



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ю.П. Попов, Ю.И. Фенин

P-1010

АНАЛИЗ УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ
ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

НЕЭТФ, 1962, т 43, в 6, с 2000-2007.

Ю.П. Попов, Ю.И. Фенин

P-1010

АНАЛИЗ УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ
ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

Направлено в ЖЭТФ

единый и
исследо
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 год

Описан метод анализа усредненных сечений захвата нейтронов в области энергий $\sim 1-50$ Кэв с целью получения характеристик взаимодействия p -нейтронов с ядрами. Проведен анализ сечений захвата, измеренных в Физическом институте им. П.Н. Лебедева на спектрометре нейтронов по времени замедления нейтронов в свинце для ядер Br , Rb^{85} , Nb , Mo^{98} , Mo^{100} , Rh , Ag , In , Sb , J , Cs , Ir . Полученные значения силовых функций p -нейтронов сравниваются с данными других авторов и предсказаниями оптической модели атомного ядра.

Yu.P. Popov, Yu.I. Fenin

ANALYSIS OF AVERAGED NEUTRON CAPTURE CROSS SECTIONS

Abstract

A method is described of analysing the averaged neutron capture cross sections in the energy region of $\sim 1-50$ KeV in order to obtain the characteristics of p -neutron-nuclei interaction.

An analysis has been made of the capture cross sections measured at the Lebedev Physical Institute by means of a neutron spectrometer based on the showing down time in lead for the nuclei of Br , Rb^{85} , Nb , Mo^{98} , Mo^{100} , Rh , Ag , In , Sb , J , Cs , Ir .

The obtained values of the strength functions of p -neutrons are compared with the data of other authors and with the predictions of the nuclear optical model.

В в е д е н и е

Широкое развитие спектрометрии нейтронов в резонансной области позволило перейти от простого набора экспериментальных данных к обобщениям и сравнению с моделями атомного ядра. Однако полученные данные относятся в основном к взаимодействию с атомными ядрами нейтронов с нулевым орбитальным моментом, s -нейтронов. Отдельные сведения о взаимодействии нейтронов с большими орбитальными моментами ^{/1-3/} нельзя считать надежными, поскольку они в основном опираются на разделение резонансов, относящихся к s - и p -нейтронам, по величине приведенной нейтронной ширины. Однако большая ширина распределения нейтронных ширин ^{/4/} при малом числе наблюдаемых уровней делает такое разделение резонансов не совсем однозначным.

В настоящее время более существенные сведения о взаимодействии p -нейтронов с ядрами, по-видимому, может дать анализ усредненных сечений захвата нейтронов в области энергий 1-100 Кэв. Полученные в результате такого анализа силовые функции для p -нейтронов $(S_1)^{/5,6/}$ подтверждают наличие гигантского резонанса в зависимости S_1 от атомного номера A , предсказанного оптической моделью ядра ^{/7,8/}, и указывают на наличие заметного спин-орбитального взаимодействия. Однако различие в значениях S_1 , полученных в Окридже (США) ^{/6/} и в Дюкском университете (США) ^{/5/}, для большинства элементов в районе гигантского резонанса доходит до 2-3 раз. Это не дает уверенности в величине спин-орбитального взаимодействия, приведенной Вестом и др. ^{/5/}, и в выборе параметров потенциала с поверхностным поглощением Крюгера и Марголиса ^{/9/}, полученных сопоставлением с данными Вестона и др. ^{/5/}.

П.Э. Немировский ^{/10/}, Мосин-Котин и др. ^{/11/} решали задачу обратным путем. Они рассчитывали усредненные сечения захвата нейтронов, исходя из определенных модельных представлений и параметров низкорасположенных нейтронных резонансов, и сравнивали их с экспериментальными результатами. Для ряда ядер согласие получилось хорошим. В то же время попытки провести расчеты сечений в киловольтной области для ядер с редко расположенными уровнями не всегда дают надежные результаты ^{/12/}.

В настоящей работе проводится анализ экспериментальных данных по энергетической зависимости усредненных сечений захвата нейтронов, полученных в Физическом институте им. П.Н. Лебедева с помощью спектрометра по времени замедления нейтронов в свинце ^{/13-15/} в области энергий $\sim 1-50$ Кэв. Целью анализа является определение средних резонансных параметров, описывающих захват нейтронов с орбитальным моментом $l = 1$. Вклад p -нейтронов в этой области энергий, с одной стороны, сравним с вкладом s -нейтронов, а с другой стороны, — гораздо больше вклада нейтронов с высшими орбитальными моментами. Хотя процедура такого анализа списывалась ^{/5,6/}, представляет интерес рассмотреть ее несколько подробнее, обращая внимание на обоснование используемых предположений и упрощений.

Метод анализа

Рассмотрим усредненные сечения радиационного захвата нейтронов $\bar{\sigma}_\gamma$ в киловольтной области энергий. Будем считать, что вклад прямых процессов в это сечение мал. Исключения можно ожидать только для магических и близких к ним ядер /например, Rb /. В случае $D^J \ll \Delta E \ll E$ $\bar{\sigma}_\gamma$ можно хорошо описать усредненной по энергетическому интервалу ΔE формулой Брейта-Вигнера для изолированного резонанса /например, /10/ /.

$$\bar{\sigma}_\gamma = \sum_{\ell, J, j} \frac{\sigma_{\ell J j}}{\sigma_\gamma} = 2\pi^2 \lambda^2 \sum_{\ell, J} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \sum_j \frac{\Gamma_n^{\ell J j} \Gamma_\gamma^\ell}{D^J \Gamma^{\ell J}}, \quad (1)$$

где λ -длина волны нейтрона с энергией E , I и J -спины ядра-мишени и составного ядра, j -полный момент нейтрона, равный $|l \pm 1/2|$; $\Gamma_n^{\ell J j}$, Γ_γ^ℓ и $\Gamma^{\ell J j}$ -соответственно парциальная нейтронная ширина, соответствующая определенному значению j , радиационная и полная ширины резонансного уровня; D^J -среднее расстояние между уровнями с одинаковым значением J .

Мы не будем рассматривать неупругое рассеяние нейтронов, так как в исследуемой области энергий и ядер этот процесс отсутствует^{x/}, т.е. полная ширина складывается только из нейтронной и радиационной

$$\Gamma^{\ell J} = \Gamma_n^{\ell J} + \Gamma_\gamma^\ell = \sum_j \Gamma_n^{\ell J j} \cdot \alpha_j^{J I} + \Gamma_\gamma^\ell. \quad (2)$$

Здесь $\alpha_j^{J I}$ -коэффициент, соответствующий правилу треугольников при сложении моментов I и j в суммарный J

$$\alpha_j^{J I} = \begin{cases} 1, & \text{при } |j - I| \leq J \leq j + I \\ 0, & \text{во всех остальных случаях.} \end{cases} \quad (2a)$$

Этот коэффициент введен в явном виде, чтобы подчеркнуть, что при данном J и I только определенные j дают вклад в $\Gamma_n^{\ell J}$.

Черта сверху в формуле (1) означает усреднение по распределениям ширин от резонанса к резонансу. Для нейтронных ширин мы воспользуемся распределением Портера-Томаса^{/4/} с числом степеней свободы $\nu = 1$, которое является общепринятым и хорошо описывает эксперимент:

$$P(\Gamma_n) d\Gamma_n = (2\pi \bar{\Gamma}_n)^{-1/2} \exp\{-\Gamma_n/2\bar{\Gamma}_n\} d\Gamma_n, \quad (3)$$

^{x/}Исключение составляет уровень с $E_0 = 29$ Кэв Nb⁹³ со спином $1/2^-$. Однако поскольку основное состояние имеет спин $9/2^+$, неупругий процесс может идти для нейтронов с большими моментами; как минимум необходим захват $p-$ с испусканием $d-$ нейтрона или наоборот. Такой процесс маловероятен и по оценкам, основанным на коэффициентах прилипания, приведенных в монографии^{/16/}, составляет $< 1\%$ от сечения захвата $p-$ нейтронов.

где $P(\Gamma_n) d\Gamma_n$ - вероятность обнаружить уровни с ширинами от Γ_n до $\Gamma_n + d\Gamma_n$, если средняя ширина равна $\bar{\Gamma}_n$. Противоречие с распределением Портера-Томаса при $\nu = 1$, которое получили в Сакле^{/17/} при измерении резонансов P_r , нельзя считать окончательно доказанным. Оно может быть обусловлено пропуском ряда слабых резонансов.

В связи с тем, что формула (1) содержит большое число неизвестных параметров, и все они не могут быть определены из имеющихся в нашем распоряжении экспериментальных данных, попытаемся упростить формулу (1) с тем, чтобы свести число неизвестных параметров к минимуму.

1) Для ядер, имеющих внутреннюю ось симметрии, что достигается уже при малых отклонениях формы ядра от сферической, зависимость плотности уровней $\rho_J = 1/D^J$ от спина составного ядра имеет следующий вид /см., например, /18,19/:

$$\rho(E^*, J) = \frac{1}{D^J} = \frac{2J+1}{D} \exp \left\{ - \frac{(J + \frac{1}{2})^2}{2c\tau} \right\}. \quad (4)$$

Здесь $c = \frac{2MR^2A}{5\hbar^2}$ - классический момент инерции ядра в единицах \hbar^2 ; M - масса нуклона; A - массовое число; R - радиус ядра; τ - температура ядра в энергетических единицах. При энергии возбуждения ядра $E^* \approx E_{сб} = 6 - 8$ Мэв /энергия связи нейтрона в ядре/ величина $\tau = 1$ Мэв для $A \approx 100$ и слабо зависит от E^* и A . По модели Ферми-газа $\tau \approx \sqrt{E^*}$. Плотность уровней $\rho(E^*)$ при $E \ll E_{сб}$ можно считать не зависящей от энергии. Зависимость $\rho(J)$, описываемая формулой (4), не противоречит опытным данным^{/2,20/}.

2) Радиационный захват обычно сопровождается большим числом γ -переходов на различные уровни составного ядра (мы не рассматриваем прямые процессы, так как их вклад для немагических ядер невелик). Поэтому можно ожидать, что Γ_γ слабо меняется от резонанса к резонансу. Зависимость $\Gamma_\gamma(J)$ можно оценить, воспользовавшись выражением для дипольных переходов^{/21/}:

$$\Gamma_\gamma \approx \int (E_{сб} - E^*)^3 \sum_{J'} \frac{\rho_{J'}(E^*)}{\rho_J(E_{сб})} dE^*. \quad (5)$$

Рассмотрим $\sum_{J'} \frac{\rho_{J'}(E^*)}{\rho_J(E_{сб})}$. Так как подынтегральное выражение представляет собой спектр γ -лучей с максимумом в области $E^* = E_m \approx \frac{1}{2} E_{сб}$, то для оценки зависимости Γ_γ от J достаточно рассмотреть $\rho_{J'}(E_m)$. Запишем разность показателей экспонент, входящих в $\sum_{J'}$ в виде

$$\frac{(J + \frac{1}{2})^2}{2c\tau} - \frac{(J' + \frac{1}{2})^2}{2c\tau_m} = \frac{(J + \frac{1}{2})^2}{2c\tau} - \frac{(J' + \frac{1}{2})^2}{2c\tau} (1 + \delta), \quad (5a)$$

где τ и τ_m соответствуют $E_{сб}$ и E_m , а $\delta = \frac{\tau - \tau_m}{\tau_m}$. По модели Ферми-газа $\delta = 0,4$; а по модели жидкой капли с учетом поверхностных волн $\delta = 0,3$ ^{/18/}.

Наиболее существенная зависимость $\Gamma_\gamma(J)$ будет при максимальных значениях J , т.е. в нашем случае $J \approx 6$. Принимая во внимание, что в исследуемой области ядер и энергий $(2cr)^{-1} \approx 0,015$, можно разложить $\sum_{J'}$ в ряд. Ограничиваясь членами первого порядка малости, получим

$$\sum_{J'} \frac{\rho_{J'}(E_m)}{\rho_J(E_{cb})} \approx 3 \left[1 - \frac{(J + \frac{1}{2})^2}{2cr} \delta \right]. \quad (56)$$

Такая оценка показывает, что даже для ядер с $I=9/2$, если прямые переходы играют малую роль, Γ_γ для максимального и минимального значений J отличаются не более чем на 15-20%. Поэтому в пределах этой величины мы можем считать Γ_γ не зависящим от J .

В дальнейшем, в двух вариантах расчетов мы будем предполагать, что для уровней с различной четностью величины $(\Gamma_\gamma/D)_\rho$ одинаковы. Для ядер с нечетным Z на это, по-видимому, указывают результаты измерений в Дюкском университете^{/5/}, хотя их еще нельзя считать окончательным экспериментальным подтверждением. Этот вопрос требует дальнейшего исследования. Поэтому в третьем варианте расчетов силовой функции S_I мы полагали $(\Gamma_\gamma/D)_0$ и $(\Gamma_\gamma/D)_1$ независимыми переменными.

3) Поскольку мы не знаем распределения средних нейтронных ширин по J и j , то естественно ввести некие средние по J и j величины, которыми описывается сечение и сравнивать их с параметрами, сосчитанными по какой-либо модели.

Определим для средних по E среднюю по j величину $\langle \Gamma_n(\ell, J) \rangle$:

$$\Gamma_n^{\ell J} = \langle \Gamma_n(\ell J) \rangle \cdot \sum_j a_j^{\ell J} = \langle \Gamma_n(\ell J) \rangle \cdot \epsilon_j^{\ell J}, \quad (6)$$

где

$$\epsilon_j^{\ell J} = \begin{cases} 2, & \text{если } |J - I| \leq \ell \pm \frac{1}{2} \leq J + I \\ 1, & \text{если выполняется только одно из условий} \\ & |J - I| \leq \ell + \frac{1}{2} \leq J + I \text{ или } |J - I| \leq \ell - \frac{1}{2} \leq J + I, \\ 0 & \text{во всех остальных случаях.} \end{cases}$$

Такое определение имеет смысл, если $\Gamma_n^{\ell J \ell + \frac{1}{2}}$ не сильно отличается от $\Gamma_n^{\ell J \ell - \frac{1}{2}}$ (отличие обуславливается спин-орбитальным взаимодействием). В оптической модели^{/16/}, где использована константа спин-орбитального взаимодействия, дающая правильную величину расщепления нижних уровней ядер, это взаимодействие не велико, и соответствующие коэффициенты прилипания $T_{g/2}$ и $T_{\frac{1}{2}}$ отличаются максимум в 2 раза. Однако если окажется, что $\Gamma_n^{\ell J}$ сильно зависит от j , то придется задавать другие значения $\epsilon_j^{\ell J}$ или считать его варьируемым параметром.

Введем средний по J параметр $\langle \Gamma_n(\ell) / D \rangle$, соответствующий $\langle \Gamma_n(\ell J) / D_J \rangle$, такой, что

$$\bar{\sigma}_\gamma = 2\pi^2 \chi^2 \sum_{\ell I} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \cdot \frac{\epsilon_j^{\ell J} \langle \Gamma_n(\ell) / D \rangle (\Gamma_\gamma^{\ell J} / D^J)}{\epsilon_j^{\ell J} \langle \Gamma_n(\ell) / D \rangle + (\Gamma_\gamma^{\ell J} / D^J)} \cdot F \left(\frac{\Gamma_\gamma^{\ell J} / D^J}{2\epsilon_j^{\ell J} \langle \Gamma_n(\ell) / D \rangle} \right), \quad (7)$$

где из-за усреднения по распределению Партера-Томаса для нейтронных ширин ^{/22/} появляется

$$F(a) = \frac{\bar{\Gamma}_n}{\Gamma_n} \cdot \frac{\Gamma_n}{\bar{\Gamma}_n} = (1 + 2a) \{ 1 - \sqrt{\pi a} e^{-a} [1 - \operatorname{erf}(\sqrt{a})] \}$$

(7a)

и

$$\operatorname{erf}(\sqrt{a}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{a}} e^{-t^2} dt$$

Функция $F \equiv 1$ при $\Gamma_n = \bar{\Gamma}_n$ или при $\bar{\Gamma}_n \ll \Gamma_n$, т.е. $a \rightarrow \infty$. Усреднение проводится по распределениям нейтронных ширин Γ_n^{pJ} , хотя последние являются суммами по j . В отсутствие спин-орбитального взаимодействия парциальные нейтронные ширины с различными j для одного резонанса одинаковы и от резонанса к резонансу меняется их сумма, т.е. Γ_n^{pJ} . Можно полагать, что малый добавок спин-орбитального взаимодействия не повлияет на такую корреляцию парциальных ширин. В противоположном предельном случае независимых Γ_n^{pJ} надо брать кратный интеграл по распределениям для каждого j . П.Э. Немировский ^{/10/} отмечает, что в этом случае отличие в F будет не более 10%.

Введение не зависящего от J параметра $\langle \Gamma_n(\ell) / D \rangle$ не противоречит ряду экспериментальных данных. Так, в работе ^{/20/} для W^{183} получено, что величина $\langle \Gamma_n(OJ) \rangle / D^J$ не зависит от J . Кроме того, если рассматривать силовые функции s -нейтронов /пропорциональные $\langle \Gamma_n(0) / D \rangle$ /, то можно заметить, что для соседних ядер с

$A = 232-243$, сильно различающихся по I /а следовательно, и по J /, средние значения силовых функций \bar{f}_0 ^{/23/} отличаются всего в 1,5 - 2 раза. Для $I = 5/2$ $\bar{f}_0 = 1,1 \cdot 10^{-4}$, для $I = 1/2$ $\bar{f}_0 = 1,0 \cdot 10^{-4}$, для $I = 0$ $\bar{f}_0 = 1,8 \cdot 10^{-4}$, а если опустить значение $f_0 = 3,7 \cdot 10^{-4}$ для Pu^{242} , которое резко отличается от других f_0 для ядер с $I = 0$, то получим $\bar{f}_0 = 1,4 \cdot 10^{-4}$.

Введем не зависящий от E параметр $S_\ell = \langle \Gamma_n(\ell) / D \rangle \cdot (\sqrt{E} \cdot v_\ell)^{-1}$, где $v_0 = 1$ и $v_\ell = (R/\lambda)^2 \cdot [1 + (R/\lambda)^2]^{-1}$. Тогда из сравнения выражения (7) с экспериментальными значениями $\bar{\sigma}_\gamma$ можно найти S_0 , S_1 , $(\Gamma_\gamma / D)_0$ и $(\Gamma_\gamma / D)_1$ для данного ядра-мишени.

Чтобы показать смысл средних величин S_ℓ , получающихся в результате такого анализа, рассмотрим случай $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$, т.е. $\Gamma_\gamma = \Gamma$ и $\bar{\sigma}_\gamma = \bar{\sigma}_c$, т.е. сечению образования составного ядра. Из (7) с учетом $F = 1$ получим

$$\bar{\sigma}_c = \sum_\ell 2\pi^2 \chi^2 S_\ell \frac{\sqrt{E} \cdot v_\ell}{2(2I+1)J} \sum (2J+1) \epsilon_J^{I\ell} = \sum_\ell 2\pi^2 \chi^2 (2\ell+1) \sqrt{E} v_\ell \cdot S_\ell$$

(8)

Сравнивая (8) с выражением для сечения образования составного ядра, которое получается в оптической модели ядра ^{/16/}, мы получаем, что определенная таким образом величина S_ℓ является силовой функцией ^{x/}.

^{x/} Это верно с точностью до $\pi/2 \langle \Gamma_n(\ell) / D \rangle$, что в нашей области энергий не превосходит - 10% ^{/16/}.

$$S_{\ell} = \frac{(\ell + 1) T_{\ell + \frac{1}{2}} + \ell \cdot T_{\ell - \frac{1}{2}}}{2\pi(2\ell + 1)\sqrt{E} v_{\ell}},$$

где T_{ℓ} - коэффициенты прилипания, вычисляемые в оптической модели. В связи с тем, что мы находим S_{ℓ} не только из ограниченной области, в которой $\Gamma_n \ll \Gamma_{\gamma}$, то вообще говоря, S_{ℓ} может несколько отличаться от силовой функции, определяемой в оптической модели. Однако при увеличении Γ_n сечение захвата все менее чувствительно к S_{ℓ} , а при $\Gamma_n \gg \Gamma_{\gamma}$ вообще от S_{ℓ} не зависит. Таким образом, наиболее подходящей для определения соответствующей силовой функции является область малых энергий, где $\Gamma_{\gamma}^{\ell} > \Gamma_n^{\ell}$.

4.) В области энергий нейтронов до 60 Кэв, где расположены анализируемые экспериментальные точки, основной вклад в сечение дают нейтроны с $\ell = 0$ и $\ell = 1$. Вклад нейтронов с $\ell = 2$, который при малых энергиях растет как $E^{5/2}$, можно оценить, взяв соответствующие коэффициенты прилипания по оптической модели. При $E \approx 60$ Кэв для $\ell = 0$ и $\ell = 1 < \Gamma_n(\ell)/D > \gg (\Gamma_{\gamma}/D)_{\ell}$, и поэтому (см. выражение (7)) сечение определяется величинами $(\Gamma_{\gamma}/D)_{\ell}$; для d -нейтронов положение обратное, и их вклад в сечение определяется коэффициентами прилипания. В этом приближении мы оценили для каждого ядра энергетическую границу, начиная с которой вклад d -нейтронов в суммарное сечение захвата превышает 10%. Оказалось, что для анализируемых ядер такая граничная энергия находится при ~ 50 Кэв. Несмотря на малую точность такого определения относительного вклада d -нейтронов, можно отметить, что наиболее благоприятной областью энергий нейтронов для анализа параметров s - и p -нейтронов является интервал $\sim 1-50$ Кэв.

Результаты анализа и обсуждение

Теоретическая формула (7) сопоставлялась с экспериментальными кривыми сечений для $Br^{72,81}$, Rb^{85} , Nb^{93} , Rh^{103} , $In^{113,115}$, $Sb^{121,123}$, J^{127} , Cs^{133} , $Ir^{191,193}/13/$, Mo^{98} , $Mo^{100}/14/$, $Ag^{107,109}/15/$ (данные по серебру уточнены в дипломной работе С. Романова (ФИАН СССР 1962 г.). При этом полагалось $R = 1,45 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см. Значение $2s\tau$ (ф-ла (4)) влияет только на величину $(\Gamma_{\gamma}/D)_0$ и $(\Gamma_{\gamma}/D)_1$, но не на их соотношение, что подтвердил и контрольный обсчет с $\tau = 0,5$ Мэв. Поэтому для удобства сравнения с результатами, полученными другими авторами по отдельным резонансам или из усредненных сечений, экспонента в ф-ле (4) не учитывалась.

Методом наименьших квадратов на электронной счетной машине определялся набор параметров, дающий наилучшее согласие с экспериментом. Варьироваться могли такие параметры как $S_0, (\Gamma_{\gamma}/D)_0, S_1, (\Gamma_{\gamma}/D)_1$. При анализе учитывались только случайные ошибки экспериментальных точек ($\sim 3+5\%$). Возможная ошибка в нормировке ($\sim 10\%$) приведет лишь к параллельному сдвигу всей кривой, что мало скажется на точности обсчета по методу наименьших квадратов. Расчеты, проведенные для случая J^{127} , показали, что при сдвиге экспериментальных точек на $\pm 10\%$ параметры оставались в пределах их ошибок. Слабая зависимость от нормировки отмечалась и в работе^{15/}.

Поскольку усредненные сечения являются плавной функцией энергии (см.рис. 1-2), то однозначно можно определить лишь небольшое число параметров. В нашем случае, как правило, уже 3 варьируемых параметра обеспечивают согласие с экспериментальной кривой в пределах заданных ошибок, поэтому введение дополнительных варьируемых параметров может привести лишь к неоднозначности результатов. Наиболее интересным с физической точки зрения является, по-видимому, определение силовой функции для p -нейтронов $S_I^* = \langle \Gamma_n(1)/D \rangle$.

В первой серии расчетов принималось $(\Gamma_\gamma/D)_0 = (\Gamma_\gamma/D)_1 = S_\gamma$ (см. выше), а силовая функция S_0 бралась из результатов других авторов^{/23/}. Так определялись два параметра S_I и S_γ . Однако надо отметить, что точность определения S_0 при $A = 100$, т.е. в области минимума $S_0(A)$, еще очень плоха, а для некоторых ядер экспериментальные данные вообще отсутствуют, поэтому приходилось пользоваться экстраполяцией S_0 из значений для соседних ядер. В связи с этим была проведена вторая серия вычислений, в которых определялось 3 параметра S_0 , S_I и S_γ . И, наконец, поскольку нельзя считать окончательно доказанным, что $(\Gamma_\gamma/D)_0 = (\Gamma_\gamma/D)_1$ даже для ядер с нечетным Z , хотя на это есть указание^{/5/}, третья серия расчетов проводилась при закреплённом значении S_0 ; определялись S_I , $(\Gamma_\gamma/D)_0$ и $(\Gamma_\gamma/D)_1$. Результаты всех трех серий расчетов сведены в таблицу.

В таблице во 2-4 столбцах приведены значения параметров и ссылки, указывающие в каких работах они получены. В последующих 4-х столбцах даны параметры, полученные нами; каждая строка относится к определенной серии обсчета.

Если рассматривать результаты различных серий расчетов с точки зрения определения силовой функции для p -нейтронов, то оказывается, что во всех трех сериях значения S_I совпадают в пределах их ошибок (исключение составляет $Ag^{107,109}$ и Rb^{85})^{x/} несмотря на то, что величины S_0 , а также соотношение $(\Gamma_\gamma/D)_0$ и $(\Gamma_\gamma/D)_1$ могут иногда существенно меняться (см. таблицу). Такое положение позволяет говорить об однозначности определения S_I путем анализа усредненных сечений захвата в области энергий $\sim 1-50$ Кэв. В качестве окончательных значений \bar{S}_I принято среднее значение из вычислений по трем сериям, а интервал ошибок определялся границами ошибок крайних значений S_I (последний столбец).

Анализ результатов определения остальных параметров, приведенных в таблице, показывает, что полученные нами значения S_0 , как правило, близки к результатам других измерений и экстраполяции со стороны соседних элементов, хотя есть и систематические расхождения в 1,5-2 раза (In , Sb , J). Здесь, пожалуй, не стоит останавливаться на этих различиях, поскольку настоящий анализ не претендует на надежное определение S_0 , так как в анализируемом диапазоне энергий отсутствует наиболее подходящая для этого область энергий, где для s -волны $\Gamma_n < \Gamma_\gamma$.

^{x/} По ряду соображений результаты анализа усредненных сечений захвата для Rb^{85} менее надежны, чем для остальных ядер. Ядро Rb^{86} является околomagическим с малой плотностью уровней, т.е. здесь возможен большой вклад прямых переходов, и в области нескольких Кэв плохо выполняется условие $D^J \ll \Delta E \ll E$.

Благодаря корреляции S_0 и $(\Gamma_\gamma/D)_0$ эти расхождения сказываются и на результатах анализа при раздельном варьировании $(\Gamma_\gamma/D)_0$ и $(\Gamma_\gamma/D)_1$, приводя к тому, что для этих ядер получается $(\Gamma_\gamma/D)_0 < (\Gamma_\gamma/D)_1$. Весьма вероятно, что это неравенство отражает не физическую сторону явления, а скорее неточное задание значения S_0 . Сопоставление абсолютных величин радиационных силовых функций с результатами спектроскопии нейтронов в резонансной области (например, ^{24/}) показывает, что они близки. О большем говорить пока рано, поскольку для большинства ядер точность определения (Γ_γ/D) по параметрам отдельных резонансов явно недостаточна.

Для дальнейшего уточнения силовых функций для p -нейтронов (как нейтронной, так и радиационной), получаемых из анализа усредненных сечений захвата, помимо уточнения кривой сечения захвата существенную роль играет знание точных значений S_0 и $(\Gamma_\gamma/D)_0$, которые, судя по ряду последних работ по спектроскопии нейтронов в резонансной области ^{3,17,25,26/}, могут быть получены с хорошей точностью.

Сравнение наших результатов по определению силовой функции для p -нейтронов с другими данными приведено на рис. 3. Видно, что наши значения хорошо согласуются с данными Гиббонса и др. ^{16/} (за исключением Sb , Br) и, как правило, расходятся с данными ^{15/}. Это расхождение нельзя объяснить различием методик определения S_1 по кривым сечения захвата (авторы работы ^{15/} производили анализ сечений вручную, считая этот метод более наглядным), поскольку наши расчеты по экспериментальным точкам работы ^{15/} дали значения S_1 , близкие к приводимым авторами.

Общая зависимость наших значений S_1 от атомного номера в первом приближении описывается теоретической кривой, рассчитанной по коэффициентам прилипания, приведенным в монографии П.Э. Немировского ^{16/}. Наиболее существенное расхождение с теоретической кривой наблюдается около $A \approx 100$, где экспериментальные значения S_1 для Rh и особенно для Mo^{98} и Mo^{100} лежат ниже кривой. Малые значения S_1 для Mo^{98} и Mo^{100} нельзя связывать лишь с тем фактом, что в отличие от остальных нечетно-четных изотопов они являются четно-четными. Как уже отмечалось выше (при анализе зависимости силовой функции S_0 от J), S_0 практически не зависит от четности числа протонов или нейтронов в ядре; нет оснований считать что для S_1 дело обстоит по-другому.

В то же время надо отметить, что измерения с малыми количествами разделенных изотопов Mo^{98} и Mo^{100} , слабо захватывающих нейтроны, выполнены с худшей точностью, чем для остальных элементов ^{14/}. Кроме того, малая плотность уровней этих изотопов не обеспечивает надежного усреднения сечения в области малых энергий, хотя флуктуация в плотности уровней, которая привела бы в обоих изотопах к падению S_1 в 5-10 раз, маловероятна. Ошибку в определении S_1 из-за плохого усреднения сечений оценить не представляется возможным, поэтому значения \bar{S}_1 для Mo^{98} и Mo^{100} приписаны лишь ошибки из результатов расчетов.

Таким образом, провал значений S_1 при $A \approx 100$ может указывать на более сильное спин-орбитальное взаимодействие, чем это принято в ^{16/} (в работе Вестона и др. ^{15/} спин-орбитальное взаимодействие взято на порядок большим), либо на необходимость еще

большей детализации оптического потенциала, например, введения поверхностного поглощения, как это сделано Марголисом и Крюгером^{/9/}. Необходимо отметить, что введение поверхностного поглощения и использование величины спин-орбитального взаимодействия из расщепления нижних уровней ядра еще не дает расщепления гигантского резонанса $S_1(A)$ при $A \approx 100$ ^{/9/}.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Ф.Л. Шапиро за постоянный интерес к работе и ценные замечания. Авторы благодарны П.Э. Немировскому и В.Н.Ефимову за неоднократные обсуждения работы и И.И. Шелонцеву за составление программы и проведение расчетов на электронной вычислительной машине.

Л и т е р а т у р а

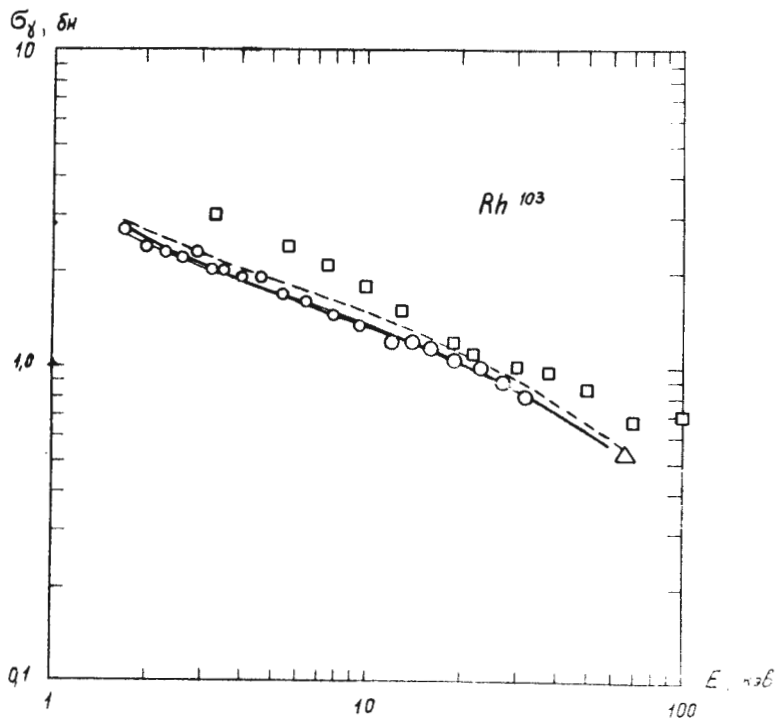
1. A.Saplackoglu, L.M.Bollinger, R.E.Cote, Phys. Rev., 109, 1258 (1958).
2. C.T.Hibdon, Phys. Rev., 114, 179 (1959).
3. J.S.Desjardins, J.L.Rosen, W.W.Havens, J.Rainwater, Phys. Rev., 120, 2214 (1960).
4. K.G.Thomas, C.E.Porter, Phys. Rev., 104, 483 (1954).
5. E.G.Bilpuch, L.M.Weston, H.W.Newson, Annals of Physics, 10, 455 (1960). L.M.Weston, K.K.Seth, E.G.Bilpuch, H.W.Newson Annals of Physics, 10, 477, (1960).
6. J.H.Gibbons, R.L.Macklin, P.D.Miller, J.H.Neller, Phys. Rev., 122, 182 (1961).
7. H.Feshbach, C.E.Porter, V.F.Weisskopf, Phys. Rev., 96, 448 (1954).
8. П.Э.Немировский, ЖЭТФ 32, 1143, (1957).
9. Т.К.Krueger, В.Мargolis, Nucl. Phys., 28, 578 (1961).
10. П.Э.Немировский, ЖЭТФ 39, 1737(1960).
11. C. Mossin-Kotin, В.Мargolis, S.E.Troubetzkoy, Phys. Rev., 116, 937 (1959).
12. Р.Л.Мэклин. Труды 11 Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии 1958 г. т.1 стр.216, Атомиздат 1959г.
13. Ю.П.Попов, Ф.Л.Шапиро ЖЭТФ 42, 988(1962).
14. С.П.Капчигашев, Ю.П.Попов (в печати).
15. А.И.Исаков, Ю.П.Попов, Ф.Л.Шапиро ЖЭТФ, 33, 989(1960) .
16. П.Э.Немировский.Современные модели атомного ядра. Атомиздат (1960).
17. С.Р.Corge, Vinh-Dinh-Huynh, J.Julien, J.Morgenstem, F.Netter, Journ. de Phys. et le Rad., 22, 719 (1961).
18. Г.Бете. Физика ядра, ч.11.Гостехиздат, (1948).
19. J.M.Lang, K.Le Couteur, Proc. Phys. Soc., 67A, 586 (1954).
Перевод: Проблемы современной физики, 11,48, (1955).
20. J.R.Waters, J.E.Evans, В.В.Kinsey, G.H.Williams, Nucl. Phys. 12, 563 (1959).
21. Дж.Блатт, В.Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, Инлитиздат, (1954) .
22. Успехи в области ядерной энергии, Инлитиздат, (1958).
23. Nuclear Data Tables, 1959.
24. D.J.Hughes, В.А.Magumo, M.K.Brussel, "Neutron Cross Section," Suppl. N° 1 to Sec. Ed., BNL-325, (1960).*
25. Ван Най-янь, И.Визи, Э.Н.Каржавина, А.Б.Попов, Ю.С.Язвицкий,
Сб. материалов совещания по нейтронной физике в Дубне. Декабрь 1961 г.
26. Ким Хи Сан, Л.Б.Пикельнер, М.И.Шигула, Чен Линь-янь, Э.И.Шарапов.
Сб. материалов совещания по нейтронной физике в Дубне. Декабрь 1961 г.
27. J.S.Desjardins, J.L.Rosen, J.R.Rainwater, W.W.Havens, Bull. Am. Phys. Soc., II, 5. 32 (1960).
28. R.Ribon, A.Michaudon, Z.Dimitrijvic, Compt. Rend., 254, 2546 (1962).
29. D.J.Hughes, R.L.Zimmerman, R.E.Chrien, Phys. Rev. Lett., 1, 461 (1958).

Т А Б Л И Ц А
 Результаты анализа усредненных сечений захвата *)

Элемент	Другие авторы			S_0	$(\bar{\sigma}/D)_0$	$(\bar{\sigma}/D)_1$	S_1	\bar{S}_1
	S_0	$\bar{\sigma}/D$	S_1					
$Bz^{79,81}$	1,4 2,3	24 6,7 [24]	0,05 [6]	1,4 1,9±0,4 1,4	6,5±0,3 5,6±0,6 6,40±0,34	5,6±0,7	2,3±0,3 3,0±0,7 2,7±0,5	2,7 +1,0 -0,7
Rb^{85}	2,5	0,15 [24]		0,5 0,11±0,07	1,33±0,06 1,35±0,04		4,5±0,5 10,2±3,3	7 ⁺⁶ ₋₄
Nb^{93}	0,35 0,1	0,9 1,0 [24]	12±5 [6] 6,0±0,2 [27] 4,6±1 [1]	0,35 0,37±0,1 0,35	1,21±0,03 1,21±0,03 1,1±0,3	1,23±0,06	10,7±0,7 10,3±1,9 11,5±2,5	10,8 +3,2 -2,4
Mo^{98}				0,5 0,06±0,16 0,5	1,1±0,2 1,0±0,1 0,5±0,7	1,0±0,1	1,3±0,6 2,4±2 2,6±2,2	2,1 +2,7 -1,7
Mo^{100}	0,5	1,0	1±1 [5]	0,5 6±12 0,5	2,9±0,1 1,7±0,3 2,7±0,2	1,7±0,4	0,48±0,05 0,9±0,3 0,7±0,2	0,7+0,5 -0,3
Rh^{103}	0,5±0,1 0,44 [25] 0,5 0,7	20 15 [24]	4 ⁺⁴ ₋₂ [28] 2,5±1,5 [5]	0,44 0,53±0,04 0,44	13,2±0,9 14±1 18,6±2,5	13,7±1,2	6,4±0,6 5,2±0,6 4,7±0,7	5,4 +1,6 -1,4

Элемент	Другие авторы			S_0	$(\overline{\gamma/D})_0$	$(\overline{\gamma/D})_1$	S_1	\overline{S}_1
	S_0	$\overline{\gamma/D}$	S_1					
<i>Ag</i> 107, 109	0,8 0,51±0,09 [3]	14,3	10±3 [6]	1,0 0,51 0,79±0,05 1,0 0,51	9,6±0,5 28,3±1,6 11,6±0,9 9,3±0,4 23,1±1,8	11,5±0,8 11,4±1,2	8,6±0,8 2,6±0,2 7,2±0,8 8,1±0,7 5,1±0,7	6,5 ⁺³ -4
<i>In</i> 113, 115	0,5 0,31 0,31±0,06 [29]	3,9 6,0	8±2 [6] 2+2 -0,8 [5]	0,5 0,24±0,01 0,5	3,1±0,2 4,3±0,2 1,49±0,12	4,66±0,2	4,1±0,5 5,1±0,4 6,5±0,5	5,2 ^{+1,8} -1,6
<i>Sb</i> 121, 123	0,52 1,1	3,0 3,7 [24]	4±1 [6]	0,5 0,30±0,03 0,5	2,4±0,2 3,9±0,6 2,2±0,2	4,3±0,6	1,8±0,4 1,3±0,3 1,7±0,3	1,6 ^{+0,6} -0,6
<i>Tl</i> 127	0,84 1,2±0,4 [29]	6,7 4,8 [24]	3, 0±1,5 [6] 1,5±0,7 [5]	0,84 0,49±0,02 0,84	5,4±0,2 7,4±0,4 4,0±0,2	7,9±0,4	3,8±0,4 3,4±0,3 4,3±0,4	3,8 ^{+0,9} -0,7
<i>Cs</i> 133	1,0±0,2 [29] 2,6	3,9 [24]		1,0 1,1±0,1 1,0	3,0±0,1 2,8±0,2 3,0±0,14	2,8±0,24	2,7±0,3 3,0±0,5 2,8±0,4	2,8 ^{+0,3} -0,4
<i>Tl</i> 191, 193	2,2±0,2 [29] 2,3	14 [24]		2,4 2,2±0,2 2,4	26,8±0,6 29±3 26,0±0,7	17,±7,7	1,75±0,2 1,5±0,3 1,9±0,5	1,7 ^{+0,7} -0,5

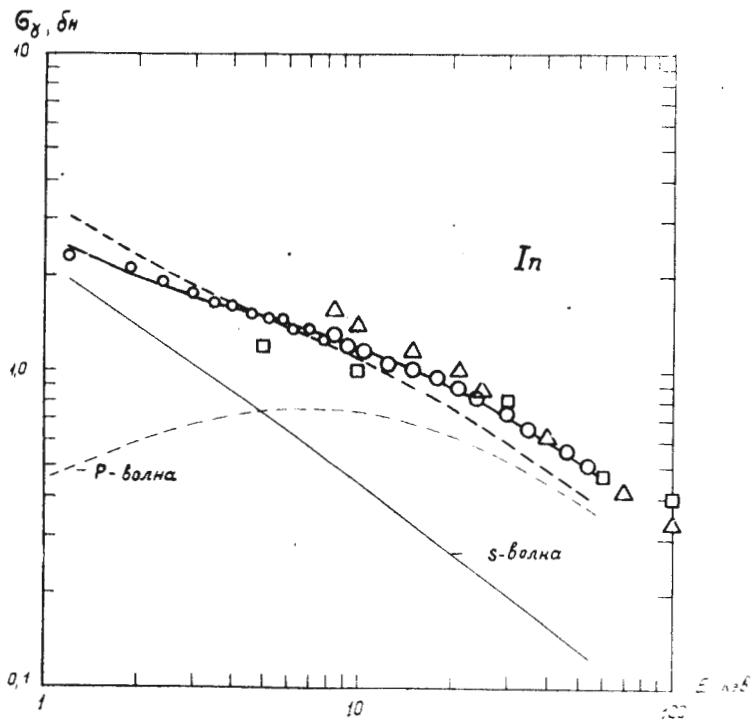
*) Все параметры приводятся в данной таблице в единицах 10^{-4} .



Р и с. 1.

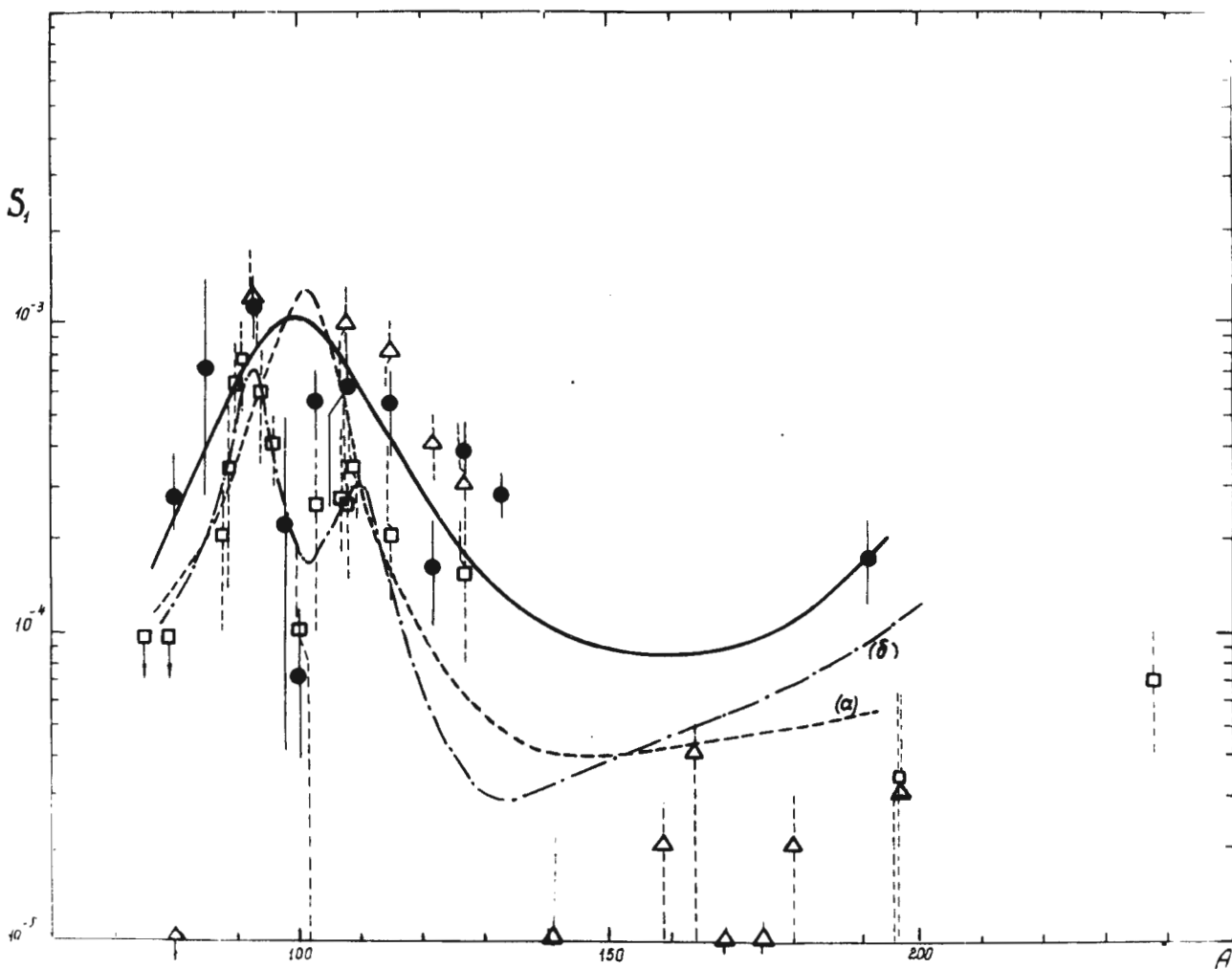
Сопоставление экспериментальных значений сечения захвата нейтронов в Rh^{103} с теоретической кривой. Сплошная кривая подсчитана по параметрам, приведенным в таблице. Для параметров всех трех серий расчетов кривые усредненных сечений совпали. Пунктиром проведена кривая, соответствующая второй серии расчетов, но S_1 изменено на величину ошибки - $S_1 = 7 \cdot 10^{-4}$

○ - экспериментальные точки /13/, □ - /5/, △ - /6/.



Р и с. 2.

Сопоставление экспериментальных значений сечения захвата нейтронов в In с теоретическими кривыми. Сплошная кривая подсчитана по результатам второй и третьей серий расчетов /см. таблицу/, пунктирная - по результатам первой. Приводятся также парциальные сечения захвата, обусловленные s - и p -нейтронами /вторая серия расчетов/ ○ - экспериментальные точки /13/, □ - /5/ и △ - /6/.



Р и с. 3.

Зависимость силовой функции для p -нейтронов от атомного веса ядра-мишени.

● - результаты настоящей работы, □ - взято из работы [5], △ - [6].
 Сплошная кривая подсчитана по коэффициентам прилипания, взятым у П.Э. Немировского [16] (потенциал с размытым краем, объемное поглощение).

Пунктирные кривые взяты из работы [9] (потенциал с размытым краем, поверхностное поглощение). Кривая [6] соответствует вдвое большему спин-орбитальному взаимодействию, чем [5] и [16]. Знаки со стрелками вниз показывают верхнюю границу S_1 .

Работа поступила в издательский отдел

15 июня 1962 г.