

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ41.1В

В-878

12/x-77

P3 - 10775

4146/2

В.А.Втюрин, Ю.П.Попов

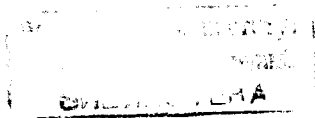
СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ γ -ПЕРЕХОДОВ
МЕЖДУ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯМИ
ИЗ РЕАКЦИЙ $(n, \gamma a)$ И $(n, \gamma f)$

1977

РЗ - 10775

В.А.Втюрин, Ю.П.Попов

СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ γ -ПЕРЕХОДОВ
МЕЖДУ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯМИ
ИЗ РЕАКЦИЙ $(n, \gamma\alpha)$ И $(n, \gamma f)$



Силовые функции γ -переходов между компаунд-состояниями в реакциях $(n, \gamma a)$ и $(n, \gamma f)$

Описание средних вероятностей γ -переходов между компаунд-состояниями в терминах радиационных силовых функций, развитое ранее для реакции $(n, \gamma a)$, обобщается на случай реакции $(n, \gamma f)$. Найдено выражение, связывающее ширину $\Gamma_{\gamma f}$ с силовой функцией.

Из экспериментальных данных по реакции $(n, \gamma f)$ рассчитаны значения силовых функций для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , которые сравниваются с силовыми функциями мягких γ -переходов в области $A \sim 150$, для случая реакции $(n, \gamma a)$, и с силовыми функциями жестких γ -переходов. Показано, что силовая функция мягких γ -переходов в пределах ошибок совпадает с силовой функцией жестких $M1$ -переходов, и не обнаруживает зависимости от атомного веса ядра.

На основании последней и с учетом постоянства силовой функции γ -переходов между компаунд-состояниями сделаны оценки ширины $\Gamma_{\gamma f}$ для широкого круга делящихся ядер.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Strength Functions of Gamma-Transitions between Compound States in the Reactions $(n, \gamma a)$ and $(n, \gamma f)$

Averaged probabilities for γ -transitions between compound states described in radiation strength function terms and developed earlier for the reaction $(n, \gamma a)$ are generalized for the case of the reaction $(n, \gamma f)$. Values of strength functions for ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu have been calculated from experimental data of the reaction $(n, \gamma f)$ and are compared with strength functions of soft-transitions in the region of $A \sim 150$, with those for the reaction $(n, \gamma a)$, and for high energy transitions. It is shown that the soft-transition strength function coincides within the limits of errors with that of high energy-transitions and does not depend on an atomic weight of a nucleus. On the basis of the latter and assuming the constancy of strength function of γ -transitions between compound states widths are presented for a wide range of fissionable nuclei.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

ВВЕДЕНИЕ

Для понимания механизма распада нейтронных резонансов n , в частности, начальной стадии испускания каскадов γ -квантов при радиационном захвате нейтронов, а также сложных двухступенчатых реакций типа $(n, \gamma n')$, $(n, \gamma a)$, $(n, \gamma f)$ и др. необходимо знать закономерности γ -переходов между высоковозбужденными компаунд-состояниями ядер /переходы типа $s \rightarrow s'$ /.

В настоящее время при изучении реакций (n, γ) и (p, γ) накоплена большая информация о вероятностях жестких γ -переходов между сложными /компаунд-состояниями/ и сравнительно простыми низколежащими состояниями ядер /переходы $s \rightarrow s'$ //см. например, ^{1,2}/ /.

Однако простая экстраполяция свойств таких γ -переходов на переходы $s \rightarrow s'$ может привести к ошибочным заключениям.

Дело в том, что переходы $s \rightarrow s'$ определяются в заметной степени перекрытием малоквазичастичных компонент волновых функций, что связано с существенным преобладанием последних в конечном слабовозбужденном состоянии ядра, в то время как γ -переходы $s \rightarrow s'$ могут быть обусловлены многоквазичастичными компонентами волновых функций высоковозбужденных начального и конечного состояний ядра.

В связи с этим изучение переходов $s \rightarrow s'$ интересно еще и потому, что может дать информацию о многоквазичастичных компонентах волновых функций, необходимую для сравнения с предсказаниями интенсивно развивающейся полумикроскопической теории ядра ³/.

К сожалению, выделение индивидуальных γ -переходов между компаунд-состояниями и даже их усредненных спектров с помощью средств современной экспериментальной γ -спектроскопии весьма сложно^{/4/}, поэтому экспериментальные результаты крайне малочисленны^{/5-7/}.

В настоящей работе сделана попытка с помощью статистического подхода к описанию вероятностей γ -переходов между компаунд-состояниями, усредненных по большому числу конечных состояний, сопоставить силовые функции γ -переходов в реакциях $(n, \gamma a)$ и $(n, \gamma f)$.

РАДИАЦИОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ

Характерными особенностями метода исследования мягких γ -лучей при помощи двухступенчатых реакций $(n, \gamma a)$, $(n, \gamma f)$ являются многочисленность $/10^3 - 10^4/$ индивидуальных γ -переходов, дающих вклад в спектр, а также то, что расстояние между отдельными γ -линиями значительно меньше энергетического разрешения используемой аппаратуры.

Это обуславливает не только естественность, но и необходимость усредненного описания радиационного этапа вышеупомянутых реакций. Для описания средних вероятностей γ -переходов различных мультипольностей (ℓ) статистическая теория предлагает довольно удобное понятие радиационной силовой функции

$$S_{\gamma}(\ell) = \frac{1}{D_i} \left\langle \frac{\Gamma_{\gamma i}}{E_{\gamma j(i)}^{2\ell+1}} \right\rangle, \quad /1/$$

где $\Gamma_{\gamma j}$ - парциальная ширина γ -распада в состояние j ; $E_{\gamma j(i)}$ - энергия соответствующего перехода, а D_i - среднее расстояние между распадающимися состояниями с одинаковым спином. Усреднение здесь может производиться как по начальным состояниям /резонансы с данным спином/, так и по конечным. Радиационные силовые функции, определенные таким образом, в общем случае являются функциями атомного веса ядра, причем

вид зависимости от A определяется мультипольностью γ -переходов.

Данное определение S_{γ} основано на вычислении вероятностей γ -переходов в приближении Вайскопфа^{/8/}. Для E1-переходов существует альтернативный подход, предполагающий, что вероятность γ -переходов определяется гигантским дипольным резонансом. При этом зависимость Γ_{γ} от энергии дается формулой Лорентца^{/9/}, и зависимость радиационной ширины от энергии оказывается более сильной $/\sim E_{\gamma}^5$ при $E_{\gamma} = 6 \div 8$ МэВ и $\sim E_{\gamma}^4$ при $E_{\gamma} = 2 \div 3$ МэВ/. Кроме того, иной оказывается и зависимость S_{γ} от атомного веса.

Экспериментальные данные о поведении силовых функций в широком диапазоне атомных весов получены в основном при изучении жестких γ -лучей /переходы $s \rightarrow s$ /. Для E1-переходов наилучшее описание эксперимента дает подход с учетом гигантского дипольного резонанса, согласно которому $S_{\gamma} \sim A^{8/3}$ ^{/9/}. Экспериментальные значения силовой функции для M1-переходов^{/2/} в основном не противоречат следующей из приближения Вайскопфа^{/8/} независимости ее от атомного веса ядра. Поскольку в ширины двухступенчатых реакций $(n, \gamma a)$ и $(n, \gamma f)$ могут давать вклад мягкие γ -переходы различной мультипольности, то для получения значений силовых функций необходимо знать соотношение их вкладов.

Первичные мягкие γ -переходы начали изучаться сравнительно недавно. Основные результаты получены при исследовании реакции $(n, \gamma a)$ ^{/4,5/}. Измерялись энергетические спектры α -частиц из реакции $(n, \gamma a)$, однозначно связанные со спектрами первичных γ -лучей, поскольку $E_{\gamma a} = E_{\alpha_0} - E_{\gamma}$, где $E_{\gamma a}$ - энергия α -частицы, испускаемой после вылета γ -кванта, а E_{α_0} - энергия прямого α -перехода в основное состояние дочернего ядра. На рис. 1 приведен экспериментальный α -спектр, полученный из данных работы^{/10/}. Сплошные линии - расчетные спектры, нормированные на площадь экспериментального, полученные в предположении преобладания E1-переходов, для которых использовалась гипотеза о гигантском дипольном резонансе, и M1-переходов, радиационная ширина которых принималась пропорцио-

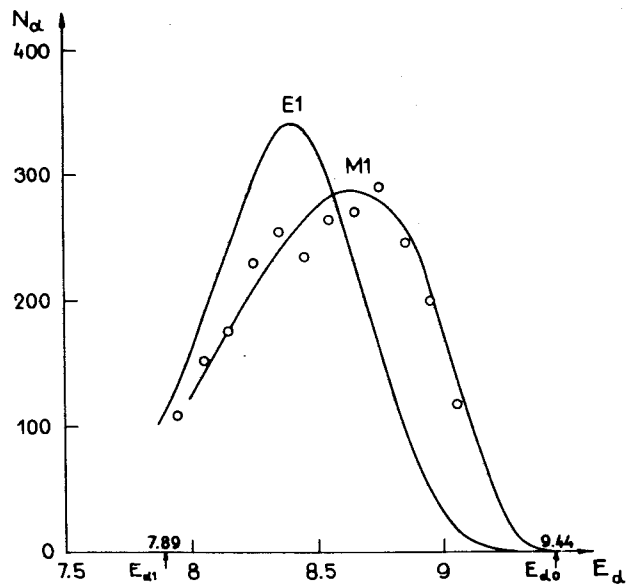


Рис. 1

нальной E_γ^3 . Можно видеть, что последнее предположение позволяет добиться значительно лучшего согласия с экспериментом. Отсюда следует, что или преобладают M1-переходы, или необходимо предположить, что для первичных мягких γ -лучей гигантский дипольный резонанс не играет существенной роли.

Кроме того, мы можем исключить из рассмотрения γ -излучение высших мультипольностей, поскольку зависимость его радиационной ширины от E_γ еще сильнее, чем в первом случае.

Сравнение ширин $\Gamma_{\gamma\alpha}$, измеренных в резонансах ^{143}Nd , имеющих разный спин, также дает указание на преобладание M1-переходов^{/5/}. На вероятное преобладание M1-переходов в реакции $^{235}\text{U}(n, \gamma f)$ указывалось и в работе^{/11/}. Имеются также данные о преимущественном вкладе мягких M1-переходов в (n, γ) -реакции^{/12/}.

Таким образом, имеющиеся в настоящее время эк-

спериментальные данные указывают на преобладание мультипольности M1 для γ -переходов между компаунд-состояниями. Поэтому мы приняли что переходы $c \rightarrow c'$ имеют мультипольность M1. Тогда, анализируя данные из реакции $(n, \gamma\alpha)$, получаем значение радиационной силовой функции для M1-переходов из следующего выражения^{/4/}:

$$S_{\gamma}^{cc'}(M1) = \frac{2\pi\Gamma_{\gamma\alpha}\Gamma_{\gamma}(B_n)}{D_i \wedge E_{\gamma} \sum_{\ell, j=0}^{j_{\max}} \langle E_{\gamma}^3 T_{\alpha\ell} \rangle_j}, \quad /2/$$

где $\Gamma_{\gamma\alpha}$ - ширина $(n, \gamma\alpha)$ реакции, $\Gamma_{\gamma}(B_n)$ и D_i - соответственно полная гамма-ширина при энергии связи нейтрона B_n и расстояние между исходными компаунд-состояниями, имеющими одинаковый спин, а E_{γ} - энергия γ -перехода и $T_{\alpha\ell}$ - проникаемость потенциального барьера для α -частицы с орбитальным моментом ℓ , испускаемой из промежуточного состояния вслед за γ -квантом.

Число интервалов усреднения в выражении^{/2/} $j_{\max} = \frac{E_{\gamma\max}}{\wedge E_{\gamma}}$

определяется шириной области энергии $E_{\gamma\max}$, на которую приходится основной вклад реакции $(n, \gamma\alpha)$, составляющей, практически, 1,5-2 МэВ из-за быстрого спада проникаемости потенциального барьера для вторичных α -частиц.

Результаты исследования реакции $(n, \gamma f)$ значительно труднее поддаются интерпретации ввиду большей сложности /по сравнению с α -распадом/ делительного этапа реакции. В сущности, к настоящему времени получены только первые, в основном косвенные, экспериментальные данные о ширинах реакции $(n, \gamma f)$ для ^{235}U ^{/11, 14/}, ^{241}Pu ^{/13/}, ^{239}Pu ^{/14/}. Систематизация их и обсуждение в связи с другими результатами не проводились. Найдем приближенное выражение для радиационной силовой функции в случае реакции $(n, \gamma f)$. Ширина одного каскада γ -f из начального состояния i через промежуточное состояние со спином и четностью J^{π} и проекцией k может быть представлена в виде

$$\Gamma_{\gamma f}^{i, J^{\pi} K} = \Gamma_{\gamma}^{i, J^{\pi} K} W_f^{J^{\pi} K}, \quad /3/$$

где относительная вероятность деления из промежуточного состояния

$$W_f^{J^{\pi} K} = \frac{\Gamma_f^{J^{\pi} K}}{\Gamma_{\gamma}^{J^{\pi} K} + \Gamma_f^{J^{\pi} K}}. \quad /4/$$

Здесь $\Gamma_f^{J^{\pi} K}$ и $\Gamma_{\gamma}^{J^{\pi} K}$ - соответственно его делительная и полная гамма-ширины. Поскольку полная гамма-ширина слабо зависит от характеристик состояния и энергии возбуждения в рассматриваемой области, мы можем заменить ее на среднюю радиационную ширину захватных состояний $\Gamma_{\gamma}(B_n)$ и представить выражение /3/ в виде

$$\Gamma_{\gamma f}^{i, J^{\pi} K} = \frac{\Gamma_{\gamma}^{i, J^{\pi} K} \Gamma_f^{J^{\pi} K}}{\Gamma_{\gamma}(B_n)} (1 - W_f^{J^{\pi} K}). \quad /5/$$

Просуммируем вклады одиночных каскадов, обладающих одинаковыми значениями $J^{\pi} K$ в малом интервале энергий промежуточных состояний $\Delta E_{\gamma j}$, где можно пренебречь зависимостью $\Gamma_f^{J^{\pi} K}$ и $\Gamma_{\gamma}^{i, J^{\pi} K}$ от энергии. Усреднив правую часть суммы по промежуточным состояниям, получим

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma f}^{i, J^{\pi} K} \Delta E_{\gamma j} &= \sum_{\Delta E_{\gamma j}} \Gamma_{\gamma f}^{i, J^{\pi} K} = \\ &= \frac{1}{\Gamma_{\gamma}(B_n)} N_j^{J^{\pi} K} \langle \Gamma_{\gamma}^{i, J^{\pi} K} \rangle_j \langle \Gamma_f^{J^{\pi} K} (1 - W_f^{J^{\pi} K}) \rangle_j F, \end{aligned} \quad /6/$$

где $N_j = \Delta E_{\gamma} \rho^{J^{\pi} K}$ - число уровней в j -м интервале.

Поправочный фактор $F = \frac{\langle \Gamma_{\gamma}^{i, J^{\pi} K} \Gamma_f^{J^{\pi} K} (1 - W_f^{J^{\pi} K}) \rangle_j}{\langle \Gamma_{\gamma}^{i, J^{\pi} K} \rangle_j \langle \Gamma_f^{J^{\pi} K} (1 - W_f^{J^{\pi} K}) \rangle_j}$ можно положить равным единице в силу того, что гамма и делительные ширины двух этапов реакции флуктуируют независимо.

Выразив делительную ширину в выражении /6/ через проницаемость барьера деления

$$F_f = \frac{1}{2\pi\rho^{J^{\pi} K}} P_{J^{\pi} K}, \text{ где } P_{J^{\pi} K} = [1 + \exp(\frac{E - E_f^{J^{\pi} K}}{\hbar\omega^{J^{\pi} K}})]^{-1} /7/$$

и среднюю гамма-ширину $\langle \Gamma_{\gamma}^{i, J^{\pi} K} \rangle$ - через /1/, получим

$$\Gamma_{\gamma f}^{i, J^{\pi} K} \Delta E_{\gamma j} = \frac{D_i}{2\pi\Gamma_{\gamma}(B_n)} S_{\gamma}^{cc'}(M1) \Delta E_{\gamma j} \langle E_{\gamma}^3 \rangle_j \langle P_{J^{\pi} K} (1 - W_f^{J^{\pi} K}) \rangle_j. \quad /8/$$

Поскольку из эксперимента мы получаем суммарную $\Gamma_{\gamma f}$, просуммируем вклады переходов по всем спинам и четностям промежуточных состояний, полученных путем γ -распада, исходного во всем интервале энергий возбуждения. Тогда

$$\Gamma_{\gamma f}^{\text{эксп.}} = \frac{D_i}{2\pi\Gamma_{\gamma}(B_n)} S_{\gamma}^{cc'}(M1) \Delta E_{\gamma j} \sum_{J^{\pi} K, j=0}^{j_{\max}} \langle E_{\gamma}^3 P_{J^{\pi} K} (1 - W_f^{J^{\pi} K}) \rangle_j \quad /9/$$

откуда

$$S_{\gamma}^{cc'}(M1) = \frac{2\pi\Gamma_{\gamma f}^{\text{эксп.}} \Gamma_{\gamma}(B_n)}{D_i \Delta E_{\gamma} \sum_{J^{\pi} K, j=0}^{j_{\max}} \langle E_{\gamma}^3 P_{J^{\pi} K} (1 - W_f^{J^{\pi} K}) \rangle_j}. \quad /10/$$

Верхний предел суммирования $j_{\max} = \frac{E_{\gamma \max}}{\Delta E_{\gamma}}$, как и в случае реакции $(n, \gamma a)$, определяется величиной $E_{\gamma \max} \sim 2 \text{ МэВ}$ /см. рис. 1/.

РАСЧЕТ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ РЕАКЦИИ $(n, \gamma f)$

Выражение /10/ позволяет рассчитать силовую функцию как в предположении одногорбого барьера деления, так и двугорбого. Мы пользовались двугорбым барьером. Параметры барьеров E_f и $\hbar\omega$, необходимые для расчета проницаемостей, и зависимости вероятности деления от энергии возбуждения были взяты нами из работы /15/, где из экспериментальных данных по (d, pf) - реакции определялись параметры двугорбого барьера. В этой работе приводятся средние по $J^\pi K$ значения параметров, поэтому при расчете по формуле /10/ мы подставляли средние проницаемости и вероятности деления, считая, что в реакциях (d, pf) и $(n, \gamma f)$ дают вклад в среднем одни и те же промежуточные состояния. Поэтому экспериментальные ширины $\Gamma_{\gamma f}$ при расчете также усреднялись по захватным состояниям, а вместо D_i бралось среднее расстояние между резонансами.

Использование предположения о двугорбом барьере обуславливает два типа реакций $(n, \gamma f)$: "мгновенные", когда после испускания γ -кванта идет деление сквозь оба барьера, и "задержанные", когда после прохождения первого барьера ядро оказывается в одном из состояний второй ямы и делится с периодом полураспада соответствующего изомерного состояния. Поэтому экспериментальное значение $\Gamma_{\gamma f}$ будет зависеть от методики измерений. Среди известных экспериментальных данных к измерениям "мгновенной" реакции $(n, \gamma f)$ можно отнести только результаты работы /11/.

Погрешность данного метода расчета $S_{\gamma}^{cc'}$ определяется в основном неопределенностями параметров барьера, которые могут измениться в полтора-два раза. Некоторые неточности вносятся также за счет фактической замены при расчете среднего от произведения в выражении /10/ произведением средних P и $(1 - W_f)$ и $\Gamma_{\gamma}(B_n)$ вместо $\Gamma_{\gamma}^{JK}(B_n - E_{\gamma})$ и, кроме того, за счет упомянутого выше предположения о применимости данных по реакции (d, pf) для описания делительного этапа реакции $(n, \gamma f)$.

Расчитанные нами радиационные силовые функции

$S_{\gamma}^{cc'}(M1)$ мягких γ -переходов приведены на рис. 2. Для сравнения здесь же приводятся данные по силовым функциям жестких $M1$ -переходов /обозначены квадратиками/, пересчитанные из работы /2/ по формуле $S_{\gamma} = K_{M1} 10^{-6}$.

Можно видеть, что отмечавшаяся ранее в работе /6/ близость $S_{\gamma}^{cc'}(M1)$ и $S_{\gamma}^{cs}(M1)$ в районе редких земель в пределах ошибок имеет место и в области тяжелых ядер, и поведение $S_{\gamma}^{cc'}(M1)$ не противоречит ожидаемой из приближения Вайскопфа независимости $S_{\gamma}(M1)$ от атомного веса.

На основании последнего и с учетом постоянства $S_{\gamma}^{cc'}(M1) = 24 \cdot 10^{-9}$ были рассчитаны ширины $\Gamma_{\gamma f}$ для широкого круга делящихся ядер. Полученные величины $\Gamma_{\gamma f}$ приведены в таблице, где $\Gamma_{\gamma f}^I$ - ширины "мгновенной" $(n, \gamma f)$ - реакции, а $\Gamma_{\gamma f}^{II}$ - "задержанной".

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оценивая результаты первых исследований мягких γ -переходов, отметим, что весьма интересной представляется близость S_{γ}^{cs} и S_{γ}^{cc} , поскольку природа конечных состояний γ -переходов в этих случаях сильно отличается.

Надеюсь, что последующие исследования реакции $(n, \gamma a)$ позволят получить значения S_{γ}^{cc} для более широкого круга ядер, что дало бы возможность судить о причине близости силовых функций и степени общности полученных результатов.

Хотя область атомных весов, в которой можно наблюдать реакцию $(n, \gamma f)$, уже и погрешности при вычислении S_{γ}^{cc} сравнительно велики, полученные результаты относятся к новой области ядер, а точность значений S_{γ}^{cc} может быть значительно улучшена с получением данных о барьерах деления для состояний с различными спинами и четностями.

В заключение авторы выражают благодарность В.И.Фурману за интересные и плодотворные дискуссии и Н.С.Мелиховой за помощь в оформлении публикации.

Таблица

| Ядро- мшени | ^{233}U | ^{235}U | ^{237}Np | ^{238}Pu | ^{239}Pu | ^{241}Pu | ^{241}Am | ^{243}Am |
|--|------------------|-------------------------|-------------------|--------------------------|--------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Γ_{γ} [мэВ] оценка | 8,3 | 3,2 | 0,15 | $2 \cdot 10^{-2}$ | 16,5 | 2 | $5 \cdot 10^{-6}$ | 10^{-4} |
| Γ_{γ} [мэВ] оценка | 4,6 | 1,6 | $2 \cdot 10^{-7}$ | $32 \cdot 10^{-3}$ | 12 | 1,4 | — | — |
| Γ_{γ} [мэВ] эсп. | | $2 \pm 0,4$ /14/ /9/ | | $< 10^{-1}$ /17/ /16/ | 10 ± 3 /14/ | 4 ± 2 /13/ | | |
| $S_{\gamma}^{c \rightarrow c}$ эсп. | | 16 ± 8 60 ± 50 | | < 120 | $14,5 \pm 1,5$ | 50 ± 25 | | |

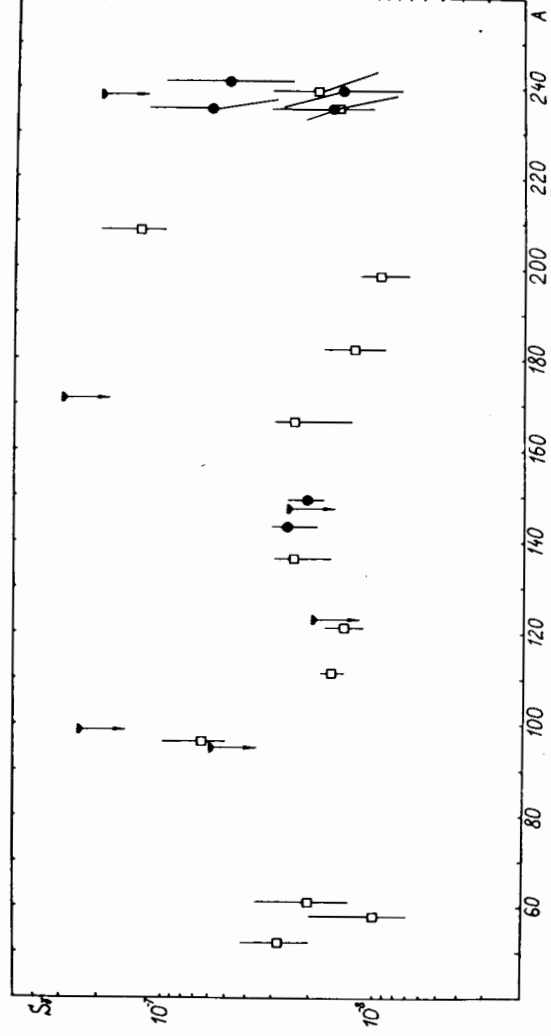


Рис. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. Jackson H.E. In: *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy*, RCN, Petten, Netherlands, 1975, p.437.
2. Bird J.R. e.a. In: *Proc. of a Conference Lowell, Massachusetts, USA, 1976, vol. 1, p.77.*
3. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, 3, вып. 4, с.770.
4. Попов Ю.П. In: *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy*, RCN, Petten, Netherlands, 1975, p.379.
Попов Ю.П. ОИЯИ, РЗ-8140, Дубна, 1974.
5. Furman W. e.a. *Phys. Lett.*, 1973, В44, p.465.
Винивартер П. и др. ОИЯИ, РЗ-6754, Дубна, 1972.
6. Втюрин В.А. и др. В кн.: *Нейтронная физика /материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975/, часть 4, с.65, М., 1976.*
7. Поярков В.А., Прокопец Г.А., Стрижак В.И. ЯФ, 1974, 19, с.705.
8. *Альфа-бета-гамма-спектроскопия /под ред. К.Зигбана/.* Атомиздат, М., 1969, вып. 3, с.20.
9. Bollinger L.M. In: *Nuclear Structure*, JINR, Dubna, 1968, p.317.
10. Oakey N.S., Macfarlane R.D. *Phys.Lett.*, 1968, 26B, p.662.
11. Длоугы З., Криштяк Й., Пантелеев Ц. В кн.: *Избранные вопросы структуры ядра*, ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976, с.113.
12. Алдея Л. и др. ОИЯИ, РЗ-7885, Дубна, 1974.
13. Simon G., Trochon J. CEA-N-1798, Juin 1975, p.67.
14. Trochon J., Simon G. In: *Proc. of Int. Symp. on Neutron Induced Reactions. Smolenice 01-07, 1974.*
15. Back B.B. e.a. *Nucl. Phys.*, 1971, A165, No. 3, p.449.
16. BNL-325. Third ed., 1973, vol. 1.
17. Bowman C.D. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1967, 18, no. 1, p.15.
18. Антонов А. и др. ОИЯИ, РЗ-9815, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1977 года.