

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Д-516

2502 / 2-76

5/111-48

P3 - 9613

З.Длоугы, Й.Криштяк, Ц.Пантелеев

ВЫХОД РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ  
И СУЩЕСТВОВАНИЕ (n,  $\gamma$ f)  
ПРОЦЕССА НА ЯДРЕ  $^{235}\text{U}$

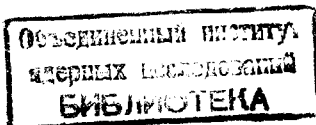
**1976**

P3 - 9613

З.Длоугы, Й.Криштяк, Ц.Пантелеев

ВЫХОД РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ  
И СУЩЕСТВОВАНИЕ  $(n, \gamma f)$   
ПРОЦЕССА НА ЯДРЕ  $^{235}\text{U}$

*Направлено в "Czechoslovak Journal of Physics"*



## 1. Введение

В течение последних лет были достигнуты значительные успехи в понимании процесса деления тяжелых ядер. Однако существует еще определенное число нерешенных проблем, одной из которых является вопрос о существовании  $(n, \gamma f)$  процесса. Возможность существования этого процесса, т.е. распада высоковозбужденного компаунд-ядра с испусканием  $\gamma$ -кванта и последующим делением впервые предсказана Ставинским и Шакером <sup>1/</sup>. Их статистические подсчеты показали, что средняя ширина  $(n, \gamma f)$  процесса  $\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle$  приблизительно равна 12 мэВ для  $^{235}\text{U}$ . Линн в более поздней работе <sup>2/</sup> существенно снижает значение оцениваемой величины и получает 3 и 1,5 мэВ для резонансов  $3^-$  и  $4^-$  соответственно.

В течение последних лет поставлено довольно большое количество экспериментов с целью доказать существование  $(n, \gamma f)$  процесса и определить ширину  $\Gamma_{\gamma f}$ . Первыми попытками обнаружения  $(n, \gamma f)$  процесса служили анализ делительных ширин  $\Gamma_f$  отдельных резонансов ядра  $^{239}\text{Pu}$  <sup>3/</sup> и измерения множественности  $\gamma$ -лучей, испускаемых при делении <sup>4,5/</sup>. Измерения множественности, а также измерения средней энергии  $\gamma$ -лучей на акт деления являются косвенными и основаны на предположении, что спектр  $\gamma$ -лучей из осколков в отдельных резонансах не меняется.

Так как оказалось, что существование  $(n, \gamma f)$  процесса может объяснить флуктуации среднего числа нейтронов, возникающих на акт деления в изолированных нейтронных резонансах, несколько авторов <sup>5,6/</sup> пытались косвенно определить ширину  $\Gamma_{\gamma f}$  на основе измерения корреляции среднего числа нейтронов и средней энергии  $\langle E_\gamma \rangle$  в зависимости от делительной ширины  $\Gamma_f$  отдельных резонансов. Почти во всех этих попытках использовалось яд-

ро  $^{239}\text{Pu}$ , для которого значение  $\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle$ , полученное Линном, в два раза больше, чем для ядра  $^{235}\text{U}$ . Два эксперимента проводились на ядре  $^{235}\text{U}$ , но здесь полученные результаты дали только верхнюю оценку /4,7/.

В нашей работе предлагается эксперимент, который должен дать прямое доказательство существования  $(n, \gamma f)$  процесса. Суть эксперимента заключается в обнаружении  $\gamma$ -квантов, предшествующих делению, посредством регистрации характеристических линий рентгеновского излучения, возникающего в результате внутренней конверсии в компаунд-ядре.

В настоящей работе приведены предварительные результаты измерения выхода характеристического рентгеновского излучения  $\langle \Gamma_x \rangle$ , предшествующего делению в некоторых нейтронных резонансах  $^{235}\text{U}$ , и оценка величины  $\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle$ .

## 2. Принципы эксперимента

Характеристическое рентгеновское К-излучение, измеренное в совпадении с делением, может возникнуть в результате следующих процессов:

1. Заряженный осколок деления ионизирует атом урана, который при последующей реконструкции своей оболочки испускает характеристическое излучение урана.

2. Гамма-лучи из осколков деления в результате фотоэффекта на атоме урана образуют дырки на К-оболочке атома урана.

3. В результате  $(n, \gamma f)$  процесса, когда ядро  $^{235}\text{U}$  после захвата резонансного нейтрона сначала снимает возбуждение испусканием К-электрона внутренней конверсии, затем при заполнении дырки в К-оболочке испускает с большой вероятностью характеристическое излучение  $w_K = 0,96$  и потом делится.

Количество зарегистрированных квантов  $K_{\alpha 1}$ -излучения от резонанса  $^{235}\text{U}$  с энергией  $E_0^i$  в совпадении с делением можно записать как

$$I_{\gamma}^i(E) = \frac{\pi}{2} N \phi(E_0^i) \sigma_0^i \epsilon_f \epsilon_{\gamma} \beta w_K \left[ \frac{a_K}{1+a_K} \Gamma_{\gamma f}^i + D \Gamma_f^i \right], \quad /1/$$

где  $N$  - число ядер  $^{235}\text{U}$  на  $1 \text{ см}^2$ ,  $\phi(E_0^i)$  - число нейтронов на  $1 \text{ эВ}$ , падающих на образец за время измерения,  $\sigma_0^i$  - сечение в максимуме резонанса,  $\Gamma_{\gamma f}^i$  - ширина  $(n, \gamma f)$  процесса,  $\Gamma_f^i$  - ширина деления,  $\epsilon_f$  - эффективность регистрации осколков деления,  $\epsilon_{\gamma}$  - абсолютная эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения,  $a_K$  - коэффициент внутренней конверсии на К-оболочке,  $w_K$  - флуоресцентный выход,  $\beta$  - относительный выход характеристической линии  $K_{\alpha 1}$  и D - коэффициент, описывающий случаи 1 и 2. В дальнейшем удобнее рассматривать нормированный выход рентгеновских квантов  $I_{\gamma}^i(x)$ , данный отношением

$$I_{\gamma}^i(x) = I_{\gamma}^i(E) \left[ \frac{\pi}{2} N \phi(E_0^i) \epsilon_f \right]^{-1}. \quad /2/$$

## 3. Экспериментальная аппаратура

Измерения проводились на пролетной базе длиной 57 м реактора ИБР-30, работающего в бустерном режиме с линейным ускорителем электронов, что обеспечивало разрешение нейтронных резонансов в диапазоне от 2 до 21 эВ. В качестве мишени и вместе с тем быстрого детектора осколков деления использовалась многослойная камера деления<sup>8/</sup> с толщиной слоя  $2 \text{ мг/см}^2$ , содержащая 2 г урана, обогащенного изотопом  $^{235}\text{U}$  до 90%.

На расстоянии 2,5 см от края активного объема камеры, вне пучка нейтронов, расположен коаксиальный  $\text{Ge}(\text{Li})$  детектор с объемом  $7 \text{ см}^3$ , регистрирующий  $\gamma$ -кванты в интервале энергии 60-400 кэВ с разрешением 2,6 кэВ при энергии 185 кэВ.

Схема электронной аппаратуры приведена на рис. 1 и в принципе представляет собой схему быстро-медленных совпадений. Быстрые временные сигналы от  $\text{Ge}(\text{Li})$  детектора формируются при помощи дискриминатора со следящим порогом и поступают вместе с быстрыми сигналами от камеры деления, сформированными дискриминатором, на схему быстрых совпадений. Экспериментальное разрешение мгновенных совпадений составляло 15 нс. Импульсы от схемы быстрых совпадений используются в качестве сигналов для временного кодировщика

и одновременно для управления амплитудным кодировщиком, который вырабатывает код, соответствующий амплитуде усиленных импульсов от детектора  $\gamma$ -лучей.

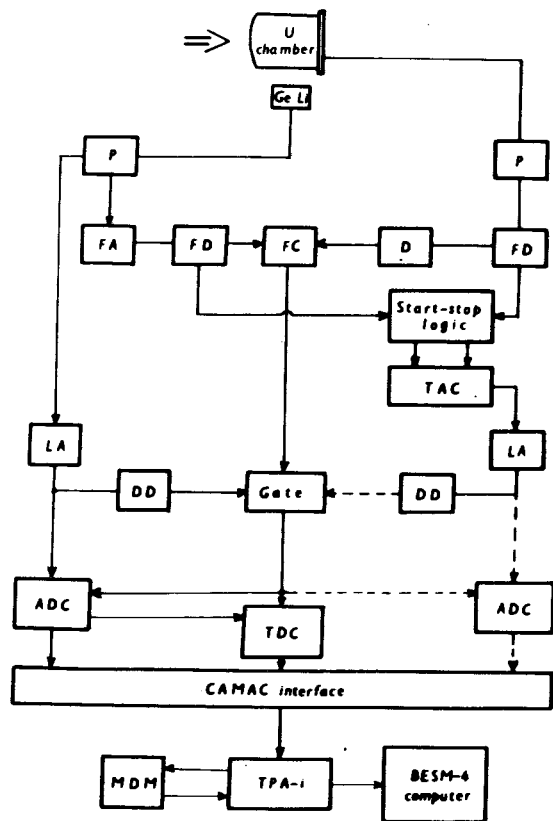


Рис. 1. Принципиальная схема электроники, P - предусилитель, LA - линейный усилитель, ADC - амплитудный кодировщик, TDC - временной кодировщик, FA - быстрый усилитель, FD - быстрый дискриминатор, FC - быстрое совпадение, D - задержка, DD - дифференциальный дискриминатор, TAC - время-амплитудный конвертор, MDM - магнитный диск.

Одно регистрируемое событие записывается в виде слова, содержащего в кодированном виде время пролета нейтрона и амплитуду импульса от  $\gamma$ -кванта. Поступающие коды накапливаются в памяти малой ЭВМ ТРА-1,

которая управляет экспериментом. После набора 128 кодированных слов информация переносится на магнитный диск. В течение набора информации происходит сортировка слов в упорядоченную матрицу, содержащую 512 временных и 1024 амплитудных каналов. После приблизительно 100-часового накопления информации упорядоченные данные интегрируются в определенных интервалах времени пролета, в результате полученные амплитудные спектры, отвечающие данным нейтронным резонансам, записываются на магнитную ленту ЭВМ БЭСМ-4 для дальнейшей обработки.

Одновременно с набором информации на диске для мониторинга производился набор время-пролетного спектра импульсов от камеры деления на отдельном 4096-канальном временном анализаторе.

#### 4. Результаты измерения и обсуждение

Время-пролетный спектр совпадений осколков деления с гамма-излучением  $/E_{\gamma} = 40-400 \text{ кэВ}/$  показан на рис. 2, где приведены также энергии нейтронных резонансов в эВ. Амплитудные спектры для нейтронных резонансов 8,78 и 12,39 эВ показаны на рис. 3. Время набора такого спектра было  $\sim 110$  ч. Проведены две серии измерений.

Энергетическая калибровка амплитудных спектров производилась по известным линиям естественной  $\gamma$ -активности урана в камере деления. Абсолютная эффективность  $\text{Ge(Li)}$  детектора определялась на основе полной активности изотопа  $^{235}\text{U}$  в камере деления. Амплитудные спектры сглаживались, и так как отдельные  $\gamma$ -линии можно хорошо описать функцией Гаусса с полной шириной на половине высоты FWHM, одинаковой для всех нейтронных резонансов, интенсивность  $\gamma$ -линий определялась на основе соотношения  $I_{\gamma}(E) = 1,06 \text{ FWHM} \cdot M$ , где M - максимум счета над гладким фоном.

Число случайных совпадений пренебрежимо мало, так как самая сильная линия с энергией 185,7 кэВ, существующая в спектре естественной активности  $^{235}\text{U}$ ,



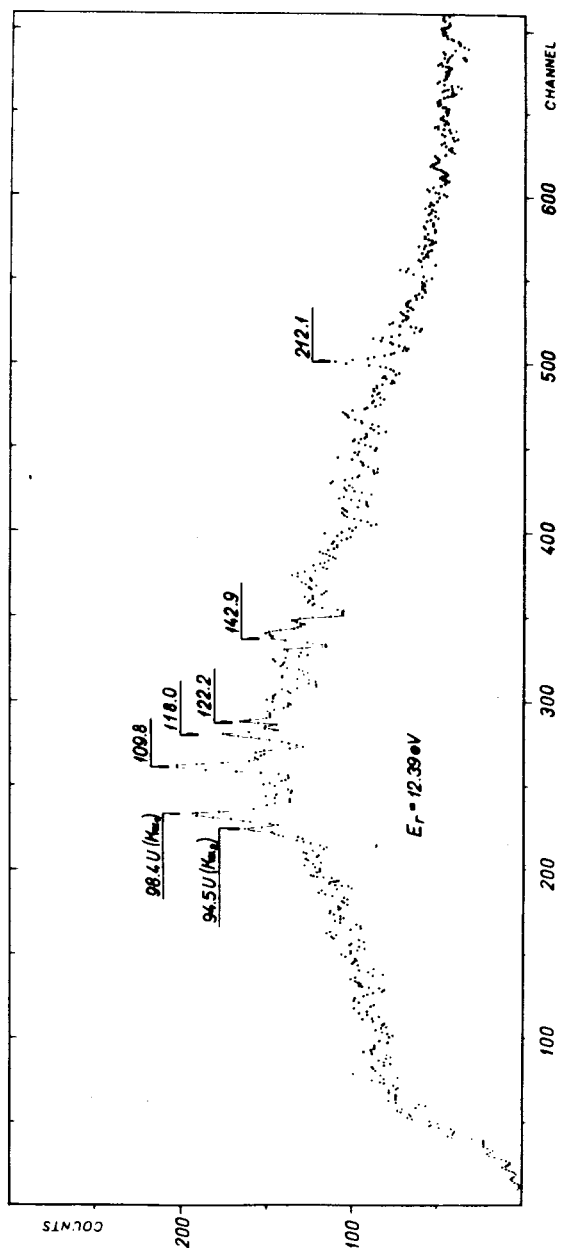


Рис. 36. Амплитудный спектр для нейтронного резонанса 12,39 эВ.

которая является преобладающей даже в амплитудном спектре, измеренном с пучком нейтронов, но без совпадений с камерой деления, в амплитудном спектре в совпадении не появляется.

Время-пролетный спектр импульсов от камеры деления служил для определения площадей  $A_f^i$  отдельных нейтронных резонансов. Вместо величины  $A_f^i$  удобнее рассматривать нормированную площадь резонанса

$$N^i = A_f^i \left[ \frac{\pi}{2} N \phi (E_0^i) \epsilon_f \right]^{-1}. \quad /3/$$

Так как с удовлетворяющей точностью подтвердилось, что нормированная площадь резонанса  $N^i$  равняется величине  $(\sigma_0^i \Gamma_f^i)$  данного резонанса, за число актов деления в дальнейшем бралась величина  $(\sigma_0^i \Gamma_f^i)$ . Поток нейтронов и его зависимость от энергии определялись при помощи реакции  ${}^6\text{Li} (n, \alpha) {}^3\text{H}$ . Величину  $R_i$ , определяющую выход рентгеновских квантов ( $K_{\alpha}$ ) на один акт деления в отдельных нейтронных резонансах ( $R_i = I_{\gamma}^i(E)/A_f^i$ ), можно записать с помощью отношений /2/, /3/ как

$$R_i = \frac{I_{\gamma}^i(x)}{\sigma_0^i \Gamma_f^i} = S \frac{a_K}{1 + a_K} w_K \frac{\Gamma_{\gamma f}^i}{\Gamma_f^i} + B, \quad /4/$$

где  $S$  и  $B$  для данного измерения являются константами.

Так как произведение  $\frac{a_K}{1 + a_K} w_K \Gamma_{\gamma f}^i$  идентично с парциальной шириной рентгеновского излучения,

$$\Gamma_x^i = \frac{a_K}{1 + a_K} w_K \Gamma_{\gamma f}^i, \quad /5/$$

выражение /4/ можно также записать

$$R_i = S \frac{\Gamma_x^i}{\Gamma_f^i} + B. \quad /4/$$

По зависимости отношения  $R$  от делительной ширины нейтронного резонанса  $\Gamma_f$  можно судить о существовании  $(n, \gamma f)$  процесса. При отсутствии  $(n, \gamma f)$  процесса характе-

ристическое рентгеновское излучение возникает только за счет процессов 1 и 2, и R будет константой, не зависящей от величины  $\Gamma_f$ . В случае, если  $(n, \gamma f)$  процесс существует, величина R должна быть функцией  $\Gamma_f$  и для частного случая, когда  $\Gamma_{\gamma f} = \text{конст.}$ , R должна быть гиперболической функцией

$$R = \frac{C}{\Gamma_f} + B, \quad /6/$$

где  $C = \beta \epsilon_\gamma \langle \Gamma_x \rangle$ .

Значение отношения  $R_i$  вычислялось из интенсивности линии 98,4 кэВ ( $K_{\alpha 1}$ ) и табличных данных  $\sigma_0^i$ ,  $\Gamma_f^i$ .

Зависимость экспериментально полученного значения  $R_i$  от ширины деления  $\Gamma_f$  изображена на рис. 4. Как

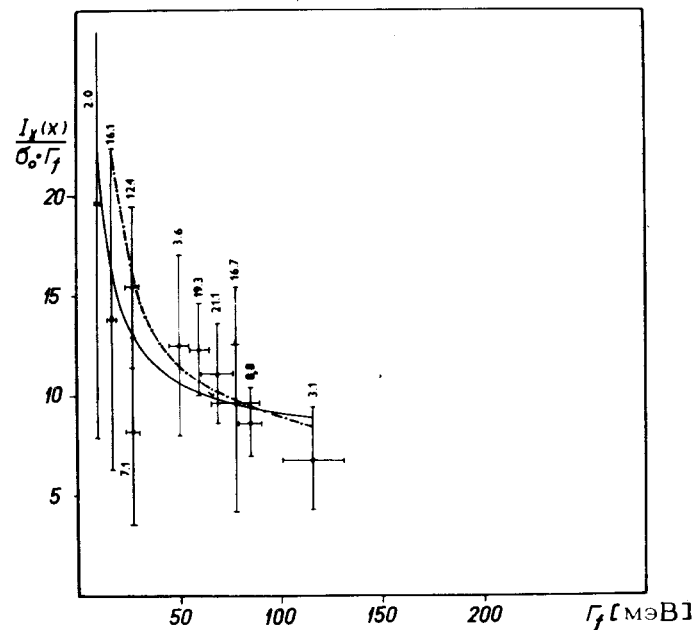


Рис. 4. Зависимость экспериментально полученного значения от ширины деления  $\Gamma_f$ .

видно, экспериментальные точки удовлетворяют гиперболической функции /6/. Значения коэффициентов  $C = /141,4 \pm 3,4/ \cdot 10^{-3} \text{ мэВ}$  и  $B = /7,7 \pm 1,2/ \cdot 10^{-3}$  были определены методом наименьших квадратов. Для величины  $\chi^2$  получены значения 3,6 для взвешенных точек /сплошная линия/ и 4,6 без взвешивания /штрихованная линия/. Если мы предположим, что R не зависит от  $\Gamma_f$ , то получим величину  $\chi^2 = 10,8$ . Значения  $\chi^2$  показывают, что при уровне значимости 10% нет оснований отвергать гипотезу о том, что экспериментальные данные можно описать гиперболой. С другой стороны, проверка гипотезы, что данные являются константой, независимой от  $\Gamma_f$ , показывает, что такую гипотезу с вероятностью 80% можно отвергнуть как неправильную.

Из сравнения величины C, полученной экспериментально, с ее значением /6/, пользуясь экспериментально определенными константами  $\beta$  и  $\epsilon_\gamma$  для величины  $\langle \Gamma_x \rangle$  мы получили значение  $\approx 0,3 \text{ мэВ}$ . Спиновой зависимости не обнаружено, так как все резонансы, кроме одного, принадлежат состоянию 4-.

Измеренная таким методом величина  $\langle \Gamma_x \rangle$  дает возможность при помощи значения  $\frac{a_K}{1+a_K}$  /15/, усредненного

по спектру  $\gamma$ -лучей  $N_\gamma(E)$ , предшествующих делению, определить среднюю ширину  $(n, \gamma f)$  процесса по формуле

/5/. Среднее значение  $\langle \frac{a_K}{1+a_K} \rangle$  определялось из спектра

$N_\gamma(E)$ , который считался пропорциональным произведению вероятности испускания  $\gamma$ -кванта и вероятности перехода через барьер деления  $w_f$  /1,2/.

$$N_\gamma(E) = w_\gamma(E_\gamma) w_f(B_n - E_\gamma), \quad /7/$$

где  $B_n$  - энергия связи нейтрона и  $E_\gamma$  - энергия  $\gamma$ -кванта, предшествующего делению.

Зависимость вероятности  $w_\gamma(E_\gamma)$  от энергии вычислялась по формуле:

$$w_\gamma(E_\gamma) = A E_\gamma^{2L+1} |M_\gamma|^2 \rho(B_n - E_\gamma).$$



Для вычисления использовались матричные элементы, соответствующие как одночастичной модели Вайскопфа  $|M_{\gamma}|^2 = \text{const.}$ , так и гигантскому резонансу  $|M_{\gamma}|^2 = E_{\gamma}^2 |(E_R^2 - E_{\gamma}^2)^2 + E_{\gamma}^2|^{-1}$  с параметрами  $E_R = 8,70 \text{ МэВ}$ ,  $\Gamma = 2,2 \text{ МэВ}$  для M1-переходов <sup>/10/</sup> и  $E_R = 10,85 \text{ МэВ}$ ,  $\Gamma = 2,45 \text{ МэВ}$  для E1-переходов <sup>/11/</sup>. Плотность уровней  $\rho (B_n - E_{\gamma})$  вычислялась по формуле Жильберта-Камерона <sup>/12/</sup> со следующими параметрами:  $a = 25,45 \text{ МэВ}^{-1}$ , энергия спаривания  $P(N) + P(Z) = 1,18 \text{ МэВ}$  и  $\sigma = = 6/\pi^2 \cdot 0,146 \text{ А}^{2/3} \cdot a^{1/2} (B_n - E_{\gamma} - 1,18)^{1/2}$ . Ввиду того, что вероятность испускания  $\gamma$ -излучения с мультипольностью  $L > 1$  сравнительно мала, учитывалось только дипольное излучение.

Вероятность перехода через барьер деления  $w_f$  вычислялась при помощи двух разных барьеров. В первом случае вычислялась вероятность перехода через одногорбый барьер по формуле:

$$w_f (B_n - E_{\gamma}) = \{ 1 + \exp [ 2\pi (E_f - B_n + E_{\gamma}) / \hbar \omega ] \}^{-1} \quad /8/$$

с параметрами <sup>/13/</sup>  $E_f = 5,90 \text{ МэВ}$ ,  $\hbar \omega = 0,90 \text{ МэВ}$ ,  $B_n = 6,46 \text{ МэВ}$ .

При вычислении вероятности перехода через двугорбый барьер использовалось выражение:

$$w_f (B_n - E_{\gamma}) = \frac{P_A P_B}{P_A + P_B} \quad /9/$$

где  $P_A$  и  $P_B$  - значения проницаемости первого и второго барьеров соответственно. Для расчета использовались параметры барьеров, взятые из работы <sup>/14/</sup>:  $E_A = 5,70 \text{ МэВ}$ ,  $\hbar \omega_A = 0,90 \text{ МэВ}$ ,  $E_B = 5,68 \text{ МэВ}$ ,  $\hbar \omega_B = 0,65 \text{ МэВ}$ ,  $B_n = 6,54 \text{ МэВ}$ .

Ввиду того, что барьеры деления  $E_A$  и  $E_B$  принадлежат основному состоянию компаунд-ядра, необходимо оценить, насколько изменятся проницаемости для более реальных барьеров, соответствующие переходным состояниям со спином и четностью  $J^{\pi} = 2^{\pm}, 3^{\pm}, 4^{\pm}, 5^{\pm}$ . Для этого был сделан расчет также для случая, когда барьер  $E_A$  поднимался на  $1 \text{ МэВ}$ , что приблизительно соответствует положению барьера с отрицательной четностью.

Спектры  $\gamma$ -излучения, предшествующие делению, полученные при помощи разных расчетов, показаны на

рис. 5. Величины  $\langle \frac{a K}{1 + a K} \rangle$ , полученные усреднением через соответствующие спектры, приведены в таблице, где

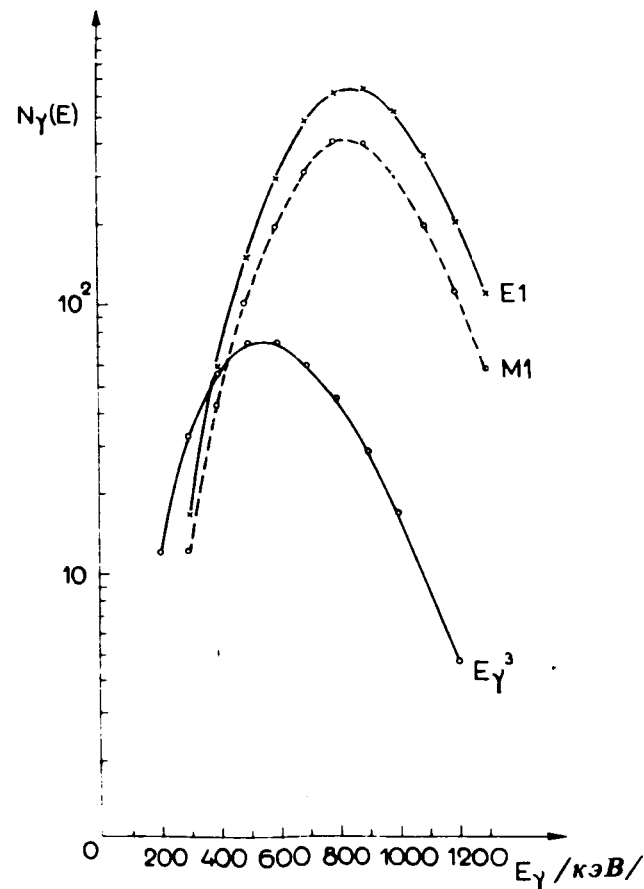


Рис. 5. Спектры  $\gamma$ -излучения, предшествующего делению, полученные при помощи разных расчетов /в относительных единицах/. E1 - гигантский резонанс E1 /переход через двугорбый барьер/, M1 - гигантский резонанс M1 /переход через двугорбый барьер/,  $E_{\gamma}^3$  - константный матричный элемент /переход через одногорбый барьер/.

Таблица 1

Тип барьера деления	Матричный элемент $\gamma$ -перехода	Тип $\gamma$ -перехода	$\left\langle \frac{a_K}{1+a_K} \right\rangle \cdot 10^2$	$\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle$ мэВ
одногорбый барьер $E_f = 5,9$ МэВ	Константа	M1	15	~2
двугорбый барьер $E_A = 5,7$ МэВ $E_B = 5,68$ МэВ	Гигантский резонанс	M1 E1	6,5 0,5	~4 ~59
двугорбый барьер $E_A = 6,7$ МэВ $E_B = 5,68$ МэВ	Гигантский резонанс	M1	22	~1,4

также показаны средние значения ширины  $(n, \gamma f)$  процесса, вычисленные из отношения /5/. Так как в  $(n, \gamma f)$  процессе имеется большое число открытых каналов, можно ожидать только незначительные флуктуации значений  $\Gamma_{\gamma f}$  около среднего значения  $\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle$  и на основе данных таблицы сделать следующие заключения:

а/ Значения  $\left\langle \frac{a_K}{1+a_K} \right\rangle$  для определенного типа перехода не являются очень чувствительными к форме  $\gamma$ -спектра.

б/ Так как  $\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle$  должна быть меньше или равна минимальной измеренной ширине  $\Gamma_f$ , которая в использованной нами области энергий нейтронов в 20% случаев меньше 20 мэВ, между  $\gamma$ -переходами, предшествующими делению, должны преобладать переходы типа M1.

в/ Несмотря на неопределенности в высоте барьеров деления, соответствующей переходным состояниям со спином  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$  и  $5^+$ , неизвестности зависимости матричного элемента M1-перехода от энергии и неизвестности отношения вкладов переходов типа E1 и M1, можно считать, что действительное значение величины  $\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle$  находится в области около 4 мэВ.

## 5. Заключение

Предварительные результаты показывают, что выход рентгеновских квантов на одно деление ядра  $^{235}\text{U}$  нейтронами не является величиной постоянной при переходе от резонанса к резонансу. Это обстоятельство может быть объяснено существованием  $(n, \gamma f)$  процесса на ядре  $^{235}\text{U}$ . Экспериментальные данные и проведенные расчеты показывают, что  $\gamma$ -переходы, предшествующие делению, принадлежат в большинстве случаев переходам типа M1 и что оценка ширины  $\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle \approx 4$  мэВ. Тот факт, что  $(n, \gamma f)$  процесс на ядре  $^{235}\text{U}$  пока не был обнаружен и что повышение выхода рентгеновских квантов чувствуется уже у резонансов с  $\Gamma_f \leq 50$  мэВ, свидетельствует о том, что предложенный нами метод для обнаружения

( $n, \gamma f$ ) процесса намного чувствительнее, чем до сих пор использованные методики, опирающиеся на измерение множественности  $\gamma$ -квантов, средней энергии или среднего числа нейтронов.

В заключение авторы выражают благодарность Л.Б.Пикельнеру за ценные дискуссии и советы, И.М.Саламатину и А.Матеевой за программное обеспечение системы, В.С.Тишину, А.А.Богдзелю, Ю.И.Колгину и Н.Чикову - за участие в отдельных этапах работы. Мы признательны также Ю.П.Попову и И.Вильгельму за полезные дискуссии.

### Литература

1. V.Stavinsky, M.O.Shaker. *Nucl.Phys.*, 62, 667 /1965/.
2. J.E.Lynn. *Phys.Lett.*, 18, 31 /1965/.
3. C.D.Bowman et al. *Phys.Rev.Lett.*, 18, 15 /1967/.
4. Г.З.Борухович, Г.А.Петров, Е.Н.Темеев, Ц.Пантелеев, Ю.В.Рябов, Тянь Сан Хак. *ЯФ*, 14, 689 /1971/.
5. Yu.Ryabov et al. *Nucl.Phys.*, 216A, 395 /1973/.
6. D.Shackleton et al. *Phys.Lett.*, 42B, 344 /1972/.
7. D.Shackleton. *Thesis, Paris* /1974/.
8. А.А.Богдзель, Ю.В.Григорьев, З.Длоугы, С.Орманджиев, Ц.Пантелеев. *Сообщение ОИЯИ, 3-9012, Дубна, 1975.*
9. *Neutron Cross Sections. BNL-325* /1973/.
10. R.Pitham, T.Walcher. *Zeit. für Naturforsch.*, 27a, 1683 /1972/.
11. C.D.Bowman et al. *Phys. Rev.*, 133, 676 /1964/.
12. A.Gilbert, A.Cameron. *Can.J.Phys.*, 43, 1446 /1965/.
13. H.C.Britt et al. *Phys.Rev.*, 175, 1525 /1968/.
14. B.V.Back et al. *Phys.Rev.*, 9C, 1924 /1974/.
15. R.S.Hager, E.C.Seltzer. *Int. Conversion Tables, CALT-63-60* /1967/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 марта 1976 года.