

характеризовать относительная вероятность делений, при которых отношения масс заключены в некоторых интервалах (при тройном делении $\frac{M_2}{M_1} \approx \frac{E_1}{E_2}$).

Приводимые контурные диаграммы наглядно демонстрируют, что тройное деление подобно двойному асимметрично. В случае тройного деления U^{233} наблюдается небольшая тенденция к сдвигу наиболее вероятного выхода в сторону меньшего отношения масс. Однако это обстоятельство не может служить подтверждением гипотезы Святецкого [3] о связи тройного деления с уменьшением кинетической энергии осколков деления в области равных масс.

Если из контурных диаграмм легко находится разность между суммарными энергиями осколков двойного и тройного деления, то о сдвиге между наиболее вероятными энергиями групп легких и тяжелых осколков судить трудно. Эти сдвиги были найдены как при обработке данных, полученных при фотографировании амплитуд импульсов с экрана осциллографа, так и при измерениях с помощью 63-канального амплитудного анализатора. В последнем случае «двугорбое» распределение осколков двойного деления измерялось периодически, причем регистрировалось около 300 тыс. актов деления. Измеренные сдвиги — уменьшение энергии легких ΔE_L и тяжелых осколков ΔE_T — приведены в таблице.

Из таблицы видно, что сдвиги пиков легких осколков при переходе от ядра к ядру в пределах точности измерений не изменяются. Сдвиг пиков тяжелых осколков в случае Pu^{239} заметно превышает соответствующие сдвиги для U^{233} и U^{235} . Детальный анализ этого факта в настоящее время невозможен из-за отсутствия данных по угловому распределению длиннопробежных α -частиц

Уменьшение наиболее вероятной энергии легких и тяжелых осколков при тройном делении

Ядро	$\Delta E_L, Mэв$	$\Delta E_T, Mэв$
U^{233}	$8,6 \pm 0,6$	$6,6 \pm 0,6$
U^{235}	$9,0 \pm 0,5$	$6,0 \pm 0,5$
Pu^{239}	$8,7 \pm 0,6$	$8,3 \pm 0,6$

при делении Pu^{239} и противоречивости данных по их энергетическому распределению [4, 5].

В заключение можно отметить, что полученные результаты свидетельствуют об общности природы тройного деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} .

Поступило в Редакцию 14/IX 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Дмитриев и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **39**, 556 (1960).
2. J. Fraser, J. Milton. Phys. Rev., **93**, 818 (1954).
3. J. Alexander, M. Gardik. Phys. Rev., **120**, 874 (1960).
4. K. A. Men, J. Dewan. Phys. Rev., **80**, 181 (1950).
5. М. Даковский, М. Совинский, Се Дон Сик, З. Вайдман. В сб. «Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов 7—12 декабря 1961 г.». Дубна, 1962.

539.173:546.791

Тройное деление U^{235} нейтронами с энергией 14 Мэв

Н. А. Черфилов, З. И. Соловьева, Р. А. Филов

В ряде работ изучалось тройное деление ядер урана быстрыми нейтронами, т. е. деление ядер урана с образованием длиннопробежной α -частицы [1—4]. Было обнаружено, что тройное деление ядер урана быстрыми нейтронами происходит с меньшей вероятностью, чем тройное деление тепловыми нейтронами (отношение числа тройных к числу двойных делений составляет 1 : 600 при $E = 2,5 Mэв$ и 1 : 1050 при $E = 14 Mэв$; для тепловых нейтронов это отношение 1 : 500). Остальные характеристики тройного деления, такие, как энергетический спектр длиннопробежных частиц, их угловое распределение относительно осколков деления, геометрия деления, сохраняют свои особенности вне зависимости от энергии вызывающего деление нейтрона.

Однако следует отметить, что сложное деление урана тепловыми и быстрыми нейтронами наблюдалось на разных изотопах — тепловыми нейтронами на U^{235} , быстрыми нейтронами на U^{233} . При выяснении особенностей тройного деления ядер тяжелых элементов целесообразно иметь сведения как о делении различных изотопов при одной энергии нейтронов, так и о делении одного изотопа при разных энергиях возбуждения. Для этого

нами и было проведено изучение сложного деления U^{235} нейтронами с энергией 14 Мэв.

Опыт ставился с использованием метода фотоэмульсий. Пластинки с эмульсией П-9-0 пропитывались раствором соли урана, содержащего 92,8% U^{235} , и облучались в потоке нейтронов, полученных из реакции $t(dn)He^4$. Во время облучения для уничтожения фона тепловых нейтронов пластинки помещались в кадмиевый полый цилиндр с борной засыпкой. При просмотре пластинок под микроскопом регистрировались следы случаев сложного деления и одновременно определялось общее число двойных делений в фотослое. Для исключения случайных наложений α -частиц естественной активности урана регистрировались только те случаи, когда укладываемый в эмульсии пробег α -частицы составлял не менее 30 мк. Сомнительные случаи были просмотрены еще раз с использованием метода размачивания эмульсии в воде [5].

В результате просмотра пластинок зарегистрировано около 100 тыс. двойных делений, на которые приходится 65 тройных. Так как мы не регистрировали сложных делений, для которых укладываемый в эмульсии

пробег составлял менее 30 мк, то необходимо было учесть случаи сложного деления, происходившего вблизи поверхности эмульсии или у стекла. С учетом указанной поправки вероятность тройного деления U^{235} по отношению к двойному для нейтронов с энергией 14 Мэв составляет $1 : 1350 \pm 190$.

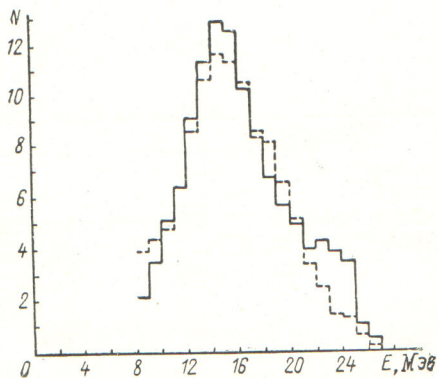


Рис. 1. Энергетический спектр α -частиц тройного деления урана нейтронами с энергией 14 Мэв:

сплошные линии — спектр α -частиц U^{235} ; пунктирные линии — спектр α -частиц U^{238} [4].

Для построения энергетического спектра α -частиц сложного деления использованы следы частиц, пробег которых оканчивается в эмульсии. После введения геометрических поправок на выход частиц из эмульсии

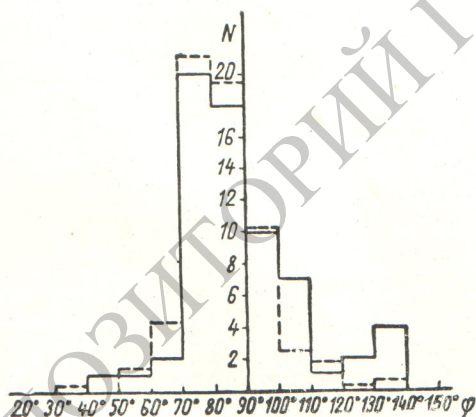


Рис. 2. Угловое распределение α -частиц тройного деления урана относительно направления движения легкого осколка при делении урана нейтронами с энергией 14 Мэв: сплошные линии — для U^{235} ; пунктирные линии — для U^{238} .

полученный спектр был обработан по методу, описанному в работе [6], и представлен на рис. 1. На этом же рисунке нанесен спектр α -частиц тройного деления U^{238} нейтронами с той же энергией, полученный также методом фотоэмульсий [4]. На рис. 2 показаны угловые распределения α -частиц относительно направления дви-

жения легкого осколка при делении U^{235} и U^{238} нейтронами с энергией 14 Мэв (распределение для U^{238} получено по 202 случаям). Используя результаты настоящей работы и работы [4], можно сделать заключение, что угловые и энергетические распределения α -частиц деления не различаются существенно для различных изотопов урана и не зависят от энергии падающего нейтрона.

Для объяснения наблюдаемого уменьшения вероятности тройного деления при увеличении энергии нейтронов необходимо принять во внимание следующее обстоятельство. Сечение деления составного возбужденного ядра урана, захватившего нейтрон с энергией 14 Мэв, может быть представлено в виде

$$\sigma_f = \sigma_c \left(\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right)_{E, A} + \sigma_c \left[1 - \left(\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right)_{E, A} \right] \times \left(\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right)_{E', A-1}$$

где σ_c — сечение образования составного ядра; Γ_f — ширина для деления; Γ_n — ширина для испарения нейтрона. В этой формуле первый член дает вклад от деления составного ядра A , второй — от деления ядра $A-1$ после предварительного испускания нейтрона (вклад в сечение от деления после эмиссии двух нейтронов мы не учитываем, поскольку его можно считать малым). К сожалению, данные, имеющиеся в настоящее время относительно ширины, недостаточны для точного определения доли делений на каждой ступени процесса. Если воспользоваться значениями, приведенными в обзоре [7], то для процента делений, идущих после испускания нейтрона, можно получить $(35,5 \pm 4)$ и $(51 \pm 4)\%$ соответственно для U^{235} и U^{238} . Указанные ошибки появляются за счет разных возможных предположений о сечении образования составного ядра.

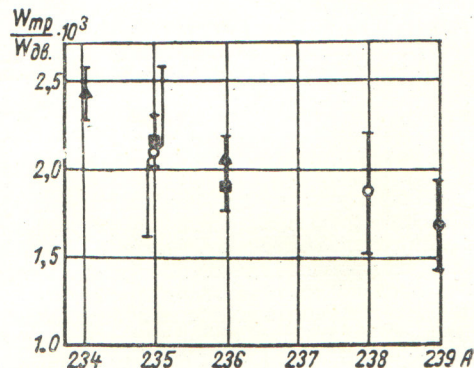


Рис. 3. Вероятности тройного деления различных изотопов урана:

○ — результаты настоящей работы; ● — результаты работы [3]; ▲ и ■ — результаты работы [9] при делении урана соответственно тепловыми и быстрыми нейтронами.

При изучении тройного деления ряда ядер нейтронами с различной энергией вплоть до 2,5 Мэв [т. е. с энергией, соответствующей первому плато на кривых $\sigma_f(E_n)$] не было обнаружено изменения вероятности тройного деления [8, 9]. Если считать, что при делении нейтронами с $E = 14$ Мэв испускание длиннопробеж-

ЛИТЕРАТУРА

ных частиц происходит со сравнимой вероятностью с обеих ступеней возбуждения ядра, то наблюдаемые на опыте значения (1 : 1050 и 1 : 1350) указывают на резкое снижение вероятности сложного деления уже в пределах первого плато. Поэтому можно предположить, что тройное деление происходит преимущественно со второй ступени, т. е. после предварительного испарения нейтрона. Тогда, имея в виду долю делений с этого уровня, мы получим для отношения вероятностей тройного и двойного делений $1 : 480 \pm 110$ для делящегося ядра U^{235} и $1 : 540 \pm 100$ для делящегося ядра U^{238} , т. е. значения, близкие к наблюдаемым при делении нейтронами с меньшей энергией, что свидетельствует в пользу такого предположения.

1. E. W. Titterton. Phys. Rev., 83, 673 (1951).
2. Н. А. Перфилов, З. И. Соловьева. «Атомная энергия», 5, 175 (1958).
3. З. И. Соловьева. «Атомная энергия», 8, 137 (1960).
4. Н. А. Перфилов, З. И. Соловьева, Р. А. Филов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 41, 11 (1961).
5. О. В. Ложкин. «Ж. техн. физ.», 25, 1341 (1955).
6. Е. П. Феррейра, П. Я. Волошек. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955)». Т. 2. М., Физматгиз, 1958, стр. 147.
7. Р. Ванденбах, Дж. Хейзенга. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 366.
8. M. F. Netter et al. Proc. of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958, v. 15, p. 418.
9. R. A. Nobles. Phys. Rev., 126, 1508 (1962).

Полученные вероятности тройного деления различных изотопов урана вместе с результатами других авторов показывают определенную физическую закономерность. На рис. 3 нанесены вероятности деления различных изотопов урана в зависимости от массового числа. Точки, соответствующие различным делящимся ядрам, несмотря на в некоторых случаях значительные ошибки, позволяют сделать вывод о монотонном убывании вероятности тройного деления изотопов урана с ростом их массового числа.

Поступило в Редакцию 24/VIII 1962 г.

621.039.58

Поле γ -излучения точечных мононаправленных источников Cs^{137} и Co^{60} в железе

О. И. Лейпунский, Л. Р. Кимель, А. М. Панченко

Исследование поля γ -излучения точечного мононаправленного источника («узкого луча») необходимо для решения задач защиты от источников с произвольным угловым распределением излучения. В последнее время опубликован ряд работ, в которых приведены экспериментальные [1—4] и расчетные [5] данные по пространственному распределению рассеянного γ -излучения узкого луча в воде. В работе [6] дан метод решения кинетического уравнения для среды с точечным мононаправленным источником.

В настоящей работе измерено пространственное распределение потока рассеянных γ -квантов точечных мононаправленных источников Cs^{137} и Co^{60} в железе. Сборка, в которой были проведены измерения, имела вид блока размерами $16 \times 18 \times 25$ см, набранного из отдельных плитов железа. В боковой стенке блока было предусмотрено сквозное окно для размещения сменных источников γ -детектором. В качестве детектора использовали ионизационный газоразрядный счетчик типа СБМ-40 экранированный подобранным экраном, снижающим ход чувствительности и обеспечивающим практически полную чувствительность счетчика [7]. В настоящей работе применены источники Cs^{137} и Co^{60} активностью 1 и 0,55 кюри соответственно.

Быстро коллимированный пучок γ -квантов (угол коллимиции равнялся 30°) вводили в сборку через отверстие в передней стенке сборки диаметром 0,7 и длиной 8 см. Схема экспериментального устройства показана на рис. 1 (в правом верхнем углу).

Измерения проводили в точках с координатами h, r , где h — расстояние вдоль пучка от места входа его

в среду; r — радиальное расстояние в плоскости, нормальной лучу. С источником Cs^{137} были проведены измерения для пяти фиксированных расстояний: 1,49; 2,56; 3,92; 5,28; 6,65 длины свободного пробега, а с источником Co^{60} — для трех расстояний: 1; 4; 5 длин свободного пробега. При измерениях в точках, максимально удаленных от пучка, расстояние от детектора до края сборки было больше длины свободного пробега. Это позволяет считать, что измерения выполнены в условиях бесконечной геометрии [5, 8].

На рис. 1 и 2 показаны измеренные распределения рассеянного излучения в функции r для различных расстояний h вдоль пучка. Как видно из кривых, распределение рассеянного излучения в указанных диапазонах h и r имеет экспоненциальный характер.

По данным измерений с точечным мононаправленным источником Cs^{137} были вычислены энергетические факторы накопления B_E для плоского мононаправленного источника. При заданной глубине h вдоль пучка фактор накопления энергии γ -излучения плоского мононаправленного источника может быть записан в следующем виде:

$$B_E = 1 + \frac{2\pi \int_0^\infty I_{\text{расс}} e^{-\alpha r} r dr}{I_{0h}}$$

где $I_{\text{расс}}$ — поток энергии рассеянного излучения в пучке на глубине h , полученный экстраполяцией кривой распределения к $r = 0$; α — коэффициент, характеризующий наклон кривой распределения; I_{0h} — поток