

✓ SD 2100901

ИТЭФ-137



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

Б.Д.ВОДЕННИКОВ, Г.В.ДАНИЛЯН, В.П.ДРОНЯЕВ,
В.В.НОВИЦКИЙ, В.С.ПАВЛОВ, Е.С.РЖЕВСКИЙ

ПОВТОРНЫЕ
ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ
P — НЕЧЕТНОЙ АСИММЕТРИИ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu ,
ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ
ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

МОСКВА 1980.

Повторно измерены коэффициенты асимметрии конусона-
ных осколков при делении ядер ^{235}U , ^{235}U , ^{239}Pu
подкрепованными тепловыми нейтронами. Осколки деления
детектировались конизационной камерой. Получены следую-
щие значения

$$\alpha(^{235}\text{U}) = (4,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$$

$$\alpha(^{236}\text{U}) = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$$

$$\alpha(^{240}\text{Pu}) = (-6,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$$

В работах [1-3] была обнаружена P-нечетная угловая корреляция вида

$$W(\theta) = \text{Const} \left(1 + \alpha \frac{\vec{\sigma} \vec{p}_A}{|\vec{\sigma}| |\vec{p}_A|} \right)$$

между импульсом легкого осколка \vec{p}_A и вектором поляризации нейтронов $\vec{\sigma}$ при делении ядер ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu поляризованными тепловыми нейтронами. В дальнейшем существование обнаруженного явления было подтверждено рядом авторов [4-8], однако, коэффициенты асимметрии α , полученные в разных работах, несколько отличаются по величине.

В данной статье сообщаются результаты повторных измерений коэффициентов асимметрии при делении ядер ^{235}U , ^{235}U , ^{239}Pu поляризованными тепловыми нейтронами. В отличие от экспериментов [1-3], в которых осколки деления регистрировались кремнивыми поверхностно-барьерными детекторами, в настоящей работе применялась ионизационная камера без сетки. Это позволило использовать мишень дальнего действия большой площади, что и определяет хорошую статистическую точность результатов.

I. Экспериментальная установка и методики измерений

I. Коллимированный пучок нейтронов из горизонтального канала твистоводного реактора ИГЭ падает на магнитическое до рассеяния кобальтовое зеркало под средним

ушком 6,5 (см. рис. 1). Отраженный пучок поляризованных теплых нейтронов проходил через систему управления поляризацией, вновь поляризовался для отделения от прямого пучка и попадал в камеру деления. Последняя представляла собой трубу из нержавеющей стали, по оси которой вдоль пучка нейтронов была натянута алюминиевая фольга толщиной не менее 14 мкм с нанесенным на обе стороны слоем диэлектрического вещества поверхностной плотностью $d \leq 100$ мкг/см². С двух сторон от мишени располагались собиратели электронов. Рабочий объем камеры заполнялся смесью газов Ar (99%) CO₂ (3%) до давления, при котором пробег наиболее энергичных легких осколков равен расстоянию между мишенью и собирателем электронов. Каждый из собирателей электронов был подключен к своему преусилителю, далее усиленные сигналы поступали на интегральные дискриминаторы (см. рис. 2.), один из которых (А) выдавал сигналы с амплитудой, превышающей амплитуду импульса от легкого осколка с минимальной кинетической энергией, другой (Б) - с амплитудой, превышающей амплитуду импульса от тяжелого осколка минимальной кинетической энергии. Сформированные импульсы с дискриминаторов поступали на пересчетные схемы. Направление поляризации пучка нейтронов реверсировалось раз в секунду; на время переходных процессов (30 мсек) пересчетные схемы блокировались, и в этот момент информация с них поступала в соответствующие группы памяти ЭММ ЮЮЮ в зависимости от направления поляризации пучка нейтронов и накапливалась там.

Через каждые 30 минут ЭМ вычисляла коэффициенты асимметрии

$$a_{ijk} = \frac{\vec{N}_{ijk} - \overleftarrow{N}_{ijk}}{\vec{N}_{ijk} + \overleftarrow{N}_{ijk}},$$

где N_{ijk} - числа отсчетов, накопленные в памяти ЭМ за одинаковое время при разных направлениях поляризации луча, i - номер получасовой экспозиции, j - индекс детектора осколков, $j = I, II$ (ионизационные камеры деления слева и справа от мишени), k - индекс дискриминатора ($k = A$ - легкие осколки, $k = \Sigma$ - сумма легких и тяжелых осколков). Таким образом, одновременно измерялось 4 коэффициента асимметрии: два для легких осколков, два для суммы легких и тяжелых осколков. По окончании измерений коэффициенты a_{ijk} усреднялись по формуле

$$\bar{a}_{jk} = \frac{\sum \omega_i a_{ijk}}{\sum \omega_i},$$

где ω_i - вес i -й серии измерений, пропорциональный $\vec{N}_{ijk} + \overleftarrow{N}_{ijk}$, и вычислялась среднеквадратичная ошибка

$$\Delta_{\text{ср.кв.}} = \sqrt{\frac{\sum \omega_i (a_{ijk} - \bar{a}_{jk})^2}{(n-1) \sum \omega_i}}.$$

Наряду с этим вычислялась среднестатистическая ошибка

$$\Delta_{\text{стат}} = \frac{1}{\sqrt{2 N_{jk}}},$$

и эти две ошибки сравнивались; в приведенных ниже экспериментальных результатах дается наибольшая из них.

2. В конвекционной камере без сетки величина заряда, собираемого на электроде, при условии работы на электронной составляющей тока, зависит от места конвекции, и поэтому амплитуда импульса на собирающем электроде является функцией угла вылета осколка из мишени. Для оценки формы амплитудного спектра сигналов с камеры деления были рассчитаны в виде гистограмм формы аппаратурных линий для кинетических энергий осколка E_0 . Значения E_0 брались с шагом 4 МэВ. При получении гистограмм использовался шаг для значений косинуса угла вылета осколков, равный 0,05. В расчетах аппаратурной линии были сделаны следующие допущения:

1. Амплитуда импульса на собирающем электроде пропорциональна расстоянию от центра "тяжести" трека до собирающего электрода [9] .

2. Зависимость энергии осколка от остаточного пробега является квадратичной функцией (аппроксимация графика, приведенного в монографии [9]) .

3. Все осколки вылетают из слоя, находящегося внутри вещества мишени на расстоянии 50 мкг/см² от поверхности. Следует отметить, что средний полный пробег осколка в веществе мишени равен ~ 10 мг/см².

С помощью гистограмм аппаратурной линии были образованы спектры кинетических энергий осколков, приведенные в работах [10, 11] . Полученные гистограммы (см. рис. 3), естественно, лишь приблизительно описывают форму реального спектра, но, тем не менее, по ним можно судить о факторе перемешивания групп легких и тяжелых осколков.

II. Результаты измерений и обработка

I. Измерения, в основном, проводились в геометрии, ограничивающей углы вылета осколков из мишени. Для этого на расстоянии 2 мм от мишени устанавливались коллиматоры, представляющие собой алюминиевые пластины толщиной 2,5 мм с отверстиями ϕ 4,5 мм, просверленными с шагом 5 мм (прозрачность $\sim 75\%$). Методом Монте-Карло был рассчитан средний косинус угла между нормалью к плоскости коллиматора и направлением вылета осколка $\overline{\cos \theta} = 0,83$.

В измерениях с мишенями ^{233}U , ^{235}U (толщина делящегося слоя 0,1 мг/см²) расстояние между мишенью и собирающим электродом было 25 мм, в измерениях с мишенью ^{239}Pu (толщина делящегося слоя $\sim 0,02$ мг/см²) — 17 мм. На рис. 4а, в приведены характерные спектры распределения осколков деления по амплитудам сигналов с ионизационной камеры. Подъем в левой части спектров обусловлен вытягиванием в рабочий объем электронов из ионизационного трека осколков, задержанных коллиматором. Уровни порогов дискриминаторов показаны на рисунке. Следует отметить, что в измерениях с мишенью ^{239}Pu из-за сильного примешивания импульсов от осколков, задержанных коллиматором, к группе тяжелых осколков строго устанавливался только порог дискриминатора (Λ). Уровень порога (Σ) определялся условием $N_{\Sigma} \approx 2N_{\Lambda}$.

Измерения без ограничения на углы вылета осколков были проведены для мишеней ^{233}U , ^{235}U . Характерные спектры распределения сигналов по амплитуде приведены на рис. 4б. Там же показаны уровни порогов дискриминаторов.

Значения коэффициентов a_k ($k = \Lambda, \Sigma$), полученные объединением экспериментальных результатов для обеих камер I, II, представлены в таблице I.

Таблица I

Ядро-мишень	Геометрические условия	$a_\Lambda \cdot 10^4$	$a_\Sigma \cdot 10^4$	Число экспозиций
^{235}U	Коллиматор	$3,21 \pm 0,61$	$0,1^+ - 0,37$	531
—	Без коллиматора	$1,59 \pm 0,14$	$-0,06 \pm 0,09$	662
^{235}U	Коллиматор	$0,92 \pm 0,19$	$0,16 \pm 0,13$	547
—	Без коллиматора	$0,27 \pm 0,15$	$-0,13 \pm 0,10$	161
^{239}Pu	Коллиматор	$-4,37 \pm 0,58$	$-0,72 \pm 0,38$	308

2. Из известных экспериментальных величин

$$a_\Lambda = \frac{\vec{N}_\Lambda - \overset{\leftarrow}{N}_\Lambda}{\vec{N}_\Lambda + \overset{\leftarrow}{N}_\Lambda}, \quad a_\Sigma = \frac{\vec{N}_\Sigma - \overset{\leftarrow}{N}_\Sigma}{\vec{N}_\Sigma + \overset{\leftarrow}{N}_\Sigma}$$

можно получить значение коэффициента асимметрии для тяжелых осколков,

$$a_T = \frac{\vec{N}_T - \overset{\leftarrow}{N}_T}{\vec{N}_T + \overset{\leftarrow}{N}_T},$$

где $N_T = N_\Sigma - N_\Lambda$ — счет тяжелых осколков. Простые вычисления с учетом того, что a_Σ, a_Λ — зависимые величины, дают

$$a_T = \frac{a_\Sigma - \gamma a_\Lambda}{1 - \gamma}, \quad \Delta a_T = \sqrt{\frac{(\Delta a_\Sigma)^2 - \gamma^2 (\Delta a_\Lambda)^2}{1 - \gamma}}$$

$$\gamma = N_\Lambda / N_\Sigma$$

Используя значения a_L, a_T и принимая во внимание "перемешивание" тяжелых и легких осколков в спектре, можно получить коэффициенты P -нечетной асимметрии a', a'' , поправленные на геометрический фактор f^L, f^T , связанный с $\cos \theta$. Для камеры без сетки задача усложняется тем, что в распределение по амплитудам импульсов входит зависимость от угла вылета осколков из мишени.

Коэффициенты асимметрии, поправленные на геометрический фактор f^L, f^T , обозначим

$$a' = a_L / f^L, \quad a'' = -a_T / f^T.$$

Количественный учет перемешивания групп легких и тяжелых осколков, основанный на анализе реальных спектров и полученных гистограмм, дает возможность оценить геометрические факторы f^L и f^T . Результаты расчетов коэффициентов a', a'' приведены в таблице 2.

Ядро-мишень	Геометр. условия	$a_L \cdot 10^4$	$a_T \cdot 10^4$	$a' \cdot 10^4$	$a'' \cdot 10^4$	$a_s \cdot 10^4$
233 U	колл.	3.2 ± 0.6	-3.0 ± 0.4	4.0 ± 0.8	3.8 ± 0.6	4.6 ± 0.6
—	без колл.	1.6 ± 0.1	-1.5 ± 0.1	3.5 ± 0.4	3.4 ± 0.3	4.1 ± 0.3
235 U	колл.	0.9 ± 0.2	-0.6 ± 0.2	1.1 ± 0.2	0.7 ± 0.2	1.1 ± 0.2
—	без колл.	0.3 ± 0.2	-0.5 ± 0.1	0.6 ± 0.3	1.1 ± 0.3	1.0 ± 0.3
239 Pu	колл.	4.4 ± 0.6	—	-5.7 ± 0.8	—	-6.7 ± 0.9

Так как значения a', a'' для одинаковых условий в пределах ошибок согласуются между собой, эти значения усредняются по формуле

$$\bar{a} = \frac{W_1 a_1 + W_2 a_2}{W_1 + W_2},$$

$$\Delta \bar{a} = \frac{1}{\sqrt{W_1 + W_2}}, \quad W_1 = \frac{1}{(\Delta a_1)^2}, \quad W_2 = \frac{1}{(\Delta a_2)^2}$$

В последнем столбце таблицы 2 приведены значения коэффициентов асимметрии, поправленные на степень поляризации нейтронного пучка

$$p_n = 0.84, \quad a_f = \bar{a} / p_n$$

Из таблицы 2 видно, что величины коэффициентов a_f , измеренные в различной геометрии опыта (для ^{233}U и ^{235}U) хорошо согласуются между собой.

Объединив результаты измерений, получим

$$a_f(^{233}\text{U} + n) = (4,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$$

$$a_f(^{235}\text{U} + n) = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$$

$$a_f(^{239}\text{Pu} + n) = (-6,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$$

Сравнивая результаты экспериментов, в которых измерялись коэффициенты асимметрии вылета осколков, можно отметить, что полученные в настоящей работе данные в пределах ошибок согласуются с результатами работ [6, 1, 8]. Некоторое отличие величин a_f из работы [2] от коэффициента асимметрии, полученного в этой работе, по-видимому, можно объяснить тем, что в работе [2] не вносились поправки на перемешивание групп легких и тяжелых осколков, которая с учетом удлинения энергетического разрешения полупроводниковых детекторов в процессе измерений может увеличить результат на 10-12%.

Причины расхождения данных настоящей работы с

результатом работы [3] пока не ясны. Надо заметить, что измерение эффектов асимметрии на уровне 10^{-4} является достаточно сложной экспериментальной задачей, требующей учета большого числа разнообразных факторов, вносящих вклад в систематическую ошибку измерений, поэтому некоторые количественные отличия результатов работ, проведенных разной методикой, по-видимому, естественны.

Авторы благодарят В.А.Емельянова, Р.С.Знаменкина, А.И.Понсмарева за помощь в проведении измерений, С.П.Боровлева и В.М.Гарочкина за обеспечения бесперебойной работы ЭМ, В.И.Мостового и В.И.Кудова, любезно согласившихся предоставить нам во временное пользование плутониевые мишени, Н.А.Бургова за интерес к работе.

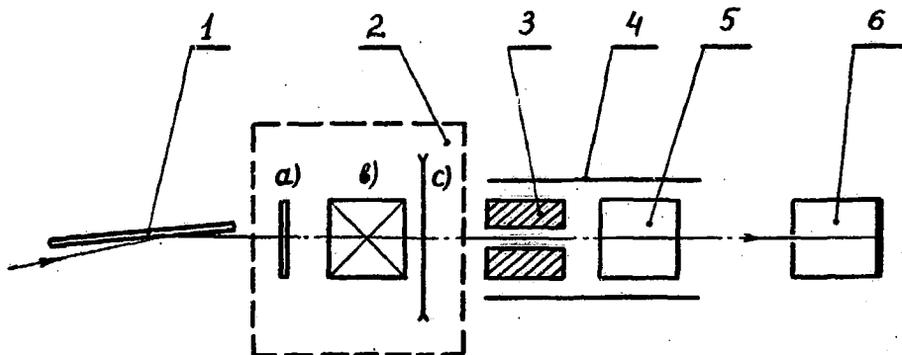


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 - кобальтовое зеркало-поляризатор; 2 - система управления поляризацией (подробнее см. в раб./1/); 3 - коллиматор; 4 - магнитопровод; 5 - камера деления; 6 - счетчик нейтронов.

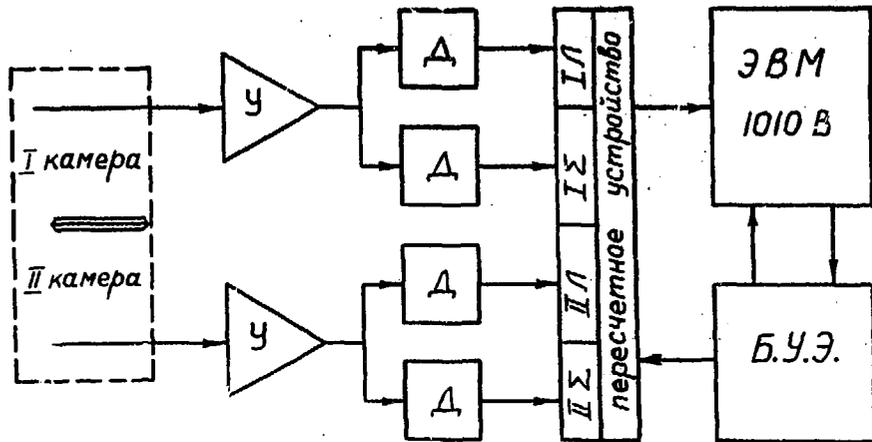


Рис.2. Блок-схема электронной части установки: У - усилительный тракт; Д - интегральный дискриминатор; Б.У.Э. - блок управления экспериментом.

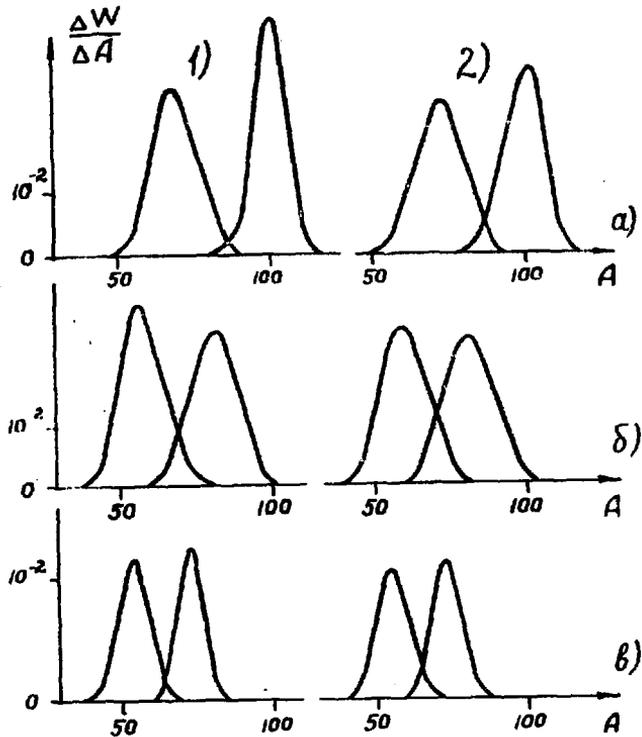


Рис.3. Рассчитанные спектры распределений осколков по амплитудам импульсов: 1 - для мишени ^{233}U , ^{235}U ; 2 - для мишени ^{239}Pu ; а) исходное распределение по кинетическим энергиям; б) распределение амплитуд импульсов при $2\mathcal{E}$ -геометрии; в) распределение амплитуд импульсов при ограничении углов вылета осколков условием $\cos\theta > 0,75$.

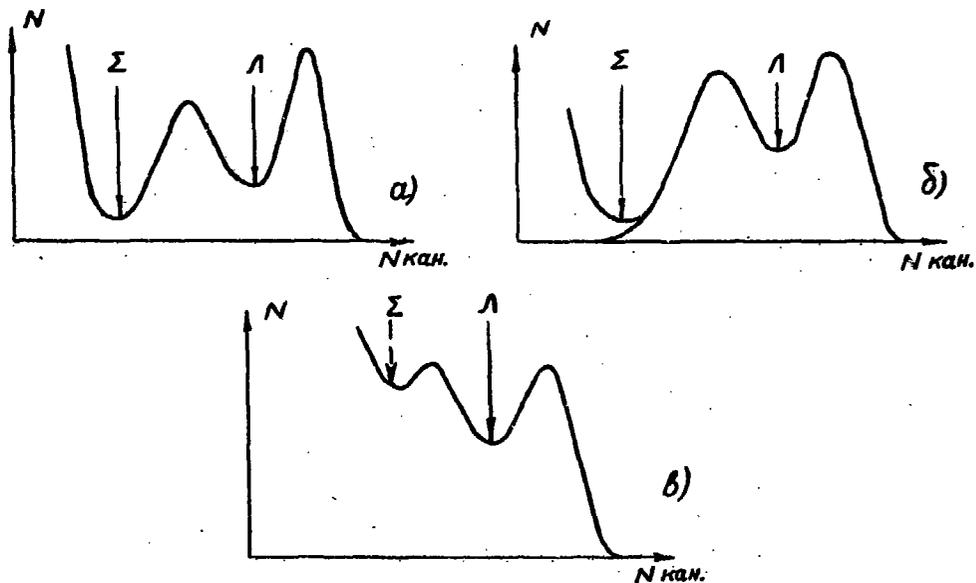


рис. 4. Амплитудные спектры осколков: а) мишень ^{233}U , ^{235}U с коллимацией осколков; б) мишень ^{233}U , ^{235}U без коллимации осколков; в) мишень ^{239}Pu , с коллимацией осколков.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Давидян Г.В. и др. М., Препринт ИТЭФ, 1977, в 4.
 2. Давидян Г.В. и др. "Письма в ЖЭТФ", 26, 197, 1977.
 3. Воденников Б.Д. и др. "Письма в ЖЭТФ", 27, 68, 1978.
 4. Андреев В.Н. и др. "Письма в ЖЭТФ", 28, 53, 1978.
 5. Андреев В.Н. и др. "ЖЭТФ", 30, 306, 1979.
 6. Петухов А.К. "Письма в ЖЭТФ", 30, 470, 1979.
 7. Андреев В.Н. и др. "Письма в ЖЭТФ", 31, 560, 1980.
 8. Боровикова Н.В. и др. "Письма в ЖЭТФ", 30, 527, 1979.
 9. Россин Б., Штауб Г. Исследования камер и счетчиков. М., МИ, 1951.
 10. Pleasanton P. "Phys.Rev.", 174, 1500, 1968.
- II. Stein W.E. "Phys.Rev.", 108, 94, 1957.



Работа поступила в ОНТИ 18/УИ-1980г.

Подписано к печати 29/УИ-80г. Т-16273. Формат 70х108 1/16.
Печ.л.Г.О.Тираж 250 экз. Заказ137.Цена 7 коп. Индекс 3624.

Отдел научно-технической информации ИТЭФ, П17259, Москва

7 коп.

ИНДЕКС 3624