ , Pu ²³⁹ нейтронами с энергией 4 и 15 МэВ	7
Bondarenko I.I., Kuzminov B.D., Kutsayeva L.S., Prokhorova L.I., Smirenkin G.N. Average Number and Spectrum of Prompt Neutrons in Fast-Neutron-Induced Fission	1
Blyumkina Yu.I., Bondarenko I.I., Kuznetsov V.F., Nesterov V.G., Okolovitch V.N., Smirenkin G.N., Usachev L.N. Channel Effects in the Energy Dependence of the Number of Prompt Neutrons and the Kinetic Energy of Fragments in the Fission of U^{235} and U^{233} by Neutrons	7
при делении нейтронами ниже 1 МэВ	2 2
Boikow G.S., Dmitriev V.D., Kudyaev G.A., Ostapenko Yu.B., Svirin M.I., Smirenkin G.N. New Data on Prefission Neutrons	2
Исследование сечений деления ядер нейтронами	
<i>Нестеров В.Г., Смиренкин Г.Н.</i> Сечение деления Pu ²⁴⁰ нейтронами с энергией 0,04—4,0 МэВ	2
<i>Нестеров В.Г., Смиренкин Г.Н., Бондаренко И.И.</i> Угловая анизотропия деления четно-четных ядер	9
<i>Нестеров В.Г., Смиренкин Г.Н., Бондаренко И.И.</i> Анизотропия осколков деления ядер Pu ²⁴⁰ и Pu ²³⁹	2
<i>Смиренкин Г.Н., Нестеров В.Г., Бондаренко И.И.</i> Сечение деления U ²³³ , U ²³⁵ и Pu ²³⁹ в интервале энергий нейтронов 0,3—2,5 МэВ	6
<i>Нестеров В.Г., Блюмкина Ю.А., Камаева Л.А., Смиренкин Г.Н.</i> Угловые распределения осколков при делении U ²³⁵ и Pu ²³⁹ нейтронами с энергией 0,08—1,25 МэВ	0
<i>Ермагамбетов С.Б., Кузнецов В.Ф., Смиренкин Г.Н.</i> Подбарьерное деление Th ²³² нейтронами	5
Андросенко Х.Д., Ермагамбетов С.Б., Игнатюк А.В., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Усачев Л.Н., Шпак Д.Л., Капица С.П., Ципенюк Ю.М., Ковач И	
Угловая анизотропия и структура барьера деления	3

<i>Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N.</i> Even-Odd Differences and Structure of the Fission Barriers	133
Γ ай F R Изнатиск A R Работнов H C Смиренкин Г H	155
Двугорбый барьер и деление ядер нейтронами	137
Смиренкин Г.Н., Фурсов Б.И.	
Об энергетической зависимости вероятности деления трансурановых ядер	
быстрыми нейтронами	146
Кудяев Г.А., Остапенко Ю.Б., Пашкевич В.В., Свирин М.И., Смиренкин Г.Н.	
Описание и анализ шансовой структуры сечения эмиссионного деления ^{233—238}	150
Онеитронами	139
Особенности фотоделения ядер	
Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Усачев Л.Н.,	
Капица С.П., Ципенюк Ю.М. Фотолеление цетио цети их ядер рблизи порога	187
4010деление четно-четных ядер волизи порога	107
Полбарьерное фотолепение четно-четных ялер	208
Zhuchko V E. Ignatvuk A V. Ostanenko Yu B. Smirenkin G N. Soldatov A S.	
Tsipenyuk Yu.M.	
Deep Subbarrier Anomalies in the Photofission of Heavy Nuclei	230
Ципенюк Ю.М., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С.	
Квантовые эффекты в низкоэнергетическом фотоделении тяжелых ядер	235
Исследования сечений деления доактинидных ядер	
легкими заряженными частицами	
Куватов К.Г., Околович В.Н., Смирина Л.А., Смиренкин Г.Н.,	
Бочин В.П., Романов В.С. Маталад аниала и оправить стали с области 7 – 72 : 82 с настично	_
у гловая анизотрония и сечение деления ядер в области $Z = 75 \div 85 \alpha$ -частицами с энергией 38 МаВ	1 274
U_{24} атык 4 В Смиренкин Г.Н. Тинин 4 С	
Структура одночастичного спектра и энергетическая зависимость Γ_f/Γ_n	285
Игнатюк А.В., Иткис М.Г., Мульгин С.И., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н.	
Эффективные моменты инерции ядер с предельно большой деформацией	295
Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И., Околович В.Н.	
Исследования делимости доактиноидных ядер заряженными частицами	298
Асимметричное деление доактинидных ядер	
Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я.,	
Смиренкин Г.Н., Толстиков В.Н.	
Обнаружение асимметричного деления ²¹³ At в реакции ²⁰³ Bi (α, f)	360
Itkis M.G., Okolovich V.N., Rusanov A.Ya., Smirenkin G.N.	264
Asymmetric Fission of the Pre-Actinide Nuclei	364
ИПКИС М.1., ОКОЛОВИЧ Б.П., ГУСАНОВ А.Л., СМИРЕНКИН І.Н. Симметрицное и асимметрицное делерие длер дегие тория	377
снаметри нос и иснаметри нос деление ядер него тория	

Деление ядер тяжелыми ионами

Иткис М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И., Околович В.Н.,	
Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н.	
Массовая асимметрия симметричной моды деления ядер с $A \simeq 200$	
Иткис М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И., Околович В.Н.,	
Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н.	
Низкоэнергетическое деление ядер легче Hg	
Чубарян Г.Г., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э., Саламатин В.С.,	
Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н.	
Деление ²⁴⁹ Сf ионами ¹⁶ O, ²⁰ Ne	
ВОСПОМИНАНИЯ	
А. А. Говердовский	
Единственный портрет на стене	
П. П. Дьяченко	
Талантливый Физик и замечательный Человек	
Ю. Ц. Оганесян	
Восторженный отзыв	
М. Г. Иткис	
Учитель, Коллега, Друг	
В. М. Куприянов	
От признательного ученика	
Г. А. Кудяев	
Спасибо, Учитель	
А. В. Игнатюк	
Долгие годы сотрудничества	
В. Е. Рудников	
Путешествие на юг	517
Н. С. Работнов	
К 60-летию Г. Н. Смиренкина	
Об авторах воспоминаний	

Г. Н. Смиренкин. Избранные труды. Воспоминания. К 90-летию со дня рождения АО «ГНЦ РФ – ФЭИ», Обнинск, 2019

Отв. редактор: А. В. Игнатюк Оцифровка материалов: И. И. Коба, Т. Т. Гарбузова Верстка: В. Н. Долженко Обложка и обработка фотографий: Л. Н. Чикинёва