

## ОСОБЕННОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ РАДИЯ И АКТИНИЯ

Ю. А. Селицкий

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Ленинград

В обзоре систематизирован экспериментальный материал исследований по делению ядер радия и актиния с характерным для них необычным трехгорбым распределением масс осколков. Для различных способов возбуждения приведены сечения, пороги деления, кинетические энергии и угловые распределения осколков, энергетическая зависимость выхода компоненты симметричного и асимметричного деления. Обсуждаются теоретические модельные представления, объясняющие трехгорбость распределения масс осколков и зависимость ее от энергии возбуждения.

The experimental data on the fission of radium and actinium nuclei which are characterized by unusual triple-humped mass yield curve of fission fragments are reviewed. For different excitation modes, fission cross sections, thresholds, fragment kinetic energies and angular distributions, energy dependence of symmetric and asymmetric fission components are given. Theoretical models which explain the triple-humped mass yield curve of fission fragments and its dependence on the excitation energy are discussed.

### ВВЕДЕНИЕ

После открытия реакции деления ядер основное внимание физиков было направлено на исследование деления урана, тория и трансурановых элементов. В связи с развитием атомной энергетики легкоделяющиеся ядра вызвали наибольший интерес. Однако, несмотря на многочисленные публикации о подобных исследованиях, оставалась непонятной основная характеристика деления — механизм формирования распределения осколков по массам. Экспериментально было установлено, что если при низких и средних возбуждениях ядра с  $Z = 90 \div 98$  делятся с наибольшей вероятностью асимметрично, то ядрам легче астата при возбуждениях над барьером  $\sim 10$  МэВ и выше присуще «жидкокапельное» симметричное распределение масс осколков. Можно было ожидать, что находящиеся между этими двумя группами радий и актиний скорее всего делятся асимметрично, но с меньшим провалом между пиками, чем у более тяжелых ядер. Эксперимент Енсена и Файерхолла в 1958 г. по делению радия протонами дал удивительный результат: кривая выхода масс оказалась трехгорбой [1],

(рис. 1). Ее сложная форма как бы представляла собой суперпозицию двугорбого асимметричного деления и одногорбого симметричного. Аналогичные результаты были получены при возбуждении радия дейтронами [2],  $\alpha$ -частицами [2],  $\gamma$ -квантами [3] и нейтронами [4] средних энергий. Необычность свойств этих ядер состоит не только в трехгорбости кривых выхода масс осколков. Эксперимент показал, что у ядер легче тория приблизительное постоянство высоты делительного барьера, характерное для ядер с  $Z \geq 90$ , сменяется быстрым его увеличением; своеобразны трансформация кривой выхода масс с ростом энергии возбуждения, угловые распределения осколков и зависимость числа испаряющихся нейтронов от массы осколка. Таким образом, деление радия и актиния оказывается не обычным частным случаем в довольно обширном перечне делящихся ядер, а представляет собой наиболее сложное явление в делении.

За четыре десятилетия, прошедших со времени открытия деления, был разработан ряд теоретических моделей, описывающих с различной степенью полноты основные свойства реакции. Каждая из моделей нуждается в экспериментальной проверке. И в этом отношении, в силу своей сложности, экспериментальные делительные характеристики промежуточных ядер типа Ra и Ac являются наиболее жестким тестом их правильности и универсальности.

В данной работе систематизирован экспериментальный материал, относящийся к делению Ra и Ac, и рассмотрены имеющиеся варианты его теоретического объяснения в рамках различных модельных представлений. До настоящего времени по этому вопросу публиковались лишь оригинальные работы или проводился анализ отдельных характеристик деления без достаточно полных библиографических сведений.

## 1. СЕЧЕНИЯ И БАРЬЕРЫ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ РАДИЯ И АКТИНИЯ

**Сечения деления.** Исследование ядер в области между висмутом и торием осложняется их большой удельной активностью и сравнительно малыми сечениями деления. Практически возможно приготовление мишеней лишь из наиболее долгоживущих  $^{226}\text{Ra}$

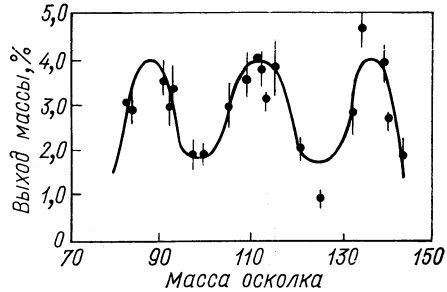


Рис. 1. Распределение масс осколков деления  $^{226}\text{Ra}$  протонами с энергией 11 Мэв [1]

( $\tau_{1/2} = 1622$  года) и  $^{227}\text{Ac}$  ( $\tau_{1/2} = 22$  года). Прежде всего рассмотрим известные сечения деления этих ядер и затем перейдем к анализу получаемых из них пороговых энергий или высот барьеров. На первом этапе экспериментального исследования Ra облучался

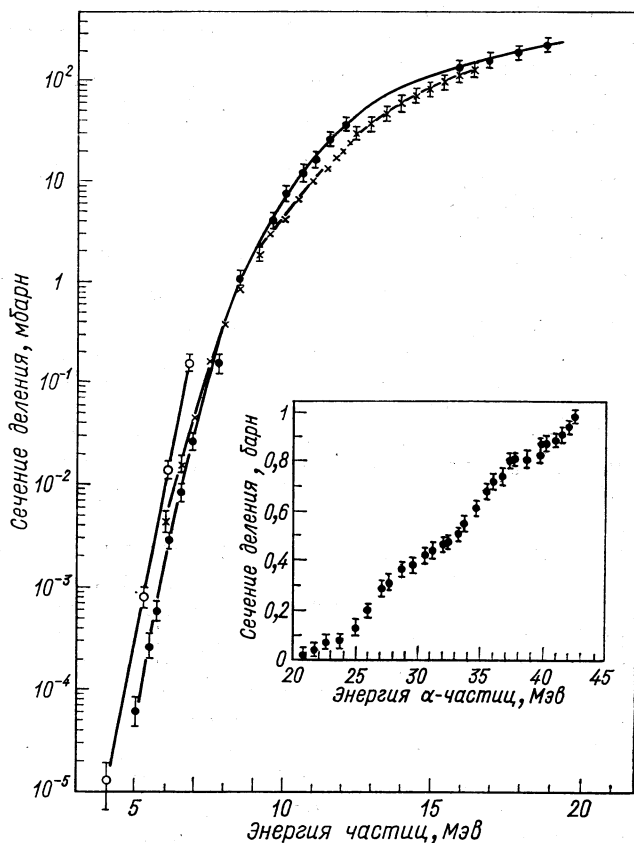


Рис. 2. Сечения деления  $^{226}\text{Ra}$  и  $^{227}\text{Ac}$  заряженными частицами: × —  $^{226}\text{Ra} + p$  [6,7]; ● —  $^{226}\text{Ra} + d$  [7,9]; ○ —  $^{227}\text{Ac} + d$  [10]; на вставке —  $^{226}\text{Ra} + \alpha$  [5]

в основном заряженными частицами [1, 2, 5—9], так как большие потоки заряженных частиц позволяли компенсировать низкую делимость радия. Сечения деления ядер заряженными частицами имеют крутую энергетическую зависимость (рис. 2), обусловленную влиянием кулоновского взаимодействия. Кулоновский барьер

$$B_{\text{кул}} = Z_1 Z_2 e^2 / [r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})],$$

где индексы 1 и 2 относятся к ядру мишени и налетающей частице. Для рассматриваемых ядер и однозарядных частиц  $B_{\text{кул}} \approx \approx 14 \text{ Мэв}$ . Как будет видно из последующих определений, у радия и актиния кулоновский барьер существенно выше барьера деления ( $B_{\text{кул}} - B_f \approx 7 \text{ Мэв}$ ), и это приводит к тому, что сечение деления резко уменьшается с понижением возбуждения компаунд-ядер еще задолго до приближения к  $B_f$ . Таким образом, непосредственное определение  $B_f$  по резкому спаду делимости при облучении радия заряженными частицами оказалось невозможным. Расчет же  $B_f$  с привлечением модельных представлений был слишком неоднозначен, поэтому значения кулоновского барьера промежуточных ядер оставались неизвестными. Такого рода осложнений нет при облучении ядер нейтронами и  $\gamma$ -квантами.

Сечения реакций  $^{226}\text{Ra}(n, f)$  [11—14] и  $^{227}\text{Ac}(n, f)$  [15] измерены с помощью слюдяных трековых детекторов [16], обладающих высокой эффективностью регистрации осколков и практически нечувствительных к частицам с  $Z \leq 20$ , т. е. и к интенсивному  $\alpha$ -излучению мишеней. Изображенные на рис. 3 кривые  $\sigma_{n, f}$  ( $^{226}\text{Ra}$  и  $^{227}\text{Ac}$ ) относятся к самым легким ядрам, для которых измерены нейтронные сечения деления. Сравнение их с аналогичными измерениями на более тяжелых ядрах показывает, что с уменьшением  $Z$  происходят вполне естественные изменения: 1) увеличивается пороговая энергия нейтронов; 2) быстро падает величина  $\sigma_{n, f}$ ; 3) если в функции возбуждения  $^{227}\text{Ac}$  еще наблюдается ступенчатая форма, связанная с порогами  $(n, n'f)$ -,  $(n, 2n'f)$ -реакций, то на Ra она практически исчезает из-за крутой энергетической зависимости отношения ширины  $\Gamma_f/\Gamma_n$ .

Сложность работы с радиевыми и актиниевыми мишенями привела к значительным расхождениям значений сечений, измеренных разными авторами. Так в [4] в отличие от [11—14], скорее всего из-за примеси в мишени более тяжелых элементов, не был обнаружен порог деления в реакции  $^{226}\text{Ra}(n, f)$ . Несмотря на значительное значение  $B_f$  ( $^{227}\text{Ra}$ ), опубликована работа, в которой получено удивительно большое сечение деления  $^{226}\text{Ra}$  тепловыми нейтронами [18]. Результат этот не подтвердился в [19, 20], в которых определена верхняя граница сечения  $\sigma_f$  ( $^{226}\text{Ra} + n_{\text{тепл}}\text{e}$ )  $\leq \leq 0,03 \text{ мбарн}$ . Как показано в [15], неправдоподобно велико сечение деления  $^{227}\text{Ac}$  реакторными нейтронами, определенное в [21]. Завышение, по-видимому, обязано делению дочерних элементов, накапливающихся при распаде  $^{227}\text{Ac}$ .

Кроме нейтронного облучения, для получения сведений о барьерах Ra и Ac проведены эксперименты по их фотоделению с использованием тормозного  $\gamma$ -излучения мощных линейных электронных ускорителей и микротронов. Делимость ядер при постановке экспериментов на тормозном спектре  $\gamma$ -квантов с граничной энергией  $E_0$  характеризуется выходом деления  $Y(E_0)$ ,

т. е. количеством делений в мишени, отнесенным к одному ядру и единице потока  $\gamma$ -квантов. Выход фотоделения представляет собой функцию, зависящую от сечения деления моноэнергетическими  $\gamma$ -квантами  $\sigma_{\gamma, f}(E_\gamma)$  и формы спектра тормозного излучения  $W(E_\gamma, E_0)$ :

$$Y(E_0) = \alpha \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma, f}(E_\gamma) W(E_\gamma, E_0) dE_\gamma,$$

где  $\alpha$  — коэффициент пропорциональности, определяемый выбором нормировки спектра тормозного излучения.

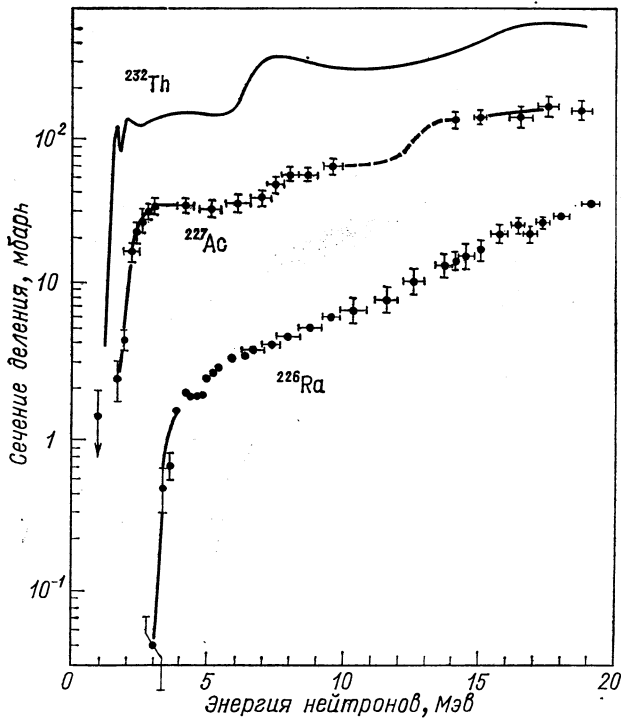


Рис. 3. Сечения деления нейтронами ядер-мишеней  $^{226}\text{Ra}$  [11—14],  $^{227}\text{Ac}$  [15],  $^{232}\text{Th}$  [17]

В первом эксперименте по облучению Ra тормозными  $\gamma$ -квантами было определено, что при  $E_0 = 23$  Мэв выход фотоделения Ra примерно в 100 раз меньше, чем  $^{238}\text{U}$  [3]. Впоследствии нами были измерены кривые выхода фотоделения  $^{226}\text{Ra}$  [22, 23] и  $^{227}\text{Ac}$ , из которых с помощью решения приведенного выше интегрального уравнения получены сечения  $\sigma_{\gamma, f}$ . Энергетическая зависимость сече-

ния фотоделения имеет форму гигантского резонанса, типичную для дипольного поглощения  $\gamma$ -квантов (рис. 4). Кривая энергетической зависимости сечения фотоделения  $^{227}\text{Ac}$  расщепляется на два резонанса, обязанных дипольным колебаниям вдоль оси вытянутости ядра (левый пик на рис. 4) и колебаниям в перпендикулярном направлении. Последний вид коллективного движения имеет удвоенный статистический вес [24] и, соответственно, увеличенную площадь под правым резонансом на рис. 4. Расщепление гигантского резонанса, являясь следствием деформации ядра

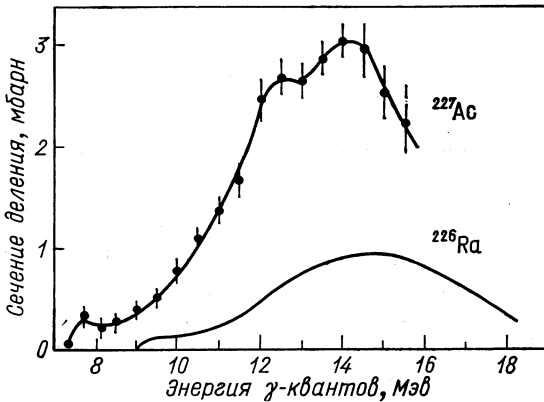


Рис. 4. Сечения фотоделения  $^{226}\text{Ra}$  [23] и  $^{227}\text{Ac}$

в основном состоянии в виде эллипсоида вращения, позволяет рассчитать отношение его осей  $a/b$  [24]. Для  $^{227}\text{Ac}$  получено  $a/b = 1,15$ , близкое к значению из спектроскопических экспериментов [26]. При расчете  $\sigma_{\gamma,f}$  ( $^{226}\text{Ra}$ ) в [23], как это часто делается, использовались не экспериментальные значения  $Y(E_0)$ , а усредненные значения, принадлежащие кривой выхода фотоделения. По этой причине функция возбуждения фотоделения радия на рис. 4 приведена без нанесения рассчитанных, и соответственно усредненных, значений  $\sigma_{\gamma,f}$ . Энергетический интервал между экспериментальными точками кривой выхода фотоделения Ra составлял 1 Мэв, т. е. был слишком велик для проявления двугорбости функции возбуждения. Но полуширины гигантских резонансов Ra и Ac примерно одинаковы, т. е. близки и их деформации в основном состоянии. Оба эти ядра занимают промежуточное положение между сферическим Pb с заполненными оболочками по  $N$  и  $Z$  и сильно деформированными более тяжелыми ядрами типа тория — урана с  $a/b \approx 1,25$  [25].

Сведения о сечениях деления Ra и Ac при различных видах возбуждения приведены в табл. 1.

Сечения деления Ra и Ac

Реакция	Энергия частиц, Мэв	Сечения деления, см <sup>2</sup>	Литература
<sup>226</sup> Ra + p	6—16,5	4 · 10 <sup>-30</sup> —10 <sup>-25</sup>	[2, 5, 6, 7]
<sup>226</sup> Ra + p	11—100	произв. ед.	[8]
<sup>226</sup> Ra + d	5—21	6 · 10 <sup>-32</sup> —2 · 10 <sup>-25</sup>	[2, 5, 7, 9]
<sup>227</sup> Ac + d	4—7	1,3 · 10 <sup>-32</sup> —1,5 · 10 <sup>-28</sup>	[10]
<sup>226</sup> Ra + α	21—43	2 · 10 <sup>-26</sup> —10 <sup>-24</sup>	[5]
<sup>226</sup> Ra + n	3—19	4 · 10 <sup>-29</sup> —3,3 · 10 <sup>-26</sup>	[4, 11—14]
<sup>223</sup> Ra + n <sub>реакт</sub>	—	~ 7 · 10 <sup>-25</sup>	[26]
<sup>226</sup> Ra + n <sub>тепл</sub>	—	≤ 7 · 10 <sup>-30</sup>	[19, 20]
<sup>227</sup> Ac + n	0,9—18,6	1,3 · 10 <sup>-27</sup> —1,4 · 10 <sup>-25</sup>	[15]
<sup>227</sup> Ac + n <sub>тепл</sub>	—	≤ 3 · 10 <sup>-28</sup>	[27]
<sup>226</sup> Ra + γ	≤ 20	≤ 10 <sup>-27</sup>	[22, 23]
<sup>227</sup> Ac + γ	≤ 15,5	≤ 3 · 10 <sup>-27</sup>	

**Барьеры деления.** Выше отмечалось, что, так же как и при делении нейтронами четно-четных ядер-мишеней с  $Z \geq 90$ , зависимости от энергии нейтронов сечений деления <sup>226</sup>Ra и <sup>227</sup>Ac имеют пороговый характер. В подобных случаях  $B_f$  определяют на основе формулы проницаемости параболического барьера, полученной Хиллом и Уилером [28]:

$$P_f = \left[ 1 + \exp \left( \frac{B_f - E^*}{\hbar\omega/2\pi} \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где  $E^*$  — энергия возбуждения компаунд-ядра;  $\hbar\omega$  — параметр кривизны барьера.

При низких возбуждениях с некоторым приближением  $\sigma_f$  прямо пропорционально делительной ширине  $\Gamma_f$  или степени открытия наинизшего канала:

$$\sigma_f \sim \Gamma_f \sim P_f.$$

Барьер деления в этом случае численно равен возбуждению  $E^*$  порог, при котором  $\sigma_f$  составляет половину от сечения в области выхода на «плато»:

$$B_f(A+1) = E^*_{\text{порог}} = E_n_{\text{порог}} + B_n(A+1), \quad (2)$$

где  $A$  — массовое число ядра-мишени;  $B_n(A+1)$  — энергия связи нейтрона в компаунд-ядре.

Приближенность определения  $B_f$  в таком способе связана с тем, что:

1) не учитывается вклад в  $\Gamma_f$  каналов, лежащих над нижайшим состоянием; 2) не учтена сложность формы барьера. Как показано В. М. Струтинским [29, 30] и в работах других авторов, с развитием деформации в ядре сохраняется оболочечная струк-

Таблица 2

Сравнение экспериментальных и теоретических высот барьеров деления радия и актиния (в  $Mэв$ )

Делящееся ядро	$V_f$ экспер	$V_f$ теор с учетом оболочечных поправок и асимметрии	$V_{f,к.м}$ [32]
$^{228}Ra$	8,2—8,9 [33]	8,2 [34]; 8,7 [35]	7,4
$^{227}Ra$	8,3±0,3 [11—14]	—	7,2
$^{226}Ra$	8,5±0,5 [11, 22, 23]	8,5 [36]; 9,0 [35]	7,0
$^{225}Ra$	7,6±0,5 [37]	—	6,5
$^{228}Ac$	7,2±0,2 [15, 38, 39]	—	5,7
$^{227}Ac$	7,0±0,5 [15]	—	5,5
	7,3 [38, 39]	—	—
	7,6±0,3 из (γ, f)-реакции; (см. рис. 4)	—	—

тура. Это приводит в общем случае к сложной форме барьера и появлению резонансов в подпороговой области  $\sigma_f$ , обязанных уровням во второй потенциальной яме; 3) в области порога приняты приблизительно постоянными ширины  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_\gamma$  и сечение захвата нейтронов  $\sigma_c$ .

Однако, как показывает сопоставление расчетов  $V_f$  по (2) с примерами более строгого канального анализа [31], благодаря большой крутизне спада  $\sigma_f$  в пороговой области, различие рассчитанных  $V_f$  не превышает 0,2—0,3  $Mэв$ . По этой причине, за неимением детальных сведений о канальной структуре состояний в седловой точке, часто используется приведенный выше упрощенный подход.

Барьеры деления изотопов Ra и Ac, определенные из порогов  $(n, f)$ -,  $(n, n'f)$ -,  $(n, 2n'f)$ -реакций в нейтронных функциях возбуждения, из крутого спада в кривых выхода фотоделения и из рассчитанных сечений фотоделения приведены в табл. 2. Сечение деления радия нейтронами с увеличением  $E_n$  возрастает монотонно, без ступенек, свойственных более тяжелым ядрам (см. рис. 3), поэтому пороги его эмиссионного деления идентифицировались по изменениям в угловых распределениях осколков (разд. 4).

В последние годы опубликован ряд работ, в которых делимость изотопов Ra и Ac ( $W_f = \Gamma_f/\Gamma$ ) была получена из прямых реакций [33, 38, 39]. Например, при облучении ядер дейтонами делимость определялась как

$$W_f = \sigma(d, pf)/\sigma(d, p)$$

Высоты барьеров  $^{227}Ac$  и  $^{228}Ac$  в работах Конечного и др. [38, 39] оценены соответственно в 7,3 и 7,2  $Mэв$ , что в пределах погрешно-



сти совпадает с результатами эксперимента прямого облучения  $^{227}\text{Ac}$  нейтронами [15].

На рис. 5 вся совокупность полученных значений  $B_f$  (Ra, Ac) представлена в зависимости от параметра делимости  $Z^2/A$ . Часто

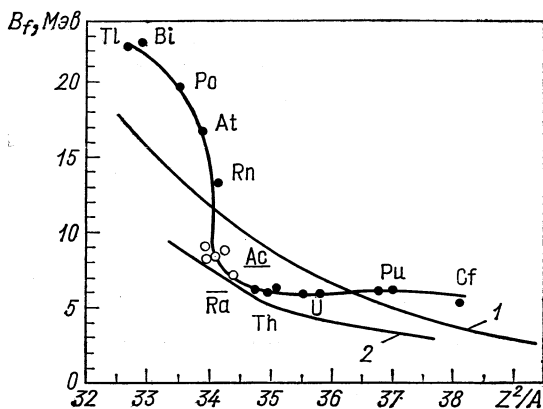


Рис. 5. Экспериментальные и жидкокапельные барьеры деления ядер:

○ —  $B_f$  (Ra и Ac) на основе данных [11—15, 23, 33, 37—39]; ● —  $B_f$  из [40];  $B_f$  ( $^{216}\text{Rn}$ ) из [41]; 1 —  $B_f$  жкм [42]; 2 —  $B_f$  жкм [32]

для подобных сопоставлений используют удобный в теоретических расчетах параметр

$$x = E_{\text{кул}}/2E_{\text{пов}} \sim Z^2/A,$$

где  $E_{\text{кул}}$  — энергия кулоновского взаимодействия протонов сферического ядра;  $E_{\text{пов}}$  — его поверхностная энергия. Чтобы исключить неоднозначность  $x$  для данного ядра, связанную с тем, что в разных работах используются разные коэффициенты пропорциональности в выражениях  $E_{\text{кул}}$  и  $E_{\text{пов}}$ , на рис. 5 по оси абсцисс отложено однозначное для каждого ядра значение  $Z^2/A$ . Экспериментальные барьеры ядра вне области изотопов Ra и Ac взяты из обзора [40],  $B_f$  ( $^{216}\text{Rn}$ ) — из [41]. Как видно из рис. 5, у ядер легче тория  $B_f$  начинает увеличиваться и в области Rn и Ac имеет самую большую крутизну роста. В отличие от такой нерегулярной зависимости, жидкокапельный барьер деления изменяется плавно [32]. В расчетах различных авторов абсолютная величина  $B_f$  ж.к.м получается разная в зависимости, например, от параметризации, учета диффузности границы ядра, коэффициента поверхностного натяжения, но относительное изменение  $B_f = f(Z^2/A)$  всегда остается монотонным, пропорциональным  $(1-x)^3$ . Для иллюстрации подобных различий в расчете  $B_f$  ж.к.м на рис. 5 приведены две кривые [32, 42]. Можно подобрать константы при расчете  $B_f$  ж.к.м таким образом, чтобы получилось согласие с  $B_f$  эксп в какой-то узкой области  $Z^2/A$ , но это приведет к резкому расхождению с  $B_f$  эксп других ядер.

Отклонение  $B_f$  эксп от  $B_f$  ж.к.м объясняется влиянием оболочек в основном состоянии ядра и в седловой точке. Характер этого влияния и его количественное выражение показаны на рис. 6. В области Ra оболочечная поправка потенциальной энергии основного состояния близка к нулю [34, 43]. С увеличением  $Z^2/A$

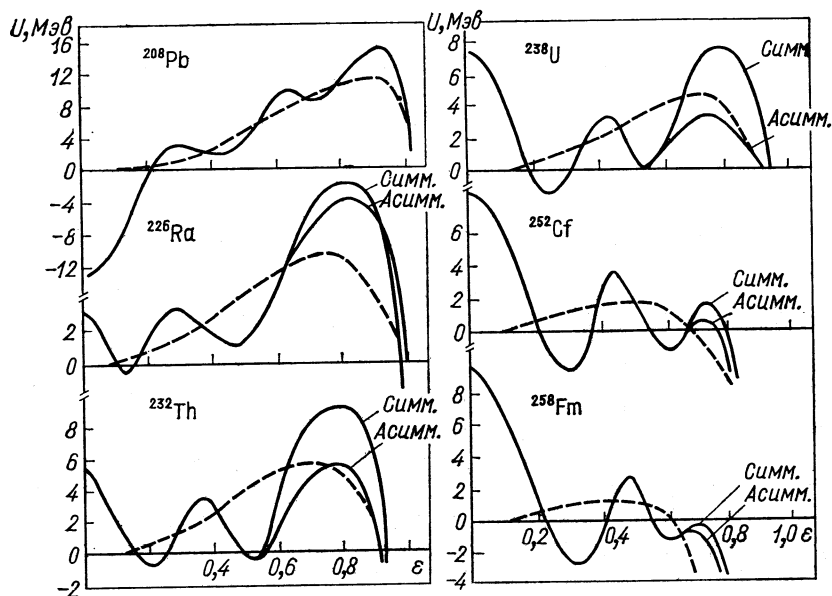


Рис. 6. Потенциальные энергии деформации, соответствующие делению через симметричную и асимметричную седловые точки:  
пунктир — жидкокапельный барьер для симметричного деления [43]

она постепенно возрастает, достигая у кюрия 2,5 Мэв (потенциальная энергия в основном состоянии ниже энергии сферического жидкокапельного ядра) [34, 40, 43]. У ядер легче Ra оболочечная поправка в основном состоянии очень быстро увеличивается из-за приближения к дважды магическому ядру с  $Z = 82$ ,  $N = 126$  и достигает  $\sim 14$  Мэв [42, 44]. Этим эффектом и объясняется столь быстрый подъем  $B_f$  эксп у ядер  $^{216}\text{Rn} - ^{209}\text{Bi}$ . Оболочечная поправка при больших деформациях ядер-актинилов проявляется в виде образования второй глубокой потенциальной ямы (изомерия формы). Поправка же  $B_f$  ж.к.м находится на уровне  $0 \div 3$  Мэв и относится у ядер легче плутония к внешнему, а у более тяжелых — к внутреннему барьеру (см. рис. 6) [34, 42, 43]. В итоге у актинилов тяжелее Th оболочечные поправки в основном состоянии и в сед-

ловой точке приводят к приближительному постоянству  $V_f \approx \approx 6 Mэв$  (см. рис. 5).

Расчеты для соседних с актинидами четно-четных ядер  $^{226}Ra$  и  $^{228}Ra$  с учетом асимметрии в седловой точке свидетельствуют о повышении  $V_f$  до 8—9  $Mэв$  [34, 42, 32, 35]. Наилучшее согласие с экспериментом достигнуто в [34, 36] (см. табл. 2). Согласно этим расчетам потенциальная энергия деформации ядер радия обладает следующими характерными особенностями:

1) барьер деления всегда оказывается двугорбым, причем более высоким является внешний барьер  $V_{f_2}$  (о таком соотношении горбов свидетельствует также отсутствие изомерного деления Ra и Ac [45];

2) разница высот барьеров  $V_{f_2}$  и  $V_{f_1}$  для различных изотопов Ra примерно одна и та же и равна  $5 \div 6 Mэв$ ;

3) внешний барьер  $V_{f_2}$  имеет наименьшую высоту при асимметричной деформации с параметром асимметрии, соответствующим отношению масс формирующихся осколков 1,2—1,6 [35, 43]. Внешний барьер для симметричной деформации ядра оказывается на  $1 \div 2 Mэв$  выше.

В последних более корректных расчетах Меллер и Никс [44] обнаружили у легких актинидов расщепление барьера  $V_{f_2}$  на два горба примерно равной высоты с небольшой впадиной между ними глубиной  $\sim 1 Mэв$ . Это дает возможность объяснить экспериментально наблюдаемые резонансы в околороговой делимости  $^{233}Th$ ,  $^{231}Th$  [31]. Предположение о подобном расщеплении второго горба у  $^{228}Ra$  и  $^{227}Ac$  высказывалось в [35, 39]. Оболочечные поправки к потенциальной энергии и барьеры деления нечетных ядер Ra и Ac пока не рассчитаны. Экспериментальные же  $V_f$ , как видно из табл. 2, в пределах погрешности не проявляют четно-нечетных различий. Такое же свойство  $V_f$  более тяжелых ядер отмечалось в [40, 47].

Таким образом, измерение высот барьеров деления  $^{216}Rn$  изотопов Ra и Ac заполнило существовавший пробел между W и Th. Характер изменения  $V_f$  в зависимости от  $Z^2/A$  делящихся ядер лучшим образом объясняется при учете их оболочечной структуры на всех этапах деформации от основного состояния до седловой точки.

## 2. АСИММЕТРИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ОСКОЛКОВ И ЕЕ ОСОБЕННОСТИ

Трехгорбое распределение масс осколков у ядер Ra и Ac при средних энергиях возбуждения представляет собой их характерное и наиболее удивительное свойство. С накоплением экспериментального материала и развитием теории деления высказывались

различные предположения о природе этого сложного распределения масс, которые и будут рассмотрены ниже.

**Суперпозиция безэмиссионного и эмиссионного деления. Свойства кривой выхода масс до порога эмиссионного деления.** На рис. 1 приведена первая трехгорбая кривая выхода масс осколков, полученная радиохимическим путем в 1958 г. Енсенем и Файерхоллом при делении  $^{226}\text{Ra}$  протонами с энергией  $11 \text{ Мэв}$  [1]. Авторы этой работы предполагали, что трехгорбость является следствием простого наложения сильно возбужденного симметричного \* деления компаунд-ядер  $^{227}\text{Ac}$  и асимметричного распределения осколков деления ядер  $^{226}\text{Ra}$ , охлажденных предварительным испарением нейтронов. Несмотря на то, что в дальнейшем появились и другие точки зрения, работа Перри и Файерхолла 1971 г. по делению Ra дейтонами и протонами [7] как бы подтвердила правильность первого предположения. Эксперимент состоял в том, что из распределения осколков  $^{228}\text{Ac}$ , возбужденного до  $E^* = 24 \text{ Мэв}$ , вычиталось распределение масс послеэмиссионного деления, измеренное в реакции  $^{226}\text{Ra} + p \rightarrow ^{227}\text{Ac} \rightarrow f$ . Оказалось, что разностная кривая чистого доэмиссионного деления  $^{228}\text{Ac}$  имеет вид симметричного одногорбого распределения. Однако дефект эксперимента состоял в слишком высоком возбуждении исходных компаунд-ядер. Известно, что выход осколков в симметричном пике быстро увеличивается с ростом возбуждения. Поэтому асимметричное деление, не связанное с охлаждением ядер нейтронной эмиссией, в работе [7] могло оказаться незамеченным на фоне преобладающего симметричного пика. Перри и Файерхолл отмечали необходимость проведения измерений в области низких возбуждений, где эмиссионное деление не могло существовать по энергетическим соображениям. Именно в этом случае интересно было знать, останется ли распределение масс осколков трехгорбым.

Такой критический эксперимент поставлен нами при облучении  $^{226}\text{Ra}$  нейтронами с энергией  $E_n = 5\text{--}15 \text{ Мэв}$  [13, 14] (порог эмиссионного деления находится в области  $E_n = 9 \text{ Мэв}$ ). Отсутствие кулоновского барьера позволило проводить измерения при низких  $E^*$ . Источником информации о характере кривой выхода масс служили спектры кинетической энергии осколков  $E$  без парных совпадений. Благодаря специфике деления Ra этого оказалось достаточно для оценки той доли полного количества актов

\* Здесь и далее под «симметричным» делением подразумевается относительный суммарный выход осколков в области пика с наиболее вероятными массами осколков  $m_1 = m_2$ . Аналогично определяется «асимметричное» деление. Проверка показывает, что расчет относительного выхода компоненты не зависит от того, производится ли аппроксимация пиков кривыми Гаусса [6, 44] или разбивкой на три участка, границы которых определяются минимумами в кривой выхода масс [38, 39].

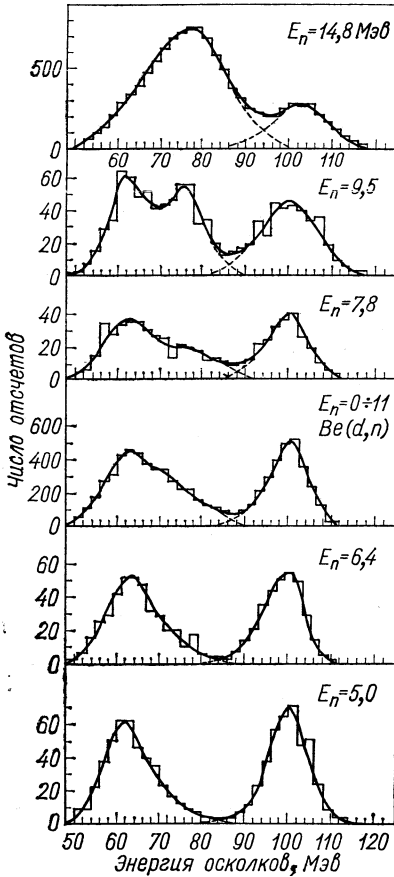


Рис. 7. Спектры кинетической энергии осколков в лабораторной системе координат при делении  $^{226}\text{Ra}$  нейтронами с различной энергией [13, 14]:  $d$  — спектр при эффективной энергии нейтронов  $\sim 7,6$  Мэв; нейтроны получены облучением толстой бериллиевой мишени дейтонами с энергией 6,8 Мэв

ядер, испытывающих асимметричное деление, Ra, как наиболее легкое ядро, имеет самое асимметричное наиболее вероятное разделение масс). Эта особенность спектров позволила выделить в них группу легких осколков, экстраполируя склоны кривых справа

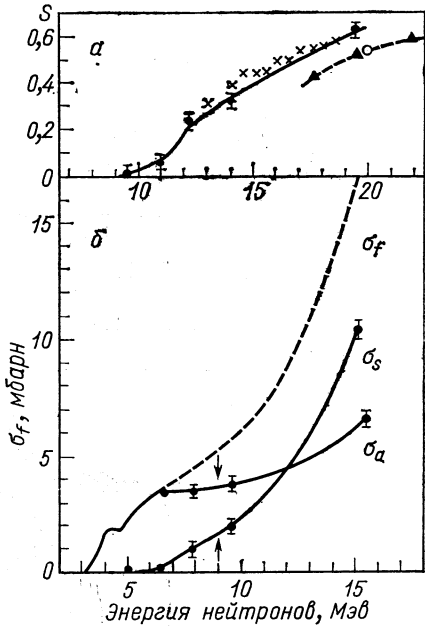
деления, которое приходится на центральный пик кривой выхода масс. При измерении энергии только одного из парных осколков можно было располагать радиевую мишень почти вплотную к источнику нейтронов в области потока частиц большой удельной плотности, т. е. по сравнению с экспериментом, в котором измеряются раздельно энергии двух совпадающих осколков, обеспечить существенный выигрыш в скорости набора информации. Из рис. 7, где приведены спектры кинетической энергии осколков деления Ra в лабораторной системе координат, видно, что пик симметричного деления преобладает при  $E_n = 15$  Мэв. С уменьшением энергии нейтронов вклад симметричного деления быстро падает, и при  $E_n = 5$  Мэв спектр имеет вид, аналогичный спектрам тяжелых асимметрично делящихся ядер. Видно также, что на всех спектрах рис. 7 четко выраженный минимум отделяет пик легких осколков асимметричного деления от суммарного распределения тяжелых осколков и осколков симметричного деления. Указанная особенность спектров является отражением, во-первых, того обстоятельства, что средняя полная кинетическая энергия симметричного деления меньше асимметричного и, во-вторых, того, что разница наиболее вероятных значений энергии легкого и тяжелого осколков при делении Ra велика (среди всех

и слева от минимума к оси абсцисс (пунктир на рис. 7). Если обозначить число легких осколков в правом пике кривых  $N_1$ , то в оставшуюся часть  $N_2$  войдут тяжелые осколки асимметричного деления и пик симметричного деления. В этом случае доли симметричного  $s$  и асимметричного  $a$  деления

$$s = \frac{N_2 - N_1}{N_1 + N_2}; \quad a = 1 - s. \quad (3)$$

Рис. 8. Зависимость относительного выхода симметричного деления от энергии нейтронов или энергии возбуждения компаунд-ядер (а). Симметричная ( $\sigma_s$ ) и асимметричная ( $\sigma_a$ ) компонента сечения деления Ra нейтронами (б):

● —  $^{226}\text{Ra} + n$  [13, 14]; × —  $^{226}\text{Ra} + p$  [6];  
▲ —  $^{226}\text{Ra} + d$  [48]; ○ —  $^{226}\text{Ra} + d$  [49];  
пунктир — полное сечение деления  $\sigma_f$ ;  
стрелка — порог реакции  $^{226}\text{Ra}(n, n', f)$



Результаты расчетов в виде зависимости  $s(E_n)$  представлены на рис. 8, а. Одновременно со шкалой энергии нейтронов дана шкала энергии возбуждения делящегося ядра  $E^*$ . На рис. 8, б представлено разделение полного сечения деления  $\sigma_f \text{Ra}$  нейтронами на компоненты симметричного  $\sigma_{fs} = s\sigma_f$  и асимметричного  $\sigma_{fa} = a\sigma_f$  деления. Интересно, что компонента  $\sigma_{fa}$ , в области  $E_n \leq 9 \text{ Мэв}$  имеет участок плато, характерный для тяжелых, асимметрично делящихся ядер, а зависимость  $\sigma_{fs}(E^*)$  напоминает ход сечения легких делящихся ядер.

В результате оказалось возможным сделать следующие выводы: 1) в области энергий вблизи барьера деления Ra делится асимметрично, так же как и более тяжелые ядра; 2) при более высоких энергиях до  $E^* \leq 13,5 \text{ Мэв}$ , где эмиссионное деление еще отсутствует, деление компаунд-ядер  $^{227}\text{Ra}$  характеризуется трехгорбой кривой выхода масс осколков. Перед порогом  $^{226}\text{Ra}(n, n', f)$ -реакции на долю симметричного пика приходится уже 30% полного количества делений; 3) с увеличением возбуждения скорость роста выхода масс симметричной компоненты больше, чем у асимметричной. Симметричное деление становится заметным, когда  $E_n$  пре-

вышает пороговое значение примерно на 2 Мэв; быстро нарастая, оно оказывается преобладающим.

Таким образом, на основе пункта 2 (см. рис. 8) стала очевидной несостоятельность предположения Енсена и Файерхолла [1]

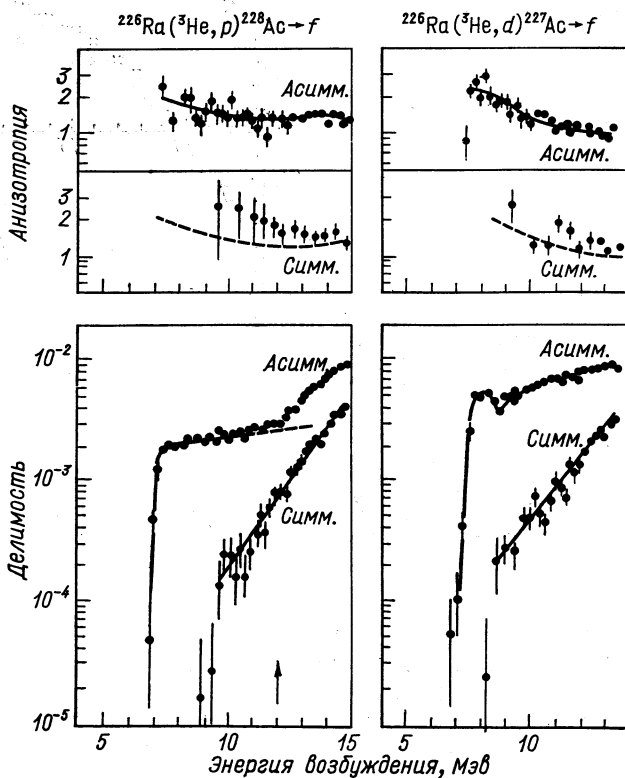


Рис. 9. Вероятности деления и анизотропия компонент симметричного и асимметричного деления  ${}^{227,228}\text{Ac}$  [38]

о трехгорбости кривой выхода масс, как следствии наложения эмиссионного и безэмиссионного делений.

Через полгода после описанных выше нейтронных экспериментов аналогичные результаты и выводы были получены Конечным и др. [38] для ядер  ${}^{227}\text{Ac}$  и  ${}^{228}\text{Ac}$ , образовывавшихся при низких возбуждениях за счет прямой реакции срыва перед актом деления (рис. 9). Этот очень удобный метод позволил увеличить точность измерений, их детальность и за счет использования различных реакций срыва и подхвата, получить в последующих работах [33,

39] сведения о симметричном и асимметричном делении  $^{225}\text{Ra}$ ,  $^{227}\text{Ra}$ ,  $^{228}\text{Ra}$ ,  $^{226}\text{Ac}$ . Традиционное выделение симметричного деления по энергии парных совпадающих осколков позволило проследивать характер спада вплоть до  $\sim 10^{-2}$  выхода асимметричного деления.

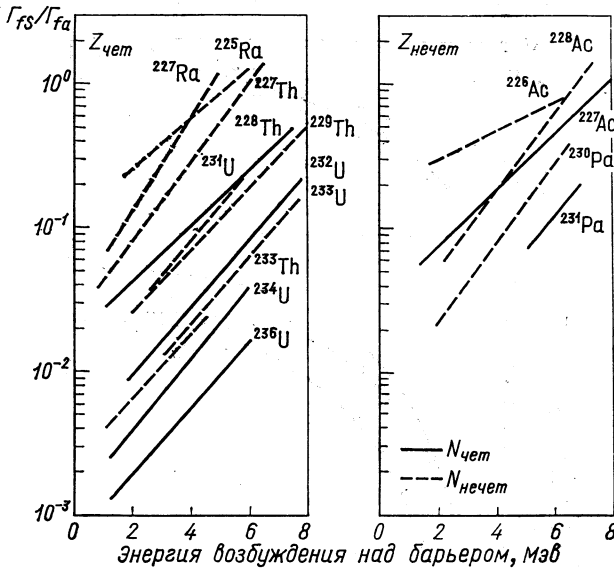


Рис. 10. Зависимость отношения ширин выхода компоненты симметричного и асимметричного деления ядер от энергии возбуждения над барьером [50]

В энергетической зависимости  $P_s/P_a$  или  $\Gamma_{fs}/\Gamma_{fa}$  наблюдается перегиб при энергии возбуждения над барьером асимметричного деления  $1,0-2$  Мэв. Хотя точность измерений в этой области невелика, авторы работ [33, 38, 39] приходят к выводу о различии барьеров  $B_{fs}$  и  $B_{fa}$  ( $B_{fs} - B_{fa} = 1 \div 2$  Мэв). В работе [49] отмечается, что зависимость  $\Gamma_{fs}/\Gamma_{fa}$  от энергии возбуждения над барьером имеет одинаковую крутизну для всех ядер (рис. 10). Однако по нашему мнению это утверждение нельзя считать точным. Дело в том, что одинаковую крутизну в  $\Gamma_{fs}/\Gamma_{fa} = f(E^* - B_f)$  имеют только ядра, у которых симметричное деление представлено просто впадиной между асимметричными горбами. Для ядер же Ra и Ac с резко выраженным трехгорбым распределением на рис. 10 наблюдаются сильно отличающиеся наклоны  $\Gamma_{fs}/\Gamma_{fa}$ .

Все отмечавшиеся выше закономерности относительного выхода симметричного деления проявляются и при исследовании реакции



$^{226}\text{Ra}$  ( $\gamma, f$ ) [51, 52], т. е. наблюдается независимость свойств от четности количества нуклонов в компаунд-ядре и способа его образования (рис. 11).

Гипотеза двух типов деления. Долгое время привлекала внимание другая гипотеза о природе трехгорбого распределения масс осколков, так называемая гипотеза двух типов деления. Предложе-

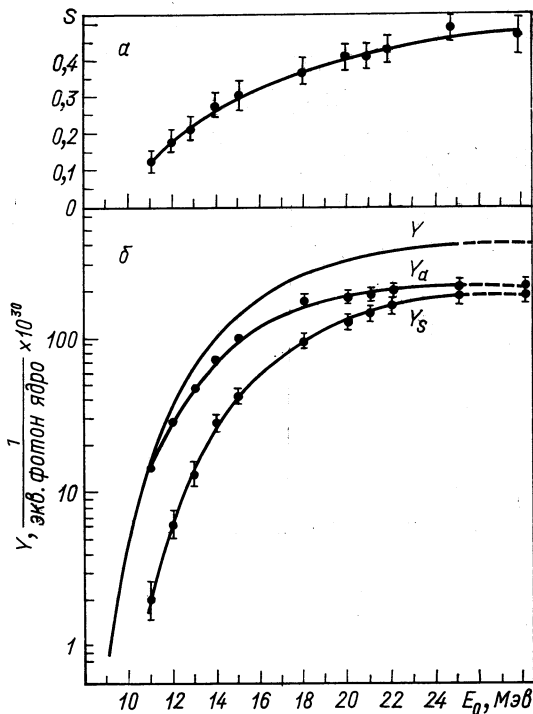


Рис. 11. Зависимость относительного выхода компоненты симметричного деления ( $\alpha$ ) от граничной энергии тормозного спектра  $\gamma$ -квантов и разложение полного выхода фотоделения  $Y$  на выходы компонент симметричного  $Y_s$  и асимметричного  $Y_a$  деления [52]

на она в 1951 г. Туркевичем и Нидэем [53] на основе наблюдения при облучении  $^{232}\text{Th}$  реакторными нейтронами небольшого пика симметричного деления между преобладающими двумя горбами обычного асимметричного выхода масс осколков. Не уточняя физической природы явления, Туркевич и Нидэй предположили, что кривая выхода масс осколков в общем случае представляет собой суперпозицию двух кривых распределения одногорбой (симметричной) и двугорбой. Причем нужно отметить, что эта гипотеза не

имеет ничего общего с наложением эмиссионного и безэмиссионного деления уже потому, что и в том и в другом случае деление  $^{232}\text{Th}$  нейтронами характеризуется преимущественно асимметричным распределением масс осколков. Предположение о возможности развития реакции по двум независимым руслам имело принципиальное значение и в связи с этим вызвало появление целого ряда работ как качественных экспериментальных, так и содержащих количественный анализ [54, 55] справедливости гипотезы.

В силу ярко выраженной трехгорбости наиболее удобным объектом для проверки гипотезы представляло собой деление ядер Ra — Ac. Один из наиболее полных экспериментов выполнен Бриттом и др. [48] при облучении  $^{226}\text{Ra}$  протонами, дейтонами и  $\alpha$ -частицами различных энергий. В отличие от [1] авторы этой работы исходили из того, что примесь эмиссионного деления Ra не составляет заметного значения. На основе измерения кинетической энергии парных осколков, принадлежащих одному и тому же акту деления, были получены кривые выхода масс осколков  $W(m)$ , зависимости суммарной кинетической энергии двух осколков от отношения их масс  $E_h(m)$  и дисперсия при разных отношениях масс  $\sigma^2 [E_h(m)]$ . В качестве примера на рис. 12 приведены результаты облучения  $^{226}\text{Ra}$  дейтонами с энергией 14 Мэв. Все перечисленные характеристики были подвергнуты количественному анализу с позиции наложения двух типов деления. Анализ проводился на основе ряда предположений:

- 1) кинетическая энергия осколков равна их кулоновской энергии в точке разрыва;
- 2) средние значения зарядов осколков соответствуют максимальной энергии, выделяющейся при делении, или равной длине цепочек  $\beta$ -распада;
- 3) при всех значениях  $m_1/m_2$  для каждого из двух типов деления расстояние  $d$  между центрами осколков в точке разрыва постоянно, причем из экспериментальных  $E_h(m)$  (см. рис. 12, а) следует, что  $d_s > d_a$ ;
- 4) распределения кинетической энергии симметричного и асимметричного деления  $E_{hs}$  и  $E_{ha}$  имеют вид кривых Гаусса.

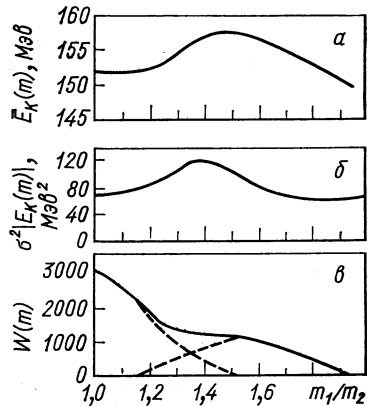


Рис. 12. Зависимость средней кинетической энергии (а), дисперсии распределения  $E_h(m)$  (б) и выход масс осколков (в) от отношения их масс при делении  $^{226}\text{Ra}$  дейтонами с энергией 14 Мэв [48]

Используя эти предположения, кривая выхода масс была разложена на распределения симметричного и асимметричного вида (пунктир на рис. 12, б), причем рассчитанные формы кривых  $E_h(m)$  и  $\sigma^2 [E_h(m)]$  оказались в количественном согласии с экспериментальными. Особенно убедительной представлялась зависимость дисперсии кинетической энергии от отношения масс осколков. Как видно из рис. 12, б,  $\sigma^2 [E_h(m)]$  имеет максимальное зна-

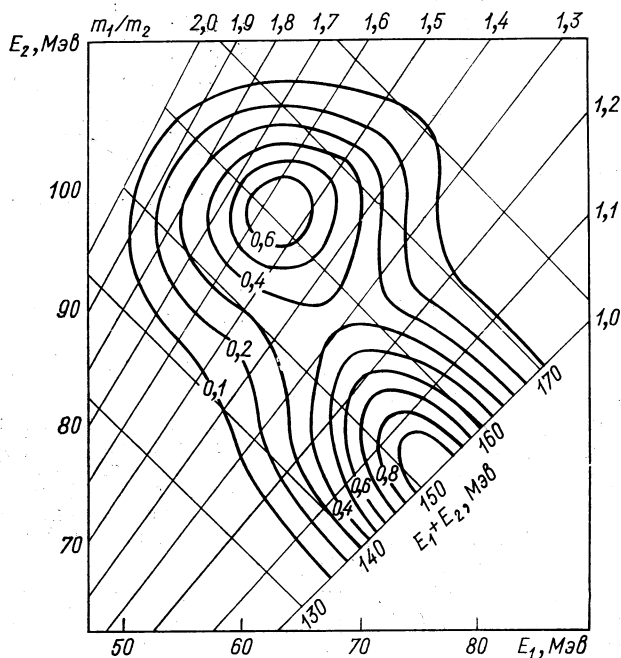


Рис. 13. Контурная диаграмма деления  $^{226}\text{Ra}$  дейтонами с энергией 12,1 Мэв [49]

чение в области перекрытия гипотетических независимых распределений. Этот результат рассматривался как естественное следствие различия наиболее вероятных  $E_h$  у двух распределений при одном и том же отношении  $m_1/m_2$ .

Казалось бы, что еще более определенные признаки наложения двух независимых распределений можно получить, если измерять не дисперсию, а получать форму распределения  $E_h$  при разных  $m_1/m_2$ . Именно с этой целью была написана работа [49], в которой ожидалось, что распределение симметричного типа деления может отделиться от асимметричного за счет присущей ему большей деформации осколков или меньшей кинетической энергии.

С помощью измерения энергии совпадающих осколков получена контурная диаграмма деления  $^{226}\text{Ra}$  дейтонами с энергией  $12\text{ Мэв}$  (рис. 13), и определена форма распределений  $E_k$  при разных  $m_1/m_2$

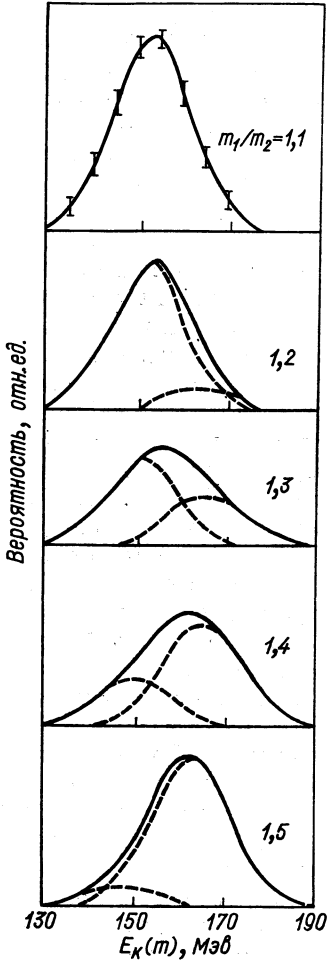
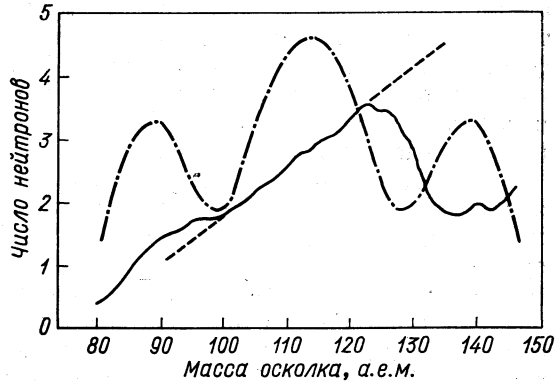


Рис. 14. Формы распределения кинетической энергии осколков при разных отношениях масс при делении  $^{226}\text{Ra}$  дейтонами с энергией  $12\text{ Мэв}$ :

пунктир—предполагаемые распределения  $E_{k\beta}$  и  $E_{k\alpha}$  [49]

Рис. 15. Зависимость выхода нейтронов от массы осколка деления  $^{226}\text{Ra}$  протонами с энергией  $13\text{ Мэв}$  [57]

□ Штрих-пунктир — кривая выхода масс осколков



(рис. 14). К сожалению, результат получился неоднозначным: разделения распределений  $E_k$  на два пика не произошло, хотя изменение асимметрии формы кривых в точности соответствовало ожидаемому от наложения двух независимых распределений  $E_{k\beta}$  и  $E_{k\alpha}$ . С увеличением степени асимметрии деления симметричное распределение  $E_k$  переходило в распределение с затянутым высокоэнергетичным склоном и затем снова в симметричное рас-

пределение при  $m_1/m_2 \geq 1,5$ . Такой характер изменения формы распределения  $E_h$  должен получиться, если каждое из слагаемых распределений имеет полуширину большую, чем расстояние между наиболее вероятными значениями  $E_{hs}$  и  $E_{ha}$ .

В работах [56, 57] предпринята еще одна попытка разделения двух типов деления: по количеству нейтронов, испаряющихся из осколков разной массы  $\nu(m)$ . С помощью одновременного измерения скорости и энергии парных осколков деления  $^{226}\text{Ra}$  ( $p, f$ ) было рассчитано  $\nu(m)$ , приведенное на рис. 15. Оказалось, что пику симметричного деления, в отличие от асимметричного, соответствует линейная зависимость  $\nu(m)$  жидкокапельного типа. Это своеобразие зависимости  $\nu(m)$  в области симметричного пика как бы являлось доводом в пользу гипотезы двух типов деления. Но необходимо отметить, что подобная форма кривой  $\nu(m)$  для Ra была предсказана Терреллом [58] на основе известных  $\nu(m)$  более тяжелых ядер без привлечения гипотезы двух типов деления. Вторая особенность эмиссии нейтронов из осколков Ra состояла в том, что при  $m = 130$ , где предполагаемые два типа деления представлены в равной степени, наблюдалась необычно резкая зависимость  $\nu$  от суммарной кинетической энергии осколков  $E_h$ . Это могло быть следствием того, что симметричному делению соответствуют большие деформации осколков, т. е. малые  $E_h$  и большие  $\nu$ , в то время как асимметричному делению — большие  $E_h$  и малые  $\nu$ . Авторы отмечают, что наблюдаемое свойство трудно связать только со спецификой осколков с  $m = 130$ , так как оно исчезает, например, при спонтанном делении калифорния. В аналогичных измерениях [59], выполненных при более высоком возбуждении, повышение выхода компоненты симметричного деления качественно сохраняет возможность разложения  $\nu(m)$  на распределения двух типов.

Однако, несмотря на перечисленные доводы и убежденность некоторых авторов в том, что два типа деления действительно существуют [48, 60], оставалась неясной возможная физическая суть этого явления. Кроме того анализ показывает, что если гипотеза двух типов деления может количественно объяснить характеристики Ra — Ac, то она оказывается неприменимой к делению более тяжелых ядер. Например, можно привести следующий количественный анализ области расположения максимума дисперсии  $E_h(m)$  при делении  $^{232}\text{Th}$  дейтонами с энергией  $12 Mэв$ . Полуширина распределения масс в пике асимметричного деления,  $\Delta m_a$ , примерно одинакова в контурных диаграммах Ra [49], Th [61, 62] и U [63] ( $\Delta m_a \approx 17$  а. е. м.). При делении  $^{232}\text{Th}$  дейтонами с энергией  $12 Mэв$  [61] можно вычесть из распределения  $W(m)$  распределение асимметричного пика с полушириной  $\Delta m_a = 17$  а. е. м. В результате получается очень узкий пик симметричного распределения масс с  $\Delta m_c = 15$  а. е. м. (у Ra  $\Delta m_c \approx 24$  а. е. м.). При таких полу-

ширинах горбов симметричного и асимметричного деления дисперсия  $\sigma^2 [E_h(m)]$  должна иметь максимальное значение в области массы тяжелого осколка  $m_T = 125$  а. е. м. В действительности же максимум дисперсии наблюдается при  $m_T = 130$  а. е. м. Уменьшение возбуждения ядер на  $3 Mэв$  ( $E_d = 9 Mэв$ ) приводит к снижению выхода осколков симметричного деления в два раза [61, 62]. Казалось бы, если дисперсия определяется наложением распределений  $E_{hs}$  и  $E_{ha}$ , максимальное ее значение должно наблюдаться при еще меньших отношениях  $m_T/m_L$  ( $m_T < 125$ ). В эксперименте же подобной тенденции не наблюдается, положение пика  $\sigma^2 [E_h(m)]$  остается прежним. Аналогичное несоответствие наблюдается и при количественном анализе других характеристик.

Все это привело к тому, что хотя и не существует доказательства неприменимости гипотезы двух типов деления к ядрам Ra — Ac, в настоящее время основные усилия направлены на объяснение трехгорбости кривой выхода масс и других характеристик с позиции влияния оболочечной структуры на процесс формирования будущих осколков на всех этапах деления, включая момент разрыва.

**Потенциальная энергия деформации ядер радия и актиния, расчет выхода масс осколков.** Прежде всего остановимся на результатах расчета потенциальной энергии ядер в зависимости от деформации с учетом оболочечных эффектов и спаривания нуклонов. Начиная с работы Меллера и Нильсона [64] стало ясно, что у тяжелых заториевых ядер потенциальная энергия на втором барьере минимальна при асимметричной деформации. Как следствие, асимметричное деление этих ядер может в первом приближении формироваться на втором барьере и сохраняться в процессе спуска к точке разрыва.

Аналогичным образом с учетом оболочечных эффектов и спаривания нуклонов рассчитана потенциальная энергия четных изотопов Ra в зависимости от вытянутости ядра и степени асимметрии [34—36, 43, 44, 65]. В расчетах с использованием различных видов параметризации и аналитического выражения ядерного потенциала проявились основные черты потенциальной энергии деформации  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{228}\text{Ra}$ :

1) в седловой точке внешнего барьера предпочтительна асимметричная деформация с  $m_1/m_2 = 1,2 \div 1,6$  ( $B_{fs} - B_{fa} = 1 \div 2 Mэв$ ).

2) некоторые варианты расчета приводят к сложному виду потенциальной поверхности, имеющей седло или русло симметричного деления и более низкое седло асимметричного деления [35, 36];

3) на спуске с барьера к точке разрыва в большинстве вариантов расчета сохраняется асимметричное русло.

Таким образом, свойства потенциальной поверхности качественно соответствуют характеру экспериментального распределения масс осколков Ra — Ac при низких возбуждениях.

Форма потенциальной поверхности деформации послужила основой для различных вариантов количественных расчетов кривой выхода масс осколков. Тсанг и Вильгельми [66] воспользовались наиболее простым предположением о том, что  $W(m)$  при разных возбуждениях определяется на внешнем барьере как пропорциональное плотности уровней над соответствующей потенциальной энергией:

$$P_{fi} \sim \exp [2 \sqrt{a (E^* - B_{fi})}], \quad i = a; s.$$

Однако при таком подходе невозможно объяснить наблюдающийся в эксперименте быстрый рост симметричного горба при увеличении энергии возбуждения, если не задать для этого типа деления более высокий параметр плотности уровней ( $a_s > a_a$ ). В частности, в работе [33] по исследованию деления  $^{228}\text{Ra}$  предполагается, что рост  $\Gamma_{fs}$  обусловлен неаксиальной  $\gamma$ -деформацией.

Енсен и Дозинг [67] для разных возбуждений получали плотность уровней не по модели ферми-газа, а прямо из расчета плотности одночастичных состояний. Считалось, что кривая выхода масс формируется несколько позже седловой точки. В расчете этого типа для  $^{226}\text{Ra}$  в зависимости от  $E^*$  было получено семейство симметричных кривых выхода масс осколков с меняющимися по интенсивности «приливами» асимметричного деления, непохожими на экспериментальные кривые. Ближе к результатам эксперимента оказалась расчетная кривая для среднего возбуждения Ra, когда в гамильтониан системы на спуске с барьера был включен член, учитывающий асимметричные колебания [68].

Наконец, при достаточно сильной связи между одночастичными и коллективными формами движения на спуске с барьера оправдан статистический метод расчета вероятности образования различных пар осколков в точке разрыва. Этот метод, предложенный Фонгом [69], дал в развитии неплохое согласие с экспериментальными характеристиками асимметричного деления Th — Fe и симметричного деления Po [70—72]. К этой же категории работ, в которой считается, что формирование осколков происходит в точке разрыва, принадлежит опубликованная в 1976 г. работа Уилкинса и др. [73]. Наряду с расчетом  $W(m)$  ядер от Po до фермия, в ней уделено большое внимание объяснению свойств симметричного и асимметричного деления Ra. Предполагалось, что на спуске с барьера имеет место сильная связь между коллективными формами движения, характеризующимися температурой  $T_{\text{колл}}$ . Вероятность образования данной пары осколков определялась как

$$p(m_1, m_2) = \int_{\beta_1=0}^{\beta_{\text{макс}}} \int_{\beta_2=0}^{\beta_{\text{макс}}} \exp(-V/T_{\text{колл}}) d\beta_1 d\beta_2,$$

где  $T_{\text{колл}} = 1 \text{ Мэв}$ ;  $V$  — потенциальная энергия системы в точке разрыва с учетом оболочечной поправки, спаренности нуклонов и ядерного взаимодействия между концами эллиптических осколков;  $\beta$  — параметр квадрупольной деформации осколков ( $\beta_{\text{макс}} = 1$ ).

Оболочечная поправка в этих расчетах зависела от нуклонного состава осколков, их деформации и внутреннего возбуждения, характеризующегося температурой  $T_{\text{внутр}}$  ( $T_{\text{внутр}} \neq T_{\text{колл}}$ ). При средних энергиях возбуждения в результате действия оболочечных поправок кривая выхода масс осколков Ra получилась трехгорбой (пунктир на рис. 16), качественно напоминающей экспериментальное распределение. Обычно в теоретической интерпретации симметричного и асимметричного деления Ra наиболее сложной задачей является объяснение перехода от асимметричного распределения осколков у барьера к симметричному при повышении возбуждения. В рассматриваемом модельном расчете отмечается, что в точке разрыва самая низкая потенциальная энергия имеет место при  $m_T = 134$  (асимметричное деление) и равна потенциалу

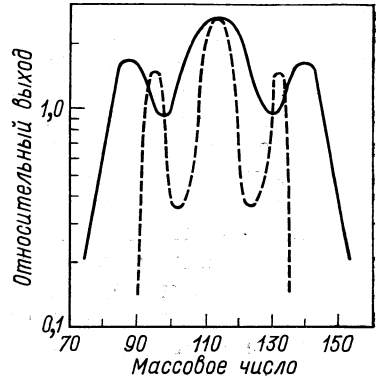


Рис. 16. Зависимость выхода масс осколков деления Ra [73]: сплошная кривая — эксперимент [57]; пунктир — результат расчета [73]

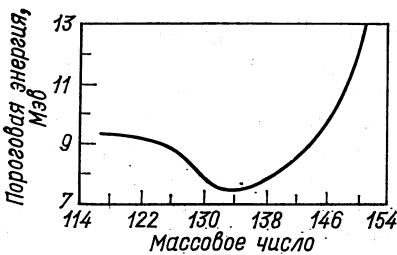


Рис. 17. Пороговые энергии деления Ra при образовании разных масс осколков

Расчетная кривая взята из [73]

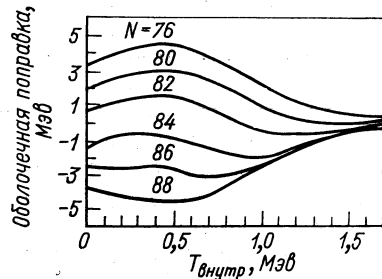


Рис. 18. Зависимость нейтронной оболочечной поправки к потенциальной энергии жидкокапельной модели ядра от температуры внутреннего возбуждения [73]

экспериментального барьера. На этом основании делается вывод о тождественности точки разрыва и седловой точки. Симметричному делению у порога препятствует более высокий потенциальный



барьер (рис. 17), т. е. у порога деление должно быть асимметричным. Повышение же энергии возбуждения, как отмечается в [73], приводит к уменьшению оболочечных поправок, или при  $T_{\text{внутр}} > > 0,5 \text{ Мэв}$  к снижению потенциальной энергии симметричного деления и повышению потенциальной энергии асимметричного деления (рис. 18). Таким образом Уилкинс и др., казалось бы, объяснили с позиций статистической теории в точке разрыва основные черты деления Ra:

- 1) высота барьера деления — как самая низкая потенциальная энергия в точке разрыва, соответствующая  $m_r = 134$ ;
- 2) асимметричность распределения масс у порога;
- 3) появление трехгорбого распределения при повышении возбуждения — как следствие особенности оболочечной структуры соответствующих осколков;
- 4) увеличение вероятности симметричного деления с ростом возбуждения — как результат уменьшения оболочечной поправки и полной потенциальной энергии системы.

Однако в этих расчетах содержатся довольно спорные элементы, например, отождествление седловой точки и точки разрыва. Из ряда расчетов следует, что потенциальная энергия седловой точки не только Ra [34—36, 43], но и более легких ядер Po [74] и Pb [75] существенно выше потенциальной энергии точки разрыва. Отождествление же их в работе [73], по-видимому, является следствием слишком грубого описания формы осколков. Кроме того, характер изменения оболочечной поправки на рис. 18 не объясняет результатов эксперимента при  $T_{\text{внутр}} \leq 0,5 \text{ Мэв}$ , так как в этой области возбуждений экспериментальный выход компоненты симметричного деления растет так же быстро, как и при  $T_{\text{внутр}} > 0,5 \text{ Мэв}$ .

**Фаза формирования масс осколков.** Одной из основных проблем в понимании физики деления ядер является определение фазы, в которой формируется распределение масс осколков. Несмотря на значительные успехи, эта задача окончательно до сих пор не решена. Рассматривая асимметричное распределение масс осколков деления ядер тяжелее Th, иногда предполагают, что каждому отношению масс осколков  $m_1/m_2$  соответствует своя степень асимметрии на втором барьере, т. е. свои высота барьера, возбуждение и набор чисел  $K$  проекций момента количества движения на ось симметрии. Такой упрощенный взгляд на формирование массовых распределений вряд ли оправдан. Учет динамики процесса включает рассмотрение для данного отношения масс не одной, а множества траекторий в пространстве деформаций, т. е. множества форм ядер и энергий возбуждения на барьере. Примером динамического расчета может служить определение Паули и Ледергербером [76] интеграла наименьшего действия для спонтанного деления актиноидов в зависимости от координаты раз-

деления  $q$ , и потенциала с оболочечной поправкой  $V(q)$ :

$$s(q) = \int_q dq V \sqrt{|E - V(q)| 2B_q(q)}.$$

Эффективная масса  $B(q)$  рассчитывалась по кренкинг-модели. Оказалось, что траектории наименьшего действия для разных отношений масс осколков лежат на втором барьере вблизи асимметричного седла и расходятся за барьером на спуске. Так, даже к симметричному разделению масс при делении тяжелых ядер приводит траектория, проходящая через асимметричную форму на барьере. В этом отношении работа [76] развивает предположение, сделанное в работе [77] о решающем влиянии стадии спуска на формирование выхода масс. Аналогичные взгляды излагались Борисовой и др. [78] на основе экспериментального определения равенства порогов для симметричного и асимметричного деления ( $B_{fs} = B_{fa}$ ) при облучении  $^{237}\text{Np}$  нейтронами. С выводом о том, что симметричное и асимметричное деление тяжелых актиноидов проходит через одно и то же асимметричное седло, согласуются результаты ряда экспериментов по измерению их углового распределения осколков. По установившимся представлениям анизотропия разлета осколков определяется на втором барьере, поэтому тождественность  $B_{fs}$  и  $B_{fa}$  как следствие приводит к одинаковой анизотропии:  $A_s = A_a$  [79—81].

Положение может быть иным при трехгорбом распределении осколков ядер  $\text{Ra} - \text{Ac}$ . Как отмечалось выше, расчет поверхности потенциальной энергии деформации по методу оболочечных поправок Струтинского показывает, что для этих ядер возможны две седловые точки. К симметричной и асимметричной компонентам деления в динамическом подходе могут вести разные семейства (пучки) траекторий, проходящие второй барьер через симметричное и асимметричное седла и перекрывающиеся лишь в малой степени. То, что симметричная компонента в экспериментальном сечении деления становится заметной при возбуждениях на  $1,5 \div 2 \text{ Мэв}$  выше, чем порог асимметричного деления (см. рис. 8 и 9), как бы подтверждает это предположение. Другой способ проверки его справедливости — экспериментальное измерение  $A_s$  и  $A_a$  у порога деления. Различие высот барьеров  $B_{fs}$  и  $B_{fa}$  должно привести к разным наборам проекций полных угловых моментов на ось симметрии ядер в седловой точке  $K_s$  и  $K_a$ , т. е. к  $A_s \neq A_a$ . Подобные так называемые корреляционные эксперименты выполнены в ряде работ. Первоначально они проводились при сравнительно высоких возбуждениях над барьером ( $E^* - B_f > 5 \text{ Мэв}$ ), поэтому наблюдаемое равенство  $A_s = A_a$  не позволило прийти к однозначному заключению [6]. Затем с помощью использования прямых реакций были проведены измерения и в непосредственной

близости от порога деления [33, 38, 39]. Авторы этих работ склонны считать, что  $A_s > A_a$ . Однако их результаты, по нашему мнению, не обладают необходимой точностью для подобного утверждения. Если при делении  $^{227}\text{Ac}$  и  $^{228}\text{Ac}$  (см. рис. 9) анизотропии  $A_s$  и  $A_a$  в пределах погрешности отличаются, то для  $^{228}\text{Ra}$  [33] и легких изотопов Th [50]  $A_s$  и  $A_a$  совпадают.

Еще одно подобное измерение было выполнено при делении  $^{226}\text{Ra}$  нейтронами с энергией  $E_n = 7,0 \text{ Мэв}$ , т. е. соответственно на 1 Мэв и 3 Мэв выше предполагаемых симметричного и асимметричного порогов [82]. По спектрам кинетической энергии осколков под  $0^\circ$  и  $90^\circ$  к пучку нейтронов, с помощью выражения (3) выделялись компоненты симметричного и асимметричного деления. Значения  $A_s$  и  $A_a$  оказались совпадающими в пределах погрешности 25% (подобную же точность имели упоминавшиеся выше измерения Конечного и др. [38, 39]).

Оценим ограничения, которые накладывают эти данные на характеристики переходного ядра. Простое соотношение, связывающее анизотропию деления с дисперсией распределения проекции полного углового момента ядра в седловой точке на его ось симметрии  $K_0^2$ , имеет вид:

$$A = 1 + \bar{I}(\bar{I} + 1)/4K_0^2 \approx 1 + \bar{I}^2/4K_0^2; \quad \bar{I}^2 = (5/2) E_n, \quad (4)$$

где  $\bar{I}$  — средний угловой момент компаунд-ядра;  $E_n$  — энергия нейтронов. Если положить  $A_a = A_s = A = 1,5$  [83], то погрешности  $A_s$  в 25% будет соответствовать ограничение  $|K_s| = 3^{+2}_1$ , а для асимметричной компоненты получим  $|K_a| = 3$ . Значения  $K_s$  и  $K_a$  или совпадают, или довольно близки. Если они все же отличаются и обязаны двум различным седловым точкам, то в соответствии с выражением

$$K_0^2 = T I_{\text{эфф}}/\hbar^2 \sim \sqrt{E^* - B_f} I_{\text{эфф}}/\hbar^2 \quad (5)$$

разность  $K_{0s}^2 - K_{0a}^2$  определяется различием эффективных моментов инерции и барьеров деления. Эффективные моменты инерции симметричной и асимметричной конфигурации при низких энергиях возбуждения наиболее корректно рассчитываются в модели сверхтекучего ядра. Для  $^{227}\text{Ra}$  таких данных в литературе нет. Хотя в анализируемом эксперименте возбуждение  $^{227}\text{Ra}$  в седловой точке существенно ниже критического значения, соответствующего фазовому переходу, в качестве грубого приближения в работе [82] моменты инерции симметричной и асимметричной конфигураций были приняты твердотельными и оказались близки друг к другу. В таком твердотельном приближении  $K_{0s}^2$  и  $K_{0a}^2$  могли бы отличаться только за счет соответствующих температур. При предполагаемой разности  $B_{fs} - B_{fa} = 2 \text{ Мэв}$  из (5) получается:  $K_{0a}^2/K_{0s}^2 = 1,7$ . Это значение попадает в интервал значений, допус-

каемых погрешностями экспериментальных  $A_s, A_a$ . Таким образом, для определенности физических выводов необходимы как повышение точности корреляционных экспериментов, так и более корректный расчет эффективных моментов инерции.

По сравнению с корреляционными экспериментами при использовании прямых реакций, или облучения Ra нейтронами, более определенные результаты были получены в реакции  $^{226}\text{Ra}(\gamma, f)$  [51, 52]. В последнем случае компонента симметричного деления становится заметной при граничной энергии тормозного спектра  $\gamma$ -квантов примерно на 1,5 Мэв выше порога асимметричного деле-

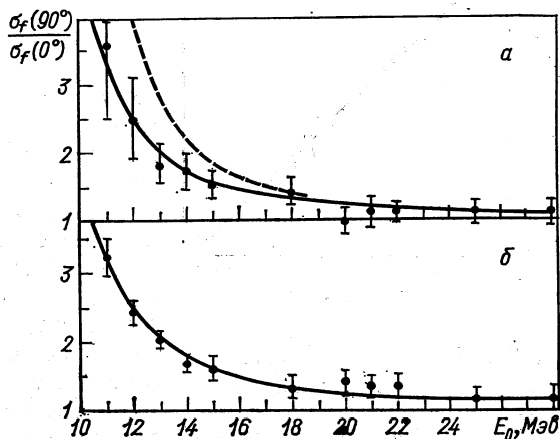


Рис. 19. Зависимость анизотропии симметричного (а) и асимметричного (б) деления  $^{226}\text{Ra}$  от граничной энергии тормозного спектра  $\gamma$ -квантов: сплошная линия — анизотропия без разделения на компоненты; пунктир — та же линия со смещением на 1,5 Мэв [52]

ния (см. рис. 11), т. е. можно предположить, что  $B_{fs} - B_{fs} = 1,5 \text{ Мэв}$ . В этом отношении процесс фотоделения аналогичен другим видам возбуждения. Но имеются и принципиальные отличия: во-первых, у порога анизотропия фотоделения в несколько раз больше, чем при делении частицами, и во-вторых, из-за преобладания дипольного поглощения  $\gamma$ -квантов, ядра в седловой точке имеют простой набор возможных состояний с  $I = 1^-$  и  $K = 0^-$ ,  $K = 1^-$ . Благодаря этому обстоятельству интерпретация эксперимента существенно упрощается. Результаты измерения анизотропии симметричного и асимметричного деления в виде точек со статистическими погрешностями приведены на рис. 19. Если наружный потенциальный барьер компоненты симметричного деления примерно на 1,5 Мэв выше, чем у асимметричного, то при идентичности других характеристик кривая анизотропии симметричного деления должна быть смещена относительно кривой анизотропии разлета осколков (см. рис. 19, а) соответственно на те же 1,5 Мэв. Экспериментальные точки лежат систематически ниже. Маловероятно, что одинаковая энергетическая зависимость ани-

зотропии симметричного и асимметричного деления при отличающихся барьерах является результатом компенсирующего действия других характеристик, таких как расстояние между уровнями с  $K = 0^-$  и  $K = 1^-$ , или различие в ширине барьеров. По-видимому, более просто и правдоподобно предположить, что компонентам симметричного и асимметричного деления соответствует одна и та же седловая точка. Тогда, как следствие, их анизотропия одинакова, а относительная вероятность, или кривые выхода

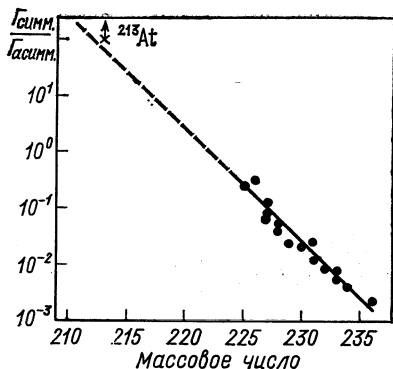


Рис. 20. Зависимость отношения выходов (ширин) симметричного и асимметричного деления от массового числа компаунд-ядра при возбуждении над барьером  $2 Mэв$ :  
● — из [87]; × —  $^{213}At$  из [84]

для них, определяются при спуске с потенциального барьера к точке разрыва.

К задаче выяснения в какой фазе деформации промежуточных ядер формируется компонента симметричного деления имеет прямое отношение эксперимент по делению  $^{213}At$  у порога реакции  $^{209}Bi + \alpha \rightarrow ^{213}At \rightarrow f$  [84]. Как отмечалось выше, из теоретических расчетов В. В. Пашкевича [75] и Мустафы и др. [74] следовало, что большую асимметричную деформацию в седловой точке имеют не только элементы, расположенные за Th, но и делящиеся ядра Po, Pb. На спуске же с потенциального барьера у последних должна происходить энергетически выгодная для них симметризация. Подобную асимметричную деформацию в седловой точке можно ожидать для находящегося в промежуточной области  $^{213}At$ . В дополнение к имевшимся ранее экспериментальным сведениям о симметричном делении At [85], Po [86] и более легких ядер при средних энергиях возбуждения, в работе [84] по спектру кинетической энергии осколков установлено, что  $^{213}At$  делится симметрично и при еще более низких возбуждениях ( $E^* - B_f = 1; 2$  и  $3 Mэв$ ), т. е. в непосредственной близости от порога. Как видно из рис. 20, доля, приходящаяся на компоненту симметричного деления вблизи порога быстро увеличивается при уменьшении массы компаунд-ядра. Изменение  $Z$  всего лишь на три единицы, от 85 до 88, приводит к переходу от симметричного деления у порога At к асимметричному делению Ra. Таким образом, если у ядер, находящихся в области At, действительно второму барьеру соответствует асимметричная деформация, то это приводит к общей картине формирования компоненты симметричного деления на спуске с барьера как у Ra — Ac, так и у более легких At — Po — Pb.

Такое представление о симметричном делении в настоящее время нельзя принимать как окончательно установленное. Можно исходить и из другой схемы, в которой предполагается:

1) экспериментальному симметричному делению Pb, Po, At соответствует симметричная форма в седловой точке, как это получается, например, в расчетах Меллера;

2) поверхность потенциальной энергии деформации Ra — Ac имеет симметричное и асимметричное седла с соответствующими  $B_{fs} > B_{fa}$ . Последним объясняется то, что у порога Ra и Ac делятся асимметрично, а с увеличением возбуждения быстрый рост выхода симметричной компоненты через симметричное седло обусловлен большим параметром плотности уровней ( $a_s > a_a$ ). Именно такой точки зрения в последнее время придерживаются авторы работ [33, 38, 39]. Но как отмечалось ранее, с этой схемой не согласуется совпадение анизотропии симметричного и асимметричного деления, особенно резко проявляющееся в реакции  $^{226}\text{Ra}(\gamma, f)$ .

Для установления истинной картины требуются дополнительные эксперименты и теоретические расчеты с учетом динамических эффектов в фазе спуска с потенциального барьера между седловой точкой и точкой разрыва.

К сожалению, экспериментальная техника не позволяет производить измерения на уровне предполагаемых в теории времен спуска с барьера  $\sim 10^{-20}$  сек. Поэтому крайне желательно развитие корреляционного эксперимента в направлении повышения точности измерения анизотропии симметричной и асимметричной компоненты при различных видах возбуждения ядер Ra и Ac. В частности, поиск квадрупольной составляющей в угловом распределении осколков симметричного фотоделения в области возбуждений у предполагаемого порога позволил бы судить о степени асимметрии ядра в соответствующей седловой точке. Если бы был обнаружен предпочтительный выход осколков под углом  $45^\circ$ , то это свидетельствовало бы о разной высоте уровней с  $K = 0^+$  и  $K = 0^-$ , т. е. о симметричной форме ядра в седловой точке [40, 88].

Новым источником сведений о свойствах симметричного и асимметричного деления может быть облучение Ra электронами с энергией близкой к порогу деления. В отличие от обычного преобладающего дипольного поглощения фотонов, образующиеся в этом случае возбужденные четно-четные ядра  $^{226}\text{Ra}$  после поглощения виртуальных  $\gamma$ -квантов будут находиться в состояниях  $I = 1^-$  и  $I = 2^+$  в сопоставимых количествах. Высокий процент случаев деления с  $(I, \pi, K) = (2, +, 0)$  и с присущим ему предпочтительным выходом осколков под углом  $45^\circ$  к направлению пучка электронов, послужит основой для получения дополнительных сведений о форме ядра в седловой точке.

### 3. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ И ХАРАКТЕРИСТИКИ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР НА БАРЬЕРЕ ДЕЛЕНИЯ

Экспериментальное измерение углового распределения осколков оказалось чрезвычайно эффективным средством исследования свойств сильно деформированных ядер. Таким путем были получены характеристики отдельных нижайших уровней ядер в переходном состоянии и усредненные характеристики для больших возбуждений. Так же как и в других областях экспериментального исследования деления ядер, работы по угловому распределению осколков у порога проводились до недавнего времени на ядрах с  $Z \geq 90$ . С точки зрения последних описаний барьера деления в виде двугорбой кривой, определение характеристик каналов переходных ядер Ra может представлять собой очень интересный «чистый» случай. Если у ядер с  $Z \geq 90$  уровни на втором барьере трудно отделить от уровней в потенциальной яме изомерного состояния, то барьер Ra по теоретическим работам [35, 65] может рассматриваться практически одnogорбым, и тогда на  $W_f(\theta)$  оказывают влияние только каналы над вторым барьером. Но само собой разумеется, что этого преимущества не будет, если у Ra и Ac наружный барьер расщепляется на два горба, так же как у легких изотопов тория [44]. К настоящему времени опубликованы работы по измерению угловых распределений осколков при облучении Ra  $\gamma$ -квантами, нейтронами и заряженными частицами.

**Фотоделение.** Фотоделение четно-четных ядер представляет собой простейший случай в канальном анализе углового распределения осколков. Преобладающее дипольное поглощение  $\gamma$ -квантов при нулевом спине четно-четного ядра-мишени приводит к единственному значению момента вращения  $I = 1^-$ , проекции на направление пучка  $\gamma$ -квантов  $M = \pm 1$ , и проекциям момента на ось симметрии ядра  $K = 0, K = 1$ . Суммарное угловое распределение осколков с учетом небольшого вклада квадрупольного поглощения  $\gamma$ -квантов определяется выражением:

$$W_f(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta.$$

При облучении  $^{226}\text{Ra}$  тормозным излучением сильноточных ускорителей получены угловые распределения осколков в диапазоне изменения граничной энергии  $E_0$ , от 9,1 до 26 Мэв [22]. Свойства распределений и выводы из них сводятся к следующему.

1. Так же как и при делении других четно-четных ядер, преобладает направленность вылета осколков под  $90^\circ$  к пучку  $\gamma$ -квантов. Анизотропия уменьшается с ростом  $E_0$ .

2. Экспериментальные кривые  $W_f(\theta)$  имеют монотонный вид без каких-либо локальных увеличений выхода между  $0^\circ$  и  $90^\circ$ .

Нет оснований для включения квадрупольного члена при всех  $E_0$ , т. е. распределения имеют вид:

$$W_f(\theta) = a + b \sin^2 \theta \sim 1 + \alpha \sin^2 \theta.$$

Значениям  $E_0 = 9,1; 10,7; 14,5; 18; 22; 26$  Мэв соответствуют коэффициенты анизотропии  $\alpha = 6; 2,3; 0,65; 0,34; 0,16; 0,08$ .

3. Самое низкое значение  $E_0 = 9,1$  Мэв превосходит барьер деления  $^{226}\text{Ra}$  примерно на  $0,6$  Мэв. При аналогичном возбуждении над барьером в угловом распределении осколков фотоделения  $^{240}\text{Pu}$  наличие квадрупольного деления приводит к  $c/b = 0,3 \div 0,9$ . При фотоделении  $\text{Ra}$   $c/b \leq 0,07$ . Отсутствие квадрупольного деления, по-видимому, объясняется тем, что наружный горб барьера  $\text{Ra}$  выше внутреннего ( $B_{f2} > B_{f1}$ ) и соответствует асимметричной деформации ядра в седловой точке. В подобном случае, так же как и при фотоделении  $^{232}\text{Th}$ , асимметричная деформация приводит к вырождению уровней с  $K = 0^+$  и  $K = 0^-$ , т. е. к практическому отсутствию квадрупольного члена в угловом распределении осколков у порога фотоделения [40, 88]. Для увеличения достоверности вывода об асимметричной деформации  $\text{Ra}$  в седловой точке желательно продолжить измерение  $W_f(\theta)$  при  $E_0 < 9$  Мэв.

4. Установив в работе [22], что фотоделение  $^{226}\text{Ra}$  в основном происходит после дипольного поглощения  $\gamma$ -квантов во всем исследованном диапазоне  $E_0$ , мы определили разницу энергий возбуждения между состояниями с  $(I, \pi, K) = (1, -, 0)$  и  $(I, \pi, K) = (1, -, 1)$ . В расчете использовался метод, предложенный Бергом и др. [89]. Предполагалось, что барьер  $\text{Ra}$  имеет параболическую форму, и проницаемость его определяется формулой (1). Опираясь на современное представление о двугорбости барьера тяжелых ядер, для  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  получены следующие расстояния между уровнями  $K = 0^-$  и  $K = 1^-$  в седловой точке:  $0,45; 0,32; 0,3; 0,17$  Мэв. В расчете для  $\text{Th}$ ,  $\text{U}$  и  $\text{Pu}$  значения потенциальных барьеров и параметры их кривизны заимствованы из [90]. Как видно из сопоставления, расстояния между уровнями с  $K = 0^-$  и  $K = 1^-$  уменьшаются с ростом  $Z$  и  $A$  делящегося ядра.

В области низких возбуждений по существующим представлениям  $K = 0^-$  характеризует октупольные колебания и  $K = 1^-$  — колебания изгиба (рис. 24). При деформациях, соответствующих основным состояниям, уровень с  $K = 0^-$  ниже всего расположен у  $\text{Ra}$ . По-видимому, аналогичное свойство сохраняется у перечисленных ядер и в седловой точке, что и приводит у  $\text{Ra}$  к наибольшему расстоянию между  $K = 0^-$  и  $1^-$ .

Выше отмечалась желательность постановки экспериментов по делению  $\text{Ra}$  электронами. Измерение угловых распределений осколков у порога деления в этом случае может дать дополни-



тельные спектроскопические сведения об относительном расположении уровня в седловой точке с  $K = 0^+$ .

**Деление радия нейтронами.** Эксперименты по измерению углового распределения осколков деления Ra нейтронами проведены в широком диапазоне энергий  $E_n$  от пороговых значений до 20 Мэв (рис. 22) [11, 12, 37, 44, 83]. По физической специфике

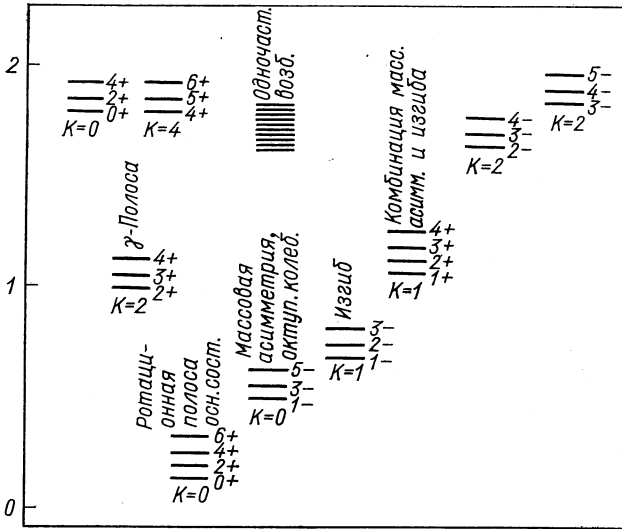


Рис. 21. Схема уровней четно-четного ядра при стабильной квадрупольной деформации [40]

реакции анализ результатов можно разделить на три области: 1) возбуждения, близкие к барьеру деления; 2) область  $E_n$  до начала эмиссионного деления, т. е. до  $E_n = 9$  Мэв; 3) область возбуждений, где в делении наблюдается вклад  $(n, n'f)$ -,  $(n, 2n'f)$ -реакций.

Измерения  $W_{n, f}(\theta)$  у барьера относятся к существенно более разнообразным состояниям переходного ядра по сравнению с описанным выше делением  $^{226}\text{Ra}$  ( $\gamma, f$ ). Каналовые эффекты в угловом распределении осколков наблюдались рядом авторов при делении нейтронами  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{234}\text{U}$  и других ядер. Сложную форму  $W_f(\theta)$  связывают с характеристиками дискретных уровней перечисленных ядер на внешнем барьере и во второй потенциальной яме. Как показали измерения, каналовые эффекты, проявляющиеся в сложной форме  $W_{n, f}(\theta)$  и резком изменении анизотропии  $A = W_f(0^\circ)/W_f(90^\circ)$ , при варьировании  $E_n$  в области порога при-

мерно на  $0,1 \text{ Мэв}$  наблюдаются и в  $^{226}\text{Ra}$  ( $n, f$ )-реакции (см. рис. 22). Раскладывая экспериментальные кривые по полиномам Лежандра и сопоставляя их с формами теоретических угловых распределений осколков для разных сочетаний  $I$  и  $K$  [91], в работе [12] определено, что на барьере деления  $^{227}\text{Ra}$  наиболее интенсивно проявляются уровни с  $K = 1/2$  и  $3/2$ . Грунинг и Лавланд [92] на основе

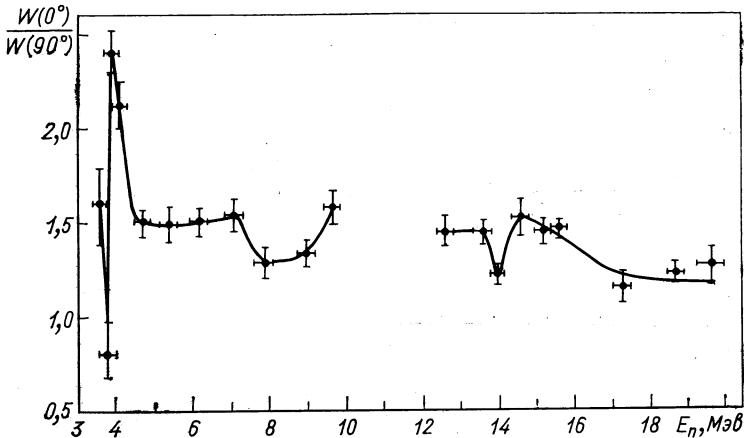


Рис. 22. Энергетическая зависимость угловой анизотропии осколков деления  $^{226}\text{Ra}$  нейтронами [11, 12, 37, 83]

тех же экспериментальных данных по  $W_{n,f}(\theta)$  и  $\sigma_{n,f}$  провели более полный каналовый анализ. Кроме упомянутых выше состояний они отмечают влияние уровня с  $K = 5/2$ . В своих расчетах Грунинг и Лавланд исходили из того, что барьер деления  $^{227}\text{Ra}$  имеет одногорбую параболическую форму. Однако в последнее время появились серьезные доводы в пользу более сложной структуры наружного барьера у легких актиноидов. Как отмечалось выше, в расчетах Мёллера и Никса [4] обнаружено расщепление второго горба у барьеров деления легких изотопов Th, позволяющее объяснить так называемые *аномальные вибрационные резонансы* в  $\sigma_{n,f}(\text{Th})$ . Подобные расчеты еще не сделаны для Ra, но резонанс в функции возбуждения у порога деления  $^{228}\text{Ra}$  Конечный и др. [33] объясняют наличием вибрационного уровня в третьей потенциальной яме, имеющей глубину  $\sim 1 \text{ Мэв}$ . При расщеплении второго горба у  $^{227}\text{Ra}$  экспериментальная каналовая структура  $W_{n,f}(\theta)$  в  $^{226}\text{Ra}$  ( $n, f$ )-реакции у порога деления могла бы быть связана с уровнями в третьей потенциальной яме.

В области  $E_n = 4 \div 9 \text{ Мэв}$  угловое распределение осколков описывается выражением

$$W_{n,f}(\theta) = a + b \cos^2 \theta,$$

т. е. соответствует статистическому распределению  $K$ . С помощью формулы из работы [93]

$$A = (2,1 \sqrt{E_n} + 1)^2 / 8K_0^2 + 1$$

по экспериментальному значению анизотропии  $A$  рассчитана дисперсия распределения  $K_0^2$  (рис. 23). При  $E_n = 5 \div 7$  Мэв дисперсия почти не меняется, образуя ступеньку на уровне  $K_0^2 \approx 9$ . Такое ступенчатое изменение  $K_0^2$  обычно интерпретируется как результат проявления дискретности в изменении числа возбужденных квазичастиц. С помощью формулы для порога  $n$ -квазичастичного состояния [94]:

$$U_{n \text{ мин}} = n\Delta (1 - n/2g\Delta)$$

получено значение  $\Delta_f$  ( $^{227}\text{Ra}$ ) =  $0,9 \div 1,0$  Мэв, т. е. близкая к корреляционной функция основного состояния недеформированного тяжелого ядра. При таком подходе начальному одноквазичастичному состоянию на потенциальном барьере соответствует  $K_0^2 = 3 \div 4$ , подъем  $K_0^2$  при  $(E^* - B_f) \approx 1,1$  Мэв обязан трехквазичастичному состоянию, и второй подъем при  $(E^* - B_f) \approx 3,5$  Мэв — пятиквазичастичному состоянию. Соотношение  $K_{01}^2 : K_{02}^2 : K_{03}^2$  получается близким к теоретическому отношению 1:3:5. Ранее ступенчатая структура  $K_0^2$  у барьера деления наблюдалась как при тяжелых трансуранах [95], так и в делении доактиниевых ядер [96].

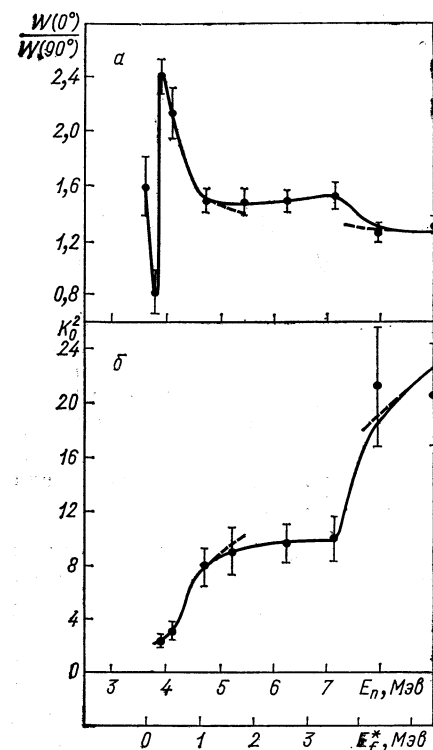


Рис. 23. Зависимость анизотропии углового распределения осколков деления  $^{226}\text{Ra}$  нейтронами и  $K_0^2$  от энергии возбуждения над барьером и от энергии нейтронов [83]

В модели сверхтекучего ядра дискретный характер изменения числа возбужденных квазичастиц приводит к скачкам у барьера не только в  $K_0^2$ , но и в плотности уровней ядра, т. е. в величине  $\Gamma_f$ . В связи с этим интересно обратить внимание на небольшую ступеньку в  $\sigma_f$  ( $^{226}\text{Ra} + n$ ). Энергия, при которой сечение деления выходит на второй подъем ( $E_n = 4,8 \div 4,9$  Мэв), совпадает с пер-

вым скачком в  $K_0^2$ . Наблюдающаяся корреляция представляет собой аргумент в пользу трактовки ее как трехквaziчастичного возбуждения.

Таким образом, изменения анизотропии углового распределения осколков Ra,  $K_0^2$  и  $\sigma_n f$  ( $^{226}\text{Ra}$ ) удовлетворительно описываются моделью сверхтекучего ядра. Нельзя при этом не обращать внимания на то, что согласие это носит характер первого приближения. Из-за трудоемкости эксперимента точность выполненных

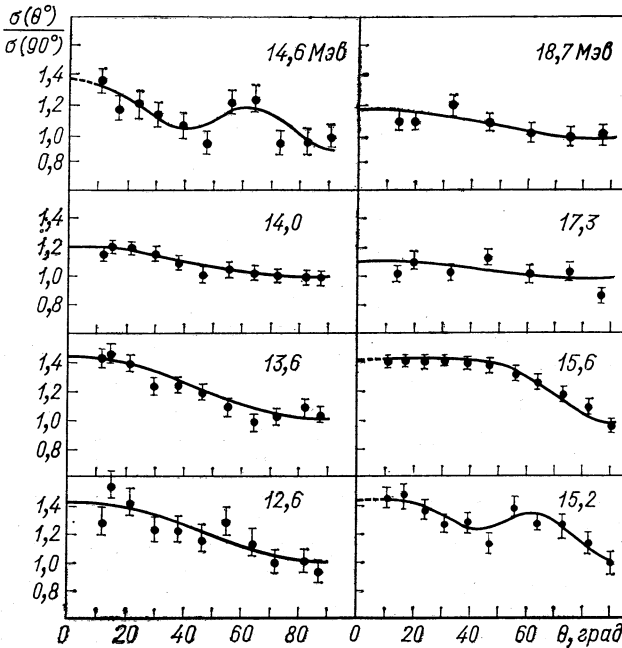


Рис. 24. Угловые распределения осколков деления  $^{226}\text{Ra}$  нейтронами с энергией 12—19 Мэв [37]

измерений невелика, и продолжение экспериментов по делению нейтронами промежуточных ядер могло бы дать много полезного материала.

При  $E_n = 9,7$  Мэв анизотропия повышается из-за начала эмиссионного деления. Увеличение ее менее резко по сравнению с ядрами-актиноидами. Объясняется это тем, что у Ra отношение  $\Gamma_f/\Gamma_n$  быстро увеличивается с ростом возбуждения и, следовательно, добавка в  $\sigma_f$  от эмиссионного деления осуществляется не скачком, а с плавным возрастанием. Необычной по сравнению с  $W_f(\theta)$  более тяжелых ядер оказалась форма угловых распределений осколков при  $E_n = 14,6 \div 15,6$  Мэв (рис. 24). Это означает, что в данной области  $E_n$  распределение величин  $K$  не стати-

стическое. Проявление отдельных «каналов» с определенным  $K$  возможно лишь при охлаждении ядра в седловой точке до возбуждений близких к барьеру деления, т. е. испарении из компаунд-ядра перед делением двух нейтронов. Угловое распределение осколков имеет сложную форму в довольно широкой области  $E_n$ . Увеличение возбуждения компаунд-ядер, по-видимому, компенсируется тем, что соответствующая доля эмиссионных нейтронов уносит большую энергию, и часть ядер по-прежнему остается с возбуждением близким к барьеру деления. Каналовая структура в энергетической зависимости анизотропии осколков деления при  $E_n = 15 \div 16$  Мэв наблюдалась также в  $^{232}\text{Th}(n, 2n'f)$ -реакции [97].

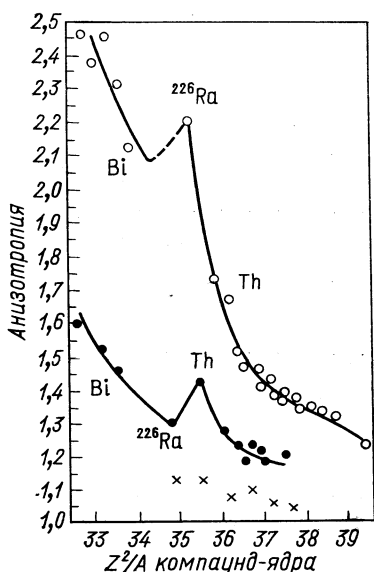


Рис. 25. Зависимость анизотропии осколков деления ядер от величины  $Z^2/A$ :

○ —  $\alpha$ -частицами; ● — дейтонами; × — протонами; компаунд-ядра [98, 99]

Основные черты угловых распределений осколков деления тяжелых ядер заряженными частицами сводятся к следующему:

1) форма распределений имеет гладкий вид с монотонным увеличением выхода осколков к  $0^\circ$  и  $180^\circ$  по отношению к направлению пучка заряженных частиц;

2) анизотропия относительно повышается при облучении ядер частицами с большей массой, передающими компаунд-ядру больший момент количества движения (рис. 25). В частности, облучение протонами приводит к почти изотропному угловому распределению осколков;

3) анизотропия углового распределения в первом приближении падает с увеличением  $Z^2/A$  ядер-мишеней. Но в области Ra

Деление радия и актиния заряженными частицами. Как отмечалось выше, кулоновский барьер препятствует образованию ядер с низким возбуждением. Угловое распределение осколков деления актиноидов представляет собой в этом случае наложение распределений, принадлежащих делению первичного максимально возбужденного компаунд-ядра и ядер с возбуждением, пониженным предварительной эмиссией нейтронов. Наложение распределений затрудняет анализ и получение сведений о таких характеристиках ядра в седловой точке как  $K_0^2$ ,  $I_{\text{эф}}$ .

Деление радия и актиния заряженными частицами. Как отмечалось выше, кулоновский барьер препятствует образованию ядер с низким возбуждением. Угловое распределение осколков деления актиноидов представляет собой в этом случае наложение распределений, принадлежащих делению первичного максимально возбужденного компаунд-ядра и ядер с возбуждением, пониженным предварительной эмиссией нейтронов. Наложение распределений затрудняет анализ и получение сведений о таких характеристиках ядра в седловой точке как  $K_0^2$ ,  $I_{\text{эф}}$ .

наблюдается отклонение от этой довольно плавной зависимости. На подобное отклонение обращалось внимание, например, при делении ядер дейтонами с энергией 21 Мэв [98] и  $\alpha$ -частицами с энергией 42,8 Мэв [99] (см. рис. 25).

Свойства, отмеченные в п. п. 1 и 2, в полной мере проявляются в измеренных угловых распределениях осколков деления Ra протонами [6, 7], дейтонами [5, 7, 9],  $\alpha$ -частицами [5] и деления Ac дейтонами [10].

Остановимся более подробно на «аномальном» спаде анизотропии осколков деления Ra, отмеченном в п. 3 и на рис. 25. В области ядер с  $Z \geq 90$  с уменьшением  $Z^2/A$  увеличивается вклад после-

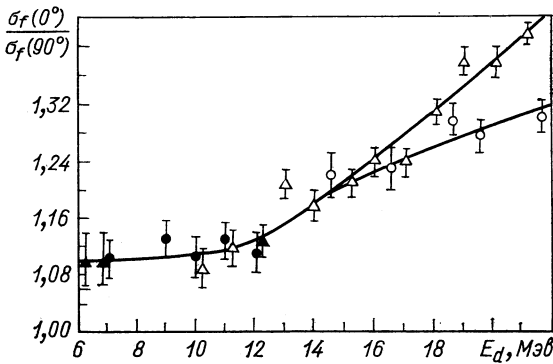


Рис. 26. Зависимость анизотропии деления  $^{226}\text{Ra}$  (●, ○) и  $^{232}\text{Th}$  (▲, △) от энергии дейтонов [9]

эмиссионного, охлажденного деления. Повышается также высота наружного барьера. И то и другое приводит к снижению средней температуры ядер, т. е. к повышению анизотропии. У промежуточных ядер Ra, Ac происходит заметное увеличение  $B_f$ . Этот скачок уменьшает вероятность эмиссионного деления, увеличивает эффективную температуру ядер в седловой точке и соответственно уменьшает анизотропию. У ядер с  $Z \leq 85$  эмиссионное деление при рассматриваемых возбуждениях практически отсутствует. На температуру оказывает влияние только рост  $B_f$  ( $T \sim \sqrt{E^* - B_f}$ ), и анизотропия снова увеличивается с уменьшением  $Z^2/A$ . Облучение ядер  $\alpha$ -частицами смещает место излома в кривой анизотропии (см. рис. 25), так как захват Ra  $\alpha$ -частицы приводит к образованию  $^{230}\text{Th}$ , идентичного более тяжелым актинидам.

Из рис. 26 [9], видно, что различие анизотропии Th и Ra с уменьшением энергии дейтонов постепенно исчезает. В частности, анализ показывает, что в  $^{226}\text{Ra}$  ( $d, f$ )- и  $^{232}\text{Th}$  ( $d, f$ )-реакциях

при  $E_d = 7 \text{ Мэв}$  примерно одинаковы все параметры, определяющие анизотропию:

1) вносимые дейтонами моменты количества движения малы и имеют  $l_{\text{макс}} = 2 \div 3$  (делению в большинстве случаев предшествует полный захват дейтона [9, 61, 100]);

2) возбуждения над барьерами деления равны 8 и 9,4 Мэв;

3) при этих возбуждениях, близких к критической энергии фазового перехода, эффективные моменты инерции рассматриваемых компаунд-ядер можно считать твердотельными и мало отличающимися;

4) доля, приходящаяся на эмиссионное деление, в обоих случаях составляет  $\sim 50\%$ , т. е. близки и средние температуры.

В связи с этим естественно, что экспериментальная анизотропия разлета осколков деления Ra и Th дейтонами с энергией 7 Мэв оказалась одинаковой. Что же касается больших возбуждений, то относительный спад  $A(^{226}\text{Ra} + d)$  по сравнению с делением Th объясняется меньшей долей, приходящейся на эмиссионное деление, т. е. более высокой средней температуры.

Перспективно исследование углового распределения осколков при использовании прямых реакций, предшествующих делению:  $(d, p, f)$ ,  $(t, p, f)$  и т. д. Такого рода работы с измерением анизотропии осколков ядер Ra и Ac вблизи порога деления выполнены Конечным и др. [33, 38, 39]. Ими наблюдалась обычная усредненная тенденция уменьшения анизотропии с увеличением энергии возбуждения ядер. Однако для получения сведений о структуре барьеров необходимо повышение точности измерений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени в области ядер с необычным трехгорбым распределением масс осколков проведены разносторонние исследования. Получены основные характеристики деления изотопов Ra и Ac, такие как сечения и пороги деления, угловые распределения осколков, их кинетические энергии, эмиссия нейтронов из осколков разной массы, зависимость характера выхода масс осколков от энергии возбуждения. Однако сравнительно низкая делимость ядер в области Ra — Ac, их интенсивная  $\alpha$ - и  $\gamma$ -радиация и выделение эманации до сих пор препятствовали доведению экспериментов до желаемой точности и детальности. Так, повышение точности измерения полных и дифференциальных сечений деления у порога позволило бы уточнить форму барьера и определить, действительно ли имеет место расщепление его второго потенциального горба. Механизм формирования трехгорбого распределения масс осколков существенно прояснится, если будут получены новые сведения о характере эмиссии нейтронов из осколков: об их угловом распределении, спектре и величине

$v(m)$  при разной энергии возбуждения или при разной относительной вероятности симметричного и асимметричного деления.

В последнее время установлено, что трехгорбое распределение выхода масс осколков промежуточных ядер нельзя объяснить простым наложением безэмиссионного и эмиссионного деления. Трехгорбость представляет собой более глубокое свойство, присущее ядрам с определенным нуклонным составом и определенным возбуждением. Основная задача дальнейшего исследования состоит в том, чтобы достоверно определить, формируется ли компонента симметричного деления на барьере или при спуске к точке разрыва.

В заключение можно с уверенностью сказать, что продолжение исследования специфических свойств Ra и Ac позволит получить дополнительный новый материал, необходимый для разработки полной теории деления ядер.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jensen R. C., Fairhall A. W.—«Phys. Rev.», 1958, v. 109, p. 942.
2. Jensen R. C., Fairhall A. W.—«Phys. Rev.», 1960, v. 118, p. 771.
3. Duffield R. B., Schmitt R. A., Sharp R. P. In: Proc. 2nd Intern. Conf. PUAE. Vol. 15, Geneva, 1958, p. 202.
4. Nobles R. A., Leachman R. B.—«Nucl. Phys.», 1958, v. 5, p. 211.
5. Gindler J. E., Bate G. L., Huizenga J. R.—«Phys. Rev.», 1964, v. 136, p. 1333.
6. Konecny E., Schmitt H. W.—«Phys. Rev.», 1968, v. 172, p. 1226.
7. Perry D. G., Fairhall A. W.—«Phys. Rev. C», 1971, v. 4, p. 977.
8. Bowles V. J., Beckett N.—«Phys. Rev.», 1966, v. 147, p. 852.
9. Довгиленко А. С. и др.—«Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 538.
10. Николаев В. А. и др.—«Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 751.
11. Бабенко Ю. А. и др.—«Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 269.
12. Бабенко Ю. А. и др.—«Ядерная физика», 1969, т. 10, с. 233.
13. Жагров Е. А. и др. Препринт Радиевого института. РИ-4, 1972.
14. Zhagrov E. A. e.a.—«Nucl. Phys. A», 1973, v. 213, p. 436.
15. Кукс И. М. и др.—«Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 934.
16. Румянцев О. В., Селицкий Ю. А., Фунштейн В. Б.—«ПТЭ», 1968, № 1, с. 51.
17. Stehn J. e.a. Neutron Cross Sections. BNL-325, 1965.
18. Nakahara H. e.a.—«J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1974, v. 3, p. 487.
19. Кукс И. М. и др.—«Ядерная физика», 1976, т. 22, с. 1277.
20. Nakahara H. e.a.—«J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1976, v. 38, p. 203.
21. Iyer R. S. e.a. In: Proc. Symp. Phys. and Chem. of Fission. Salzburg, 1965, Vol. 1, Vienna, IAEA, 1963, p. 439.
22. Жагров Е. А., Немилев Ю. А., Селицкий Ю. А.—«Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 264.
23. Жагров Е. А. и др.—«Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 934.
24. Danos M.—«Nucl. Phys.», 1958, v. 5, p. 23.
25. Немец Ю. Ф., Гофман Ю. В. Справочник по ядерной физике. Киев, «Наукова думка», 1975.
26. Jain H. C. e.a.—«J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1967, v. 29, p. 369.
27. Marmol P., Hanappe F., Monsecour M.—«J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1973, v. 35, p. 4323.
28. Hill D. L., Wheeler J. A.—«Phys. Rev.», 1953, v. 89, p. 1102.



29. Струтинский В. М.—«Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 614.
30. Strutinsky V. M.—«Nucl. Phys. A», 1968, v. 122, p. 1.
31. James G. D., Lynn J. E., Earwaker L. G.—«Nucl. Phys. A», 1972, v. 189, p. 225.
32. Myers W. D., Swiatecki W. J.—«Nucl. Phys.», 1966, v. 81, p. 1.
33. Weber J. e.a.—«Phys. Rev. C», 1976, v. 13, p. 2413.
34. Струтинский В. М. и др. Препринт КИЯИ-73-1Я.
35. Möller P.—«Nucl. Phys. A», 1972, v. 192, p. 529.
36. Pauli H. C.—«Phys. Reports C», 1973, v. 7, p. 35.
37. Бабенко Ю. А. и др.—«Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 1006.
38. Konecny E., Specht H. J., Weber J.—«Phys. Lett. B», 1973, v. 45, p. 329.
39. Konecny E., Specht H. J., Weber J. In: Proc. 3rd Symp Phys. and Chem. of Fission. Rochester, 1973, Vol. 2, Vienna IAEA, 1974, p. 3.
40. Vandenbosch R., Huizenga J. R. Nuclear Fission N.—Y., 1973.
41. Freiesleben H., Britt H. C., Huizenga J. R. In: Proc. 3rd Symp. Phys. and Chem. of Fission. Rochester, 1973, Vienna, IAEA, 1974.
42. Pauli H. C., Ledergerber T.—«Nucl. Phys. A», 1971, v. 175, p. 545.
43. Адеев Г. Д. Диссертация. Томск, 1972.
44. Möller P., Nix J. R. In: Proc. 3rd Symp. Phys. and Chem. of Fission. Rochester, 1973, Vol. 1, Vienna, IAEA, 1974, p. 103.
45. Кукс И. М. и др.—«Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 438.
46. Gavron A., Britt H. C., Wilhelmy J. B.—«Phys. Rev. C», 1976, v. 13, p. 2577.
47. Back B. V. e.a.—«Phys. Rev. C», 1974, v. 10, p. 1948.
48. Britt H. C., Wegner H. E., Gursky J. C.—«Phys. Rev.», 1963, v. 129, p. 2239.
49. Немиллов Ю. А. и др.—«Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 1070.
50. Specht H. J. «Phys. Scripta A», 1974, v. 10, p. 21.
51. Жагров Е. А. и др.—«Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 20, с. 220.
52. Бажанов Е. Б. и др.—«Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 36.
53. Turkevich A., Niday J. B.—«Phys. Rev.», 1951, v. 84, p. 52.
54. Ford G. P.—«Phys. Rev.», 1960, v. 118, p. 1261.
55. Levy H. B. e.a.—«Phys. Rev.», 1961, v. 124, p. 544.
56. Schmitt H. W., Konecny E.—«Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 16, p. 1008.
57. Konecny E., Schmitt H. W.—«Phys. Rev.», 1968, v. 172, p. 1213.
58. Terrell J.—«Phys. Rev.», 1962, v. 127, p. 880.
59. Fraenkel Z. e.a.—«Phys. Rev. C», 1975, v. 12, p. 1809.
60. Vaba H., Vaba S.—«Nucl. Phys. A», 1971, v. 175, p. 199.
61. Немиллов Ю. А. и др.—«Ядерная физика», 1965, т. 1, с. 633.
62. Селицкий Ю. А., Соловьев С. М., Эйсмонт В. П.—«Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 65.
63. Селицкий Ю. А., Соловьев С. М., Эйсмонт В. П.—«Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 868.
64. Möller P., Nilsson S. G.—«Phys. Lett. B», 1970, v. 31, p. 283.
65. Адеев Г. Д., Гамаля И. А., Черданцев П. А.—«Изв. АН СССР. Сер. физика», 1972, т. 36, с. 644.
66. Tsang C. F., Wilhelmy J. B.—«Nucl. Phys. A», 1972, v. 184, p. 417.
67. Jensen A. S., Dossing T. In: Proc. 3rd Symp. Phys. and Chem. of Fission. Rochester, 1973, Vol. 1, Vienna, IAEA, 1974, p. 409.
68. Maruhn J., Greiner W.—«Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 548.
69. Fong P.—«Phys. Rev.», 1956, v. 102, p. 434.
70. Игнатюк А. В.—«Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 1043.
71. Игнатюк А. В.—«Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 357.
72. Рубчяна В. А.—«Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 1192.
73. Wilkins B. D., Steinberg E. P., Chasman R. R.—«Phys. Rev. C», 1976, v. 14, p. 1832.
74. Mustafa M. G., Mosel U., Schmitt H. W.—«Phys. Rev. C», 1973, v. 7, p. 1519.

75. Pashkevich V. V.—«Nucl. Phys. A», 1971, v. 169, p. 275.
76. Ledergerber T., Pauli H.—«Nucl. Phys. A», 1973, v. 207, p. 1.
77. Mosel U., Schmitt H. W.—«Nucl. Phys. A», 1971, v. 165, p. 73.
78. Борисова Н. И. и др.—«Ядерная физика», 1965, т. 2, с. 243.
79. Кузьминов Б. Д., Сергачев А. И. In: Proc. Symp. Phys. and Chem. of Fission Salzburg, 1965. Vol. 1. Vienna IAEA, 1966, p. 611.
80. Vandebosch R., Unik J. P., Huizenga J. R. In: Proc. Symp. Phys. and Chem. of Fission Salzburg, 1965. Vol. 1. Vienna, IAEA, 1966, p. 547.
81. Meadows J. W.—«Phys. Rev.», 1969, v. 177, p. 1817.
82. Дьяченко Н. П. и др.—«Ядерная физика», 1976, т. 24, с. 17.
83. Ипполитов В. Т. и др.—«Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 939.
84. Кукс И. М. и др. Препринт Радиового института РИ-51, 1976;—«Ядерная физика», 1978, т. 27, с. 54.
85. Иткис М. Г. и др.—«Атомная энергия», 1973, т. 34, с. 133.
86. Plasil F. e.a.—«Phys. Rev. C», 1973, v. 7, p. 1189.
87. Specht H. J. In: Seventh Polish Summer School on Nucl. Phys., 1974.
88. Vandebosch R.—«Phys. Lett. B», 1973, v. 45, p. 207.
89. Vaerg A. P. e.a.—«Can. J. of Phys.», 1959, v. 37, p. 1418.
90. Игнатюк А. В. и др.—«ЖЭТФ», 1971, т. 61, с. 1284.
91. Lamphere H. W.—«Nucl. Phys.», 1962, v. 38, p. 561.
92. Groening H., Loveland W. In: Proc. 3rd Symp. Phys. and Chem. of Fission. Rochester, 1973. Vienna, IAEA, 1974.
93. Нестеров В. Г., Смиренкин Г. Н., Тишин А. С.—«Ядерная физика», 1967, т. 6, с. 761.
94. Игнатюк А. В., Соколов Ю. В.—«Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 1229.
95. Шпак Д. Л., Фурсов Б. И., Смиренкин Г. Н.—«Ядерная физика», 1970, т. 12, с. 35.
96. Moretto L. G. e.a.—«Phys. Rev.», 1969, v. 178, p. 1845.
97. Emma V., Lo Nigro S., Milone C.—«Nucl. Phys. A», 1973, v. 199, p. 186.
98. Bate G. L. e.a.—«Phys. Rev.», 1963, v. 131, p. 722.
99. Reising R. F. e.a.—«Phys. Rev.», 1966, v. 141, p. 1161.
100. Немиллов Ю. А. и др.—«Ядерная физика», 1965, т. 2, с. 460.