

чая ускоряющим зазором дуантов. На входе в ускоряющую камеру сечение пучка определяется входной диафрагмой. В наших экспериментах размер диафрагмы составлял  $5 \times 5$  мм. Поперечное сечение пучка было таким, что через диафрагму проходило 90% всего пучка.

В настоящем эксперименте  $\xi = 0,5$ ,  $\kappa = 0,6$  и условие (19), следовательно, выполнялось вплоть до центральной области магнита. Действительно, пучок оказался хорошо сфокусированным, как это видно из рис. 4,5.

На рис. 5 приведены фотографии, на которых видна форма поперечного сечения пучка в некоторых характерных точках. Цифры на фотографиях соответствуют цифрам на траектории рис. 4 и указывают место, в котором фотографировался пучок. На фотографиях виден цилиндр Фарадея с отверстием. По вертикали он имеет размер 18 мм, по горизонтали 29 мм. Диаметр отверстия 5 мм. Стрелками показано место свечения кварца под действием пучка. Поскольку каждый раз подбиралось место наилучшего свечения кварца, на снимках пучок оказался сфотографированным в разных местах цилиндра Фарадея.

Пучок, имеющий при входе в ускоряющую камеру размер  $5 \times 5$  мм, при входе в зазор между секторами сжимается по вертикали (пунктирные линии на рис. 4) до 1,2 мм (точка 4). Перед выходом из сектора он расширяется до 4 мм и затем, выйдя из сектора, снова сужается до 3 мм в точке 8. На втором витке траектория проходит небольшой участок пути в дефокусирующем поле, и это приводит к расширению пучка по вертикали до 12 мм на выходе из цилиндрического конденсатора. Затем он снова сжимается до 5 мм в районе ускоряюще-

го промежутка дуантов. В медианной плоскости (сплошные линии на рис. 4) пучок также достаточно хорошо фокусируется. На первом витке ширина пучка не превышает 9 мм, по выходе из сектора пучок сжимается до 0,8 мм (в точке 8). Далее он расширяется до 4,5 мм в точке 9 и снова сужается до 2 мм на входе в цилиндрический конденсатор. Из конденсатора пучок выходит расширенным до 4 мм, а к ускоряющему промежутку снова сужается до 1,5 мм. Интересно отметить, что в точке 8 пучок фокусируется до минимальных размеров как по вертикали, так и по горизонтали.

Ток на входе в ускоряющую камеру составлял 1,5 мка и без потерь доходил до ускоряющего промежутка дуантов. В дальнейшем пучок ускорялся. Использовался один секторный дуант с углом  $60^\circ$ . Ускоряющее напряжение составляло 15 кВ при частоте 3 МГц. Напряжение от генератора подавалось на четвертьволновую спиральную линию, на конце которой помещался дуант. После первых двух оборотов ток ускоренного пучка составлял 0,3 мка, т. е. 20% от тока, доведенного до дуанта. Это совпадает с оценкой эффективности захвата в режим ускорения. В дальнейшем ускорение проходило практически без потерь, и ток пучка, наблюдавшегося на радиусе 28 см, также составлял 0,3 мка.

Авторы благодарны А. А. Коломенскому за полезные дискуссии.

Поступила в Редакцию 19/III 1964 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Fox et al. Nucl. Instrum. and Methods, No. 18, 19; 25 (1962).
2. Д. Ж. Ливингуд. Принципы работы циклических ускорителей. М., Изд-во иностр. лит., 1963.



УДК 539.173

## Квазиклассическая модель тройного деления

Б. Т. Гейликман, Г. И. Хлебников

В работе исследована классическая модель тройного деления с вылетом  $\alpha$ -частицы, учитывающая распределение  $\alpha$ -частиц по энергиям в делящемся ядре. Вычислены энергетическое и угловое распределения вылетающих  $\alpha$ -частиц.

Теоретические распределения удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Тройное деление с вылетом  $\alpha$ -частиц теоретически было рассмотрено в работе [1], в которой

применялась классическая модель трех соприкасающихся сфер (двух осколков и  $\alpha$ -частицы). При этом предполагалось, что центр  $\alpha$ -частицы не находится на прямой, соединяющей центры осколков, и начальная скорость  $\alpha$ -частицы равна нулю.

В настоящей работе также рассматривается классическая модель тройного деления с вылетом  $\alpha$ -частицы, поскольку параметры  $2Z_1 e^2 / \hbar v_\alpha$ ,

$2Z_2e^2/\hbar v_\alpha$  и  $Z_1Z_2e^2/\hbar v$  велики по сравнению с единицей ( $v_\alpha$  — скорость  $\alpha$ -частицы;  $v$  — скорость относительного движения осколков). В соответствии с современными представлениями о ядре можно предположить, что  $\alpha$ -частица, флуктуативно существующая в ядре, с некоторой вероятностью образуется как отдельный комплекс в шейке делящегося ядра, когда диаметр шейки становится порядка размеров  $\alpha$ -частицы. При этом в отличие от модели Цзена [1]  $\alpha$ -частица, очевидно, будет находиться на прямой, соединяющей центры осколков. При деформации делящегося ядра кулоновский барьер для  $\alpha$ -частицы в области шейки понижается и одновременно уменьшается глубина ядерной потенциальной ямы. Это уменьшение особенно существенно на последней стадии, когда толщина шейки совпадает с диаметром  $\alpha$ -частицы, так как при этом  $\alpha$ -частица не окружена нуклонами с наружной стороны. Согласно оценке, основанной на расчете формы делящегося ядра по капельной модели (см. работу [2]), кулоновский барьер в середине шейки перед ее разрывом на 20—25% ниже, чем в недеформированном ядре. Так как время спуска с седловой точки до точки разрыва шейки значительно больше ядерного времени и, следовательно, процесс деформации ядра является адиабатическим [2], то повышение дна потенциальной ямы также является адиабатическим, поэтому энергия  $\alpha$ -частицы, отсчитанная от дна потенциальной ямы, т. е. ее кинетическая энергия, остается неизменной. Таким образом, при понижении кулоновского барьера и повышении дна потенциальной ямы в области значений толщины шейки, близких к диаметру  $\alpha$ -частицы, энергия  $\alpha$ -частицы может оказаться выше барьера, и, следовательно,  $\alpha$ -частица вылетает из ядра.

Необходимо отметить, что для рассматриваемых  $\alpha$ -активных ядер, даже в случае недеформированного ядра, энергия  $\alpha$ -частицы положительна и равна энергии  $\alpha$ -распада. Вылет  $\alpha$ -частицы, очевидно, автоматически приводит к разрыву шейки и образованию осколков. Таким образом, в рассматриваемой модели существенную роль при вылете  $\alpha$ -частицы играет ее начальная кинетическая энергия, а не потенциальная энергия, как в модели [1].

Для вычисления энергетического и углового распределений  $\alpha$ -частиц необходимо проинтегрировать уравнения движения осколков и  $\alpha$ -частицы:

$$M_1 \frac{d^2 \bar{r}_1}{dt^2} = -\text{grad}_{\bar{r}_1} U;$$

$$M_2 \frac{d^2 \bar{r}_2}{dt^2} = -\text{grad}_{\bar{r}_2} U;$$

$$m_\alpha \frac{d^2 \bar{r}_\alpha}{dt^2} = -\text{grad}_{\bar{r}_\alpha} U. \quad (1)$$

Выражение для  $U$  было взято из работы [2]:

$$U = \frac{Z_1 Z_2}{a} \cdot \frac{e^2}{r_0} \left\{ 1 + \frac{3}{5a^2} \sum_{i=1}^2 \alpha_2^{(i)} A_i^{2/3} + \frac{3}{7a^3} \sum_{i=1}^2 \alpha_3^{(i)} A_i + \frac{3}{35a^2} \sum_{i=1}^2 [\alpha_2^{(i)}]^2 (4A_i^{2/3} + \frac{3A_i^{4/3}}{a^2}) + \frac{3}{7a^2} \sum_{i=1}^2 [\alpha_3^{(i)}]^2 \left( \frac{8}{15} A_i^{2/3} + \frac{3}{11} \cdot \frac{A_i^{4/3}}{a^2} + \frac{200}{429} \cdot \frac{A_i^2}{a^4} \right) + \sum_{i=1}^2 \alpha_2^{(i)} \alpha_3^{(i)} \left( \frac{4}{7} \cdot \frac{A_i}{a_3} + \frac{5}{11} \cdot \frac{A_i^{5/3}}{a^5} \right) + \frac{18}{7a^5} (\alpha_2^{(1)} \alpha_3^{(2)} A_1^{2/3} A_2 + \alpha_3^{(2)} \alpha_2^{(1)} A_1 A_2^{2/3}) + \frac{54}{25} \cdot \frac{\alpha_2^{(1)} \alpha_3^{(2)} (A_1 A_2)^{2/3}}{a^4} + \frac{180}{49} \cdot \frac{\alpha_3^{(1)} \alpha_3^{(2)} A_1 A_2}{a^6} \right\} + \frac{Z_1 Z_\alpha}{a_1} \cdot \frac{e^2}{r_0} \times \left\{ 1 + \frac{3}{5a_1^2} \alpha_2^{(1)} A_1^{2/3} + \frac{3}{7a_1^3} \alpha_3^{(1)} A_1 + \frac{3}{35a_1^2} [\alpha_2^{(1)}]^2 \times \left( 4A_1^{2/3} + \frac{3A_1^{4/3}}{a_1^2} \right) + \frac{3}{7a_1^2} [\alpha_3^{(1)}]^2 \left( \frac{8}{15} A_1^{2/3} + \frac{3}{11} \cdot \frac{A_1^{4/3}}{a_1^2} + \frac{200}{429} \cdot \frac{A_1^2}{a_1^4} \right) \right\} + \frac{Z_2 Z_\alpha}{a^2} \cdot \frac{e^2}{r_0} \times \left\{ 1 + \frac{3}{5a_2^2} \alpha_2^{(2)} A_2^{2/3} + \frac{3}{7a_2^3} \alpha_3^{(2)} A_2 + \frac{3}{35a_2^2} \times [\alpha_2^{(2)}]^2 \left( 4A_2^{2/3} + \frac{3A_2^{4/3}}{a_2^2} \right) + \frac{3}{7a_2^2} [\alpha_3^{(2)}]^2 \times \left( \frac{8}{15} A_2^{2/3} + \frac{3}{11} \cdot \frac{A_2^{4/3}}{a_2^2} + \frac{200}{429} \cdot \frac{A_2^2}{a_2^4} \right) \right\}.$$

Здесь  $Z_i, \alpha, A_i = \frac{M_i}{m}$  — порядковые номера и атомные веса осколков соответственно, где  $i = 1, 2, m$  — масса нуклона;  $\alpha_2^{(i)}, \alpha_3^{(i)}$  — параметры квадрупольной и октупольной деформации осколков соответственно;  $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$  см;  $ar_0 = d$  — расстояние между центрами тяжести тяжелых осколков;  $a_1 r_0 = d$  — расстояние между центрами тяжести первого осколка и  $\alpha$ -частицы;  $a_2 r_0 = d_2$  — расстояние между центрами тяжести второго осколка и  $\alpha$ -частицы. Изменением  $\alpha_2^{(i)}, \alpha_3^{(i)}$  при движении осколков и  $\alpha$ -частицы мы пренебрегаем, так как при увеличении  $d, d_1$  и  $d_2$  действие квадрупольного и октупольного потенциалов становится незна-

чительным. Форма делящегося ядра в момент разрыва шейки, т. е. значения  $\alpha_2^{(i)}$ ,  $\alpha_3^{(i)}$  для осколков взяты также из работы [2]:  $\alpha_2^{(i)} = 0,26$ ;  $\alpha_3^{(i)}$  изменяется в зависимости от величины отношений  $A_1/A_2$  (0,079—0,086).

Уравнения движения в безразмерных переменных были два раза независимо запрограммированы по методу Рунге — Кутты для интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений, после чего были произведены численные расчеты на вычислительной машине.

В качестве начальных условий использовались значения энергии  $\alpha$ -частиц над барьером  $E_\alpha^0 = 0 \div 2,0$  Мэв и равномерное распределение начальных скоростей  $\alpha$ -частиц по направлениям. Начальная скорость осколков вычислялась в соответствии с экспериментальным значением кинетической энергии осколков при тройном делении для выбранного отношения масс согласно работе [3]. Поскольку распределение  $\alpha$ -частиц по энергиям недостаточно хорошо известно даже в недеформированном ядре, а также неизвестно уменьшение глубины ядерной потенциальной ямы в области шейки, то расчеты были проведены в предположении, что распределение по энергиям  $\alpha$ -частицы над барьером является постоянным до некоторой максимальной энергии  $E_{\alpha\text{макс}}^0$ . Наиболее хорошее совпадение результатов расчетов с экспериментом наблюдается при энергии  $E_{\alpha\text{макс}}^0 = 1,0$  Мэв. Это объясняется следующим: когда из-за деформации ядра барьер  $V_h$  понижается до значения максимальной кинетической энергии  $I_{\text{макс}}$   $\alpha$ -частицы в ядре, то при  $V_h = T_{\text{макс}}$  вероятность вылета  $\alpha$ -частицы еще очень мала за счет малого объема фазового пространства  $\alpha$ -частиц. Лишь при значительном превышении  $T_{\text{макс}}$  над  $V_h$  эта вероятность оказывается достаточно большой.

Для  $\alpha$ -частицы, скорость которой в начальный момент движения образует с направлением движения легкого осколка угол  $\theta_n$ , вероятность находиться в конце пути под углом  $\theta_R$  к направлению движения того же осколка определится, очевидно, формулой

$$dW(\theta_R) = \frac{1}{2} \sin \theta_n(\theta_R) \frac{d\theta_n}{d\theta_R} d\theta_R.$$

Отсюда легко понять, что распределение по энергиям будет иметь вид

$$dW(E_\alpha^k) = \frac{1}{2} \sin \theta_n(E_\alpha^k) \frac{d\theta_n}{dE_\alpha^k} dE_\alpha^k,$$

где  $E_\alpha^k$  — конечная энергия  $\alpha$ -частицы.

Расчеты были проведены для составных ядер  $U^{236}$ ,  $Pu^{240}$ ,  $Cm^{242}$  и  $Sf^{252}$  как для наиболее вероятного отношения масс тяжелых осколков, так и для отношений масс  $A_1/A_2$ , равных 1,1; 1,25 и 1,9.

На рис. 1,2 приведены результаты численных расчетов для  $\theta_n(\theta_R)$  и  $\theta_n(E_\alpha^k)$  в случае деления  $U^{235}$  тепловыми нейтронами для наиболее веро-

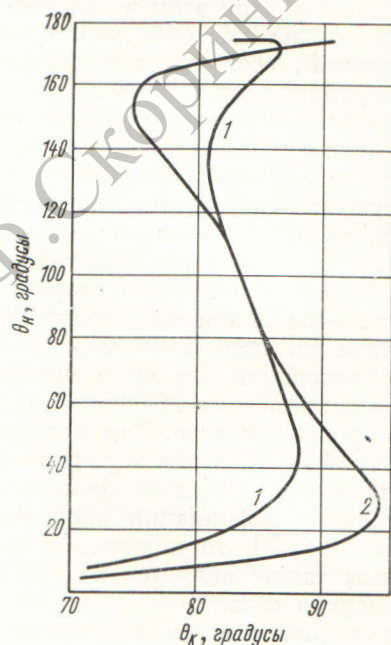


Рис. 1 Зависимость  $\theta_n(\theta_R)$  при делении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами:  
1 —  $E_\alpha^0 = 0,5$  Мэв;  
2 —  $E_\alpha^0 = 2,0$  Мэв.

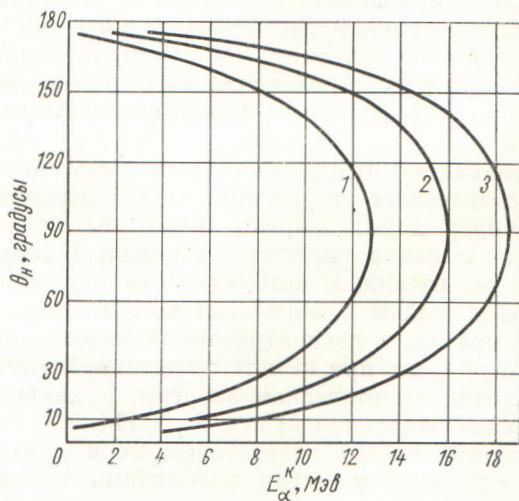


Рис. 2 Зависимость  $\theta_n(E_\alpha^k)$  для случая деления  $U^{235}$  тепловыми нейтронами при различных значениях  $E_\alpha^0$ :  
— 0,2 Мэв; 2 — 0,5 Мэв; 3 — 1,0 Мэв.

ятного значения отношения  $A_1/A_2$ , равного 1,47. Результаты расчетов энергетического и углового распределений для этих же случаев приведены на рис. 3 и 4. На рис. 4 учтено

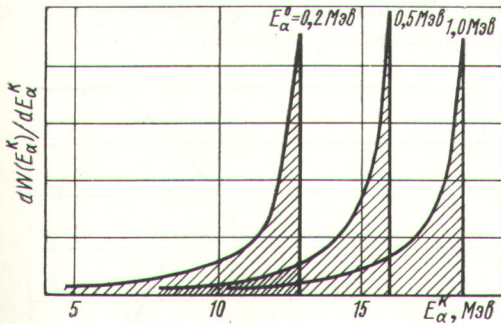


Рис. 3. Энергетическое распределение  $\alpha$ -частиц тройного деления  $U^{235}$  при различных значениях  $E_\alpha^0$ .

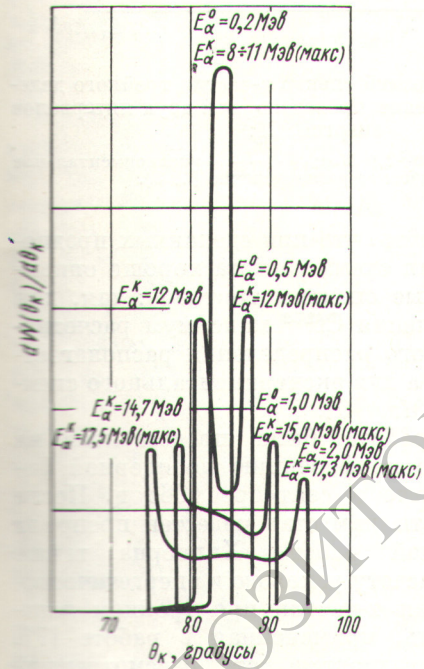


Рис. 4. Угловое распределение  $\alpha$ -частиц тройного деления  $U^{235}$  при различных значениях  $E_\alpha^0$ .

уширение углового распределения в максимуме, обусловленное квантовыми эффектами. На рис. 3 показано для сравнения энергетическое распределение  $\alpha$ -частиц тройного деления при  $E_\alpha^0 = 0,5$  Мэв для трех ядер:  $U^{235}$  при делении его тепловыми нейтронами,  $Cm^{242}$  и  $Cf^{252}$  при спонтанном делении. Кроме того, были проведены расчеты с целью выяснения влияния флуктуации места вылета  $\alpha$ -частицы из шейки делящегося ядра.

Из рис. 3 видно, что  $E_\alpha^k$  резко возрастает при небольшом увеличении  $E_\alpha^0$ . Этот результат легко объясняется. Очевидно, что энергия  $E_\alpha^k$  была бы наибольшей, если бы осколки были неподвижными, и близкой к нулю, если бы в начальный момент  $\frac{v_\alpha}{v_{оск}} \ll 1$  ( $v_{оск}$  — скорость осколков,  $v_\alpha$  — скорость  $\alpha$ -частицы). В действительности  $v_\alpha \approx \sqrt{2E_\alpha^k/m_\alpha}$  и  $v_{оск} \approx \sqrt{2E_{оск}^k/m_{оск}}$  величины одного порядка ( $E_\alpha^k \approx 15-20$  Мэв;  $E_{оск}^k \approx 150$  Мэв). Поэтому  $E_\alpha^k$  резко увеличивается даже при небольшом увеличении  $E_\alpha^0$ , т. е. при увеличении  $v_\alpha^0/v_{оск}^0$ . Наблюдаемое на рис. 4 уширение углового распределения  $\alpha$ -частиц при увеличении  $E_\alpha^0$  также легко объясняется:  $\alpha$ -частицы, вылетающие под углами, близкими к нулю и  $\pi$ , при большей начальной энергии  $E_\alpha^0$  легче преодолевают отталкивание осколков, которое возвращает  $\alpha$ -частицу к углам, близким к  $\pi/2$ ; ввиду этого угловое распределение оказывается более широким, чем при малых  $E_\alpha^0$ .

Как показали расчеты, значительные изменения массовых (и зарядовых) отношений тяжелых осколков (от 1,1 до 1,9) несущественно меняют энергетическое распределение  $\alpha$ -частиц

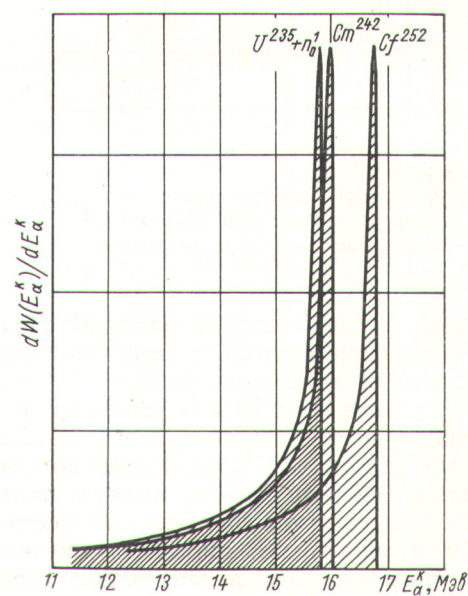


Рис. 5. Энергетическое распределение  $\alpha$ -частиц тройного деления для  $U^{235} + n_0^1$  ( $\frac{A_1}{A_2} = \frac{129}{103}$ );  $Cm^{242}_{спонт}$  ( $\frac{A_1}{A_2} = \frac{132}{106}$ );  $Cf^{252}_{спонт}$  ( $\frac{A_1}{A_2} = \frac{138}{110}$ ).

(максимальное различие  $\sim 0,5$  Мэв). Отклонения места вылета  $\alpha$ -частицы от наиболее вероятного сдвигают энергетическое распределение  $\alpha$ -частиц в сторону больших энергий. Например, изменение места вылета на 12% от расстояния между центрами осколков как в сторону более легкого, так и в сторону тяжелого осколка сдвигает спектр в сторону больших энергий на 3,5 Мэв. Распределение по углам при этих флуктуациях становится более широким.

На основании сделанных расчетов было проведено усреднение по начальным энергиям  $\alpha$ -частиц, отсчитанным от барьера (см. выше) при делении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами для наиболее вероятного отношения масс и для случая вылета  $\alpha$ -частиц из самого тонкого места шейки. Распределение по углам и энергетический спектр  $\alpha$ -частиц, полученные в результате такого усреднения, приведены на рис. 6 и 7. Как видно из рисунков, расчетное угловое распределение  $\alpha$ -частиц удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [4].

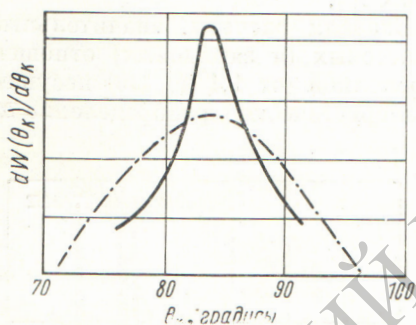


Рис. 6. Расчетный спектр углового распределения  $\alpha$ -частиц тройного деления  $U^{235}$ :  
 - - - - - спектр, построенный по экспериментальным данным работы [4].

Несколько большая острота расчетного распределения связана, видимо, с тем, что распределение  $\alpha$ -частиц по начальным энергиям предполагалось в виде «ступеньки», при этом не учитывалось существование «хвоста»  $\alpha$ -частиц с большими энергиями. Усреднение по отношениям масс осколков, месту вылета, толщине, а следовательно, и по длине шейки также привело бы к уширению кривой распределения. В расчетном угловом распределении, так же как и в экспериментальном, с увеличением энергии  $\alpha$ -частиц наблюдается более широкое распределение (см. рис. 4).

При делении  $U^{235}$  на тепловых нейтронах в интервале  $E_\alpha^0 = 0 \div 1,0$  Мэв расчетное энергетическое распределение  $\alpha$ -частиц (см. рис. 7)

хорошо согласуется с экспериментальными данными [4]. Однако при этом максимальная энергия расчетного спектра несколько ниже наблюдаемой границы (28 Мэв). Проведение пересчитанных выше дополнительных усреднений сдвигает верхнюю границу расчетного спектра в сторону больших энергий.

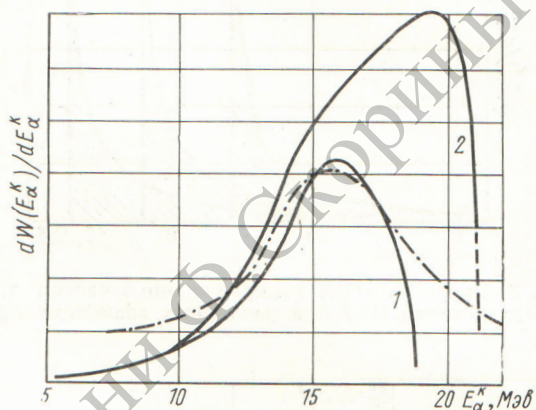


Рис. 7. Энергетический спектр  $\alpha$ -частиц тройного деления  $U^{235}$ . Усреднение проведено для двух интервалов энергий  $E_\alpha^0$ :  
 1 —  $0 \div 1,0$  Мэв; 2 —  $0 \div 2,0$  Мэв; - - - - - экспериментальное энергетическое распределение [4, 5].

Следует отметить, что при сделанных предположениях данная схема расчета хорошо описывает наблюдаемые спектры тритонов: так, для спонтанного деления  $Cf^{252}$  максимум расчетного энергетического распределения располагается при 8,1 Мэв, а для экспериментального спектра — при 8,5 Мэв [6].

Настоящая работа была представлена на Международную конференцию по ядерной физике в Будапеште в сентябре 1963 г. После окончания работы нам стал известен препринт неопубликованной работы Халперна, также посвященный расчету углового и энергетического распределения  $\alpha$ -частиц при тройном делении [7]. Модель, примененная в работе [7], существенно отличается от рассмотренной выше.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность Д. Ф. Давиденко и Л. А. Курносовой за помощь в проведении численных расчетов.

Поступила в Редакцию 24/II 1964 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Tsien. J. phys. et radium, 9, 6 (1948).
2. Б. Т. Гейликман. «Атомная энергия», 6, 290 (1959).

3. U. Schmitt, I. Nelar. Phys. Rev. Lett., 9, 427 (1962).  
 4. П. А. Перфилов, Ю. Ф. Романов, З. И. Соловьева. «Усп. физ. наук», XXI, 471 (1960).  
 5. П. А. Перфилов и др. ЖЭТФ, 44, 1833 (1963).  
 6. R. Nobles. Phys. Rev., 126, 1508 (1962).  
 7. I. Halpern. Preprint, CERN, Geneva, 1963.



УДК 539.173.4

## О временах испускаения $\gamma$ -квантов при делении\*

Г. В. Вальский, Д. М. Каминкер, Г. А. Петров, Л. А. Попеко

Измерены времена испускаения  $\gamma$ -квантов при делении  $U^{235}$  на тепловых нейтронах по методу геометрического выделения отдельных участков пути осколков деления.

Регистрировались совпадения осколков и  $\gamma$ -квантов деления в зависимости от расстояния оси коллиматора от мишени.

В отличие от данных некоторых ранних работ сделан вывод, что основная масса  $\gamma$ -излучения при делении испускается за время меньше  $5 \cdot 10^{-11}$  сек. Получено, что в интервале  $3 \cdot 10^{-10}$ — $2 \cdot 10^{-8}$  сек испускается не более (5 ÷ 10)%  $\gamma$ -излучения, сопровождающего деление.

Исследование времени жизни возбужденных состояний осколков, образующихся при делении тяжелых ядер, представляет значительный интерес для теории деления. Этот вопрос освещался в ряде работ, результаты которых не всегда хорошо согласуются между собой. В работе [1] при использовании газового сцинтиллятора для регистрации осколков и пластического сцинтиллятора для регистрации  $\gamma$ -квантов по методу запаздывающих совпадений найдено, что при спонтанном делении  $Sr^{252}$  в интервале 1—3 нсек испускается не более 15%, в интервале 3—5 нсек не более 3%, в интервале 5—10 нсек не более 3%, в интервале 10—50 нсек не более 10% всех фотонов, сопровождающих деление. Для доли фотонов, испускаемых с временами, большими  $5 \cdot 10^{-8}$  сек, авторы работы [1] нашли верхний предел, равный 50%. Авторы других работ исследовали временно распределение  $\gamma$ -излучения при делении  $U^{235}$  на тепловых нейтронах.

В работе [2] исследовались спектры  $\gamma$ -излучения запаздывающих совпадений с осколками деления в интервале  $5 \cdot 10^{-8}$ — $10^{-5}$  сек. Было найдено, что в указанном интервале испускается 5,7%  $\gamma$ -квантов с энергиями до 2 Мэв; основная же доля излучения испускается более быстро. В работе [3] исследовались спектры

$\gamma$ -излучения деления в совпадениях с импульсами от камеры деления. Внутри камеры можно было устанавливать свинцовый поглотитель толщиной 15 мм так, что детектор  $\gamma$ -квантов оказывался экранированным от активного слоя. В этом случае регистрировались только  $\gamma$ -кванты, испущенные осколками, пролетевшими определенное расстояние от мишени. Из сравнения интенсивностей совпадений с поглотителем и без поглотителя авторы работы [3] нашли, что в интервале энергий фотонов 30—250 кэв время жизни лежит в пределах 0,5—2,5 нсек. В работе [4] использовалась камера деления с передвижным собирающим электродом. Слой  $U^{235}$  наносился на неподвижную стенку камеры, непосредственно за которой располагался детектор  $\gamma$ -квантов. При достаточно больших временах жизни ( $\tau$ ) интенсивность совпадений должна была зависеть от положения собирающего электрода. В результате получено, что  $\tau = (0,5 \div 2,0) \cdot 10^{-9}$  сек. Наконец, в работе [5] из измерений по методу запаздывающих совпадений найдено, что для  $\gamma$ -квантов деления в интервале энергий 25—100 кэв значение  $\tau$  ограничивается пределами  $10^{-9}$ — $10^{-10}$  сек, причем отмечена тенденция роста  $\tau$  с уменьшением энергии  $\gamma$ -излучения.

В настоящей работе предпринята попытка прямой оценки времени испускаения  $\gamma$ -квантов из летящих осколков методом геометрического выделения, аналогичным методу, который неоднократно использовался для определения времени жизни возбужденных состояний продуктов ядерных реакций. При этом не ставилась задача исследования зависимости времени испускаения  $\gamma$ -квантов от их энергии. Схема опыта показана на рис. 1. Слой окиси  $U^{235}$  плотностью 100 мг/см<sup>2</sup> наносили на металлизированную пленку из поливинилхлоридацетата толщиной около 30 мг/см<sup>2</sup>. Диаметр пятна составлял 14 мм. Осколки деления регистрировались кремниевым детектором с рабочей площадью  $10 \times$

\* Статья получена из редакции ЖЭТФ, куда она была представлена 26/VII 1963 г.