

5297

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 5297



Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ $\bar{\nu}$
ПРИ ДЕЛЕНИИ U - 235 И Pu - 239
РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1970

РЗ - 5297

Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ $\bar{\nu}$
ПРИ ДЕЛЕНИИ $U - 235$ И $Pu - 239$
РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Направлено в ЯФ

Впервые влияние состояний переходного ядра на распределение реализующейся энергии при делении между \bar{E}_k — средней кинетической энергией осколков и \bar{E}^* — средней энергией возбуждения осколков было предсказано В.Н. Андреевым^{/1/} и экспериментально обнаружено в энергетической зависимости \bar{E}_k и \bar{E}^* при делении U-233 и U-235 ν - и p-нейтронами^{/2/}.

Аналогичные эффекты, по-видимому, должны иметь место и при делении только ν -нейтронами в зависимости от реализуемого состояния переходного ядра.

Критерием возбуждения осколков, по современным представлениям, является количество испускаемых нейтронов и γ -квантов на акт деления. При этом число γ -квантов слабо зависит от A и практически не зависит от энергии взаимодействующих нейтронов. Таким образом, можно считать, что возможное изменение среднего числа нейтронов на акт деления $\bar{\nu}$, по современным представлениям, полностью определяет изменение \bar{E}^* .

Так как величина $\bar{\nu}$ играет важную роль в ядерной энергетике, то еще в первых работах^{/3,4/} было показано, что ее изменения вблизи тепловой энергии не превышали 1% при точности (0,5+1)% для U-235 и Pu-239, а в резонансной области энергий для Pu-239 максимальные

изменения $\bar{\nu}$ от резонанса к резонансу достигали 13% при точности $\sim (3-5)\%$ ^{/5/}. Весьма малые, но вполне заметные в эксперименте изменения от резонанса к резонансу \bar{E}_k также наблюдались в работах^{/6,7/}.

Создавшаяся ситуация стимулировала измерения вариаций $\bar{\nu}$ для $U-235$ и $Pu-239$ со значительно лучшей точностью и в более широком диапазоне энергий взаимодействующих резонансных нейтронов. Предварительные данные этих измерений сообщались авторами в работах^{/8,9,10/}.

Измерения

Измерения были проведены методом времени пролета с импульсным быстрым реактором ОИЯИ в качестве источника резонансных нейтронов^{/11/}. Разрешение составляло ~ 60 нсек/м.

Для регистрации нейтронов деления использовался жидкостный сцинтилляционный детектор объемом 500 литров с введенным в раствор кадмием, подобный описанному в^{/12/}. При использованной концентрации кадмия среднее время жизни нейтрона до захвата в детекторе $\bar{\tau}$ составляло ~ 8 мксек. Импульсы от камеры деления или мгновенных γ -лучей деления^{/12/} открывали временные ворота на время $(2-3)\bar{\tau}$, число зарегистрированных импульсов детектора запоминалось триггерами и по окончании регистрации вместе с меткой "эффект" переносилось на многомерный анализатор с памятью на магнитной ленте^{/13/}. Для измерения фона ворота открывались вторично через время $5\bar{\tau}$ после момента деления и число зарегистрированных импульсов с меткой "фон" также переносилось на многомерный анализатор. После этапа накопления производилась сортировка информации с помощью памяти интегрирующего типа. Устройство отбора многомерного анализатора позволило получать временные спектры, соответствующие регистрации 0,1,2... импульсов на акт деления отдельно для эффекта и фона.

В конце каждого цикла измерений с помощью системы связи вся информация (суммарная информация включала несколько сотен массивов по 2048 чисел в каждом) передавалась на ЭВМ "Минск-2". Первичная обработка временных спектров, включающая такие простые операции как сортировка и суммирование идентичных серий, введение некоторых поправок, получение сумм отсчетов в определенных энергетических границах и т.д., проводилась с использованием вычислительной системы с визуальным каналом связи в виде осциллографа со световым карандашом^{/14/}. Окончательная обработка информации проводилась на ЭВМ М-20.

Основные измерения вариаций $\bar{\nu}$ от резонанса к резонансу были проведены с использованием регистрации момента деления по мгновенным γ -лучам деления^{/12/}. Толщины образцов составляли $8,3 \cdot 10^{-5}$; $4,3 \cdot 10^{-4}$; $2,1 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн для U-235 (обогащение 90%) и $2,8 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн для Pu-239 (обогащение 98,3%). Проверка этой методики измерений была проведена с помощью многослойной ионизационной камеры для детектирования актов деления^{/15/}, содержащей около 1г U-235. Оба метода измерений давали хорошо согласующиеся результаты. Методика измерений $\bar{\nu}$ подробно описана в^{/16/}. Блок-схема измерений приведена на рис. 1.

Обработка

В общем случае для каждого резонанса в пределах энергетических границ обрезания рассчитывалась величина $(\overline{\nu \epsilon_n})_1$ в соответствии с выражением

$$(\overline{\nu \epsilon_n})_1 = \sum_{j=m}^{m+k} (\overline{\nu \epsilon_n})_j = \sum_{j=m}^{m+k} \frac{\sum_{n=0}^7 n (N_{nj} - \omega_i \Phi_{nj} - F_{nj})}{Q \sum_{n=0}^7 (N_{nj} - \omega_i \Phi_{nj} - F_{nj})}, \quad (1)$$

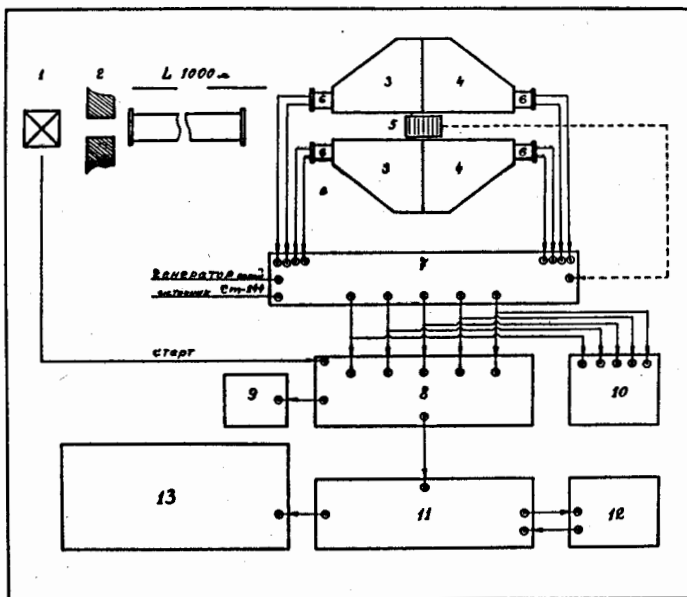


Рис. 1. Блок-схема измерений и обработки экспериментальных данных: 1. Импульсный быстрый реактор, 2. Коллиматоры, 3,4. Объемы жидкостного сцинтилляционного детектора, 5. Исследуемые образцы или делительная камера, 6. Фотоумножители, 7. Электронная аппаратура регистрации нейтронов, 8. Многомерный анализатор с памятью на магнитной ленте, 9. Контрольное записывающее устройство, 10. Контрольное пересчетное устройство, 11. ЭВМ "Минск-2", 12. Световой карандаш, 13. ЭВМ М-20.

- где N_{nj} - число случаев регистрации n импульсов детектора;
- Φ_{nj} - число случаев регистрации n фоновых импульсов от пу, пп -процессов в образце и реакторного фона ("переменный фон") для того же числа делений;
- F_{nj} - число случаев регистрации n фоновых импульсов, связанных с фоном образца и радиоактивным фоном помещения ("постоянный фон") для того же времени измерения, что и N_{nj} ;
- ω_1 - поправочный коэффициент на эффект энергетического смещения при регистрации переменного фона методом задержанных совпадений;
- Q - поправочный коэффициент, учитывающий просчёты, связанные с разрешающим временем канала регистрации нейтронов деления.

Таким образом, знаменатель выражения (1) представляет собой число зарегистрированных актов деления, а числитель - соответствующее число зарегистрированных нейтронов.

Нетрудно показать, что число зарегистрированных актов деления связано с истинным числом актов деления в образце $N_f^{\text{ист.}}$ соотношением

$$\sum_{n=1}^7 (N_{nj} - \omega_1 \Phi_{nj} - F_{nj}) = N_f^{\text{ист.}} (1 - C_0) B_0, \quad (2)$$

где B_0 - вероятность не зарегистрировать ни одного фонового импульса на акт деления, $C_0 = 1 - \exp[-(\overline{\nu \epsilon_n})_1]$ для распределения вероятности испускания нейтронов на акт деления по закону Пуассона.

В сериях измерений с ионизационной камерой деления в качестве образца знаменатель выражения (1) представлял собой просто число отсчётов камеры за вычетом фона в пределах рассматриваемого резонанса.

Величина "постоянного фона" для большинства резонансов не превышала ~ 3% (U -235) и ~ 10% (Pu -239) от полного счёта по резонансу. Максимальная величина "переменного фона" достигала ~ 5% для некоторых сильных резонансов Pu -239 в измерениях с толстыми образцами.

Выражение для поправочного коэффициента ω_1 было получено в работе авторов^{/17/} в предположении лоренцевой формы изменения счётной загрузки в пределах резонанса:

$$\omega_1 = \left\{ \int_{E_1-E_1}^{E_2-E_1} \left[E_1^2 + \left(\frac{c}{2}\right)^2 \right]^{-2} dE_1 \right\} \int_{E_1-E_1}^{E_2-E_1} \left\{ [(E_1 + \Delta)^2 + \left(\frac{c}{2}\right)^2] \left[E_1^2 + \left(\frac{c}{2}\right)^2 \right]^{-1} \right\}^{-1} dE_1 \quad (3)$$

где E_1, E_2 - границы обрезания рассматриваемого резонанса, Δ - задержка при измерении фона и c - аппаратная ширина резонанса на половине высоты в электронвольтах.

Коэффициенты ω_1 для каждого резонанса рассчитывались на ЭВМ. Величины ω_1 лежат в пределах от 1 до 1,1 и только для резонансов при энергиях 40-80 эв ω_1 возрастает до величины 1,3.

Распределение вероятности регистрации нейтрона деления в пределах временного окна схемы пропускания имеет экспоненциальный характер. Это приводит к тому, что даже при сравнительно малом числе регистрируемых нейтронов возможно наложение двух импульсов в пределах разрешающего времени электронной аппаратуры, вероятность которого при достаточно широком окне схемы пропускания T равна $k = 2\tau_{\text{э}} \int_0^T f^2(t) dt$, где $\tau_{\text{э}}$ - разрешающее время электронной аппаратуры, $f(t)$ - нормированное распределение времени жизни нейтрона в детекторе.

Экспериментально определенная величина $k = 0,083 \pm 0,004$ при $T = 20 \text{ мксек}$ и $\tau_{\text{э}} = 0,25 \text{ мксек}$. Поправочный коэффициент в выражении (1) $Q = 1 - \frac{k}{2} (\nu \epsilon_n)_i^{\text{эксп.}}$.

Каждая серия измерений, характеризуемая толщиной образца и ϵ_n , обрабатывалась в соответствии с формулой (1). Для сопоставления набора значений $(\overline{\nu\epsilon_n})_1$ в различных сериях измерений рассматривалась величина $(\overline{\nu\epsilon_n})_1 / \langle \overline{\nu\epsilon_n} \rangle$, где через $\langle \dots \rangle$ обозначено усреднение по всем исследованным резонансам. Эта величина в разумном предположении постоянства ϵ_n от резонанса к резонансу соответствует вариациям $\overline{\nu}_1$ относительно $\langle \overline{\nu}_1 \rangle$ - среднего по всем исследованным резонансам.

Статистическая ошибка определялась в соответствии с выражением

$$\sigma(\overline{\nu\epsilon_n}) = \left\{ \sum_{n=0}^{\tau} \sum_{j=m}^{m+k} n^2 (N_{nj} + \omega_1 \Phi_{nj} + F_{nj}) - \left[\sum_{n=0}^{\tau} \sum_{j=m}^{m+k} n (N_{nj} + \omega_1 \Phi_{nj} + F_{nj}) \right]^2 \right\} \times \quad (4)$$

$$\times \left[\sum_{n=0}^{\tau} \sum_{j=m}^{m+k} (N_{nj} + \omega_1 \Phi_{nj} + F_{nj}) \right]^{1/2} \left\{ Q \sum_{n=0}^{\tau} \sum_{j=m}^{m+k} (N_{nj} - \omega_1 \Phi_{nj} - F_{nj}) \right\}^{-1},$$

где обозначения такие же, как в (1). В статистическую ошибку $\overline{\nu}_1 / \langle \overline{\nu}_1 \rangle$ каждой серии включалась и ошибка величины $\langle \overline{\nu}_1 \rangle$.

Для каждого резонанса окончательная величина $\overline{\nu}_1 / \langle \overline{\nu}_1 \rangle$ получалась как средневзвешенная по всем сериям измерений, так как статистическая точность отдельных серий была неодинакова. Однако взвешенное среднее мало отличается от простого среднего, и статистическая ошибка близка к величине среднего отклонения. Отсюда следует для распределения экспериментальных значений, подчиняющихся нормальному закону, что влияние методических ошибок на результаты не было определяющим. При обработке было сделано предположение, что спектр мгновенных нейт-

ронов и вероятность деления без испускания нейтрона не изменяются существенно от резонанса к резонансу.

Результаты и обсуждения

Значения $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ для отдельных резонансов U -235 и Pu -239 показаны на рис. 2 и 3.

При внимательном рассмотрении можно заметить, что значения $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ для различных резонансов как U -235, так и Pu -239, группируются около двух значений, одно из которых больше, а другое меньше единицы. При нормальном распределении величин $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ в каждой группе полное распределение могло быть представлено в виде суммы двух распределений Гаусса. Описание экспериментального распределения суммой двух распределений Гаусса на ЭВМ методом наименьших квадратов дало следующие значения средних $\overline{\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle}$ для соответствующих двух групп U -235.

$$0,984 \pm 0,006 \quad \text{и} \quad 1,006 \pm 0,008 \quad (\chi^2 = 3,45) \quad \text{и} \quad \text{Pu} -239$$

$$0,97 \pm 0,01 \quad \text{и} \quad 1,013 \pm 0,007 \quad (\chi^2 = 1,59).$$

Доверительная вероятность такого разделения на две группы по критерию χ^2 на уровне 0,75 для U -235 и 0,9 для Pu -239^{/18/}.

На рис. 2,3 приведены также характеристики относительного выхода осколков симметричной массы M_C/M_A ^{/9/} и результаты прямого для Pu -239^{/20/} и косвенного для U -235^{/21/} определения спинов. Для получения математической характеристики связи между этими величинами, а также параметрами резонансов Γ_n^0, Γ_f и $\sigma_0 \Gamma_f$ ^{/17,22/} рассматривался коэффициент корреляции $r(a_1, b_1)$ между наборами величин a_1 и b_1 , где a_1 соответствует набору $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$, в b_1 - последовательным наборам значений M_C/M_A , g (статистический спиновый фактор, равный 0,25 и 0,75 для Pu -239 и 0,44 и 0,56 для U -235), Γ_n^0, Γ_f и $(\sigma_0 \Gamma_f)_1$ ^{/23/}. Рассчитанные значения $r(a_1, b_1)$ приведены в табл. 1.

Таблица 1
 Значения коэффициентов корреляции $r(a_i, b_i)$ для U -235
 и Pu -239

$r(a_i, b_i)$	U -235	Pu -239
$\frac{\bar{\nu}_1}{\langle \bar{\nu}_1 \rangle}$, относительный выход осколков симметричной массы, M_C/M_A	0,42±0,16	-0,59±0,14
$\frac{\bar{\nu}_1}{\langle \bar{\nu}_1 \rangle}$, спин уровней (g-фактор)	0,34±0,18	0,84±0,08
$\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$, Γ_{n1}	- 0,46±0,16	-0,56±0,15
$\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$, Γ_{n1}^0	- 0,11±0,20	-0,02±0,22
$\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$, $(\sigma_0 \Gamma_f)_1$	-0,07±0,20	0,04±0,22

Хорошо видно, что значения $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ коррелируют с величинами M_C/M_A для U -235, антикоррелируют для Pu -239 и в обоих случаях коррелируют с g. Отсутствие корреляций между $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ и Γ_{n1}^0 и $(\sigma_0 \Gamma_f)_1$ подтверждает вывод о том, что систематические ошибки в экспериментальных данных, связанные с учётом фонов (максимальное влияние на резонансы с малыми $\sigma_0 \Gamma_f$ и Γ_n^0) и возможными просчётами при измерениях с толстыми образцами. (максимальное влияние на резонансы с большими $\sigma_0 \Gamma_f$ и Γ_n^0), не были существенными.

В таблице 2 приведены также средневзвешенные значения $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ при разделении резонансов U -235 и Pu -239 на две группы в соответствии с величинами g и M_C/M_A .

Все методы разделения дают основания сделать однозначный вывод о наличии разницы в среднем числе нейтронов на акт деления для двух групп резонансов. Из корреляции величин $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ и g следует, что группам резонансов с большим и меньшим значениями $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ можно приписать спины 4^- и 3^- для U -235 и 1^+ и 0^+ для Pu -239.

Таблица 2

Средние значения $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ и Γ_f для двух групп уровней U -235
и Pu -239

Способ разделения	Уран -235		Плутоний -239	
	Группа 1	Группа 2	Группа 1	Группа 2
Сумма двух распределений Гаусса (МНК)	1,006±0,008	0,984±0,006	1,013±0,007	0,974±0,010
По спине (g -фактор)	1,005±0,002	0,990±0,002	1,014±0,003	0,977±0,005
По относительному выходу осколков симметричной массы (M_C / M_A)	1,007±0,002	0,990±0,002	1,007±0,003	0,973±0,008
По величине $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$	$\langle \Gamma_f \rangle$ 31±3	U-235 70±6	$\langle \Gamma_f \rangle$ 50±8	Pu-239 432±85

Обнаружение спиновой зависимости в $\bar{\nu}$ указывает на наличие глубокой связи между двумя последовательными стадиями процесса деления: переходными состояниями ядра при критической деформации, с одной стороны, и моментом разделения на два осколка и их разлетом, с другой.

Физическая картина изменения полной энергии ядра в пространстве деформаций может быть получена в рамках капельной модели с учётом влияния оболочек без конкретизации спектра и природы делительных каналов /24/.

Обычно в процессе деления можно условно выделить квазистатическую стадию в окрестности седловой точки и неквазистатическую - при разделении ядра на осколки и разлет осколков под действием кулоновских сил отталкивания.

На квазистатической стадии движение ядра происходит таким образом, что в каждый момент времени энергетическое состояние является наименьшим. После седловой точки начинается неквазистатическая стадия, характеризующаяся быстрым освобождением энергии коллективных степеней свободы и формированием нуклонных оболочек в осколках. На этой стадии происходит образование шейки между будущими осколками, но энергия возбуждения их внутренних степеней свободы соответствует энергии возбуждения всего ядра. Этот процесс заканчивается разделением на осколки. В момент разрыва шейки первоначальная форма осколков далека от равновесной. В результате обмена энергией между коллективными и нуклонными степенями свободы происходит нагрев ядерного вещества, причём нагрев должен быть тем больше, чем больше отклонение формы осколка от равновесной в момент разрыва шейки.

Кинетическая энергия осколков, приобретаемая в результате кулоновского отталкивания, определяется в основном расстоянием между центрами будущих осколков.

Таким образом, кинетическая энергия осколков деления характеризует деформацию переходного ядра перед его разрывом, а энергия возбуждения осколков - их деформацию в момент разрыва.

Так как в пределах энергетической щели спектр переходных состояний (каналов) делящегося ядра имеет сходство со спектром стабильных деформированных ядер при энергии возбуждения, равной $\epsilon_1 = E - E_f^{(i)}$ (E - энергия связи нейтрона в составном ядре, $E_f^{(i)}$ - высота i -того барьера деления), то каналы, соответствующие определенным комбинациям спина и чётности, могут отличаться высотой барьера и, возможно, соответствующей энергией возбуждения коллективных и внутренних степеней свободы. Это предположение согласуется с косвенными данными о высоте барьеров деления, следующими из вероятностей деления чётно-чётных составных ядер^{/17,22/}. В этом случае при возбуждении внутренних степеней свободы можно воспользоваться понятием температуры ядерной жидкости, которая будет зависеть от ϵ_1 . Из теории ферми-жидкости вязкость ядерной жидкости $\approx T^{-2}$. Принимая такую зависимость вязкости от температуры, получаем, что для высоколежащих переходных состояний (малые ϵ_1) при спуске ядра с барьера из-за большой вязкости шейка не будет разрываться до малой толщины и, следовательно, большой длины. Это приведет к большой деформации образующихся после разрыва шейки осколков, а, значит, большей энергии их возбуждения и меньшей кинетической энергии, из-за большого расстояния между центрами осколков в момент разделения. Для низколежащих состояний (большие ϵ_1) разрыв шейки происходит при больших толщинах шейки и приводит к обратному результату.

В рассмотренной модели энергия ϵ_1 связана с возбуждением внутренних степеней свободы в седловой точке. Аналогичный результат может быть получен и при предположении, что ϵ_1 связана с кинетической энергией коллективных степеней свободы делящегося ядра, но время дви-

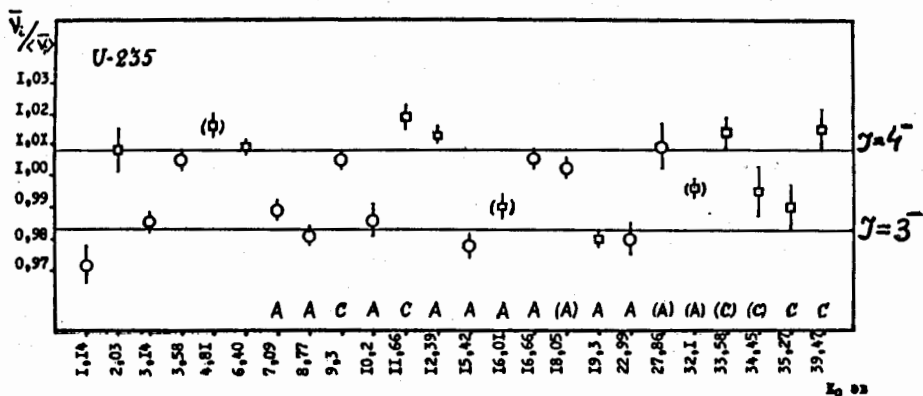


Рис. 2. Значения $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ для U -235. А, С - преимущественно асимметричное и симметричное деление $^{19}/_{217}$. \square - $J=4^-$; \circ - $J=3^-$.

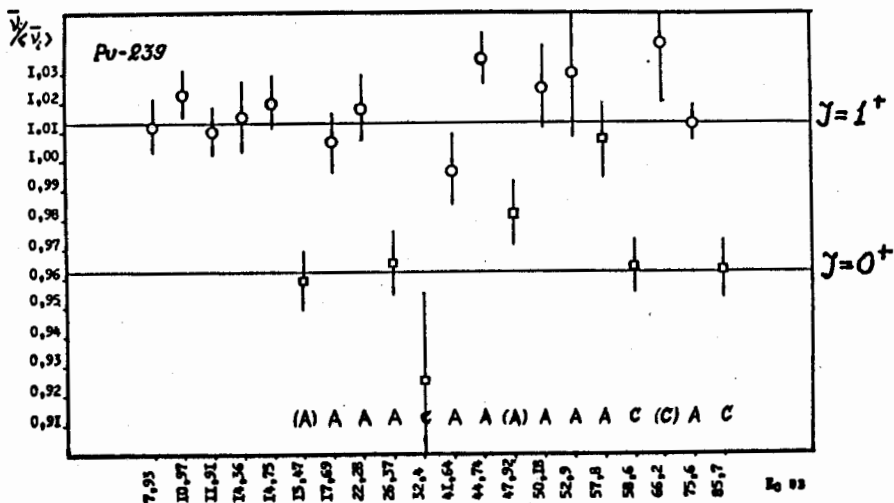


Рис. 3. Значения $\bar{\nu}_1 / \langle \bar{\nu}_1 \rangle$ для Pu -239. А, С - преимущественно асимметричное и симметричное деление $^{19}/_{20}$. \square - $J=0^+$; \circ - $J=1^+$.

жения от седловой точки до точки разрыва велико по сравнению с характерным нуклонным временем. Тогда за счёт "трения", т.е. обмена энергией между коллективными и нуклонными степенями свободы, также будет происходить нагревание ядерного вещества в процессе скатывания с потенциального барьера к точке разрыва.

В работах ^{/1,2/} для объяснения возможных коррелированных изменений в $\bar{\nu}$ и \bar{E}_k были сделаны различные альтернативные предположения относительно природы делительных каналов и времени спуска с вершины потенциального барьера до момента разделения. В конечном итоге полученные результаты аналогичны рассмотренным выше. В работе ^{/25/} делается конкретное предположение о природе каналов с $k=2$, связанных с колебаниями поверхности ядра в направлении, перпендикулярном оси симметрии ядра. Считается, что только эти каналы, слабо связанные с относительным движением частей ядра в направлении разлета осколков, не дают вклада в \bar{E}_k . В этом случае при делении через низколежащие каналы ($K=0,1$) энергия возбуждения осколков (и $\bar{\nu}$) должна быть меньше, а \bar{E}_k - больше, чем при делении через высоколежащие каналы, где вклад каналов с большими K является определяющим.

Как следует из вышеизложенного, привлечение различных моделей в рамках канальной теории позволяет качественно объяснить обнаруженную спиновую зависимость $\bar{\nu}$ для $U-235$ и $Pu-239$.

Используя известные данные ^{/26/} о величине $d\nu/dE$ для $U-235$ и $Pu-239$ в области нескольких Мэв, можно оценить эффективную разность в высоте барьеров деления на основе полученных $\Delta\nu$ для переходных состояний ядра 4^- и 3^- и 1^+ и 0^+ , равную $\Delta E_{эф} = 0,33 \pm 0,16$ Мэв и $0,93 \pm 0,27$ Мэв, соответственно. Эти значения $\Delta E_{эф}$ согласуются с последними определениями положения колебательных уровней $U-236$ и

$Pu-240$ из анализа (d, pf) и (t, pf) экспериментов, которые дают величину $\Delta E_{эф}$ от 0,15 до 0,5 Мэв для $U-236$ и от 0,7 до 1,4 Мэв для $Pu-240$ ^{/27/}.

В работе ^{/6/} проведены относительные измерения в области энергий ниже 9 эв для U-235. В качестве критерия \bar{E}_k в отдельных резонансах использовалось отношение выхода осколков из толстой мишени (большой вклад осколков с большей кинетической энергией) к выходу осколков из тонкой мишени (весь спектр осколков). Этот метод, как отмечается в работах ^{/6,7,28/}, обладает высокой чувствительностью к изменению \bar{E}_k осколков в зависимости от толщины мишени и электронных порогов регистрации осколков (эффект может достигать 30-40%). Для U-235 наблюдается чёткая антикорреляция выхода $\bar{\nu}$ и \bar{E}_k от резонанса к резонансу ($r = -0,74 \pm 0,14$), что подтверждает реальность представленной выше связи между состояниями переходного ядра, моментом разделения и разлета образовавшихся осколков.

На рис. 4 показана зависимость $\bar{\nu}$ от полной кинетической энергии осколков для спонтанного деления ²⁵²Cf (аналогичная зависимость должна быть для U-235 и Pu-239) ^{/29/}. Хорошо видно, что осколком

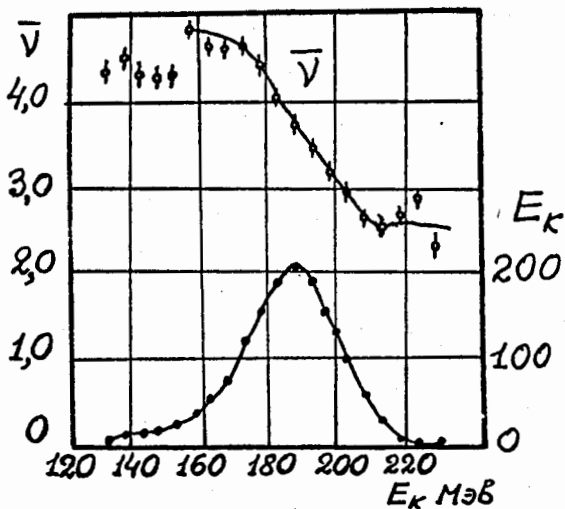


Рис. 4. Зависимость $\bar{\nu}$ от полной кинетической энергии осколков деления для ²⁵²Cf. Внизу - распределение суммарной кинетической энергии.

с большей кинетической энергией соответствует меньшая энергия возбуждения. Отсюда, учитывая результаты работ ^{/6,7,28/}, следует, что необходимо осторожно подходить к интерпретации результатов измерений $\bar{\nu}$ в совпадениях с интегральными ионизационными камерами, содержащими относительно большое количество делящегося изотопа. Если

обсуждаемая выше связь между $\bar{\nu}$ и \bar{E}_k для различных каналов деления справедлива, то измерения в совпадениях с интегральными камерами деления могут привести к уменьшению эффекта в $\bar{\nu}$ или даже к изменению его знака. Это, по-видимому, может быть одним из возможных объяснений несогласия наших результатов и результатов работы /30/. Следует также принимать во внимание угловое распределение нейтронов в лабораторной системе координат, коррелированное с направлением разлета осколков.

В заключение авторы выражают глубокую признательность профессору Ф.Л. Шапиро, В.Н. Андрееву за плодотворные обсуждения, И. В. Кирпичникову и Г.Н. Смиренкину за предоставление на время измерений образцов и камеры, Г.П. Жукову, Ю.И. Кольгину, Т.С. Афанасьевой за большую помощь при измерениях и обработке.

Л и т е р а т у р а

1. В.Н. Андреев. Тезисы докладов совещания по физике деления атомных ядер. Ленинград, Изд. АН СССР (1961).
2. Ju.A. Blumkina et al., Nucl. Phys. 52, 648 (1964).
3. B.R. Leonard et al., BAPS, ser II, 1, 8, No 1 (1956).
4. J. Michel Auclair et al., Compt. Rend 241, 1935 (1955).
5. L.M. Bollinger, Conference on Neutron Physics by Time-of-Flight, held at Gatlinburg, Tennessee, Oak Ridge, ORNL-2309 (1956).
6. L.G. Miller, M.S. Moore, Phys. Rev. 157, No 4, 1055 (1967).
7. G.K. Mehta, Диссертация, Колумбийский Университет, Нью-Йорк, 1963.
8. Yu.V. Ryabov et al., International Symposium on Nuclear Structure, Contributions, 88, Dubna (1968).
9. Yu.V. Ryabov et al., UK/USSR Seminar on Nucl. Data, Dubna, June (1968).

10. Ю.В. Рябов и др. Тезисы докладов XIX ежегодного Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, Ереван, январь (1969).
11. Г.Е. Блохин, Д.И. Блохинцев и др. Атомная энергия, 10, в.5, 437 (1961).
12. Ван Ши-ди, Ю.В. Рябов. ПТЭ, №4, 63 (1965).
13. Г.П. Жуков. Автореферат диссертации, Дубна (1966).
14. Ю.В. Рябов, Й. Томик и др. Препринт ОИЯИ, Р10-3761, Дубна (1968).
15. Л.И. Прохорова, Г.Н. Смиренкин. Препринт ФЭИ-107 (1967).
16. Ю.В. Рябов, Н. Чиков. Препринт ОИЯИ Р , Дубна (1970).
17. Ю.В. Рябов, и др. Ядерная физика, 5, в.5, 925 (1967); Препринт ОИЯИ Р-2713, Дубна (1966).
18. E. Pearson, H. Hartley, Biometrika Tables for Statisticians, Cambridge (1958).
19. G.A. Cowan et al., Phys. Rev. 130, 2380 (1963).
Phys. Rev. 144, 3 (1966).
20. M. Asghar. Nucl. Phys. A98, 33 (1967).
21. M. Asghar et al., Phys. Lett. 26B, 11, 664 (1968).
22. Ван Ши-ди и др. "Physics and Chemistry of Fission", IAEA, Vienna, v. 1, 287 (1965).
23. D.J. Hudson, Statistics, Geneva (1964).
24. L. Willets, Theories of Nuclear Fission, Clarendon Press, Oxford, 1964.
25. В.М. Струтинский, В.А. Павличук. "Physics and Chemistry of Fission", IAEA, Vienna, v. 1, 127 (1965).
26. F.L. Fillmore, Journal of Nucl. Energy 22, 79 (1968).
27. H.C. Britt, F.A. Richey, Bull. Amer. Phys. Soc. 13, 36 (1968).
28. С. Бочваров и др. Препринт ОИЯИ Р3-4110, Дубна (1968).
29. W. Brunner, H. Paul, Annual Phys., 6, 267 (1960).
30. S. Weinstein, R. Reed, R.C. Block. Second IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, p.477 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

30 июля 1970 года.

Относительные измерения $\bar{\nu}$ при делении U-235 и Pu-239
резонансными нейтронами

Обнаружена спиновая зависимость в выходе среднего числа мгновенных нейтронов на акт деления для U-235 и Pu-239 в области энергий взаимодействующих нейтронов 1-40 эв и 5-85 эв, соответственно.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1970**

Ryabov Yu.V., So Don Sik, Chikov N., Janeva N.

P3-5297

Relative Measurements of $\bar{\nu}$ in the U-235 and Pu-239
Fission by the Resonance Neutrons

The spin dependence is found in the yield of average number of prompt neutrons per fission act for U-235 and Pu-239 in the energy region of interacting neutrons of 1-40 eV and 5-85 eV, respectively.

**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1970**