

599.144

СВЕТОСИЛЬНАЯ НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЯДЕР

Л. Б. Пикельнер, Ю. П. Попов, Э. И. Шарапов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	39
2. Исследование возбужденных состояний ядер методами нейтронной спектрометрии	40
а) Брейт-вигнеровская параметризация сечения (41). б) Распределение расстояний между резонансами с определенными значениями J^π (42).	
в) Распределение ширин и их средние значения (43). г) Силовая функция (44). д) Общие вопросы светосильной нейтронной спектрометрии (46).	
е) Метод времени пролета (48). ж) Метод спектрометрии нейтронов по времени замедления (49). з) Фильтрованные пучки (50). и) Методика поляризованных ядерных мишеней и поляризованных нейтронных пучков (50).	
к) Прогресс в развитии светосильной детектирующей аппаратуры (52).	
3. α -распад компаунд-ядер	53
а) Средние α -ширины (55). б) Распределение α -ширин (56). в) α -переходы в различные конечные состояния (57). г) Измерения на тепловых нейтронах (58). д) Реакция (n, α) и γ -переходы между компаунд-состояниями (58).	
е) Методика анализа экспериментальных данных (59). ж) Экспериментальные данные о γ -переходах $C - C'$ (60). з) Теоретические аспекты реакции (n, α) (62).	
4. Эффекты сверхтонких взаимодействий в нейтронных резонансах	63
а) Магнитные моменты компаунд-состояний ядер (63). б) Изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра при захвате резонансного нейтрона (67).	
5. Свойства малонуклонных систем по данным нейтронной спектроскопии	72
а) Длины рассеяния нейтронов (72). б) Первый возбужденный уровень ядра ${}^4\text{He}$ (76). в) Радиационный захват нейтронов легчайшими ядрами (77).	
6. Заключение	80
Ситированная литература	81

1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие Чэдвиком в 1932 г. нейтрона¹ привело к подлинной революции в нашем понимании строения ядра. Взамен протонно-электронной появилась протонно-нейтронная модель ядра — Иваненко и Гейзенберг^{2, 3}, давшая возможность понять или же по-новому осмыслить ряд известных к тому времени фактов и оказавшая большое влияние на направление дальнейших исследований.

Вскоре были опубликованы результаты первых экспериментов Ферми, посвященных изучению ядерных реакций под действием нейтронов⁴; четыре года спустя группа Ферми, а также Мун и Тильман⁵ уже наблюдали индивидуальные нейтронные резонансы. Для объяснения существования и свойств таких узких высоковозбужденных состояний Нильсом Бором была выдвинута гипотеза составного (компаунд) ядра⁶. Наконец, открытие в 1939 г. Ганом и Штрасманом деления ядер под действием нейтронов⁷ и построение теории цепного процесса Зельдовичем и Харитоном⁸.

Эти события оказали огромное влияние на науку об атомном ядре и, пожалуй, на современную цивилизацию в целом. Очень быстро были выполнены фундаментальные экспериментальные и теоретические работы, приведшие к созданию нейтронной физики как важнейшей составной части физики ядра, и научной основы современной ядерной энергетики. В эти же годы возникла и нейтронная спектроскопия ядер как один из разделов нейтронной физики. На базе гипотезы Н. Бора о компаунд-ядре и последующих многочисленных данных нейтронной спектроскопии были созданы статистическая теория ядра (Бете, Вайскопф, 1937—1940 гг.) и *R*-матричная теория ядерных реакций (Вигнер и Айзенбуд, 1948 г.), доминировавшие сначала в описании механизмов взаимодействия нейтронов с ядрами, но затем поделившие свое влияние с оптической моделью (Фешбах, Портер и Вайскопф, 1954 г.). Нейтронная физика внесла существенный вклад и в развитие представлений о ядерных силах, действующих между нуклонами. Изучение пр- и *nd*-взаимодействия, а также свойств простейших малонуклонных систем (1935—1941 гг., Финберг, Вигнер, Швингер) привело к гипотезе зарядовой независимости ядерных сил. Эта гипотеза стала одной из основ при построении теории легчайших ядер.

На всех этапах развития нейтронной физики основным поставщиком экспериментальных данных была нейтронная спектроскопия. Современные ядерно-физические исследования с помощью нейтронов настолько обширны и богаты по результатам, что их невозможно изложить в одной статье. Поэтому мы оставляем в стороне многие интересные вопросы. Имеется подробный обзор⁹ становления нейтронной физики как науки, написанный активным участником этого процесса Э. Амальди. Мы не приводили всех ссылок на ранние работы, так как они содержатся в богатой библиографии этого обзора. По физике быстрых нейтронов¹⁰, по спектроскопии γ -лучей радиационного захвата нейтронов¹¹, по вопросу несохранения пространственной четности в реакциях с нейтронами¹² также имеются обзоры или монографии. Деление ядер под действием нейтронов представлено в периодической литературе и трудах конференций (см., например,¹³).

Целью настоящего обзора является освещение прогресса в изучении с помощью нейтронов свойств компаунд-состояний ядер и малонуклонных систем в основном в нетрадиционных направлениях, которые возникли в последние 10—15 лет благодаря развитию ряда экспериментальных методов и главным образом светосильной нейтронной спектрометрии. В некоторой степени выбор вопросов определялся интересами и направлением работ самих авторов. Для ознакомления с современным состоянием других разделов нейтронной спектроскопии ядер заинтересованному читателю можно рекомендовать обстоятельную работу Криена¹⁴ по ядерным реакциям с участием резонансных нейтронов.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР МЕТОДАМИ НЕЙТРОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

Отсутствие электрического заряда у нейтрона, а следовательно, и кулоновского барьера, препятствующего его проникновению в ядро, позволило использовать нейтрон как универсальный агент для возбуждения практических ядер, лежащих в долине β стабильности. Методы нейтронной спектроскопии позволяют исследовать возбужденные компаунд-состояния атомных ядер вблизи энергии связи нейтрона ($B_n \approx \approx 7 - 10$ МэВ). Для этого проводится анализ сечений взаимодействия

нейтронов с ядром. Нейтронное эффективное сечение σ_t является мерой вероятности взаимодействия, определяемой соотношением

$$dN = N\sigma_t dn, \quad (1)$$

dN — число нейтронов, испытавших взаимодействие в слое вещества dn ($\text{ядер}/\text{см}^2$), N — число нейтронов, падающих на этот слой.

Компаунд-состояния ядер нестационарны. Их время жизни τ составляет примерно 10^{-16} с, а энергетическая ширина, определяемая соотношением Гейзенберга $\Gamma = \hbar/\tau$, для $\tau = 10^{-16}$ с равна 0,66 эВ.

Рассматривая ядерную реакцию как процесс, протекающий в два независимых этапа, можно сечение реакции представить в виде

$$\sigma_x = \sigma_c w(x), \quad (2)$$

где σ_c — сечение образования компаунд-ядра и $w(x) = \Gamma_x/\Gamma$ — относительная вероятность его распада по каналу с вылетом частицы x . Энергии и ширины ядерных уровней можно определять, изучая резонансы в зависимости сечений от энергии нейтронов. Регистрация вылета различных частиц, продуктов реакции, позволяет судить о парциальных вероятностях распада компаунд-ядер (другими словами, нейтронных резонансов) по определенным каналам. На рис. 1 приведена схема, иллюстрирующая различные каналы распада нейтронных резонансов и связь сечений с положением возбужденных состояний ядра. В этом примере захват s -волнового нейтрона ядром-мишенью A ($I^\pi = 7/2^-$) ведет к возбуждению в ядре ($A + 1$) компаунд-состояний со спинами $J^\pi = 3^-, 4^-$ выше энергии связи нейтрона B_n . Эти уровни могут распадаться с испусканием нейтрона (обратный процесс), γ -квантов (волнистые линии) и α -частиц (двойные линии со стрелками). Каждому процессу соответствует свое сечение σ_x .

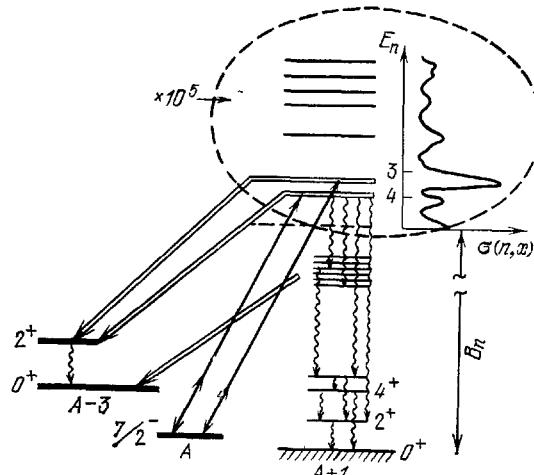


Рис. 1. Возбужденные уровни ядер, изучаемые методами нейтронной спектроскопии.

а) Брайт-вигнеровская параметризация сечений

Полное нейтронное сечение σ_t является суммой

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_\alpha + \sigma_p \dots \quad (3)$$

парциальных сечений, соответствующих рассеянию, захвату, делению, реакциям с вылетом α -частиц, протонов и т. д.

Для большинства ядер в этой сумме при резонансных энергиях преобладают сечения σ_s и σ_γ . Сечения σ_p характерны для легких, а сечения деления σ_f — для тяжелых ядер. Сечения σ_α обычно малы, но в настоящее время известны для многих ядер (см. гл. 3). Наиболее строгое описание энергетической зависимости эффективных сечений дает R -матричная теория, формулировка которой содержится, например, в работе ¹⁶. Одно-

уровневое приближение этой теории ведет к хорошо известной формуле, полученной Брейтом и Вигнером ¹⁶:

$$\sigma_x = \pi \lambda_0 \lambda g_J \frac{\Gamma_n(E_0) \Gamma_x}{(E - E_0)^2 + (\Gamma^2/4)} ; \quad (4)$$

здесь E_0 — резонансная энергия, λ_0 — деленная на 2π длина волны нейтрона при $E = E_0$, $\Gamma_n(E_0)$ — нейтронная ширина при $E = E_0$, Γ_x — ширина соответствующей реакции, $\Gamma = \Sigma \Gamma_i$ — полная ширина уровня.

Отметим, что на форму резонанса заметное влияние оказывает химическая связь и тепловое движение атомов в образце (см. далее в гл. 4). Кроме того, сечение реакции отклоняется от симметричной резонансной формы за счет множителя $\lambda \sim 1/v$, дающего известный для поглощения медленных нейтронов «закон $1/v$ » при $E \rightarrow 0$.

Весовой статистический множитель $g_J = (2J + 1)/(2I + 1) \times (2s + 1)$ возникает при сложении спинов I и s участвующих в реакции частиц и их относительного орбитального момента L в полный спин резонанса $J = L + s + I$. Для нейтронов с энергией менее 100 кэВ во взаимодействии участвуют в основном две парциальные волны с $l = 0$ — «s-нейтроны» — и $l = 1$ — «p-нейтроны».

Помимо спина J , резонансы характеризуются еще одним квантовым числом — четностью. Четность резонансов совпадает с четностью основного состояния ядра-мишени при возбуждении s-нейтронами и противоположна ей для p-нейтронов.

В соответствии с концепцией Бора о составном ядре нейтронный резонанс является долгоживущим ядерным состоянием, способ распада которого не зависит от путей его образования. Современная теория не в состоянии предсказывать параметры Γ_n , Γ_x , E_0 , J для индивидуальных резонансов. Эти параметры определяются экспериментально и их значения содержатся в Атласе нейтронных сечений ¹⁷. В то же время именно сложная, многочастичная природа компаунд-состояний ведет к определенным закономерностям, устанавливаемым статистической теорией. Эти закономерности касаются средних значений ширин распада по различным каналам и распределений парциальных и полных ширин, а также интервалов между резонансами.

б) Распределение расстояний между резонансами с определенными значениями J^π

В первые два десятилетия «нейтронной эры» физики, руководствуясь сложностью компаунд-состояний, полагали, что интервалы между резонансами распределены случайно, т. е. по экспоненциальному закону. В таком распределении малые расстояния наиболее вероятны. Однако Гуревич и Певзнер ¹⁸, анализируя экспериментальные данные, обнаружили «эффект отталкивания», т. е. недостаток малых расстояний в распределении интервалов. Вигнер ¹⁹ решил задачу теоретически, рассмотрев распределение разностей собственных значений матриц, элементы которых — числа, случайно выбранные из распределения Гаусса. Он получил распределение вида

$$P(x) = \frac{\pi}{2} x \exp\left(-\frac{\pi}{4} x^2\right), \quad \bar{x} = 1, \quad \sigma^2(x) = \frac{4}{\pi} - 1 \quad (5)$$

с $x = S/D$, где S — расстояние между «соседями» для последовательности резонансов с одинаковыми значениями J^π и $D = \bar{S}$.

Это распределение показано сплошной кривой на рис. 2. Физическая причина отталкивания уровней сводится к остаточному взаимодействию частиц, приводящему к тому, что вероятность возникновения в горого уровня в интервале dS на расстоянии S от первого пропорциональна не только dS/D , но и самой величине S . В сравнении со случайнм распределением здесь относительно маловероятны не только малые, но и большие расстояния S . Распределение Вигнера подтверждено многими экспериментальными данными, например показанными на рисунке результатами группы колумбийского университета для ^{166}Er ²⁰.

В последующем многие авторы, решая задачу более точными методами, рассмотрели различные ансамбли случайных матриц. Однако соответствующие предсказания очень близки к распределению (5) и существующие экспериментальные данные не позволяют сделать выбор. Итог исследований по теории случайных матриц подведен в капитальном обзоре²¹, вышедшем в 1981 г.

в) Распределение ширин и их средние значения

Ширины различных каналов распада компаунд-состояния λ являются энергетически зависящими величинами и, согласно R -матричной теории, могут быть записаны в виде

$$\Gamma_{\lambda c} = 2\gamma_{\lambda c}^2 P_c, \quad (6)$$

где $\gamma_{\lambda c}^2$ — не зависящая от энергии приведенная ширина и P_c — проницаемость в канале c , определяемая через кулоновские функции F и G (см. работу¹⁶) как $P_c = R/\lambda (F_l^2 + G_l^2)_c$. Для s -волновых нейтронных ширин $F_0^2 + G_0^2 = 1$, что ведет к энергетической зависимости $\Gamma_n \sim \sqrt{E}$. Поэтому обычно употребляют величины $\Gamma_n^0 = \Gamma_n (1 \text{ эВ}/E)^{1/2}$ — ширины, приведенные к одному электрон-вольту. Приведенные ширины Γ_n^0 и γ_n^2 связаны соотношением $\Gamma_n^0 = 2\gamma_n^2 R/\lambda_1$ (λ_1 соответствует длина волны нейтрона при энергии 1 эВ). По концепции Бора средние приведенные ширины распада не должны зависеть от природы конечных состояний.

Портер и Томас²² выдвинули аргументы в пользу того, что амплитуды приведенных нейтронных ширин γ_n распределены по нормальному закону со средним значением $\gamma_n = 0$. Это привело их к распределению приведенных нейтронных ширин вида

$$P(y) dy = (2\pi y)^{-1/2} e^{-y/2} dy, \quad \bar{y} = 1, \quad \sigma^2(y) = 2, \quad (7)$$

где $y = \gamma_n^2 / \langle \gamma_n^2 \rangle = \Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$. Это соотношение получило в ядерной физике название распределения Портера — Томаса; в статистике оно является χ^2 -распределением с одной степенью свободы ($v = 1$). Оно неоднократно подтверждалось экспериментально не только для нейтронных, но и для парциальных ширин различных реакций (см. гл. 3). Распределение (7) очень широкое: его дисперсия σ^2 почти в восемь раз превосходит дисперсию распределения (5).

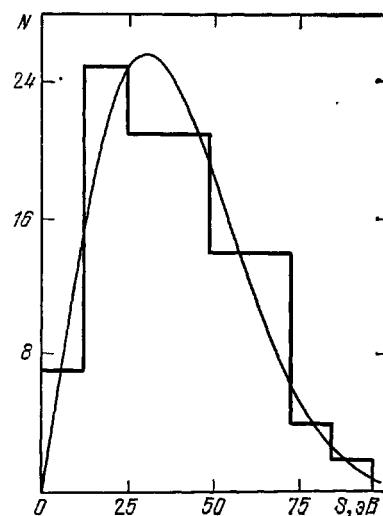


Рис. 2. Распределение расстояний между резонансами эрбия-166²⁰.

Полные ширины, являясь суммой независимо флюктуирующих парциальных ширин, флюктуируют гораздо слабее. Так, например, число степеней свободы для полной радиационной ширины $\Gamma_\gamma = \sum \Gamma_{\gamma i}$ может достигать величины $v \approx 100$ для ядер со сложным спектром конечных состояний, на которые идут парциальные переходы, характеризуемые парциальными ширинами $\Gamma_{\gamma i}$. В последние годы в теории получены результаты^{23, 24} для $\langle \Gamma_\gamma \rangle$, неплохо воспроизводящие экспериментальные значения. Анализ экспериментальной информации о полных радиационных ширинах можно найти в²⁵.

В случае α -распада нейтронных резонансов, распределение полных α -ширин, являющихся суммой парциальных по конечным состояниям f и возможным орбитальным моментам l , можно представить χ^2 -распределением с эффективным числом степеней свободы

$$v_{\text{эфф}} = (\sum T_{\alpha lf})^2 (\sum T_{\alpha lf}^2)^{-1}, \quad (8)$$

где $T_{\alpha lf}$ — проницаемость барьера для соответствующего α -перехода. По статистической теории средние значения полных ширин разных процессов, в соответствии с подходом Блатта и Вайскопфа²⁶, можно оценивать по формуле

$$\langle \Gamma_c \rangle = \frac{D^{J\pi}}{2\pi} \sum T_c(E, l), \quad (9)$$

где $D^{J\pi}$ — среднее расстояние между резонансами со спином и четностью J^π , составляющее несколько электрон-вольт для тяжелых ядер, l — орбитальный момент вылетающей частицы или мультипольность γ -кванта. Такое простое выражение предложено 30 лет назад для оценки средних ширин по порядку величины, однако сравнение с современными экспериментальными данными показывает, что точность описания средних ширин с помощью выражений типа (9) заметно лучше. Важно только правильно рассчитывать проницаемость для вылетающей частицы, принимая во внимание эффекты, отсутствующие в статистической модели, например учитывать с помощью оптической модели полупрозрачность ядра для нейтронов.

Экспериментально средние значения ширин определяются из результатов измерения ширин отдельных резонансов. Однако в связи с большими случайными флюктуациями ширин точность такого усреднения оказывается не всегда высокой. Поскольку разрешающая способность нейтронных спектрометров (см. далее) довольно быстро падает с энергией нейтронов, число надежно изученных для каждого изотопа резонансов ограничено, как правило, несколькими десятками. Тогда для ширин, флюктуирующих согласно распределению Портера — Томаса, средняя ширина имеет неопределенность около 20 %. Более точные значения средних ширин можно получить из анализа средних сечений, соответствующих усреднению по сотням и тысячам резонансов.

г) Силовая функция

В нейтронной физике весьма плодотворным оказалось введение понятия силовой функции, которая определяется выражением

$$S_c = \frac{2\gamma_c^2}{D} = \frac{\langle \Gamma_c \rangle}{D P_c}. \quad (10)$$

Второе равенство в (10) следует из формулы (6). В рамках статистической модели в качестве проницаемости P_c следует взять величину T_c , определяемую формулой (9). Подстановка ее в (10) показывает, что в этом

случае силовая функция должна быть константой не только в зависимости от энергии, но и при переходе от ядра к ядру, а обнаружение отклонения от этого правила говорит о наличии вклада нестатистических процессов в данном канале реакции. Отметим, что для нейтронной силовой функции (при взаимодействии s -нейтронов с ядром), исторически сохранилось несколько другое определение — $S_n^0 = \langle \Gamma_n^0 \rangle / D$, совпадающее с выражением (10) с точностью до множителя R/λ_1 .

Юз, Циммерман и Криен²⁷, проводя измерения нейтронных силовых функций методом усредненных сечений, показали, что в зависимости силовой функции от массового числа A (или R — размера ядра) проявляются гигантские «резонансы размеров». Современные данные для

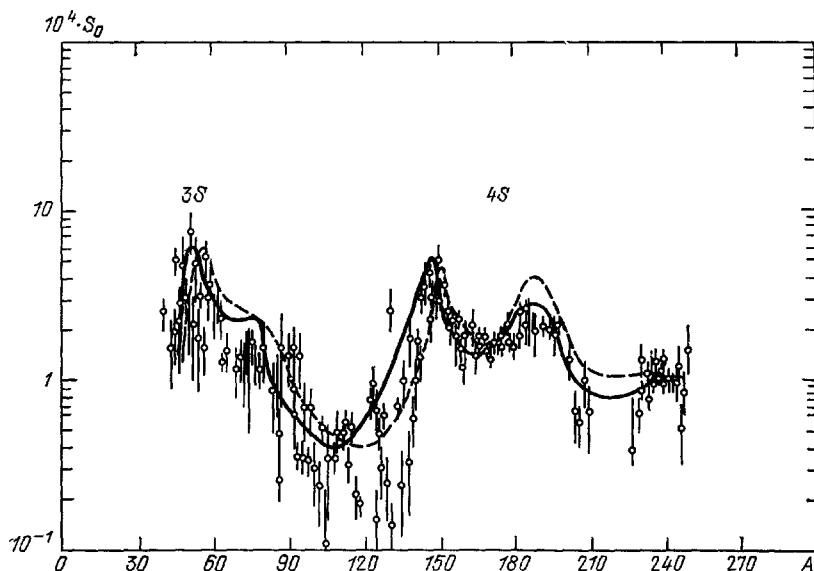


Рис. 3. Нейтронная силовая функция в зависимости от массового числа ¹⁷. Потенциал оптической модели V_0 для сплошной линии равен 43,5 МэВ, для штриховой — 41,5 МэВ.

s -волновой силовой функции представлены на рис. 3, а аналогичные результаты для p -волновой силовой функции можно найти в обзоре ²⁸.

Подобное поведение S_0 , равно как и обнаруженные ранее Баршаллом²⁹ плавные максимумы в сечениях рассеяния нейтронов с энергией до нескольких МэВ, было объяснено, вопреки статистической теории, полупрозрачностью ядра с соответствующим комплексным потенциалом $V = V_0 + iW_0$ в уравнении Шредингера. На этой основе была разработана оптическая модель ядра (см. работы ³⁰ и ³¹) и ее современные варианты, включающие концепцию входных состояний (см., например, работу ³²).

Длительное время оставалась неясной роль спин-спиновых членов V_{0s} , W_{0s} в оптическом потенциале, описывающих спиновую зависимость сечения взаимодействия нейтронов с ядрами. Недавние результаты, полученные в экспериментах с поляризованными редкоземельными ядрами и поляризованными нейтронами, показали, что $W_{0s} = 0,10 \pm 0,06$ МэВ ³³ и $V_{0s} \leq 0,08$ МэВ ³⁴; таким образом, спин-спиновые члены в оптическом потенциале много меньше основных членов ($W_0 \approx 5$ МэВ, $V_0 \approx 40$ МэВ).

В настоящее время в целом статистическая теория дает возможность правильно предсказать усредненные характеристики компаунд-состояний, описать распределение индивидуальных параметров относительно их среднего значения, хорошо описывает плавную зависимость плотно-

сти уровнями при энергиях возбуждения ядра порядка 10 МэВ. Можно говорить о соответствии такой картины имеющимся экспериментальным данным для различных каналов распада нейтронных резонансов.

В то же время нам известен довольно узкий круг традиционных характеристик этих очень сложных компаунд-состояний ядер: энергия, спин, четность, нейтронная и полная радиационная ширины, реже — парциальные γ -ширины и еще реже — α - и протонные ширины. В связи с этим представляется одной из важнейших задач современной нейтронной спектроскопии ядер расширение круга исследуемых характеристик нейтронных резонансов (например, включением в их число электрических и магнитных моментов, а также радиусов) и изучение новых каналов их распада. Для этого необходимо регистрировать, как правило, слабые эффекты и реакции, идущие с крайне малыми сечениями. Поэтому определяющую роль играет повышение мощности источников нейтронов, создание высокоэффективных детекторов и спектрометров вторичных частиц, и развитие разнообразных методов светосильной спектрометрии.

д) Общие вопросы светосильной нейтронной спектрометрии

Современная спектрометрия нейтронов дает возможность наблюдать отдельные, определенные состояния ядер, отстоящие друг от друга в пределах долей электрон-вольта при полной энергии возбуждения порядка 7—10 МэВ. Такая уникальная для ядерной физики разрешающая способность достигается сравнительно простыми средствами и объясняется тем, что энергия возбуждения составного ядра определяется соотношением $E^* = B_n + E_n$, где B_n — энергия связи захватываемого нейтрона, порядка 10^7 эВ, в то время как спектрометрия (чаще — спектрометрия по времени пролета) осуществляется для сравнительно малой кинетической энергии нейтрона $E_n \leq 10^4$ эВ.

Такое соотношение между компонентами энергии возбуждения ($E_n \ll B_n$), возможное только при захвате нейтронов, позволяет в чистом виде исследовать своеобразный класс ядерных реакций, идущих через стадию компаунд-ядра, а также изучать природу этих сложных квазистационарных состояний.

Экспериментальные методы нейтронной спектрометрии включают различные способы получения монохроматических нейтронов или выделения их эффекта при измерении полных и парциальных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. В основном это либо методы, использующие источники монохроматических нейтронов (ядерные реакции типа ^7Li (р, н), фотонейтронные источники типа $\text{Sb} - \text{Be}$), либо методы, позволяющие из непрерывного спектра нейтронов от источника выделять монохроматические нейтроны (методы времени пролета, времени замедления, ядерные фильтры и др.).

За последние три десятилетия экспериментальная нейтронная спектроскопия непрерывно совершенствовалась и прошла огромный путь от простейших прерывателей-селекторов на первых ядерных реакторах до современных спектрометров на базе мощных импульсных ускорителей электронов, протонов, дейтонов, импульсных реакторов, высокопоточных стационарных реакторов и т. д.^{35, 36}.

Нейтронная спектроскопия развивается в направлениях повышения разрешающей способности и светосилы. Разнообразие программ исследований заставляет улучшать оба основных параметра нейтронных спектрометров. Однако универсальные физические установки, как правило, не обладают рекордными параметрами. Поэтому для проведения многих

интересных и пионерских исследований предпочтительнее оказываются более специализированные установки. Кроме того, здесь необходимо подчеркнуть, что для успешного проведения эксперимента необходимо определенное соответствие основных параметров нейтронного спектрометра, детекторов фиксируемых частиц, тракта регистрации событий, а в ряде сложных современных экспериментов и используемой вычислительной техники. Иначе рекордные параметры могут остаться бесполезными.

Таблица I

Характеристики некоторых импульсных источников для нейтронной спектроскопии

Спектрометр	Ускор. частица	E_{\max} , МэВ	$I_{\text{пик}}$, А	Δt , нс	Q , нейтрон/с	q , нейтрон/имп	v , Гц	L_{\max}	Литера-тура
1. СЦ (Нью-Йорк)	p	385	0,33	20	$2 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{11}$	60	200	35
2. ИЦ (Карлсруэ)	d	50	3	1	10^{14}	$6 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^5$	180	35
3. ФАКЕЛ (Москва)	e	60	0,5	50—5000	$2 \cdot 10^{12}$ — $4 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{10}$ — $4 \cdot 10^{11}$	100	230	37
4. GELINA (Гель)	e	150	9	10	$2,3 \cdot 10^{13}$	$2,3 \cdot 10^{10}$	$0,9 \cdot 10^3$	400	38
5. ORELA (Окридж)	e	140	15	3—30	10^{14}	10^{11}	10^3	200	39
6. HELIOS (Харуэлл) с бустером	p	128	1,0	100	$0,3 \cdot 10^{15}$	$0,76 \cdot 10^{12}$	90	300	40
7. WNR (Лос-Аламос) без накопителя	e	800	—	0,2—3000	10^{12} — $2 \cdot 10^{14}$	—	120	300	41
8. ЛУЭ-40+ ИБР-30 (Дубна)	e	40	0,2	4500	$0,3 \cdot 10^{15}$	$0,3 \cdot 10^{12}$	100	1000	42
9. ГНЕЙС (Гатчина)	p	1000	—	10	$2,7 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{12}$	50	45	43
10. ИБР-2 (Дубна)	—	—	—	10^5	$1,8 \cdot 10^{17}$	$3,6 \cdot 10^{15}$	50	1000	44

В табл. I в качестве примера приведены характеристики нескольких нейтронных спектрометров на базе ускорителей и импульсных реакторов, работающих по времени пролета.

В первом столбце даны названия, под которыми установки известны в литературе. Сокращение ИЦ соответствует изохронному циклотрону, СЦ — синхроциклотрону, E_{\max} обозначает максимальную энергию ускоряемых частиц, $I_{\text{пик}}$ — мгновенное значение тока в импульсе, Δt — длительность импульса, Q — полный выход нейтронов в секунду, q — выход нейтронов за один импульс, v — частота импульсов, L_{\max} — максимальная величина используемой пролетной базы. В принципе такой набор спектрометров позволяет проводить очень широкий круг нейтронно-спектроскопических исследований, хотя в некоторых экспериментах требуется еще большая светосила.

Можно перечислить несколько путей повышения светосилы нейтронных спектрометров:

а) прямое увеличение интенсивности нейтронного потока из источника без изменения остальных параметров спектрометра (увеличение тока

(энергии) ускоряемых частиц, использование мишени из делящихся веществ);

б) изменение параметров спектрометра (в методе времени пролета это — повышение длительности импульса нейтронов либо приближение к источнику нейтронов. В последнем случае надо иметь в виду, что существует ограничение, связанное с размерами мишени ускорителя (замедлителя), а также образца (детектора));

в) применение (в методе времени пролета) бустера — размножителя нейтронов — постоянного (Харуэлл, Англия) или импульсного (импульсный реактор на быстрых нейтронах ИБР-30 в Дубне), что позволяет при длительностях импульсов нейтронов \approx нескольких микросекунд увеличить поток нейтронов на 1—2 порядка;

г) использование спектрометрии нейтронов по времени замедления.

е) Метод времени пролета

Источники нейтронов дают, как правило, сплошной энергетический спектр и необходимы специальные методы выделения нейтронов определенной энергии или измерения их энергии. Наиболее универсальный среди них — метод времени пролета. Для его реализации удобен импульсный режим работы нейтронного источника. Если l — расстояние (в метрах), пройденное нейтроном от источника до детектора, t — время пролета (в мкс) и Δt — неопределенность последнего из-за конечной длительности нейтронного импульса и других причин, то из нерелятивистских уравнений $E = mv^2/2$ и $t = l/v$ следуют основные соотношения метода:

$$E_n = 5228 \left(\frac{l}{t} \right)^2, \quad \frac{\Delta E_n}{E_n} = 0,028 \sqrt{E_n} \frac{\Delta t}{t}. \quad (11)$$

Чтобы определить полное сечение в функции энергии $\sigma_t (E_n)$, обычно измеряют пропускание исследуемым образцом нейтронов в зависимости от их времени пролета. Пропускание T и сечение σ_t связаны простым соотношением

$$T = e^{-n\sigma_t t} \quad (12)$$

Отмеченная во введении возможность измерений с уникальным разрешением определяется тем, что ΔE_n может стать сколь угодно малым, если $l \rightarrow \infty$. При используемых на практике величинах, например, $\Delta t = 1 \text{ мкс}$, $l = 100 \text{ м}$, неопределенность энергии $\Delta E_n = 0,3 \text{ эВ}$ при $E_n = 100 \text{ эВ}$ и растет как $E^{3/2}$ с увеличением энергии. Предел улучшению разрешения при заданной длительности нейтронной вспышки ставит интенсивность источника.

Работающий уже многие годы в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований импульсный реактор на быстрых нейтронах ИБР-30⁴² при средней мощности 25 кВт и при пяти импульсах в секунду развивает импульсную мощность 60 Мвт — такую же, как мощность лучших стационарных исследовательских реакторов. Для исследований с резонансными нейтронами используется бустерный режим работы реактора в сочетании с инжектором-ускорителем электронов. Мишень ускорителя помещается внутрь активной зоны реактора, и импульсы нейтронов, получаемые в мишени в результате фотоядерной реакции, умножаются подкритическим реактором в 200 раз. В таком режиме источник обеспечивает среднюю интенсивность $3 \cdot 10^{14}$ нейtron/с при длительности импульса нейтронов 4,5 мкс. Для сравнения укажем,

что на действующих ускорителях электронов интенсивность, как правило, не достигает 10^{14} нейтрон/с (см. табл. I). Импульсный реактор с инжектором является таким образом одной из лучших установок для светосильной нейтронной спектроскопии при невысоком разрешении.

ж) Метод спектрометрии нейтронов по времени замедления

Этот метод интересен как по своей физической основе, так и по возможностям, предоставляемым экспериментаторам. Идея этого метода возникла в результате обсуждений Л. Е. Лазаревой, Ф. Л. Шапиро и Е. Л. Фейнбергом ⁴⁵ особенности процесса замедления в результате упругого рассеяния нейтронов в тяжелой среде — группировка скоростей нейтронов в сравнительно узком интервале вокруг среднего значения. Грубо говоря, поскольку пробег нейтрона между соударениями слабо зависит от их скорости, то более быстрые нейтроны чаще сталкиваются с замедлителем и быстрее теряют энергию.

Если в большой объем замедлителя, состоящего из ядер с $A \gg 1$, произвести кратковременный всплеск быстрых нейтронов со скоростью v_0 , то замедляясь в результате упругих столкновений с ядрами замедлителя и теряя при каждом соударении в среднем долю энергии $\approx 2/A$, нейтроны будут собираться в сравнительно узкую группу по скоростям. По мере роста времени замедления эта группа будет перемещаться вниз по шкале скоростей. Включение детектора нейтронов (или детекторов частиц, сопровождающих захват нейтрона ядром исследуемого образца) в течение узкого интервала времени Δt , сдвинутого на время t относительно момента всплеска нейтронов, дает возможность выбирать приблизительно моноэнергетические нейтроны, средняя скорость которых связана с временем замедления t соотношением

$$t = A\Lambda \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} \right), \quad (13)$$

где Λ — средний пробег нейтрона до рассеяния, v_0 — начальная скорость нейтронов. При этом величина $A\Lambda$, равная для свинца ~ 6 м, играет роль эффективной «длины пролета» по аналогии с методом по времени пролета.

Эта идея была воплощена под руководством Ф. Л. Шапиро в спектрометре по времени замедления Физического института им. П. Н. Лебедева в Москве ⁴⁶. Источником нейтронов со средней интенсивностью около 10^9 н/с служила тритиевая мишень, на которую падал импульсный пучок дейтронов с энергией 300 кэВ. Мишень помещалась в центре свинцовой призмы размером $2 \times 2 \times 2,3$ м³, в которой происходило замедление нейтронов. Детектор вводился в призму через узкий канал. Известным недостатком метода является низкая ($\approx 30\%$) разрешающая способность, а неоспоримым преимуществом — высокая светосила. Метод широко применялся для измерения сечений захвата и деления в диапазоне энергий от 1 эВ до 30 кэВ (статьи Бергмана и Попова; см. ⁴⁶). Недавно ему дана вторая жизнь в Ронселлерском политехническом институте ⁴⁷ (США), где в свинцовый куб ввели источник нейтронов (мишень ускорителя электронов) с интенсивностью, в 1000 раз большей. Чувствительность к измеряемым сечениям подбарьерного деления и реакций (n, α), (n, p) здесь составляет доли микробарна.

3) Фильтрованные пучки

Важным техническим достижением последнего десятилетия явилась разработка и практическая реализация метода фильтров⁴⁸ с целью получения интенсивных квазимонохроматических пучков нейтронов промежуточных энергий на стационарных исследовательских реакторах. Этот метод позволяет повысить точность измерений средних характеристик нейтронных резонансов, перейти к измерениям более слабых сечений (см. ниже, гл. 3). В качестве фильтров применяют материалы, например железо-56 или скандий, полные нейтронные сечения которых имеют минимумы при некоторых энергиях. Минимумы возникают из-за интерференции резонансного и потенциального рассеяний. При фильтрации нейтронов через достаточно толстый слой такого материала формируется пучок с энергией, соответствующей интерференционному минимуму, и энергетической шириной ΔE_n , определяемой толщиной фильтра. Интенсивность оставшихся нейтронов других энергий (фон) составляет обычно 3—6 %. Для понижения фона применяют различные комбинации указанных материалов с другими, например алюминием, серой, натрием. В табл. II в качестве примера приведены основные характеристики некоторых

Таблица II
Параметры фильтрованных пучков

Фильтр	\bar{E}_n , кэВ	ΔE_n , кэВ	I , нейтрон/с
96 см Sc	2	0,9 (0,6)	$4 \cdot 10^7$ ($2 \cdot 10^6$)
22,9 см Fe 36,2 см Al 6,3 см S	24,3	2,0 (2,1)	$1 \cdot 10^7$ ($1 \cdot 10^6$)

рных фильтров, составленные по данным работы⁴⁹. Полная интенсивность I соответствует рабочей площади пучка 7 см^2 и достигает, как видно из таблицы, высокого уровня 10^7 нейтрон/с на образце. Она получена на высокопоточном реакторе HFBR в Брукхейвене (США).

В скобках приведены значения для отечественного стандартного реактора ВВР-М с тепловым потоком в активной зоне $\approx 7 \cdot 10^{13}$ нейтрон/см 2 ·с Института ядерных исследований АН УССР, где подобные фильтрованные пучки широко используются для измерения различных нейтронных сечений⁵⁰.

и) Методика поляризованных ядерных мишеней и поляризованных нейтронных пучков

Большинство нейтронных экспериментов выполняется с неполяризованными нейтронами с неориентированными ядерными системами, имеющими изотропное распределение проекций спинов на ось квантования. Зачастую при этом теряется информация о зависящих от спина особенностях взаимодействия нейтронов с ядрами. Исключение составляла область низких (менее 10 эВ) энергий, где были разработаны и успешно применялись методы поляризации нейтронов, основанные на спиновой зависимости магнитного рассеяния (см., например, ⁵¹). Лишь в середине 60-х

годов в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ (Дубна) ⁵² был реализован метод поляризации для широкой резонансной области энергий нейтронов (≤ 100 кэВ), позволивший работать со сравнительно малой потерей интенсивности нейтронного пучка. Метод использует сильную спиновую зависимость нейтрон-протонного рассеяния. Пропуская первичный пучок через поляризованную протонную мишень, можно отфильтровать одну из двух спиновых компонент пучка, т. е. поляризовать его.

При создании поляризованных ядерных мишеней наибольшее распространение получил метод теплового равновесия при глубоком охлаждении во внешнем магнитном поле. Необходимые для этого магнитные

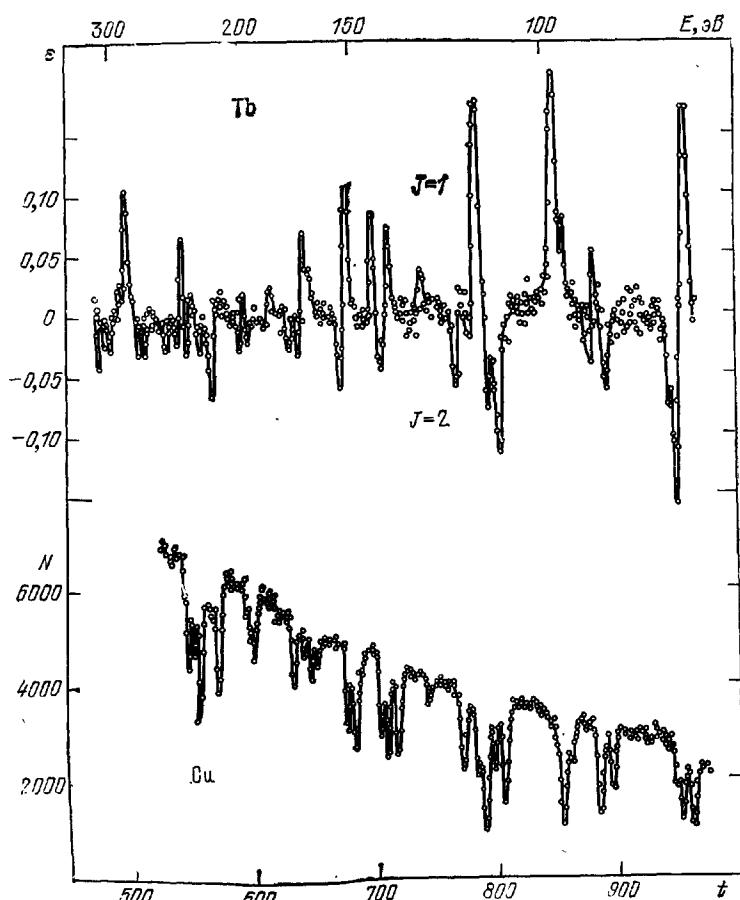


Рис. 4. Экспериментальный спектр пропускания тербия (внизу) в зависимости от времени пролета t и поляризационный эффект ε (вверху), определяющий спины резонансов ⁵³.

поля и низкие температуры можно иметь в лабораторных условиях благодаря современным достижениям в создании сверхпроводящих магнитов и криостатов с растворением гелия-3 в гелии-4. Можно также использовать внутриатомные, «сверхтонкие» магнитные поля, как это реализовано в работах дубненской группы ⁵³.

Поляризационные эксперименты — весьма светосильный метод исследования целого ряда слабых эффектов, например несохранения пространственной четности, зависящей от спина промежуточной структуры сечений и некоторых других. Отметим также, что поляризационная ме-

тодика служит прямым способом идентификации спинов нейтронных резонансов. Как показано на рис. 4 для мишени Tb, для этого достаточно установить знак поляризационного эффекта ε , определяемого как относительная разность отсчетов детектора при параллельной и антипараллельной ориентациях поляризаций нейтронов и ядер.

к) Прогресс в развитии светосильной детектирующей аппаратуры

Наряду с повышением интенсивности нейтронных источников проходило и усовершенствование аппаратуры, регистрирующей продукты реакций взаимодействия нейтронов с ядрами. Обстоятельный обзор современных методов регистрации нейтронов с помощью сцинтилляторов сделан в работе ⁵⁴. Все большее распространение получают в практике эксперимента полупроводниковые детекторы и спектрометры ⁵⁵. Особенно перспективны они оказались при спектрометрии γ -квантов радиационного захвата нейтронов. Благодаря хорошему энергетическому разрешению и высокой эффективности регистрации γ -квантов германиевые полупроводниковые спектрометры в сочетании с методом времени пролета впервые позволили изучить свойства парциальных γ -переходов для широкого круга индивидуальных нейтронных резонансов, исследовать интересные особенности механизма радиационного захвата нейтронов ¹¹.

Полупроводниковые спектрометры заряженных частиц широко используются в измерениях с тепловыми нейтронами, потоки которых на современных исследовательских реакторах весьма велики. При изучении заряженных частиц, образующихся в реакциях с резонансными нейтронами (потоки которых на много порядков меньше, чем тепловых), полупроводниковым детекторам и спектрометрам, обладающим площадью регистрации, не превышающей 10 см^2 , существенную конкуренцию оказывают современные ионизационные и пропорциональные камеры. Проигрывая в несколько раз по разрешению, ионизационные спектрометры позволяют выиграть в площади регистрации (эффективности) 2–3 порядка. Отметим, что только сочетание специальных ионизационных камер с большой площадью регистрации со светосильным нейтронным спектрометром на базе линейного ускорителя электронов с импульсным бустером-размножителем в виде реактора ИБР позволило приступить к исследованию спектров α -частиц для отдельных резонансов и парциальных усредненных сечений в реакциях (n, α) и $(n, \gamma\alpha)$ (см. гл. 3).

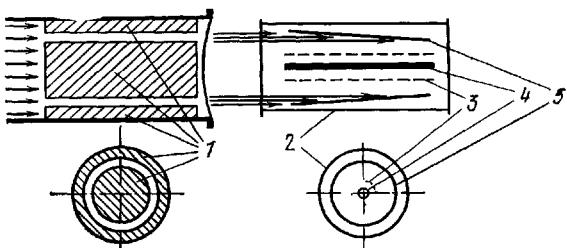


Рис. 5. Схематическое изображение светосильной ионизационной камеры (2) и нейтронного коллиматора (1).
3 — сетка, 4 — коллектор,
5 — образец.

На рис. 5 в качестве примера схематически изображена одна из таких ионизационных камер ⁵⁶ с площадью мишени $3 \cdot 10^3 \text{ см}^2$, причем система коллимации нейтронного пучка и форма образца-мишени сделаны так, чтобы при полном облучении мишени свести к минимуму облучение нейтронами и γ -лучами от источника чувствительного объема ионизационной камеры. Это позволило в несколько раз повысить разрешение спектро-

метра и расширить рабочий диапазон по времени пролета при работе с мощным источником нейтронов на сравнительно малых пролетных базах.

Некоторые новые возможности для нейтронно-спектроскопических исследований открывает концепция измерений, получившая название спектроскопии множественности⁶⁷. Речь идет не об измерении среднего числа γ -квантов радиационного захвата, а об измерении распределения по множественности всех частиц и квантов, испускаемых при поглощении нейтрона ядром. Схематический пример такого спектра множественности γ -лучей $N_\gamma(v)$ представлен на рис. 6. Отсчеты при $v = 1$ соответствуют рассеянным нейтронам, которые регистрируются с помощью специального нейтрон-гамма-конвертора, дающего один γ -квант на захваченный в нем нейтрон, а максимумы при $v \approx 3$ и $v \approx 9$ определяются соответственно радиационным захватом и делением, регистрируемым по сопутствующим γ -лучам. Таким образом, появляется возможность одновременно регистрировать все три основных процесса, идущие в результате взаимодействия нейтронов с тяжелыми ядрами. Кроме того, анализируя различия в форме спектров множественности γ -лучей радиационного захвата нейтронов в отдельных резонансах, оказалось возможным проводить спино-векторную идентификацию резонансов. Установка для спектрометрии по множественности γ -лучей была создана в ИАЭ им. И. В. Курчатова.

Она представляет собой светосильный 4 π -детектор γ -лучей, состоящий из 46 независимых кристаллов NaI(Tl) общим объемом ≈ 100 л и соответствующей электроники для регистрации двумерной информации.

Рассмотрев основные закономерности взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами и некоторые методические особенности современных нейтронных исследований, обратимся к результатам измерений новых характеристик нейтронных резонансов, полученных в основном благодаря развитию светосильных методов нейтронной спектроскопии ядер.

3. α -РАСПАД КОМПАУНД-ЯДЕР

Исследование реакции (n, α) на резонансных нейтронах интересно в двух аспектах. С одной стороны, это новое направление нейтронной спектроскопии, позволяющее изучать полные и парциальные α -ширины — дополнительный к известным нейтронным и радиационным ширинам набор характеристик нейтронных резонансов. А с другой стороны — это новый вид α -распада — распад очень сложных высоковозбужденных компаунд-состояний. Поскольку, как мы отмечали, времена жизни таких состояний на много порядков превышают ядерные времена, можно рассматривать их как квазистабильные и говорить об α -распаде нейтронных резонансов по аналогии с широко известным α -распадом основных состояний.

Изучение α -распада компаунд-состояний позволяет в ряде случаев абстрагироваться от индивидуальных особенностей структуры распадающегося состояния, существенно расширяет диапазон исследуемых энергий

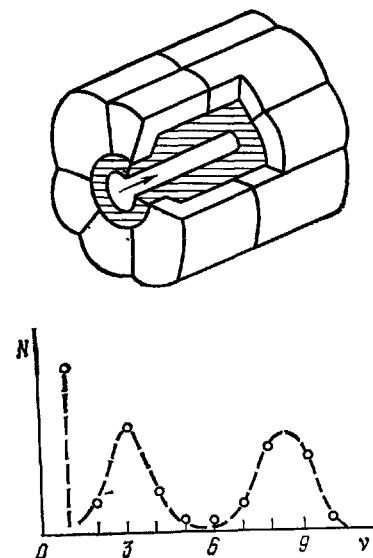


Рис. 6. Схематический пример спектра множественности (внизу) и 4 π -детектора γ -лучей.

α -распада. Так, для ядра ^{144}Nd энергия α -распада основного состояния $E_\alpha^0 = 1,8$ МэВ, а для компаунд-состояний (за счет добавления энергии связи нейтрона) $E_\alpha^c = 9,4$ МэВ. Это приводит к различию на 33 порядка в периодах полураспада основного и компаунд-состояний ядра ^{144}Nd . Кроме того, реакция (n, α) позволяет распространить применение α -распада — одного из «древнейших» инструментов изучения структуры ядра и отдельных сторон динамики внутриядерных процессов — на новые ядра и даже на новую область атомных ядер с $A < 120$.

В то же время необходимо отметить, что реакция (n, α) на средних и тяжелых ядрах в случае медленных нейтронов в значительной мере оказывается подавленной за счет малой проницаемости кулоновского барьера ядра, поскольку энергия вылетающей α -частицы $E_\alpha \leq E_{\text{кул}}$ — энергии кулоновского барьера. Сечения реакции (n, α) оказываются очень малыми, например, если сравнивать с широко исследуемой реакцией радиационного захвата нейтрона, то даже в наиболее благоприятных случаях отношение сечений $\sigma(n, \alpha)/\sigma(n, \gamma)$ составляет всего 10^{-3} — 10^{-5} . Это приводит к ряду методических трудностей, чем и обусловлено позднее развитие данного направления нейтронной спектроскопии.

Такие особенности реакции (n, α) , как малые сечения, большой фон от конкурирующей реакции (n, γ) , малый пробег α -частиц в веществе мишени предъявляют специфические требования к выбору методики для ее изучения. Существенными особенностями нейтронного спектрометра должны быть большая светосила и возможность облучать мишени большой площади. Особенно это важно в исследованиях на резонансных нейтронах, потоки которых на несколько порядков ниже потоков тепловых нейтронов на современных исследовательских реакторах. Поэтому, если для измерений α -спектров в реакции (n, α) на тепловых нейтронах используются обычно полупроводниковые детекторы площадью 1 см², то для измерений на резонансных нейтронах весьма удачным оказалось сочетание «медленного» (микросекундного) но светосильного спектрометра нейтронов по времени пролета на базе импульсного реактора ИБР с высокоеффективными детекторами и спектрометрами α -частиц, описанными в гл. 2.

Исследование реакции (n, α) на тяжелых и средних ядрах, другими словами, α -распада компаунд-ядер началось 20 лет назад работами Мак-Фарлайна и Алмодовара⁵⁸ и Хейфеца и др.⁵⁹ на тепловых нейтронах. Однако исследования на тепловых нейтронах дают лишь отрывочные сведения об особенностях распада составных ядер, поскольку: а) характеристики распадающегося состояния часто остаются неизвестными — объясняется ли сечение данной реакции на тепловых нейтронах «хвостом» отдельного резонанса или дают вклад несколько резонансов — определить не всегда удается; б) результат оказывается случайной выборкой значения индивидуального параметра из широкого распределения Портера — Томаса. В то же время анализ данных на тепловых нейтронах для совокупности ядер позволяет иногда делать интересные качественные выводы. Так, Андреев и Сироткин⁶⁰, анализируя результаты своих поисков реакции (n, α) на целом ряде ядер, пришли к выводу, что обычная, одночастичная модель α -распада здесь неприемлема, и что α -распад компаунд-ядер скорее подчиняется статистической модели. Это заключение получило количественное подтверждение несколькими годами позднее, когда в Дубне были начаты первые исследования реакции (n, α) на резонансных нейтронах^{61, 62}.

На первом этапе осуществлялся поиск реакции (n, α) в резонансах отдельных ядер. Для этого с помощью метода времени пролета и светосильных детекторов регистрировался выход α -частиц и определялись полные α -ширины нейтронных резонансов⁶³. На втором этапе для ядер

и резонансов с максимальным выходом α -частиц проводились двумерные измерения — фиксировалось время пролета и спектр регистрируемых α -частиц для каждого временного канала. Таким образом, для каждого резонанса определялись его парциальные α -ширины⁶².

Помимо исследований α -распада индивидуальных нейтронных резонансов, последние годы получили развитие измерения усредненных по многим резонансам характеристик реакции (n, α) с помощью «квазимоно-энергетических» пучков нейтронов, пропущенных сквозь ядерные фильтры⁶⁶ (см. выше), а также по методу времени пролета, когда энергетическое разрешение нейтронного спектрометра становится недостаточным для разделения отдельных резонансов⁶⁶.

Перейдем к анализу имеющейся совокупности экспериментальных данных.

а) Средние α -ширины

На рис. 7 представлены отношения средних значений полных α -ширин, полученных экспериментально, к рассчитанным по формуле (9) с коэффициентами прилипания, взятыми по кластерной модели Кадменского — Фурмана⁶⁴. Ошибки точек обусловлены в основном ограниченным числом резонансов, по которым проводилось усреднение экспериментальных α -ширин. Из рис. 7 можно заключить, что статистическая теория удовлетворительно воспроизводит средние значения полных α -ширин для широкого круга сферических ядер с $58 \leq A \leq 150$. Расхождения в области деформированных ядер, возможно, связаны с тем, что при расчете $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{cl}}$ деформация ядра не учитывалась.

Имея в виду, что теоретическое значение $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{cl}}$ рассчитывалось по форме (9), отношение $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{exp}} / \langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{cl}}$, представленное на рис. 7, с точностью до множителя представляет собой силовую функцию для α -частиц (см. выражение (10)). Наблюдаемое здесь постоянство силовой функции S_α для сферических ядер можно интерпретировать как наличие сильного поглощения α -частиц в ядре (другими словами, справедлива модель «черного» ядра, а не полупрозрачного как в случае нейтронов). А если это так, то отсюда следует, что α -кластерные состояния при энергиях возбуждения ядра ≈ 10 МэВ сильно фрагментированы (распределены) по уровням компаунд-ядра.

Дополнительная проверка вывода об отсутствии гигантских «оптических» резонансов для α -частичного канала может быть получена из анализа энергетической зависимости усредненных сечений реакции (n, α) в диапазоне энергий порядка 1 МэВ. Однако имеющиеся экспериментальные данные позволяют проследить такую зависимость лишь до ≈ 30 кэВ. На рис. 8 представлена энергетическая зависимость экспериментальных величин $\langle \Gamma_\alpha / D \rangle_{\text{exp}}$ в реакции ^{147}Sm (n, α), полученных в работах групп Дубны и Киева⁶⁶. Ошибки точек учитывают ограниченность числа резонансов (цифры около точек) на интервалах усреднения, показанных внизу

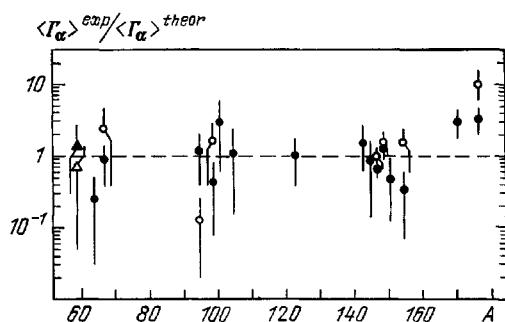


Рис. 7. Отношение экспериментальных и теоретических значений средних α -ширин в функции массового числа ядер.

штриховкой. Для интервала 100—200 эВ в скобках приведен также результат, полученный без учета аномального резонанса $E_0 = 184$ эВ, обладающего большим «сродством» к α -частичному и нейтронному каналам ⁶⁶.

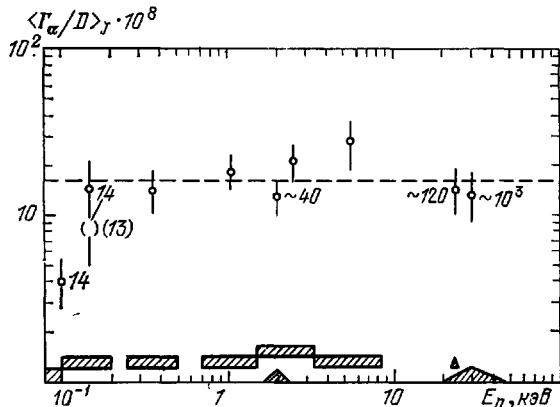


Рис. 8. Силовые функции реакции $^{147}\text{Sm} (n, \alpha)$ в зависимости от энергии нейtronов.

Постоянство экспериментальных отношений $\langle \Gamma_\alpha / D \rangle_J$ можно интерпретировать как подтверждение справедливости статистического подхода к описанию реакции (n, α) и отсутствие влияния промежуточных структур.

б) Распределение α -ширин

На рис. 9 приведено интегральное распределение парциальных α -ширин для переходов в основное состояние в реакции $^{123}\text{Te} (n, \alpha) ^{120}\text{Sn}$. Чтобы учесть экспериментальные ошибки в определении $\Gamma_{\alpha 0}$, значения последних были распределены по Гауссу с полушириной, равной ошибке

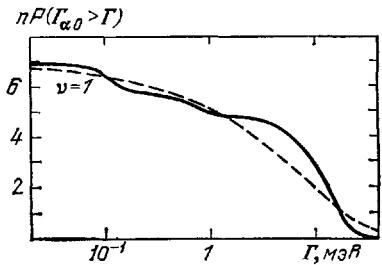


Рис. 9. Интегральные распределения (штриховая линия — теория, сплошная — эксперимент) парциальных α -ширин реакции $^{123}\text{Te} (n, \alpha)$.

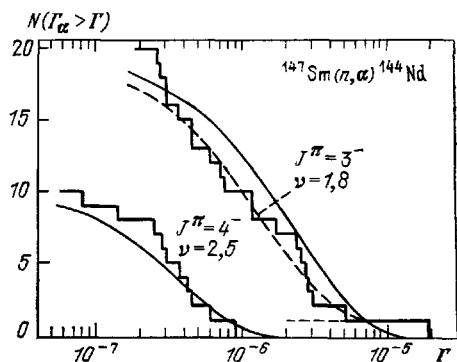


Рис. 10. Распределение полных α -ширин.

измерения. Экспериментальная кривая (сплошная линия) оказывается в хорошем согласии с распределением Портера — Томаса (штриховая кривая). Аналогичный уровень согласия можно продемонстрировать и для других ядер.

Можно исследовать также распределения полных α -ширин, сравнивая их с χ^2 -распределением при значении $v_{\text{эфф}}$, рассчитанном согласно (8). На рис. 10, взятом из работы Балабанова и др.⁶⁷, видно, что экспериментальные распределения полных α -ширин (гистограммы) для резонансов обоих спинов в случае составного ядра ^{148}Sm хорошо согласуются с теоретическими (сплошные кривые), особенно если отбросить аномальный резонанс $E_0 = 184$ эВ (пунктир).

Весьма интересно было бы провести сравнение в области деформированных ядер, где наиболее интенсивные α -переходы идут на уровнях основной ротационной полосы. Тогда в случае, если ротационные компоненты играют заметную роль в волновой функции компаунд-состояния, это может привести к корреляции α -переходов на различные уровни одной ротационной полосы, а следовательно, к уменьшению $v_{\text{эфф}}$ по сравнению с рассчитанным по формуле (8).

в) α -переходы в различные конечные состояния

Согласно статистической теории, удовлетворительно описывающей основные свойства нейтронных резонансов, природа конечных состояний не должна влиять на средние вероятности α -распада компаунд-ядер, т. е. усредненные по исходным состояниям с одинаковыми спинами и четностью приведенные α -ширины распада на разные конечные состояния должны быть одинаковыми. В то же время полумикроскопический подход указывает на возможность усиления вероятностей α -переходов на одно- и двухфонные состояния по сравнению с α -переходом в основное состояние для четно-четных конечных ядер⁶⁸. Итоги исследований такого рода подведены в работе Анджеевского и др.⁶⁹, где авторы методом Монте-Карло провели в рамках статистической теории анализ отношений интенсивностей α -переходов на основное и возбужденные состояния в реакции $^{147}\text{Sm} (n, \alpha) ^{144}\text{Nd}$ для различных

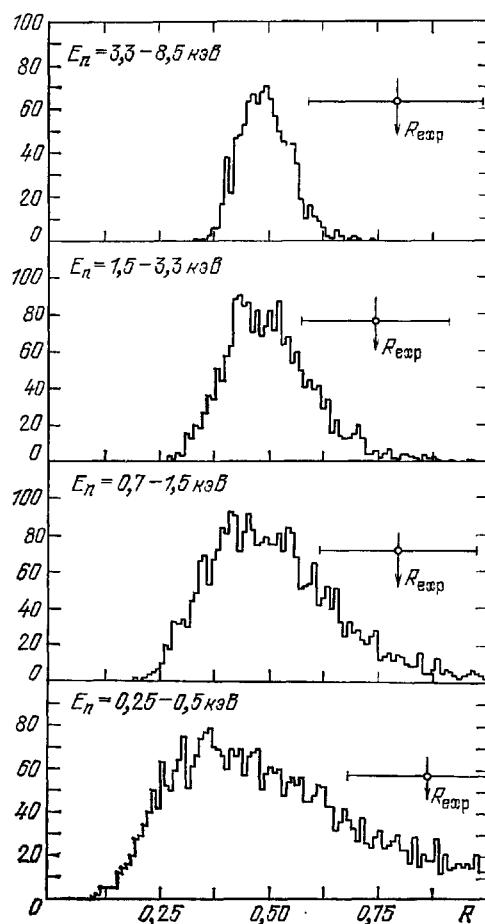


Рис. 11. Отношение R интенсивностей α -переходов в основное и возбужденное состояния реакции $^{147}\text{Sm} (n, \alpha)$ в сравнении со статистической теорией.

интервалов энергий нейтронов. На рис. 11 приведены для примера распределения величин $R = N_{\alpha_1}/N_{\alpha_0}$, полученные в результате такого «математического эксперимента» для четырех энергетических интервалов из шести исследованных (гистограмма), и экспериментальные значения $R_{\text{эксп}}$. Для всех шести интервалов

(независимые результаты) величина R_{exp} смещена относительно максимума теоретического распределения. Анализируя всю совокупность данных, авторы приходят к заключению, что с достоверностью 99,92% существует слабое усиление приведенных вероятностей α -переходов в одно- и двухфононное состояния по сравнению с α -переходом в основное состояние дочернего ядра. Что это — «остаток» эффекта усиления за счет появления многоквазичастичных компонент волновых функций в конечных состояниях, предсказывавшегося В. Г. Соловьевым⁶⁸, или такова неточность нашего описания проницаемости ядерного барьера на интервале энергий $\sim 0,5$ МэВ, или это случайная флуктуация парциальных ширин, видимо, покажут дальнейшие эксперименты.

г) Измерения на тепловых нейтронах

Подробный анализ результатов измерений реакции (n, α) на тепловых нейтронах проведен недавно Эмсаллемом⁷⁰. Сравнение тепловых сечений с результатом расчета вклада в тепловую область известных резонансов показало, что для большинства ядер расчеты и измерения либо совпадают, либо различие можно объяснить наличием связанных состояний «отрицательных» резонансов с разумными значениями α - и γ -ширин. В трех случаях имеются противоречия, которые требуют дополнительных исследований.

Довольно драматическая ситуация создалась в изучении реакции (n, α) в области актинидов. Так тепловое сечение для ^{238}U (n, α) , полученное в Гренобле группой физиков (Асгар и др.⁷¹), дает величину Γ_α , которая на 6 порядков превышает рассчитанную по статистической теории, хотя, как мы видим (см. рис. 7), аналогичные расчеты в области $59 \leq A \leq 177$ хорошо совпадают с экспериментом.

Недавно Вагемансом и др.⁷² была предпринята новая попытка поиска реакции (n, α) на изотопах урана. Отрицательные результаты получены для мишеней из ^{233}U и ^{235}U . Для ^{238}U (n, α) авторы дают сечение на тепловых нейтронах $1,5 \pm 0,5$ мкбарн. Эта величина совпадает с опубликованной Асгаром и др.⁷¹, но энергии α -частиц, приписываемых этой реакции, в указанных работах отличаются на величину 0,5 МэВ, далеко выходящую за пределы точности эксперимента. Желательны здесь новые эксперименты. И если подтвердится столь высокое значение Γ_α , это может существенно изменить наши представления о процессе α -распада тяжелых компаунд-ядер.

д) Реакция $(n, \gamma\alpha)$ и γ -переходы между компаунд-состояниями

Одним из возможных путей распада компаунд-состояния ядра является испускание γ -кванта, а затем α -распад возникшего промежуточного состояния. Легко понять качественно характер спектров γ -квантов и α -частиц, испускаемых в таком двухступенчатом процессе. Вероятность излучения γ -кванта (W_γ) растет с увеличением энергии E_γ , но при этом уменьшается энергия α -частиц ($E_\gamma + E_\alpha = \text{const}$) и это приводит к уменьшению вероятности вылета α -частицы (W_α). На рис. 12 схематически показан спектр α -частиц. Здесь наряду с узкими пиками, соответствующими прямым α -переходам в основное ($E_{\alpha,0}$) и возбужденные ($E_{\alpha,i}$) состояния конечного ядра в реакции (n, α_0) , имеется широкий максимум, обусловленный $\gamma - \alpha$ -процессом, форма которого определяется произведением вероятностей $W_\gamma \cdot W_\alpha$. Поскольку в двухступенчатом процессе $\gamma - \alpha$ участвует большое число промежуточных состояний, это приводит к хорошему

усреднению его вероятности, а следовательно, позволяет делать довольно общие заключения о свойствах промежуточных состояний и об особенностях γ -переходов $C \rightarrow C'$ на основании изучения одного-двух резонансов или даже хвоста резонанса в тепловой области.

Впервые реакция $(n, \gamma\alpha)$ наблюдалась на тепловых нейтронах на ядре ^{143}Nd 73 и рассматривалась авторами как экзотический вариант реакции (n, α) . Однако в работе Фурмана и др. ⁷⁴ было показано, что реакция $(n, \gamma\alpha)$ является уникальным источником сведений о γ -переходах между сложными высоковозбужденными состояниями ядер. Изучение спектров γ -лучей при радиационном захвате нейтронов не может дать такой информации из-за невозможности экспериментального разделения первичного и последующих квантов в распаде возбужденных состояний тяжелых ядер. В значительной степени это связано со сложностью спектра γ -лучей с энергией $\lesssim 1$ МэВ, обусловленной высокой плотностью состояний ядра вблизи энергии связи нейтрона.

Вероятность γ -перехода с энергией ≈ 1 МэВ между сложными высоковозбужденными состояниями ядер может определяться практически любой сложной компонентой волновых функций компаунд-состояний. Следовательно, природа таких γ -переходов ($C \rightarrow C'$ -переходов) может оказаться совсем иной, чем в случае γ -переходов между низколежащими состояниями ($S \rightarrow S'$ -переходы — поле деятельности классической γ -спектроскопии) или жесткими γ -переходами между сложными и простыми состояниями (переходы $C \rightarrow S$), которые изучаются при радиационном захвате нейтронов и протонов и связываются главным образом с распадом гигантских дипольных резонансов.

Определяются ли γ -переходы $C \rightarrow C'$ также гигантскими мультипольными резонансами (ГМР) или на расстоянии нескольких ширин от максимума вклад ГМР становится столь малым, что позволяет проявиться другим, новым механизмам γ -переходов? Это один из многих вопросов, возникающих при изучении реакции $(n, \gamma\alpha)$.

е) Методика анализа экспериментальных данных

Парциальная ширина двухступенчатого распада состояния λ_0 через промежуточное состояние λ_i в основное состояние конечного ядра с испусканием γ -кванта, а затем α -частицы (см. рис. 1) может быть записана следующим образом:

$$\Gamma_{\gamma\alpha_i} (\lambda_0 \rightarrow \lambda_i \rightarrow 0) = \Gamma_\gamma (\lambda_0, \lambda_i) \sum_{l_\alpha} \frac{\Gamma_{\alpha\lambda_i} (E_\alpha, l_\alpha)}{\Gamma_{\lambda_i}}. \quad (14)$$

Усредним это выражение по сравнительно узкому интервалу промежуточных состояний $\Delta \ll E_\alpha$, в котором можно пренебречь зависимостью $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ от E_α и $\langle \Gamma_\gamma (\lambda_0, \lambda_i) \rangle$ от $E_{\gamma_i} = E_{\alpha_0} - E_{\alpha_i}$. Тогда для $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ можно воспользоваться проверенным на эксперименте выражением (9).

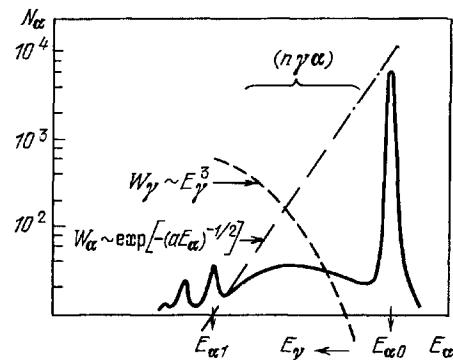


Рис. 12. Схематический спектр α -частиц при наличии процесса $(n, \gamma\alpha)$.

Среднюю парциальную ширину первичного γ -перехода можно представить как одночастичную оценку Вайсконфа вероятности γ -перехода мультипольности l_γ :

$$S^W(E_\gamma, l_\gamma) \sim E_\gamma^{2l_\gamma+1}, \quad (15)$$

деленную на фактор запрета $HF(l_\gamma)$, как это делалось Лобнером⁷⁵ при анализе данных ядерной спектроскопии:

$$\langle \Gamma_\gamma(\lambda_0, \lambda_i) \rangle = \sum_{l_\gamma} \frac{S^W(E_\gamma, l_\gamma)}{HF(l_\gamma)}. \quad (16)$$

Полная ширина состояния λ_i , расположенного ниже энергии связи нейтрона B_n , может при $E_\gamma \ll B_n$ быть представлена в виде

$$\langle \Gamma_{\gamma\lambda_i} \rangle = \Gamma_\gamma(B_n) \left(1 - \frac{E_\gamma i}{B_n - \delta} \right)^n, \quad (17)$$

где $\Gamma_\gamma(B_n)$ — полная радиационная ширина нейтронных резонансов, δ — энергия спаривания, а показатель степени n лежит в пределах $1 \leq n \leq 3,5$ в зависимости от того, какой систематикой полных радиационных ширин воспользоваться²³⁻²⁵. При существующем положении дел, видимо, можно положить $n = 2$.

Для сравнения с экспериментом представляют интерес полная ширина $\Gamma_{\gamma\alpha}$, являющаяся суммой выражений (14) по промежуточным состояниям λ_i , а также форма энергетического спектра α -частиц в реакции $(n, \gamma\alpha) - N_{\gamma\alpha}(E_\alpha)$, усредненного по интервалам Δ :

$$N_{\gamma\alpha}(E_\alpha)_j = \frac{\Delta}{2\pi\Gamma_\gamma(B_n)} \left[\sum_{l_\gamma} \frac{S^W(E_\gamma, l_\gamma)}{\{1 - [E_\gamma/(B_n - \delta)]\}^n HF(l_\gamma)} \sum_{l_\alpha} T_{\alpha l}(E_\alpha) \right]_j, \quad (18)$$

$$\Gamma_{\gamma\alpha} = \frac{\Delta}{2\pi\Gamma_\gamma(B_n)} \sum_j \left[\sum_{l_\gamma} \frac{S^W(E_\gamma, l_\gamma)}{\{1 - [E_\gamma/(B_n - \delta)]\}^n HF(l_\gamma)} \sum_{l_\alpha} T_{\alpha l}(E_\alpha) \right]_j, \quad (19)$$

где j — номер интервала усреднения.

ж) Экспериментальные данные
о γ -переходах $C - C'$

Уже первый анализ формы спектра α -частиц из реакции $(n, \gamma\alpha)$, проведенный Фурманом и др.⁷⁴, показал, что средняя ширина мягких γ -переходов $C - C'$ в компаунд-ядре ^{144}Nd (см. (18))

$$\langle \Gamma_\gamma(\lambda_0, \lambda_i) \rangle \sim E_\gamma^3. \quad (20)$$

Таким образом, $l_\gamma = 1$ и мультипольность γ -переходов $C - C'$ может быть либо M1, либо E1 при условии, что $HF = \text{const}$. Позднее этот результат был подтвержден и в других работах.

В то же время эти данные свидетельствуют, что эксперименту не удовлетворяет предположение о том, что γ -переходы $C - C'$ обусловлены хвостом гигантского дипольного резонанса с постоянной шириной, так как в этом случае должно быть

$$\langle \Gamma_\gamma(\lambda_0, \lambda_i) \rangle \sim E_\gamma^4. \quad (21)$$

Недавно новую попытку определить мультипольность γ -переходов $C - C'$ в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$ предприняли Алдеа и Сейфарт⁷⁶. Они измерили форму спектра α -частиц со значительно лучшей статистической

точностью, чем в других работах, и анализировали ее по методу наименьших квадратов с учетом флуктуаций парциальных γ - и α -ширин, считая, что участвуют только E1 и M1 γ -переходы. В качестве искомого параметра определялось отношение факторов запрета HF (E1)/HF (M1). Наилучшее описание экспериментальных точек авторы получили при $HF(E1)/HF(M1) \gg \gg 10^4$, т. е. в γ -переходах $C - C'$ преобладает мультипольность M1.

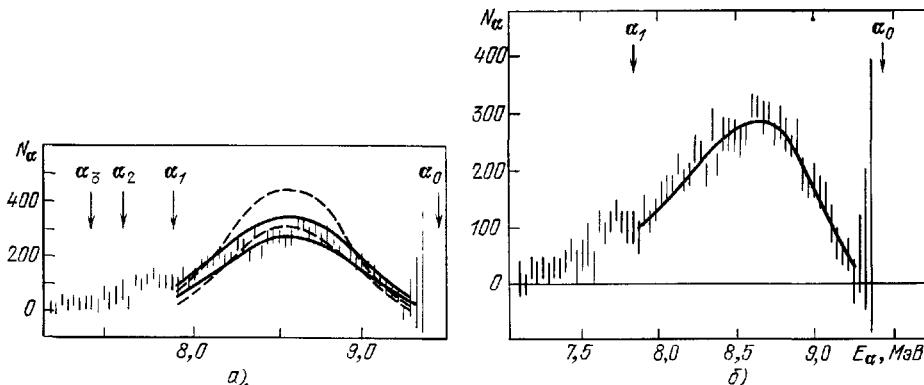


Рис. 13. Экспериментальный и теоретический спектры α -частиц из реакции $^{143}\text{Nd} (n, \gamma\alpha)$.

Результаты описания представлены на рис. 13, *a* штриховыми линиями, коридор между которыми обусловлен флуктуациями парциальных α - и γ -ширин. Сплошные линии соответствуют случаю, когда фактор запрета для первичных γ -переходов предполагается зависящим от энергии $HF(M1) \sim E_\gamma$.

Однако к этим результатам, по-видимому, надо отнестись осторожно, поскольку авторы⁷⁶ при анализе формы α -спектра не учитывали энергетической зависимости полной ширины промежуточных состояний Γ_{λ_i} (полагали $n = 0$ в выражении (17)), как это делалось раньше при грубом анализе α -спектров из реакции $(n, \gamma\alpha)$. На рис. 13, *b* сплошной кривой представлены результаты попытки описать данные Алдеа и Сейфарта с помощью выражения (20) при $n = 1$, $HF = \text{const}$ и $\langle \Gamma_\gamma(\lambda_0, \lambda_i) \rangle \sim E_\gamma^3$. Теоретическая кривая совмещалась с экспериментальными данными по площади под кривыми. Согласие оказалось хорошим.

Имеется еще одна возможность определения мультипольности γ -переходов $C - C'$. Анализируя схему заселения промежуточных состояний λ_i в реакции $(n, \gamma\alpha)$ для резонансов с разными спинами можно видеть, что для них отношение ширин $\Gamma_{\gamma\alpha}$ зависит от предположения о мультипольности первичных γ -переходов. Например, для резонансов ^{123}Te с $J^\pi = 0^+$ в случае мультипольности M1 реакция $(n, \gamma\alpha_0)$ запрещена законами сохранения четности и момента, но разрешена для мультипольности E1 (рис. 14).

В случае реакции $^{143}\text{Nd} (n, \gamma\alpha_0)$ отношение ширин $\Gamma_{\gamma\alpha}$ для $J^\pi = 3^-$ и 4^- меняется в 5 раз в зависимости от предположения о мультипольности γ -переходов $C - C'$ ¹⁴. Сравнение результатов последних измерений⁷⁷ $\Gamma_{\gamma\alpha}(4^-)$ в резонансах $E_0 = 55,4$ эВ и $159,4$ эВ с величиной $\Gamma_{\gamma\alpha}(3^-)$, полученной в тепловой области^{71, 76}, позволяет прийти к выводу, что в γ -переходах $C - C'$ мультипольности M1 и E1 вносят одинаковые (в пределах 30%) вклады. Заметим, что в области жестких γ -переходов интенсивности переходов M1 в среднем почти на порядок слабее переходов E1 в этой области атомных весов⁷⁸.

Представляет интерес сравнение вероятностей радиационных переходов $C - C'$ со значительно подробнее исследованными жесткими γ -переходами $C - S$ в терминах силовых функций:

$$S_\gamma(l_\gamma) = \frac{1}{D} \left\langle \frac{\Gamma_\gamma}{E_\gamma^{2l_\gamma+1}} \right\rangle = \frac{1}{D} \frac{S^W(E_\gamma, l_\gamma)}{HF(l_\gamma) E_\gamma^{2l_\gamma+1}}. \quad (22)$$

На рис. 15 приведены в зависимости от атомного веса данные по $S_\gamma^{CC'}$, полученные при изучении реакций $(n, \gamma\alpha)$ и $(n, \gamma f)$ (соответственно треугольники и квадраты), а также по S_γ^{CS} — точки и кружки 78 для γ -переходов мультипольности $M1$. Интересно отметить два факта — близость

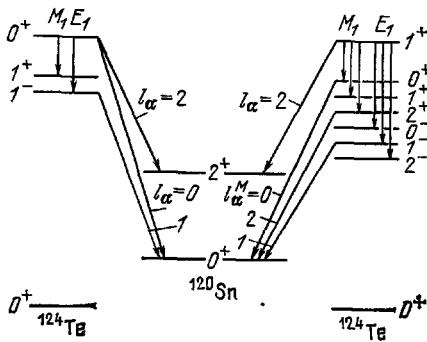


Рис. 14. Схема α -переходов в реакции $^{123}\text{Te}(n, \gamma\alpha)$.

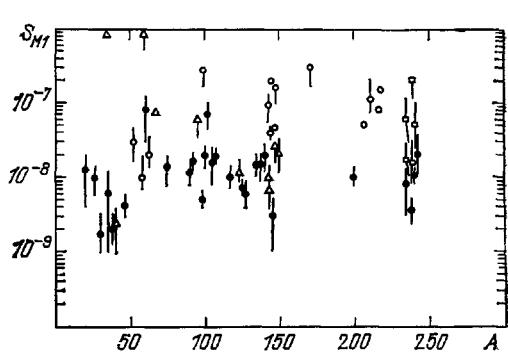


Рис. 15. Радиационные силовые функции $M1$ -переходов в зависимости от массового числа ядер.

значений $S_\gamma^{CC'}$ ($M1$) и S_γ^{CS} ($M1$), а также их слабую зависимость от атомного веса. Последнее, видимо, позволяет делать грубые оценки сечений реакций $(n, \gamma\alpha)$ и $(n, \gamma f)$.

Таковы экспериментальные данные о мягких γ -переходах между компаунд-состояниями ядер.

3) Теоретические аспекты реакции $(n, \gamma\alpha)$

Попытки теоретического описания вероятностей γ -переходов $C - C'$ часто связываются с экстраполяцией свойств более подробно исследованных переходов $C - S$ в область малых энергий. Однако при этом не надо забывать, что, во-первых, энергия γ -переходов $C - C'$ на несколько шире отстоит от максимума гигантского электрического дипольного резонанса (которым в основном объясняются γ -переходы $C - S$), и поэтому становится существенным вопрос о надежной параметризации формы гигантского дипольного резонанса, а во-вторых, γ -переходы с энергией ≈ 1 МэВ происходят в пределах одной оболочки, а следовательно, возможно усиление одночастичных γ -переходов между состояниями одной четности, т. е. возрастание роли γ -переходов мультипольности $M1$ ^{80, 81}.

Вопрос об участии многоквазичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний ядер в γ -переходах $C - C'$ качественно обсуждался Соловьевым⁸², который указывал на возрастание роли таких компонент по мере увеличения энергии возбуждения ядра и на возможность наблюдения γ -переходов такой природы с интенсивностями порядка одночастичных γ -переходов.

Попытка количественного описания вероятностей γ -переходов $C \rightarrow C'$ была предпринята недавно Кадменским и др.⁸¹. Опираясь на подход, развитый Бунаковым и Оглоблиным⁸³, они показали, что, связывая переходы $C \rightarrow C'$ с главными компонентами волновых функций высоковозбужденных состояний, можно для ядер с $A \approx 150$ получить довольно реалистические оценки (см. рис. 15) радиационных силовых функций для мультипольности $M1$:

$$S_{\gamma}^{C-S}(M1) \approx S_{\gamma}^{C-C'}(M1) = 2 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}.$$

Вклад γ -переходов мультипольности $E1$ в переходы $C \rightarrow C'$, по мнению Кадменского и др.⁸¹, имеет другую природу. Такие переходы обусловлены малыми компонентами волновых функций, но усилены за счет фрагментации гигантского дипольного резонанса. Для $E_{\gamma} = 1 \text{ МэВ}$ расчеты дали $S_{\gamma}^{C-C'}(E1) \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ (МэВ}^{-3})$. Однако это значение авторы рассматривают скорее как верхнюю оценку $S_{\gamma}^{C-C'}(E1)$ из-за неопределенности экстраполяции хвоста ГДР в область столь малых энергий.

4. ЭФФЕКТЫ СВЕРХТОНКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Одно из новых направлений в изучении компаунд-состояний ядер, образующихся при захвате резонансных нейтронов, возникло в последние годы в результате наблюдения эффектов сверхтонких взаимодействий в нейтронных резонансах. В свое время исследование сверхтонкой структуры оптических спектров позволило определить магнитные моменты стабильных ядер. Открытие Мёссбауэром эффекта испускания и поглощения γ -квантов без отдачи обусловило значительный прогресс в изучении сверхтонких взаимодействий и сделало возможным измерение магнитных моментов и изомерных сдвигов для низколежащих возбужденных состояний ядер. При этом существенным являлось то, что ширина наблюдаемой в эксперименте γ -линии была порядка или меньше энергии сверхтонкого взаимодействия. Для нейтронных резонансов ситуация существенно сложнее из-за значительно большей ширины уровней, тем не менее в последние годы получены результаты, заметно расширившие наши знания о высоковозбужденных состояниях ядер.

а) Магнитные моменты компаунд-состояний ядер

Все существовавшие методы измерения магнитных моментов возбужденных состояний ядер не могли применяться к компаунд-состояниям с энергией возбуждения $6-8 \text{ МэВ}$ и временем жизни порядка 10^{-15} с .

Впервые на возможность измерения магнитных моментов нейтронных резонансов указал Ф. Л. Шапиро⁸⁴. Им было предложено использовать для определения магнитных моментов энергетический сдвиг нейтронных резонансов, возникающий за счет сверхтонкого взаимодействия магнитного момента ядра с внутриатомным магнитным полем в экспериментах с поляризованными нейтронами или ядрами.

Рассмотрим подробнее механизм появления и величину такого сдвига. Для ядра-мишени со спином I , проекцией спина m и магнитным моментом μ_0 при наложении магнитного поля H энергетическое состояние изменяется на величину $\mu_0 H m / I$. Аналогичное смещение имеет место для

компаунд-состояния ядра после захвата нейтрона. Результирующее изменение энергии перехода между рассматриваемыми состояниями

$$\Delta E_{mm'} = -H \left(\mu_b \frac{m'}{J} - \mu_0 \frac{m}{I} \right). \quad (23)$$

Для получения окончательного выражения, описывающего сдвиг нейтронного резонанса ΔE_0 , нужно просуммировать $\Delta E_{mm'}$ по всем возможным состояниям с учетом статистических весов и заселенности подуровней:

$$\Delta E_0 = \sum_{m, m_s} W(m) W(m_s) (Ism m_s / JM)^2 \Delta E_{mm'}, \quad (24)$$

здесь $(Ism m_s / JM)$ — коэффициент Клебша — Гордана. Относительная заселенность уровня ядра-мишени с проекцией m может быть записана в виде

$$W(m) = c \exp \left(\frac{\mu_0 H}{kT} \frac{m}{I} \right). \quad (25)$$

Связь $W(m)$ с поляризацией ядер f_N выражается соотношением

$$\sum_m m W(m) = \langle m \rangle = If_N. \quad (26)$$

Для проекции спина нейтрона m_s статистический вес $W(m_s)$ выражается через поляризацию нейтронов f_n :

$$W \left(\pm \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{2} (1 \pm f_n). \quad (27)$$

Условием нормировки выражения (24) является

$$\sum_{m, m_s} W(m) W(m_s) (Ism m_s / JM)^2 = 1. \quad (28)$$

Используя соотношения (25) — (28), можно получить выражение для величины сдвига ΔE_0 . В общем виде оно довольно громоздко, но практически эксперимент может проводиться, если равна нулю одна из двух поляризаций f_N или f_n , а тогда выражение приобретает достаточно простой вид. При $f_n = 0$

$$\begin{aligned} \Delta E_0 &= -f_N H \left\{ \left[1 - \frac{1}{(2I+1)(I+1)} \right] \mu_b - \mu_0 \right\} \quad (J = I + 1/2), \\ \Delta E_0 &= -f_N H (\mu_b - \mu_0) \quad (J = I - 1/2). \end{aligned} \quad (29)$$

При $f_N = 0$

$$\begin{aligned} \Delta E_0 &= -\frac{1}{3} f_n H \left[\left(1 + \frac{2}{2I+1} \right) \mu_b - \mu_0 \right] \quad (J = I + 1/2), \\ \Delta E_0 &= -\frac{1}{3} f_n H \left[\left(1 + \frac{1}{I} \right) \mu_0 - \mu_b \right] \quad (J = I - 1/2). \end{aligned} \quad (30)$$

Сдвиг отсчитывается от состояния в отсутствие обеих поляризаций.

Величина ΔE_0 весьма мала. Действительно, полагая, что μ_b и μ_0 отличаются на 1 ядерный магнетон, а поле на ядре $H = 10^6$ Э, получим $\Delta E_0 \approx 3 \cdot 10^{-8}$ эВ, что на 4—5 порядков меньше собственной ширины нейтронных резонансов. Отсюда видно, что только для ядер редкоземельных элементов с внутренними полями в несколько миллионов эрстед можно надеяться на успех в измерениях.

Цикл исследований магнитных моментов для ряда компаунд-состояний редкоземельных ядер был выполнен в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ ⁸⁵, ⁸⁶. На импульсном реакторе ИБР-30 ⁴² по методу времени пролета наблюдалось пропускание нейтронов металлическими фольгами из

редкоземельных элементов Tb, Dy, Ho и Er. Ядра этих элементов поляризовались за счет глубокого ≈ 30 мК охлаждения в рефрижераторе с растворением ^3He в ^4He . Внутренние магнитные поля на этих ядрах составляли $(3-7) \cdot 10^6$ Э. В таких условиях поляризация ядер внутри доменов составляла от 0,84 до 0,99. Для разрушения поляризации температура на мишени увеличивалась до 0,5-1,5 К.

Чередующиеся измерения с поляризованными и неполяризованными ядрами позволяли получить спектры по времени пролета, относительный сдвиг резонансов в которых описывался выражением (29). На рис. 16

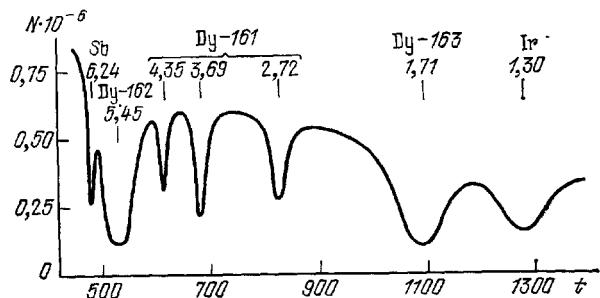


Рис. 16. Участок экспериментального спектра, полученного за 6 часов измерения.

N — число отсчетов на канал, t — номер канала временного анализатора. Вверху указана изотопная принадлежность и энергия резонансов в эВ. Sb и Ir — реперные мишени.

приведен один из спектров, полученных при измерении с диспюзией. При всех измерениях в пучке постоянно находились реперные мишени, резонансы которых служили для временной привязки спектров и контроля аппаратуры.

Для получения величины сдвига энергии резонанса на ЭВМ методом наименьших квадратов проводилась подгонка спектров для поляризованных ядер к спектрам неполяризованных ядер. Малая величина такого сдвига требовала высокой статистической точности спектров и проведения целого ряда контрольных экспериментов для оценки возможных побочных эффектов. В результате длительных экспериментов (около 300 часов измерительного времени для каждого элемента) были получены значения магнитных моментов компаунд-состояний ядер, приведенные в табл. III. В этой же таблице приведены значения $g = \mu_b/J$, где J — спин резонанса.

Таблица III
Экспериментальные данные по магнитным моментам резонансов

Компаунд-ядро	E_0 , эВ	J	ΔE_0 , 10^{-6} эВ	μ_b , ядерный магнетон	g
^{160}Tb	3,35	2	19 ± 9	$-0,2 \pm 1,0$	$-0,1 \pm 0,5$
	4,99	1	-20 ± 33	$4,3 \pm 3,7$	$4,3 \pm 3,7$
	11,1	2	31 ± 39	$-1,7 \pm 4,4$	$-0,8 \pm 2,2$
^{162}Dy	2,72	3	$1,3 \pm 8,9$	$-0,4 \pm 0,7$	$-0,13 \pm 0,23$
	3,69	2	$-16,1 \pm 10,7$	$-1,8 \pm 0,9$	$-0,90 \pm 0,45$
	4,35	2	$11,4 \pm 14,8$	$0,5 \pm 1,2$	$0,25 \pm 0,60$
^{164}Dy	1,71	2	$-28,3 \pm 5,9$	$2,8 \pm 0,5$	$1,40 \pm 0,25$
^{166}Ho	3,93	4	36 ± 12	$1,8 \pm 0,7$	$0,45 \pm 0,17$
	12,7	4	4 ± 30	$3,9 \pm 1,9$	$0,98 \pm 0,47$
^{168}Er	0,46	4	27 ± 7	$0,9 \pm 0,4$	$0,22 \pm 0,40$
	0,58	3	44 ± 16	$1,8 \pm 0,9$	$0,6 \pm 0,3$

Рассмотрение данных табл. III показывает, что точность определения магнитных моментов невелика, минимальная ошибка составляет $0,4\mu_N$. Трудно ожидать заметного улучшения точности в ближайшее время, так как уже в данном эксперименте ошибка соответствует весьма малому сдвигу резонанса на 10^{-4} от собственной ширины резонанса $\Gamma \approx 0,1$ эВ. Маловероятно также значительное увеличение числа уровней и ядер, для которых будут измерены магнитные моменты. Это связано с требованием больших полей на ядрах и наличием низковольтных резонансов. Однако уже та информация, которая получена в описанных экспериментах, может дать общую характеристику магнитных моментов компаунд-состояний редкоземельных ядер и позволяет провести сравнение с теоретическими оценками этих величин.

По-видимому, первой теоретической работой, в которой получена оценка магнитных моментов компаунд-состояний ядер, является работа Куклина⁸⁷. В ней рассмотрение ведется в рамках статистической модели, и полученные результаты относятся к средним по многим уровням. В этой работе для «нагретого» ядра с возбуждением порядка энергии связи нейтрона для усредненного g -фактора получено выражение

$$\bar{g} = \frac{\bar{\mu}}{\bar{I}} = \frac{J_p}{J_T},$$

где J_p и J_T — протонный и полный моменты инерции ядра. Принимая для них твердотельные значения, автор⁸⁷ дал оценку

$$\bar{g} = \frac{Z}{\bar{A}}, \quad (31)$$

где Z и A — заряд и массовое число рассматриваемого ядра. Флуктуации вокруг среднего значения характеризуются выражением

$$\frac{\Delta g}{g} = \sqrt{\frac{A-Z}{Z}}. \quad (32)$$

Более подробное и строгое рассмотрение с использованием метода температурных функций Грина проведено в работах Бунатяна. В его работе⁸⁸ в квазиклассическом приближении для \bar{g} получено то же выражение, как и у Куклина, но величина флуктуаций оказалась примерно вдвое меньше. В другой работе Бунатяна⁸⁹ проведены расчеты для ядер редкоземельной области без использования квазиклассического приближения. Показано, что квазиклассическое значение (31) достигается при более высоких энергиях возбуждения ядра, чем энергия связи нейтрона. Численные расчеты, проделанные для редкоземельных ядер, позволили получить $\bar{g} = 0,28$ (усреднение проведено по пяти измеренным изотопам). Эта величина несколько меньше отношения $Z/A \approx 0,4$ для ядер редкоземельной области. Что касается величины флуктуаций, то отмечается, что она может зависеть от энергии парных корреляций для нейтронов Δ_n и протонов Δ_p . Это может несколько увеличить дисперсию g .

В работе Блохина и Игнатюка⁹⁰ проведено рассмотрение магнитных моментов возбужденных ядер в рамках статистической модели для сферических и деформированных ядер и получены результаты, сходные с приведенными выше.

Другой подход, полумикроскопический, применен Вороновым и Соловьевым⁹¹. Качественный результат, полученный ими, показывает, что значения магнитных моментов компаунд-состояний ожидаются близкими к моментам основных состояний ядер.

Таковы теоретические оценки магнитных моментов, с которыми можно сопоставлять полученные экспериментальные результаты.

Для сравнения с теорией можно рассматривать экспериментальные значения g -факторов для всех компаунд-состояний как единый статистический ансамбль, так как в приведенных выше теоретических оценках ядра, близкие по A и по деформации, практически не различаются. Как видно из табл. III и рис. 17, разброс величин заметно превышает ошибки измерений. Это позволяет отдельить флуктуации, связанные с физической природой явления, от обусловленных ошибками эксперимента. Проведенный статистический анализ⁸⁶ привел к следующим результатам:

$$\langle g \rangle = 0,34 \pm 0,22,$$

$$\Delta g = 0,51 \pm 0,20.$$

С этими данными можно сопоставлять рассмотренные выше теоретические оценки. Видно, что как среднее значение гиромагнитного отношения, так и величина его флуктуаций согласуются с предсказаниями статистической теории. Бряд ли целесообразно более подробное сопоставление с разными работами, поскольку различие лежит внутри неопределенности и экспериментальных и теоретических оценок. Таким образом, можно сделать вывод, что описание магнитных моментов компаунд-состояний ядер в рамках статистической модели является правомерным и модель получила подтверждение еще в одной области.

б) Изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра при захвате резонансного нейтрона

В рассмотренных выше экспериментах по измерению магнитных моментов компаунд-состояний ядер было использовано влияние сверхтонкого магнитного взаимодействия на положение нейтронного резонанса. В данном разделе будут обсуждаться эксперименты, в которых электростатическое сверхтонкое взаимодействие позволило обнаружить изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра при захвате резонансного нейтрона.

Изомерные химические сдвиги для низших возбужденных состояний ядер подробно исследовались методом мёссбауэровской спектроскопии. Такие сдвиги наблюдаются при сравнении γ -переходов для одного и того же ядра, входящего в разные химические соединения, если форма ядра в основном и изомерном состояниях различна. Величина сдвига может быть приближенно записана в виде

$$\Delta E = \text{const} \cdot \Delta r_e(0) \Delta \langle r^2 \rangle,$$

т. е. пропорциональна разности электронных плотностей на месте ядра $\Delta r_e(0)$ у двух химических соединений и разности среднеквадратичных

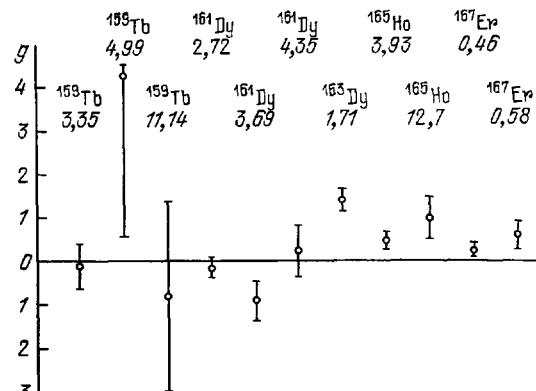


Рис. 17. Значения g -факторов для исследованных резонансов.
Верху указаны изотопная принадлежность и энергия резонансов в эВ.

радиусов ядра $\Delta \langle r^2 \rangle$ в возбужденном и основном состояниях. Из этого выражения видно, что измерение изомерного сдвига позволяет определить изменение среднеквадратичного радиуса ядра при возбуждении, если из других экспериментов или расчетов известна величина $\Delta r_e(0)$. Мёссбауэрская спектроскопия позволяет изучать только низшие возбужденные состояния ядер. На возможность проведения аналогичных исследований для уровней, энергия возбуждения которых соответствует энергии связи нейтрона в ядре, было указано в работе ⁹². Проведенные там оценки показали, что наблюдая с высокой точностью положение нейтронного резонанса в разных химических соединениях, можно по сдвигу резонансной энергии определить изменение $\langle r^2 \rangle$ при захвате нейтрона. Для такого сдвига можно было ожидать величину порядка 10^{-4} эВ, на возможность измерения которой указывали описанные выше измерения магнитных моментов. Однако в эксперименте по химическому сдвигу имеется дополнительная трудность, обусловленная необходимостью сравнивать резонансные провалы в спектре пропускания нейтронов через мишени из разных химических соединений. При этом допплеровское уширение резонанса ⁹³, связанное с колебаниями кристаллической решетки, будет различным и может имитировать сдвиг того же порядка величины, что и ожидаемый эффект.

Несмотря на отмеченные трудности, эксперимент был выполнен в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ и было найдено изменение среднеквадратичного радиуса ядра ^{238}U при захвате резонансного нейтрона ^{94, 95}.

Остановимся подробнее на теоретическом описании химического сдвига нейтронных резонансов. Как уже отмечалось выше, такой сдвиг является аналогом мёссбауэрского изомерного сдвига, для которого имеется обстоятельное изложение теоретических основ в ряде работ. Мы используем для дальнейшего изложения подход, развитый в работе ⁹⁶.

Электростатическое взаимодействие между ядром и электроном в атоме можно записать в виде

$$U = -e^2 \int \int \frac{\rho_e(r_e) \rho_p(r_p)}{|r_e - r_p|} d\tau_e d\tau_p, \quad (33)$$

где $\rho_e(r_e)$ и $\rho_p(r_p)$ — плотности электронов и протонов, а интегралы берутся по пространству, занимаемому электронами и протонами. Запишем далее разложение

$$\frac{1}{|r_e - r_p|} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{2\pi}{2l+1} \left(\frac{r_<^l}{r_>^{l+1}} \right) Y_{lm}(\theta_p, \varphi_p) Y_{lm}(\theta_e, \varphi_e); \quad (34)$$

здесь Y_{lm} — сферические функции, $r_<$ и $r_>$ — меньшая и большая из величин $|r_e|$ и $|r_p|$. Подставляя (34) в (33), мы получим электростатическое сверхтонкое взаимодействие в виде суммы мультиполей порядка l . Нечетные члены обращаются в нуль, как это следует из соображений симметрии, член с $l = 2$ описывает квадрупольное взаимодействие и сейчас нас не интересует, а члены $l \geq 4$ малы и могут быть опущены. Таким образом, мы можем записать выражение для электрического монопольного взаимодействия, дающего основной вклад в сдвиг уровня:

$$U_0 = -e^2 \int \int \frac{\rho_e(r_e) \rho_p(r_p)}{r_>} d\tau_e d\tau_p. \quad (35)$$

Величина U_0 характеризует различие энергетических состояний для «толстого» ядра, т. е. полностью лишенного электронов, и ядра с электрон-

ными оболочками. Наблюдение этого различия невозможно, наблюдаемой является только энергия перехода между уровнями, например энергия γ -кванта или нейтрона. В свою очередь сдвиг энергии предполагает сравнение чем-либо отличающихся переходов. Отсюда величина сдвига ΔE_0 может быть представлена в виде

$$\Delta E_0 = (U_0^* - U_0)_1 - (U_0^* - U_0)_2. \quad (36)$$

Цифры 1 и 2 указывают на разные химические соединения, а звездочкой помечены величины, относящиеся к возбужденному состоянию ядра. Выражение (36) можно проиллюстрировать схемой на рис. 18. Штриховые

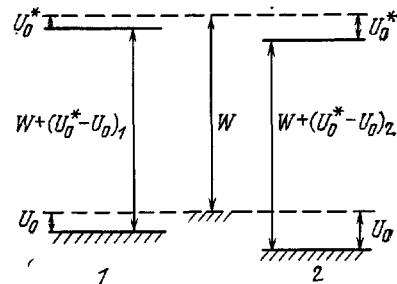


Рис. 18. Схема сдвига уровня за счет электрического взаимодействия ядра с электронной оболочкой.

Штриховой линией показаны основной и возбужденный уровни «голого» ядра; 1 и 2 — уровни в различных химических соединениях.

линии указывают основное и возбужденное состояния «голого ядра», а W — энергия соответствующего перехода. Легко видеть, что разность энергий переходов в веществах 1 и 2 приводит к соотношению (36). Подстановка в (36) значений U_0 из (35) для основного и возбужденного состояний ядра в обоих химических соединениях позволяет получить выражение, достаточно точное, но сложное, а потому имеющее малую практическую ценность. Поэтому в исследованиях изомерных сдвигов обычно принимают ряд приближений, которые по оценкам не вносят заметной ошибки, но упрощают получение выражение. Эти допущения можно представить в виде

$$\rho_e^*(r_e) = \rho_e(r_e), \quad (37a)$$

$$\rho_{p1}^*(r_p) = \rho_{p2}^*(r_p) = \rho_p^*(r_p), \quad (37b)$$

$$\rho_{p1}(r_p) = \rho_{p2}(r_p) = \rho_p(r_p). \quad (37c)$$

Выражение (37a) означает, что плотность электронов не меняется при возбуждении ядра, а (37b) и (37c) — что плотность заряда ядра не зависит от вида химического соединения как для возбужденного, так и невозбужденного состояний ядра. Применение условий (37a), (37b) и (37c) к формулам (35) и (36) приводит к выражению

$$\Delta E_0 = -e^2 \int \int \frac{\Delta \rho_e(r_e) \Delta \rho_p(r_p)}{r_{>}} d\tau_e d\tau_p, \quad (38)$$

где

$$\Delta \rho_e(r_e) = \rho_e(r_e)_1 - \rho_e(r_e)_2,$$

$$\Delta \rho_p(r_p) = \rho_p^*(r_p) - \rho_p(r_p).$$

Далее удобно использовать электронную плотность, усредненную по телесному углу:

$$\rho'_e(r_e) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \rho_e(r_e) \sin \theta d\theta d\varphi.$$

После некоторых преобразований величина сдвига может быть приведена к виду

$$\Delta E_0 = -4\pi e^2 \int \Delta \rho_p(r_p) \mathcal{F}(r_p) d\tau_p,$$

где

$$\mathcal{F}(r_p) = \int_0^{r_p} \Delta \rho'_e(r_e) \left(\frac{1}{r_p} - \frac{1}{r_e} \right) r_e^2 dr_e.$$

Дальнейшие преобразования связаны с представлением радиальной зависимости $\Delta \rho'_e(r_e)$ в пределах ядра. Для легких ядер релятивистские эффекты в поведении электронов несущественны, в плотность электронов на месте ядра дают вклад только s -электроны со сферически симметричным распределением, а сама плотность постоянна в пределах ядра. В этом случае

$$\rho'_e(r_e) = \rho_e(r_e) = \rho_e(0),$$

$$\mathcal{F}(r_p) = -\frac{1}{6} r_p^2 \Delta \rho_e(0),$$

и для сдвига резонанса получается простое выражение

$$\Delta E_0 = \frac{2}{3} \pi e^2 Z \Delta \rho_e(0) \Delta \langle r_p^2 \rangle. \quad (39)$$

Это соотношение обычно и фигурирует при описании изомерного сдвига.

Для тяжелых ядер начинает играть заметную роль релятивизм электронов, а это приводит к дополнительному возрастанию плотности электронов на месте ядра, причем $\rho_e(r_e)$ уже не является постоянной в пределах ядра. В этом случае вместо (39) получается более сложное выражение, включающее высшие моменты распределения ядерного заряда

$$\Delta E_0 = \frac{2}{3} \pi e^2 Z \Delta \rho_e(0) [\Delta \langle r_p^2 \rangle - b_4 \Delta \langle r_p^4 \rangle + b_6 \Delta \langle r_p^6 \rangle - \dots]. \quad (40)$$

Экспериментальное исследование химического сдвига ^{94, 95} было выполнено для резонанса ²³⁸U (энергия 6,67 эВ). Измерялось пропускание нейтронов через мишени из различных химических соединений урана. Эксперимент проводился по методу времени пролета на реакторе ИБР-30, работавшем в бустерном режиме, пролетная база составляла около 60 м. Для накопления спектров нейтронов по времени пролета, контроля и управления экспериментом использовалась малая ЭВМ. Автоматизированная система позволяла устанавливать в пучок поочередно одну из трех измеряемых мишеней, сменяемых через пять минут. Всего в эксперименте использовалось пять химически различных мишеней, измерявшихся в различных комбинациях.

Величина сдвига резонанса для каждой пары мишеней получалась путем обработки спектров на ЭВМ с учетом влияния колебаний кристаллической решетки на форму резонанса. Для учета последнего был проделан ряд специальных экспериментов и расчетов ⁹⁶.

Для перехода от ΔE_0 к интересующему значению $\Delta \langle r_p^2 \rangle$ необходимо знать разности электронных плотностей на месте ядра $\Delta \rho_e(0)$ для всех пар химических соединений. Они были получены в рамках модели эффективных конфигураций валентных электронов с использованием различных экспериментальных данных.

Суммарные данные, выражающие зависимость химического сдвига резонанса ΔE_0 от $\Delta \rho_e(0)$ приведены на рис. 19. Ошибка для каждой пары мишней включает как экспериментальную ошибку измерений, так и ошибку поправки, связанной с уширением резонанса из-за колебаний кристаллической решетки. Горизонтальные отрезки в нижней части рисунка указывают неопределенность $\Delta \rho_e(0)$ для соответствующей пары. Сплошная прямая проведена методом наименьших квадратов через начало

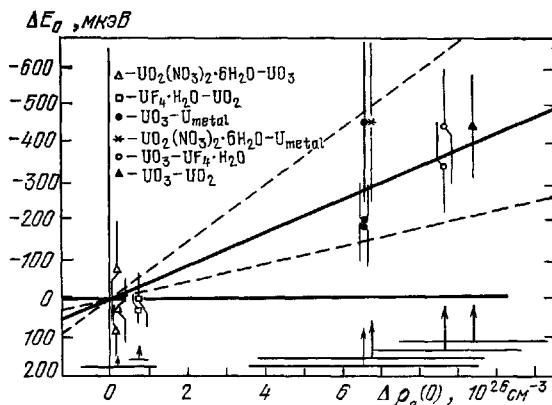


Рис. 19. Величина химического сдвига резонанса ΔE_0 как функция разности электронных плотностей $\Delta \rho_e(0)$ указанных пар химических соединений.

координат и экспериментальные точки, а штриховые линии указывают 95 %-ный доверительный интервал. Из наклона прямой с учетом поправки на непостоянство $\rho_e(r_e)$ в пределах ядра получено изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра при захвате резонансного нейтрона ядром ^{238}U

$$\Delta \langle r_p^2 \rangle = -(1,7^{+1,2}_{-0,8}) \text{ Фм}^2.$$

Ошибки указывают 95 %-ный доверительный интервал. Согласно данным работы ⁹⁷ среднеквадратичный радиус ядра ^{238}U $\langle r_p^2 \rangle = 34$ Фм², откуда получается, что $\langle r_p^2 \rangle$ уменьшается примерно на 5 % при захвате нейтрона. Имея в виду, что разница между $\langle r_p^2 \rangle$ для основных состояний ^{238}U и ^{239}U составляет всего около 0,1 Фм², можно заключить, что наблюдаемое уменьшение $\langle r_p^2 \rangle$ обусловлено возбуждением ядра, равным энергии связи нейтрона $B_n = 4,8$ МэВ.

Теоретические оценки изменения $\langle r_p^2 \rangle$ при возбуждении ядра были получены в работах Бунатяна ⁹⁸. На основе статистического подхода им было показано, что при возбуждении до энергии порядка энергии связи нейтрона среднеквадратичный радиус уменьшается, однако эффект примерно на порядок меньше, чем измерено в описываемой работе.

Наблюденное уменьшение $\langle r_p^2 \rangle$ не может быть детализировано в рамках данного эксперимента. В качестве возможной причины можно назвать уменьшение деформации при возбуждении. Расчеты показали, что для ядра ^{238}U , деформация которого соответствует параметру $\beta = 0,25$, среднеквадратичный радиус уменьшается на 5 %, если форма ядра приближается к сферической. Однако такого уменьшения трудно ожидать, исходя из всей совокупности экспериментальных и теоретических данных. Таким образом, первое прямое измерение изменения среднеквадратичного радиуса ядра дало неожиданный результат, который требует дальнейших исследований и теоретической интерпретации.

5. СВОЙСТВА МАЛОНУКЛОННЫХ СИСТЕМ ПО ДАННЫМ НЕЙТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Изучение ядерных реакций на легких ядрах под действием нейтронов сыграло исторически заметную роль в становлении основных понятий и выяснении основных закономерностей нуклон-нуклонных взаимодействий. К легчайшим ядрам относят протон, дейтон, тритон, ядра ^3He и ^4He . Они были выделены простотой своей структуры, отсутствием нуклонно-стабильных возбужденных состояний. Это дает возможность прямых теоретических подходов к расчету малонуклонных систем как с помощью многочастичного уравнения Шредингера, так и посредством введения волновых функций ядер в вариационных методах. Правильность и плодотворность различных теорий проверяются в сравнении с такими экспериментальными данными, как длины и фазы рассеяния, величины и энергетические зависимости сечений реакций. Большинство этих данных было получено методами нейтронной и в основном светосильной спектрометрии. Процесс уточнения и расширения экспериментальных данных, равно как и развитие теоретических подходов, активно продолжается в настоящее время.

а) Длины рассеяния нейтронов

Феноменологически взаимодействие медленных s -волновых нейтронов с легчайшими ядрами можно описать (для каждого из двух ($J_{\pm} = 1 \pm 1/2$) спиновых состояний составной системы) двумя параметрами: длиной рассеяния a и эффективным радиусом r_0 . Отмеченное Ландау и Смородинским в 1944 г.⁹⁹ это обстоятельство в работах Блатта, а также Бете, Швингера и других (см., например,¹⁰⁰) было положено в основу простого теоретического подхода, известного как приближение эффективного радиуса. В соответствии с ним сечение рассеяния в канале со спином J имеет вид

$$\sigma_n(J) = 4\pi g_J \left[\left(-\frac{1}{a_J} + r_0 k^2 \right)^2 + k^2 \right]^{-1}, \quad (41)$$

где $k = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$ — волновое число нейтрона в системе центра инерции. Для энергий $E \leq 100$ эВ можно пренебречь членами с k и k^2 и получить

$$\sigma_n = 4\pi (g_+ a_+^2 + g_- a_-^2). \quad (42)$$

При тепловых ($E \approx 0,025$ эВ) энергиях нейтронов измеряют также когерентное рассеяние, описываемое когерентной длиной

$$a_{\text{ког}} = g_+ a_+ + g_- a_-, \quad (43)$$

и некогерентное сечение

$$\sigma_{\text{неког}} = 4\pi g_+ g_- (a_+ - a_-)^2. \quad (44)$$

Из соотношений (42) — (44) лишь два являются независимыми, и так как сечение квадратично зависит от длины рассеяния, то любой паре независимых уравнений удовлетворяют два набора длин. Выбор между ними обычно делают с помощью поляризационного эксперимента. Различие длин рассеяния a_+ и a_- для малонуклонных систем — наиболее характерное проявление спиновой зависимости взаимодействия нейтронов с ядрами.

Одним из основных источников данных о пр-рассеянии являются работы^{101, 102}. Для nd -рассеяния, особенно для дублетной длины, длительное время имелись сильно расходящиеся результаты. Консолидация наступила после измерений σ_n и $a_{\text{ког}}$ группой Кёстера (Гархинг, ФРГ)¹⁰³. Для определения $a_{\text{ког}}$ методом зеркального отражения нейтронов здесь

построили гравитационный рефрактометр. Прецизионному измерению угла критического отражения в нем способствует длинная (110 м) база, пролетая которую нейtron падает в поле тяжести Земли, прежде чем достигает жидкого зеркала из исследуемого вещества (D_2O в данном случае). Зеркало помещается на различных высотах H и только при определенной H^* наступает полное отражение. Длина $a_{\text{ког}}$ определяется из соотношения $a_{\text{ког}} = \frac{gm^2}{2\pi N \hbar^2} H^*$.

Значений $a_{\text{ког}}$ и σ_n , как выше отмечено, еще недостаточно для однозначного определения длин рассеяния. Для nd-рассеяния эта проблема была особенно острой, поскольку различные теоретические подходы приводили к взаимоисключающим наборам. Выбор правильного набора длин nd-рассеяния был сделан группой Ф. Л. Шапиро ¹⁰⁴ в ЛИФ ОИЯИ (Дубна) с использованием поляризационной методики, упомянутой в гл. 2. Помимо поляризованной протонной мишени (поляризатор пучка), была сконструирована динамически поляризованная дейтонная мишень. В результате этого эксперимента определен набор с преобладающей величиной квартетной длины. В пр-рассеянии проблема однозначности набора была решена в опытах на орто- и параводороде.

Современные данные для nd-системы с учетом поляриционного результата ¹⁰⁴ представлены на рис. 20.

Здесь даны в графическом виде соотношения между квартетной a_4 и дублетной a_2 длинами рассеяния, соответствующие различным измеренным сечениям: когерентному $\sigma_{\text{ког}}$, некогерентному $\sigma_{\text{неког}}$, полному на свободном атоме σ_n , полному на молекулах ортодейтерия. Учитывая высокую точность каждого экспериментального результата, следует отметить, что данные согласуются плохо. Тем не менее общепринятым стал набор на основе данных ¹⁰³ и соотношений (42), (43). Он приводится в табл. IV вместе с результатами упомянутых работ для пр-рассеяния по последней компиляции ¹⁰⁵.

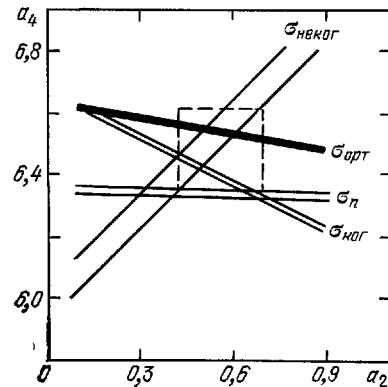


Рис. 20. Зависимости между длинами nd-рассеяния a_2 и a_4 из различных экспериментов.

Таблица IV

Экспериментальные параметры пр- и nd-рассеяния

Система	σ_t , бн	$a_{\text{ког}}$, Фм	Длины рассеяния, Фм		Эффективный радиус, Фм	
			a_+	a_-	r_+	r_-
пр	20,491 (14)	3,741 (1)	5,424 (4)	-23,748 (10)	1,759 (5)	2,75 (5)
nd	3,390 (12)	6,672 (7)	6,35 (2)	0,65 (4)	1,85 ()	-

В таблице a_+ и a_- соответствуют триплетному и синглетному состояниям в случае пр и квартетному и дублетному — в случае nd-системы. Числа в скобках означают экспериментальную ошибку в последних значащих цифрах.

Эти экспериментальные величины, полученные методами нейтронной спектроскопии, имеют фундаментальное значение в ядерной физике. Они являются опорными данными, по которым проверяются и современные потенциалы нуклон-нуклонных взаимодействий, и любая теория малонуклонных систем. Большое различие длин рассеяния нейтрон-нейтрон ($a_{nn} = -16,6(5)$ Фм) и нейтрон-протон в синглетном состоянии ($a_{np} = -23,75(1)$) определенно указывает на то, что зарядовая инвариантность ядерных сил не является абсолютно строгим законом природы. Такое различие соответствует тому, что потенциал пр-взаимодействия примерно на 3% больше pp-потенциала. Это связывают с различием масс заряженных

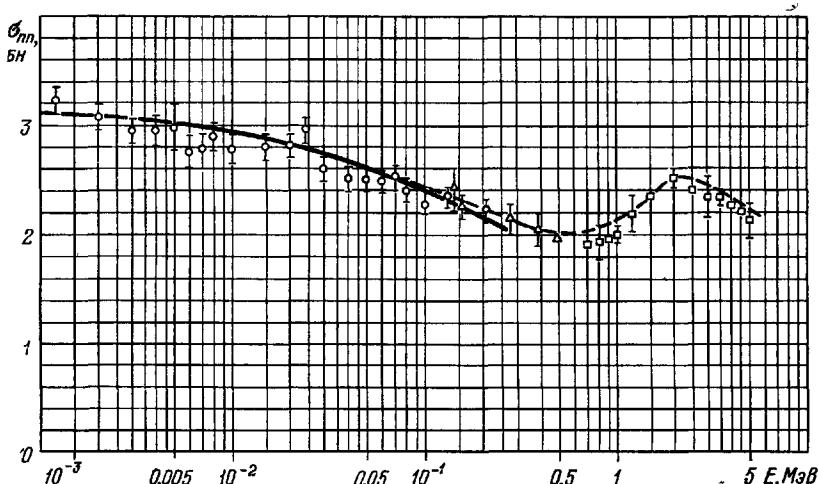


Рис. 21. Эффективное сечение рассеяния нейтронов гелием-3 в зависимости от энергии нейтронов 110 .

и незаряженных мезонов, поскольку в обменном взаимодействии между одинаковыми нуклонами участвуют только нейтральные, а в пр-случае и заряженные π - и ρ -мезоны.

Для теорий трехнуклонных систем, с современным состоянием которых можно познакомиться по обзору Харченко ¹⁰⁷, особый интерес представляет дублетная длина nd -рассеяния, как параметр, наиболее чувствительный к детальным свойствам ядерных сил. Его экспериментальная погрешность находится сейчас на уровне 10%, что, возможно, в будущем начнет ограничивать возможности сравнения различных теорий. Так, например, в подходе, развиваемом в Дубне В. Н. Ефимовым ¹⁰⁸, дублетная длина a_2 является параметром, с помощью которого учитывается многочастичная, по существу кварковая природа взаимодействия трех нуклонов на близких расстояниях.

Для следующей по сложности четырехнуклонной системы и эксперимент и теория длительное время отставали от прогресса в пр- и nd -системах. Речь идет о взаимодействии нейтрона с тритием и с гелием-3. Экспериментальные трудности обусловливались радиоактивностью мишени в случае трития и очень большим (5337 бн) сечением конкурирующей (n, p)-реакции в случае гелия-3. В свою очередь в теории хотя и были написаны строгие уравнения Фаддеева — Якубовского, но для их решения не хватало мощности современных вычислительных машин.

Прогресс был достигнут в конце 70-х годов практически одновременно в эксперименте и теории. Были осуществлены измерения сечения σ_n (^3He)

при $E \leq 1$ эВ с использованием тонких (до 30 Торр) газовых образцов (эксперимент ОИЯИ ¹⁰⁸) и когерентной длины $a_{\text{ког}}$ с помощью нового прибора — нейтронного интерферометра (эксперимент ИЛЛ ¹⁰⁹). Значения сечений удалось позднее получить и при более высоких, до 200 кэВ, энергиях. Они представлены на рис. 21 из работы ¹¹⁰. Эти данные в широком диапазоне энергий дали независимое определение длин n -³He-рассеяния в нулевом приближении по эффективному радиусу: $\text{Re } a_s = 6,53 \pm 0,32$ Фм, $\text{Re } a_t = 3,62 \pm 0,15$ Фм ¹¹⁰. В свою очередь совместное использование величин $a_{\text{ког}}$ ¹⁰⁹ и σ_n (≤ 1 эВ) ¹⁰⁸, согласно уравнениям (42) и (43), привело к результату $6,6 \pm 1,1$ и $3,55 \pm 0,38$ ¹⁰⁹ соответственно для синглетной и триплетной длины.

Для nT -рассеяния экспериментальные данные (σ_n и $a_{\text{ког}}$) долгое время были несогласованными и не давали значений длины. В Лос Аламосе (США) к 1980 г. были закончены измерения полных сечений nT -взаимодействия ¹¹¹ по проpusканию газовых образцов, проводившиеся методом времени пролета в диапазоне энергий 60 кэВ — 80 МэВ. Использовались образцы давлением до 171,4 атм (активностью $2 \cdot 10^6$ Кюри). Сечение рассеяния, экстраполированное к нулевой энергии, оказалось равным $1,70 \pm 0,06$ бн. Ввиду большой погрешности в когерентной длине последняя в анализе не использовалась, и длины nT -рассеяния были получены с помощью теоретических аргументов для отношения длины a_+/a_- (принятого равным $0,92 \pm 0,04$). Имеющиеся к настоящему времени результаты для четырехнуклонной системы собраны в табл. V.

Таблица V

Длины nT - и n -³He-рассеяния

Система	$\text{Re } a_s$, Фм	$\text{Im } a_s$, Фм	$\text{Re } a_t$, Фм	$\text{Im } a_t$, Фм
nT (эксп.)	3,91 (12)	—	3,60 (10)	—
nT (теор.)	3,77 (3,89)	—	3,13 (3,22)	—
n - ³ He (эксп.)	6,53 (32)	4,45 (1)	3,62 (15)	$1,7 (8) \cdot 10^{-8}$
n - ³ He (теор.)	8,05 (9,42)	—	3,08 (3,15)	—

Выбранные для табл. V значения взяты из работ ¹¹⁰, ¹¹¹. Теоретические величины ¹⁰⁷ получены при решении уравнений Фаддеева — Якубовского с простейшими сепарабельными NN-потенциалами без учета кулоновского взаимодействия. Цифры без скобок — для расчета с формфактором Юка-вы, в прямых скобках — с экспоненциальным формфактором. Взаимодействие медленного нейтрона с тритоном, согласно теории, сводится в основном к эффективному отталкиванию на расстояниях порядка размера тритона, подобно рассеянию нейтрона на дейтоне в квартетном спиновом состоянии. Однако при рассеянии нейтрона на ядре ³He в синглетном состоянии, вследствие притягивающего характера взаимодействия, возникает возбужденное связанное состояние со спином и четностью O^+ (см. далее).

Сравнивая экспериментальные и теоретические результаты табл. V, можно сделать вывод об их согласии, которое даже лучше, чем качественное. Имеющиеся различия указывают на необходимость дальнейшего совершенствования методов теоретического расчета свойств четырехнуклонных систем, которые пока уступают в точности методам расчета трехнуклонных систем.

б) Первый возбужденный уровень ядра ${}^4\text{He}$

Гелий-4 — первое ядро периодической системы элементов, имеющее возбужденные уровни. В теории вопрос об их возможном существовании обсуждался еще Финбергом ¹¹² в 1936 г., получившим положительный ответ при определенных допущениях о ядерных силах. Убедительное экспериментальное доказательство было получено ¹²⁰ лет спустя на спектрометре по времени замедления в ФИАН СССР ¹¹³, где обнаружили сильное отклонение сечения реакции ${}^3\text{He}$ (n, p) от закона $1/v$ и показали, что реакция идет через один спиновый канал. Эти результаты были объяснены наличием возбужденного уровня с энергией около 20 МэВ и спином $J^\pi = 0^+$. Поляризационный эксперимент ¹¹⁴ подтвердил это заключение.

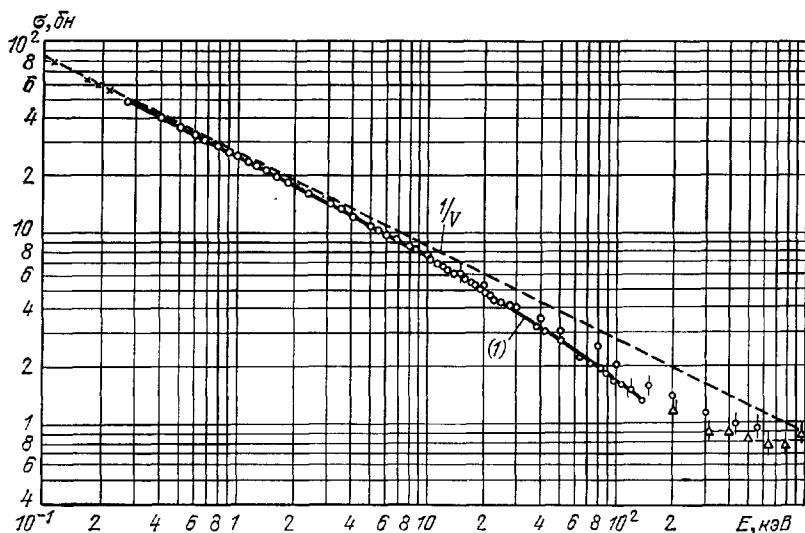


Рис. 22. Эффективное сечение реакции ${}^3\text{He}$ (n, p) в зависимости от энергии нейтронов ¹¹⁵.

В недавней работе ¹¹⁶ особенности отклонения сечения $\sigma_{\text{нр}}$ (${}^3\text{He}$) от закона $1/v$ прослежены до энергий нейтронов 150 кэВ (рис. 22) с использованием метода времени пролета.

Первый возбужденный уровень ${}^4\text{He}$ проявился и во многих других процессах, включая реакцию ${}^3\text{He}$ (d, p) ${}^4\text{He}$, упругое рассеяние T (p, p) T и неупругие процессы ${}^4\text{He}$ (e, e') ${}^4\text{He}$, ${}^4\text{He}$ (α , α'). Из последних обратим внимание на одно из новых исследований неупрого рассеяния α -частиц на гелии-4 ¹¹⁶, при R-матричном анализе результата которого подтвержден, в частности, набор длин и ${}^3\text{He}$ -рассеяния, обсуждавшийся в предыдущем разделе. Однако количественные характеристики, особенно значения приведенных ширин первого возбужденного уровня ${}^4\text{He}$, остались довольно неопределенными. В значительной мере это является следствием особого положения 0^+ -уровня между порогами двух каналов, как показано на рис. 23. При этом возникают пороговые эффекты и сечение реакции уже не описывается простой формулой (4). Необходимо пользоваться более строгими формулами, например одноуровневым приближением R-матричной теории

$$\sigma_{\text{нр}} = \frac{\pi g}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma_p}{|E_\lambda + \Delta_\lambda(E) - E|^2 + (\Gamma^2/4)}.$$

В отличие от (4), сюда входят новые величины: характеристическая энергия E_λ и сдвиг уровня Δ_λ , определяемые граничными условиями задачи, приведенными ширинами и функциями сдвигов, определенными в ¹⁵. Если член $E_\lambda + \Delta_\lambda$ формально отождествить с E_0 в (4), то эффективная резонансная энергия E_0 становится функцией параметров E_λ , γ_n^2 , γ_p^2 и энергии E . Энергетическая зависимость сечения реакции $\sigma_{np}(E)$ в итоге одинаково хорошо описывается различными комбинациями указанных параметров. Для совокупности экспериментов разного типа, например рассеяния и поглощения, неопределенность уменьшается, но полностью не исчезает. К примеру, согласно ¹⁵, наборы параметров (E_λ ; $\gamma_n^2 = \gamma_p^2$): (20,36 МэВ; 3,4 МэВ) и (20,32 МэВ; 10 МэВ) — ведут к различию в сечениях менее 1%, так что на рис. 22 им соответствует одна гладкая кривая. Проявление широкого 0^+ -уровня в виде узких (0,3—0,5 МэВ) пиков в ряде экспериментов с заряженными частицами (см. ¹⁶) является результатом именно пороговых эффектов.

Теория пока не дала удовлетворительного объяснения свойств первого возбужденного уровня гелия-4. По оболочечной модели наименший возбужденный уровень со спином $J = 0$ имеет отрицательную четность, что противоречит эксперименту. При подгонке теоретических параметров к экспериментальным характеристикам этого уровня модель перестает воспроизводить весь остальной спектр возбужденных состояний ⁴He ¹⁷. При приближенном решении уравнений Фаддеева — Якубовского без учета кулоновских сил уровень 0^+ возникает, как отмечалось выше, в виде второго стационарного состояния ядра ⁴He. В других теоретических подходах, например в методе k -гармоник или в разных вариантах кластерной модели также не достигнуто описания свойств 0^+ -уровня ⁴He. Первый возбужденный уровень гелия-4 остается объектом настоящих и будущих исследований.

в) Радиационный захват нейтронов легчайшими ядрами

Изучение этого процесса началось почти одновременно с открытием нейтрона. Уже в 1935 г. Ферми указал на магнитный характер γ -излучения в процессе пр-захвата и получил формулу, которую в современных обозначениях можно записать в виде

$$\sigma_{n\gamma}({}^4H) = 2\pi\alpha \frac{c}{v_n} (\mu_p - \mu_n)^2 \left(\frac{B_n}{Mc^2} \right)^{5/2} (\gamma^{-1} - a_s)^2; \quad (45)$$

здесь μ_p и μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона в единицах ядерного магнетона, $\alpha = 1/137$, c — скорость света, v_n — скорость нейтрона, B_n — энергия связи дейтона, $\gamma = \sqrt{MB_n}/\hbar$ — обратная величина эффективного размера дейтона, a_s — синглетная длина пр-рассеяния. Формула справедлива в предположении, что основное состояние дейтона — чистое S-состояние и что все взаимодействие обусловлено только одно-

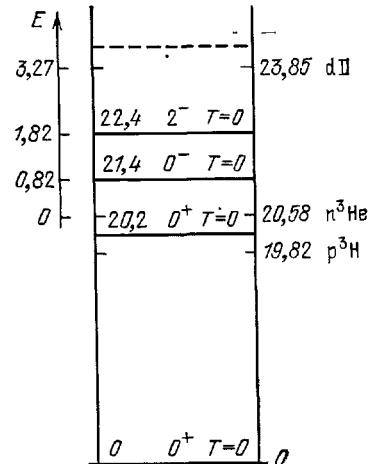


Рис. 23. Схема первых уровней ядра ⁴He.

Справа — шкала порогов различных каналов распада, слева — кинетическая энергия в системе центра масс нейтрона и ³He.

частичными магнитными моментами. Между тем дейтон содержит примесь D-состояния, а в результате обменного взаимодействия между нуклонами в ядре возникают дополнительные, обменные мезонные токи.

В более сложных, чем дейтон, ядрах содержатся тождественные частицы, что ведет к появлению в волновой функции ядра слабой компоненты S'-состояния смешанной симметрии. В случае тритона, например, это — антисимметричное при перестановке координат нейтронов и симметричное относительно спинов состояние. Особенность M1-переходов состоит в том, что они возможны только между состояниями одинаковой симметрии спиновых волновых функций. Это правило отбора накладывает дополнительное ограничение на величины сечений $\sigma_{n\gamma}$. Соответствующие формулы, аналогичные (45) для мишеней ^2H и ^3He , приводятся, например, в ^{119}Cs .

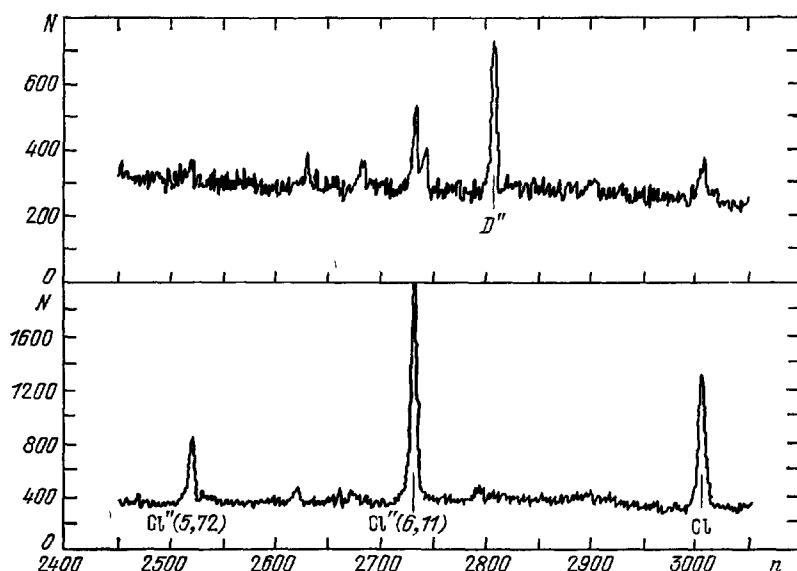


Рис. 24. Экспериментальный спектр γ -лучей из реакции $\text{D}(\text{n}, \gamma)$ с линией D'' , соответствующей захвату на дейтроне (вверху) и линией Cl'' — захвату на хлоре (внизу, калибровка) ^{120}Cl .

Для мишеней ^3H и ^4He сечения ожидаются нулевыми ввиду отсутствия ядер-продуктов ^4H и ^5He в основных состояниях. Однако захват нейтрона возможен при энергиях, достаточных для образования нуклонно-нестабильных состояний этих ядер.

К настоящему времени в нейтронной физике получена интересная информация о процессе радиационного захвата нейтрона легчайшими ядрами. Экспериментальное определение сечений $\sigma_{n\gamma}$ производилось различными методами. Прямым методом является измерение выхода γ квантов (n, γ)-реакции, когда пучок нейтронов, проходящий коллиматоры, падает на исследуемый образец и возникающие в реакции γ кванты регистрируются детектором, устанавливаемым под углом θ к направлению нейтронного пучка.

Для тонкого образца ($n\sigma \ll 1$) число «полезных» отсчетов детектора N_γ связано с дифференциальным сечением $\sigma_\gamma(\theta)$ соотношением

$$N_\gamma = n\sigma_\gamma(\theta) \cdot \Pi(E_n) \cdot \varepsilon_\gamma \Delta\Omega, \quad (46)$$

в котором $\Pi(E_n)$ — число нейтронов с энергией E_n , падающих на образец, ε_γ — эффективность регистрации акта захвата, $\Delta\Omega$ — телесный угол на детектор и n — толщина образца (в ядрах на см^2). Абсолютные прямые измерения требуют независимого определения фактора $\Pi(E_n)\varepsilon_\gamma$, что обычно оказывается трудной задачей. В относительных измерениях его исключают с помощью специального опыта с образцом-стандартом, сечение $\sigma_{n\gamma}(\theta)$ для которого хорошо известно. Некоторые из описываемых ниже результатов получены в подобных прямых измерениях с использованием сцинтилляционных детекторов с кристаллами и полупроводниковых Ge (Li)-детекторов. На рис. 24 показан для примера спектр γ лучей, полученный в 120 при изучении $D(n, \gamma)$ реакции с помощью Ge (Li)-детектора. Трудности исследования этой и особенно $^3\text{He}(n, \gamma)$ -реакции связаны с малостью сечений и вытекающей отсюда необходимостью повышения светосилы установки и тщательного подавления осложняющих эксперимент фонов. В ряде случаев определение сечений $\sigma_{n\gamma}$ для легчайших ядер проводилось и косвенными методами измерения времени жизни нейтронов в среде τ и диффузионной длины L . Последние основаны на теории диффузии нейтронов, согласно которой эти величины связаны с сечением $\sigma_{n\gamma}$ соотношениями

$$\tau = \frac{1}{N\sigma_{n\gamma}}, \quad L^2 = \frac{\lambda_{tr}}{3N\sigma_{n\gamma}}, \quad (47)$$

в которых N — плотность ядер среды и λ_{tr} — транспортная длина.

Известные к настоящему времени данные помещены в табл. VI.

Таблица VI
Сечения радиационного захвата тепловых нейтронов
легчайшими ядрами *)

Ядро-мишень	^1H	^2H	^3H	^3He	^4He
$\sigma_{\text{эксп.}, \text{мбн}}$ $\sigma_{\text{теор.}, \text{мбн}}$	332,6 (7) 303 (4) **)	0,476 (20) 0,52 (5)	— 0	0,027—0,060 0,038 (20)	≤ 50 0

*) По данным работ, проанализированных в 119 .

**) Теоретическое значение без учета обмена мезонами.

Табл. VI служит наглядной иллюстрацией резкого уменьшения сечения при переходе к дейтону и далее к ядру ^3He из-за действия правила отбора по симметрии волновых функций малонуклонных ядер относительно перестановки тождественных нуклонов.

Экспериментальное значение $\sigma_{n\gamma}(^1\text{H})$ на 10% больше традиционного теоретического расчета по формуле (45). Риска и Браун 121 , введя в рассмотрение обменные токи при учете D -состояния в дейтоне, получили согласие с экспериментом. Этот факт расценивается в настоящее время как одно из важных доказательств существования механизма одноопционного обмена между нуклонами в ядре. Формула (45) относится к синглетному сечению $\sigma_{n\gamma, s}$. Примесь D -состояния ведет к появлению и триплетного сечения $\sigma_{n\gamma, t}$. Последнее, однако, очень мало; $\sigma_{n\gamma, t}/\sigma_{n\gamma, s} \approx 10^{-4}$ согласно измерениям с поляризованными нейтронами, выполненными в работе 118 .

Экспериментальная погрешность сечения $\sigma_{n\gamma}({}^2\text{H})$ — около 5% — существенно превышает погрешность сечения $\sigma_{n\gamma}({}^1\text{H})$. Неопределенность теоретического предсказания 122 составляет в этом случае 10%. Оно сделано в рамках микроскопической теории малонуклонных систем с использованием сепарабельных нуклонных потенциалов и с учетом мезонных эффектов. Сравнение с экспериментом, по-видимому, указывает на проявление однопионного обмена и в этом случае, поскольку вклад от обменных токов в теоретическое значение составляет около 0,2 мбн.

Наконец, данные для $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ характеризуются наибольшей неопределенностью. Имеются два экспериментальных результата для тепловых нейтронов: 27 ± 9 мкбн 123 и 60 ± 12 мкбн 124 и расчетная величина

38 ± 20 мкбн 125 по теории, учитывающей только мезонные эффекты. С другой стороны, учет S' -состояний ядер без привлечения обменных токов также объясняет сечение $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ и ведет к экспериментальной оценке компоненты смешанной симметрии волновой функции ${}^4\text{He}$ в пределах $0,05\% < P_4({}^3\text{He}) (S') < 0,5\%$. В этой связи дальнейшее повышение точности измерений величины $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ и ее расчетов остается насущной задачей.

Рис. 25. Величина сечения радиационного захвата нейтронов ядром ${}^3\text{He}$ в зависимости от энергии нейтронов 123 .

Отметим также, что измерения сечения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$, помимо тепловой области энергий, выполнены и в интервале энергий 1—70 кэВ 123 . Нейтронные потоки при этих энергиях падают, однако благодаря использованию криогенной техники при изготовлении мишени жидкого ${}^3\text{He}$ и импульсного пучка реактора ИБР-30 были получены результаты, показанные на рис. 25. Энергетическая зависимость сечения, показанная сплошной кривой, имеет простое объяснение. При низких энергиях уменьшение сечения с ростом энергии следует закону $1/v$ для s-волновых нейтронов. Затем сечение растет в соответствии с \sqrt{E} зависимостью, ожидаемой для p-волновых нейтронов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели здесь ряд последних достижений в области светосильной нейтронной спектрометрии, позволивших получить первые сведения с новых характеристиках высоковозбужденных состояний ядра, новые данные о малонуклонных ядерных системах и дополнительную информацию о своеобразном классе ядерных реакций, идущих через стадию составного ядра. Общим итогом рассмотренных исследований, по-видимому, можно считать вывод о том, что новые характеристики компаунд-ядер в первом приближении хорошо описываются современной статистической теорией ядра. Неожиданным оказался, пожалуй, лишь результат, полученный при изучении изменения среднеквадратичного радиуса деформированного ядра урана. Величина эффекта так велика, что если это подтвердится последующими измерениями, может быть, придется по-новому взглянуть на процесс деления тяжелых ядер.

Но круг физических вопросов, возникающих в связи с исследованиями с помощью светосильной нейтронной спектрометрии, в ближайшие годы станет еще более обширным и интересным. Сюда можно присовокупить поиски и исследования реакции ${}^7\text{Be} (n, 2\alpha)$ с целью выявления ядерных

сил, не сохраняющих четность. Программа таких исследований в свое время подробно рассматривалась Андреевым¹²⁶. Будут, видимо, поставлены специальные эксперименты по поиску реакции ($n, ^8Be$). Ее изучение могло бы пролить свет на особенности механизма испускания компаунд-ядром такой слабосвязанной частицы, какой является 8Be . А может этот процесс окажется удобнее рассматривать как очень асимметричное деление?

Для успеха этих работ и многих других решающим фактором станет освоение входящих ныне в практику нейтронного эксперимента мощных импульсных источников нейтронов, подобных импульсному реактору ИБР-2, протонным ускорителям с энергией около 1 ГэВ, а также другим сильноточным ускорителям заряженных частиц.

В заключение авторы выражают свою благодарность И. М. Франку, прочитавшему рукопись и сделавшему ряд полезных замечаний.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна (Московская обл.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Chadwick J.—Nature, 1932, v. 129, p. 312.
- Iwanenko D.—Ibid., p. 798.
- Heisenberg W.—Z. Phys., 1932, Bd. 77, S. 1.
- Fermi E.—Nature, 1934, v. 133, p. 757.
- Moop R. B., Tillman R.—Proc. Roy. Soc., 1936, v. 153, p. 421.
- Bohr N.—Nature, 1936, v. 137, p. 344.
- Hahn O., Strassmann Q.—Naturwissenschaften, 1939, Bd. 27, S. 11.
- Зельдович Я. Б., Харитон Ю. Б.—ЖЭТФ, 1940, т. 10, с. 477.
- Amaldi E.—In: Handbuch der Physik, Bd. 38/2/Hrsg. S. Flugge.—Brl.: Springer-Verlag, 1959.
- Федоров М. Б. Спектрометрия нейтронов средних энергий.—Киев: Наукова думка, 1979.
- Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy/Ed. R. E. Chrien, W. R. Kane.—N. Y.: Plenum Press, 1979.
- Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А.—УФН, 1976, т. 118, с. 141.
- Michaudon A. Nuclear Fission Neutron Induced Fission cross Sections.—N. Y.: Pergamon Press, 1981.
- Chrien R. E.—Phys. Rept., 1980, v. 64, p. 335.
- Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях.—М.: ИЛ, 1960.
- Bréit G., Wigner E. P.—Phys. Rev., 1936, v. 49, p. 519, 642.
- Mughabghab S. F., Garber D. I. Neutron Cross Sections.—3rd ed.—BNL-325, 1973.
- Gurevich I. I., Pevsner M. I.—Nucl. Phys., 1957, v. 2, p. 575.
- Wigner E. P., Gatlinburg Conference on Neutron Physics: ORNL Report 2309, 1957.—P. 59.
- Liou H. L. et al.—Phys. Rev. Ser. C, 1972, v. 5, p. 974.
- Brody T. A., Flores J., French J. B. et al.—Rev. Mod. Phys., 1981, v. 53, p. 385.
- Porter C. E., Thomas R. G.—Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 483.
- Зарецкий Д. Ф., Сироткин В. И.—ЯФ, 1978, т. 27, с. 1534.
- Бондаренко В. И., Урин М. Г.—В кн. Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции.—М.: ЦНИИатоминформ, 1980.—Т. 1, с. 105.
- Малецки Х., Пикельнер Л. Б., Саламатин И. М., Шарапов Э. И.—ЯФ, 1971, т. 13, с. 240.
- Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика.—М.: ИЛ, 1954.
- Hughes D. J., Zimmerman R. L., Chrien R. E.—Phys. Rev. Lett., 1958, v. 1, p. 461.
- Коннов В. Н.—В кн. Международная школа по нейтронной физике.—Дубна: ОИИД-11787, 1978. С. 415.
- Barshall H. H.—Phys. Rev., 1952, v. 86, p. 431.
- Feshbach H., Porter C. E., Weisskopf V. F.—Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 448.

31. Немировский П. Э. Современные модели атомного ядра.— М.: Атомиздат, 1960.
32. Block B., Feshbach H.— Ann. of Phys., 1963, v. 23, p. 47.
33. Alfimenkov V. P. et al.— Nucl. Phys., Ser. A, 1982, v. 376, p. 229.
34. Fasoli U. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1978, v. 311, p. 368.
35. Experimental Neutron Resonance Spectroscopy/Ed. J. Harvey.— N. Y.: Academic Press, 1970.
36. Firk F. W. K.— Nucl. Instr. and Meth., 1979, v. 162, p. 539.
37. Герасимов В. Ф., Лепников В. Ф., Певзнер М. И., Чернонеклов Н. А.— В кн. Нейтронная физика.— Киев: Наукова думка, 1972.— Т. 2, с. 201.
Воронков Р. М. и др.— АЭ, 1969, т. 26, с. 348.
38. Bensusam A., Salomé J. M.— Nucl. Instr. and Meth., 1978, v. 155, p. 11.
39. Нагуев Ю. А. В кн. II Международная школа по нейтронной физике.— Дубна: ОИЯИ РЗ-7991, 1974.— С. 157.
Peiring N. C., Lewis T. A.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, v. NS-16, p. 31.
40. Lynn J. E.— Contemp. Phys., 1980, v. 21, p. 483.
41. Auchampach G. F.— In: Nuclear Cross Sections for Technology: Proc. of Intern. Conference/Ed. J. L. Fowler, C. H. Johnson.— Knoxville, 1979.
42. Франк И. М.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1972, т. 2, с. 807.
43. Абросимов Н. К., Борухович Г. З. и др.— В кн. Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции, Киев, 1975.— М.: ЦНИИатоминформ, 1976.— Ч. 6, с. 221.
44. Аланьев В. Д., Блохинцев Д. И. и др.— ПТЭ, 1977, № 5, с. 17.
45. Лазарева Л. Е., Фейнберг Е. Л., Шапиро Ф. Л.— ЖЭТФ, 1955, т. 29, с. 381.
46. Шапиро Ф. Л.— Тр. ФИАН СССР, 1964, т. 24, с. 3.
47. Slovacsek R. E., Block R. C.— Nucl. Sci. and Eng., 1977, v. 62, p. 455.
48. Simpson D. D., Miller L. G.— Nucl. Instr. and Meth., 1968, v. 61, p. 245.
49. Greenwood R. C., Chrien R. E.— Ibid., 1976, v. 138, p. 125.
50. Вертебный В. П., Кирилюк А. Л. и др.— Цит. в ⁴³ сб.— Ч. 3, с. 151.
Мурзин А. В., Рудак А. Ф., Либман В. А.— Цит. в ²⁴ сб.— Ч. 2, с. 257.
51. Абов Ю. Г., Гулько А. Д., Крупчицкий П. А. Поляризованные медленные нейтроны.— М.: Атомиздат, 1966.
52. Shapiro F. L.— In: Nuclear Structure Study with Neutrons — Amsterdam; North-Holland, 1966.— Р. 223.
Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л.— ЖЭТФ, 1963, т. 44, с. 2185.
53. Альфименков В. П., Пикельнер Л. Б., Шарапов Э. И. Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 411.
54. Нагуев Ю. А., Hill N. W.— Nucl. Instr. and Meth., 1979, v. 162, p. 507.
55. Вылов Ц., Осиленко Б. П., Чумин В. М.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 1350.
56. Анджеевский Ю. и др.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 1496.
57. Мурадян Г. В.— Цит. в ²⁴ сб.— Т. 2, с. 94.
58. Macfarlane R. D., Almodovar I.— Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 1665.
59. Cheifetz E., Gilat I., Yavin A. I., Cohen S. G.— Phys. Lett., 1962, v. 1, p. 289.
60. Андресев В. Н., Сироткин С. М.— ЯМ, 1965, т. 1, с. 252.
61. Kvitek J., Роров Yu. P.— Phys. Lett., 1966, v. 22, p. 186.
62. Попов Ю. П.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1972, т. 2, с. 925.
63. Антонов А., Балабанов Н., Гледенов Ю. М., Пак Хон Чжер, Попов Ю. П.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 18.
64. Кадменский С. Г., Фурман В. И.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1975, т. 6, с. 469.
65. Вертебный В. П., Вторин В. А., Долгов В. А., Кирилюк А. Л., Попов Ю. П., Федорова А. Ф. Сообщ. ОИЯИ РЗ-11392.— Дубна, 1978.
66. Frank I. M.— Nuclear Structure Study with Neutrons/J. Ero, J. Szucz, Budapest, 1974.— Р. 17.
67. Balabanyan N. P., Gledenov Yu. M., Pak Hong Chol, Роров Yu. P., Semenov V. G.— Nucl. Phys., 1976, v. 261, p. 35.
68. Соловьев В. Г. ЯФ, 1971, т. 13, с. 48.
69. Анджеевский Ю., Бечварж Ф., Воким Тхань, Вторин В. А., Попов Ю. П. Сообщение ОИЯИ РЗ-81-144.— Дубна, 1981.
70. Emsalem A. These.— University Lyon, 1979.
71. Asghar M., Emsalem A., Chery R., Wagemans C., D'Hondt P., Deruytter A. J.— Nucl. Phys. Ser. A, 1976, v. 259, p. 429.

72. Wagemans C., Allaert E., Declerq A., D'Hondt P., Deruytter A., Barreau G., Emstalle A.— Nucl. Phys. Ser. A, 1981, v. 362, p. 1.
73. Oakley N. S., Macfarlane R. D.— Phys. Lett. Ser. B, 1968, v. 26, p. 662.
74. Furman W., Niedzwiedziuk K., Popov Yu. P., Rumyantsev R., Salatskij V., Tishin V., Winiwarter P.— ibid., 1973, v. 44, p. 465.
75. Lobner K. E. G.— Ibid. 1968, v. 26, p. 369.
76. Aldea L., Seyfarth H.— In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy/ R. Chrien, W. Kalpe— N. Y.: Plenum Press, 1979.— P. 529.
77. Анджеевский Ю., Воким Тхань, Вьюрин В. А., Попов Ю. П. Сообщение ОИЯИ Р3-81-433.— Дубна, 1981.
78. Корески І.— Цит. в ⁷⁶ сб.— Р. 665.
79. McCullagh C. M., Chigier R. E.— Ibid.— Р. 687.
80. Попов Ю. П. Препринт ОИЯИ, Р4-10805.— Дубна, 1977.
81. Кадменский С. Г., Маркушев В. П., Фурман В. И. ЯФ, 1980, т. 31, с. 382.
82. Sоловьев V. G.— In: Proc. Intern. Conference on the Interactions of Neutrons with Nuclei— Lowell, 1976.— V. 1, p. 421.
83. Бунаков В. Е., Оглоблин С. Г. Препринт ЛИЯФ АН СССР № 319.— Ленинград, 1977.
84. Shapiro F. L. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems.— Vienna: IAEA, 1967.— Р. 176.
85. Алфименков В. П. и др.— ЯФ, 1973, 17, с. 13.
86. Alfimenkov V. P. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1976, v. 267, p. 172.
87. Кукилин Р. Н.— ЯФ, 1967, т. 6, с. 967.
88. Бунатян Г. Г. Препринт ОИЯИ Р4-8889.— Дубна, 1975.
89. Бунатян Г. Г.— ЯФ, 1977, т. 26, с. 44.
90. Блохин А. И., Игнатюк А. В.— Цит. в ⁴³ сб.— Ч. 3, с. 13.
91. Воронов В. В., Соловьев В. Г.— ЯФ, 1972, т. 16, с. 1183.
92. Игнатович В. К., Останевич Ю. М., Чер Л. Препринт ОИЯИ Р4-7296.— Дубна, 1973.
93. Lamb W. E.— Phys. Rev., 1939, v. 55, p. 190.
94. Зайдель К. и др.— ДАН СССР, 1981, т. 256, с. 360.
95. Meister A. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1981, v. 362, p. 18.
96. Mössbauer Isomer Shifts/Eds G. K. Shenoy, F. E. Wagner.— Amsterdam: North-Holland, 1978.
97. De Wit S. A. et al.— Nucl. Phys., 1967, v. 87, p. 657.
98. Бунатян Г. Г.— ЯФ, 1977, т. 26, с. 979; 1979, т. 29, с. 10.
99. Ландау Л. Д., Смородинский Я. А.— ЖЭТФ, 1944, т. 14, с. 269. Смородинский Я. А.— ЖЭТФ, 1945, т. 15, с. 89.
100. Бете Г., Моррисон Ф. Элементарная теория ядра.— М.: ИЛ, 1958.
101. Squirs G. L., Stewart A. I.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1955, v. 230, p. 19.
102. Koester L., Nistler W.— Zs. Phys., 1975, Bd. 272, S. 189. Dillg W.— Phys. Rev. Ser. C, 1975, v. 11, p. 103.
103. Dillg W., Koester L., Nistler W.— Phys. Lett., Ser. B, 1971, v. 36, p. 208.
104. Alfimenkov V. P. et al.— Ibid., 1967, v. 24, p. 151.
105. Nagels H. P. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 147, p. 189.
106. Ефимов В. Н.— В кн.: Международный симпозиум по проблеме нескольких тел.— Дубна: ОИЯИ Д4-12366, 1979.— с. 59, 61.
107. Харченко В. Ф.— В кн. Труды Международного симпозиума по проблеме нескольких тел в ядерной физике.— Дубна, ОИЯИ Д4-80-271, 1980.— С. 9, Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 884.
108. Алфименков В. П. и др.— ЯФ, 1977, т. 25, с. 1145. Шарапов Э. И.— В кн. III Международная школа по пейтронной физике. Дубна: ОИЯИ, Д3-11787, 1978.— С. 437.
109. Kaiser H. et al.— Zs. Phys. Ser. A, 1979, Bd. 291, S. 231.
110. Алфименков В. П. и др.— ЯФ, 1981, т. 33, с. 891.
111. Phillips T. W., Bergman B. L., Seagrove J. D.— Phys. Rev. Ser. C, 1980, v. 22, p. 384; Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 91, p. 200.
112. Feenberg E.— Phys. Rev., 1936, v. 49, p. 328.
113. Бергман А. А. и др.— В кн. Ядерные реакции при малых и средних энергиях.— М.: Изд-во АН СССР, 1957.— С. 17; ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 9.
114. Passel L., Schermer R. I.— Phys. Rev., 1966, v. 150, p. 146.
115. Борзаков С. Б. и др.— ЯФ, 1982, т. 35, с. 532.
116. Baumgartner M. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1981, v. 368, p. 189.
117. Bevelacqua J. J.— Can. J. Phys., 1979, v. 57, p. 1833.

118. Vesna V. A. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1981, v. 352, p. 181.
119. Шарапов Э. И. Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 962.
120. Алфименков В. П. и др.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 1491.
121. Riska D. O., Brown G. E.— Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 38, p. 193.
122. Hadjimichael E.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 183.
123. Алфименков В. П. и др.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 21.
124. Suffert M., Bergtholdt R.— Nucl. Phys. Ser. A, 1979, v. 318, p. 54.
125. Townes I. S., Khanna F. C.— Ibid. Ser. A, v. 356, p. 445.
126. Андреев В. Н.— В кн. II Международная школа по нейтронной физике.— Дубна: ОИЯИ ДЗ-7991, 1974.— С. 96.