

Ю-504

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P15 - 3618

Х.Юнгклауссен, А.А.Плеве

АНАЛИЗ РЕАКЦИИ $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242\text{mf}}\text{Am}$

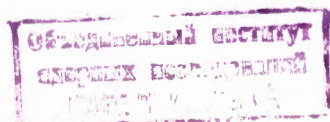
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1967.

P15 - 3618

Х.Юнгклауссен, А.А.Плеве

5548/3 мр.
АНАЛИЗ РЕАКЦИИ $^{241}\text{Am}(n, \gamma) ^{242\text{mf}}\text{Am}$



В в е д е н и е

Недавно удалось получить /1/ спонтанно делящийся изотоп ^{242m}Am в реакции радиационного захвата быстрых нейтронов ядром ²⁴¹Am. Функция возбуждения этой реакции $\sigma_m(E_n)$ имеет ярко выраженный максимум при энергии нейтронов $E_n = 1,3 \text{ Мэв}$ (см. рис. 1). Следует иметь в виду, что ширина пика больше реальной вследствие относительно плохого энергетического разрешения. Такая зависимость сечения от энергии является необычной для реакции радиационного захвата нейтронов тяжелым ядром. В этой области энергии обычно наблюдается спад сечения с ростом энергии. Сечение радиационного захвата записывается в виде

$$\sigma_{n\gamma} = \sigma_0 \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_\gamma + \Gamma_n + \Gamma_f}, \quad (1)$$

где σ_0 - сечение образования составного ядра; $\Gamma_\gamma, \Gamma_n, \Gamma_f$ - соответственно радиационная, нейтронная и делительная ширины. В области энергии $E_n > 0,5 \text{ Мэв}$ Γ_γ значительно меньше, чем $(\Gamma_n + \Gamma_f)$, и сравнительно слабо зависит от энергии. Поэтому энергетическая зависимость $\sigma_{n\gamma}$ определяется, в основном, величинами Γ_n и Γ_f . Как правило, они растут с энергией, и сечение $\sigma_{n\gamma}$ падает /2/. Рост Γ_n и Γ_f находит свое объяснение в рамках статистической модели ядра. Величина этих ширин определяется числом каналов N_i открытых для данного процесса (величиной доступного фазового объема) и плотностью уровней ρ составного ядра, согласно формуле Бора-Уилера /3/

$$\Gamma_i = \frac{N_i}{2\pi\rho}. \quad (2)$$

Зависимость плотности уровней, вытекающая из модели ферми-газа, имеет вид /4/

$$\rho(E) = \text{const} \frac{1}{2} \exp(2\sqrt{a\epsilon}), \quad (3')$$

где a — параметр плотности уровней, ϵ — энергия возбуждения. Полная энергия ядра (отсчитанная от энергии основного состояния) равняется $E^* = U + \epsilon$, где U — потенциальная энергия деформации. Если E^* выше барьера деления U_f , число делительных каналов вычисляется по формуле:

$$N_f(E^* - U_f) = \int_0^{E^* - U_f} \rho_f(\epsilon) d\epsilon, \quad (4)$$

где ρ_f — плотность уровней с данным спином и данной чётностью в ядре с деформацией, отвечающей вершине барьера. Более точная формула должна учитывать зависимость ρ_f и U_f от спина.

Зависимость (3) приводит к тому, что число открытых каналов с увеличением ϵ растёт быстрее, чем ρ (см., например, /5/). Этим обстоятельством, в конечном счёте, объясняется спад сечения радиационного захвата с увеличением энергии нейтронов.

Для объяснения наблюдаемого максимума в функции возбуждения $\sigma_m(E_n)$ необходимо сделать специальные предположения^{x/}. В основе вычислений настоящей работы лежит гипотеза о том, что в данном случае мы имеем дело с изомерной формы /7/. Это означает, что основное и изомерное состояния ядра имеют различную деформацию, вследствие чего γ -переходы между ними сильно заторможены. На возможность существования изомерии формы указали еще Хилл и Уилер /8/. Недавно Струтинский показал /9/, что оболочечная структура ядра может привести к возникновению второго минимума в зависимости потенциальной энергии от деформации, т.е. к появлению двугорбой формы барьера деления.

Это представление было успешно использовано для объяснения экспериментальной величины изомерного отношения при образовании изомера в реакции $^{242}\text{Pu}(d, 2n) ^{242\text{m}}\text{Am}$ /10/. В данной работе делается попытка объяснить существование максимума функции возбуждения $\sigma_m(E_n)$ на основании этих же представлений. При этом мы ограничиваемся одномерной зависимостью потенциальной энергии от деформации $U(\beta)$.

x/ Изомерное отношение для реакции (n, γ) рассматривалось в работах /6/.

Предположения о механизме реакции

Согласно сказанному, будем считать, что изомерное состояние лежит на дне второй потенциальной ямы (см. рис.2), другими словами, что энергия изомерного состояния, измеренная ^{/11/} и равная 3 Мэв, представляет собой потенциальную энергию ядра U_m при деформации $\beta = \beta_m$, т.е. $U_m = 3\text{Мэв}$. Наибольший из двух барьеров имеет высоту $U_1 = 6,4$ Мэв, известную из опытов по делению (см. рис. 1). Высота другого барьера неизвестна. Она входит в вычисления как параметр. Другие детали формы потенциальной кривой несущественны.

Относительно механизма реакции делаем следующее предположение. Будем считать, что в ядре, попавшем во вторую яму, устанавливается термодинамическое равновесие. Это означает, что процесс образования изомера, так же как процесс деления, состоит из трех стадий, и что сечение σ_m записывается в виде произведения из трех множителей:

$$\sigma_m = \sigma_0 \frac{\Gamma_1}{\Gamma_{\gamma 0} + \Gamma_1 + \Gamma_n} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma m}}{\Gamma_{\gamma m} + \Gamma_1 + \Gamma_2} \quad (5)$$

Первый множитель - сечение образования составного ядра в первой потенциальной яме; второй множитель - вероятность прохождения через первый барьер, приводящего к образованию составного ядра во второй яме; третий множитель - вероятность перехода этого ядра в изомерное состояние (обозначения см. на рис.2). Через $\Gamma_{\gamma m}$ обозначена ширина относительно γ -переходов ядра с деформацией β_m , приводящих к образованию изомера. В тяжелых ядрах радиационная ширина при возбуждениях в несколько Мэв весьма слабо зависит от энергии. Мы будем считать $\Gamma_{\gamma m}$ постоянной. Дополнительным аргументом в пользу этого предположения является следующее обстоятельство. Если энергия возбуждения превышает хотя бы один из барьеров, $\Gamma_{\gamma m}$ не является полной γ -шириной, а охватывает лишь переходы на уровни, расположенные ниже наименьшего барьера. Переходы на уровни, расположенные выше, практически не приводят к образованию изомера из-за большой вероятности прохождения через барьер. Следовательно, число γ -каналов, ведущих к образованию изомера, практически не зависит от энергии возбуждения.

Выражение для сечения деления имеет такой же вид, как (5), с той лишь разницей, что в числителе $\Gamma_{\gamma m}$ заменяется шириной Γ_2 . Следовательно, мы имеем:

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_f} = \frac{\Gamma_{\gamma m}}{\Gamma_2} \quad (6)$$

Это соотношение является прямым следствием нашего предположения о том, что оба процесса идут через составное ядро во второй яме.

На основании экспериментальных данных и из формулы (5) можно оценить высоту второго барьера. Из эксперимента следует, что $\sigma_m / \sigma_f = 3 \cdot 10^{-5}$ при $U^* = U_f$, т.е. вследствие формулы (6), $\Gamma_{\gamma m} / \Gamma_2 \approx 3 \cdot 10^{-5}$, в то время как для γ -перехода в основное состояние $\Gamma_{\gamma 0} / \Gamma_f \approx 10^{-1}$. Поскольку Γ_{γ} слабо зависит от энергии, малое значение отношения $\Gamma_{\gamma m} / \Gamma_2$ может быть объяснено только большой величиной Γ_2 по сравнению с Γ_f . Это означает, что $U_2 < U_1$. Оценка по формулам (2) - (4) дает $U_2 \approx 5$ Мэв, если для параметра плотности уровней принять значение $a = 25$ Мэв⁻¹/12/ и для γ -ширины $\Gamma_{\gamma m} = 0,03$ эв (см., например, /12/).

Результаты вычислений

Для вычисления σ_m можно было бы исходить из формулы (5). Однако значительно удобнее и надежнее использовать формулу (6), поскольку она не требует вычисления ширины Γ_n , $\tilde{\Gamma}_1$, $\tilde{\Gamma}_1$. Их влияние на σ_m учитывается экспериментальной зависимостью $\sigma_f(E_n)$. Вычисления были выполнены по формуле:

$$\sigma_m = \sigma_f \Gamma_{\gamma m} \frac{N_2 (E^* - U_2)}{2 \pi \rho_m (E^* - U_m)}, \quad (7)$$

которая получается подстановкой Γ_2 из (2) в (6). Число каналов N_2 вычислялось по формуле (4), где U_f заменялось на U_2 , а плотность уровней - по формуле (3); поправка на спаривание не вводилась, поскольку мы имеем дело с четно-нечетным ядром. Для параметра плотности уровней бралось значение $a = 25$ Мэв⁻¹/12/.

Результаты вычислений показаны на рис. 3а, где представлена зависимость отношения $\sigma_m / 2 \pi \Gamma_{\gamma m}$ от энергии нейтронов для трех значений U_2 . Максимумы этих кривых совпадают с максимумом экспериментальной кривой $\sigma_m(E_n)$.

При вычислении кривых, показанных на рис. 3а, не учтено то обстоятельство

тво, что параметры плотности уровней при деформациях β_{m1} и β_{m2} (см. рис. 2) могут отличаться друг от друга, т.е. $a_{m1} \neq a_{m2}$. С точки зрения теории Струтинского /8/ два максимума барьера деления связаны с особенностью высокой плотностью одночастичных уровней вблизи границы Ферми при соответствующих деформациях β_1 и β_2 . Поэтому надо ожидать, что при этих деформациях параметр плотности больше, чем при деформациях основного и изомерного состояний β_0 и β_m , т.е. $a_1, a_2 > a_0, a_m$. Правда, такой вывод справедлив только для малых энергий. При больших энергиях указанный оболочечный эффект исчезает.

К такому же выводу приводит анализ отношения Γ_f / Γ_n при захвате нейтронов ядром ^{241}Am . Чтобы объяснить экспериментальное значение Γ_f / Γ_n , необходимо предположить, что параметр плотности, отвечающий делению, несколько больше, чем параметр плотности, отвечающий испарению нейтрона.

Чтобы оценить влияние величины параметра плотности на результаты вычислений, на рис. 3(а и б) сравниваются расчетные кривые, полученные для $a_2 = 25 \text{ Мэв}^{-1}$ и для $a_2 = 40 \text{ Мэв}^{-1}$; $a_1 = 25 \text{ Мэв}^{-1}$ в обоих случаях. Как видно, при увеличении a_2 пик становится острее, его максимум сдвигается влево примерно на 100-200 Кэв и абсолютное значение отношения $\sigma_m / 2\pi\Gamma_{ym}$ уменьшается в несколько раз. Но качественный ход кривой остается прежним.

Абсолютная величина сечения σ_m зависит от выбора значения Γ_{ym} . В таблице даны значения Γ_{ym} , необходимые для получения согласия с экспериментальной величиной сечения в максимуме. Эти значения можно сравнивать с радиационной шириной уровней, возбуждаемых при захвате тепловых нейтронов, которая равняется примерно $0,03 \text{ эв}^{1/2}$. Надо ожидать, что Γ_{ym} будет несколько меньше этой величины, так как энергия возбуждения в этом случае составляет только 4 Мэв, т.е. на 1,5 Мэв ниже энергии связи нейтрона. Кроме того, как было сказано выше, Γ_{ym} не является полной γ -шириной. Таким образом, мы получаем следующую оценку для высоты второго барьера:

$$U_2 \approx 5,0-6,5 \text{ Мэв, если } a_2 = 25 \text{ Мэв}^{-1};$$

$$U_2 \approx 5,5-6,0 \text{ Мэв, если } a_2 = 40 \text{ Мэв}^{-1}.$$

Следует иметь в виду, что в экспериментах выход изомера регистрировался по спонтанному делению. Если, кроме деления, существуют другие виды распада изомерного состояния, то измеренная величина сечения σ_m может оказаться заниженной. Учет этого обстоятельства привел бы к тому, что величины в таблице возрастут, и указанные значения для высоты второго барьера поднимутся.

Проведенный анализ показал, что сделанные выше предположения относительно природы изомера и относительно механизма реакции приводят к хорошему согласию между теоретически ожидаемой и экспериментальной формой функции возбуждения. Нельзя, однако, считать, что тем самым доказана правильность наших предположений. Для этого требуются более точные измерения и подробный анализ возможных объяснений экспериментальных данных. Правда, тот факт, что функции возбуждения двух реакций $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242\text{m}'}\text{Am}$ и $^{242}\text{Pu}(d, 2n)^{242\text{m}'}\text{Am}$, имеющие совершенно различный характер, объясняются на основе одних и тех же предположений, говорит в пользу этих предположений.

Авторы выражают свою благодарность члену-корреспонденту АН СССР Г.Н.Флерову за интерес к работе и докторам С.М.Поликанову, В.М.Струтинскому, Н.Вылкову и Ю.П.Гангрскому за многочисленные дискуссии и ценные указания.

Таблица
Значения $\Gamma_{\gamma\text{m}}$, необходимые для получения согласия теоретических и экспериментальных значений сечения.

a_2	U_2	6,0 Мэв	5,5 Мэв	5,0 Мэв
25 Мэв ⁻¹		$4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$
40 Мэв ⁻¹		$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-2}$	0,5

ЛИТЕРАТУРА

1. G.N. Flerov et al. Nucl. Phys. A102, 443 (1967)
Препринт ОИЯИ Е 15-3573, Дубна 1967.
2. D.L. Huges, R.B. Shwartz, Neutron Cross Sections BNL 325 (1958).
3. N Bohr, L.A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
4. T. Ericson, Advances in Physics, 9, 425 (1960)
5. Дж.Р. Хайзенга, Р. Ванденбош, в книге "Ядерные реакции", том II, Атомиздат, 1964.
6. В.П.Зоммер, ЯФ, 6, 488(1967). S. Jägare; Nucl. Phys. (in press).
7. Г.Н.Флеров, В.А.Друин, в книге "Структура сложных ядер", Атомиздат, 1966.
8. D.L. Huges, L.A. Wheeler, Phys. Rev. 89, 1102 (1953).
9. V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A95, 420 (1967)
- Ю. Х. Юнгклауссен, препринт ОИЯИ Р7-3262, Дубна, 1967
11. G.N. Flerov et al. Nucl. Phys. A97, 444 (1967)
12. И.В.Гордеев, Л.А.Кардашев, А.В.Малышев, "Ядерно-физические константы", Атомиздат, 1963.

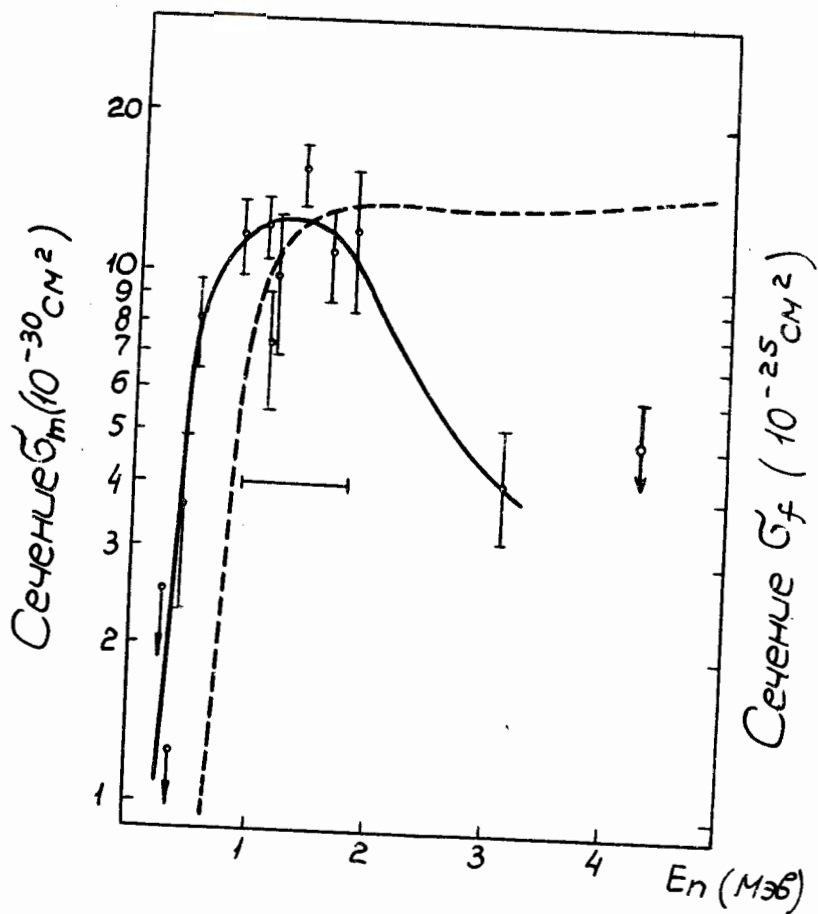


Рис. 1. Экспериментальная функция возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(p, \gamma)^{242m1}\text{Am}$; пунктир - сечение деления [2].

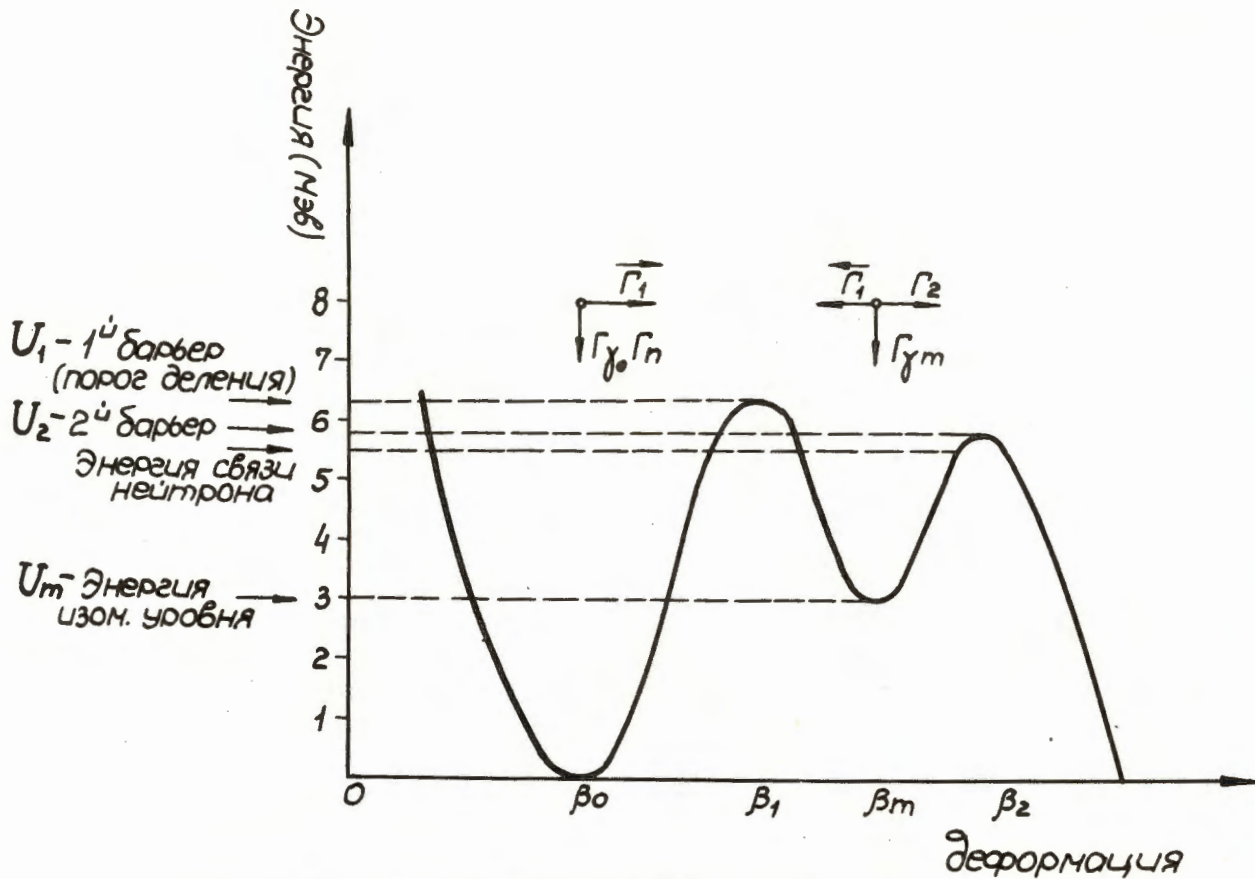


Рис. 2. Предполагаемая зависимость потенциальной энергии ядра от деформации. Стрелки обозначают возможные переходы ядра; указаны соответствующие ширины, входящие в формулу (5).

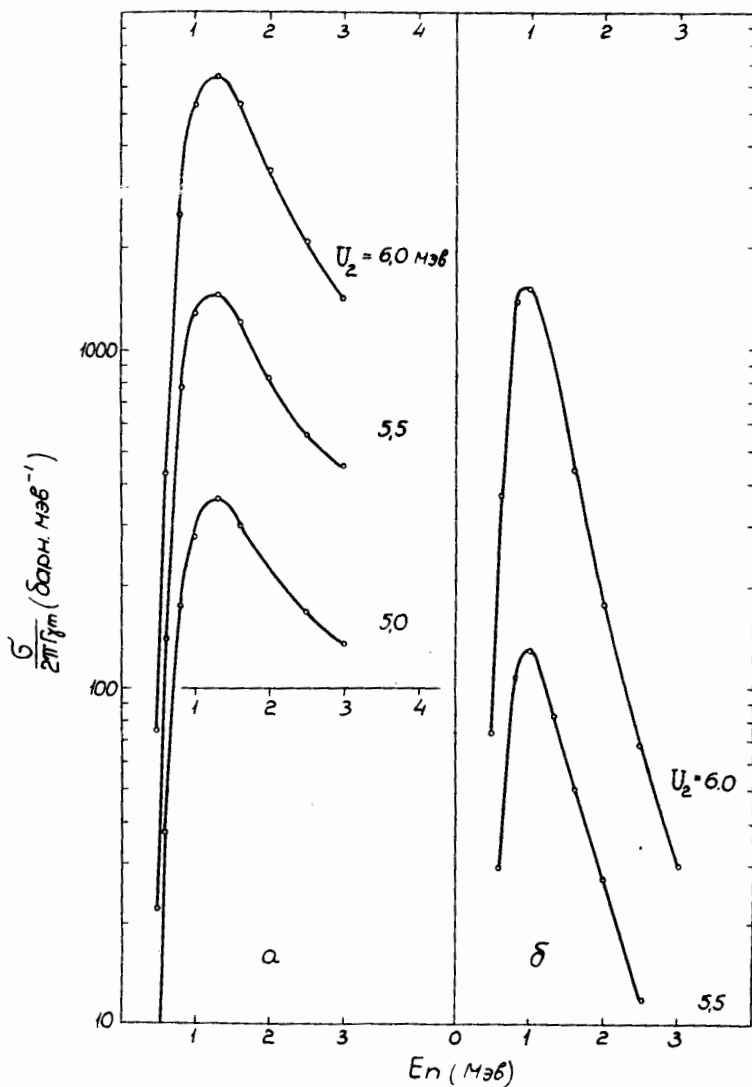


Рис. 3. Расчетная зависимость величины $\sigma_m / 2\pi\Gamma_{\gamma m}$ от энергии нейтронов: а) для значения параметров плотности уровней $a_m = a_2 = 25$, отвечающих деформациям ядра β_m и β_2 (см. Рис.2); б) для $a_m = 25 \text{ Мэв}^{-1}$, $a_2 = 40 \text{ Мэв}^{-1}$. Параметром обоих семейств кривых является высота второго барьера, U_2 .