

С 341.1П + С 341.3Г  
Ю-504

2/vi - 67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7 - 3262



Х. Юнгклауссен

ИЗОМЕРНОЕ ОТНОШЕНИЕ  
ДЛЯ СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА  $^{242}\text{iAm}$

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1967.

P7 - 3262

Х. Юнгклауссен

ИЗОМЕРНОЕ ОТНОШЕНИЕ  
ДЛЯ СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА  $^{242}\text{Am}$

Направлено в ЯФ

4985/1, mp.

ИЗДАНИЕ  
1954 г.

## В в е д е н и е

В последнее время наблюдался ряд случаев спонтанного деления ядер из изомерного состояния <sup>1,2/</sup>. Наиболее подробно это явление изучено на примере ядра <sup>242</sup>Am. Измерено парциальное изомерное отношение  $\alpha_{if} = \sigma_{if} / \sigma_0$ , где  $\sigma_{if}$  - сечение образования ядра <sup>242</sup>Am в изомерном состоянии с последующим делением,  $\sigma_0$  - сечение образования основного состояния. Для реакции <sup>248</sup>Am (n, 2n) <sup>242</sup>Am получено  $\alpha_{if} = 10^{-4} / 3$  при энергии нейтронов  $E_n = 14$  Мэв. Более подробно изучена реакция <sup>242</sup>Pu (d, 2n) <sup>242</sup>Am <sup>4/</sup>.

Оказалось, что  $\alpha_{if}$  при повышении энергии нейтронов  $E_d$  сначала растёт, но уже при  $E_d = 10$  Мэв достигает своего предельного значения  $\alpha_{if} = 4 \cdot 10^{-4}$ . Примерно то же самое значение для  $\alpha_{if}$  было получено в реакции <sup>288</sup>U ( <sup>11</sup>B,  $\alpha 3n$ ) <sup>242</sup>Am <sup>5/</sup>,

Эти результаты являются веским аргументом в пользу того, что мы имеем дело не с обычным спиновым изомером, поскольку при переходе к более высоким энергиям и к более тяжелым налетающим частицам растёт средний спин составного ядра, что должно было бы привести к увеличению изомерного отношения <sup>6/</sup>.

Зоммер и Прокофьев <sup>7/</sup> вычислили полное изомерное отношение  $\alpha = \sigma_i / \sigma_0$ , где  $\sigma_i$  - полное сечение ядра <sup>242</sup>Am в изомерном состоянии. Величины  $\alpha_{if}$  и  $\alpha$  связаны между собой соотношением  $\alpha \Gamma_{if} / (\Gamma_{if} + \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma) = \alpha_{if}$ , где  $\Gamma_{if}$ ,  $\Gamma_\alpha$ ,  $\Gamma_\gamma$  - делительная ширина и  $\alpha$  и  $\gamma$  - ширины распада изомерного состояния. Рассматривая изомерное состояние как еще одно основное состояние в том смысле, что переходы с него за времена порядка времени излучения  $\gamma$ -квантов не происходят, Зоммер и Прокофьев сумели объяснить наблюдаемое для реакции <sup>242</sup>Pu (d, 2n) <sup>242</sup>Am свойство насыщения зависимости изомерного отношения от энергии дейтронов. Более того, они получили экспериментальное значение для  $\alpha_{if}$  при предположении, что  $\Gamma_\alpha, \Gamma_\gamma \ll \Gamma_{if}$ .

и что энергия изомерного состояния  $E_1 = 2,8$  Мэв. Последнее подтвердилось опытом /8/, показавшим, что  $E_1 = 2,8 \pm 0,4$  Мэв. Тем не менее остается недостаточно убедительным исходное предположение о том, что изомерное состояние должно отличаться такими свойствами, которые запрещали бы переходы с него, но не тормозили бы переходы на него.

Физически более удовлетворительной является гипотеза о том, что изомерное состояние отличается большой деформацией /2/, обеспечивающей одновременно ускорение деления и торможения  $\gamma$ -излучения. Такая гипотеза нашла свое обоснование в работах Струтинского /8/. Вычисляя оболочечные поправки к классической модели для энергии ядра, Струтинский показал, что в области ядер с числом нейтронов 140-150 эти поправки приведут к появлению двугорбой формы барьера деления.

В данной работе ставится вопрос: можно ли объяснить свойство насыщенности изомерного отношения и получить его экспериментальное значение, если предположить, что изомерное состояние лежит ниже провала между двумя горбами барьера деления.

#### Вывод основной формулы

Начнем с рассмотрения следующей ситуации. Имеется ядро  $^{243}\text{Am}$  с деформацией  $\beta_0$  (обозначения см. рис. 1) и с энергией возбуждения  $E_{243}$  достаточно высокой, чтобы были открыты каналы всех пяти различных переходов, обозначенных пунктирными стрелками на рис. 1. Горизонтальные стрелки соответствуют надбарьерным и туннельным переходам через первый или второй барьер, стрелки вниз - испусканию нейтронов и  $\gamma$ -квантов. Для упрощения задачи будем считать, во-первых, что вероятностью туннельного перехода можно пренебречь по сравнению с вероятностью  $\gamma$ -переходов. Во-вторых, будем считать, что всегда  $\Gamma_\beta, \Gamma_\pi \gg \Gamma_\gamma$ , если только надбарьерный переход или испускание нейтрона энергетически возможны (обозначения см. рис. 1).

В указанных предположениях изомерное отношение равняется отношению вероятности  $W_{61}^{(1)}$  перехода через первый барьер из левой в правую яму к вероятности  $W_{n0}$  испарения нейтрона, умноженному на вероятность  $W_{n1}$  испарения нейтрона после перехода. (Индекс "0" или "1" указывает на то,

что испаряющее ядро находится в "левой" или "правой" яме на рис. 1). Может казаться, что вычисленное таким образом изомерное отношение требует поправки, учитывающей вероятность возвращения назад, из правой в левую яму. Однако для вернувшегося ядра можно повторить те же рассуждения. В результате мы приходим к выводу о том, что результирующее изомерное отношение равняется:

$$\alpha = \frac{W_{61}^{(1)}}{W_{n0}^{(1)}} W_{n1}^{(1)} \quad (1)$$

Верхний индекс "1" указывает на то, что данная вероятность относится к испарению только одного нейтрона. Это уточнение необходимо для того, чтобы (1) было справедливо и при энергиях  $E_{243}$  выше энергии связи двух нейтронов.

Из статистической теории составного ядра /10/ следует, что отношение  $W_{61}^{(1)} / W_{n0}^{(1)}$  равняется отношению числа открытых каналов  $N_{61}$  для перехода через первый барьер (число уровней ядра в переходном состоянии с энергией возбуждения, не превосходящей  $E_{243} - E_{61}$ ) к числу испарительных каналов (доступный фазовый объем для системы  $^{242}\text{Am} +$  нейтрон при условии, что энергия возбуждения остаточного ядра  $^{242}\text{Am}$  меньше энергии связи нейтрона  $E_{242}$ ). Вероятность  $W_{n1}^{(1)}$  равняется отношению числа испарительных каналов  $N_{n1}^{(1)}$  к полному числу каналов  $N_{61} + N_{62} + N_{n1}$ , выходящих из правой ямы. Следовательно, (1) принимает вид:

$$\alpha = \frac{N_{n1}^{(1)}}{N_{n0}^{(1)}} \cdot \frac{N_{61}}{N_{61} + N_{62} + N_{n1}} \quad (2)$$

Число уровней в переходном состоянии

$$N_6 = C \int_0^{E_{243} - E_{61}} \rho_{243}(E_{243} - E_6 - \epsilon) d\epsilon,$$

а число испарительных каналов

$$N_n^{(1)} = C' \int_{\epsilon_{\text{мин.}}}^{\epsilon_{\text{макс.}}} \epsilon \rho_{242}(E_{242}^T - \epsilon) d\epsilon,$$

где  $\rho_{243} \cdot \rho_{242}$  — плотность уровней ядер  $^{243}\text{Am}$  и  $^{242}\text{Am}$  соответственно, а  $E_{242}^T$  — максимальная тепловая энергия ядра  $^{242}\text{Am}$ . Поскольку кинетическая энергия нейтрона  $\epsilon$  не ограничена сверху никакими дополнительными условиями, имеет место равенство  $\epsilon_{\text{макс}} = E_{242}^T$ . Нижний предел  $\epsilon_{\text{мин}}$  выбирается так, чтобы возможность испарения второго нейтрона исключалась. Это означает, что разность  $E_{242}^T - \epsilon$  всегда сравнительно мала. По этой причине целесообразно отказаться от простого выражения для плотности уровней через температуру и вместо этого использовать представление через параметр плотности уровней  $a$ , т.е.  $\rho(E) = \exp(4aE)^{1/2}$ .

### Результаты

Численные расчёты проводились для энергии изомерного состояния  $E_I = 3\text{Мэв}$ , для энергии связи нейтрона в ядрах  $^{243}\text{Am}$  и  $^{242}\text{Am}$ :  $B_{243} = 6,3\text{Мэв}$ ,  $B_{242} = 5,5\text{Мэв}$  /11/ и для параметра плотности уровней  $a = 25$  и  $30\text{Мэв}^{-1}$ , при этом считалось, что  $a$  не зависит от деформации. (Авторы работы /7/ использовали значение  $a = 28\text{Мэв}^{-1}$ , ссылаясь на работы /12/). Для высоты первого барьера выбирались значения  $E_{61} = B_{242} = 5,5\text{Мэв}$  и  $E_{61} = E_I = 6,4\text{Мэв}$ . Барьер деления  $E_f$  известен из опыта /13/. При указанных значениях для  $E_I$ ,  $E_f$  и  $B_{243}$  ясно, что  $N_{n1} \ll N_{61} \cdot N_{62}$ , так что можно записать:

$$a = \frac{N_{n1}^{(1)}}{N_{no}^{(1)}} \cdot \frac{N_{61}}{N_{61} + N_{62}} = a^* \frac{N_{61}}{N_{61} + N_{62}}$$

где через  $a^*$  обозначается изомерное отношение при условии, что  $N_{62} \ll N_{61}$ .

Последим за ходом зависимости  $a^*(E_{243})$ , представленной на рис. 2, от возрастающей значению  $E_{61} = 5,5\text{Мэв}$ . Начиная с энергии  $E_{243} = E_I + B_{243} = 9,3\text{Мэв}$   $a^*$  растёт сперва экспоненциально по мере увеличения числа доступных уровней в правой и левой ямах. При энергии  $E_{243} = B_{243} + B_{242} = B_{243} + E_{61} = 11,8\text{Мэв}$  открываются каналы для испарения второго нейтрона, причём для ядер, находящихся в правой яме, — после перехода в левую. При дальнейшем

повышении  $E_{243}$  число доступных уровней в правой и левой ямах, не допускающих испарения второго нейтрона, уже не растёт и экспоненциальное выражение, входящее в  $a^*$ , превращается в постоянный множитель

$$\exp\{-2a^{1/2}[(B_{242})^{1/2} - (B_{242} - E_I)^{1/2}]\} = 5 \cdot 10^{-4}$$

В этом и заключается физическая причина насыщения изомерного отношения. Дальнейший слабый рост  $a^*$  происходит только за счёт увеличения фазового объема, доступного испаряющемуся нейтрону.

Для значений барьера  $E_{61} > B_{242}$  наблюдаются отличия от предыдущего случая, поскольку число доступных уровней в правой яме продолжает расти, пока энергия не достигла величины  $E_{243} = B_{243} + E_{61}$ . Только после этого становится возможным переход ядра  $^{242}\text{Am}$  из правой в левую яму с последующим испарением нейтрона, что и приведет к насыщению зависимости  $a^*(E_{243})$ .

При  $E_{61} < B_{242}$  существенное влияние на изомерное отношение могут оказать  $\gamma$ -переходы, так как ядро  $^{242}\text{Am}$  может иметь энергию возбуждения, позволяющую переход через барьер, но недостаточную для испарения нейтрона. Это приведет к дополнительному уменьшению  $a^*$ . Но поскольку уже для  $E_{61} = 5,5\text{Мэв}$   $a^* < a_{II}$ , можно ограничиться значениями  $E_{61} > 5,5\text{Мэв}$ .

На рис. 3 показана зависимость от  $E_{62}$  отношения  $N_{61} / (N_{61} + N_{62})$ , входящего в (3) и учитывающего влияние второго барьера на изомерное отношение. Расчёт проводился для  $E_{61} = 6,4\text{Мэв}$ ,  $a = 25\text{Мэв}^{-1}$  и для энергии  $E_{243} = B_{242} + E_{61} = 12,7\text{Мэв}$ , соответствующей примерно максимуму вероятности образования изомера. (На рис. 2 энергии  $E_{243} = B_{242} + E_{61}$  отмечены стрелками).

Для сравнения теоретических результатов с экспериментальными, необходимо учесть два обстоятельства:

1. Некоторая доля ядер  $^{243}\text{Am}$  образуется сразу в состоянии с большой деформацией (в правой яме). Однако вероятность того, что эти ядра испускают нейтрон, ни разу не переходя через первый барьер, очень мала вследствие малости отношения  $N_{n1} / N_{61}$ . Поэтому наше исходное предположение о том, что ядро  $^{243}\text{Am}$  в начальный момент находится в левой яме, оправдано для любых реакций, проходящих через составное ядро  $^{243}\text{Am}$ .

2. Ядра  $^{243}\text{Am}$  образуются путем испарения нейтронов ядрами  $^{244}\text{Am}$  с широким спектром энергии возбуждения  $E_{243}$ . Для грубого сравнения с экспериментом будем считать, что все ядра  $^{243}\text{Am}$  образуются с наиболее вероят-

ной энергией возбуждения. В таком приближении в рис. 2 внесены экспериментальные точки  $\alpha_{II}$  для реакции  $^{242}\text{Pu}(d, 2n)^{242}\text{Am}$  /4/. Допущенная неточность невелика в области, где  $\alpha^*$  слабо зависит от  $E_{243}$ . Если в области низких энергий, где допущенные ошибки наибольшие, экспериментальные точки заметно расходятся с теоретическими, то для  $E_{243} > 12$  Мэв они лежат между теоретическими кривыми для  $E_{61} = 5,5$  и  $6,4$  Мэв.

Отсюда нельзя однозначно определить высоты барьеров  $E_{61}$  и  $E_{62}$ , так как неизвестно отношение ширины  $\Gamma_{II} : \Gamma_{\alpha} : \Gamma_{\gamma}$ . Можно, однако, сделать вывод, что барьеры отличаются друг от друга меньше чем на 1 Мэв.

Сходство кривой  $\alpha^*(E_{243})$  для  $E_{61} = 5,5$  Мэв с результатами работы /7/ не должно удивить, поскольку вычисляемые в обоих случаях фазовые объемы, доступные для испарения нейтрона ядром  $^{248}\text{Am}$ , одни и те же.

В заключение нужно заметить следующее. Исходное предположение о том, что туннельные переходы через барьер всегда значительно менее вероятны, чем  $\gamma$ -переходы, неверно, если энергия возбуждения близка к высоте барьера. Прозрачность верхушки барьера равносильна некоторому увеличению числа состояний в переходной области и приведет к уменьшению изомерного отношения. По этой причине расчётные данные могут быть немного завышены. Несмотря на это, результаты показывают, что свойство насыщения изомерного отношения и его предельное значение, наблюдаемые на опыте, удовлетворительно объясняются в рамках представлений о двугорбой форме барьера деления.

Автор выражает свою благодарность члену-корреспонденту АН СССР Г.Н. Флерову за постоянный интерес к работе. Автор очень обязан В.М. Струтинскому за ряд ценных советов и замечаний и очень благодарен С.М. Поликанову, С.Бьёрнхольму, Ю.П. Гангрскому, Б.Н. Маркову и А.А. Плевеву за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. С.М. Поликанов, В.А. Друин, В.А. Карнаузов, В.Л. Михеев, А.А. Плевев, Н.К. Скобелев, В.Г. Субботин, Г.М. Тер-Акопьян, В.А. Фомичёв. ЖЭТФ, 42, 1484 (1962).
2. Г.Н. Флеров, В.А. Друин. В книге "Структура сложных ядер", стр. 249, Москва, Атомиздат, 1966.

3. A.F. Linev, B.N. Markov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov. Nucl. Phys., 63, 173 (1965).
4. G.N. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, E. Ivanov, N. Martalogu, D. Poenaru, N. Vilcov. Physics and Chemistry of Fission, Vol. 1, p.307, IAEA, Vienna, 1965.
5. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. ЯФ, 5, 22 (1967).
6. Г.Н. Флеров, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, А.А. Плевев, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. Препринт ОИЯИ, Р7-3065, Дубна, 1966.
7. В.П. Зоммер, А.И. Прокофьев. ЯФ, 3, 401 (1966).
8. G.N. Flerov, N. Martalogu, A.A. Pleve, D. Poenaru, S.M. Polikanov, M. Sezon, S.P. Tretyakova, I. Vilcov, N. Vilcov. Preprint IEA, CRD-32, Bucharest, 1966.
9. В.М. Струтинский. Nucl. Phys., A95 (1967).
10. N. Bohr, J.A. Wheeler. Phys. Rev., 56, 426 (1939).
11. В.А. Кравцов. Массы атомов и энергии связи ядер, Москва, Атомиздат, 1965.
12. А.В. Малышев. ЖЭТФ, 45, 316 (1963); И.В. Гордеев, Д.А. Кардашев, А.В. Малышев. Ядерно-физические константы, Москва, Атомиздат, 1965.
13. И. Халперн. Деление ядер, Москва, Физматгиз, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 апреля 1967г.

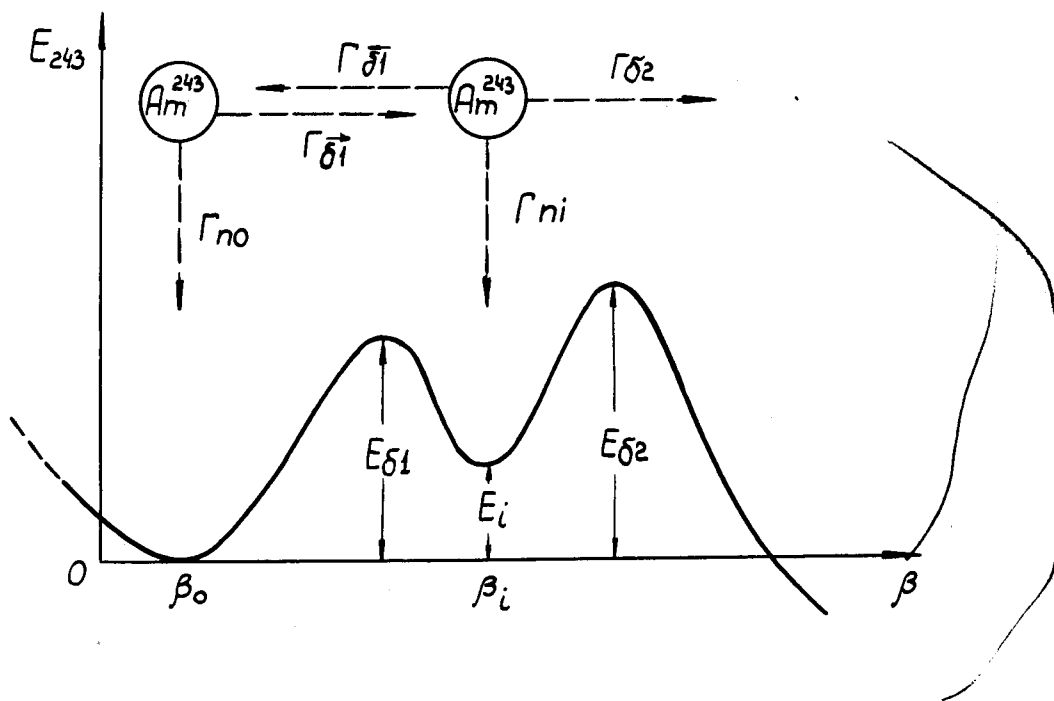


Рис. 1. Двугорбый барьер деления.  $E_{243}$  - энергия возбуждения ядра  $^{243}_{88}\text{Am}$ ;  $\beta_1, E_i$  - деформация и энергия изомерного состояния. Пунктирными стрелками обозначены возможные переходы возбужденного ядра  $^{243}_{88}\text{Am}$ .

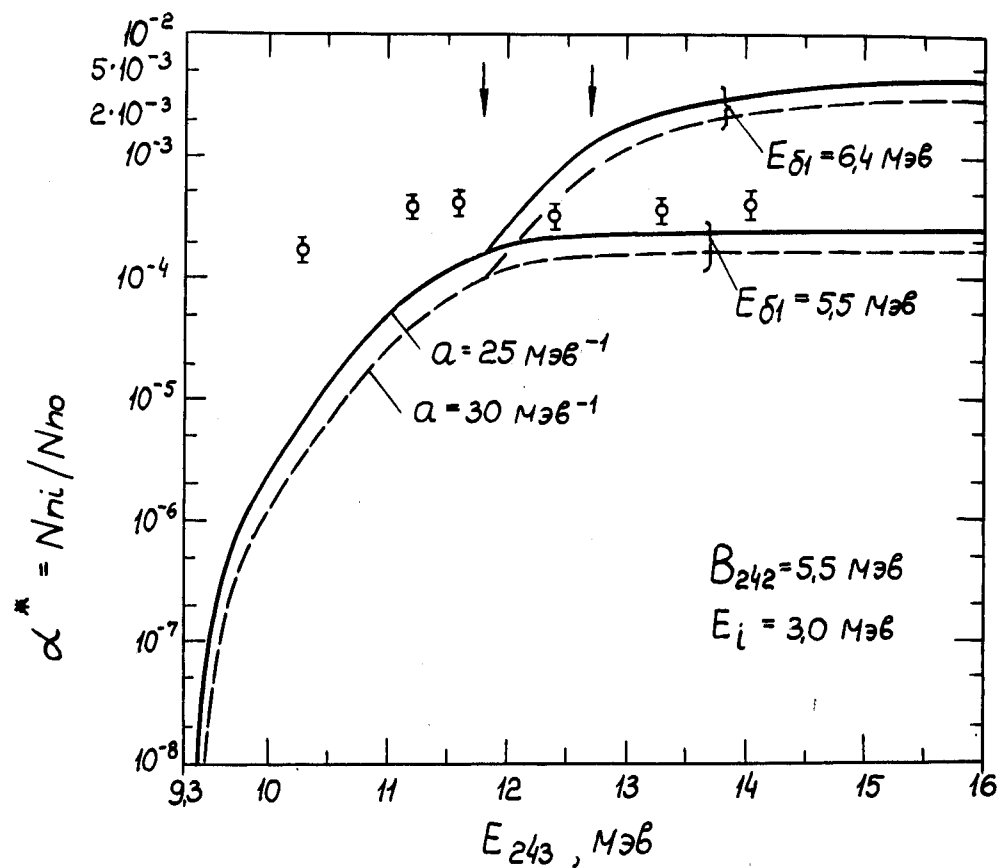


Рис. 2. Зависимость  $\alpha^*(E_{243})$  для двух значений параметра плотности уровней  $\alpha$  и для двух значений высоты первого барьера. Экспериментальные точки -  $\alpha_{if}$  для реакции  $^{242}_{94}\text{Pu}(d, 2n)^{243}_{88}\text{Am}$  [4]. Стрелками отмечена энергия  $E_{243} = B_{242} + E_{61}$ , отвечающая примерно максимуму вероятности образования изомера.

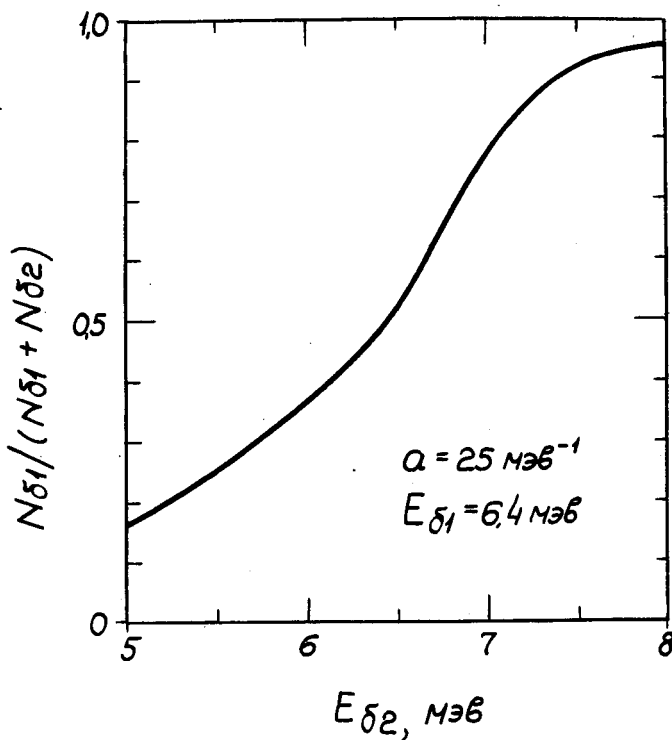


Рис. 3. Зависимость отношения  $N_{61} / (N_{61} + N_{62})$  от высоты второго барьера для энергии  $E_{243} = E_{61} + B_{243} = 12,7 \text{ Мэв}$ , отвечающей примерно максимуму вероятности образования ядра  $^{242}\text{Am}$  в изомерном состоянии.