

## Влияние эффекта отдачи на угловую корреляцию между осколками и заряженными частицами, испускаемыми при делении ядер урана

Ю. Ф. Гагарин, В. И. Остроумов

Методом ядерных эмульсий изучалась угловая корреляция заряженных частиц, сопровождающих деление ядер урана протонами с энергией 660 Мэв. Корреляция направлений вылета частиц и осколков полностью объясняется эффектом отдачи испаряющихся заряженных частиц в предположении, что преобладающая доля  $\alpha$ -частиц и протонов испаряется до деления.

Деление ядер нуклонами высоких энергий сопровождается вылетом нейтральных и заряженных частиц. Характер корреляции направлений испускаемых при делении частиц и осколков может свидетельствовать о вылете частиц до или после деления.

В работах [1, 2] методом ядерных эмульсий изучалась угловая корреляция между осколками и заряженными частицами, испускаемыми при делении ядер урана протонами высоких энергий. Было найдено некоторое преобладание вылета  $\alpha$ -частиц под углом  $90^\circ$  к направлению разлета осколков, наблюдался избыток вылета заряженных частиц в сторону более тяжелого осколка деления. Корреляция для  $\alpha$ -частиц оказалась более резкой, чем для протонов. Авторы работ [1, 2] объясняют это эффектом отдачи, возникающим при испарении заряженных частиц. В работе [3] при делении ядер серебра и брома протонами с энергией 1—3 Гэв также наблюдается избыток  $\alpha$ -частиц в направлении вылета одного из осколков.

При интерпретации результатов опыта необходимо учитывать побочные эффекты, такие, как импульс переноса ядра, возникающий в результате каскадного процесса выбивания, и импульсы отдачи испаряющихся частиц, которые искажают действительную картину. Настоящая работа ставит своей задачей более детально рассмотреть влияние отдачи испаряющихся нейтронов и заряженных частиц на их угловое распределение относительно осколков деления.

### Постановка опыта

В опыте использовались пластинки с мелкозернистой малочувствительной ядерной эмульсией типа П-9 с введенным ураном. Облучение

проводилось выведенным пучком протонов с энергией 660 Мэв на синхроциклотроне Объединенного института ядерных исследований. Пластинки устанавливались так, чтоб пучок протонов падал перпендикулярно плоскости эмульсии. При такой геометрии опыта влияние мешающих факторов, связанных с направленностью каскадных частиц по пучку, оказывается минимальным [1]. Идентификация заряженных частиц производилась методом, использованным в работе [1].

### Результаты эксперимента

При просмотре пластинок регистрировались случаи деления ядер урана, сопровождающиеся вылетом заряженных частиц, с отношением пробегов легкого и тяжелого осколков  $\frac{R_L}{R_T} \leq 2$ . Всего было зарегистрировано 1368 таких делений, которые содержали 2258 протонов, 719  $\alpha$ -частиц, 26 частиц с зарядом  $z \geq 3$  и 61 неидентифицированную частицу. Оказалось, что отношение числа  $\alpha$ -частиц, летящих вперед вдоль пучка падающих протонов, к числу  $\alpha$ -частиц, летящих в обратном направлении, равно 1,22. Это указывает на наличие каскадных  $\alpha$ -частиц среди зарегистрированных. При выбранной геометрии опыта нижняя граница доли каскадных  $\alpha$ -частиц [2] от общего числа  $\alpha$ -частиц составляла 10%. Доля каскадных протонов принималась равной доле каскадных  $\alpha$ -частиц.

На рис. 1 показано распределение случаев делений в зависимости от отношения пробегов осколков для делений с вылетом только одного протона (кривая I) и делений с вылетом  $\alpha$ -частиц и протонов (кривая II). В дальнейшем указанные группы делений будут обозначаться соответственно цифрами I и II.

В таблице дано угловое распределение заряженных частиц относительно осколков\*

\* При делении ядер нуклонами высоких энергий осколки часто разлетаются под углом друг к другу, отличным от  $180^\circ$ . Поэтому угол вылета частицы измерялся одновременно относительно направления движения легкого и тяжелого осколков. Количе-



Угловые распределения протонов и  $\alpha$ -частиц

Испускаемые частицы	Отношение $R_{\text{л}}/R_{\text{т}}$	Угол с тяжелым осколком (в проекции), градусы						$N_{\text{т}}/N_{\text{л}}$		
		0-30	30-60	60-90	90-120	120-150	150-180	опыт	расчет	
									испарение до деления	испарение после деления
Протоны	$\leq 1,23$	202	192	196	210	188	186	$1,007 \pm 0,008$	1,02	
	$> 1,23$	181	213	192	175	161	160	$1,18 \pm 0,10$	1,25	
	$1 \leq R_{\text{л}}/R_{\text{т}} \leq 2$	383	405	388	385	349	346	$1,09 \pm 0,06$	1,12 (1,07)*	1,11 (1,06)
$\alpha$ -Частицы	$\leq 1,23$	73	72	49	62	53	50	$1,17 \pm 0,19$	1,02	—
	$> 1,23$	64	67	76	67	46	40	$1,36 \pm 0,22$	1,42	—
	$1 \leq R_{\text{л}}/R_{\text{т}} \leq 2$	137	139	125	129	99	90	$1,26 \pm 0,14$	1,20 (1,11)	1,18 (1,10)

\* Значения в скобках получены в предположении, что 50% всех наблюдаемых заряженных частиц составляют каскадные частицы.

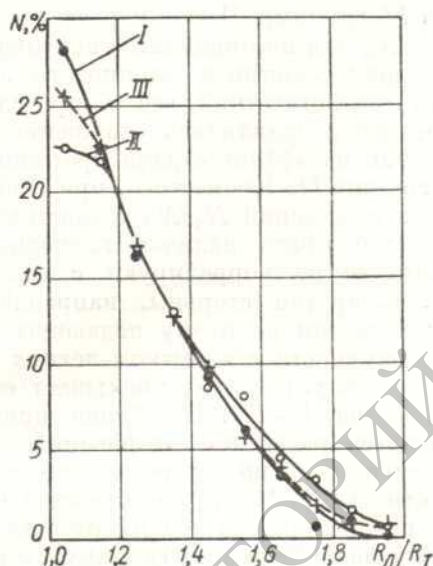


Рис. 1. Распределение числа делений в зависимости от величины отношения пробегов осколков:

I — деления с вылетом одного протона (454 случая); II — деления с вылетом  $\alpha$ -частиц и протонов (559 случаев); III — расчет.

(в проекции на плоскость эмульсии) в зависимости от отношения  $R_{\text{л}}/R_{\text{т}}$ \* и приведены коэффициенты

аннизотропии в определенном интервале углов (например 0-30°), приведенное в таблице, найдено так:  $N_{0-30^\circ}^{\text{т}} = \frac{N_{0-30^\circ}^{\text{т}} + N_{150-180^\circ}^{\text{л}}}{2}$ , где  $N^{\text{т}}$  и  $N^{\text{л}}$  — количество заряженных частиц в указанных интервалах углов, отсчитываемых от направления движения соответственно тяжелого и легкого осколков.

\* Все случаи деления разбиты на две группы так, что количество заряженных частиц из делений с  $R_{\text{л}}/R_{\text{т}} \leq 1,23$  и  $R_{\text{л}}/R_{\text{т}} > 1,23$  примерно одинаково.

Эффекты аннизотропии  $N_{\text{т}}/N_{\text{л}}$ , которые определяются как отношение числа частиц в полусфере тяжелого осколка к числу частиц в полусфере легкого осколка.

Обсуждение результатов

В полученных угловых распределениях  $\alpha$ -частиц и протонов относительно осколков наблюдаются следующие особенности: а) в сторону тяжелого осколка направлено больше частиц (в среднем 56%  $\alpha$ -частиц и 52% протонов); б) направленность частиц в сторону тяжелого осколка увеличивается для асимметричных делений. Из рис. 1 видно, что в группе II асимметричных делений больше, чем в группе I.

Эффект отдачи, возникающий при испарении заряженных частиц, качественно объясняет отмеченные особенности. При испарении частицы ядро получает импульс отдачи в определенном направлении. Назовем полусферу, совпадающую с этим направлением, передней. Осколки деления разлетаются в системе делящегося ядра изотропно относительно направления импульса отдачи. При наличии импульса отдачи длина пробега осколков увеличивается в передней полусфере и уменьшается в противоположной полусфере. Вследствие этого в лабораторной системе координат наблюдается некоторый избыток коротких (тяжелых) осколков в направлении вылета заряженной частицы. Естественно ожидать, что эффект окажется более выраженным для делений с вылетом  $\alpha$ -частиц. Для более асимметричных делений наложение добавочного импульса сказывается сильнее [4], и величина отношения  $N_{\text{т}}/N_{\text{л}}$  уве-



личивается. Различие кривых *I* и *II* на рис. 1 также качественно объясняется большим изменением пробега осколков вследствие эффекта отдачи и большой скоростью переноса для делений группы *II*.

Приведем некоторые количественные оценки влияния отдачи испаряющихся заряженных частиц на их угловую корреляцию с направлением движения осколков, предполагая испарение заряженных частиц до или после деления. Вычисление вероятности того, что осколок приобретет определенную скорость при наложении на собственный импульс осколочного импульса отдачи, позволяет определить величину среднего изменения длины пробега осколочного импульса. Используя затем распределение числа делений в зависимости от величины отношения  $R_d/R_T$ , можно получить отношение числа легких осколков в передней полусфере, выделенной направлением импульса отдачи, к числу легких осколков в задней полусфере. Это отношение тождественно искомому отношению  $N_T/N_d$ . При расчете перпендикулярная составляющая скорости переноса ядра для делений [с вылетом протонов и  $\alpha$ -частиц принималась одинаковой, равной 0,0019 *C* [5]. Продольные составляющие переносной скорости ( $v$ , равные 0,0018 и 0,0029 *C* для делений группы *I* и *II* соответственно) взяты из работы [4]. Средние энергии испаряющихся заряженных частиц рассчитаны на основе работы [6] с учетом теплового расширения ядра [7]. Предполагается вылет из ядра  $U_{92}^{238}$  в результате каскадного процесса выбивания двух протонов, включая начальный, и двух нейтронов или трех протонов и одного нейтрона. Принято, что при испарении заряженных частиц до деления ядро теряет заряд  $\Delta z$ , равный единице или трем, и массу  $\Delta A$ , равную 14 или 18 соответственно для делений группы *I* или *II*. Можно считать, что в системе делящегося ядра распределение осколков относительно направления импульса переноса изотропно [4]. Испаряющиеся частицы вылетают также изотропно из возбужденного ядра до деления или из осколочного (относительно направления его движения) после деления. Ядро или осколок деления получают импульсы отдачи испаряющихся частиц последовательно.

Найдем вероятность  $W_N(\mathbf{v}) dv$  того, что после сложения  $N$  последовательных импульсов вектор скорости осколочного импульса будет лежать в интервале  $\mathbf{v}, \mathbf{v} + d\mathbf{v}$ . Вектор скорости осколочного импульса является результирующим  $N$  векторов  $\mathbf{v}_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ), величина и направление каждого из которых подчинены вероятностному

распределению  $\tau_i(v_i)$ . Полагаем, что  $\tau_i(v_i) = \frac{1}{(4\pi v_i^3) \delta(|\mathbf{v}_i|^2 - v_i^2)}$ , где  $\delta$  — дираковская  $\delta$ -функция. Воспользуемся выражением для искомой вероятности, приведенным в работе [9]. При делении урана частицами высоких энергий испаряется 10—20 нейтронов. Вероятность того, что изменение скорости осколочного импульса при испарении шести нейтронов со средней энергией  $\sim 3,5$  *Мэв* будет равно изменению скорости при испарении одного протона с энергией  $\sim 11$  *Мэв*, оказывается равной 0,01. Поэтому мы пренебрегаем эффектом отдачи при испарении нейтронов. При сравнении расчетных отношений  $N_T/N_d$  с опытными следует учитывать, что угловое распределение протонов относительно осколков (см. таблицу) получено суммированием по всем случаям делений (*I* и *II* группы). Поэтому расчетное отношение  $N_T/N_d$  для протонов было исправлено на эффект отдачи  $\alpha$ -частиц в делениях группы *II*, учитывая статистический вес таких случаев.

Аналогично исправлялось отношение  $N_T/N_d$  для  $\alpha$ -частиц на эффект отдачи протонов в делениях группы *II*. Кроме того, при сравнении расчетных отношений  $N_T/N_d$  с опытными необходимо учитывать наличие каскадных частиц, которые не коррелируют с осколками деления. С другой стороны, направленность каскадных частиц по пучку падающих протонов в совокупности с избытком легких осколков в этой полусфере [4] уменьшает отношение  $N_T/N_d$  на 1—2%. В таблице приведены исправленные расчетные отношения  $N_T/N_d$ . Наблюдается довольно хорошее совпадение расчетных отношений  $N_T/N_d$  с опытными\* независимо от предположения о моменте вылета частиц до или после деления. Поэтому мы рассчитали угловое распределение протонов и  $\alpha$ -частиц в лабораторной системе координат, усреднив угол вылета частицы по интервалу в  $30^\circ$  и определив таким образом средний импульс отдачи в каждом из интервалов. Зная среднее изменение длины пробега осколочного импульса в определенном угловом интервале, можно определить отношение  $N_T/N_d$  в этом интервале указанным выше способом.

Результаты расчета в предположении испарения заряженных частиц до или после деления для протонов и  $\alpha$ -частиц показаны на рис. 2.

\* Расчетные отношения  $N_T/N_d$  для  $\alpha$ -частиц, приведенные в таблице в скобках, не совпадают с опытными. По-видимому, это связано с тем, что среди наблюдаемых частиц доля каскадных  $\alpha$ -частиц значительно ниже 50% и близка к принятой ( $\sim 10\%$ ).



На этом же рисунке даны опытные пространственные угловые распределения протонов и  $\alpha$ -частиц. Пересчет угловых распределений частиц (в проекции) в пространственные распределения проводился методом, описанным в работе [9]. Для  $\alpha$ -частиц расчетное распределение в предположении испарения частиц до деления совпадает с опытными данными.

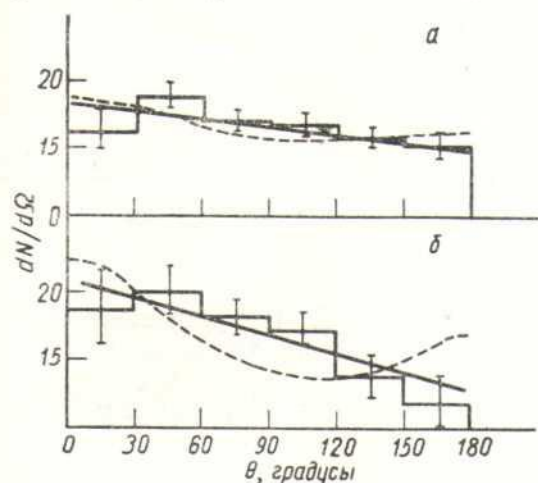


Рис. 2. Пространственное угловое распределение протонов (а) и  $\alpha$ -частиц (б), приведенное на единицу телесного угла относительно направления разлета осколков. Гистограмма — опыт: — и — — — расчет в предположении испарения частиц до и после деления соответственно.

Сравнение расчетного распределения с опытным, проведенное методом  $\chi^2$ , дает вероятность  $P(\chi^2) = 0,64$ . Для расчетного распределения в предположении испарения частиц после деления  $P(\chi^2) < 0,01$ . В случае протонов картина менее определена. Это связано с тем, что при испарении протонов из осколков их угловое распределение в системе делящегося ядра мало отличается от изотропного распределения из-за большей по сравнению с  $\alpha$ -частицами собственной скорости. Поэтому даже при относительно небольших статистических ошибках наблюдений трудно обнаружить отклонение от изотропности в угловом распределении протонов. Однако в нашем случае можно отдать некоторое предпочтение предположению об испарении протонов до деления. Это следует из сравнения расчетных распределений с опытными данными. Если предположить, что испарение протонов происходит до деления, то  $P(\chi^2) = 0,48$ , а в предположении испарения протонов из осколков  $P(\chi^2) = 0,21$ .

Оценим влияние скорости переноса ядра и отдачи испаряющихся заряженных частиц на рас-

пределение числа делений в зависимости от величины отношения  $R_d/R_T$ . Возьмем за исходное распределение кривую I (см. рис. 1). Вычислив среднее изменение пробега осколка при наложении на собственный импульс осколка импульса отдачи от испарения одной  $\alpha$ -частицы и импульса переноса для делений группы II, получим расчетное распределение числа делений в зависимости от величины  $R_d/R_T$  (кривая III рис. 1). Отношение числа делений с  $R_d/R_T \geq 1,45$  к числу делений с  $R_d/R_T < 1,45$  принимается за меру асимметрии. Это отношение равно 0,39; 0,62; 0,46 для кривых I, II и III соответственно. Авторы работы [10], выполненной методом фотоэмульсий, считают, что увеличение доли асимметричных делений при высоких энергиях возбуждения обусловлено появлением новых масс продуктов деления. Наши данные свидетельствуют о том, что наряду с таким объяснением необходимо еще учитывать деформацию кривой распределения числа делений по величине  $R_d/R_T$ , обусловленную скоростью переноса ядра и импульсами отдачи испаряющихся заряженных частиц.

Таким образом, явление отдачи объясняет наблюдаемый избыток заряженных частиц в сторону тяжелого осколка деления. Сравнение опытного и расчетного угловых распределений заряженных частиц относительно разлетающихся осколков подтверждает вывод о том, что подавляющая часть  $\alpha$ -частиц и, по-видимому, значительная доля протонов испаряется из возбужденного ядра урана до деления. С учетом эффекта отдачи в системе делящегося ядра наблюдается изотропия в угловом распределении заряженных частиц относительно линии разлета осколков в группе симметричных делений ( $R_d/R_T \leq 1,23$ ). Перпендикулярная анизотропия вылета  $\alpha$ -частиц относительно линии разлета осколков обнаруживается только в асимметричных делениях ( $R_d/R_T > 1,23$ ). Это видно из величины отношения  $N_{60 \pm 120^\circ} / (N_{0 \pm 30^\circ} + N_{150 \pm 180^\circ})$  для  $\alpha$ -частиц (см. таблицу), которое для делений с  $R_d/R_T \leq 1,23$  и  $R_d/R_T > 1,23$  равно соответственно

$$0,90 \left\{ \begin{array}{l} \pm 0,18 \\ \pm 0,15 \end{array} \right. \text{ и } 1,37 \left\{ \begin{array}{l} \pm 0,28 \\ \pm 0,22 \end{array} \right.$$

Авторы выражают благодарность Н. С. Ивановой и А. И. Обухову, принявшим участие в обсуждении результатов.

Поступила в Редакцию 20/VI 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Остроумов, Р. А. Филов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 33, 1335 (1957).



2. Н. С. Иванова, В. И. Остроумов, Р. А. Филов. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. сов. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 452.
3. E. W. Baker, S. Katcoff. Phys. Rev., 126, 729 (1962).
4. А. И. Обухов. В сб. «Физика деления атомных ядер». М., Госатомиздат, 1962, стр. 217.
5. А. И. Обухов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 1042 (1958).
6. D. Le Conteur. Proc. Phys. Soc., A63, 259 (1950).
7. Э. Сегре. Экспериментальная ядерная физика. Т. 2. М., Изд-во иностр. лит., 1955, стр. 154.
8. С. Чандрасекар. Стохастические проблемы в физике и астрономии. М., Изд-во иностр. лит., 1947.
9. В. И. Остроумов, Р. А. Филов. «Приборы и техника эксперимента», 2, 44 (1957).
10. В. П. Шамоу, О. В. Ложкин. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 29, 286 (1955).



УДК 539.173.84

## Вычисление энергии возбуждения осколков деления

Г. И. Бабкин

В работе рассматривается вопрос о дополнительной энергии возбуждения осколков в процессе разлета. Показано, что эта энергия составляет величину  $\sim 1$  Мэв.

На основании вычисленной энергии возбуждения осколков оценивается число вторичных нейтронов. Результаты вычислений сравниваются с экспериментальными данными.

Вопрос о количестве вторичных нейтронов деления имеет большое практическое значение. Для оценки этой величины необходимо определить энергию возбуждения ядер-осколков.

При делении тяжелых ядер нейтронами помимо ядер-осколков испускаются вторичные быстрые нейтроны, способные в свою очередь вызывать деление. Это так называемые мгновенные нейтроны, которые испускаются осколками непосредственно после процесса расщепления исходного ядра быстрее чем за  $10^{-15}$  сек. Среднее число нейтронов, испускаемых на один акт деления, является важной характеристикой этого процесса.

Энергия, выделяющаяся при делении, распределяется между кинетической энергией разлетающихся осколков и их энергией возбуждения. Экспериментальные данные показывают, что средняя кинетическая энергия осколков деления не зависит существенно от энергии возбуждения делящегося ядра. Это означает, что почти вся энергия возбуждения делящегося ядра идет на возбуждение осколков. Ясно, что величина энергии возбуждения осколков полностью определяет среднее число мгновенных нейтронов деления.

Вопрос о вычислении энергии возбуждения осколков деления рассматривался в работе [1] на основе модели жидкой капли с введением

некоторой вязкости. В предположении, что уравнения поверхности осколков имеют вид

$$r_i(\Theta_i) = R_i \left[ 1 + \sum_{n=0}^3 a_{ni} P_n(\cos \Theta_i) \right]$$

(где  $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ ,  $r_0 = 1,22 \cdot 10^{-13}$  см  $i = 1, 2$ ), были выведены классические уравнения движения для переменных  $a_{2i}$ ,  $a_{3i}$ ,  $a = d/r_0$  ( $d$  — расстояние между центрами тяжести осколков). В работе [2] величина энергии взаимодействия осколков вычислена в квадратичном приближении по  $a_{2i}$ ,  $a_{3i}$  и найдены начальные условия для переменных  $a_{2i}$ ,  $a_{3i}$   $a$ . Начальные значения скоростей  $\dot{a}_{2i}$ ,  $\dot{a}_{3i}$ ,  $\dot{a}$  при пороговом и спонтанном делениях получены в работе [1].

Рассмотрим предельный случай малых возбуждений, когда силами трения можно пренебречь. При этом энергия возбуждения осколков будет равна энергии колебаний при  $a \rightarrow \infty$ . Как показывают вычисления, добавочная энергия возбуждения осколков при разлете, обусловленная их кулоновским взаимодействием, сравнима с величиной  $h\omega$  кванта поверхностных колебаний осколков. В связи с этим представляет интерес не классическое, а квантовое рассмотрение этого вопроса.

Однако уменьшение кинетической энергии разлетающихся осколков мало, поэтому влиянием возбуждения на движение осколков можно пренебречь. При этом можно считать, что осколки движутся по классической траектории:

$$a = \delta (\operatorname{ch} \xi + 1); \quad \tau = \varepsilon (\operatorname{sh} \xi + \xi);$$

$$\delta = \frac{a_0}{2}; \quad \varepsilon = \sqrt{\frac{\mu a_0^3}{8Z_1 Z_2}}$$