

АНИЗОТРОПИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ И СВОЙСТВА ЯДЕР

Г. С. Самосват

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор работ по угловой зависимости рассеяния нейтронов с энергиями преимущественно ниже 0,5 МэВ.

Первая половина обзора охватывает работы, в которых измерялись резонансные кривые выхода нейтронов, рассеиваемых в узком интервале углов. Анализ формы и площадей отдельных резонансов в зависимости от угла рассеяния позволил: 1) провести надежное определение орбитальных моментов и спинов примерно у 700 резонансов семи ядер, 2) определить вклады спиновых каналов в ряде p -резонансов ^{19}F и ^{89}Y .

Во второй половине суммируются итоги работ, в которых исследовались усредненные дифференциальные сечения упругого рассеяния. Здесь содержатся: 1) результаты поиска эффекта однопионного обмена при рассеянии p -нейтронов; 2) первое систематическое определение радиусов p -рассеяния; 3) результаты раздельного определения нейтронных силовых функций для $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -нейтронов и первое наблюдение спин-орбитального расщепления несвязанного одночастичного состояния.

The works are reviewed on the angular dependence of scattering of neutrons with energies mainly below 0.5 MeV.

The first half of the survey comprises the works in which the curves of neutron resonant yield scattered in a narrow angular interval were measured. The analysis of the shape and area of individual resonances in dependence on the scattering angle allowed one: 1) to determine reliably about 700 resonance orbital moments and spins of 7 nuclei; 2) to determine the contribution of spin channels in some p -resonances of ^{19}F and ^{89}Y .

The results of works on averaged differential elastic scattering cross sections are summarized in the second half of the survey. There are: 1) the results of the search for the effect of one-pion exchange on p -wave neutron scattering; 2) the first systematic determination of p -scattering radii; 3) the results of a separate determination of the $p_{1/2}$ - and $p_{3/2}$ -wave neutron strength functions and the first observation of the spin-orbit splitting of an unbound one-particle state.

ВВЕДЕНИЕ

Упругое рассеяние нейтронов с энергиями выше 0,5 МэВ в зависимости от угла рассеяния исследуется уже более сорока лет. Разумный набор энергий нейтронов, углов рассеяния и ядер-мишеней столь велик, что такие измерения и по сей день ведутся во многих лабораториях мира, хотя уже накопленного материала очень много. Послужив хорошим экспериментальным обоснованием оптической модели ядра в прошлом, этот материал и поныне служит ее совершенствованию, а также находит применение в различных ядерно-прикладных задачах. В настоящем обзоре, однако, мы не касаемся традиционных работ по рассеянию нейтронов с выходом в оптическую модель, ограничившись лишь ссылками на одну из первых [1] и одну из последних [2] работ этого плана, на наиболее полную сводку эксперимен-

тальных данных по дифференциальным сечениям рассеяния [3] и на новейший обзор работ по нейтронному оптическому потенциалу [4].

Цель обзора — суммировать результаты работ с нейтронами более низких энергий (преимущественно меньше 0,5 МэВ), в которых определялись свойства ядер, отличные от параметров нейтронного оптического потенциала — параметры нейтронных резонансов, силовые функции, сдвиги фаз или радиусы потенциального рассеяния*. Данных по рассеянию низкоэнергетических нейтронов пока немного по следующим причинам. Во-первых, с понижением энергии падает интенсивность и моноэнергетичность применяемых простых нейтронных источников, и можно работать только на мощных источниках, имеющих замедлители нейтронов. Во-вторых, при энергиях ниже 1—2 МэВ оптический анализ данных затруднен необходимостью учета рассеяния через составное ядро, что не очень просто и однозначно. В-третьих, с уменьшением энергии упрощается угловая зависимость дифференциального сечения рассеяния, и, с одной стороны, оно несет мало информации для оптической модели, а с другой — для практических нужд его можно получить экстраполяцией со стороны больших энергий.

Между тем именно последнее обстоятельство — простота структуры сечения — и позволяет извлекать из него разнообразную информацию. При энергиях менее нескольких сот килоэлектрон-вольт в рассеянии практически не участвуют орбитальные волны с $l > 1$, и дифференциальное сечение дается тремя первыми членами ряда

$$\sigma(E, \vartheta) = \frac{\sigma_s(E)}{4\pi} \sum_{i=0}^{\infty} \omega_i(E) P_i(\cos \vartheta), \quad (1)$$

где E и ϑ — энергия и угол рассеяния нейтрона; σ_s — интегральное сечение рассеяния; P_i — полиномы Лежандра; ω_i — безразмерные параметры анизотропии, причем $\omega_0 = 1$ при всех энергиях. В изотропный первый член (1) основной вклад дает s -рассеяние, третий член целиком определяется p -рассеянием, а второй — интерференцией s - и p -волн. Таким образом, знание углового распределения рассеянных нейтронов позволяет однозначно разделить вклады s - и p -нейтронов и, как следствие этого, получить о ядре немало новых сведений.

Выпишем полученную по рекомендациям работы [5] детальную формулу для $\sigma(E, \vartheta)$, являющуюся теоретическим фундаментом всех обозреваемых ниже работ:

$$\sigma(E, \vartheta) = \sigma_{\text{пот}} + \sum_i (\sigma_{sr} + \sigma_{si}) + \sum_i (\sigma_{pr} + \sigma_{pi}); \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{пот}} = & \frac{1}{k^2} [\sin^2 \delta_0 + 3 \sin^2 \delta_1 + 6 \sin \delta_0 \sin \delta_1 \times \\ & \times \cos(\delta_0 - \delta_1) \cos \vartheta + 6 \sin^2 \delta_1 P_2(\cos \vartheta)]; \end{aligned} \quad (3)$$

* В обзор не вошел ряд довольно старых исследований с легкими ядрами, в которых из анализа угловых распределений определялись параметры резонансов и фазы рассеяния при энергиях 1—5 МэВ.

$$\sigma_{sr} = \frac{1}{4k_0^2} \frac{g\Gamma_n^2}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4}; \quad (4)$$

$$\sigma_{si} = -\frac{1}{kk_0} \frac{g\Gamma_n}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4} \left\{ \sin \delta_0 \left(\Delta E \cos \delta_0 + \frac{\Gamma}{2} \sin \delta_0 \right) + \right. \\ \left. + 3 \sin \delta_1 \left[\Delta E \cos (2\delta_0 - \delta_1) + \frac{\Gamma}{2} \sin (2\delta_0 - \delta_1) \right] \cos \vartheta \right\}; \quad (5)$$

$$\sigma_{pr} = \frac{1}{4k_0^2} \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \frac{g}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4} \times \\ \times \begin{cases} \Gamma_n^2 [1 + (2J + 1) \rho^2 P_2(\cos \Omega)] & \text{при } J = I \pm 3/2, \\ [\Gamma_n^2 + (2J + 1)(\rho_- \Gamma_{n-} - \rho_+ \Gamma_{n+})^2 P_2(\cos \vartheta)] & \text{при } J = I \pm 1/2; \end{cases} \quad (6)$$

$$\sigma_{pi} = -\frac{1}{kk_0} \frac{E}{E_0} \frac{g\Gamma_n}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4} \left\{ \sin \delta_1 \left(\Delta E \cos \delta_1 + \frac{\Gamma}{2} \sin \delta_1 \right) \left[1 + \right. \right. \\ \left. \left. + 2P_2(\cos \vartheta) \right] + \sin \delta_0 \left[\Delta E \cos (2\delta_1 - \delta_0) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\Gamma}{2} \sin (2\delta_1 - \delta_0) \right] \cos \vartheta \right\}, \quad (7)$$

где $\Delta E = E - E_0$; $g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$;

$$\rho(J, s) = \begin{cases} 0 & \text{при } J < 1; \\ \frac{2}{\sqrt{5}} \frac{\sqrt{(2J-1)2J(2J+1)(2J+2)(2J+3)}}{(J+s)(J+s+1)(J+s+2)(1-s+J)!(1+s-J)!} & \text{при } J \geq 1. \end{cases} \quad (8)$$

Остальные обозначения стандартны: E и k — энергия и волновое число нейтрона (индекс 0 обозначает резонансные значения); δ_l — сдвиги фаз потенциального рассеяния; Γ и Γ_n — полная и нейтронная ширины резонанса; I и J — спины ядра-мишени и резонанса; s — спин канала, принимающий два возможных значения — $s_- = I - 1/2$; $s_+ = I + 1/2$; $\Gamma_{n\pm}$, ρ_{\pm} — значения, относящиеся к соответствующему s_{\pm} . Для p -резонанса с $J = I \pm 3/2$ реализуется только одно из значений s , и для него $\Gamma_n = \Gamma_{n-}$ или Γ_{n+} ; если же $J = I \pm 1/2$, то реализуются оба значения s , и у такого резонанса $\Gamma_n = \Gamma_{n+} + \Gamma_{n-}$. В выражениях (4) — (7) Γ_n — константы, относящиеся к $E = E_0$, а в полные ширины Γ нужно включать эти же Γ_n , но умноженные на $(E/E_0)^{1/2}$ и $(E/E_0)^{3/2}$ для s - и p -резонансов соответственно. При учете вклада p -резонанса очень далеко от E_0 его Γ_n следует всюду домножить еще на фактор $\frac{1+(k_0R)^2}{1+(kR)^2}$ (R — радиус ядра).

Заметим, что приведенные формулы относятся к системе центра масс (с.ц.м.) и хорошо описывают сечение только в случае хорошо изолированных резонансов, так как в формулах не учтена межрезонансная интерференция; суммы в (2) дают только некогерентные вклады резонансов, пределы суммирования по которым следует определять, исходя из требуемой точности.

Разделы 1 и 2 обзора охватывают работы с высоким разрешением по энергии, когда в спектрах регистрируемых нейтронов отчетливо видны отдельные резонансные линии. В одной группе работ определялись орбитальные моменты и спины резонансов [6—14], а в другой — смеси спиновых каналов в «двухканальных» p -резонансах [15—17].

Разделы 3 и 4 посвящены анализу усредненных по резонансам дифференциальных сечений рассеяния, который позволяет определять параметры потенциального рассеяния и нейтронные силовые функции для s -, $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -нейтронов [18—28]. Работы [15—28] выполнены на реакторе ИБР-30 в ОИЯИ [29].

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРБИТАЛЬНЫХ МОМЕНТОВ И СПИНОВ РЕЗОНАНСОВ

Для изучения свойств отдельных резонансов с помощью рассеяния нейтронов под разными углами применялись только мощные импульсные источники нейтронов в сочетании с достаточно длинными базами для спектрометрии нейтронов по времени пролета. В отличие от прежних работ (см. примечание на с. 714), имевших дело с угловыми распределениями нейтронов при разных энергиях, в рассматриваемых работах анализировались энергетические спектры рассеиваемых нейтронов, полученные при разных углах рассеяния.

Выбор исследуемых ядер и энергий нейтронов диктовался необходимостью хорошо видеть отдельные резонансы. Для этого кроме высокого энергетического разрешения спектрометра требуется, чтобы с одной стороны, нейтронные ширины резонансов не были малыми по сравнению с радиационными (иначе потребуются очень тонкие мишени), а с другой — чтобы резонансы не перекрывались. Выполнение обоих условий и определило изучаемые диапазоны ядерных масс и нейтронных энергий: энергии пока не вышли за пределы 1—1800 кэВ, а набор ядер-мишеней ограничен сравнительно легкими или околomagическими.

Метод. Орбитальный момент резонанса l может быть легко определен по изменению с углом рассеяния ϑ формы резонанса за счет его интерференции с потенциальным рассеянием. Так как в последнем преобладает s -волна, а резонансная амплитуда рассеяния содержит множитель $P_l(\cos \vartheta)$, то угловая зависимость соответствующего члена сечения $\sigma(E, \vartheta)$ и определяется $P_l(\cos \vartheta)$. Для s -резонанса этот член выражается изотропной частью величины σ_{si} в формуле (5), для p -резонанса — это член с $\cos \vartheta$ в σ_{pi} (7), а для d -резонанса этот член имеет вид (в пренебрежении δ_2 и с Γ_n , зависящей от энергии)

$$-\frac{1}{k^2} \frac{g\Gamma_n \sin \delta_0}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4} \left(\Delta E \cos \delta_0 - \frac{\Gamma}{2} \sin \delta_0 \right) P_2(\cos \vartheta). \quad (9)$$

Второе слагаемое (с $\Gamma/2$) во всех этих членах симметрично по E относительно E_0 и не представляет здесь интереса (оно обычно меньше резонансного члена). Первое же слагаемое — характерная нечетная функция $\Delta E = E - E_0$; она делает резонанс асимметричным.

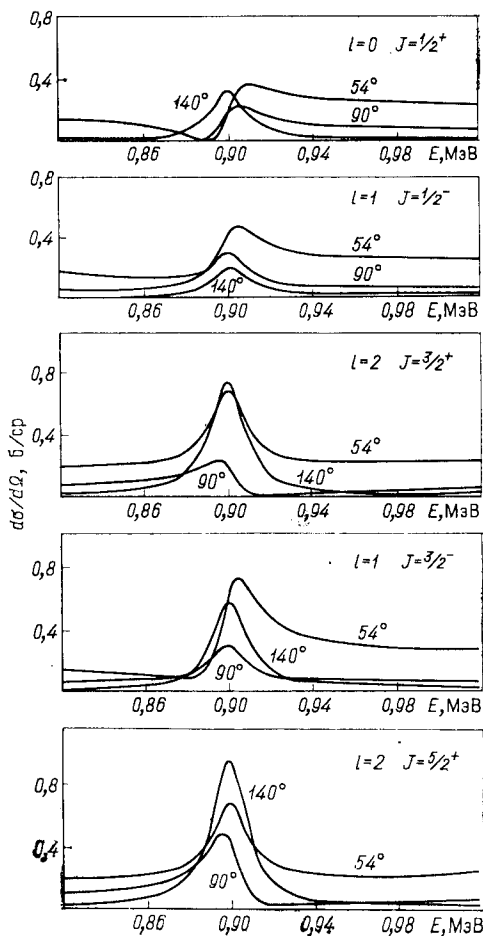
Учитывая, что $\delta_0 < 0$, легко видеть, что у s -резонанса при всех ϑ на «крыле» с $E < E_0$ должен быть «провал» (деструктивная интерференция), а при $E > E_0$ — более медленный спад (конструктивная интерференция), т. е. картина, наблюдающаяся у s -резонансов и в полных сечениях. У резонансов с $l > 0$ эта же картина дополнительно «модулируется» по углу посредством $P_l(\cos \vartheta)$. Следовательно, p -резонанс симметричен при $\vartheta = 90^\circ$, при $\vartheta < 90^\circ$ он выглядит как s -резонанс, а при $\vartheta > 90^\circ$ имеет «провал» при $E > E_0$. «Визитной карточкой» d -резонанса являются симметричная форма при углах около 55 и 125° , форма s -резонанса вне интервала между этими углами и форма, обратная s -резонансу, для углов внутри этого интервала.

Получаемая таким образом идентификация резонансов по l однозначна и надежна. Следует только сказать, что с ростом энергии нейтронов в потенциальном рассеянии растут вклады высших моментов и рассмотренные простые закономерности формы резонансов постепенно усложняются. Затруднения могут возникнуть также из-за взаимной интерференции близких резонансов.

В принципе измерение резонансной кривой при нескольких углах позволяет однозначно определить и спин резонанса J , но успех здесь зависит от точности эксперимента, так как теперь требуется проследивать не качественные, а количественные закономерности. Значение J существенно влияет (через g и ρ) на резонансные и интерференционные члены $\sigma(E, \vartheta)$. Отметим, в частности, что легче всего определить спин p -резонанса на четно-четной мишени ($l = 0$): резонансное значение $\omega_2 = 0$, если $J = 1/2$, и $\omega_2 = 1$, если $J = 3/2$, т. е.

* О влиянии J на резонансное сечение в случае $l > 0$ см. также подраздел на с. 724 разд. 2.

Рис. 1. Формы условного резонанса в ^{40}Ca с $E_0 = 900$ кэВ, $\Gamma_n = 20$ кэВ при потенциальном рассеянии $1,5$ б для указанных l, J и ϑ [7]



резонансный пик с увеличением ϑ от 90° не растет в первом случае и растет во втором.

Практически чтобы не делать трудоемкой точной подгонки расчета под экспериментальные точки, рассчитывают несколько «стандартных» форм резонансов при разных E_0 , l , J , ϑ и сравнивают с ними экспериментальные пики. Пример таких стандартов из работы [7] показан на рис. 1.

Результаты. Результаты большинства работ представляют собой только относительные выходы нейтронов для 2–10 углов рассеяния,

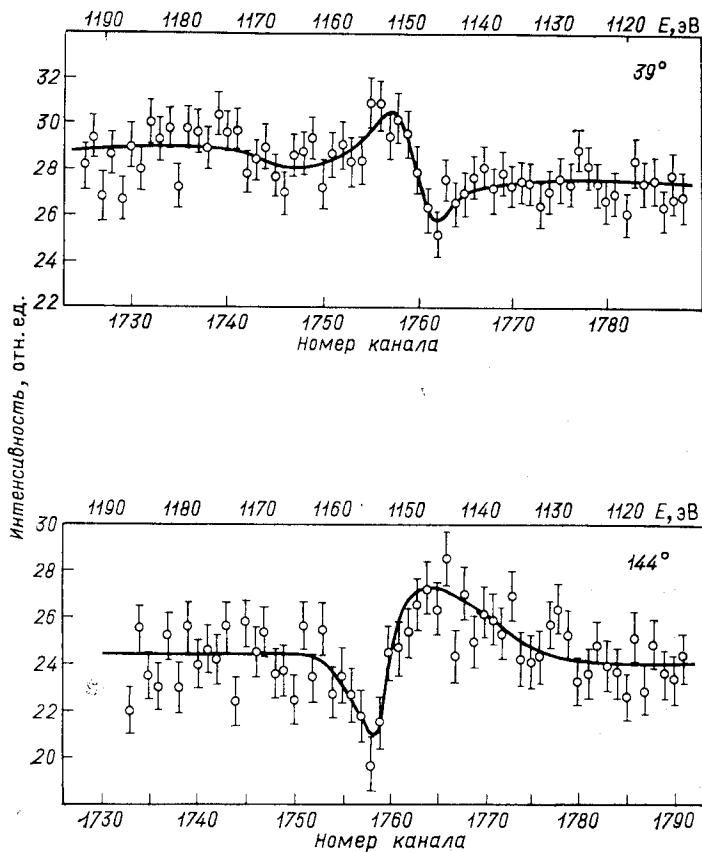


Рис. 2. Первый p -резонанс (в ^{56}Fe), идентифицированный по угловой зависимости рассеяния [6]

не вполне пропорциональные $\sigma(E, \vartheta)$ из-за конечной толщины рассеивателей, многократного рассеяния и конечного разрешения спектрометров. Первая работа [6] была выполнена на 54-метровой пролетной базе нейтронного источника в Харвелле, дававшего нейтронные вспышки длительностью около 200 нс. Рассеянные нейтроны

регистровались детекторами с литиевыми стеклами. Результаты этой работы, показанные на рис. 2, позволили с несомненностью установить, что резонанс 1,15 кэВ на ядре ^{56}Fe является p -волновым, в результате этого был разрешен спор по этому поводу в ряде работ.

Вслед за этой пионерской работой последовали подобные же исследования на более высоком техническом уровне в трех лабораториях, располагающих импульсными источниками наносекундного диапазона. Методически эти работы объединяет использование быстродействующих детекторов с пластическими сцинтилляторами, регистрирующих нейтроны по протонам отдачи, начиная с энергий в десятки килоэлектрон-вольт. На изохронном циклотроне в Карлсруе измерения проводились на пролетной базе 58 м при временной неопределенности 4 нс одновременно для трех [7] и десяти [8, 9] углов рассеяния. На линейном ускорителе электронов в Ок-Ридже соответствующие параметры экспериментов составляли 200 м и 12 нс при трех [10, 11] и пяти [12, 13] углах, а на электронном ускорителе в Гиле — 400 м и около 6 нс при шести углах [14].

Так как наибольший интерес представляет определение орбитального момента l вместе с полным J , до сих пор кроме ^{207}Pb [11] были исследованы только четно-четные ядра, имеющие для каждого l резонансы только двух спинов ($J = l \pm 1/2$), выбор из которых сравнительно прост. Всего значения l надежно установлены примерно для 600 резонансов семи ядер-мишеней; распределение их содержится в табл. 1. В скобках указаны числа резонансов, в значениях l

Таблица 1. Число резонансов с установленными l

Ядро-мишень	Энергия, кэВ	l				Литература
		0	1	2	3	
^{24}Mg	400—1800	4	6	5	—	[10]
^{28}Si	1100—1300	2	1	—	1	[9]
^{32}S	200—1700	9	21(1)	26(11)	11	[14]
^{40}Ca	500—1500	17(2)	22(10)	17(3)	—	[7]
^{56}Fe	1,15	—	1	—	—	[6]
	450—900	21(2)	64(13)	16	—	[8]
^{208}Pb	25—900	35	109(27)	132(57)	(2)	[12, 13]
^{207}Pb	15—480	10*	60(31)	12(2)	—	[11]

* Два резонанса со спином 1^- определенно имеют примесь d -волны и еще два — менее определено.

которых авторы не уверены. В большинстве случаев (около 70%) вместе с l определены и J . На рис. 3 в качестве примера показано сравнение части экспериментальных спектров и расчетных сечений из [14], где видны резонансы с идентифицированными l и J , которые обозначены на кривых для угла рассеяния 30° .

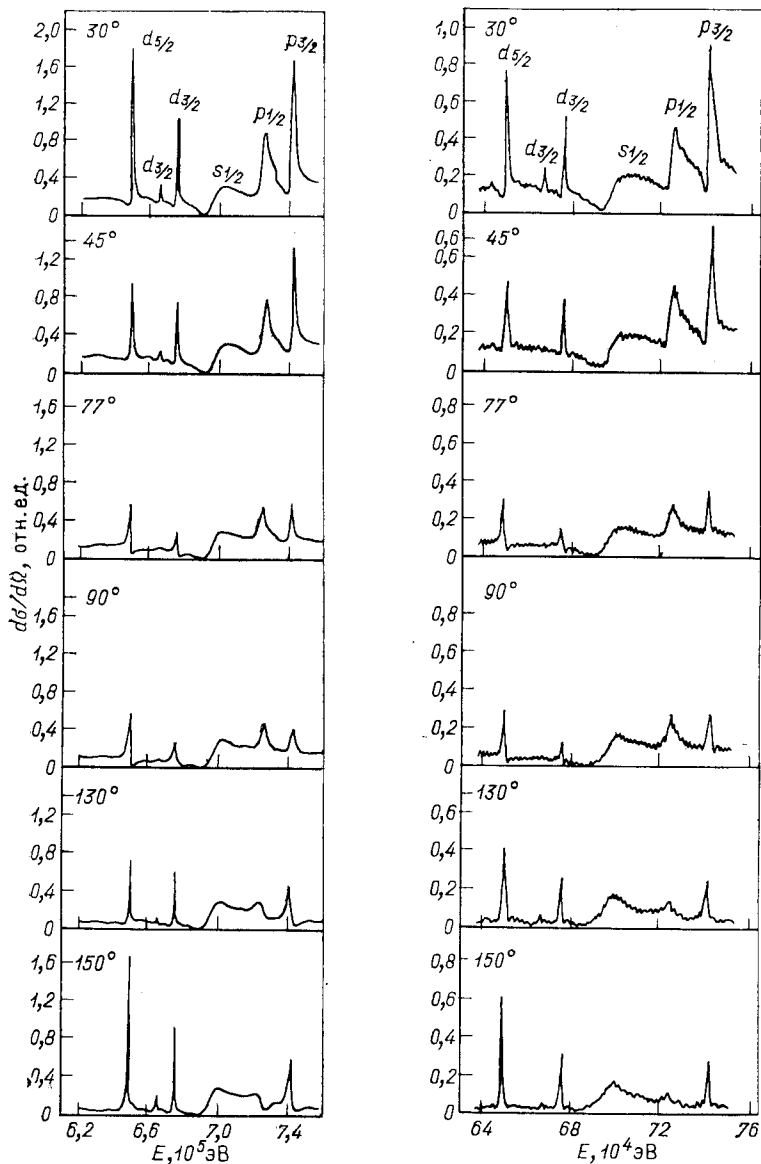


Рис. 3. Сравнение расчетных дифференциальных сечений с экспериментальными выходами нейтронов для разных углов рассеяния на ядрах ^{32}S [14]

Результаты работ [7—9, 11—14], в которых наряду с угловой зависимостью упругого рассеяния измерялись с высоким разрешением и полные сечения, не исчерпываются значениями спинов и четностей резонансов. Многоуровневый R -матричный анализ полного сечения

дал также их положения и ширины, и, следовательно, в руках авторов оказались довольно чистые * статистические ансамбли уровней для пяти ядер. Некоторые физические заключения, сделанные авторами этих работ, мы кратко рассмотрим в следующем разделе, а здесь приведем только экспериментальные значения средних расстояний между уровнями и нейтронных силовых функций (табл. 2). Для достаточно чистых систем уровней, хотя часто и небольших, авторы дают средние расстояния $D_l(J)$ и силовые функции $S^l(J)$, относящиеся к уровням с данными J^π , а в остальных случаях — значения D_l и S^l , усредненные по J . Заметим, что требования чистоты ансамбля менее жестки при определении $S^l(J)$, так как пропусаются или не идентифицируются по J обычно слабые резонансы, дающие малый вклад в силовые функции. В заключение напомним связи между приведенными в табл. 2 величинами:

$$S^l(J) = \frac{\overline{\Gamma_n^l(J)}}{D_l(J)}; \quad (10)$$

$$D_l(J) = \frac{D_l}{2J+1} \sum_J (2J+1); \quad (11)$$

$$S^l(J) = \frac{1}{2l+1} \sum_J g S^l(J), \quad (12)$$

где $\overline{\Gamma_n^l(J)}$ — средняя приведенная нейтронная ширина для резонансов с данными l и J и $g = (1/2)(2J+1)/(2l+1)$. Формула (11) верна, если у ядра плотность уровней с данным J^π при данном возбуждении пропорциональна $2J+1$. Как видно из табл. 2, это согласуется с данными для ^{32}S и противоречит таковым для ^{40}Ca .

Обсуждение. В рассматриваемых нами работах был сделан целый ряд наблюдений, совсем новых для нейтронной спектроскопии.

1. В [9] у ядра ^{28}Si был зарегистрирован, по-видимому, первый нейтронный f -резонанс, а у ^{32}S их найдено уже одиннадцать [14].

2. Из теории давно известно, что у ядра со спином $I > 0$ нейтронные резонансы со многими из возможных J^π могут быть возбуждены по каналам с несколькими значениями l одинаковой четности. Однако из-за сильного влияния центробежного барьера считалось, что при энергиях ниже 1 МэВ резонансы образуют лишь нейтроны с минимальным моментом $l_{\text{мин}}$, и на практике никто не считался с возможностью вклада нейтронов с $l = l_{\text{мин}} + 2$. И вот в работе [11] и предшествовавшем ей сообщении [30] было неожиданно обнаружено, что « s -резонансы» 181,49 и 256,43 кэВ в ^{207}Pb ($I = 1/2^-$), имеющие спин 1-, содержат примесь d -волны в количестве 53 и 81% от s -волны. Возможно, то же самое относится еще к двум резонансам ^{207}Pb [11], а также проявлялось и в других экспериментах на других ядрах, но не было осознано. Теперь возможность подобных смесей следует иметь в виду.

* Чистый ансамбль образуют все уровни с данными спином J и четностью π в некотором интервале энергий.

Таблица 2. Средние расстояния между резонансами и нейтронные силовые функции

Параметр	l	J^π	$^{32}\text{S}[14]$	$^{40}\text{Ca}[7]$	$^{56}\text{Fe}[8]$	$^{208}\text{Pb}[12, 13]$	$^{207}\text{Pb}[11]$
D_l , кэВ	0	1/2 ⁺	173 $^{+18}_{-16}$	45 $^{+4}_{-6}$	19,6 \pm 1,8	23 \pm 5*	
	0	1 ⁻					58 \pm 15
	1	1/2 ⁻	195 $^{+26}_{-21}$	55 $^{+10}_{-34}$			
	1	3/2 ⁻	83 $^{+5}_{-4,5}$	54 $^{+10}_{-19}$			
	1			28 $^{+5}_{-12}(22)**$	4,8 \pm 0,8	6,2 \pm 0,7*	4,3 \pm 0,6
	2	3/2 ⁺	133 $^{+16}_{-13}$	61 $^{+16}_{-32}$			
	2	5/2 ⁺	91 $^{+6}_{-8}$	82 $^{+16}_{-42}$			
	2			35 $^{+10}_{-17}(19)**$		4,2 \pm 0,4*	
	3		146 \pm 62*				
$10^4 S^l$	0	1/2 ⁺	0,56 $^{+0,37}_{-0,20}$	2,92 $^{+1,25}_{-0,87}$	2,6 \pm 0,8	1,06 \pm 0,25	
	0	1 ⁻					<0,5
	1	1/2 ⁻	0,72 $^{+0,56}_{-0,36}$	0,47 $^{+0,38}_{-0,14}$			
	1	3/2 ⁻	0,48 $^{+0,21}_{-0,13}$	0,29 $^{+0,23}_{-0,08}$			
	1	0 ⁺					0,42 \pm 0,10
	1	1 ⁺					0,68 \pm 0,06
	1	2 ⁺					0,28 \pm 0,04
	1			0,36 $^{+0,15}_{-0,08}$	0,59 \pm 0,25	0,32 \pm 0,04	0,35 \pm 0,06
	2	3/2 ⁺	0,55 $^{+0,38}_{-0,19}$	3,4 $^{+3,2}_{-1,1}$		1,81 \pm 0,27	
	2	5/2 ⁺	1,40 $^{+0,43}_{-0,39}$	0,9 $^{+0,8}_{-0,3}$		1,24 \pm 0,15	
	2			1,9 $^{+1,0}_{-0,6}$			2,8 \pm 1,0
	3		2,29 $^{+1,51}_{-0,81}$				

* Оценено нами как $\frac{\Delta E}{N} \pm \sqrt{\frac{2}{N} \frac{\Delta E}{N}}$ (N —число резонансов в интервале ΔE).

** В скобках—значение, исправленное на пропуск уровней.

3. В том же исследовании системы $^{207}\text{Pb} + n$ [11] было сделано еще одно важное наблюдение, касающееся спиновой зависимости нейтронной силовой функции S_j^1 для p -нейтронов с полным моментом $j = 1/2$ и $3/2$. В то время как p -резонансы со спинами 0 и 2 у ядра с $I = 1/2$ возбуждаются по одному каналу (спин 0 образуют нейтроны с $j = 1/2$, а спин 2 — с $j = 3/2$), резонансы со спином 1 возбуждаются по обоим каналам. Следовательно, если вблизи входов входных состояний со спином 0^+ или 2^+ , резонансы со спином 1 в среднем должны быть сильнее резонансов со спинами 0 и 2, а если спиновое взаимодействие вообще пренебрежимо мало, то должно выполняться равенство $S^1(1) = S^1(0) + S^1(2)$, что и наблюдалось в [11] в области энергий, свободной от входных состояний (см. также табл. 2). Заметим, что, как показано в [31], для реализации этого равенства не требуется хаотичность знаков амплитуд нейтронных ширин, как полагали авторы [11].

4. Среди первых четырех работ, в которых ряд нейтронных резонансов на легких ядрах был опознан как изобар-аналоговые состояния, две принадлежат обсуждаемому циклу. Один из s -резонансов ^{28}Si [9] и два или три d -резонанса ^{32}S [14] оказались аналогами известных связанных состояний ядер ^{28}Al и ^{33}P с изоспином $T = 3/2$. Так как образование чистых состояний с $T = 3/2$ происходило бы с несохранением изоспина (у мишени $T = 0$, а у нейтрона $T = 1/2$), они должны быть смешаны с состояниями, имеющими $T = 1/2$. Матричные элементы изоспинового смешивания, определенные авторами из нейтронных ширин резонансов, представляют значительный интерес как мера отклонения от зарядовой независимости ядерных сил.

5. В [13] экспериментальные значения нейтронных силовых функций и сдвигов фаз потенциального рассеяния для ядра-мишени ^{206}Pb сравнивались с расчетами по оптической модели ядра. Было найдено два набора параметров оптического потенциала, один из которых хорошо воспроизводит экспериментальные величины для $l = 0$ и 2 и плохо для $l = 1$, а другой дает обратную картину. Аналогичная ситуация наблюдалась ранее для ядер с A около 100 [32] и ^{32}S [33]. Это может служить указанием на зависимость оптического потенциала от орбитального момента.

Мы завершим этот перечень двумя типами более традиционных наблюдений, направленных на поиски нестатистических эффектов.

6. Значительное число идентифицированных уровней ^{207}Pb (около 350) и ширина интервала возбуждений (около 900 кэВ) позволили авторам работ [12, 13] не только проверить $(2J + 1)$ -зависимость плотности уровней, но и проследить зависимость плотности с возрастанием энергии возбуждения. Графики числа резонансов с энергией меньше данной хорошо описываются моделью с постоянной ядерной температурой 0,9 МэВ, соответствующей росту плотности около 12% на каждые 100 кэВ, но $(2J + 1)$ -зависимость заметно нарушена: число p -резонансов до энергии 200 кэВ вдвое больше, чем должно быть, но к энергии 900 кэВ этот избыток сокращается до 13%. Сходный эффект, но с противоположным результатом наблюдался для составного ядра ^{33}S [14] — там обнаружен ~30%-ный недостаток

p -резонансов, правда, с гораздо меньшей статистической достоверностью, чем в [12, 13]. Заметим, что различие числа компаунд-уровней с противоположными четностями имеет теоретическое обоснование [34] в рамках полумикроскопической модели [35].

7. Наблюдался и другой вид нестатистических эффектов — сгустки «силы» нейтронных резонансов, трактуемые как входные состояния. Они отчетливо наблюдались у изотопов свинца [11—13]. Природа входного состояния для p -резонансов с $J^\pi = 1^+$ в реакции $^{207}\text{Pb} + n$ при энергии около 140 кэВ подробно анализируется в [36]. Особенности же промежуточной структуры силовых функций для s - и d -нейтронов в этой реакции и в реакции $^{206}\text{Pb} + n$ качественно воспроизводятся в расчетах [37] по квазичастично-фононной модели [38].

Этот сжатый рассказ о физических результатах, полученных в [9, 11—14], показывает, насколько плодотворными могут быть исследования нейтронных резонансов, если определяются их спины и четности.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕСЕЙ СПИНОВЫХ КАНАЛОВ В p -РЕЗОНАНСАХ

Теоретическое рассмотрение. У ядер-мишеней со спином $I \neq 0$ p -резонансы со спинами $J = 1$ при $I = 1/2$ и $J = I \pm 1/2$ при $I > 1/2$ в отличие от s -резонансов и p -резонансов со спинами $J = I \pm 3/2$ возбуждаются нейтронами и испускают нейтроны по двум различным каналам, отличающимся значениями спина канала $s_{\pm} = I \pm 1/2$ или полного момента нейтрона $j = 1/2, 3/2$ (в зависимости от выбранного представления). Для неполяризованных нейтронов и ядер в сечениях, проинтегрированных по телесному углу, фигурирует только полная нейтронная ширина Γ_n таких двухканальных резонансов, а парциальные нейтронные ширины (или их амплитуды), соответствующие отдельным каналам, входят только в дифференциальные сечения, причем

$$\Gamma_n = \Gamma_{n-} + \Gamma_{n+} = \Gamma_{n\frac{1}{2}} + \Gamma_{n\frac{3}{2}}, \quad (13)$$

где парциальные ширины отмечены дополнительными индексами каналов.

Между амплитудами ширин $\gamma_x = \pm \sqrt{\Gamma_{nx}}$ в разных представлениях имеется однозначная связь (см., например, [31]):

$$\begin{aligned} \gamma_- = 2\sqrt{I} \left[-W \left(I \frac{1}{2} J 1; I - \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right) \gamma_{\frac{1}{2}} + \right. \\ \left. + \sqrt{2} W \left(I \frac{1}{2} J 1; I - \frac{1}{2} \frac{3}{2} \right) \gamma_{\frac{3}{2}} \right]; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \gamma_+ = 2\sqrt{I+1} \left[-W \left(I \frac{1}{2} J 1; I + \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right) \gamma_{\frac{1}{2}} + \right. \\ \left. + \sqrt{2} W \left(I \frac{1}{2} J 1; I + \frac{1}{2} \frac{3}{2} \right) \gamma_{\frac{3}{2}} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

где W — коэффициент Рака. Так как знаки амплитуд обычно неизвестны, связь между соответствующими ширинами оказывается двузначной. Соотношения же между Γ_{n+} и Γ_{n-} (или $\Gamma_{n_2^+}$ и $\Gamma_{n_2^-}$), т. е.

смеси каналов, могут быть найдены только из эксперимента.

Обратимся к дифференциальному сечению упругого рассеяния. Рассмотрим особенность, связанную с наличием двух каналов, в резонансной части сечения — в члене, содержащем $P_2(\cos \vartheta)$. В представлении спина канала эта часть сечения дана формулой (6) (при $J = I \pm 1/2$), а в j -представлении имеет вид

$$\sigma_{pr} = \frac{1}{4k_0^2} \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \frac{g}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4} \left\{ \Gamma_n^2 + \frac{8(2J+1)(6J-4I+1)}{5 \left(I+J+\frac{1}{2} \right) \left(I+J+\frac{3}{2} \right)} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{(I-J)(10I-8J+1)}{\sqrt{2 \left(I+J-\frac{1}{2} \right) \left(I+J+\frac{5}{2} \right)}} \Gamma_{n_2^3} + \frac{\gamma_1 \gamma_3}{2} \right]^2 P_2(\cos \vartheta) \right\}. \quad (16)$$

Запишем дифференциальное сечение рассеяния в изолированном p -резонансе, пренебрегая зависимостью Γ_n от энергии, в виде

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_{\text{пот}}(\vartheta) + \frac{1}{4k_0^2} \frac{g\Gamma_n^2}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4} [1 + \omega_1 \cos \vartheta + \omega_2 P_2(\cos \vartheta)], \quad (17)$$

где согласно (6) и (7) анизотропия рассеяния в резонансе дается параметрами

$$\omega_1 = \frac{2 \sin \delta_0}{\Gamma_n} [2(E_0 - E) \cos \delta_0 + \Gamma \sin \delta_0]; \quad (18)$$

$$\omega_2 = (2J+1) \rho^2(J, s_{\pm}) \text{ при } J = I \pm 3/2; \quad (19)$$

$$\omega_2 = (2J+1) [\rho(J, s_-) \beta_s - \rho(J, s_+) (1 - \beta_s)]^2 \text{ при } J = I \pm 1/2. \quad (20)$$

Фазовый сдвиг δ_0 в (18) можно определить из радиуса потенциального рассеяния как $\delta_0 = -kR'$, $\rho(J, s)$ вычисляется по формуле (8), а величина β_s в (20) представляет собой долю канала со спином $s_- = I - 1/2$ в возбуждении и распаде данного резонанса:

$$\beta_s = \Gamma_{n-} / (\Gamma_{n-} + \Gamma_{n+}). \quad (21)$$

Заметим, что выражения (17) — (20) записаны в приближении $|\delta_1| \ll |\delta_0|$, хорошо до нескольких десятков килоэлектрон-вольт.

Как видно из формулы (19), ω_2 для одноканальных резонансов — константы, и по их значениям можно определять спины резонансов (см. третий столбец табл. 3). Для двухканальных же резонансов ω_2 определяется кроме спина еще и величиной β_s , т. е. если известен спин резонанса J , то по ω_2 с помощью формулы (20) можно определить соотношение вкладов каналов в β_s .

Таблица 3. Зависимость ω_2 в p -резонансах от J и β_s

I	J	ω_2	$\omega_2(0)$	$\omega_2(1)$	$\beta_s(0)$	$\Delta\beta_s$
0	1/2	0				
	3/2	1				
1/2	0	0				
	1		1/2	2	1/3	2/3—1
	2	7/10				
3/2	0	0				
	1		1/50	1/2	1/6	1/3—1
	2		7/10	7/10	1/2	Нет
	3	12/25				
5/2	1	1/50				
	2		2/35	7/10	2/9	4/9—1
	3		3/4	12/25	5/9	0—1/9
	4	11/28				
7/2	2	2/35				
	3		1/12	3/4	1/4	1/2—1
	4		77/100	11/28	7/12	0—1/6
	5	26/75				
9/2	3	1/12				
	4		28/275	77/100	4/15	8/15—1
	5		39/50	26/75	3/5	0—1/5
	6	7/22				

На рис. 4 сплошной линией показана функция $\omega_2(\beta_s)$ для p -резонансов со спином $J = 1$ на ядре со спином $I = 1/2$. Пунктирная линия изображает связь ω_2 с соотношением каналов j -представления $\beta_j = \Gamma_{n_2}^1 / (\Gamma_{n_2}^1 + \Gamma_{n_2}^3)$, которую нетрудно получить из (17),

воспользовавшись выражением (16) вместо (6) при $J = I \pm 1/2$. Видно, что функция $\beta_s(\omega_2)$ однозначна только для $\omega_2 > 0,5$, а при $\omega_2 \leq 0,5$ она двузначна. Функция же $\beta_j(\omega_2)$ в тех же областях ω_2 принимает соответственно два и четыре значения. Поэтому, несмотря на то что в нейтронной физике j -представление имеет большее значение и парциальные нейтронные ширины нужнее также в этом представлении (см. подраздел на с. 734 разд. 2), поведение вкладов различных каналов из-за большей однозначности выгоднее изучать, анализируя $\sigma(\theta)$ в s -представлении.

Связь ω_2 с β_s и β_j количественно зависит от спинов I и J , но характер ее подобен представленному на рис. 4 случаю $I = 1/2, J = 1$. Основные черты связи между ω_2 и β_s можно видеть в четырех последних столбцах табл. 3. Там даны значения анизотропии рассеяния при 100%-ных вкладах каналов [$\omega_2(0)$ и $\omega_2(1)$], доля канала s -, дающая нулевую анизотропию [$\beta_s(0)$] и область значений $\beta_s(\Delta\beta_s)$, где функция $\beta_s(\omega_2)$ однозначна. Заметим, что окрестность точки $\beta_s(0)$, т. е. точки касания параболы оси абсцисс, является дополнительной «областью однозначности», так как два значения β_s там близки друг другу.

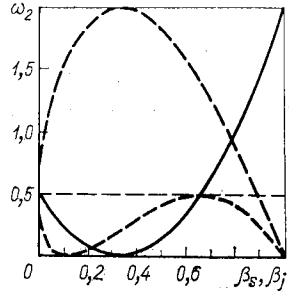


Рис. 4. Зависимость анизотропии рассеяния для p -резонансов с $I = 1/2, J = 1$ от параметра смеси спиновых каналов

О распределении β_s и β_j . Измерения парциальных нейтронных ширин Γ_1 и Γ_2 для спиновых каналов 1 и 2 не только нужны для более полного описания взаимодействия нейтронов с ядрами *, но и представляют самостоятельный физический интерес. Главный вопрос состоит здесь в следующем: флуктуируют ли от резонанса к резонансу приведенные нейтронные ширины Γ_1^1 и Γ_2^1 независимо или между ними есть корреляция?

Известно, что амплитуду нейтронной ширины можно представить в виде поверхностного интеграла от произведения сложной волновой функции компаунд-состояния и простой волновой функции нейтронного канала. В соответствии с этим выражения для амплитуд γ_1 и γ_2 отличаются волновыми функциями каналов 1 и 2, у которых различны только значения спиновых переменных. Поэтому ответ на упомянутый выше вопрос о корреляции ширин, который был поставлен в [39], инициировавшей описываемые ниже исследования, дает новую информацию о спиновой зависимости ядерных сил и структуре волновых функций высоковозбужденных ядерных состояний.

* Цифрой 1 мы обозначаем канал с $s = I - 1/2$ или $j = 1/2$, а цифрой 2 — канал с $s_+ = I + 1/2$ или $j = 3/2$ и опускаем индекс n у нейтронных ширин.

При полной корреляции между Γ_1^1 и Γ_2^1 значения $\beta = \Gamma_1/(\Gamma_1 + \Gamma_2)$ были бы одинаковыми для разных резонансов (по крайней мере, данного спина $J = I \pm 1/2$). В противоположном же случае независимых флуктуаций β будет непрерывно распределенным в интервале от 0 до 1 в соответствии с распределениями ширин в обоих каналах. Так, если Γ_1^1 и Γ_2^1 следуют независимым χ^2 -распределениям с числом степеней свободы $\nu = 1$ и со средними $\bar{\Gamma}_1^1$ и $\bar{\Gamma}_2^1$, то, в чем нетрудно убедиться, дифференциал вероятности данного β дается выражением [15, 40]

$$P(\beta) d\beta = \frac{\sqrt{\kappa}}{\beta + \kappa(1-\beta)} \frac{d\beta}{\pi \sqrt{\beta(1-\beta)}}, \quad (22)$$

где $\kappa = \bar{\Gamma}_1^1/\bar{\Gamma}_2^1$. Нормированное на единицу распределение (22) имеет среднее $\langle \beta \rangle = \sqrt{\kappa}/(1 + \sqrt{\kappa})$, минимум при

$$\beta_{\min} = \frac{5\kappa - 3 - \sqrt{9\kappa^2 - 14\kappa + 9}}{8(\kappa - 1)}$$

и стремится к бесконечности при $\beta \rightarrow 0$ и 1. При одинаковых средних ширинах в обоих каналах $\kappa = 1$ и $\langle \beta \rangle = \beta_{\min} = 0,5$. При увеличении (уменьшении) κ от 1 $\langle \beta \rangle$ и β_{\min} медленно перемещаются в сторону 1 (0) и 0 (1) соответственно.

В условиях предельно сложной природы возбуждения свойства ядер в компаунд-состояниях хорошо описываются статистической моделью ядра, согласно которой, в частности, не должно быть корреляции между парциальными ширинами любых двух каналов реакции. Тем не менее известно большое число исключений из этого правила, имеющих место, когда возбуждение обуславливается небольшим числом нуклонов или имеет коллективную природу. Таковы случаи прямого захвата и валентного нейтрона, случаи входных и аналоговых состояний; при этом у многих ядер наблюдались корреляции между различными парами нуклонных и радиационных каналов.

Теоретический анализ корреляций между ширинами, проведенный в [41], позволил формально доказать правило: если в некотором интервале энергий компаунд-состояния возбуждаются и распадаются через входное состояние, общее для нескольких каналов, то между парциальными ширинами соответствующих резонансов для этих каналов должны быть корреляции. Для пары смешивающихся спиновых каналов любое входное состояние, по-видимому, всегда общее, поэтому исследование смесей таких каналов может служить весьма чувствительным инструментом для обнаружения и изучения статистических эффектов при высоких возбуждениях ядер.

Как показано в [42], при выполнении некоторых условий корреляция между парциальными ширинами в спиновых каналах может иметь место и при отсутствии преобладания в компаунд-состояниях одной из простых конфигураций (входного состояния). Более того, приближенный анализ некоторых экспериментальных результатов

привел автора [42] к выводу, что для ядер Ag и Tl такая корреляция, по-видимому, существует.

Измерения и результаты. Для определения параметров β_s надо провести измерения типа описанных в разд. 1, т. е. получить резонансные пики нейтронов при разных углах рассеяния. Это было сделано на импульсном реакторе ИБР-30 с инжектором в лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Сравнительно невысокое энергетическое

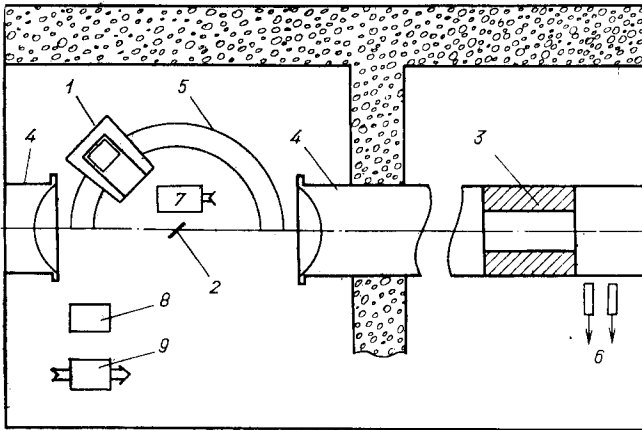


Рис. 5. Схема установки на базе 250 м:

1 — подвижный детектор нейтронов в защите; 2 — рассеиватель; 3 — коллиматор; 4 — вакуумированный нейтронный канал; 5 — неподвижная платформа детектора; 6 — мониторные счетчики; 7 — электромеханический привод для перемещения детектора и рассеивателя; 8 — электронная аппаратура детектора; 9 — блок управления электроприводом [23]

разрешение (временная неопределенность около 5 мкс) обусловило небольшое число p -резонансов, изученных в трех экспериментах [15—17].

Использовались две измерительные установки, в которых нейтроны регистрировались пропорциональными счетчиками, наполненными ^3He до давления 10 атм. Первая установка располагалась на пролетной базе 250 м и схематически изображена на рис. 5. Плоский рассеиватель устанавливался в пучке сечением 22×12 см, а рассеянные нейтроны регистрировались одной батареей счетчиков с общим рабочим объемом около 8 л, которая находилась в массивной подвижной защите из парафина с V_2C на расстоянии около 1 м от рассеивателя. В установке на базе 1000 м от реактора (рис. 6) сечение нейтронного пучка имело форму кольца с внешним диаметром 80 см и внутренним 60 см, а рассеиватель был выполнен в форме боковой поверхности усеченного конуса, размеры которого соответствовали размерам пучка. Два детектора объемом 3 и 8 л регистрировали нейтроны, рассеянные образцом на углы около 90° и 150° . Более подробное описание установок и методики измерений с ними можно найти в [15—17, 23].

По поводу процедуры извлечения значений ω_2 из экспериментальных спектров нужно сказать следующее. После вычитания гладкой подложки под пиками, соответствующей потенциальному рассеянию на ядрах образца и фону, нужно вычислить площади резонансов, исправить их на зависящие от угла рассеяния паразитные

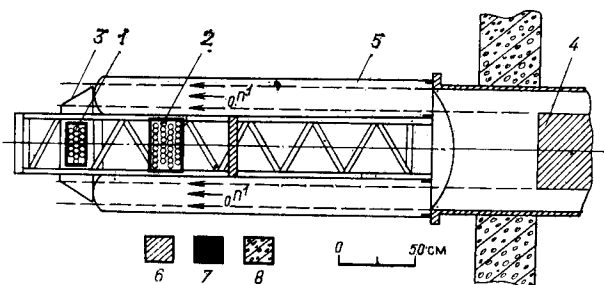


Рис. 6. Схема установки на базе 1000 м:

1 — детектор 90°; 2 — детектор 150°; 3 — рассеиватель; 4 — коллиimator; 5 — полиэтиленовый «мешок», заполненный аргоном; 6 — парафин с V_4C ; 7 — V_4C ; 8 — бетон [17]

эффекты * и преобразовать к системе центра масс. Тогда площадь каждого резонанса может быть выражена как

$$B(\vartheta) = B_0 [1 + \bar{\omega}_1 P_1(\cos \vartheta) + \bar{\omega}_2 P_2(\cos \vartheta)], \quad (23)$$

где B_0 , $\bar{\omega}_1$ и $\bar{\omega}_2$ получаются в результате интегрирования выхода рассеянных нейтронов по энергии. Независимость ω_2 в (17) от E [согласно (19) и (20)] обеспечивает равенство $\bar{\omega}_2 = \omega_2$, а в $\bar{\omega}_1$ проявляется только второе слагаемое выражения (18) (первое при интегрировании и при $E_0 \gg \Gamma$ дает нуль), так что

$$\bar{\omega}_1 = 2 \sin^2 \delta_0 \frac{\Gamma}{\Gamma_n} \approx \frac{E \sigma_{\text{пот}}}{1300} \frac{\Gamma}{\Gamma_n}, \quad (24)$$

где E — в кэВ, а $\sigma_{\text{пот}}$ — в б. Таким образом, для определения ω_2 (и $\bar{\omega}_1$) необходимы измерения при трех разных углах. Если же ω_1 мало (при малых E) или считается известным [согласно (24)], то достаточны измерения при двух углах.

Результаты всех трех экспериментов оказались довольно интригующими. Первый эксперимент [15] был выполнен на базе 250 м с рассеивателями из металлического иттрия толщиной по пучку 0,0113 и 0,0221 б⁻¹. Значения ω_2 были определены для шести p -резонансов или их неразрешенных групп. Так как спин ^{89}Y $I = 1/2$, то, согласно табл. 3, резонансы со спинами 0 и 2 имеют $\omega_2 = 0$ и 0,7

* С углом рассеяния изменяются: 1) энергия нейтрона и эффективность регистрации его детектором; 2) вероятность выхода нейтрона из толщи образца; 3) степень блокировки потенциального рассеяния резонансом, т. е. изменяется как бы «ямка» в фоне под резонансом.

соответственно, а резонансы со спином 1 и смешивающимися каналами могут иметь любое ω_2 между 0 и 2. В соответствии с этим не менее трех резонансов оказались имеющими спин 1 и β_s более 0,8, ω_2 двух резонансов допускают возможность и спина 2, т. е. близки к 0,7. Таким образом, от 3 до 5 значений β_s сконцентрированы около 0,8.

Во втором эксперименте [16] на той же установке изучались p -резонансы ^{19}F (образцы из фторопласта толщиной 0,6 и 1 мм), для определения площадей которых дополнительно применялся метод самоиндикации, облегчающий отделение резонансов от фона. Два верхних спектра на рис. 7 — измерения с образцом без фильтра (темные точки) и с фильтром (светлые точки) из фторопласта толщиной 2,4 мм; нижний спектр — их разность. На верхней половине рисунка внизу показаны фоновые спектры без образца (светлыми точками — с фильтром, темными — без него). В пределах погрешностей измерений учет фона не влияет на результат. Результат этого эксперимента состоит в том, что у двухканальных резонансов ^{19}F при 49 и 97 кэВ ω_2 оказались нулевыми и, следовательно, оба резонанса имеют $\beta_s \simeq 1/3$ ($I = 1/2$).

На пролетной базе 1000 м в третьем эксперименте [17] было продолжено исследование резонансов иттрия с улучшенным разрешением. Рассеиватель состоял из 16 трапециевидных алюминиевых контейнеров, содержавших около 7 кг Y_2O_3 . Толщина иттрия в направлении пучка составляла $\sim 0,034$ б $^{-1}$. В интервале энергии от 2,6 до 30 кэВ для двух углов были определены площади 20 резонансов из их полного числа 30, согласно [43], с помощью программы UPEAK [44]. Площади восьми s -резонансов позволили нормировать спектры двух детекторов друг на друга, а площади 12 p -резонансов вместе с формулой (24) — определить значения ω_2 . У семи p -резонансов ω_2 отклонялись от 0 и 0,7 не менее чем на два стандартных отклонения, у трех — не менее чем на одно и у двух — менее чем на одно. Поэтому спин 1 приписан 10 резонансам, β_s которых изображены графически на рис. 8. Центры прямоугольников соответствуют экспериментальным значениям β_s на оси абсцисс и энергиям резонансов на левой оси ординат, а горизонтальные размеры прямоугольников — стандартным отклонениям β_s . У шести резонансов β_s однозначны ($\omega_2 > 0,5$) и показаны черными прямоугольниками, а у четырех других $\omega_2 < 0,5$, и β_s имеют по два возможных значения, показанных белыми и заштрихованными прямоугольниками. Видно, что концентрация в с е х β_s около 0,8 возможна, но под вопросом.

Другие данные и обсуждения. Попытка исследовать вклады спиновых каналов в нейтронных p -резонансах, измеряя рассеяние нейтронов, была сделана еще в 1958 г. [45], но первые определенные результаты были получены в измерениях угловой зависимости вылета γ -квантов радиационного захвата нейтронов для трех резонансов ^{93}Nb [40], а позднее — для резонанса ^{35}Cl [46]. В [47] были проанализированы реальные возможности решать проблему в измерениях полных сечений на поляризованных нейтронах и ориентированных ядрах. Наконец, в связи с потребностью знания парциальных нейтронных ширин для анализа эффекта несохранения простран-

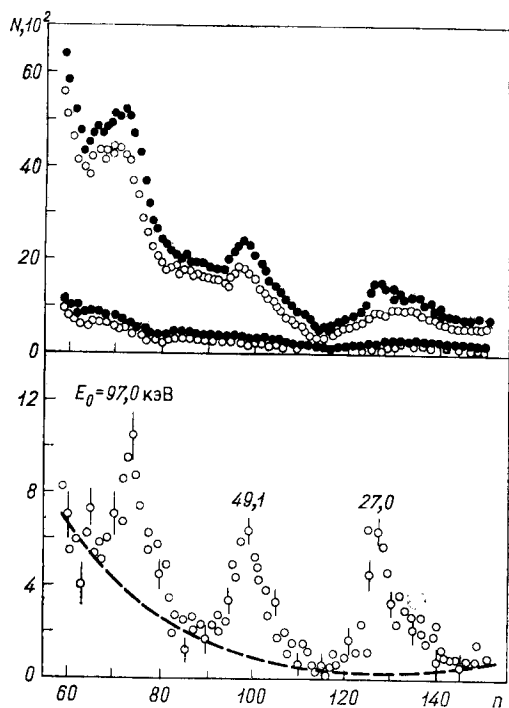


Рис. 7. Нейтронные спектры от ^{19}F при $\theta = 37^\circ$: n — номер канала шириной 1 мкс; N — число отсчетов в канале [16]

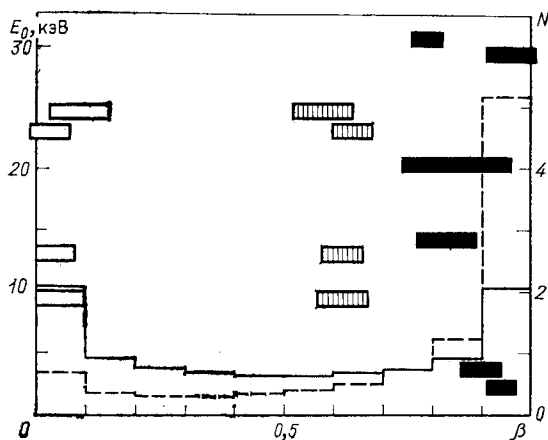


Рис. 8. Значения β_s для 10 резонансов ^{89}Y . N относится к гистограммам и показывает число резонансов на интервал β_s шириной 0,1 [17]

ственной четности в p -резонансах информация о смесях каналов была получена при наблюдении трех различных видов корреляции γ -квантов при захвате нейтронов [48]; были получены не только β_s , но и относительные знаки амплитуд $\sqrt{\beta_s}$ и $\sqrt{1 - \beta_s}$ для p -резонанса ^{117}Sn при 1,33 эВ.

Все имеющиеся данные по β_s собраны в табл. 4, из которой с уверенностью можно сделать пока только один тривиальный вывод — у разных ядер (даже с одинаковыми спинами) спиновые каналы в p -резонансах смешиваются в разных пропорциях. Что же касается

Таблица 4. Сводка известных смесей спиновых каналов p -резонансов

Ядро-мишень	E_0 , кэВ	J	β_s
^{19}F [16] ($I=1/2$)	49,1	1	$0,33 \pm 0,14$
	97,0	1	$0,33 \pm 0,13$
^{35}Cl [46] ($I=3/2$)	0,398	2	~ 0
	^{89}Y [17] ($I=1/2$)	1	$0,94 \pm 0,03$
^{89}Y [17] ($I=1/2$)	2,61	1	$0,90 \pm 0,04$
	3,38	1	$0,90 \pm 0,04$
	9,41	1	$(0,62 \text{ или } 0,05) \pm 0,05$
	12,99	1	$(0,62 \text{ или } 0,04) \pm 0,04$
	14,21	1	$0,83 \pm 0,06$
	20,27	1	$0,85 \pm 0,11$
	23,00	1	$(0,64 \text{ или } 0,03) \pm 0,04$
	24,56	1	$(0,58 \text{ или } 0,09) \pm 0,06$
	29,26	1	$0,96 \pm 0,05$
	30,05	1	$0,79 \pm 0,03$
^{93}Nb [40] ($I=9/2$)	0,0358	5	$0,30 \pm 0,08$
	0,0422	4	$0,73 \pm 0,17$
	0,0943	4	$0,16 \pm 0,13$
^{117}Sn [48] ($I=1/2$)	0,00133	1	$0,82 \pm 0,07$

распределения β_s для одного ядра, то можно говорить о некотором указании на корреляцию между Γ_{n-} и Γ_{n+} . В самом деле, гипотезе о группировании β_s в узком интервале значений противоречат лишь результаты [40] для ^{93}Nb . Это противоречие, однако, существенно ослабляется, если спин резонанса 94,3 эВ не 4, а 3 (согласно [43]); тогда этот резонанс не двухканальный, и его « β_s » следует отбросить. Два же других резонанса ^{93}Nb имеют разные спины и относятся к разным системам уровней, у которых «предпочтительные» β_s могут быть разными. Совпавшие β_s у резонансов ^{19}F говорят в пользу сильной корреляции, но их всего два, и совпадение может быть случайным.

Любопытна ситуация с β_s для 10 резонансов ^{89}Y (рис. 8), четыре из которых могут иметь любое из двух возможных значений. Если у всех четырех резонансов верны меньшие значения β_s (нет заштрихованных прямоугольников), то наблюдаемое распределение согласуется с теоретическим распределением (22), показанным на рисунке сплошной линией и соответствующим двум независимым портер-тома-совским распределениям Γ_{n-}^1 и Γ_{n+}^1 с равными средними. Если же

реализуются большие значения (нет светлых прямоугольников), то все β_s попадают в интервал 0,5—1, вероятность чего для симметричного распределения только 0,2%. Для заметной вероятности такой группировки β_s нужно предположить наличие либо большой разницы средних ширин (пунктирная линия на рис. 8 соответствует $\overline{\Gamma}_{n-}^1 = 10\overline{\Gamma}_{n+}^1$), либо заметной корреляции между Γ_{n-} и Γ_{n+} . Другие версии о четырех резонансах приводят, естественно, к менее определенным заключениям.

Заканчивая обсуждение результатов исследования нейтронных спиновых каналов, нельзя не упомянуть, хотя бы кратко, о значительном экспериментальном материале, полученном для протонных

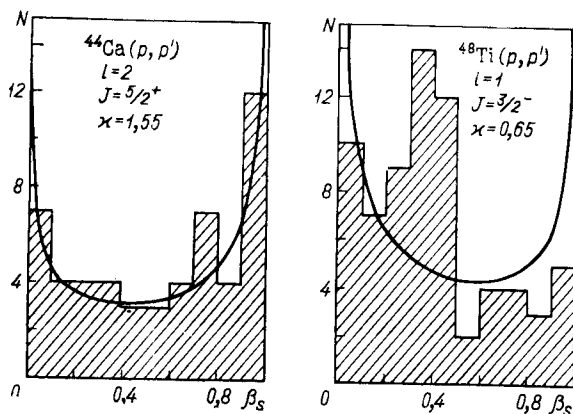


Рис. 9. Сравнение экспериментальных распределений β_s с теоретическими для Ca и Ti

каналов. Благодаря высокому энергетическому разрешению (~ 300 эВ) в университете в г. Дархем (США) успешно развивается спектроскопия протонных резонансов. Исследование угловой зависимости вылета протонов и фотонов в реакции (p, p') позволяет определять для p - и d -резонансов амплитуды ширин в выходных спиновых каналах и их относительные знаки [49]. Для ядер-мишеней ^{44}Ca , ^{48}Ti , ^{50}Cr и ^{56}Fe сейчас имеется восемь наборов, содержащих по несколько десятков резонансов со спинами $J = 3/2^-, 3/2^+, 5/2^+$, для которых известны амплитуды ширин в смешивающихся каналах. Эти данные содержат (см. работу [50] и библиографию в ней) богатое разнообразие наличия и отсутствия корреляций, связанных с аналогичными состояниями и не связанных с таковыми. На рис. 9 даны два распределения β_s для парциальных протонных ширин, одно из которых хорошо согласуется с распределением (22) (нет корреляций), а другое плохо (сильные корреляции).

Наконец, в самое последнее время появились данные о спиновых каналах в упругом рассеянии протонов на ядрах с отличным от нуля спином, вполне аналогичные обсужденным выше нейтронным дан-

ным. Для ядер ^{25}Mg , ^{27}Al и ^{29}Si получены значения β_s соответственно для 14 [51], 22 [52] и 9 [53] протонных p -резонансов. Все они пока не противоречат статистическому предположению об отсутствии

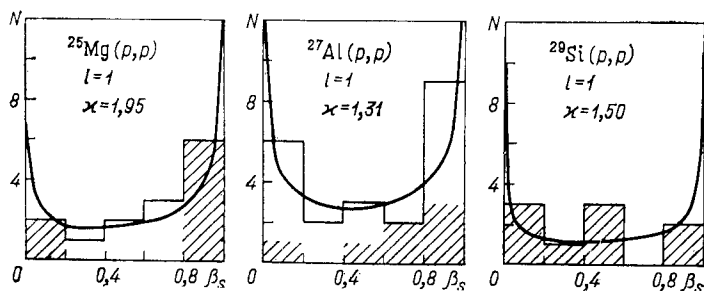


Рис. 10. Сравнение экспериментальных распределений β_s с теоретическими для Mg, Al и Si

корреляций между каналами, что можно видеть из рис. 10. Заштрихованная часть гистограмм для ^{25}Mg и ^{27}Al относится к резонансам со спином $J = 2$, а незаштрихованная — с $J = 3$; резонансы ^{29}Si имеют $J = 1$.

3. ПОИСКИ ЭФФЕКТА ОДНОИОННОГО ОБМЕНА

Этот и следующий разделы обзора охватывают работы, в которых свойства ядер определялись из угловых распределений нейтронов в энергетических интервалах, содержащих много резонансов. Для таких измерений не требуется высокое энергетическое разрешение, и в атласе дифференциальных сечений [3] можно найти немало данных для энергий нейтронов менее 0,5 МэВ, которые были получены преимущественно в Аргоннской национальной лаборатории США с помощью ядерных реакций как источников моноэнергетических нейтронов с неопределенностью в десятки килоэлектрон-вольт. Однако нижняя граница энергий в этих данных, как правило, около 300 кэВ; авторы анализировали их только с точки зрения оптической модели, и поэтому мы эти работы не рассматриваем.

Все описываемые ниже работы выполнены в ОИЯИ на реакторе ИБР-30 методом времени пролета. Использовалась установка [15, 23], кратко описанная в подразделе на с. 729 разд. 2 (см. рис. 5). Измерения при углах рассеяния 45, 90 и 135° с образцом и без образца проводились в автоматическом режиме с помощью ЭВМ МЕРА-60-30; после введения поправок [21] и калибровки на углеродный стандарт получались параметры дифференциальных сечений σ_s , ω_1 и ω_2 согласно разложению (1) для энергий в диапазоне 2—450 кэВ. Применялись образцы из чистых элементов естественного изотопного состава и обогащенные одним изотопом; масса образцов колебалась в пределах 70—300 г.

Отсутствие взаимодействия при орбитальных моментах $l > 1$ и возможность выделить слабое p -рассеяние на фоне интенсивного s -рассеяния позволили при изучении рассеяния нейтронов килоэлектрон-вольтовых энергий подвергнуть экспериментальной проверке гипотезу об одном возможном «механизме» p -рассеяния [18—20].

Как известно, ядерные силы, действующие между нуклонами, можно трактовать как обмен квантами ядерного поля — мезонами разных сортов, одним, двумя и т. д. При этом эффективный радиус взаимодействия, соответствующий обмену данным сортом и числом мезонов, обратно пропорционален суммарной массе мезонов. Поэтому наибольшее дальнее действие с характерным радиусом около 1,4 фм получается при обмене одним легчайшим мезоном — пионом. Обмены двумя пионами или более массивными мезонами дают радиусы менее 0,7 фм. Но гамилтониан однопионного взаимодействия содержит множителем произведение спинов взаимодействующих частиц, поэтому если одной из них являются два «спаренных» нуклона с нулевым общим спином, то вклад обмена одним пионом с этой парой будет тоже нулевым. Значит, при взаимодействии нуклона с ядром однопионный обмен существует только с нечетным неспаренным нуклоном ядра.

Однопионное взаимодействие легче других рассчитывается теоретически и хорошо подтверждается в экспериментах с так называемыми «периферическими» взаимодействиями [54] малонуклонных систем. Роль же его в сложном ядре неясна, так как вообще любой тип нуклон-нуклонного взаимодействия в ядерной среде может существенно отличаться от соответствующего пустотного взаимодействия.

Описанные выше особенности однопионного взаимодействия позволяют предположить, что при небольших энергиях нейтронов, когда начинает появляться периферическое p -взаимодействие, разница амплитуд потенциального p -рассеяния на нечетном и соседнем четном ядрах будет в заметной степени определяться вкладом однопионного обмена. Вклад же его в разницу s -амплитуд должен быть во много раз меньше. Удобной мерой этого эффекта служит асимметрия рассеяния вперед — назад ω_1 в разложении (1), которая в пренебрежении резонансами является, по существу, удвоенным отношением амплитуд p - и s -рассеяния и равна, согласно (3),

$$\omega_1 = 6 \sin \delta_1 \cos (\delta_0 - \delta_1) / \sin \delta_0.$$

В пределе $kR \ll 1$ это можно представить [19] в виде

$$\omega_1 = 2 (kR)^2 R'_1 / R'_0, \quad (25)$$

где R'_1 — общепринятый радиус потенциального рассеяния, обозначаемый обычно R' , а R'_1 — аналогичная величина для p -нейтронов, введенная в [19] (см. также подраздел на с. 744 разд. 4). Таким образом, ω_1 — линейная функция энергии нейтронов, и интересующее нас отношение p - и s -радиусов характеризуется наклоном прямой $\omega_1(E)$ к оси абсцисс, т. е. величиной ω_1/E .

В [18, 19] в реакторном режиме ИБР-30 была исследована цепочка из 10 элементов подряд от Ru до I. До энергий нейтронов 40—

60 кэВ экспериментальные значения $\omega_1(E)$ хорошо ложались на выходящие из начала координат прямые, наклоны которых ω_1/E были определены методом наименьших квадратов. Результаты представлены на рис. 11. На верхней половине этого рисунка светлыми точками показаны значения ω_1/E для пяти элементов с четными Z , содержащих преимущественно четно-четные ядра. Видно, что темные точки, относящиеся к ядрам с четными A — Z и нечетными Z ,

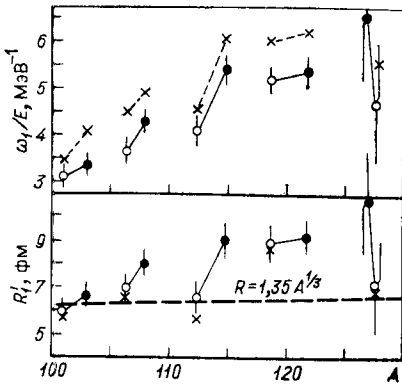


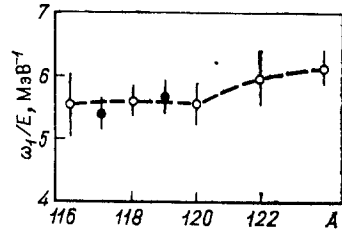
Рис. 12. Экспериментальные значения асимметрий рассеяния для четных (светлые точки) и нечетных (темные точки) изотопов олова [20]

лежат систематически выше линии, соединяющей точки для четно-четных ядер. Для исключения влияния s - и p -резонансов приближенным методом, описанным в [55], были рассчитаны их вклады в ω_1 при $E = 40$ кэВ. Оказалось, что резонансы понижают «потенциальное» ω_1 на 10—20%, не обнаруживая корреляции с четностью числа протонов в ядрах. Исправленные таким путем значения ω_1/E показаны крестиками над неисправленными. Чтобы исключить возможные колебания от ядра к ядру s -рассеяния, с помощью формулы (25) и имеющихся данных по R'_0 были впервые определены радиусы p -рассеяния R'_1 , показанные на нижней части рис. 11 (крестиками показаны значения, «исправленные» на присутствие в Z -четных элементах изотопов с нечетным числом нейтронов, если бы последние имели R'_1 , как у Z — нечетного элемента данной пары). Обнаруживая тот же эффект, что и ω_1/E , радиусы R'_1 в среднем заметно выше линии $R = 1,35A^{1/3}$ фм, что и должно быть в этой области A , согласно оптической модели ядра (см. также подраздел на с. 744 разд. 4).

В [20] были получены ω_1/E для цепочки из семи изотопов олова (рис. 12). Видно, что в пределах погрешностей измерений эти величины не обнаруживают корреляции с четностью числа нейтронов, и более подробный анализ их не проводился.

Итак, в связи с высказанной в [18] гипотезой о возможном влиянии однопионного обмена на p -рассеяние нейтронов ядрами с нечетным нуклоном можно сказать следующее. Во-первых, если такое влияние и существует, то оно отнюдь не является определяющим.

Рис. 11. Экспериментальные значения асимметрий рассеяния и p -радиусов для ядер Ru, Pd, Cd, Sn, Te (светлые точки) и Rh, Ag, In, Sb, I (темные точки) [19]



Во-вторых, имеются основания предположить, что во взаимодействии нейтронов с ядрами существует некоторая особенность, благодаря которой нечетный протон ядра вносит в p -рассеяние нейтронов вклад, примерно на порядок больший, чем каждый из остальных нуклонов (выброс ω_1 у Z -нечетных ядер около 10%, а число нуклонов в ядрах около 100). Нечетный же нейтрон таким свойством не обладает или обладает, но в существенно меньшей степени. Однозначно отнести эту особенность к однопионному обмену не представляется возможным, хотя и можно высказать качественные соображения [20] в пользу этого (в том числе и о различии эффекта на протоне и нейтроне).

К сожалению, сколько-нибудь серьезное теоретическое исследование рассмотренной гипотезы, которое могло бы пролить свет на полученные результаты и стимулировать дальнейшие экспериментальные усилия, отсутствует. Желательно и, по-видимому, несложно хотя бы оценить добавку к потенциалу ядра, которая получится от «размазывания» по ядру однопионного потенциала с помощью волновой функции нечетного нуклона.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСОВ РАССЕЯНИЯ И НЕЙТРОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ

Развитие метода. В развитии анализа усредненных дифференциальных сечений рассеяния можно выделить несколько этапов.

1. Как известно, статистически наиболее точным способом определения нейтронных силовых функций является извлечение их из усредненных по резонансам сечений. Для этой цели давно используются средние полные сечения σ_{tot} и сечения радиационного захвата σ_γ , которые выражаются через силовые функции как параметры. Естественным развитием этих методов стал анализ усредненных дифференциальных сечений упругого рассеяния. Достоинства этого метода, отмеченные более 20 лет назад [56], состоят в следующем. Во-первых, являясь суммой трех слагаемых (изотропного, с $\cos \vartheta$ и с $\cos^2 \vartheta$), сечение $\sigma(\vartheta)$ содержит в себе больше информации, чем σ_{tot} или σ_γ , так как каждое из слагаемых по-разному выражается через сдвиги фаз рассеяния и силовые функции. Во-вторых, при энергиях до 50 кэВ для бесспиновых ядер-мишеней третье слагаемое (или параметр ω_2) содержит нейтронную силовую функцию только для $p_{3/2}$ -нейтронов, а два других слагаемых зависят от полной силовой функции для p -нейтронов; это позволяет разделить последнюю на ее компоненты и наблюдать спин-орбитальное расщепление ее максимума в районе $A \sim 100$.

2. Выражение через силовые функции слагаемого $\overline{\sigma(\vartheta) \cos \vartheta}$ [55] было началом развития нового метода, который дал первые практические результаты в [22]. В этой работе для пяти изотопов олова экспериментальные значения параметров σ_s , ω_1 и ω_2 сечения (4) описывались функциями, содержащими семь подгоняемых параметров: нейтронные силовые функции S^0 , $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ для s -, $p_{1/2}$ -

и $p_{3/2}$ -нейтронов, радиационные силовые функции S_γ^0 и S_γ^1 и вклады далеких уровней R_0^∞ и R_1^∞ для s - и p -нейтронов. В этих расчетах, а впоследствии и в расчетах с другими ядрами выяснилось, что из данных по рассеянию радиационные силовые функции определяются с большой погрешностью, а их фиксированные значения в разумных пределах не влияют на определение остальных параметров (так как, начиная с десятков килоэлектрон-вольт, $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$). Так что во всех дальнейших работах S_γ^0 и S_γ^1 считались фиксированными и оценивались из данных, имеющих в [43].

Параметры R -матричного формализма R_l^∞ при выбранном радиусе ядра R определяют фазовые сдвиги потенциального рассеяния:

$$\delta_l = \varphi_l + \arctg \frac{P_l R_l^\infty}{1 - (S_l - b_l) R_l^\infty}, \quad (26)$$

где φ_l , P_l и S_l — сдвиг фазы при рассеянии на твердой сфере, фактор проницаемости и фактор сдвига соответственно, являющиеся известными функциями kR , а b_l — константа граничных условий. R_l^∞ считались не зависящими от энергии.

Сущность метода, получившего дальнейшее развитие в [24, 25], где исследовано рассеяние на 12 Z -четных элементах от Ti до Te, поясняется на рис. 13, содержащем реальные величины для рассеяния нейтронов ядрами кадмия. Пунктирные линии изображают там вклады в σ_s , ω_1 и ω_2 , которые определяются параметрами или комбинациями параметров, указанными у кривых, а суммы всех вкладов (сплошные линии) должны описывать экспериментальные точки. Лучше других определяются параметры $S_{3/2}^1$ и δ_1 (т. е. R_1^∞), а между $S_{1/2}^1$, δ_0 и S^0 имеются некоторые корреляции.

3. Уменьшению корреляций и погрешностей подгоняемых параметров способствовал совместный анализ данных по $\sigma(\bar{\theta})$ с данными по ширинам $g\Gamma_n$ индивидуальных резонансов [24—27]. В экспериментальный материал, наряду со значениями σ_s , ω_1 и ω_2 , включались значения сумм $\sum_g \Gamma_n$ в 3—10 энергетических интервалах ΔE , на которые разбивалась область известных резонансов для каждого образца. Из компиляции [43] брались ширины всех резонансов подряд (независимо от l), для элементов проводилось усреднение по изотопам, и полученные экспериментальные точки описыва-

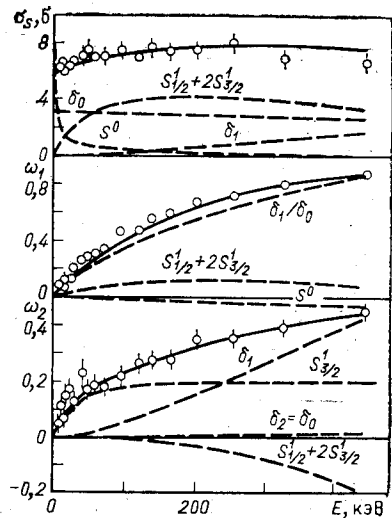


Рис. 13. Вклады различных параметров в формирование дифференциального сечения рассеяния нейтронов ядрами кадмия

лись по формуле *

$$\Sigma g \Gamma_n / \Delta E = \sqrt{E} \left[S^0 + \frac{(kR)^2}{1 + (kR)^2} (S_{1/2} + 2S_{3/2}) \right].$$

4. Возникающие при получении $\overline{\sigma(\vartheta)}$ из $\sigma(\vartheta)$ и зависящие от энергии величины $\overline{\Gamma}_{n l j} / D_{n l j}$ выражаются через силовые функции согласно равенству

$$\frac{\overline{\Gamma}_{n l j}}{D_{n l j}} = \sqrt{E} \frac{P_l}{kR} \frac{S_j^l}{d_l}, \quad (27)$$

где

$$d_l = (P_l R_l^\infty)^2 + [1 - (S_l - b_l) R_l^\infty]^2. \quad (28)$$

Учет фактора d_l [57] в [24—26] показал, что получаемые значения силовых функций S_j^l существенно зависят от выбранных граничных условий. Так, для изотопов Cd [26] значения S_j^l , полученные при $b_l = 0$ и $b_l = -1$, отличаются в 1,5—2 раза. Эта неопределенность была устранена в [27] выбором таких b_l , которые обеспечивают равенства $d_l = 1$. Решая уравнение (28) при $d_l = 1$ относительно b_l , получаем

$$b_l = -\frac{1}{R_l^\infty} + S_l \pm \sqrt{\frac{1}{(R_l^\infty)^2} - P_l^2}, \quad (29)$$

а подставляя (29) в (26), приходим к более простому выражению для фазовых сдвигов **::

$$\delta_l = \varphi_l + \arcsin P_l R_l^\infty. \quad (30)$$

Таким образом, описание $\overline{\sigma(\vartheta)}$, среднего по интервалу ΔE с центром E , с использованием выражений (27) с $d_l = 1$ и (30) означает использование b_l , постоянных в каждом ΔE , но несколько разных для разных E ; R_l^∞ — по-прежнему постоянные подгоночные параметры. Описанный выбор граничных условий хорош тем, что, обеспечивая максимальную точность одноуровневого приближения R -матричной теории [58], он вместе с тем «унифицирует» получаемые силовые функции, делая их сопоставимыми с теми, которые получают из резонансных параметров без учета факторов d_l .

5. Следующим этапом уточнения анализа дифференциальных сечений рассеяния является учет спин-орбитального расщепления в по-

* Здесь и в аналогичных местах ниже \sqrt{E} — безразмерный множитель, а E предполагается выраженным в эВ.

** При $R_l^\infty > 0$ в (29) надо брать знак плюс, а при $R_l^\infty < 0$ — минус.

тенциальном рассеянии, т. е. добавление к индексу l индекса $j = l \pm 1/2$ у фазовых сдвигов для $l > 0$, как это было сделано с самого начала для силовых функций. Неравенство δ_+ и δ_- , как мы для краткости будем обозначать сдвиги фаз p -волны с $j = 3/2$ и $1/2$ соответственно, является следствием неравенства вкладов в p -рассеяние хвостов резонансов, находящихся вне интервала усреднения ΔE и образующихся по каналам с разными j . Все это формально выражается введением R_+^∞ и R_-^∞ вместо R_1^∞ и вычислением δ_+ и δ_- с помощью тех же формул (26), (29) и (30). Соответствующее выражение для $\overline{\sigma(\Phi)}$ было получено в [59] и опробовано в процессе подготовки работ [24, 25]. Однако расщепить δ_1 на δ_+ и δ_- не удалось, так как в новом $\overline{\sigma(\Phi)}$ выражения типа $3 \sin \delta_1$ и $3 \sin^2 \delta_1$ заменяются выражениями $\sin \delta_- + 2 \sin \delta_+$ и $\sin^2 \delta_- + 2 \sin^2 \delta_+$, и при малых δ_1 между δ_+ и δ_- возникает сильная корреляция — при заданной сумме $\delta_- + 2\delta_+$ $\overline{\sigma(\Phi)}$ почти нечувствительно к разности $\delta_+ - \delta_-$.

В работе [60] для отдельного определения δ_+ и δ_- было предложено использовать данные по поляризации нейтронов при рассеянии, возникающей за счет спин-орбитального взаимодействия. Там же получена формула, выражающая поляризацию как функцию δ_0 , δ_+ , δ_- , S^0 , $S_{1/2}^1$, $S_{3/2}^1$ и содержащая члены с $\sin(\delta_+ - \delta_-)$. Как показали предварительные расчеты, она хорошо описывает имеющиеся данные по поляризации для энергии нейтронов 400 кэВ при разумных значениях всех параметров.

6. Последним усовершенствованием метода явилось распространение его на ядра-мишени со спином $I \neq 0$, о чем подробно говорится в следующем разделе.

Общее выражение для $\overline{\sigma(\Phi)}$. Выражение для среднего дифференциального сечения рассеяния на четно-четных ядрах было дано в [22]. Учет зависимости фазовых сдвигов от j для $l > 0$ был выполнен в [59], а ниже дается общее выражение $\overline{\sigma(\Phi)}$ для произвольного спина мишени I , полученное, как и выражения в [22, 59], при следующих предположениях:

1) ширины резонансов Γ , расстояния между ними D и интервал усреднения по ним ΔE удовлетворяют неравенствам

$$\Gamma \ll D \ll \Delta E \ll E,$$

где E — средняя энергия интервала;

2) флуктуации приведенных нейтронных ширин Γ_n^l подчиняются распределению Портера — Томаса, а у радиационных ширин Γ_γ они пренебрежимо малы;

3) плотность уровней с данным спином J пропорциональна $2J + 1$;

4) силовая функция для s -нейтронов S^0 и j -компоненты ее для p -нейтронов $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ от J не зависят.

Пользуясь формулой (4.19) из [61] и упрощением (24.6) из [62], облегчающим многократные суммирования, и проводя усреднение по резонансам при указанных выше предположениях, можно полу-

чить выражения коэффициентов, определяющих сечение в форме

$$\overline{\sigma}(\vartheta) = B_0 + B_1 \cos \vartheta + B_2 P_2(\cos \vartheta); \quad (31)$$

$$k^2 B_0 = \sin^2 \delta_0 + 2 \sin^2 \delta_+ + \sin^2 \delta_- - f_0 \sin^2 \delta_0 - 2 f_{3/2} \sin^2 \delta_+ - f_{1/2} \sin^2 \delta_+ + \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} f_0 F(a_0) + \frac{1}{2} f_{1/2} F(a_{1/2}) + f_{3/2} F(a_{3/2}) \text{ для } I=0; \\ \frac{1}{2} f_0 \sum_{J=0,1} g F(a_0^J) + \frac{1}{8} f_{1/2} F(a_{1/2}^0) + \frac{5}{8} f_{3/2} F(a_{3/2}^2) + \frac{3}{8} f_{1/2} \times \\ \times G(\rho, a_{3/2}^1) \text{ для } I = \frac{1}{2}; \\ \frac{1}{2} f_0 \sum_{J=I-1/2, I+1/2} g F(a_0^J) + \frac{1}{2} f_{3/2} \sum_{J=I-3/2, I+3/2} g F(a_{3/2}^J) + \frac{1}{2} f_{3/2} \times \\ \times \sum_{J=I-1/2, I+1/2} g G(\rho, a_{3/2}^J) \text{ для } I > \frac{1}{2}; \end{array} \right. \quad (32)$$

$$k^2 B_1 = 2 \sin \delta_0 [\sin \delta_- \cos(\delta_0 - \delta_-) + 2 \sin \delta_+ \cos(\delta_0 - \delta_+)] - \\ - f_0 [\sin \delta_- \sin(2\delta_0 - \delta_-) + 2 \sin \delta_+ \sin(2\delta_0 - \delta_+)] - \\ - \sin \delta_0 [f_{1/2} \sin(2\delta_- - \delta_0) + 2 f_{3/2} \sin(2\delta_+ - \delta_0)] \quad \text{для всех } I; \quad (33)$$

$$k^2 B_2 = 2 \sin^2 \delta_+ + 4 \sin \delta_+ \sin \delta_- \cos(\delta_+ - \delta_-) + 10 \sin \delta_0 \sin \delta_2 \cos(\delta_0 - \delta_2) - \\ - 2 f_{1/2} \sin \delta_+ \sin(2\delta_- - \delta_+) - 2 f_{3/2} [\sin^2 \delta_+ + \sin \delta_- \sin(2\delta_+ - \delta_-)] + \left\{ \begin{array}{l} f_{3/2} F(a_{3/2}) \quad \text{для } I=0; \\ \frac{5}{2} r f_{3/2} F(a_{3/2}^2) + \frac{3}{2} p f_{3/2} H(\rho, q, a_{3/2}^1) \quad \text{для } I = \frac{1}{2}; \\ 2 f_{3/2} \sum_{J=I-3/2, I+3/2} r g F(a_{3/2}^J) + \\ + 2 f_{3/2} \sum_{J=I-1/2, I+1/2} p g H(\rho, q, a_{3/2}^J) \quad \text{для } I > \frac{1}{2}, \end{array} \right. \quad (34)$$

где

$$g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}; \quad p = \frac{2(2J+1)(6J-4I+1)}{5(I+J+1/2)(I+J+3/2)}; \\ q = \frac{(I-J)(10I-8J+1)}{\sqrt{2(I+J-1/2)(I+J+5/2)}}; \quad r = \frac{(3J-I+3/2)(3J-I+1/2)}{20(I+J+3/2)(I+J+1/2)}.$$

В выражениях (32) — (34) нейтронные силовые функции содержатся во множителях *

$$f_0 = \pi \sqrt{E} \frac{S_0^0}{d_0}, \quad f_j = \pi \sqrt{E} \frac{(kR)^2}{1+(kR)^2} \frac{S_j^1}{d_{1j}},$$

в которых при граничных условиях (29) все $d \equiv 1$, и в величине $\rho = S_{1/2}^1/S_{3/2}^1$. Функции F , G и H образовались при вычислении сред-

* См. сноску на с. 740.

них $\langle \Gamma_n^* / \Gamma \rangle$, $\langle (\Gamma_{n\frac{1}{2}} + \Gamma_{n\frac{3}{2}})^2 / \Gamma \rangle$ и $\langle (q\Gamma_{n\frac{3}{2}} \pm \sqrt{\Gamma_{n\frac{1}{2}} \Gamma_{n\frac{3}{2}}})^2 / \Gamma \rangle$ *; их аргумент a представляет собой отношение ширины Γ_γ , считающейся не зависящей от E , к средней $\bar{\Gamma}_n$ при данном E . При всевозможных значениях I , l , J и j он выражается так:

$$a_0 = \frac{\pi S_\gamma^0}{f_0}; \quad a_{1/2} = \frac{\pi S_\gamma^1}{3f_{1/2}}; \quad a_{3/2} = \frac{2\pi S_\gamma^1}{3f_{3/2}}; \quad a_{1/2}^0 = \frac{\pi S_\gamma^1}{9f_{1/2}};$$

$$a_{3/2}^1 = \frac{\pi S_\gamma^1}{3f_{3/2}}; \quad a_{3/2}^2 = \frac{5\pi S_\gamma^1}{9f_{3/2}}; \quad a_0^J = \frac{\pi g S_\gamma^0}{f_0}; \quad a_{3/2}^J = \frac{\pi g S_\gamma^1}{2f_{3/2}},$$

где $S_\gamma^l = \Gamma_\gamma^l / D_l$ — радиационные силовые функции. Здесь нижние индексы у a и f одинаковы: 0 для s -резонансов и значение j для p -резонансов. Верхний индекс у a обозначает спин резонансов J (для ядер с $I = 0$ он опущен, а для p -резонансов ядер, имеющих $I = 1/2$, выписаны выражения a для каждого J).

Из указанных выше трех средних первое находится однозначно, и функция F имеет вид

$$F(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \frac{x \sqrt{x}}{x+a} e^{-x/2} dx =$$

$$= 1 - a + a \sqrt{\frac{\pi a}{2}} e^{a/2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{a}{2}} \right) \right].$$

Два же других средних, входящих соответственно в B_0 и B_2 и относящихся к двухканальным p -резонансам (см. разд. 2), можно вычислить, только зная функцию совместного распределения двух случайных величин $\Gamma_{n1/2}$ и $\Gamma_{n3/2}$. Так как а priori эта функция неизвестна, анализ сечений $\sigma(\theta)$ на ядрах с $I > 0$ имеет смысл в двух случаях: либо получаемые при этом анализе параметры не зависят от функции распределения двух ширин, либо их зависимость от нее столь значительна, что, выдвигая различные гипотезы об этой функции, можно выбрать наиболее подходящую из них. Критерием же правильности той или иной гипотезы может служить, например, совпадение силовых функций для близких по массе четно-четных и нечетных ядер. Таким образом можно получить сведения о поведении смесей спиновых каналов, обсуждавшихся в разд. 2. Аналогичный, но упрощенный подход к этой проблеме был предложен в [42].

Мы рассмотрим здесь, как и раньше, две крайние гипотезы. Если $\Gamma_{n1/2}$ и $\Gamma_{n3/2}$ совершенно независимы, то их совместная функция распределения есть произведение двух распределений Портера — Тома-

* Числитель последнего выражения с точностью до несущественного множителя аналогичен выражению $(\rho_{-\Gamma_n} - \rho_{+\Gamma_n})^2$ в (6), но записан в представлении полного момента нейтрона [см. формулу (16)].

са, и этой гипотезе отвечают такие G и H :

$$G(\rho, a) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{(\rho x + y)^2}{\rho x + y + a} \frac{e^{-\frac{1}{2}(x+y)}}{\sqrt{xy}} dx dy;$$

$$H(\rho, q, a) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{q^2 y^2 + \rho xy \pm 2qy \sqrt{\rho xy}}{\rho x + y + a} \frac{e^{-\frac{1}{2}(x+y)}}{\sqrt{xy}} dx dy.$$

Из-за хаотичности знаков амплитуд ширин третье слагаемое в числителе H должно равняться нулю; мы оставим его для общности, имея в виду некоторые неожиданные результаты со знаками амплитуд протонных ширин (см. подраздел на с. 731 разд. 2 и библиографию к нему). Если бы от резонанса к резонансу знаки амплитуд не менялись, то было бы третье слагаемое со знаком плюс или минус в зависимости от того, одинаковы или противоположны знаки в каналах с разными j .

Вторая гипотеза состоит в том, что обе ширины полностью скоррелированы и подчиняются одному и тому же распределению Портера — Томаса, но с разными средними $\bar{\Gamma}_{n1/2}$ и $\bar{\Gamma}_{n3/2}$. Тогда G и H сводятся к F :

$$G(\rho, a) = (1 + \rho) F\left(\frac{a}{1 + \rho}\right); \quad H(\rho, q, a) = \frac{q^2 + \rho \pm 2q\sqrt{\rho}}{1 + \rho} F\left(\frac{a}{1 + \rho}\right).$$

Смысл третьего слагаемого в числителе H тот же, что и в предыдущем случае, но равенство его нулю здесь менее вероятно. Таким образом, из шести полученных возможностей для H наиболее правдоподобны три: нулевое третье слагаемое в первой гипотезе и ненулевое с разными знаками — во второй.

Как и в [59], мы вводим в коэффициент B_2 поправку на нейтронную d -волну — третий член в (34), где фазовый сдвиг δ_2 рассчитывается по формулам (26) или (30) с $\varphi_2 = -x + \arctg \frac{3x}{3-x^2}$, $P_2 = x^5/(x^4 + 3x^2 + 9)$ ($x = kR$) и $R_2^\infty = R_0^\infty$. Эта поправка к B_2 растет с энергией примерно квадратично и для большинства ядер не превышает 10% при энергии 400 кэВ. Лишь в области $60 < A < 80$, где максимальны R_1^∞ (малы $|\delta_1|$) и невелики $S_{1/2}$ и где поэтому B_2 малы, поправка может составлять десятки процентов.

Радиусы рассеяния. При низких энергиях для характеристики потенциального рассеяния нейтронов достаточно одного фазового сдвига $\delta_0 = -kR'$, где R' до десятков килоэлектрон-вольт и более — константа, называемая длиной, или радиусом рассеяния, так что при $k \rightarrow 0$ сечение получает простую форму:

$$\sigma_{\text{пот}} = 4\pi R'^2. \quad (35)$$

При высоких энергиях необходимо вводить много фазовых сдвигов δ_{lj} , по-разному зависящих от энергии. В промежуточном случае, когда существенны две-три парциальные волны, рассеяние каждой

из них при разных энергиях удобно характеризовать для каждого ядра одним постоянным параметром. В R -матричном описании сечений таким параметром является величина R_{ij}^∞ , определяющая δ_{ij} по (26).

Удобно пользоваться более наглядной величиной, подобной R' для $l = 0$ и слабо зависящей от выбора радиуса канала R . Для p -нейтронов такая величина была введена в [19] и оценена экспериментально для 10 элементов (см. разд. 3).

Записывая парциальное сечение потенциального рассеяния при $k \rightarrow 0$ в обобщающем (35) виде [59]

$$\sigma_{\text{пот}}^{ij} = 4\pi \frac{(kR)^{4l}}{(2l+1)^2 [(2l-1)!!]^4} \frac{2j+1}{2} R_{ij}'^2,$$

получаем следующее выражение для радиусов рассеяния с данными l и j :

$$R_{ij}' = R \left[1 - \frac{(2l+1) R_{ij}^\infty}{1 + (l+b_l) R_{ij}^\infty} \right]. \quad (36)$$

Нейтроны с $l = 0$. Экспериментальные значения R_0^∞ [27], пересчитанные в $R_0' = R (1 - R_0^\infty)$ (как и всюду ниже, использовалось $R = 1,35A^{1/3}$ фм), обнаруживают в общем неплохое согласие с данными, рекомендованными в [43]. Отдельные расхождения можно отнести за счет естественных флуктуаций потенциального сечения [63], разных в разных энергетических интервалах.

Нейтроны с $l = 1$. До обозреваемых исследований было крайне мало данных о потенциальном p -рассеянии. Дело в том, что в полном сечении величина δ_1 на фоне подавляющего вклада δ_0 начинает проявляться только при энергиях в сотни килоэлектрон-вольт, когда у p -резонансов появляется интерференционная асимметрия [умноженное на 4π первое слагаемое (7), содержащее $\Delta E \sin 2\delta_1$], а у потенциального рассеяния — растущий как $\sim E^2$ вклад p -волны ($\sim \sin^2 \delta_1/E$). Первый из этих эффектов можно использовать лишь для легких и околomagических ядер и на спектрометрах с очень высоким разрешением [13, 64]. Заслуживает упоминания также работа [32], где из прецизионных измерений усредненного полного сечения *

$$\bar{\sigma}_{\text{tot}} = 4\pi B_0 + \bar{\sigma}_v = \frac{4\pi}{k^2} (\sin^2 \delta_0 + 3 \sin^2 \delta_1) + \frac{2\pi^2}{k^2} \sqrt{E} \left[S^0 \cos 2\delta_0 + (S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1) \frac{(kR)^2 \cos 2\delta_1}{1 + (kR)^2} \right] \quad (37)$$

для 12 элементов в интервале энергий 1—600 кэВ были получены значения параметров R_1^∞ и $S^1 = (S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1)/3$ при использовании в (37) известных S^0 и $\delta_0 = -kR_0'$.

Если пренебречь спин-орбитальным расщеплением фазовых сдвигов и использовать граничные условия $b_l = -l$ или (29), дающие

* См. сноску на с. 740.

$b_l \rightarrow -l$ при $E \rightarrow 0$, то для радиуса p -рассеяния формула (36) дает

$$R'_1 = R(1 - 3R_1^\infty), \quad (38)$$

т.е. более обостренную зависимость от A , чем в случае радиуса R'_0 (так как характер зависимости от A у R'_0 и R_1^∞ одинаков).

Результаты последней подгонки пяти параметров [27] к данным по дифференциальным сечениям [26, 28], которая проводилась по формулам (31) — (34) при $\delta_+ = \delta_-$ с граничными условиями (29), позволили получить целый набор радиусов p -рассеяния, показанных на рис. 14. Этот набор содержит результаты для ядер от Ti до Te: темные точки принадлежат Z -четным элементам и 10 четно-четным изотопам Cd и Sn, а светлые точки — Z -нечетным элементам и изотопам ^{117}Sn и ^{119}Sn . Крестиками показаны значения R'_1 , полученные по (38) из [32]. Все данные получены с использованием формул для $I = 0$, тем не менее светлые точки не кажутся выпадающими из зависимости, определяемой темными точками. Это и неудивительно, если учесть, что δ_1 (т.е. R'_1) определяется в основном членом сечения B_1 , вид которого (33) не зависит от спина мишени (см. также рис. 13).

Как и следовало ожидать, подобно R'_0 в областях $30 < A < 100$ и $100 < A < 170$ R'_1 обнаруживает характерную дисперсионную форму, являющуюся следствием связи R_1^∞ с силовой функцией S^l (в энергетической шкале)*:

$$R_1^\infty = \frac{1}{2kR} \sqrt{E} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S^l(E')}{E' - E} dE',$$

где практически достаточно интегрировать по одному или двум ближайшим максимумам S^l . В максимуме S^l ($A \simeq 102$) $R_1^\infty = 0$ и $R'_1 = R$. Слева от этого места $R'_1 < R$, а справа $R'_1 > R$; экстремальные значения R'_1 соответствуют участкам наиболее крутого спада S^l .

Обращают на себя внимание отрицательные значения R'_1 в диапазоне $A \simeq 70 \div 90$, соответствующие, согласно (38), $R_1^\infty > 1/3$. Они означают, что у ядер в этом массовом диапазоне сдвиг фазы нейтрон-

* См. сноску на с. 740.

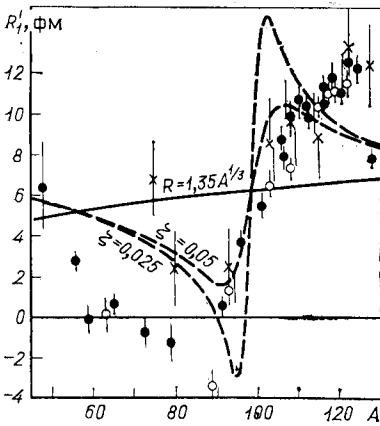


Рис. 14. Экспериментальные значения радиусов p -рассеяния (точки) и их значения согласно расчетам с комплексной прямоугольной потенциальной ямой (см. текст)

ной p -волны имеет аномальный положительный знак (при малых kR это легко видно из (30), так как $\delta_1 \simeq -(kR)^2 kR'_1/3$), а у ядер, находящихся вблизи мест смены знака δ_1 , нерезонансное p -рассеяние вообще отсутствует. В нашем наборе ядер $\delta_1 > 0$ имеют Ge, Se и Y*; очень малые $|\delta_1|$ имеют Ni и Cu.

Это любопытное явление, не имеющее аналога в случае радиуса s -рассеяния R'_0 и пока не подвергнутое серьезному теоретическому анализу, имеет простое качественное объяснение при замене рассеивающего ядра прямоугольной потенциальной ямой с радиусом R . Если ядро прозрачно для нейтронной волны, то глубина ямы $V_0 \simeq \simeq 50$ МэВ действительна, и δ_1 для заданной энергии нейтронов $E \ll V_0$ определяется величиной KR , где K — волновое число нейтрона внутри ямы (т. е. при энергии $E + V_0$). В частности, между точками $KR \simeq 9,095$ и $KR = 3\pi$ $\delta_1 > 0$, а вне этого интервала (и вне аналогичных интервалов около $n\pi$) δ_1 имеет «нормальный» отрицательный знак. При $V_0 = 46,3$ МэВ и $R = 1,35A^{1/3}$ фм точка 3π (скачок $\delta_1 = \pm\pi/2$, $3p$ -уровень) имеет место при $A \simeq 102$, а точка $9,095$ ($\delta_1 = 0$, аналог эффекта Рамзауэра для p -волны) — при $A \simeq \simeq +92$. По мере уменьшения прозрачности ядра, т. е. по мере возрастания ζ у комплексного потенциала $-V_0(1 + i\zeta)$, описанная картина поведения δ_1 «размазывается», области аномальных знаков δ_1 сужаются и исчезают совсем. Это иллюстрировано двумя кривыми на рис. 14 (напомним, что $R'_1 \simeq -3\delta_1/k^3R^2$), рассчитанными с помощью (38) и известного приближенного соотношения

$$R_1^\infty \simeq \text{Re}(1/f_1),$$

где выражение для f_1 — значения логарифмической производной волновой функции на краю ямы — можно найти в [65]. Видно, что кривая для $\zeta = 0,025$ имеет нужный размах, а «растянуть» ее вдоль оси A можно, закруглив углы у ямы и введя спин-орбитальное взаимодействие [измеренная зависимость $R_1^\infty(A)$ есть суперпозиция $\frac{1}{3}R_-^\infty + \frac{2}{3}R_+^\infty$ двух одинаковых функций, смещенных относительно друг друга на $\Delta A \sim 10 \div 15$].

Следует подчеркнуть, что данные на рис. 14 представляют собой первую систематическую экспериментальную информацию о потенциальном p -рассеянии**. Она может быть использована для расчетов различных нейтронных сечений вплоть до сотен килоэлектрон-вольт [например, полного по формуле (37)]. Довольно гладкая зависимость R'_1 (и δ_1) от A позволяет применять интерполяцию для любых ядер-мишеней из диапазона $A \sim 50 \div 130$.

* Эта особенность отражается на характере рассеяния. У ядер Ge, Se и Y асимметрия рассеяния вперед — назад (т. е. коэффициент ω_1) при малых энергиях отрицательна. С ростом энергии ω_1 становится положительным за счет роста положительного вклада p -резонансов [см. последнее слагаемое (33)].

** Полученные ранее [19] значения R'_1 (см. рис. 11), несомненно, менее точны и надежны, так как они: 1) получены приближенным методом; 2) относятся к узкому интервалу 1—40 кэВ; 3) определены с использованием R'_0 , S^0 и S^1 из разных источников.

Нейтронные силовые функции. Нейтроны с $l = 0$. Информация о силовых функциях S^0 , полученная при обработке данных о сечениях $\sigma(\theta)$, не представляет большой ценности. Во-первых, она невелика по сравнению с имеющейся. Во-вторых, она относится в основном к смесям многих изотопов. В-третьих, для ядер с $A \leq 80$ и, возможно, некоторых более тяжелых значения S^0 занижены. Дело в том, что рассеиватели с пропусканием 0,90—0,95 не тонки для сильных s -резонансов и имеет место эффект их блокировки. Использовать же

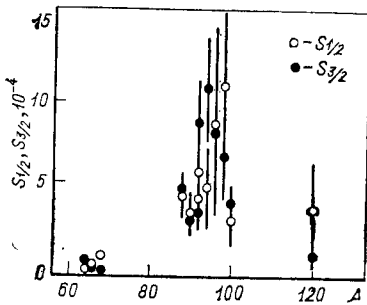


Рис. 15. Компоненты силовой функции S^1 , полученные по параметрам отдельных резонансов [31]

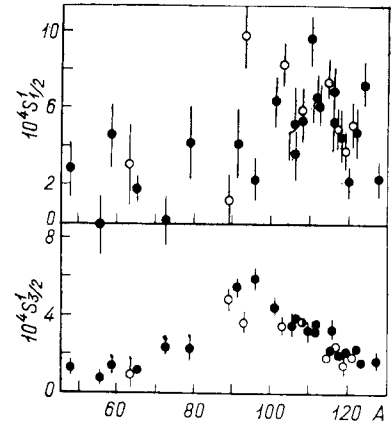


Рис. 16. Экспериментальные значения компонент p -нейтронной силовой функции

фиксированные литературные значения S^0 нельзя как из-за блокировки, так и из-за возможной промежуточной структуры S^0 . Таким образом, значения S^0 в [22, 24, 26] следует рассматривать, скорее, как «рабочие параметры» для верного определения R'_0 и $S^1_{1/2}$. Тем не менее, за исключением ядер легче Zr, они близки к литературным данным.

Нейтроны с $l = 1$. История и состояние вопроса о компонентах нейтронной силовой функции $S^1 = \frac{1}{3} S^1_{1/2} + \frac{2}{3} S^1_{3/2}$ до обозреваемых работ рассмотрены в [31]. Многолетние измерения S^1 привели к пониманию того, что пики $S^1_{1/2}$ и $S^1_{3/2}$ раздвинуты по шкале A на величину ΔA , меньшую, чем их ширины $\sim 25-30$. И если спин-орбитальная часть потенциала системы нейтрон + ядро такая же, как в модели оболочек, то ΔA должно быть $\sim 7-10$.

По новейшим данным [43] о спинах p -резонансов были определены обе компоненты S^1 [31] для 12 четно-четных ядер-мишеней. Результаты представлены на рис. 15, который из-за неточности и неполноты данных мало проясняет ситуацию со спин-орбитальным расщеплением «силы» p -резонансов. Этим рисунком да несколькими разрозненными данными типа [13, 64] и исчерпывалась информация об $S^1_{1/2}$ и $S^1_{3/2}$.

Последние данные из [27], полученные одновременно с R'_1 (рис. 14), представлены графически на рис. 16. Темные точки относятся к бесспиновым мишеням, а светлые — к мишеням с $I \neq 0$. Как видно из рисунка, игнорирование спина при описании сечений нечетных ядер не приводит к большим ошибкам *, как и в случае радиусов p -рассеяния (см. рис. 14). Следовательно, характер флуктуаций нейтронных ширин в спиновых каналах (см. разд. 2) таков, что точное выражение (34) для B_2 близко к случаю $I = 0$. Для более определенных выводов требуется специальный анализ.

Главный результат, демонстрируемый рис. 16 и впервые опубликованный в [24, 25], состоит в прямом наблюдении спиновой орбитальной разщепленной максимум силовой функции для p -нейтронов, споры о котором велись с конца 50-х годов. Лучше прорисовывается пик $S^1_{1/2}$ около $A = 95$, хуже — пик $S^1_{1/2}$ около $A = 110$. Как уже говорилось, параметры $S^1_{1/2}$ получаются с худшей точностью из-за корреляций с R'_0 и S^0 и возможных по этой причине дополнительных ошибок. Так, значения $S^1_{1/2}$ для Ni и Se, по-видимому, завышены.

Уточнению результатов по $S^1_{1/2}$ может способствовать дополнение данных о дифференциальных сечениях прецизионными данными о полных сечениях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты описанных исследований можно кратко сформулировать следующим образом:

1. Для семи ядер определены орбитальные моменты около 700 нейтронных резонансов, для большинства из которых определены также и спины.
2. Сделан целый ряд новых интересных наблюдений: f -резонансы, смеси s - и d -волн, аналоговые состояния, соотношение между p -силовыми функциями для разных спинов и др. (см. подраздел на с. 721 разд. 1).
3. Определены смеси спиновых каналов для 12 p -резонансов из полного числа 17 резонансов с известными смесями.
4. Проведены поиски эффекта однопионного обмена, показавшие, что если такой эффект и проявляется в p -рассеянии, то он не является определяющим.
5. Впервые получена систематическая информация о фазах потенциального p -рассеяния нейтронов с энергиями до ~ 400 кэВ ядрами в области $A = 50 \div 130$.
6. Для тех же ядер определены нейтронные силовые функции для $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -нейтронов, приведшие к первому прямому наблюдению спин-орбитального расщепления несвязанного одночастичного состояния.

На наш взгляд, эти исследования интересно продолжить в следующих направлениях:

1. Продолжать измерения с высоким энергетическим разрешением при разных углах рассеяния с тем, чтобы определять спины и смеси

* Возможным исключением из этого являются точки для ^{93}Nb .

спиновых каналов, особенно для ядер, имеющих спин $1/2$. Напомним, что такие исследования пока проведены всего с девятью ядрами.

2. Распространить измерения усредненных дифференциальных сечений на ядра с $A > 130$ с тем, чтобы исследовать поведение радиусов рассеяния и силовых функций для p -нейтронов в области деформированных ядер.

3. С целью наблюдения спин-орбитального расщепления в потенциальном рассеянии уточнить анализ сечений и подключить к нему анализ данных о поляризации нейтронов (см. п. 5 подраздела на с. 738 разд. 4).

4. Попытаться получить информацию о характере флуктуаций нейтронных пиринов в спиновых каналах путем анализа сечений для нечетных ядер с учетом их спинов, выдвигая различные гипотезы об этих флуктуациях (см. подраздел на с. 741 разд. 4).

5. Так как о p -волновом взаимодействии нейтронов из описанных исследований получено много новых данных, представляет интерес подвергнуть их теоретическому анализу, например, с целью проверки зависимости оптического потенциала от орбитального момента.

Автор искренне благодарен всем своим коллегам-соавторам за многолетнее плодотворное сотрудничество, особенно В. Г. Николенко и А. Б. Попову, прочитавшим к тому же рукопись этой работы и сделавшим ряд ценных замечаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Walt M., Barschall H.H.— Phys. Rev., 1954, v. 93, p. 1062—1068.
2. Smith A.B., Guenther P.T., Whalen J.F.— Nucl. Phys., 1984, v. A415, p. 1—29.
3. Garber D.I., Strömberg L.G., Goldberg M.D. e.a. Angular Distributions in Neutron Induced Reactions. BNL—400, 3th Ed., 1970, v. 1, 2.
4. Hodgson P.E.— Rep. Progr. Phys., 1984, v. 47, p. 613—654.
5. Blatt J.M., Biedenharn L.C.— Rev. Mod. Phys., 1952, v. 24, p. 258—272.
6. Asami A., Moxon M.C., Stein W.E.— Phys. Lett., 1969, v. B28, p. 656—658.
7. Kirouac G.J., Nebe J.— Nucl. Phys., 1970, v. A154, p. 36—48; 1972, v. A185, p. 113—130.
8. Cierjacks S., Schouky I.— In: Proc. Intern. Conf. on Neutron Phys. and Nucl. Data, Harwell, 1978, p. 187—192.
9. Cierjacks S., Gupta S.K., Schouky I.— Phys. Rev. 1978, v. C17, p. 12—15.
10. Horen D.J., Harvey J.A., Hill N.W.— Phys. Rev., 1977, v. C15, p. 1168—1170.
11. Horen D.J., Harvey J.A., Hill N.W.— Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 722—735.
12. Horen D.J., Harvey J.A., Hill N.W.— Phys. Rev., 1979, v. C20, p. 478—496.
13. Horen D.J., Harvey J.A., Hill N.W.— Phys. Rev., 1981, v. C24, p. 1961—1968.
14. Jungmann C.R., Weigmann H., Mewissen L.e.a.— Nucl. Phys., 1982, v. A386, p. 287—307.
15. Николенко В. Г., Самосват Г. С.— ЯФ, 1976, т. 23, с. 1159—1164.
16. Николенко В. Г., Самосват Г. С.— В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конф. по нейтронной физике. Киев, 15—19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, г. 2, с. 178—182.
17. Nikolenko V.G., Samosvat G.S. Rep. JINR E3-82-336, Dubna, 1982, 4 p; Neutron Induced Reactions. Proc. of Eur. Topical Conf., June 21—25, 1982, Smolence, p. 373—376.

18. Александров Ю. А., Бунатян Г. Г., Николенко В. Г. и др. ЯФ, 1980, т. 32, с. 1173—1176.
19. Александров Ю. А., Бунатян Г. Г., Николенко В. Г. и др. — В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конф. по нейтронной физике. Киев, 15—19 сентября 1980 г., Москва, ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. 2, с. 163—167.
20. Александров Ю. А., Николенко В. Г., Попов А. Б., Самосват Г. С. Сообщение ОИЯИ Р3-81-432. Дубна, 1981, 4 с.
21. Гребнев А. В., Кирилук А. Л., Николенко В. Г. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-82-514, Дубна, 1982, 7 с.
22. Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S.— Nuclear Data for Science and Technology. Proc. Int. Conf. Antwerp., 6—10 Sept. 1982, p. 781, 782.
23. Вагов В. А., Ермаков В. А., Зимин Г. Н. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-82-770. Дубна, 1982, 7 с.
24. Зо Ин Ок, Николенко В. Г., Попов А. Б., Самосват Г. С. — В кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конф. по нейтронной физике. Киев, 2—6 октября 1983 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т. 3, с. 343—347.
25. Зо Ин Ок, Николенко В. Г., Попов А. Б., Самосват Г. С. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 304—306.
26. Зо Ин Ок, Попова А. И., Попов А. Б. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-84-668. Дубна, 1984, 3 с.
27. Popov A.B., Samosvat G.S. Preprint JINR E3-85-226, Dubna, 1985. 6. p.
28. Зо Ин Ок, Николенко В. Г., Попов А. Б., Самосват Г. С. Сообщение ОИЯИ Р3-85-133. Дубна, 1985, 12 с.
29. Франк И. М. — ЭЧАЯ, 1972, т. 2, с. 805—860.
30. Hogen D.J., Harvey J.A., Hill N.W.— Phys. Lett., 1977, v. 67B, p. 268—270.
31. Самосват Г. С. Сообщение ОИЯИ Р3-83-532. Дубна, 1983, 5 с.
32. Samarda H.S.— Phys. Rev., 1974, v. C9, p. 28—37.
33. Johnson C.H., Winters R.R.— Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 2190—2198.
34. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I.— Nucl. Phys., 1974, v. A224, p. 411—428.
35. Соловьев В. Г. — ЭЧАЯ, 1972, т. 3, с. 770—831.
36. Raman S.— В кн.: IV школа по нейтронной физике. ОИЯИ ДЗ, 4-82-704, 1982, с. 145—180.
37. Воронов В. В. — Там же, с. 105—116.
38. Соловьев В. Г. — ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 580—622.
39. Шапиро Ф. Л. — В кн.: Сборник лекций Всесоюзной летней школы по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях. 3—19 июля 1966 г., Обнинск, ФЭИ, 1967, с. 239—276.
40. Chrien R.E., Bhat M.R., Cole G.W.— Phys. Rev., 1973, v. C8, p. 336—339.
41. Lane A.M.— Ann. Phys., 1971, v. 63, p. 171—218.
42. Николенко В. Г. Препринт ОИЯИ Р4-82-604. Дубна, 1982. 7 с.
43. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. Neutron Cross Sections, Academic Press, 1981. 823 p.
44. Zlokazov V.B.— Nucl. Instr. Meth., 1977, v. 143, p. 151—156.
45. Block R.C., Haerberli W., Newson H.W.— Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 1620—1631.
46. McCullagh C.M., Kenny M.J., Chrien R.E.— Phys. Rev., 1979, v. C19, p. 539—541.
47. Алфименков В. П., Ефимов В. Н., Пантелеев Ц. Ц., Фенин Ю. И. — ЯФ, 1973, т. 17, с. 293—300.
48. Alfimenkov V.P., Borzakov S.B., Mareev Ju.D.e.a.— In: Proc. Intern. Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Science. Santa Fe, May 13—17, 1985. Conf. Digest, p. 71—81.
49. Dittrich T.R., Gould C.R., Mitchell G.E.e.a.— Phys. Lett., 1975, v. 59B, p. 230—232; Nucl. Phys., 1977, v. A279, p. 430—444.
50. Mitchell G.E., Bilpuch E.G., Shriner J.F. Jr., Lane A.M.— Phys. Rep., 1985, v. 117, № 1, p. 2—74.
51. Adams G., Bilpuch E.G., Mitchell G.E.e.a.— J. Phys. G., 1984, v. 10, p. 1747—1757.

52. Nelson R.O., Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R., Mitchell G.E.— Phys. Rev., 1984, v. C29, p. 1656—1663; Ibid., v. C30, p. 755—764.
53. Nelson R.O., Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R., Mitchell G.E.— Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 930—938.
54. Окунь Л.Б., Померанчук И.Я.— ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 300—312.
55. Александров Ю.А., Самосват Г.С. Сообщение ОИЯИ Р3-4354. Дубна, 1969. 34 с.
56. Попов Ю.П., Фенин Ю. И.— В кн.: Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами. 9—12 июня 1964 г. ОИЯИ 1845. Дубна, 1964, с. 89—99.
57. Николенко В. Г. ОИЯИ Р4-83-225. Дубна, 1983. 4 с.; В кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конф. по нейтронной физике. Киев, 2—6 октября 1983 г. М.: 1984, т. 1, с. 148—151.
58. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960, гл. XII, § 1. 474 с.
59. Николенко В. Г. ОИЯИ Р4-83-128, Дубна, 1983. 10 с.
60. Попов А. Б., Самосват Г. С. ОИЯИ Р3-84-762. Дубна, 1984. 8 с.
61. Гольдфарб Л.— В кн.: Ядерные реакции. Т. 1: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1962, с. 154—207.
62. Devons S., Goldfarb L.— In: Handbuch der Physik, Springer-Verlag, 1957, Band XLII, p. 362—554.
63. Николенко В. Г. ОИЯИ Р4-81-351. Дубна, 1981, 5 с.
64. Halperin J., Johnson C.H., Winters R.R., Macklin R.L.— Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 545—562.
65. Feshbach H., Porter C.E., Weisskopf V.F.— Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 448—464.