

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

539.173.3

**КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ  
ФОТОДЕЛЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР****Ю. М. Ципенюк, Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиренкин,  
А. С. Солдатов****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	3
1. Двугорбый барьер деления	6
2. Экспериментальная проверка гипотезы О. Бора о каналах деления	8
3. Каналовые эффекты в реакции ( $\gamma$ , f) и форма барьера деления	12
4. Изомерный шельф в сечениях фотоделения	15
5. Влияние квазистационарных состояний во II яме на вероятность деления	20
6. Барьеры симметричного и асимметричного деления	28
Заключение	31
Цитированная литература	32

«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<sup>1</sup>, 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<sup>2</sup> и независимо Я. И. Френкелем<sup>3</sup> 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»<sup>4</sup>.

Поэтому полной неожиданностью явилось обнаружение в начале 50-х годов анизотропии углового распределения осколков деления вблизи барьера<sup>5</sup>. Происхождение этого явления было трудно понять в рамках классических представлений модели жидкой капли. Ориентация ядер в пространстве определяется 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 ( $\sim 200$  МэВ). Однако развитие статистического описания асимметрии деления<sup>6</sup> 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  $\gamma$ -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<sup>7</sup>. 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 жидкокапельного барьера деления (седловой точке) тяжелого ядра, например  $^{238}\text{U}$ , 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<sup>8-10</sup>. В расчетах Струтинского, основанных на новом развитии им теоретическом подходе<sup>8, 9</sup>, 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 фотodelения 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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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<sup>8, 9</sup>, 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  $V(\epsilon, Z, N)$  представляется в виде двух составляющих: гладкой «макроскопической» части  $\tilde{V}(\epsilon, Z, N)$ , которая соответствует однородному распределению нуклонов и в расчетах заменяется решением в классической капельной модели, и осциллирующей с изменением деформации  $\epsilon$  и числа нуклонов  $Z$  и  $N$  оболочечной поправки  $\delta W(\epsilon, Z, N)$ , 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 состояния. Наоборот, большая плотность этих уровней сопряжена с понижением энергии связи. Осцилляции  $\delta W(\epsilon)$ , 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;
- б) количественное описание деформации ядер в основном состоянии;
- в) предсказание второго минимума потенциальной энергии деформации и двугорбой формы барьера деления в области актинидов.

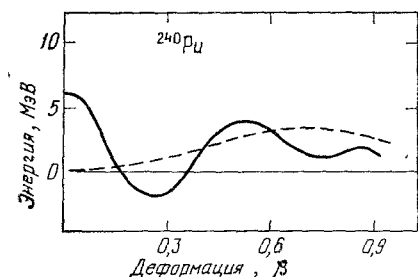


Рис. 1. Оболочечная поправка к потенциальной энергии ядра  $^{240}\text{Pu}$ . Штриховая линия — жидкокапельная энергия.

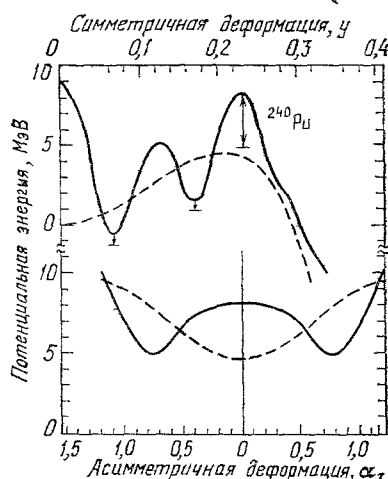
На рис. 1 приведен пример зависимости оболочечной поправки к капельной энергии ядра от его деформации для  $^{240}\text{Pu}$ . Осциллирующий характер оболочечной поправки, во-первых, приводит к появлению двух минимумов в потенциальной энергии — один соответствует основному состоянию, а другой, при большей 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

\*) Следует иметь в виду, что изменения потенциальной энергии деформации и энергии связи ядра имеют противоположный знак.

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 <sup>11</sup> подтверждают характерные черты зависимости энергии ядра от деформации, показанной на рис. 1.

Рис. 2. Энергия ядра как функция деформации для аксиально- и зеркально-симметричных форм <sup>16</sup>.

Стрелками показано уменьшение энергии при учете асимметричных деформаций. В нижней части рисунка показана зависимость энергии от масс-асимметричного параметра  $\alpha_3$  при фиксированной продольной деформации  $\eta = 0,23$ , соответствующей барьеру  $B$ . Штриховой линией показана потенциальная энергия в модели жидкой капли.



Детальные расчеты барьеров деления, выполненные Меллером и Нильсоном <sup>12</sup> и В. В. Пашкевичем <sup>13</sup>, показали, что в седловой точке внешнего горба  $B$  энергетически более выгодна зеркально-асимметричная грушевидная конфигурация делящегося ядра, тогда как в процессе прохождения внутреннего горба  $A$  и во второй яме она сохраняет симметрию отражения. Рис. 2 демонстрирует, как изменяется энергия деформации ядра <sup>240</sup>Pu при учете асимметрии его формы (параметра  $\alpha_3$ ). Расчеты В. В. Пашкевича <sup>14</sup> показывают также, что в области внутреннего горба  $A$  делящееся ядро утрачивает устойчивость по отношению к аксиально-асимметричным деформациям. Таким образом, теория предсказывает, что второй минимум отделен от основного состояния аксиально-асимметричным горбом  $A'$  и от точки разрыва ядра — масс-асимметричным горбом  $B$ . Конечно, такую однопараметрическую картину следует рассматривать как сечение поверхности потенциальной энергии вдоль траектории движения ядра в направлении деления.

Именно так, как было сказано выше, надо понимать рис. 3, на котором в зависимости от квадрупольной деформации  $\epsilon$  приведен результат одного из наиболее поздних расчетов потенциальной энергии деформации <sup>15</sup> для ряда актинидов вблизи долины наибольшей стабильности. Он дает представление об ожидаемой теорией  $Z$ -зависимости формы барьера, которая,

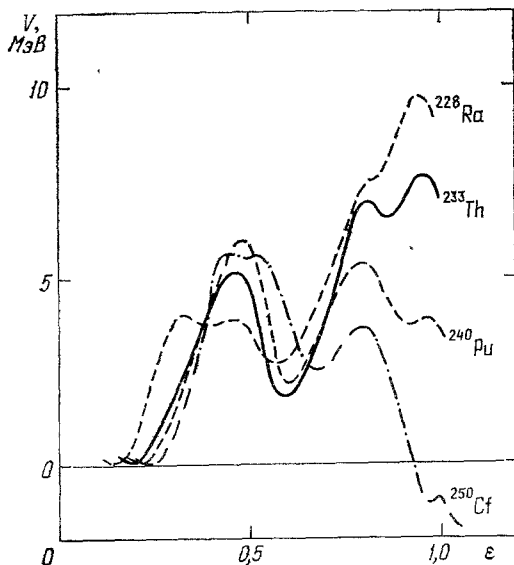


Рис. 3. Потенциальные энергии деформации  $V(\epsilon)$  некоторых актинидов, восстановленные по экстремальным значениям из работы <sup>15</sup>.

как будет видно из дальнейшего, оказывает глубокое влияние на картину наблюдаемых при фотоделении квантовых эффектов. Отметим наиболее важные черты этой зависимости:

а) слабая зависимость от нуклонного состава ядра высоты наибольшего из горбов ( $\approx 6$  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 внешнего 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<sup>16</sup>.

## 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 ( $\beta$ -колебаний) — содержится уже у Н. Бора и Уилера<sup>2</sup>. 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<sup>3</sup> в 1952 г. Уинхолдом, Демосом и Халперном<sup>5</sup> при фотоделении<sup>17</sup>  $^{232}\text{Th}$ , было высказано следующее более детальное предположение<sup>17</sup>: «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:  $J$  (угловой момент ядра),  $K$  (его проекция на направление деления, совпадающее с осью симметрии),  $\pi$  (четность состояний). В ядерной физике давно известна зависимость барьера от полного углового момента  $J$ , в частности, при  $\alpha$ -распаде. Однако согласно О. Бору в делении его барьер (каналы) определяется также величинами  $K$  и  $\pi$ . Возникающая зависимость высоты барьера  $E_f^\lambda$  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  $E_f^\lambda$  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  $W(\theta)$ , нормируемое произвольно, можно рассчитать по формуле

$$W(\theta) \sim \frac{d\sigma_f(\theta)}{d\Omega} = \sum_{JMK} \sigma(J, M) P(J, K) (|D_{M, K}^J(\theta)|^2 + |D_{M, -K}^J(\theta)|^2), \quad (1)$$

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,  $D_{M, K}^J(\theta)$  — функция Вигнера.

Основная трудность, связанная с такой интерпретацией угловой анизотропии деления и, вообще, представлениями о каналах деления, неоднократно отмечалась. В работе Гриффина<sup>18</sup>, 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<sup>19</sup> 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  $\hbar/\Delta E_{\text{rot}} \approx 10^{-19}$  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 «канальной» интерпретации угловой анизотропии связывалась рядом авторов<sup>19-21</sup> с безмодельным описанием, рассмотренным В. М. Струтинским<sup>20</sup>, в котором распределение величины  $K$  задается не на вершине барьера, а в момент образования осколков. В связи с этой возможностью И. М. Франк<sup>21</sup> 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  $J = 0, 2, 4 \dots$  и полоса отрицательной четности  $J = 1, 3, 5 \dots$ , расположенная примерно на 0,5–0,7 МэВ выше. Более сложным типам возбуждений соответствуют уровни с  $K \neq 0$ , расположенные еще выше ( $\approx 1$  МэВ). Поэтому фотоделение четно-четных ядер представляет собой уникальную возможность для прямой проверки гипотезы О. Бора. Если энергия  $\gamma$ -квантов близка к порогу, то доминирующая роль в делении будет принадлежать каналам  $J^\pi = 2^+ \text{ и } 1^-$ ,  $K = 0$ , 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  $W_{JK}(\theta)$ , а именно  $W_{20}(\theta) \sim$

$\sim |D_{10}^2(\theta)|^2 \sim \sin^2 2\theta$  имеет вид симметричного «колокола» с максимумом под углом  $\theta = 45^\circ$ ,  $W_{10}(\theta) \sim |D_{10}^1(\theta)|^2 \sim \sin^2 \theta$  — с преимущественным направлением разлета осколков в плоскости, перпендикулярной к пучку. В общем случае распределение осколков фотodelения может быть описано выражением

$$W(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta, \quad (2)$$

где изотропная компонента  $a$  связана с состояниями  $K \neq 0$ , в основном,  $K^\pi = 1^-$ .

Проницаемость барьера деления в виде перевернутой параболы имеет простую аналитическую зависимость

$$T(E, E_t^\lambda) = \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{2\pi}{\hbar\omega_\lambda} (E - E_t^\lambda) \right] \right\}^{-1}, \quad (3)$$

где  $\hbar\omega_\lambda$  — параметр кривизны барьера с квантовыми параметрами  $\lambda = (J, \pi, K)$ , а  $E_t^\lambda$  — его высота. Отношение сечений квадрупольного и дипольного фотопоглощения, характеризующее способ образования составного ядра, а не его распада, по электродинамической оценке есть

$$\frac{\sigma_{\gamma}^{E2}}{\sigma_{\gamma}^{E1}} \approx \left( \frac{R}{\lambda} \right)^2 \approx 0,05 \quad (\text{при } E_\gamma \approx 6 \text{ МэВ}), \quad (4)$$

где  $R$  — радиус ядра,  $\lambda$  — длина волны  $\gamma$ -кванта. Если, действительно, существует и в седловой точке значительная энергетическая щель между

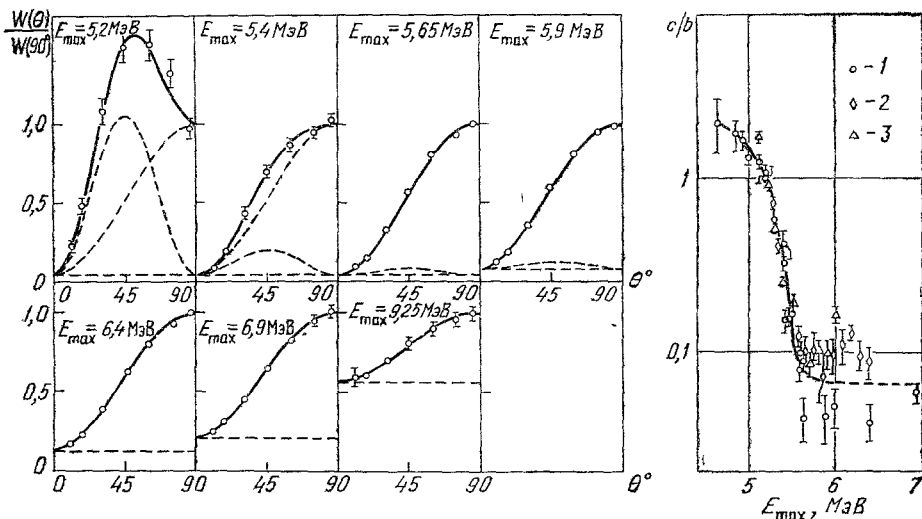


Рис. 4. Угловые распределения осколков при фотodelении  $^{238}\text{U}$  в диапазоне граничных энергий тормозного излучения  $E_{\max} = 5,2-9,25$  МэВ <sup>22, 23</sup>.

Справа: совокупность экспериментальных данных по энергетической зависимости отношения  $c/b$ : 1 — по <sup>22</sup>, <sup>23</sup>, <sup>25</sup>, <sup>26</sup>, 2 — <sup>27</sup>, 3 — <sup>28</sup>.

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 фотodelения. Этот механизм подбарьерного усиления вероятности квадрупольного фотodelения впервые обсуждался Гриффином <sup>18</sup>.

Результаты эксперимента <sup>22, 23</sup>, поставленного на пучке тормозного излучения электронов от микротрона, в котором для  $^{238}\text{U}$  впервые было наблюдеено явление подбарьерного усиления квадрупольной компоненты  $W(\theta)$ , представлены на рис. 4. Рис. 4 показывает, как вклад квадрупольной



составляющей, незначительный ( $\approx \sigma_{\gamma}^{E_2}/\sigma_{\gamma}^{E_1}$ ) в надбарьерной области  $E_{\max} \gg 6$  МэВ, при уменьшении энергии  $\gamma$ -квантов резко возрастает и при  $E_{\max} = 5,2$  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 проникаемости барьера  $T(E, E_f^{\lambda})$  для отдельных каналов:

$$2 \frac{b}{a} \approx \frac{T(E, E_f^{10})}{T(E, E_f^{11})} - 1, \quad (5)$$

$$\frac{c}{b} \approx \frac{5}{4} \frac{\sigma_{\gamma}^{E_2}}{\sigma_{\gamma}^{E_1}} \frac{T(E, E_f^{20})}{T(E, E_f^{10})}. \quad (6)$$

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  $U$ ,

$$E_f^{10} - E_f^{20} \approx \frac{\hbar\omega}{2\pi} \ln \frac{T_{20}}{T_{10}} \approx \frac{\hbar\omega}{2\pi} \left( \ln \frac{c}{b} \Big|_{E_{\max} \leq 5 \text{ МэВ}} - \ln \frac{c}{b} \Big|_{E_{\max} \gg 6 \text{ МэВ}} \right) \approx 0,6 - 0,7 \text{ МэВ}, \quad (7)$$

т. е. примерно такое же, как у ядер в равновесном состоянии. Преобладание и поведение с энергией анизотропных составляющих углового распределения  $W(\theta)$  в районе порога не только доказывают конкретную структуру спектра каналов ( $J, \pi, K$ ) 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

$$|D_{10}^1(\theta)|^2, \quad |D_{10}^2(\theta)|^2. \quad (8)$$

Следует подчеркнуть, что наблюдение подбарьерного усиления квадрупольной компоненты  $W(\theta)$  в реакции  $(\gamma, f)$  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<sup>17</sup> сказано следующее: «Для ядер, форма которых обладает зеркальной симметрией, спектр содержит для  $K=0$  только ротационные уровни, для которых значения  $J=0, 2, 4, \dots$  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<sup>24</sup>: «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  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,<sup>22, 23, 25-29</sup> механизм квадрупольной компоненты в  $W(\theta)$  «работает», но отказывает в случае  $^{232}\text{Th}$ <sup>23, 30</sup>, где вплоть до энергий  $\approx 5$  МэВ, умень-

шающих делимость до ничтожной величины  $\approx 10^{-4}$ , отношение  $c/b$  остается на уровне

$$\frac{\sigma_{\gamma E2}}{\sigma_{\gamma E1}} \approx 5 \cdot 10^{-2}. \quad (9)$$

Как будет показано ниже, природа этой аномалии при переходе от тяжелых актинидов к легким объясняется свойствами двугорбого барьера деления.

### 3. КАНАЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИИ $(\gamma, f)$ И ФОРМА БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ

До сих пор мы проводили обсуждение угловых распределений осколков при фотоделении в рамках модели одногорбого барьера. С точки зрения факторов, формирующих угловое распределение осколков, новое в модели двугорбого барьера заключается в существовании не одной, а двух систем каналов  $E_{fA}^{\lambda}$  и  $E_{fB}^{\lambda}$ , 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

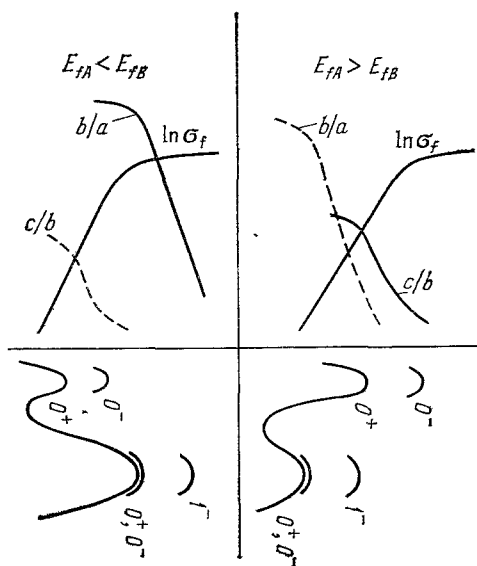


Рис. 5. Структура нижних каналов  $K^{\pi}$  на горбах  $A$  и  $B$  (внизу) при  $E_{fA} < E_{fB}$  и  $E_{fA} > E_{fB}$  и обусловленное этой структурой поведение сечения фотоделения и основных характеристик углового распределения осколков  $b/a$  и  $c/b$ .

Сплошными линиями изображены характеристики, определяемые более высоким из горбов.

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  $E_{fA} - E_{fB}$ . Как следует из теоретических расчетов (см. рис. 3), соотношение между ними меняется на противоположное в узком диапазоне ядер: у тория  $E_{fB} > E_{fA}$ , у плутония, наоборот,  $E_{fB} < E_{fA}$ .

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  $b/a$  относительно порога, наблюдаемого в сечении, с изменением знака  $E_{fA} - E_{fB}$  схематически демонстрирует рис. 5<sup>30</sup>.

На отношение  $c/b$ , определяемое каналами с разными спинами и четностью ( $K = 0$ ), этот механизм вследствие законов сохранения  $J$  и  $\pi$  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  $\alpha_3$ , 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  $J^\pi = 1^-$  ( $K = 0$ )<sup>17, 24</sup>. 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  $E_{fA} - E_{fB}$  так же, как  $b/a$ , показана на рис. 5.

Таким образом, по мере увеличения разницы  $E_{fA} - E_{fB}$  рост отношения  $c/b$ , связанный с каналами барьера  $A$ , смещается к порогу, наблюдаемому в сечении, а увеличение отношения  $b/a$ , связанное с каналами барьера  $B$ , наоборот, — в подпороговую область энергий. Экспериментальные результаты, полностью подтверждающие эти качественные рассуждения, приведены на рис. 6 в виде зависимости отношений  $b/a$  и  $c/b$  от граничной энергии тормозного спектра для ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$ . Штриховой линией показано положение наблюдаемого порога, который практически одинаков у этих ядер. Отчетливо видно, что у  $^{232}\text{Th}$  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  $^{240}\text{Pu}$  становится значительным уже в районе порога, а у  $^{232}\text{Th}$  и глубоко под порогом он мал ( $\approx \sigma_Y^{E2}/\sigma_Y^{E1}$ ).

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 дефор-

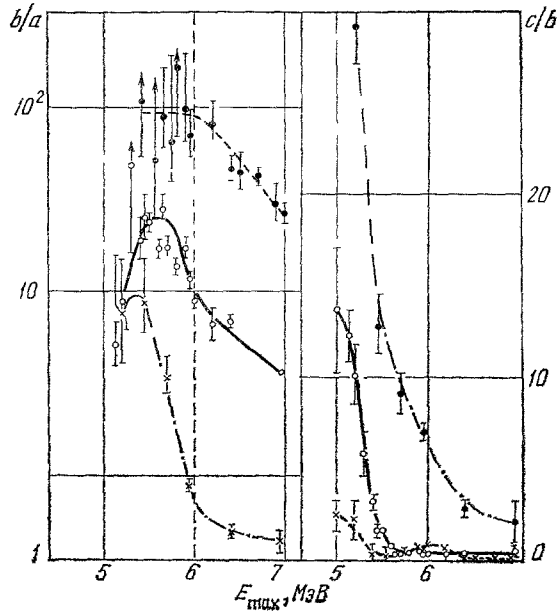


Рис. 6. Энергетическая зависимость отношений  $b/a$  и  $c/b$  для ядер  $^{232}\text{Th}$  (—),  $^{238}\text{U}$  (—) и  $^{240}\text{Pu}$  (---). Штриховой линией показано положение наблюдаемого порога.

мациям 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<sup>32</sup>. Новые свидетельства в пользу второго предсказания были получены сравнительно недавно при изучении резонансной структуры сечений и угловой анизотропии деления  $^{230}\text{Th}$  и  $^{232}\text{Th}$  нейтронами<sup>16, 33</sup> (см. гл. 5), а также из анализа эффектов, связанных с нарушением пространственной четности при делении ядер поляризованными нейтронами<sup>34</sup>.

Таким образом, экспериментальное изучение околопорогового фотodelения 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<sup>23</sup>. 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, <sup>35, 36</sup>). 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  $(\gamma, f)$ , 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<sup>37</sup>. 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  $\gamma$ -распадом на дно второй ямы (основное состояние делящегося изомера). Соотношение вероятностей этих конкурирующих 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 ( $\sim T_{\gamma 2}$ ), 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 ( $\sim T_A$ ) и при достаточно низких энергиях возбуждения, а именно, когда обеспечивается соотношение  $T_B \leq k T_{\gamma 2}$  ( $k \leq 1$  — 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<sup>38</sup>, а затем и нами<sup>39, 40</sup> в выходах фотоделения ядра  $^{238}\text{U}$  при энергии электронов  $\leq 4,5$  МэВ было обнаружено довольно резкое уменьшение скорости спада с последующим новым еще более резким ее увеличением. Эти результаты,

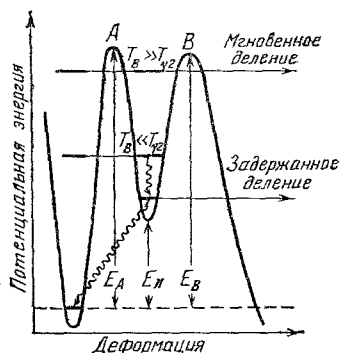


Рис. 7. Схематическое изображение преобладающих возможностей прохождения двугорбого барьера в околопороговой и глубокоподбарьерной области энергий возбуждения (радиационный распад в первой яме на схеме не показан).

представленные на рис. 8, интерпретировались как подтверждение описанной выше картины: перегиб в интегральном выходе соответствует условию  $T_B \approx \approx kT_{\gamma 2}$ , последующее резкое падение выхода обусловлено приближением к дну второй ямы. В дальнейшем нами были предприняты аналогичные исследования глубокоподбарьерного фотоделения ядра  $^{236}\text{U}$  <sup>40, 41</sup>, результаты

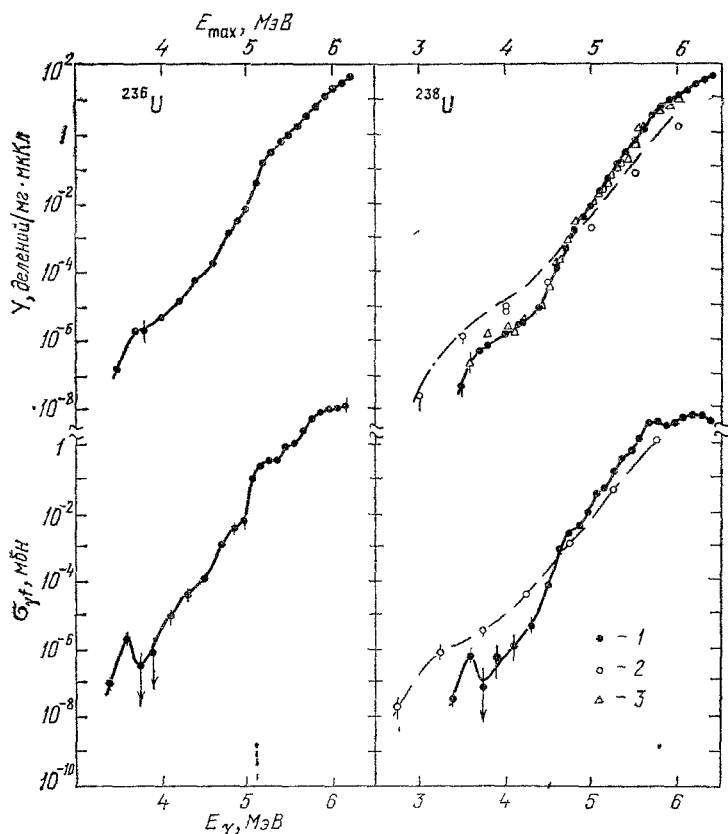


Рис. 8. Выход  $Y$  и сечение  $\sigma_f$  фотоделения  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ .  
1 — по <sup>39-41</sup>, 2 — <sup>38</sup>, 3 — <sup>28, 42</sup>.

которых также приведены на рис. 8. В нижней его части показаны восстановленные из выхода сечения деления  $\sigma_f(E_\gamma)$  — функции энергии  $\gamma$ -квантов.

Сопоставление наших более подробных измерений с данными Боумана и др. <sup>38</sup> обнаруживает ряд различий в поведении выходов  $Y(E_{\text{max}})$  и, особенно, сечений  $\sigma_f(E_\gamma)$ , которые существенны для выработки адекватных представлений об исследуемом явлении <sup>40, 41</sup>. Во-первых, резкий спад выхода на низкоэнергетическом участке шельфа для обоих изотопов урана наблюдается при  $E_{\text{max}} \lesssim 3,5$  МэВ, т. е. не в непосредственной близости дна второй ямы, как в работе <sup>38</sup>, а примерно на 1 МэВ выше. Во-вторых, краю ступеньки  $Y(E_{\text{max}})$  в сечениях деления  $\sigma_f(E_\gamma)$  соответствуют резонансы. Оба следствия, как и абсолютная величина выхода в области шельфа, полученные в наших измерениях, для  $^{238}\text{U}$  подтверждены в 1980 г. итальянской группой <sup>28, 42</sup>, экспериментальные данные которой также приведены на рис. 8. И, наконец, в-третьих, выяснилось, что представление о характерной точке «излома» зависимости  $Y(E_{\text{max}})$  и  $\sigma_f(E_\gamma)$ , где  $T_B = kT_{\gamma 2}$ , определяющей верхнюю границу области изомерного шельфа, в ранних работах <sup>38, 39</sup> сильно

идеализировалось. В этом отношении особенно показательны данные для  $^{236}\text{U}$ , 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<sup>30, 41, 43</sup>. Если обнаруженные глубокоподбарьерные аномалии выхода реакции ( $\gamma$ ,  $f$ ) действительно обусловлены вкладом задержанных делений, то должна существенно уменьшиться анизотропия разлета осколков из-за разориентации углового момента ядра при испускании  $\gamma$ -квантов во второй яме, а также 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 столько раз должна измениться изотропная компонента  $a(E_{\text{max}})$  в угловом распределении осколков с переходом в область изомерного шельфа.

Результаты экспериментальной проверки этого предсказания в реакции  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ <sup>43</sup> 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 фотоделения 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  $J^\pi$ ,  $K = 1^-$ , 1. С этой целью нами были выполнены детальные исследования угловых распределений осколков в глубокоподбарьерной области

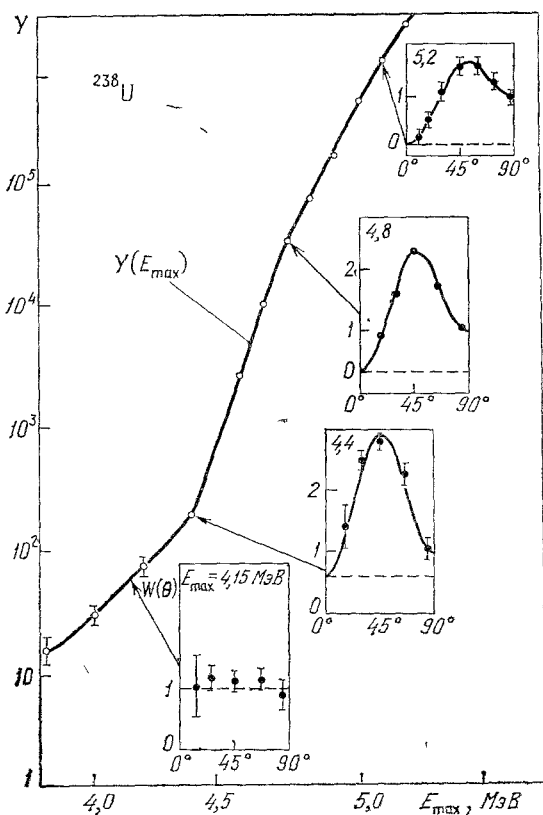


Рис. 9. Изменение характера углового распределения  $W(\theta)$  осколков при фотоделении  $^{238}\text{U}$  (на вставках)<sup>43</sup> по мере уменьшения энергии возбуждения и приближения к области изомерного шельфа в выходах  $Y(E_{\text{max}})$ .

Штриховые линии на вставках — изотропная составляющая углового распределения.

энергий для трех ядер: изотопов  $^{238}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$ , у которых изомерный шельф был установлен надежно, и ядра  $^{232}\text{Th}$ , 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

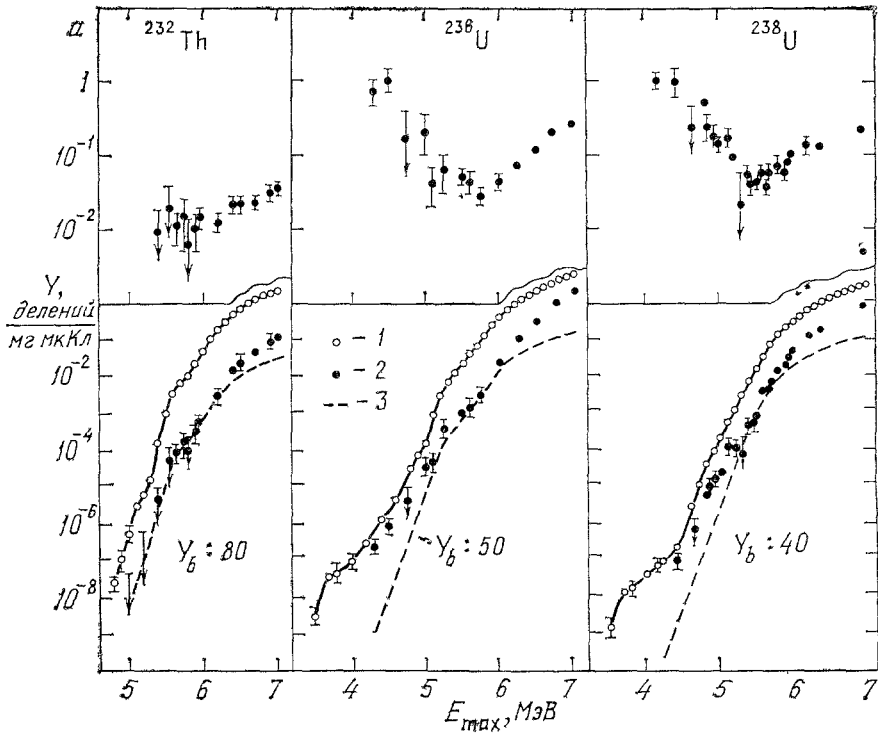


Рис. 10. Вверху: зависимость коэффициента  $a$  при изотропной составляющей углового распределения осколков фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  от  $E_{\text{max}}$   $^{25, 26, 30}$ . Внизу: 1 — полный выход фотоделения соответствующих ядер  $^{40, 50}$ , 2 — изотропная компонента выхода  $Y_a$ , 3 — дипольная компонента  $Y_b$ , приравненная  $Y_a$  в области минимальных значений коэффициента  $a$ .

возрастает и становится преобладающим в пределах этой области. В реакции  $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$ , напротив, коэффициент  $a$  мал на всем изученном подбарьерном участке энергий, где выход падает заведомо ниже того уровня, на котором у  $^{238}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$  наблюдается рост изотропии. Оба эти факта естественно объяснить с единой точки зрения. Уменьшение угловой анизотропии подбарьерного фотоделения  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  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  $^{232}\text{Th}$ : 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 достиглось совмещение кривой  $Y_b$  с экспериментальными данными в области минимальных значений коэффициента  $a$ . Видно, что для  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  кривые сильно расходятся, а в случае  $^{232}\text{Th}$  такого расхождения, объясняемого вкладом задержанного деления в  $Y_a$ , нет.

Вопрос о наличии (или отсутствии) изомерного шельфа при фотоделении  $^{232}\text{Th}$  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, <sup>16</sup>, <sup>33</sup>). 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  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ . В-третьих, самое противоречивое состояние экспериментальных данных об изомерном шельфе сложилось именно для реакции  $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$ .

Изучение глубоководбарьерного выхода фотоделения  $^{232}\text{Th}$  проводилось двумя группами — нами <sup>39</sup>, <sup>40</sup>, <sup>44</sup> и Боуманом с соавторами <sup>45</sup>. Результаты их разошлись на два порядка: в работе <sup>45</sup> был обнаружен значительный эффект, по величине примерно совпадающий с таковым для  $^{238}\text{U}$ ; в наших измерениях в той же области энергий  $E_{\max} \leq 4,5$  МэВ выход был настолько мал, что трудно было сказать вообще, есть ли в случае  $^{232}\text{Th}$  изомерный шельф. Эта противоречивая ситуация стала еще более интригующей, когда итальянской группой было в 1981 г. сообщено <sup>46</sup> о наблюдении в реакции  $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$  резкого падения угловой анизотропии осколков с уменьшением энергии в непосредственной близости порога ( $E_{\max} = 5,5\text{--}6,3$  МэВ), происхождение которого связывалось в <sup>46</sup> с задержанным делением и, конкретно, с возможностью образования изомера формы в третьей яме барьера деления. На рис. 11 приведены результаты двух последних наших эксперимен-

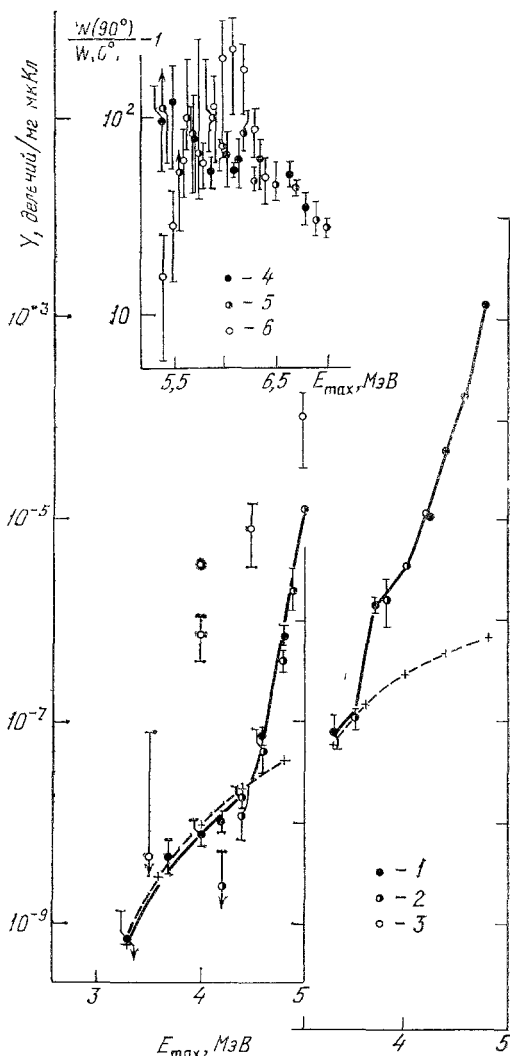


Рис. 11. Выход реакции деления  $^{232}\text{Th}$  (слева) и  $^{236}\text{U}$  (справа) тормозными  $\gamma$ -квантами.

1 — по <sup>47</sup>, 2 — <sup>40</sup>, 3 — <sup>39</sup>. Штриховой линией показан уровень фона от нейтронов реакции  $^{236}\text{U}(\gamma, n)$  на вставке — угловая анизотропия деления  $^{232}\text{Th}$  тормозными  $\gamma$ -квантами: 4 — по <sup>47</sup>, 5 — <sup>46</sup>, 6 — <sup>45</sup>.

тов <sup>40</sup>, <sup>47</sup>, которые не подтверждают данные работ <sup>45</sup>, <sup>46</sup>. В его основной части показаны глубокоподбарьерные участки энергетической зависимости выходов фотodelения <sup>232</sup>Th и <sup>236</sup>U, 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 <sup>45</sup>, а также обнаружила резкое изменение энергетической зависимости выходов у <sup>232</sup>Th при  $E_{\max} < 4,4$  МэВ и у <sup>236</sup>U при  $E_{\max} < 3,5$  МэВ, которое в первом случае легко принять за исследуемый эффект. На самом деле, как показано в работах <sup>40</sup>, <sup>47</sup>, это побочный эффект (штриховая линия на рис. 11), обусловленный нейтронным фоном, который возникал при фоторасщеплении бериллия, содержащегося в виде малой примеси в слюде детекторов и конструкционных материалах мишени. В этой связи представляется крайне сомнительным результат работы <sup>45</sup>, где был обнаружен «изомерный шельф» для <sup>232</sup>Th при значениях выходов, на 2—3 порядка превышающих уровень фона, зарегистрированный нами при тех же энергиях в отсутствие эффекта. Отрицательный (в смысле изомерного шельфа), не согласующийся с работой <sup>46</sup>, результат дали также новые измерения угловой анизотропии фотodelения <sup>47</sup>. Совокупность экспериментальных данных работ <sup>23</sup>, <sup>25</sup>, <sup>26</sup>, <sup>30</sup>, <sup>46</sup>, <sup>47</sup> представлена на вставке к рис. 11.

Таким образом, экспериментальное изучение свойств глубокоподбарьерного фотodelения 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  $W(\theta)$ , замеченной еще в ранних опытах <sup>25</sup>, <sup>26</sup>, 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  $\beta$ -вибрациям — продольным колебаниям ядра. Тесная связь  $\beta$ -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  $\beta$ -состоянии четно-четных ядер. Однако в случае одnogорбого барьера осуществлению такой возможности препятствовало бы сильное затухание  $\beta$ -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  $\beta$ -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  $\beta$ -состояний во второй яме делает возможным изучение самых низких  $\beta$ -фононов. Примером могут служить резонансы сечения фотodelения <sup>236</sup>U и <sup>238</sup>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 околорогового деления нейтронами ядер  $^{230}\text{Th}$ <sup>48</sup> и  $^{232}\text{Th}$ <sup>49</sup>. 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 резонансы наблюдаются при энергиях возбуждения компаунд-ядра около 5,85 МэВ для  $^{231}\text{Th}$  и выше 6 МэВ для  $^{233}\text{Th}$ . Позже подобные структуры были обнаружены и в сечении деления нечетно-нечетного делящегося ядра  $^{232}\text{Pa}$  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 зеркально-асимметричных деформаций<sup>16, 33</sup> (см. рис. 3). Если дно третьего минимума расположено достаточно высоко, то наблюдаемые структуры в сечении деления нейтронами  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{231}\text{Pa}$  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  $^{232}\text{Th}$ <sup>50</sup>, которые указывают на существование 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, соответствующих аналогичным состояниям во второй яме, где между ними должно сохраниться расщепление в несколько сотен кэВ, характерное для первой ямы. Чтобы различить две эти возможности, необхо-

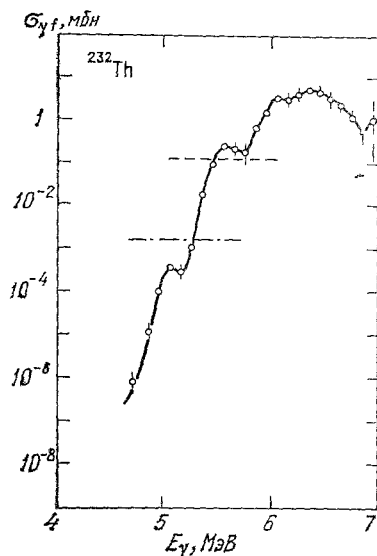


Рис. 12. Сечение подбарьерного фотоделения  $^{232}\text{Th}$ , полученное в экспериментах с тормозным излучением<sup>50</sup>.

Штриховой и штрихпунктирной линиями показаны нижние границы диапазонов, изученных соответственно с помощью квазимонохроматических фотонов и реакции  $(t, p)$  (см. текст).

димы 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  $^{232}\text{Th}$  во всей околопороговой области, как уже

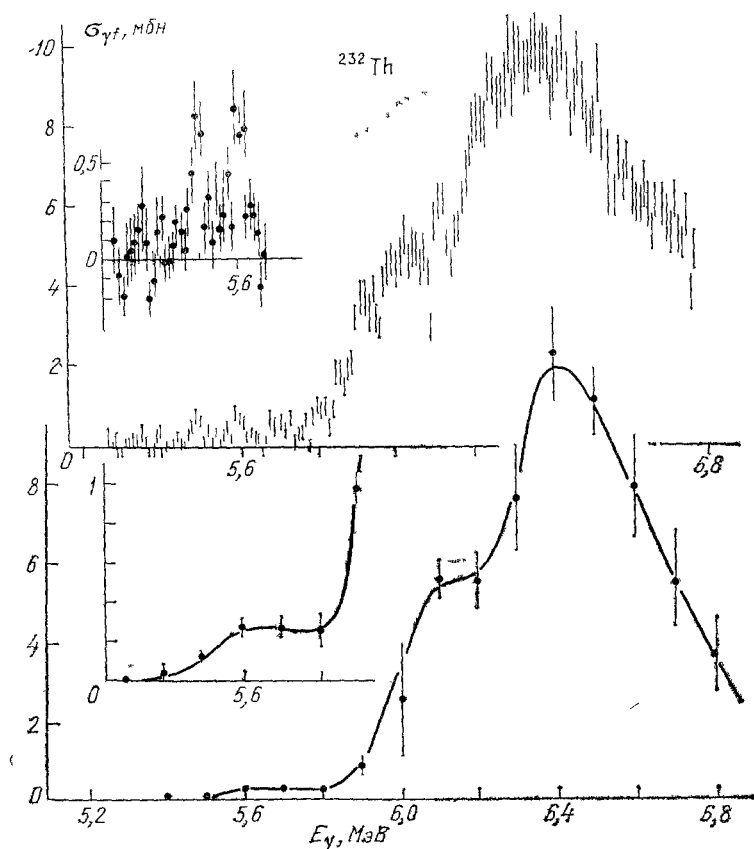


Рис. 13. Сечение фотоделения  $^{232}\text{Th}$  в околопороговой области, полученное в экспериментах с тормозным излучением (внизу) <sup>50</sup> и по методу меченых фотонов (вверху) <sup>51</sup>.

Слева на вставках показаны сечения в области энергий  $\gamma$ -квантов 5,3 — 5,8 МэВ.

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  $^{232}\text{Th}$ , выполненных методом «меченых фотонов» с высоким энергетическим разрешением 12—14 кэВ <sup>51</sup>. 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  $\gamma$ -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 актиноидов 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  $\gamma$ -квантов, на примере  $^{232}\text{Th}$  показаны на рис. 12 (см. подробнее <sup>50</sup>).

Исследование квадрупольного фотоделения  $^{232}\text{Th}$  глубоко под порогом может сыграть решающую роль и в выяснении 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  $^{232}\text{Th}$  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 актиноидов, 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 <sup>52</sup>. 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 резонанс  $^{240}\text{Pu}$  при энергии возбуждения 5,05 МэВ. Наиболее полно он был исследован в реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  с энергетическим разрешением 3 кэВ <sup>53</sup>. 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 <sup>16</sup> и при фотовозбуждении <sup>50</sup>. 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 <sup>16</sup>.

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<sup>54</sup>. Наиболее детальный аппарат описания вероятности деления с учетом структуры состояний различной природы был разработан Линном в рамках формализма  $R$ -матричной теории<sup>16, 55</sup>. 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<sup>56, 57</sup>. В этом подходе единым образом учитываются меняющиеся с энергией возбуждения физические ситуации, рассмотренные выше. В околороговой 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 неделительной природы, которые возбуждаются в начальной стадии реакции. Делительную моду обычно связывают с  $\beta$ -колебаниями и их комбинациями с простыми коллективными движениями ядра — вращениями, октупольными колебаниями,  $\gamma$ -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  $\beta$ -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 спектральной ширины  $\Gamma_{Aa}$  и расстояния  $D_a$  между компаундными уровнями. В случае  $\Gamma_{Aa} \gg D_a$  квадраты амплитуд волновых функций  $(C_{\alpha A})^2$ , которые описывают примесь входного состояния  $|A\rangle$  в диагонализированных состояниях входного состояния, определяются соотношением

$$(C_{\alpha A})^2 \approx \frac{D_a}{2\pi} \Gamma_{Aa} \left[ (E - E_A)^2 + \frac{\Gamma_{Aa}^2}{4} \right]^{-1}. \quad (10)$$

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:

$$(C_{\alpha A})^2 \sim \frac{D_a}{2\pi} \Gamma_{Aa} (E_a - E_A)^{-2}. \quad (11)$$

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

$$\Gamma_A = \sqrt{\Gamma_{Aa}^2 + \left(\frac{2D_a}{\pi}\right)^2}. \quad (12)$$

Остающиеся в случае очень слабого затухания практически чистые входные состояния  $|\alpha_0\rangle$  должны быть учтены отдельно. Коэффициент  $(C_{\alpha_0 A})^2$  для такого состояния можно найти с помощью правила сумм:

$$(C_{\alpha_0 A})^2 = 1 - \sum_{\alpha \neq \alpha_0} (C_{\alpha A})^2 \approx 1 - \sqrt{\Gamma_A^2 - \left(\frac{2D_a}{\pi}\right)^2} \Gamma_A^{-1}. \quad (13)$$

В общем случае полная ширина входного состояния, кроме ширины затухания, определяется и собственными распадными ширинами состояния  $|A\rangle$  (например, делительной  $\Gamma_{Af}$ , радиационной  $\Gamma_{Av}$  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 состояний  $|b\rangle$  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  $\Gamma_B$  меньше расстояния между  $|B\rangle$ ) обуславливает gross-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 gross-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  $|B\rangle$  состоянию  $|b_0\rangle$ , образуя очень узкий резонанс в делительной ширине состояний  $|a'\rangle$ . Поскольку полная ширина компаундных состояний класса II  $\Gamma_{b'}$  складывается из ширины их взаимодействия с состояниями класса I  $\Gamma_{b'a'}$  и делительной ширины  $\Gamma_{b'f}$  (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  $|b'\rangle$  с  $|a'\rangle$  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 I яме:  $\Gamma_{b_0} \approx 2 D_a/\pi$ .

Аналогичную структуру в глубоководбарьерной 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 ( $\sim T_A T_B$ ). Поэтому при низких энергиях ( $\leq 4,5$  МэВ для ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ ) 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,  $\sim T_A T_B$ , на более слабую,  $\sim T_A$  (изомерный шельф).

Рассмотрим теперь, как это описание согласуется с экспериментальными результатами для изотопов  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ . В результате математической обработки из угловых компонент выхода были получены сечения  $\sigma_a$ ,  $\sigma_b$ ,  $\sigma_c$ , с которыми в приближении  $\sigma_V^{E2} \ll \sigma_V^{E1}$  и с учетом задержанного деления  $\sigma_f^d$  можно просто связать сечения деления  $\sigma_f^{JK}$  для каналов с квантовыми характеристиками  $(J, \pi, K)$ :

$$\sigma_f^{2^+0} = \sigma_c, \quad \sigma_f^{1^-0} = \sigma_b + \frac{1}{2} \sigma_f^{1^-1}, \quad \sigma_f^{1^-1} + \frac{2}{3} \sigma_f^d = \frac{2}{3} \sigma_a. \quad (14)$$

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 <sup>58</sup>. Результаты этих расчетов сечений фотоделения показаны на рис. 14, и, как видно, в целом получено удовлетворительное описание экспериментальных данных.

Следует подчеркнуть, что благодаря большому экспериментально изученному энергетическому диапазону параметры барьера  $E_{fB}^{K\pi}$ ,  $E_{fV}^{K\pi}$ ,  $\hbar\omega_{AB}$  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, приведенных на рис. 14, использовались следующие спектры входных состояний  $E_B^{K\pi}$  (МэВ):

$^{236}\text{U}$	$^{238}\text{U}$
$E_B^{0^+}$ : 3,6; 4,3; 5,35	3,6; 4,7; 5,1
$E_B^{0^-}$ : 4,0; 5,1; 5,85	4,7; 5,35; 5,7
$E_B^{1^-}$ : 4,7; 5,6; 6,3	4,7; 4,8; 5,1; 5,55; 5,75

Часть этих резонансов (например, 4,0 МэВ в  $\sigma_f^{0^-}$  для  $^{236}\text{U}$ ) проявляется менее явно на опыте, но без их учета невозможно «удержать» расчетную зависимость на требуемом экспериментом уровне. В ряде случаев с этой же целью приходилось учитывать два близких состояния, разница между которыми существенно меньше среднего расстояния между делительными уров-



нями, составляющего около 0,6 МэВ, т. е. вводить «фрагментацию» входных состояний (4,7 и 4,8 МэВ, 5,55 и 5,75 МэВ в  $\sigma_f^{1-}$  ядра  $^{238}\text{U}$ ).

Нижайший по энергии резонанс в сечениях  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  находится в области изомерного шельфа, и подавляющий вклад в него дает задержанное деление. Этот резонанс принадлежит к категории резонансов, ширина которых

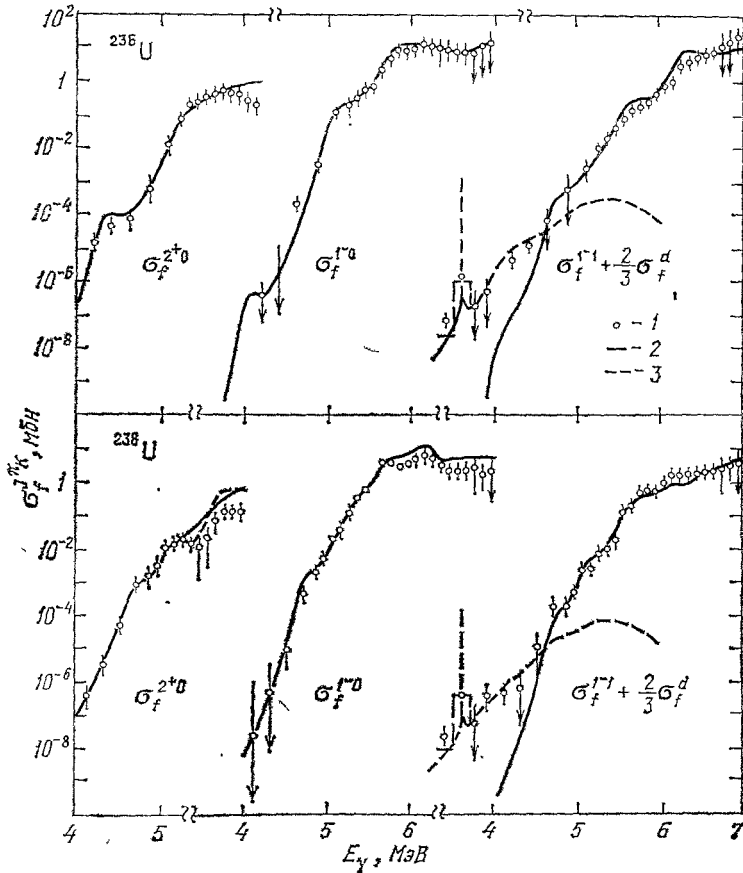


Рис. 14. Результаты анализа компонент сечения фотodelения  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  58.

1 — эксперимент, 2 — расчет по модели входных состояний мгновенного фотodelения, 3 — расчет суммарного вклада задержанного деления из изомерного состояния. Гистограммой вблизи нижайшего резонанса показан результат усреднения расчетной кривой в пределах экспериментального разрешения (100 кэВ).

вследствие условий  $\Gamma_b < D_b$  и  $\Gamma_b < D_a$  определяется не шириной затухания  $\Gamma_{bb}$ , а величиной  $D_a \ll \Gamma_{bb}$ . 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,

Аналогичные исследования массовых распределений осколков при делении в реакции  $(\gamma, f)$  были выполнены для трех изотопов:  $^{238}\text{U}$  <sup>68-70</sup>,  $^{232}\text{Th}$  <sup>68</sup> радиохимическим методом и  $^{226}\text{Ra}$  — трековой методикой <sup>71, 72</sup>. На рис. 16, а приведены экспериментальные данные об отношении выходов  $Y_s/Y_a$  для симметричного и асимметричного типов деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  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

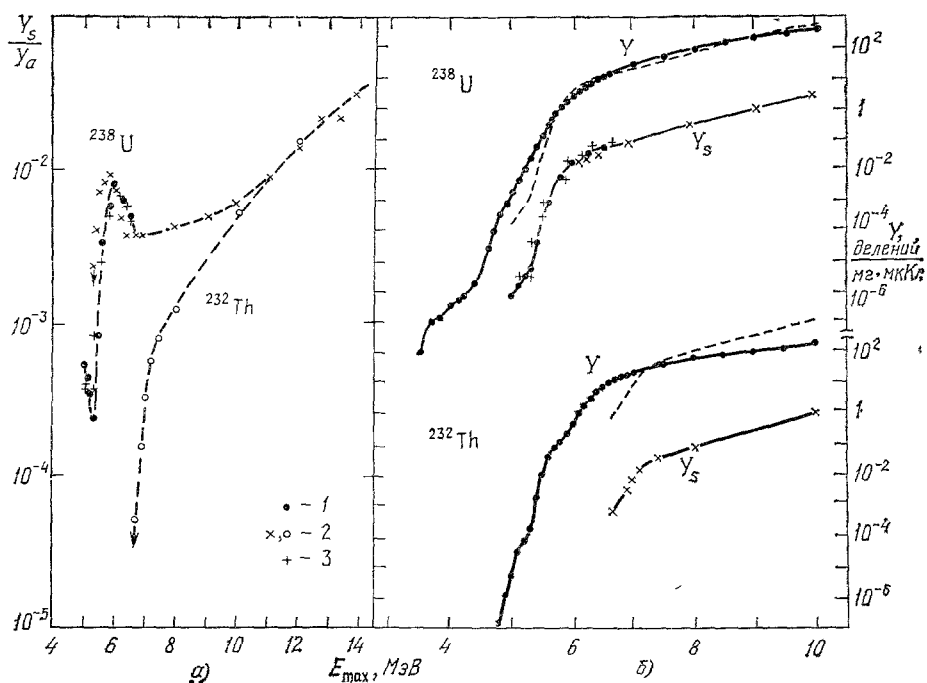


Рис. 16. Выходы (б) и отношения (а) симметричного и асимметричного фотodelения  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  тормозными  $\gamma$ -квантами.

1 — по <sup>71</sup>, — <sup>68</sup>, 3 — <sup>70</sup>, <sup>72</sup>; Y — полный выход <sup>50</sup>,  $Y_s$  — симметричный выход; штриховой линией показана зависимость  $Y_s(E)_{\max}$  нормированная к полному выходу в районе порога (см. текст).

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  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ .

На рис. 16, б приведены данные об абсолютных полных выходах  $Y = Y_a(Y_s/Y_a \ll 1)$  <sup>50</sup> и выходах симметричного деления, рассчитанных как  $YY_s/Y_a$ . Различия в симметричном и асимметричном барьерах  $^{232}\text{Th}$  проявляются непосредственно в разнице наблюдаемых порогов  $\approx 0,6$  МэВ. В случае  $^{238}\text{U}$  она менее заметна, и это связано с наличием сильного резонанса в энергетической зависимости симметричной компоненты сечения фотodelения (см., например, <sup>73</sup>), которой на рис. 16, а 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  $\gamma$ -квантов на рис. 16. Оба эффекта — сдвиг наблюдаемых порогов симметричного и асимметричного деления  $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$  и различия в резонансной структуре их сечений в реакции  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$  — свидетельствуют о значи-

тельном влиянии барьера деления на формирование распределения масс осколков, в частности, на соотношение выходов основных способов деления.

Для реакции  $^{226}\text{Ra}(\gamma, f)$  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  $(\gamma, f)$  еще очень слабо использованы. А они ведь уникальны с рассматриваемой точки зрения: соотношение высот горба  $B$  для нижайших каналов  $J^\pi = 2^+$  и  $1^-$ ,  $K = 0$ , преобладающих при низкоэнергетическом 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 делении. 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 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 непротиво-

\*) 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  $\leq 1$  МэВ для соседних с  $^{226}\text{Ra}$  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).

речивой 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 ( $\gamma$ , 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. J., 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. J.—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.<sup>19</sup>, с. 58.
22. Soldatov A. S., Smirenkin G. N., Karitzza 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<sup>11</sup> 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<sup>11</sup> сб.— 1980.— V. 1, p. 61.
29. Линдгрэн 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 (FR) 51/L-NEANDC(E) 224.— 1981.
34. Сущков 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.
36. 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 Zorro 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., Soldatov 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 Zorro A. et al.— Ibid., 1981, v. 24, p. 2762.
47. Остапенко Ю. Б., 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. F., 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<sup>11</sup> 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. e. a.— 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., Новгородцева 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 <sup>11</sup> сб.— 1980.— V. 1, p. 55.
74. Смиренкин Г. Н., Ципенюк Ю. М.— Ibid.— P. 31.
75. Kopchyn E., Sprech H. J., Weber J.— Ibid. V. 2, p. 3.