

Угловые распределения осколков при делении U^{235} и Pu^{239} нейтронами с энергией 0,08—1,25 Мэв

В. Г. Нестеров, Ю. А. Блюмкина, Л. А. Камаева, Г. Н. Смиренин

Энергетическая зависимость угловой анизотропии деления $\sigma_f(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)U^{235}$, U^{235} , Pu^{239} под действием нейтронов [1] обнаруживает нерегулярности, подобные тем, которые наблюдаются при делении четно-четных ядер-мишеней [2, 3]. Обычно эти нерегулярности связывают с проявлением индивидуальных свойств дискретных состояний в седловой точке, так называемых каналов деления [4, 5]. Современные представления о каналах деления основываются на идее О. Бора [6] о подобии спектра квантовых состояний охлажденного ядра в седловой точке и ядра в основном состоянии. С этих позиций изучение угловых характеристик процесса деления ядер-мишеней с четным Z и нечетным A под действием нейтронов может дать для теории ценную информацию, поскольку у образующихся при этом четно-четных составных ядер спектр низших уровней благодаря наличию энергетической щели имеет наиболее простую и хорошо изученную структуру.

В настоящей работе было измерено полное угловое распределение осколков при делении U^{235} и Pu^{239} нейтронами с энергией 0,08—1,25 Мэв. Вследствие небольшой величины подлежащего измерению эф-

фекта $1 - \frac{\sigma_f(\theta)}{\sigma_f(90^\circ)} \ll 0,1$ (в пять — десять раз меньше

той же величины для четно-четных ядер-мишеней) предъявлялись повышенные требования к статистике отсчетов и стабильности регистрирующей аппаратуры. Детектор представлял собой шесть ионизационных камер, имеющих кольцевую геометрию и выполненных в виде секторов, которые были ограничены двумя сферическими поверхностями (рис. 1). Таким образом, детектирование осколков производилось во всем диапазоне азимутальных углов от 0 до 2π . Счетные объемы камер ограничивались входными щелями и выделяли направления разлета осколков относительно нормали к слою делящегося вещества, соответствующие средним углам θ , равным 13; 26; 39; 52,5; 66,5 и 81° , с угловым разрешением $\pm 5^\circ$. Максимальное отклонение нейтронов, попадавших на делящийся слой, от оси пучка не превышало 8° . В работе использовались слои U^{235} (90%-ное обогащение) и Pu^{239} толщиной $\sim 1,5$ мг/см². Осколки регистрировались специальной электронной установкой, позволявшей одновременно регистрировать импульсы от всех шести камер. Принцип ее работы основан на кодировании импульсов, поступающих от различных камер, с помощью линии задержки. Зашифрованные импульсы усиливались, дискриминировались и формировались общим для всей установки устройством. Затем сформированные от всех детекторов импульсы дешифровались с помощью таких же линий задержки и регистрировались шестиканальным счетным устройством. Установка, основанная на таком принципе, обладала рядом преимуществ по сравнению с обычно применяемой в подобных экспериментах аппаратурой. Наиболее существенное достоинство данного способа регистрации состоит в уменьшении погрешностей, которые возникают вследствие дрейфа коэффициента усиления и уровня дискриминации.

Измерения проводились на электростатическом генераторе Ван де Граафа с твердой тритиевой мишенью толщиной ~ 50 мкв при токе протонов приблизительно 60—80 мка. Калибровка эффективности камер осуществлялась на нейтронах, полученных замедлением быстрых нейтронов из $T(p, n)$ -реакции в парафиновом блоке.

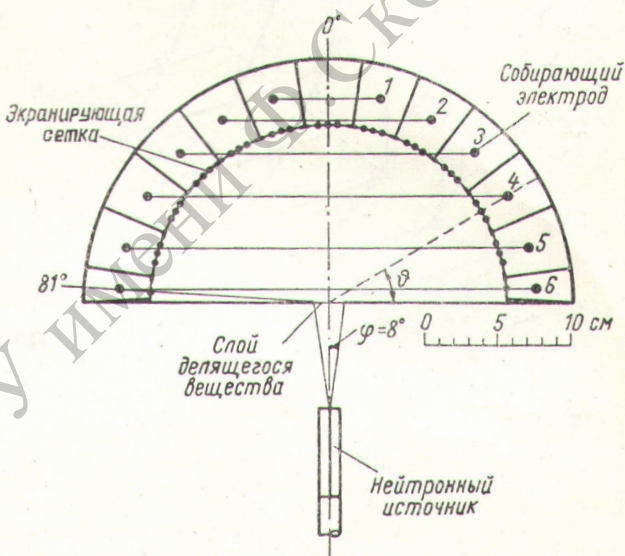


Рис. 1. Детектор осколков деления и схема опыта.

На рис. 2, а, б показаны результаты измерения в виде двумерной зависимости углового распределения осколков от энергии нейтронов. Данные представлены в форме отношения $\sigma_f(\theta)/\sigma_f(81^\circ)$, отличие которого от обычно используемой величины $\sigma_f(\theta)/\sigma_f(90^\circ)$ значительно меньше ошибок эксперимента, равных $\sim 1\%$. Результаты настоящей работы согласуются с данными более ранних измерений [1, 3, 7]. Следует отметить, что приводившиеся ранее результаты измерений угловой анизотропии $\frac{\sigma_f(0^\circ)}{\sigma_f(90^\circ)}$ для U^{235} [1] в диапазоне E_n , равной 0,2—0,5 Мэв, несколько завышены.

Обсуждение результатов эксперимента

U^{235} . Наиболее примечательной особенностью данного опыта для U^{235} является плавный переход от преимущественного вылета осколков под углом 90° к преимущественному вылету вперед в области энергий нейтронов 0,08—0,3 Мэв. Обратим внимание на то, что именно в этой области энергий нейтронов (на основании результатов работы [8]) можно ожидать

вступления каналов, связанных со вторым барьером деления, отстоящим на 0,6—0,8 Мэв от первого барьера. При $E_n = 0,08$ Мэв основной вклад в анизотропную часть сечения деления вносят p -нейтроны. В этом случае деление ядра $U^{236*} = U^{235}(7/2^-) + n$ может происходить через состояния 2^+ , 3^+ , 4^+ , 5^+ . Угловая

анизотропия осколков под углом 90° по отношению к пучку падающих нейтронов может возникнуть в том случае, когда вектор полного момента составного ядра I имеет направление преимущественной ориентации вдоль оси деления [4, 5]. Из этих соображений следует, что при $E_n = 0,08$ Мэв деление в основном происходит через состояния с проекцией полного момента I на ось деления $K = 2$, поскольку минимальное значение I ядра U^{236} в рассматриваемом случае равно двум. Значение $K = 2$ естественно связать либо с возбужденными нуклонными состояниями, либо с полосой коллективных уровней, наблюдающейся у равновесных ядер внутри энергетической щели в области энергий возбуждения порядка нескольких сотен килоэлектрон-вольт*. Первая возможность означала бы, что величина энергетической щели в спектре уровней на барьере составляет всего 0,5—0,7 Мэв [8, 11]. Эта величина в свете имеющейся совокупности экспериментальных и теоретических сведений [3, 12, 13] представляется слишком низкой (см. также [17]).

Принципиальное значение отрицательной анизотропии при низких E_n потребовало тщательной проверки результатов опыта. Измерения для $E_n = 0,08$ Мэв были выполнены под углом 0° на пороге реакции $T(p, n)$ и 60° при соответствующей энергии протонов. Кроме того, было проведено контрольное измерение угловой анизотропии $\sigma_f(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)$ с помощью другого детектора, использовавшегося ранее в работах [1, 14]. В этом опыте слой располагался под углом 45° к пучку падающих нейтронов, а осколки регистрировались в четырех позиционных камерах под углами 0, 90, 180 и 270° . Детектор давал две серии независимых измерений величины $\sigma_f(0^\circ)/\sigma_f(90^\circ)$. Вся совокупность полученных данных в пределах точности $\sim 1\%$ подтвердила результаты, приведенные на рис. 2, а.

Pu^{239} . Наиболее интересна область энергий нейтронов 0,9—1,1 Мэв, в которой в угловом распределении осколков отчетливо проявляется компонента с отрицательной анизотропией, т. е. с преимущественным направлением разлета осколков под углом 90° к пучку падающих нейтронов. Принимая во внимание подъем в энергетической зависимости сечения деления в этой области E_n [14—16], такое поведение анизотропии можно связать со вступлением новых делительных каналов. Между появлением компоненты с преимущественным направлением разлета осколков под углом 90° и вступлением в игру новых делительных каналов, по-видимому, имеется и непосредственная связь. В самом деле, деление вблизи барьера нового канала по энергетическим соображениям протекает главным образом через состояния с минимальной энергией вращения, т. е. с $I \approx K$. При сравнительно небольшом увеличении энергии возбуждения состояния с большими моментами становятся опять энергетически доступными, что в свою очередь снова приводит к преобладанию анизотропии вперед (см. рис. 2, б). Вероятно, что изотропное в пределах ошибок опыта угловое распределение осколков при $E_n = 0,08$ Мэв означает проявление такого же канального эффекта с приблизительным равенством компонент с отрицательной и положительной анизотропией.

Таким образом, явления, наблюдаемые в данной работе при делении обоих изучавшихся ядер, могут

* В одних модельных представлениях [9] эти коллективные состояния имеют природу γ -колебаний ядра, в других [10] — вращения ядра, не обладающего аксиальной симметрией.

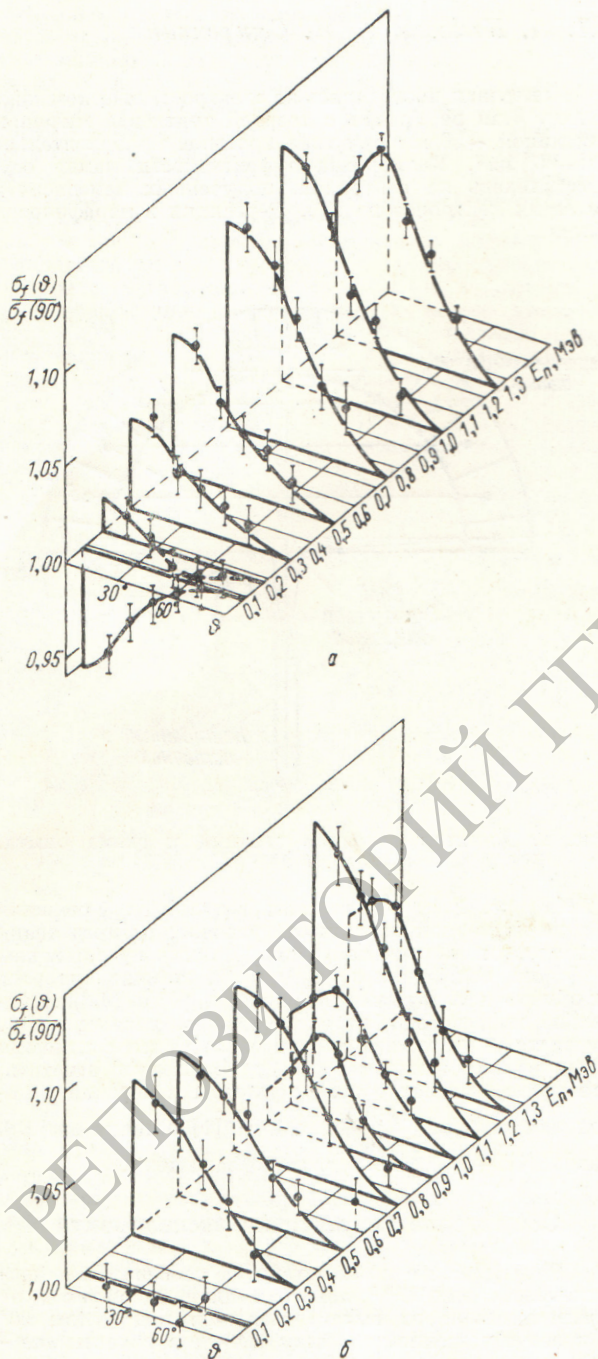


Рис. 2. Энергетическая зависимость угловых распределений осколков при делении U^{235} (а) и Pu^{239} (б).

быть одинаково истолкованы, что дает основание думать, что они имеют одинаковую природу и тесно связаны с существованием дискретной структуры каналов деления в седловой точке делящегося ядра. Другое важное следствие опыта состоит в том, что эта структура, судя по данным для Pu^{239} [8], сохраняется вплоть до весьма значительных энергий возбуждения в седловой точке — приблизительно 2,5 Мэв.

В опубликованной недавно работе [17] на основе анализа зависимости K^2 от энергии возбуждения в седловой точке, полученной из измерений угловой анизотропии осколков в реакциях $\text{Pu}^{239}(d, pf)$ и $\text{U}^{233}(d, pf)$, авторы пришли к выводу, что величина энергетической щели в спектре уровней в седловой точке составляет $\sim 2,7$ Мэв. Это значение находится в хорошем соответствии с результатами настоящей работы и [8].

Поступило в Редакцию 19/VIII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Нестеров и др. «Атомная энергия», 11, 248 (1961).
2. R. Henkel, J. Brolley. Phys. Rev., 103, 1292 (1956).
3. J. Simmons, R. Henkel. Там же, 120, 198 (1960).

4. L. Wilets, D. Chase. Там же, 103, 1296 (1956).
5. В. М. Струтинский. ЖЭТФ, 39, 78 (1960).
6. О. Бор. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 2. М., Физматгиз, 1958, стр. 175.
7. L. Blumberg, R. Leachman. Phys. Rev., 116, 102 (1959).
8. J. Northrop et al. Там же, 115, 1277 (1959).
9. K. Alder et al. Rev. Mod. Phys., 28, 432 (1956).
10. А. С. Давыдов, Г. В. Филипов. ЖЭТФ, 36, 440 (1956).
11. Л. Н. Усачев и др. Там же, 44, 1950 (1963).
12. Ю. Т. Гринь. Там же, 43, 1880 (1962).
13. Дж. Гриффин. Строение ядра. Сборник обзорных докладов, прочитанных на Международной конференции по структуре ядра (Канада, 1960). М., Госатомиздат, 1962, стр. 309.
14. В. Г. Нестеров и др. «Атомная энергия», 10, 620 (1961).
15. Г. Н. Смиренкин и др. Там же, 13, 366 (1962).
16. Дж. Юз, Р. Шварц. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
17. H. Britt et al. Phys. Rev. Letters, 11, 343 (1963)

УДК 539.173.4

Средняя кинетическая энергия осколков при делении выше порога (n, nf)

В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин

Метод относительного измерения средней кинетической энергии осколков деления \bar{E}_K позволил изучить зависимость \bar{E}_K от энергии бомбардирующих нейтронов E_n с точностью до нескольких долей процента [1—4]. Результаты опыта свидетельствуют об исключительной стабильности конфигурации ядра в момент разделения по отношению к изменению энергии возбуждения. Отклонения от гипотезы Фаулера [5] о независимости \bar{E}_K от энергии возбуждения делящегося ядра E_x , обнаруженные при делении U^{235} [3] и U^{233} [4] нейтронами с $E_n < 1,5$ Мэв, не превышают 0,5%. При более высоких E_n (до ~ 5 Мэв) \bar{E}_K еще слабее зависит от E_x . При больших возбуждениях энергетическая зависимость \bar{E}_K изучена менее подробно и надежно, однако имеющиеся данные [2, 6—8] указывают на уменьшение \bar{E}_K с ростом E_x . В работе [2] проводилось прямое сравнение \bar{E}_K при делении U^{235} тепловыми нейтронами с \bar{E}_K при делении нейтронами с энергией 15 Мэв. Сравнение показало, что в последнем случае \bar{E}_K на $1,5 \pm 0,3$ Мэв меньше.

Для получения более полной информации о характере зависимости \bar{E}_K от E_x при надпороговом делении интересно выполнить измерения, аналогичные работе [2], для других ядер-мишеней и еще больших энергий возбуждения. В настоящей работе такие измерения были выполнены для U^{233} ($E_n = 15$ Мэв и $E_n = 20$ Мэв), U^{235} ($E_n = 20$ Мэв), U^{238} и Pu^{239} ($E_n = 15$ Мэв). Значения \bar{E}_K определялись с помощью ионизационной камеры с сеткой. Использовались слои делящегося

вещества толщиной 10—50 $\text{мкг}/\text{см}^2$, источником нейтронов служили реакции $T(d, n)$ и $T(p, n)$.

Методика измерений и обработки данных опыта подробно изложена в работах [1—4]. Численные данные, характеризующие измерявшиеся величины и ошибки эксперимента, приведены в таблице. При вычислении разницы сравниваемых энергий осколков $\Delta \bar{E}_K$ опорные значения \bar{E}_K для деления U^{233} , U^{235} , Pu^{239} тепловыми нейтронами и U^{238} нейтронами с $E_n = 2$ Мэв принимались равными 166,5; 167; 173 и 168 Мэв соответственно [9—11].

Результаты измерения $\Delta \bar{E}_K$

Делящийся изотоп	Энергия нейтронов, Мэв	$\Delta \bar{E}_K$, Мэв
U^{233}	15	$-1,82 \pm 0,32$
	20	$-2,81 \pm 0,38$
U^{235}	15	$-1,74 \pm 0,40$
	20	$-3,62 \pm 0,38$
U^{238}	15	$-1,93 \pm 0,42$
Pu^{239}	15	$-3,46 \pm 0,54$

На рис. 1 приводятся полученные в настоящей работе результаты измерений $\Delta \bar{E}_K$ для U^{235} (а) и U^{233} (б) в зависимости от энергии возбуждения E_x составного ядра, а также значения $\Delta \bar{E}_K$ для области E_n от 0 до