

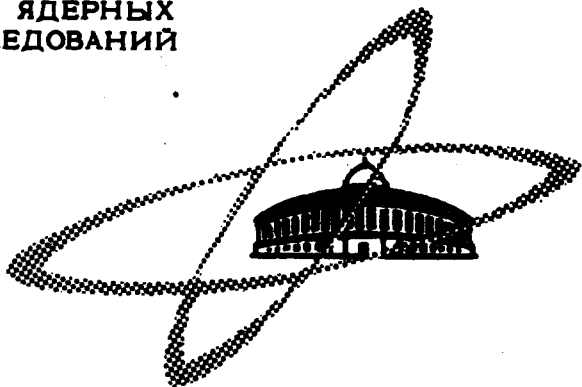
Н-178

13/III-70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P7 - 5162



Т.Надь, А.Г.Белов, Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков,  
И.В.Сизов, И.Ф.Харисов

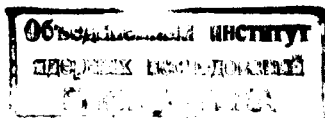
ИССЛЕДОВАНИЕ  
РЕАКЦИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА  
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ,  
ПРИВОДЯЩИХ  
К СПОНТАННО ДЕЛЯЩИМСЯ ИЗОМЕРАМ  
 $^{242}\text{Am}$  И  $^{244}\text{Am}$

P7 - 5162

8427/2 up  
Т.Надь, А.Г.Белов, Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков,  
И.В.Сизов, И.Ф.Харисов

ИССЛЕДОВАНИЕ  
РЕАКЦИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА  
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ,  
ПРИВОДЯЩИХ  
К СПОНТАННО ДЕЛЯЩИМСЯ ИЗОМЕРАМ  
 $^{242}\text{Am}$  И  $^{244}\text{Am}$

Направлено в "Acta Physica Hungaricae"



Исследования спонтанно делящихся изомеров показали, что эти состояния характеризуются рядом необычных свойств:

1) вероятность спонтанного деления повышена до  $10^{30}$  раз по сравнению с основным состоянием<sup>/1,2/</sup>;

2) изомерное отношение остается постоянным при изменении вносимого в ядро момента<sup>/3/</sup>;

3) наблюдается корреляция между образованием спонтанно делящихся изомеров и вынужденным делением<sup>/4,5/</sup>. Эта корреляция четко проявляется в реакциях радиационного захвата нейтронов, приводящих к спонтанно делящимся изомерам  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$ <sup>/4,6/</sup>.

Измеренные функции возбуждения указывают на пороговый характер реакций. При этом порог реакции образования делящегося изомера оказывается близким к порогу деления (6,4 Мэв для  $^{242}\text{Am}$  и 6,2 Мэв для  $^{244}\text{Am}$ ), хотя энергия изомерного состояния составляет около 3 Мэв<sup>/7,8/</sup>. Такие свойства изомерных состояний, по-видимому, связаны со сложной структурой барьера деления. Проведенные В.М. Струтинским расчёты оболочечных поправок к капельному барьеру деления показали, что в ряде ядер при значениях параметра деформации  $\beta \approx 0,6$  реальный барьер деления имеет минимум<sup>/9/</sup> (рис. 1). Если этот минимум достаточно глубокий, то в нем будет иметь место система уровней, нижний из которых

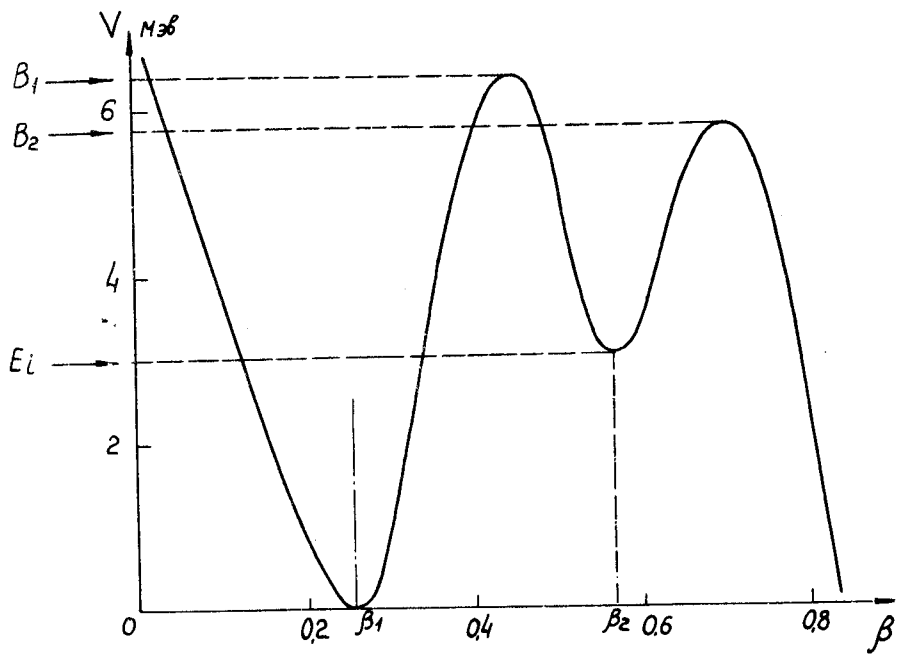


Рис. 1. Двугорбый барьер деления.  $V$  - энергия деформации,  $\beta$  - параметр деформации,  $E_1$  - энергия изомерного уровня,  $B_1, B_2$  - высоты первого и второго барьеров,  $\beta_1, \beta_2$  - параметры деформации основного и изомерного состояний.

является изомерным. Сечение реакции образования ядра в изомерном состоянии, а также ход функции возбуждения существенно зависят от параметров двугорбого барьера. Поэтому исследование таких реакций позволяет получить ряд сведений о структуре барьера деления.

Целью данной работы являлось измерение функций возбуждения реакций образования спонтанно делящихся изомеров  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$  при радиационном захвате нейтронов до энергии 16 Мэв.

Измерения были проведены на электростатическом генераторе Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Пучок протонов или дейтронов падал на мишень, укрепленную на дне цилиндра Фарадея, который служил для измерения тока пучка. Модуляция пучка производилась при помощи прямоугольных импульсов напряжения с амплитудой до 4 кв, которые подавались на плоскопараллельные пластины. Для регистрации осколков деления использовался многонитевой истрковой счётчик <sup>10</sup>, наполненный смесью  $\text{N}_2$  (10 тор) и  $\text{He}$  (750 тор.). Облучаемые мишени из  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  весом  $0,4 \text{ мг/см}^2$  и площадью  $12 \text{ см}^2$  находились внутри счётчика. При надлежащем выборе рабочего напряжения счётчик был практически нечувствителен к интенсивному потоку  $\alpha$ -частиц из мишени (фон счётчика не превышал 1-2 импульсов в час). Импульсы со счётчика, вызываемые осколками деления, подавались на временной анализатор, работа которого была синхронизована с модуляцией пучка ускоренных частиц. Измерялось число импульсов во время облучения мишени (это число определяло выход осколков мгновенного деления), а также временное распределение импульсов, когда пучок не попадал на мишень. В этом случае выход осколков связан с распадом спонтанно делящихся изомеров, образующихся в реакциях радиационного захвата нейтронов. Идентификация спонтанно делящихся изомеров производилась по их периодам полураспада (14 мсек для  $^{242}\text{Am}$  и 1,1 мсек для  $^{244}\text{Am}$ )<sup>11</sup>. Изомеры, ко-

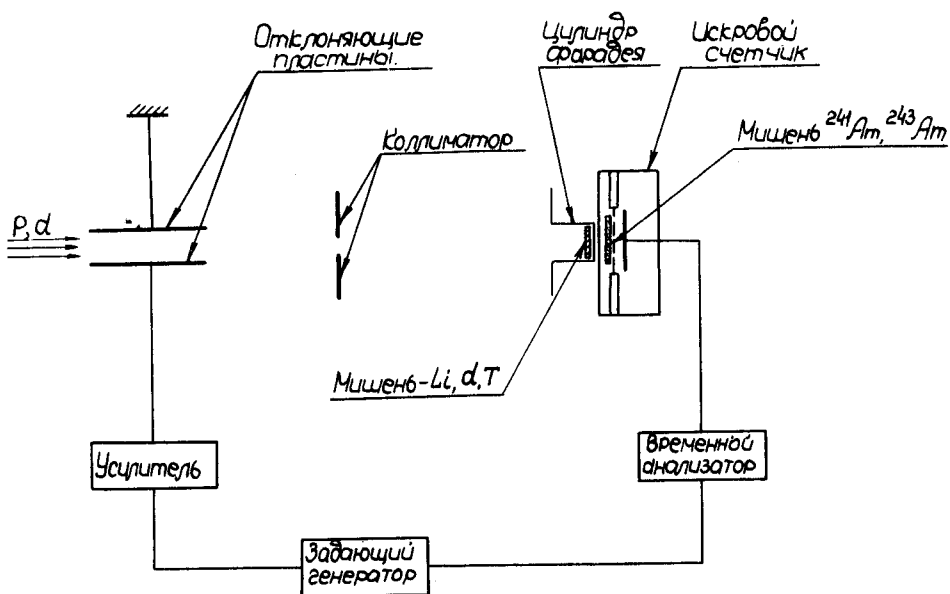


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

торые могли бы получаться в реакциях  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$ , имели заметно меньшие периоды полураспада, и их выход не мог исказить полученных результатов.

Источником нейтронов служили реакции  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ ,  ${}^3\text{T}(p, n){}^3\text{He}$ ,  ${}^2\text{D}(d, n){}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{T}(d, n){}^4\text{He}$ . Толщина мишени дейтерия или трития соответствовала потере энергии дейтронов  $\approx 1$  Мэв. Спектр нейтронов из такой мишени в реакции  $\text{D}+d$  при энергии дейтронов 3,5 Мэв представлен на рис. 3. Этот спектр рассчитан из известного сечения реакции и углового распределения нейтронов для телесного угла, определяемого геометрией опыта. Для получения нейтронов с энергией до 2,3 Мэв использовалась толстая литиевая мишень. Спектры нейтронов из этой мишени при различных энергиях протонов, рассчитанные аналогичным способом, также представлены на рис. 3. В этом случае измеренный выход осколков мгновенного и запаздывающего деления относится к широкому диапазону энергий нейтронов (от порога реакции до максимальной энергии, определяемой энергией протонов). Выход осколков, относящийся к более узкому интервалу энергий, равен, очевидно, разности выходов при двух соседних энергиях. Энергия протонов менялась от 2,75 до 4 Мэв с интервалом 0,25 Мэв, что соответствовало диапазону энергий нейтронов от 0,8 до 2 Мэв.

Из измеренного на опыте отношения выходов осколков запаздывающего и мгновенного деления после введения поправок на распад изомера можно получить отношение сечений этих процессов. Зависимость этих отношений от энергии нейтронов представлена на рис. 4. В случае реакции  ${}^{241}\text{Am} + n$  приведено также отношение сечений для тепловых нейтронов, измеренное с использованием той же методики и мишени<sup>/5/</sup>. Из рис. 4 видно, что отношение сечений образования изомера и мгновенного деления в реакциях  ${}^{241}\text{Am} + n$  и  ${}^{243}\text{Am} + n$  - близкие по порядку величины и монотонно убывают с ростом энергии нейтронов. Для энергии

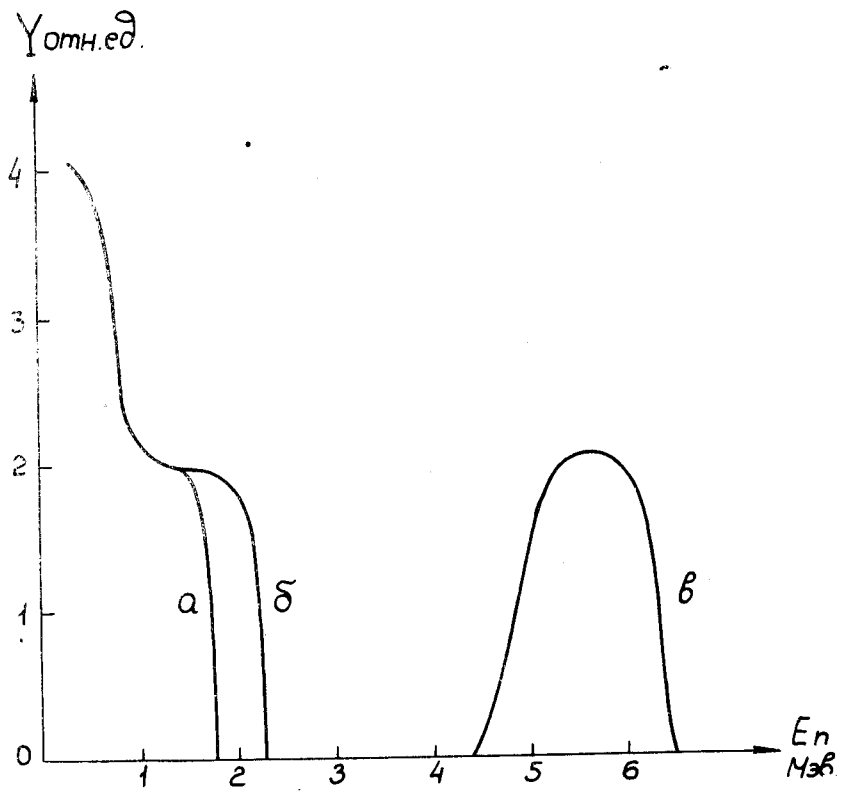


Рис. 3. Спектры нейтронов в реакциях. а)  ${}^7\text{Li} + p$  ( $E_p = 3,5$  Мэв), б)  ${}^7\text{Li} + p$  ( $E_p = 4,0$  Мэв), в)  ${}^2\text{D} + d$  ( $E_d = 3,5$  Мэв).

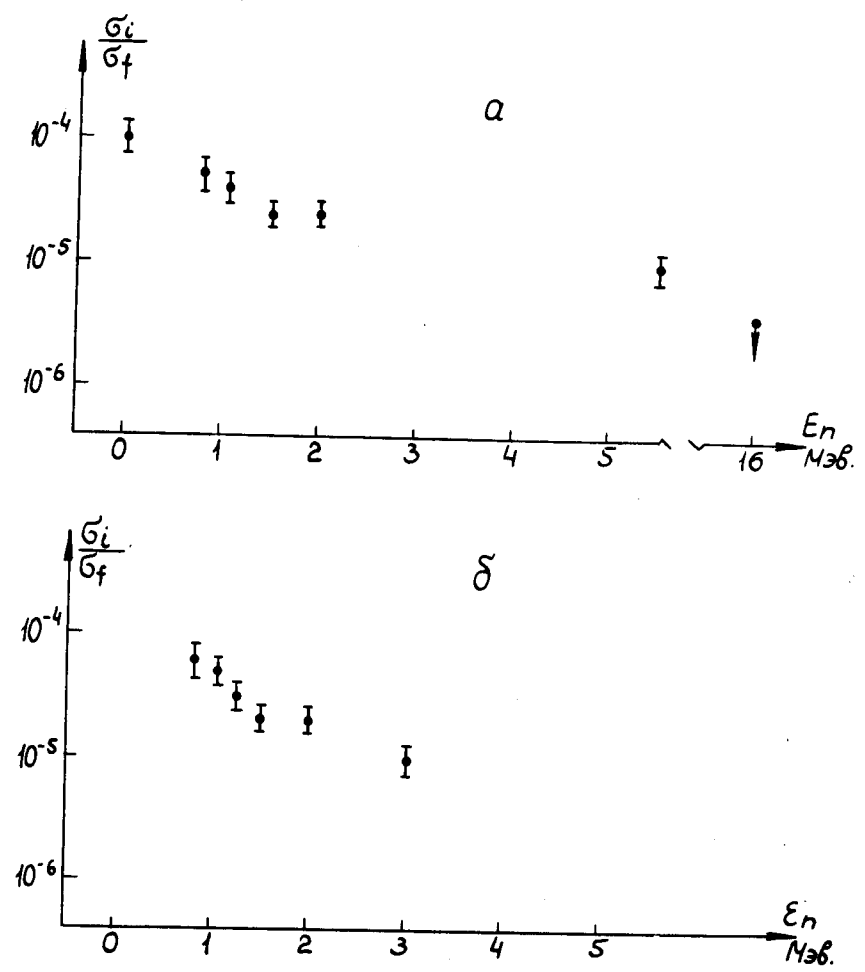


Рис. 4. Зависимость отношения сечений образования спонтанно делящегося изомера и деления ( $\frac{\sigma_i}{\sigma_f}$ ) от энергии нейтронов ( $E_n$ ); а) в реакции  ${}^{241}\text{Am} + n$ , б) в реакции  ${}^{243}\text{Am} + n$ .

нейтронов 16 Мэв спонтанно делящийся изомер  $^{242}\text{Am}$  уже не наблюдался, поэтому для отношения сечений приведена верхняя граница. Выход изомера  $^{244}\text{Am}$  при этой энергии нейтронов невозможно увидеть на фоне изомера  $^{242}\text{Am}$ , который образуется со значительно большим сечением в реакции  $^{243}\text{Am}(n, 2n)$ . Сечения деления  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  нейтронами известны /12,13/, поэтому из измеренных отношений сечений запаздывающего и мгновенного деления можно получить функции возбуждения реакций образования спонтанно делящихся изомеров  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$ . Эти функции возбуждения для реакции  $^{241}\text{Am}+n$  представлены на рис. 5. Для реакции  $^{243}\text{Am}+n$  функции возбуждения имеют аналогичный вид. Чтобы показать, как меняются с ростом энергии нейтронов сечения реакций, приводящих к основным состояниям  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$ , на рисунке представлена функция возбуждения реакции  $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$  /17/ (для  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  подобные измерения еще не проведены).

Из рис. 5 видно, что функции возбуждения реакций, приводящих к основному и изомерному состояниям, подобны лишь при энергиях нейтронов выше 1,5 Мэв. При уменьшении энергии нейтронов ниже 1,5 Мэв сечение реакции для изомера не растет, как для основного состояния, а падает, обнаруживая такой же пороговый вид, как сечение мгновенного деления  $^{241}\text{Am}$  нейтронами. Более подробно вид функции возбуждения реакций образования  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$  вблизи порога исследован в работах /4,6/.

Как уже отмечалось /4-6/, пороговый ход функции возбуждения реакций образования спонтанно делящихся изомеров трудно объяснить на основе прежних представлений об изомерных состояниях, но он получает естественное объяснение в модели двугорбого барьера. В этой модели для заселения изомерного состояния необходимо преодолеть барьер, разделяющий первый и второй минимумы, и этот же барьер в ряде случаев определяет порог деления.

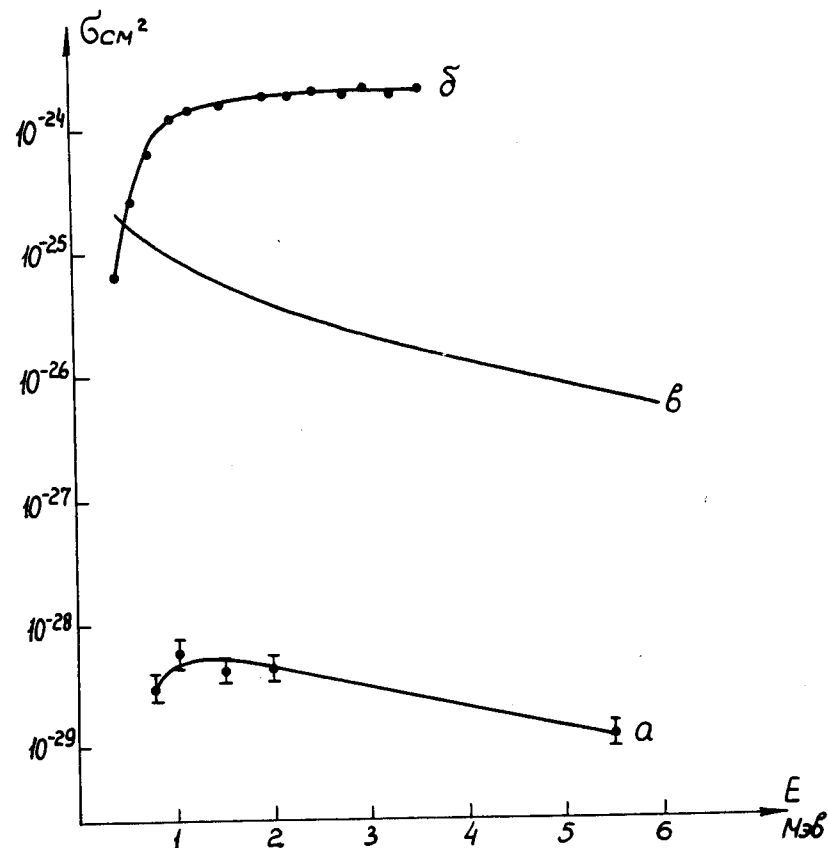


Рис. 5. Функции возбуждения реакций: а)  $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242\text{m}}\text{Am}$ , б)  $^{241}\text{Am}(n, f)$ , в)  $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$ .

Анализ функции возбуждения реакции образования изомерного состояния на основе модели двугорбого барьера позволяет получить ряд сведений о его параметрах. При этом предполагается, что процессы деления и образования изомера можно рассматривать как двухступенчатые. После захвата нейтрона образуется составное ядро, в котором устанавливается тепловое равновесие (энергия возбуждения сосредоточена на одночастичных степенях свободы). Когда энергия возбуждения переходит на колебательные степени свободы, ядро может преодолеть первый барьер и оказаться во второй потенциальной яме. Если эта яма достаточно глубока, то в ней будет иметь место сильное взаимодействие между колебательными и одночастичными степенями свободы. В результате во второй яме может снова наступить тепловое равновесие, и образуется такое же составное ядро, как и после захвата нейтрона, характеризующееся, однако, большей деформацией и меньшей тепловой энергией. Испускание  $\gamma$ -квантов из такого ядра приводит к образованию спонтанно делящихся изомеров, а переход через второй барьер — к делению. Отношение сечений этих процессов имеет вид <sup>14,16/</sup>:

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_t} = \frac{\Gamma_{\gamma 2}}{\Gamma_{f 2}}, \quad (1)$$

где  $\Gamma_{\gamma 2}$  и  $\Gamma_{f 2}$  — радиационная и делительная ширина уровней во второй яме.

$$\Gamma_{f 2} = \frac{N_2}{2\pi \rho(E^* - E_1)} \quad (2)$$

$$\Gamma_{\gamma 2} = \frac{1}{\rho(E^* - E_1)} \int_0^{E^* - E_1} (E^* - E_1 - E)^3 \rho(E) dE, \quad (3)$$

где  $\rho(E)$  — плотность уровней во второй яме при энергии возбуждения  $E$ ;  $N_2$  — число открытых каналов для перехода через второй барьер;

$E^*$  — энергия возбуждения составного ядра, равная сумме энергии связи нейтрона и его кинетической энергии;  $E_1$  — энергия изомерного уровня. Для ядра <sup>242</sup>Am значение  $E_1$  принималось равным 3,2 Мэв<sup>18/</sup>. При расчётах плотности уровней во второй яме и числе открытых каналов на втором барьере значение параметра плотности уровней  $a$  принималось равным 28,6<sup>18/</sup> (как и для первой ямы). При энергии возбуждения ниже вершины второго барьера число открытых каналов заменялось проницаемостью для перехода через этот барьер. При этом параметр  $\hbar\omega$ , характеризующий кривизну второго барьера, выбирался равным 600 кэв. В расчётах радиационной ширины принималось, что  $\Gamma_{\gamma 2} = 0,03$  эв при  $E^* = 5,5$  Мэв (энергия связи нейтрона в ядре <sup>242</sup>Am). Кроме того, в расчётах отношений  $\Gamma_{\gamma 2} / \Gamma_{f 2}$  предполагалось, что к изомерному состоянию приводит лишь испускание таких  $\gamma$ -квантов, после которых ядро остается с энергией возбуждения ниже вершины второго барьера; в противном случае произойдет деление после испускания  $\gamma$ -кванта. Распределение  $\gamma$ -квантов по энергиям определяется выражением (3).

Из выражений (2), (3) можно видеть, что радиационная ширина сравнительно мало меняется с ростом энергии возбуждения, в то время как делительная ширина при этом быстро растет, пока энергия возбуждения не достигнет вершины барьера деления; после этого рост сильно замедляется. Поэтому рассчитанные по формулам (2), (3) зависимости отношений  $\Gamma_{\gamma 2} / \Gamma_{f 2}$  от энергии возбуждения для различных значений высоты второго барьера (рис. 6) обнаруживают излом при энергии возбуждения, близкой к энергии второго барьера. При других значениях параметров  $a$ ,  $\hbar\omega$  и  $\Gamma_{\gamma 2}$  при  $E^* = 5,5$  Мэв форма рассчитанных кривых остается практически такой же, меняются лишь



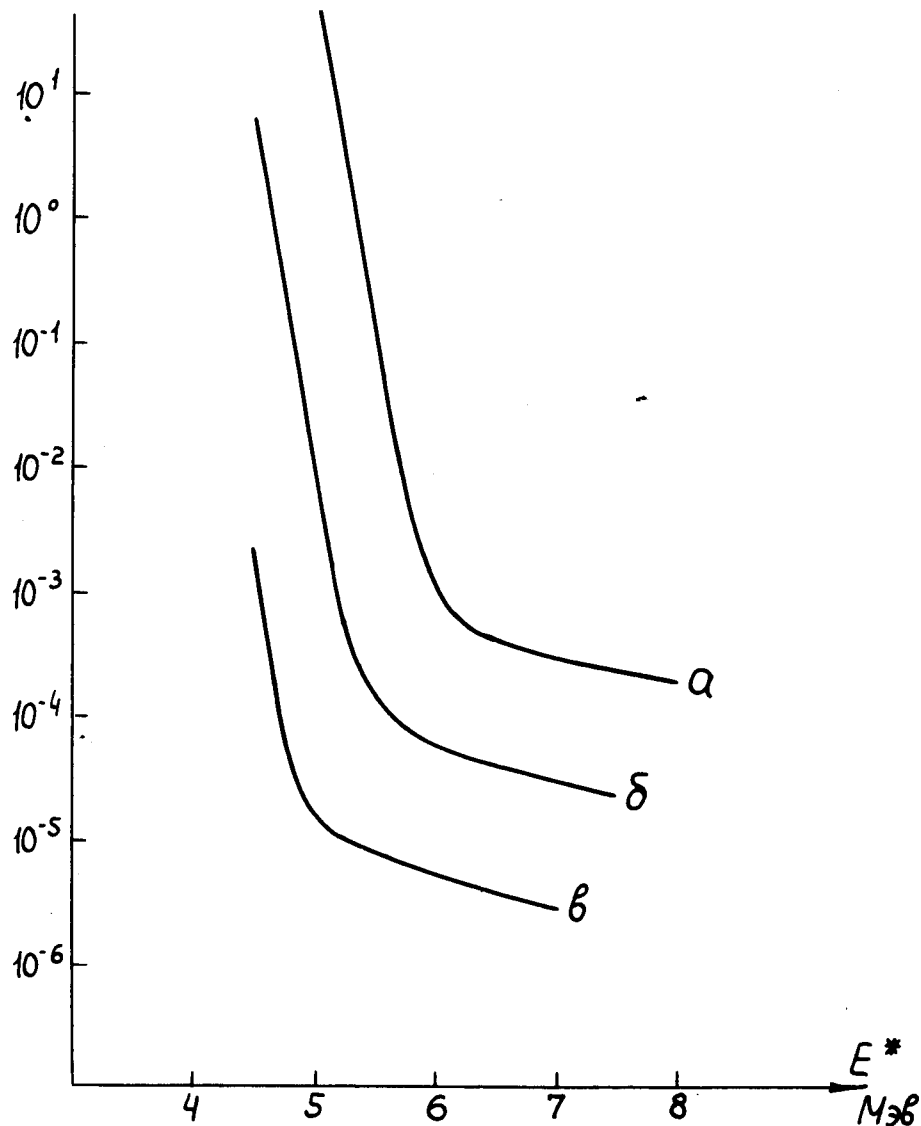


Рис. 6. Рассчитанные зависимости отношений  $\Gamma_{\gamma_2}/\Gamma_{f_2}$  от энергии возбуждения составного ядра ( $E^*$ ) для различных значений высоты второго барьера ( $V_2$ ) а)  $V_2 = 6,0$  Мэв, б)  $V_2 = 5,5$  Мэв, в)  $V_2 = 5,0$  Мэв.

абсолютные значения отношений  $\Gamma_{\gamma_2}/\Gamma_{f_2}$ . Поэтому по излому кривой, описывающей зависимость отношения сечений образования изомера и деления от энергии возбуждения, можно определить высоту второго барьера, оставаясь, естественно, в рамках рассмотренного выше двух-ступенчатого хода реакции.

Из рис. 4 видно, что измеренные отношения  $\sigma_i/\sigma_f$  мало меняются во всем используемом на опыте диапазоне энергий нейтронов (0–2 Мэв для  $^{242}\text{Am}$  и 0,8–3,0 Мэв для  $^{244}\text{Am}$ ). Отсюда можно заключить, что, по-видимому, высоты вторых барьеров у обоих ядер не превышают минимальных, полученных на опыте энергий возбуждения (5,55 Мэв для  $^{242}\text{Am}$  и 6,0 Мэв для  $^{244}\text{Am}$ ). Из сравнения измеренных значений  $\sigma_i/\sigma_f$  и рассчитанных отношений  $\Gamma_{\gamma_2}/\Gamma_{f_2}$  можно предполагать, что высоты вторых барьеров для обоих ядер близки к 5,5 Мэв.

Из приведенных выше оценок следует, что высота второго барьера относительно дна второй ямы (энергии изомерного уровня) не превышает 2,5 Мэв. Такой малой высоте второго барьера при параметре  $\hbar\omega = 600$  кэв соответствуют времена жизни по отношению к делению порядка  $10^{-9}$  сек. Чтобы объяснить наблюдаемые времена жизни изомеров  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$ , которые на 6–7 порядков выше, необходимо предположить, что либо второй барьер аномально широкий, (параметр  $\hbar\omega$  не более 300 кэв), либо канал деления со спином, соответствующим спину изомерного состояния, лежит по крайней мере на 1 Мэв выше вершины второго барьера.

Если принять сечение образования основного состояния  $^{242}\text{Am}$  при радиационном захвате нейтронов с энергией 1 Мэв того же порядка, что и для  $^{239}\text{U}$  (рис. 5), то изомерное отношение оказывается  $\approx 5 \cdot 10^{-4}$ , т.е. практически то же, что и для реакций с заряженными частицами  $^{13}\text{C}$ . В то же время для тепловых нейтронов изомерное отношение составляет  $3 \cdot 10^{-7}$  или в 1000 раз меньше. Такую большую разли-

цу изомерных отношений можно объяснить тем, что барьер, разделяющий первую и вторую ямы, выше энергии связи нейтрона и поэтому препятствует заселению изомерного состояния. Из корреляции процессов образования изомера и деления следует, что этот барьер определяет порог деления и составляет 6,4 Мэв для  $^{242}\text{Am}$  и 6,2 Мэв для  $^{244}\text{Am}$ .

В работе /15/ отмечалось, что функции возбуждения реакций образования спонтанно делящихся изомеров при радиационном захвате нейтронов должны характеризоваться двумя максимумами, которые связаны с дипольными колебаниями ядра. Расстояние между максимумами зависит от деформации ядра в изомерном состоянии. Для  $^{242}\text{Am}$  один из максимумов должен лежать при энергии 1-2 Мэв, а другой - при энергии 7-10 Мэв. Из рис. 5 видно, что наблюдается максимум при малых энергиях, однако в области больших энергий ошибки измерений и малое число экспериментальных точек не позволяют сделать окончательного вывода.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н. Флерову, И.М. Франку и Ф.Л. Шапиро за постоянный интерес к работе. Авторы благодарят также эксплуатационную группу во главе с И.А. Чепурченко за бесперебойную работу электростатического генератора.

#### Л и т е р а т у р а

1. С.М. Поликанов, В.А. Друин, В.А. Карнаухов, В.Л. Михеев, А.А. Плева, Н.К. Скобелев, В.Г. Субботин, Г.М. Тер-Акопьян, В.А. Фомичев. ЖЭТФ 42, 1464 (1962).
2. N.L. Lark, G. Sletten, J. Pedersen, S. Bjørnholm. Nucl.Phys., A139, 481 (1969).
3. Г.Н. Флеров, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. ЯФ, 6 17 (1967).

4. G.N. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, S.P. Tretyakova, I. Boca, M. Sezon, I. Vilcov, N. Vilcov. Nucl.Phys., A102, 443 (1967).
5. B. Dalhsuren, G.N. Flerov, Yu.P. Gangrsky, Yu.A. Lazarev, B.N. Markov, Nguyen Cong Khanh. Preprint JINR D15-4744 (1969).
6. I. Boca, N. Martalogu, M. Sezon, I. Vilcov, N. Vilcov, G.N. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, S.P. Tretyakova. Nucl.Phys., A134, 541 (1969).
7. G.N. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, S.P. Tretyakova, N. Martalogu, D. Poenaru, M. Sezon, I. Vilcov, N. Vilcov. Nucl.Phys., A97, 444 (1967).
8. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, Ю.М. Ципенюк. ЯФ, 11, 54 (1970).
9. V.M. Strutinsky. Nucl.Phys., A95, 420 (1967).
10. Ю.П. Гангрский, Б. Далхсурен, Ю.А. Лазарев, Б.Н. Марков, Нгуен Конг Хань. ПТЭ №2, 63 (1970).
11. С. Бьёрнхольм, И. Боргрин, Ю.П. Гангрский, Г. Слеттен. ЯФ, 8, 459 (1968).
12. Э.Ф. Фомушкин, Е.К. Гутникова. ЯФ 10, 917 (1969).
13. D.K. Butler, R.K. Sjoblom. Phys.Rev., 124, 1129 (1961).
14. Х. Юнгклауссен, А.А. Плева. Изв. АН СССР серия физич. XXXIII, 635 (1969).
15. А.М. Балдин, С.Ф. Семенко, Б.А. Тулупов. ЯФ 8, 326 (1968).
16. S. Jägare. Nucl.Phys., A137, 241 (1969).
17. Neutron Cross Sections v.III BNL (1964).
18. А.В. Малышев. ЖЭТФ 45, 317 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел

5 июня 1970 года.