

Энергетические распределения осколков спонтанного деления Sm^{244} (сплошная линия) и деления U^{233} тепловыми нейтронами (градуировочная кривая).

рисунке. Из сравнения кривых следует, что наиболее вероятные значения энергии легкого и тяжелого оскол-

ков спонтанного деления Sm^{244} соответственно равны (117 ± 4) и (86 ± 3) Мэв.

Так как в работе [2] период спонтанного деления Sm^{244} был определен с невысокой точностью, то с целью уточнения его было произведено измерение, на основании которого период спонтанного деления оказался равным $(1,46 \pm 0,05) \cdot 10^7$ лет. Число зарегистрированных спонтанных делений от препарата кюрия составило 4500. При вычислении периода спонтанного деления для Sm^{244} была введена поправка на вклад от спонтанного деления Sm^{242} .

Поступило в Редакцию 14/ХІІ 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Smith, P. Fields, A. Friedman, Proc. Second United National Conf. on the Peaceful Use of Atomic Energy, v. 15, P/690.
2. A. Ghiorso et al. Phys. Rev., 87, 163 (1952).
3. Л. З. Маджиди и др. «Атомная энергия», 15, вып. 2, 160 (1963).

УДК 589.173:546.791

Каналовые эффекты в энергетической зависимости средней кинетической энергии осколков деления U^{235}

В. Н. Околович, Г. Н. Смиренин

Современные представления о процессе деления ядер при низких возбуждениях основаны на модели О. Бора [1], согласно которой каналы деления имеют дискретную структуру, что подтверждается в исследованиях энергетической зависимости сечения деления [2] и угловой анизотропии разлета осколков [3].

В результате изучения низкоэнергетического деления U^{235} нейтронами [4] обнаружено, что каналовые эффекты проявляются не только в поведении указанных характеристик, связанных с прохождением седловой точки, но и в энергетической зависимости кинетической энергии и энергии возбуждения осколков, реализация которых в основном связана с протеканием более поздних стадий реакции.

На рис. 1 представлены зависимости среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}$, средней кинетической энергии осколков \bar{E}_K , сечения деления σ_f и угловой анизотропии $\sigma_f(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)$ от энергии нейтронов E_n , вызывающих деление ядра U^{235} . На рисунке хорошо видна корреляция между падением E_K , ростом $\bar{\nu}$ и угловой анизотропии осколков деления в области энергий нейтронов $0-0,5$ Мэв, которые естественно связать с увеличением вклада p -нейтронов в образование составного ядра. Деление U^{235} ($\frac{7}{2}$) медленными нейтронами осуществляется через состояния 3^- , 4^- , расположенные несколько выше первого нижнего канала. Деление p -нейтронами происходит через каналы положительной четности, принадлежащие к нижней вращательной полосе основного состояния.

Л. Н. Усачев предполагает, что ядро в седловой точке является грушевидным и неаксиальным и что первые два канала деления четно-четных делящихся ядер, проявившиеся в опытах Норттропа, Стокса и Бойера [7], являются вращательными состояниями положительной и отрицательной четности, которые раздвинуты на величину энергетического расщепления, обусловленного возможностью перехода из одного состояния ядра в зеркально отраженное. Для объяснения начального участка зависимости $\bar{E}_K(E_n)$ в U^{235} им высказано также предположение, что наблюдающееся на опыте падение кинетической энергии осколков при переходе от s -к p -нейтронам обусловлено тем обстоятельством, что при делении через канал отрицательной четности кинетическая энергия осколков больше на величину расстояния между каналами положительной и отрицательной четности. Такое объяснение не является единственным. Можно предположить, что при делении через канал отрицательной четности точка разрыва наступает несколько раньше.

Далее, резкое увеличение \bar{E}_K в районе $E_n \cong 0,5$ Мэв можно связать с тем обстоятельством, что, как следует из хода $\sigma_f(E_n)$, в этой области открывается третий делительный канал, имеющий, по-видимому, одночастичную природу. Из рис. 1 видно, что подъему \bar{E}_K в области $E_n \cong 0,5$ Мэв соответствует участок постоянства или даже уменьшения значений $\bar{\nu}$.

Для получения более полных сведений об отступлении от гипотезы Фаулера о независимости \bar{E}_K от энер-

гии возбуждения и для проверки приведенных выше предположений имело смысл выполнить аналогичные измерения для других ядер. В качестве нового исследуемого ядра-мишени по ряду причин был выбран $U^{233} \left(\frac{5^+}{2} \right)$. Исследование этого ядра, четность которого состояния которого противоположна четности U^{235} ,

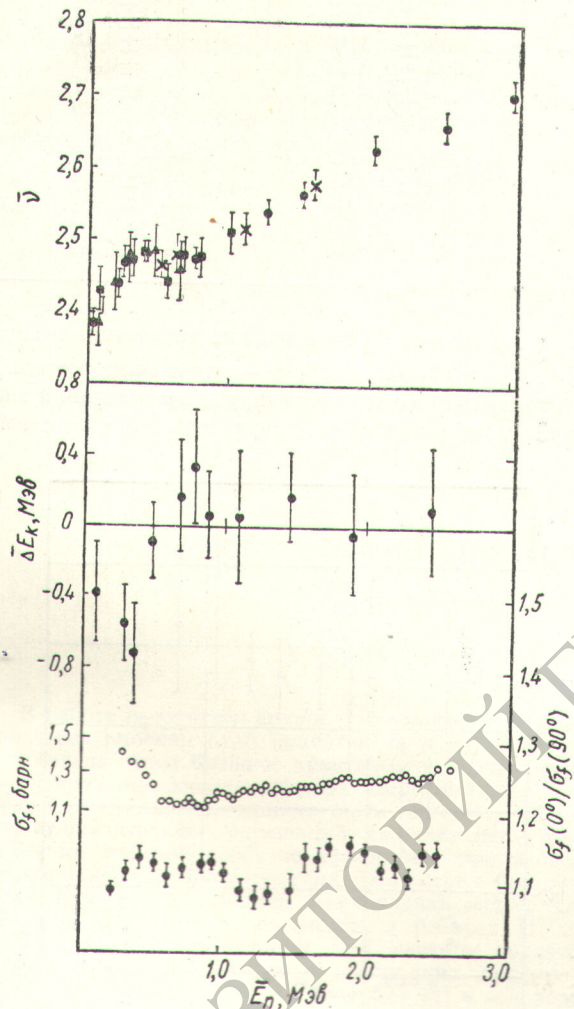


Рис. 1. Энергетическая зависимость \bar{v} (■, ▲ — [4]; ● — [5]; × — [6]), $\Delta \bar{E}_K$ (● — [4]), $\sigma_f(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)$ (○ — [3]) и $\sigma_f(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)$ (● — настоящая работа) при делении U^{235} .

позволило бы определить, связаны ли знак и величина скачка \bar{E}_K при переходе от s - к p -нейтронам с природой и четностью первых каналов деления. Кроме того, в случае ядра-мишени U^{233} каналовая структура в энергетической зависимости σ_f и $\sigma_f(0^\circ, E_n)/\sigma_f(90^\circ, E_n)$ проявляется более отчетливо, чем для других изученных четно-четных делящихся ядер [2, 3].

Изучение зависимости средней кинетической энергии осколков деления U^{233} от энергии бомбардирующих нейтронов E_n проводилось с помощью ионизационной камеры с сеткой. Использовался слой U^{233} ~

~0,5 мг толщиной 30 мкг/см². Фон многократно наложенных импульсов от α -частиц был существенно уменьшен с помощью формирования импульсов на короткозамкнутой линии задержки. Для увеличения статистики отсчетов слой приблизили к мишени настолько, что максимальное отклонение нейтронов, попадающих на делящийся слой составляло ~25° от оси пучка протонов. Измерения выполнялись с тритиевыми мишенями толщиной ~100 кэВ (при энергии протонов 1 МэВ). Определение средней амплитуды импульсов от осколков производилось с помощью специального устройства, преобразующего регистрируемый импульс в серию стандартных импульсов, число которых пропорционально амплитуде регистрируемого импульса. Для повышения точности опыта измерения с быстрыми и тепловыми нейтронами периодически чередовались. В одном спектре полное число импульсов составляло ~10⁴. Для каждой энергии нейтронов выполнялось по 15—20 измерений спектров осколков деления.

Непосредственно в опыте измерялось отношение средних амплитуд импульсов от осколков при делении быстрыми и тепловыми нейтронами $\tilde{q} = \frac{\bar{E}_K(E_n)}{E_K^T}$. Это

отношение с точностью до некоторых небольших поправок равно истинному отношению средних кинетических энергий осколков. Обработка результатов измерений \bar{E}_K для U^{233} и U^{235} производилась по совершенно одинаковой схеме, подробно описанной в работе [8].

В таблице и на рис. 2 представлены окончательные результаты обработки данных опыта: экспериментальные отношения $\tilde{q} = \frac{\bar{E}_K(E_n)}{E_K^T}$ с ошибкой, вычисленной из

разброса отдельных серий измерений, суммарная поправка Δq и исправленное отношение q средних кинетических энергий при делении быстрыми и тепловыми нейтронами. Ошибки в значении Δq связаны с неопределенностью эффективной толщины слоя, анизотропией

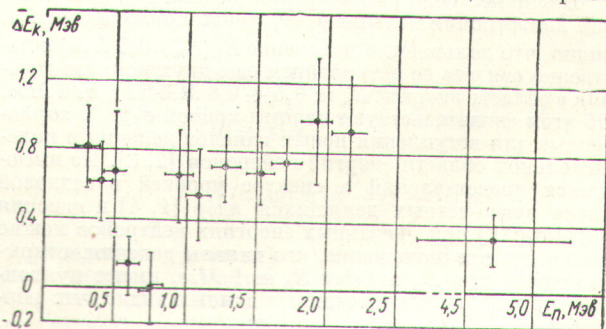


Рис. 2. Энергетическая зависимость $\Delta \bar{E}_K$ при делении U^{233} .

разлета осколков деления, средней энергии нейтронов, вызывающих деление, и т. д. При расчете погрешности в q ошибки отдельных поправок и ошибки q складывались как средне-квадратичные ошибки. В таблице приводятся также значения $\Delta \bar{E}_K(E_n) = \bar{E}_K(E_n) - \bar{E}_K^T$, вычисленные в предположении, что средняя кинетическая энергия осколков при делении U^{233} тепловыми нейтронами \bar{E}_K^T составляет 165 МэВ. Из результатов измерений видно, что для U^{233} , так же как и для U^{235} ,

Сводная таблица данных опыта

$E_n, \text{Мэв}$	\bar{v}	ΔQ	Q	$\Delta \bar{E}_K, \text{Мэв}$
0,30±0,09	1,0091±0,0013	-0,0041±0,0007	1,0050±0,0015	0,81±0,24
0,40±0,09	1,0084±0,0013	-0,0046±0,0007	1,0038±0,0015	0,62±0,24
0,50±0,08	1,0092±0,0021	-0,0051±0,0008	1,0041±0,0023	0,67±0,37
0,60±0,08	1,0058±0,0007	-0,0049±0,0007	1,0009±0,0010	0,15±0,48
0,76±0,08	1,0051±0,0011	-0,0051±0,0006	1,0000±0,0013	0 ± 0,21
0,95±0,09	1,0108±0,0019	-0,0068±0,0009	1,0040±0,0021	0,65±0,34
1,09±0,09	1,0102±0,0015	-0,0069±0,0009	1,0033±0,0017	0,54±0,28
1,28±0,09	1,0111±0,0011	-0,0068±0,0010	1,0043±0,0015	0,70±0,26
1,53±0,10	1,0114±0,0007	-0,0073±0,0010	1,0041±0,0012	0,67±0,20
1,71±0,11	1,0120±0,0007	-0,0075±0,0011	1,0045±0,0013	0,73±0,21
1,92±0,11	1,0138±0,0020	-0,0078±0,0011	1,0060±0,0023	0,98±0,37
2,16±0,12	1,0137±0,0018	-0,0081±0,0012	1,0056±0,0022	0,91±0,34
4,7 ± 0,7	1,0134±0,0007	-0,0113±0,0013	1,0018±0,0015	0,29±0,24

имеет место нерегулярность зависимости \bar{E}_K от E_n в области энергий возбуждения, в которой проявляются «канальные» эффекты. В частности, при делении U^{233} также обнаруживается тенденция изменения при переходе от s - к p -нейтронам. При этом, как и ожидалось по соображениям Усачева в случае деления $U^{233} \left(\frac{5^+}{2}\right)$ и $U^{235} \left(\frac{7^-}{2}\right)$, отклонения от гипотезы Фаулера имеют

противоположный знак. Это, по-видимому, следует рассматривать как серьезный аргумент в пользу того, что при делении через состояния вращательной полосы отрицательной четности средняя кинетическая энергия осколков больше, чем при делении через состояния нижней вращательной полосы положительной четности.

Из совместного рассмотрения данных \bar{E}_K , σ_f и угловой анизотропии деления U^{233} , приведенных на рис. 3, видно, что дальнейшее изменение $\bar{E}_K(E_n \geq 0,5 \text{ Мэв})$ естественно связать со вступлением еще двух каналов деления в области энергий $E_n \approx 0,5 \div 0,6 \text{ Мэв}$ и $E_n \approx 1 \text{ Мэв}$. Об этом свидетельствуют изломы кривой $\sigma_f(E_n)$, характерные для вступления новых каналов деления в положительной области энергий нейтронов [2, 3]. Из имеющихся представлений о спектре уровней в седловой точке четно-четных делящихся ядер [1, 4] и падения $\sigma_f(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)$ при указанных энергиях нейтронов можно высказать предположение, что каналы деления, открывающиеся при $E_n \approx 0,5$ и $E_n \approx 1 \text{ Мэв}$, имеют нуклонную природу. Из приведенных данных видно, что первый канал понижает \bar{E}_K на 0,8 Мэв, а второй снова поднимает ее примерно на ту же величину. Если принять во внимание относительный вклад каждого из этих каналов в полное сечение деления, то можно заключить, что вариации \bar{E}_K от канала к каналу могут составлять несколько мегаэлектронвольт. При больших энергиях возбуждения плотность уровней быстро возрастает и на опыте наблюдается эффект, усредненный по большому числу каналов.

Результаты измерений \bar{E}_K , выполненные в настоящей работе, могут быть использованы при анализе слабо изученной энергетической зависимости $\bar{v}(E_n)$ для U^{233} . Из рис. 1 и 2 видно, что \bar{E}_K осколков деления U^{233} почти во всем изученном диапазоне энергий нейтронов

больше значения E_K^T при делении тепловыми нейтронами, а в случае деления U^{235} — меньше или равна E_K^T . Это обстоятельство коррелирует с различием в значениях \bar{v}_F для U^{233} и U^{235} , полученным в опытах с ней-

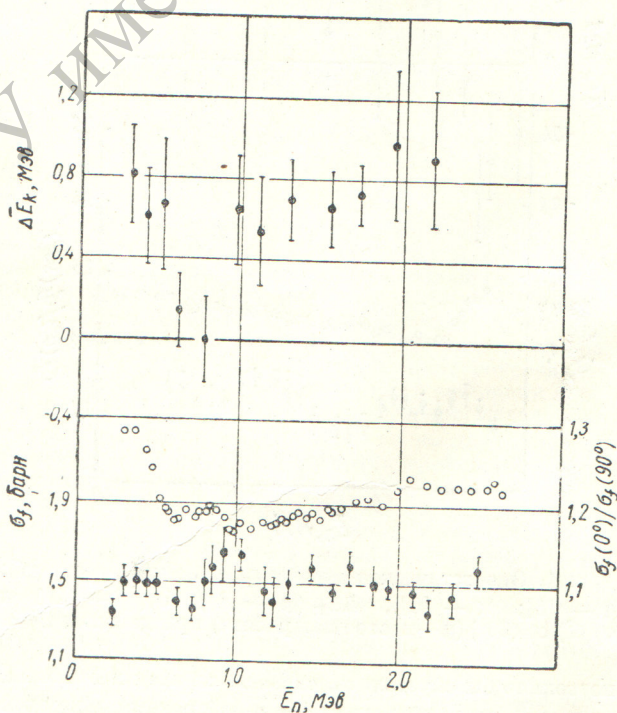


Рис. 3. Энергетическая зависимость $\Delta \bar{E}_K$ (●) и $\sigma_f(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)$ (○) при делении U^{233} .

тронами спектра деления [9]. В этой работе установлено, что \bar{v}_F/\bar{v}_T для U^{233} и U^{235} равны соответственно $1,075 \pm 0,01$ и $1,10 \pm 0,01$. Пересчет энергетической зависимости $\bar{E}_K(E_n)$ в \bar{v} по формуле $\bar{v}(E_n) = \bar{v}_T + \frac{u\bar{v}}{dE_n} [E_n -$

$\Delta E_R(E_n)$], основанной на предположении независимости распределения масс осколков и энергии, уносимой мгновенными γ -лучами, от энергии нейтронов вызывающих деление, приводит к значениям \bar{v}_F/\bar{v}_T , равным $1,079 \pm 0,015$ для U^{233} и $1,106 \pm 0,015$ для U^{235} .

Таким образом, можно сделать вывод, что гипотеза Фаулера о постоянстве E_K и основанная на ней линейная зависимость $\bar{v}(E_n)$ являются приближенными. Наблюдающиеся отступления связаны с индивидуальными особенностями процесса деления через дискретные каналы различной природы.

Авторы выражают признательность И. И. Бондаренко, Л. Н. Усачеву за обсуждение результатов, Ю. А. Блюмкиной, Ю. И. Грибанову и В. И. Шалашовой за разработку аппаратуры, использованной в настоящей работе.

Поступило в Редакцию 3/1 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Ор. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии» (Женева, 1955). Т. 2. М., Физматгиз, 1958, стр. 175.

2. Г. Н. Смиренкин, В. Г. Нестеров, И. И. Бондаренко. «Атомная энергия», 13, 366 (1962).
3. В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко. «Атомная энергия», 11, 248 (1961).
4. Ю. А. Блюмкина и др. «Атомная энергия», 15, 64 (1963).
5. A. Moat, D. Mather, P. Fieldhouse. Physics of Fast and Intermediate Reactors. Proceedings of a Seminar, v. 1, SM-18/18. Vienna, 1961, p. 139.
6. D. Butler et al. То же, SM-18/36, p. 125.
7. J. Northrop, R. Stokes, K. Boyer. Phys. Rev., 115, 1277 (1959).
8. В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко. «Атомная энергия», 12, 461 (1962).
9. В. И. Калашникова, В. И. Лебедев, П. И. Спивак. «Атомная энергия», 2, 18 (1957).

УДК 539.125.525

Расчет прохождения нейтронов через плоский слой полиэтилена

С. М. Ермаков, В. Г. Золотухин, Э. Е. Петров

В работе рассмотрен вопрос о прохождении нейтронов через плоский слой полиэтилена (CH_2). Решение этой задачи имеет большое практическое значение при проектировании защиты ядерных энергетических установок. По-видимому, единственным методом, свободным от значительных упрощений, является метод Монте-Карло, который особенно эффективен при небольших толщинах H защитного слоя. Этот метод и был применен в настоящей работе. Аналогичная задача для γ -квантов рассмотрена, например, в работах [1, 2].

Благоприятным фактором для расчета является наличие надежных данных о нейтронных дифференциальных сечениях для ядер углерода [3] и водорода. К сожалению, отсутствие таких данных не дает возможности привести аналогичные расчеты для других материалов защиты.

Применяемый авторами метод аналогичен изложенному в работах [4, 5]. В дополнение к нему судьба тепловых нейтронов определялась из решения кинетического уравнения в диффузионном приближении, которое для бесконечной пластины имеет следующий вид:

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} - \kappa^2\psi(z) = -\frac{S(z)}{D} \quad (1)$$

при граничных условиях $\psi(0) = \psi(H + 2a) = 0$, где $\kappa^2 = \frac{\Sigma_a - S}{D}$, D — коэффициент диффузии в полиэтилене; $S(z)$ — источники тепловых нейтронов, получаемые в результате расчета методом Монте-Карло; a — длина экстраполяции.

Ток нейтронов на поверхности пластины опреде-

лялся из уравнения (1)

$$\psi_1(H + a) = \frac{\int_a^{H+a} S(z) \text{sh}(\kappa)(z - H - 2a) dz}{\text{sh}(H + 2a)\kappa} \text{ch} \kappa(H + a) + \int_a^{H+a} S(z) \text{ch} \kappa(z - H - a) dz. \quad (2)$$

Константы уравнения (1) в случае водородсодержащей среды и с учетом химической связи молекулы CH_2 рассчитывались по данным работы [6].

Расчеты проводились для параллельного пучка моноэнергетических нейтронов при толщине H пластины 5, 10 и 15 см; начальной энергии E_0 0,3, 1 и 2 Мэв и для начальных углов падения θ_0 , равных 0, 15, 30, 45, 75°. Плотность полиэтилена принималась равной 0,92 г/см³. В результате этих расчетов получены величины, характеризующие прохождение быстрых нейтронов через слой полиэтилена:

- 1) число нейтронов на выходе из пластины, лежащее в выбранном интервале энергий и телесного угла;
- 2) полное число нейтронов, отразившихся от пластины независимо от энергии и угла вылета;
- 3) распределение источников тепловых нейтронов по толщине пластины.

Для получения спектра прошедших нейтронов весь диапазон энергий от начальной энергии E_0 до тепловой разбивался на семь равных по логарифму интервалов.