

ОСНОВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА π -МЕЗОНОВ

М. Гмитро

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Институт ядерной физики ЧСАН, Ржеж

Х. —Р. Киссенер

Центральный институт ядерных исследований, Россендорф

П. Трюоль

Физический институт, Университет, Цюрих

Р. А. Эражян

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В обзоре представлены материалы, характеризующие прогресс, достигнутый за последнее время в измерении характеристик (π , γ)-реакции на легких ядрах. Приводятся новые экспериментальные данные на малонуклонных системах. Подробно рассматривается случай реакции ${}^2\text{H}(\pi^-, \gamma)nn$, где получено наиболее точное значение длины $n - n$ рассеяния. Обсуждаются вытекающие из этого результата следствия о характере нарушения зарядовой симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия.

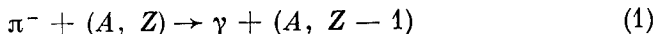
На примере ${}^{16}\text{O}$ сравниваются результаты расчетов характеристик радиационного захвата пионов, проведенных в рамках единой теории ядерных реакций и в предположении о доминантности резонансных возбуждений. Обсуждается роль высших конфигураций в формировании ядерного отклика. Проводится сравнение с экспериментальными данными, полученными на парном спектрометре в СИНе. Обсуждается связь (π^-, γ)-реакции с другими процессами: (ee'), (μ^-, ν) и реакциями зарядового обмена (p, n) и (n, p).

A review is given of the progress achieved recently in the observation of the (π^-, γ)-reaction on light nuclei. New data are displayed for the few-nucleon systems. The case of the ${}^2\text{H}(\pi^-, \gamma)nn$ reaction is considered in detail since the experiment provides now the most precise value of the n - n scattering length. We discuss the consequences of this new value for an understanding of the possible charge-symmetry breaking in the $N - N$ interaction.

The example of ${}^{16}\text{O}$ is used to compare the nuclear response in the (π^-, γ)-reaction calculated in the case of unified theory of nuclear reactions or under the assumption of the resonance domination. We consider also the role of higher nuclear configurations in the response. Theoretical results are compared with the recent experimental data from the SIN pair-spectrometer. The interrelations of the (π^-, γ)-reaction with other processes such as (e, e'), (μ^-, ν), (p, n) and (n, p) are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Радиационный захват остановившихся π -мезонов ($PЗП$) атомными ядрами



— большой и важный раздел физики мезон-ядерных взаимодействий. Основные направления и результаты экспериментального и теоретического исследования этого процесса нашли отражение в [1, 2]. За прошедшее с тех пор время к изучению $PЗП$ подключились мезонные фабрики, что позволило на один-два порядка увеличить скорость набора событий. Однако сам этот факт вряд ли вызвал бы потребность написания нового обзора по данной проблеме. Существенным шагом в углублении и развитии исследований (π , γ)-процесса оказалось повышение разрешающей способности детектора жестких ($E_\gamma \approx \approx 100$ МэВ) γ -квантов и точности измерения энергий.

Усовершенствования экспериментальной техники позволили, с одной стороны, получить на новом уровне точности ответы на вопросы фундаментального характера, как например, о зарядовой симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия и, с другой, провести систематические исследования $PЗП$ на большом числе ядер, включая некоторые редкие изотопы. Наконец, в исследованиях $PЗП$ стало возможным использовать технику совпадений, благодаря которой впервые удалось выделить события, связанные с захватом π -мезона с определенной мезоатомной орбиты. Уже из приведенных примеров видно, насколько расширились возможности (π , γ)-реакции как инструмента для изучения явлений в широкой области ядер. Отражением достигнутого прогресса является, в частности, широкое обсуждение проблем $PЗП$ ядрами на конференциях по структуре ядра и по физике промежуточных энергий [3—7].

Систематическое исследование легких ядер позволило выявить общие черты их возбуждения в результате $PЗП$. Одним из интересных фактов, установленных в результате последних исследований, является свидетельство о том, что в легких ядрах концентрация сил переходов в $PЗП$ происходит на тех же самых уровнях, которые формируют магнитный дипольный и магнитный квадрупольный резонансы в исходном ядре. Более того, выявляется глубокое единство в отклике ядра не только в упомянутых выше реакциях, но и в отклике в зарядово обменных (p, n)- и (n, p)-реакциях, перезарядке π -мезонов, μ -захвате, фоторождении π -мезонов и многих других реакциях.

В $PЗП$ и во всех остальных реакциях резонансы в спектре возбуждения ядерной системы проявляются на фоне довольно интенсивной подложки. Ее природа многообразна. Она обусловлена прямыми и многоступенчатыми процессами и самими резонансами, если пирины их велики. Для получения количественной спектроскопической информации важно выявить ту часть отклика ядра, которая связана с резонансами. Этот вопрос остро стоит не только для радиационного захвата π -мезонов, но и для всех адрон-ядерных процессов [8, 9].

Его решение можно найти в рамках единой теории прямых и резонансных процессов [10]. Теоретические исследования РЗП в таком подходе велись параллельно с детальными микроскопическими расчетами, в которых использовались усовершенствованные варианты оболочечной модели ядра.

Таким образом, сделан важный шаг в изучении РЗП атомными ядрами. Дальнейшее исследование этого вопроса будет во многом связано с изучением корреляционных характеристик. Поэтому на данном переходном этапе целесообразно систематизировать и подытожить накопленный материал.

В данном обзоре ограничимся обсуждением только части вопросов. Во-первых, кратко охарактеризуем тот прогресс, который достигнут в методах измерения характеристик (π, γ) -реакции. Далее, на основе новых экспериментальных данных по РЗП малонуклонными системами проанализируем свойства таких ядер в непрерывном спектре. Затем перейдем к обсуждению результатов теоретического исследования основ описания (π, γ) -процесса, а именно — эффективному гамильтониану, а далее и структуры оператора перехода, выявляя связь с операторами других переходов, идущих при промежуточных энергиях. Завершает обзор детальное рассмотрение РЗП ядром ^{16}O . Теория (π, γ) -процесса на ^{16}O наиболее разработана, и сравнение разных подходов к описанию его позволяет сделать ряд выводов, которые имеют более общую значимость.

1. РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

В настоящее время в Лос-Аламосе и на швейцарской мезонной фабрике (СИН) введены в строй новые парные спектрометры [11, 12]. Их характеристики приведены в табл. 1. Спектрометры отличаются лишь конструкцией магнита. Экспериментальная установка, действующая в СИН, показана на рис. 1. Разрешение обоих спектрометров определялось стандартным способом по линии градуировки $\pi p \rightarrow n\gamma$. Их предшественником был спектрометр в Беркли [1]. Главное отличие новых установок от берклиевской состоит в использовании пропорциональных камер вместо искровой. Пропорциональные камеры менее массивны, поэтому влияние многократного рассеяния на энергетическое разрешение не столь сильное. Более быстрая обработка сигналов и меньшее мертвое время позволили увеличить скорость набора событий. Улучшено и пространственное разрешение событий. Использование быстрой логики, получающей сигналы от групп проволок, позволило снизить число нежелательных запусков нефотонными событиями. Наряду с улучшением конструкции спектрометров была внедрена новая система последующей (офф-лайн) обработки, которая позволяет эффективно анализировать возросший поток событий в спектрах.

Из анализа моделированных траекторий определены зависящие от координат проволок коэффициенты разложения импульсов

Таблица 1. Основные характеристики парных спектрометров

Установки	Беркли	Лос-Аламос	СИН
1. Детекторы: тип количество, шт площадь, см ²	Искровые ка- меры 3 206 × 30	Пропорциональ- ные камеры 2 200 × 25	Пропорциональ- ные камеры 3 212 × 48
2. Параметры проволо- чек: ориентировка прово- лочек расстояние между проволочками, см число проволочек щель, см	+12°, -12°, -12°, 0° 0,1 — 0,9	+30°, +90°, -30° 4096 0,7	+60°, +90°, -60° 8976 0,8
3. Параметры магнитов: зазор, см длина, см ширина, см магнитная индукция, Тл	33 208 41 0,8	33 208 41 0,8	52 250 65 0,8
4. Параметры конвер- тора: толщина, мг/см ² эффективность * телесный угол, мср	220 0,0210 125	97 [193] 0,0092 [0,0184] 125	170 [340] 0,0162 [0,0324] 102
5. Эффективность, об- условленная: геометрией * системой	0,20 } 0,53 }	0,054	0,305 [0,248] 0,69
6. Акцептанс [телесный угол × эф- фективность × × (4π) ⁻¹]	(2,21 ± 0,12) · 10 ⁻⁵	(0,50 ± 0,05) · 10 ⁻⁵ [(1,0 ± 0,1) · 10 ⁻⁵]	(2,66 ± 0,10) · 10 ⁻⁵ [(4,50 ± 0,15) · 10 ⁻⁵]
7. Разрешение *, МэВ (FWHM)	1,8	0,85 (1,75)	0,72 (1,03)
8. Скорость отсчета, с ⁻¹	1,2	150	150

 * Для энергии γ-квантов E_γ = 129,4 МэВ.

частиц и начало их путей в конверторе. Магнитное поле в обоих спектрометрах достаточно неоднородно и должно измеряться с небольшим шагом. Несмотря на это оказалось, что можно получить устойчивую функцию отклика со сдвигом не больше ± 2 кэВ, хотя

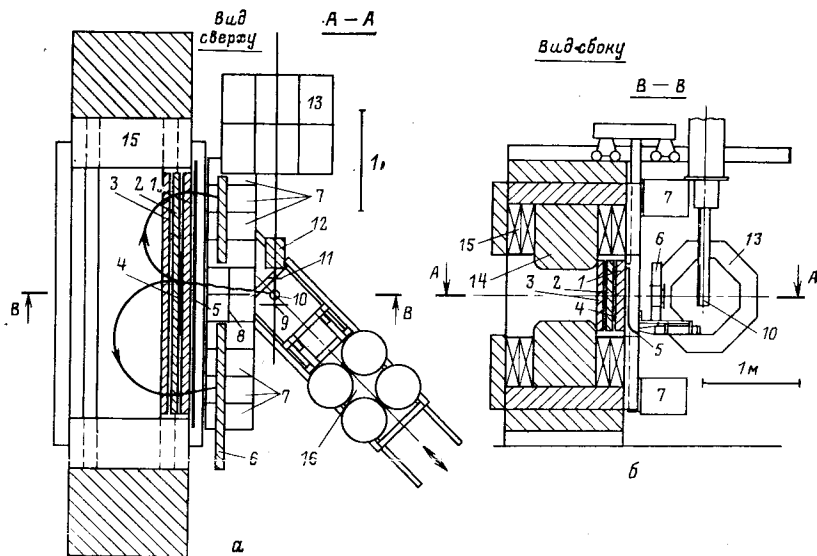


Рис. 1. Общий вид парного спектрометра в СИН:

а — горизонтальный разрез установки; б — вертикальный; 1, 2 и 3 — пропорциональные камеры; 4 — Li-конвертор; 5 — счетчик запуска; 6 — свинцовая защита; 7 — стойка усилителей пропорциональных камер; 8 — счетчик антисовпадений, исключаящий регистрацию заряженных частиц; 9 и 11 — телескопы пучка; 10, 16 — жидководородная мишень с гелиевым охладителем; 12 — поглотитель; 13 — последние квадруполь пучка; 14 — ярмо магнита; 15 — обмотки магнита

поле контролируется датчиком Холла всего в одной точке, если при том регистрируются температура и давление газа для каждого регистрируемого события [13].

Акцептанс спектрометра удалось повысить лишь на фактор не больше двойки. Увеличение акцептанса было необходимым для проведения экспериментов на совпадение [14], в которых выделялся РЗП с $1s$ -мезоатомной орбиты. В этом случае выход рентгеновских лучей регистрировался детектором с небольшим телесным углом и работа велась на пионном пучке ограниченной интенсивности, чтобы понизить долю случайных совпадений. Таким образом, в эксперименте на совпадение было зарегистрировано лишь около 4000 событий, что составляет 1% спектра, наблюдаемого без совпадений. Полное время эксперимента на пучке составило один месяц, поэтому такой эксперимент не повторялся для других мишеней кроме ${}^6\text{Li}$.

Наконец, отметим, что повышение интенсивности пионных пучков позволило провести первые эксперименты по РЗП на лету. Обсуждение этого процесса выходит за рамки обзора.

2. РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ π -МЕЗОНОВ МАЛОНУКЛОННЫМИ СИСТЕМАМИ

Радиационный захват π -мезонов малонуклонными системами обстоятельно проанализирован в работах [1, 2]. Здесь дополним этот материал только теми результатами, которые появились в литературе позже.

Водород. Проведено повторное измерение отношения Пановского

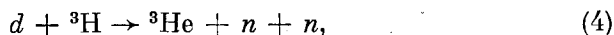
$$P_1 = \omega(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) / \omega(\pi^- p \rightarrow \gamma n) \quad (2)$$

на протоне и получено [15] $P_1 = 1,543 \pm 0,008$. Ранее результат был следующий [16]: $P_1 = 1,533 \pm 0,21$. Результаты обоих измерений практически совпадают. Понижение погрешности измерения P_1 не приводит к уточнению амплитуды E_{0+} , которая преобладает в (π, γ) -процессе в силу неопределенности, возникающей при экстраполяции сечения перезарядки из области высоких энергий, где оно измерено, в область низких, отвечающих условиям РЗП с мезоатомной орбиты.

Дейтерий. Даже после учета кулоновских эффектов остается различие между измеренными протон-протонной a_{pp} и нейтрон-нейтронной a_{nn} длинами рассеяния. Различие может быть обусловлено нарушением зарядовой симметрии, связанной со смешиванием ρ - и ω -мезонов [17]. Такое смешивание приводит к тому, что притяжение между двумя нейтронами оказывается несколько сильнее, чем между двумя протонами (конечно, за вычетом кулоновских эффектов). Причем $(a_{pp} - a_{nn}) \approx 0,8 \div 1,0$ фм. Однако такое следствие нарушения зарядовой симметрии до последнего времени не подтверждалось экспериментом. Усредненное по всем экспериментальным данным значение a_{nn} , следующее из анализа реакций



и



оказывается таковым:

$$a_{nn} = -16,61 \pm 0,56 \text{ фм} \quad [18],$$

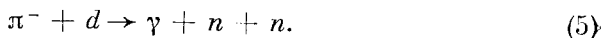
тогда как

$$a_{pp} = -17,1 \pm 0,3 \text{ фм} \quad [19].$$

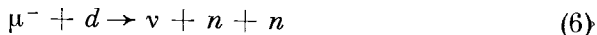
Имеется указание на проявление зарядовой асимметрии в трехнуклонной системе: разность масс ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, равную 764 кэВ, можно только частично (640 кэВ) объяснить кулоновскими эффектами, включая разность масс нейтронов и протонов, остальные 120 кэВ

можно отнести к эффекту, обусловленному смешиванием мезонов [17].

Для того чтобы прояснить ситуацию, группой экспериментаторов [13, 20] в СИНе была исследована реакция



Здесь в отличие от (3), (4) в конечном состоянии образуются всего две сильно взаимодействующие частицы, и они не испытывают воздействия со стороны третьей — γ -кванта. И это одно из самых важных преимуществ реакции (5). В реакции



в конечном состоянии также имеются только две сильно взаимодействующие частицы, однако исследовать ее экспериментально гораздо труднее. В реакциях (3), (4) из-за наличия в конечном состоянии трех и более сильно взаимодействующих частиц для извлечения a_{nn} необходимо учесть эффекты, связанные с воздействием третьей частицы. Возникающие при этом неопределенности пока не удастся оценить строго.

Важным стимулом для проведения измерений a_{nn} в реакции (5) стали также результаты новых теоретических исследований [21—23]. Оказалось, что спектр γ -квантов и форму угловых (γn)- и (nn)-корреляций в зависимости от a_{nn} и r_{nn} можно параметризовать достаточно хорошо. Неопределенности расчета, связанные с построением волновой функции π -мезона на орбите, амплитудой самого перехода, описанием основного состояния дейтона и двух нейтронов в непрерывном спектре, можно свести к погрешности на уровне 0,5 фм для a_{nn} и таким образом существенно улучшить результат [24]: $a_{nn} = -16,7 \pm 1,2$ фм, предыдущего анализа реакции $\pi d \rightarrow \gamma nn$.

Обсудим трудности экспериментального плана и связанные с ними погрешности при проведении таких измерений. С этой целью рассмотрим сначала теоретические основы для проведения такого эксперимента. Они впервые были рассмотрены Ватсоном и Стюартом [25]. В импульсном приближении матричный элемент (π , γ)-перехода можно записать в виде

$$M \sim \int d^3r_1 d^3r_2 \{ \exp [-ik \cdot (r_1 + r_2)] \psi_{nn}(r_1 - r_2) \}^* \times \\ \times \exp (-ik \cdot r_2) T \psi_d(r_1 - r_2) \psi_\pi(r_1), \quad (7)$$

где r_1 и r_2 — координаты протона и нейтрона, соответственно; T — оператор перехода; ψ_d , ψ_{nn} и ψ_π — волновые функции дейтона, двух нейтронов и π -мезона. Импульс γ -кванта k однозначно связан с относительным импульсом двух нейтронов p соотношением

$$k = [Q(4m_n + Q) - 4p^2]/2(2m_n + Q) = \\ = k_{\text{макс}} - 2p^2/(m_n + m_d), \quad (8)$$

где $Q = m_\pi + m_d - 2m_n$; $k_{\text{макс}} = 131,46$ МэВ. В операторе перехода, который подробно будет обсуждаться в разд. 3, при захвате π -мезона с $1s$ -орбиты можно ограничиться только первым членом: $T = A\sigma \cdot \epsilon$. Под действием такого оператора триплетное состояние двух нейтронов возбуждается в два раза интенсивнее синглетного. Однако поскольку мы интересуемся очень малыми значениями импульса относительного движения двух нейтронов, то триплетное состояние можно не рассматривать.

Так как во внутренней области ядра волновая функция π -мезона изменяется слабо, ее можно вынести из-под знака интеграла, заменив некоторым средним значением. Тогда матричный элемент перехода в синглетное состояние

$$M^s(\mathbf{k}, \mathbf{p}) \sim \int d^3r \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}/2) \psi_{nn}^s(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \psi_d(\mathbf{r}) \quad (9)$$

или в схематической записи

$$M^s \sim \int d^3r \psi_{nn}^s(\mathbf{p}, \mathbf{r}) r f(\mathbf{r}). \quad (10)$$

В приближении нулевого радиуса nn -взаимодействия

$$\psi_s(p, r) = \sin(pr + \delta(p))/pr, \quad (11)$$

где δ — сдвиг фазы s -волны относительного движения двух нейтронов. Сдвиг фазы связан с параметрами рассеяния соотношением

$$p \operatorname{ctg} \delta = -1/a_{nn} + r_{nn}p^2/2. \quad (12)$$

Подставляя (11) и (12) в (10), получаем:

$$M \sim \frac{\sin \delta}{p} \left[\int d^3r f(r) \cos pr + \operatorname{ctg} \delta \int d^3r f(r) \sin pr \right]. \quad (13)$$

Когда $p \rightarrow 0$, $\operatorname{ctg} \delta \rightarrow -1/(pa)$, $\sin pr \rightarrow pr$, интеграл оказывается практически не зависящим от p и тогда

$$M \sim \sin \delta/p. \quad (14)$$

Умножая квадрат матричного элемента (14) на фазовый объем, имеем следующее выражение для энергетического спектра:

$$dN/dk \sim |M|^2 pk \sim \frac{pk}{[p^2 + (-1/a + r_{nn}p^2/2)]}. \quad (15)$$

Как следует из (15), влияние a_{nn} на спектр γ -квантов сказывается только в области малых значений импульса: $p \sim -1/a_{nn} \approx 10$ МэВ/с. В этой области в спектре γ -квантов имеется максимум. Влияние r_{nn} сказывается заметно там, где $r_{nn}p^2/2 \sim -1/a_{nn}$, т. е. когда $p \approx \approx 40$ МэВ/с. Эти значения p отвечают энергиям γ -кванта, отличающимся от максимального значения на 100 кэВ и 1,6 МэВ соответственно. Отсюда хорошо видно, что необходима установка с высоким разрешением γ -квантов по энергии. Изменение a_{nn} на 10% сдвигает положение максимума на 1 МэВ/с в шкале относительных импульсов p или на 20 кэВ в шкале энергий γ -кванта. Отсюда выте-

кают и высокие требования к стабильности спектрометра. Нестабильность спектрометра может имитировать сдвиг энергии и тем самым привести к существенным погрешностям в определении a_{nn} .

Те основные закономерности, которые были выявлены в упрощенной схеме расчетов, сохраняются и в обстоятельных расчетах [21–23]. Результаты такого детального анализа приведены на рис. 2 и 3, где показана зависимость формы спектра γ -квантов от a_{nn} и r_{nn} .

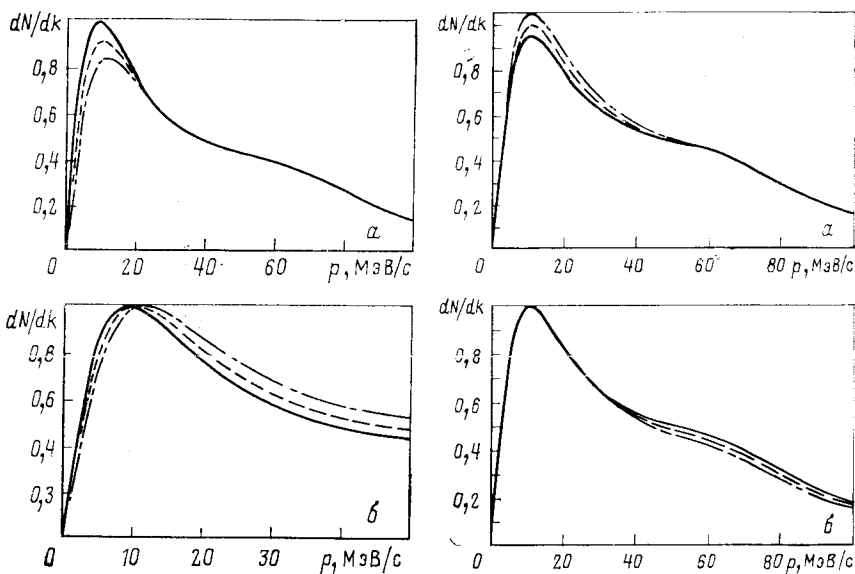


Рис. 2. Спектры γ -квантов в реакции $\pi d \rightarrow \gamma nn$ для трех значений a_{nn} : — $a_{nn} = -20$ фм; - - - $a_{nn} = -18$ фм; - · - · - $a_{nn} = -16$ фм; $r_{nn} = 2,8$ фм; а — ненормированные спектры; б — нормировка выбрана из условия $(dN/dk)_{\max} = 1$. Расчеты проведены для потенциала Ямагучи. По горизонтальной оси отложен относительный импульс нейтронов. Использованы результаты работы [20]

Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для $a_{nn} = 17,1$ фм и трех значений r_{nn} : — $r_{nn} = 3,2$ фм; - - - $r_{nn} = 2,8$ фм; - · - · - $r_{nn} = 2,4$ фм; а и б — то же, что и на рис. 2

После работы Ватсона и Стюарта [25] теория $\pi d \rightarrow nn\gamma$ реакции была усовершенствована в [21–23, 26–28]. Все эти работы направлены на определение a_{nn} и r_{nn} . Здесь стоит отметить, что теоретические исследования аналогичного характера проведены и для реакции (6) [29–32].

Выход γ -квантов в обсужденных выше работах не рассчитывался. Эту характеристику рассматривали в [29, 33, 34].

Теоретический анализ реакции $\pi d \rightarrow nn\gamma$ показал [20], что:

1. Однократное рассеяние π -мезона на нейтроне уменьшает выход

γ -квантов на 6% [27], но форма спектра при этом остается без изменения. Последнее утверждение справедливо, если учесть и многократное перерасеяние [23]. Если же исходить из оптического пион-ядерного потенциала, то оказывается, что значение искаженной пионной функции уменьшается в начале координат на 15% по сравнению с чисто кулоновской [21]. Если допустить, что связанная с эффектом искажения неопределенность составляет 50%, то это приведет к погрешности в 0,14 фм при определении a_{nn} .

2. Волновая функция дейтона имеет S - и D -компоненты. Для функции S -состояния в форме Хьюльтена имеем:

$$u(r) = \frac{N}{r} [\exp(-\alpha r) - \exp(-\beta r)], \quad \alpha = 0,327m_\pi, \quad \beta = 1,54m_\pi. \quad (16)$$

Для небольших p вклад в $M(p)$ дает лишь первый член [23, 26]. Зависимость от p в матричном элементе содержится в множителе $\sin \delta/p$. Вариация доли D -компоненты в полной волновой функции дейтона от 6% до 3% приводит к погрешности в извлечении a_{nn} , составляющей 0,08 фм. Если использовать другие волновые функции для описания основного состояния дейтона, основанные, например, или на потенциале Рейда с мягким кором [21], или на параметризации, предложенной в [35—37], то в области малых значений p существенного изменения формы спектра не произойдет вплоть до области, где становится важным вклад от r_{nn} [20].

3. Основной вклад в интеграл, определяющий матричный элемент, вносят расстояния, на которых взаимодействие между нейтронами несущественно. Поэтому приближение нулевого радиуса работает довольно хорошо. Однако можно отказаться от такого приближения и исходить из конкретного потенциала или дисперсионных соотношений [22, 27]. И действительно, реакцию (5) исследовали на большом классе локальных фазово-эквивалентных потенциалов [20], таких как прямоугольная яма [26], потенциал Рейда с мягким кором [21], потенциал Ямагучи [38] или Баргмана [39] и многих других. Вся совокупность использованных потенциалов не привела к сколько-нибудь заметному различию в результатах: неопределенности в извлекаемых значениях a_{nn} и r_{nn} оказались малыми и одинаковыми.

Потенциальный подход следует предпочитать дисперсионному, если одновременно извлекать и величину r_{nn} , так как в дисперсионном подходе не учитывают эффекты разрезов, что может заметно сказаться в области больших относительных импульсов [32, 33].

4. Высшие парциальные волны ($l > 1$) практически не вносят неоднозначность в определение a_{nn} , но они существенны, когда рассматриваемая область импульсов p порядка 100 МэВ/с.

5. Мезонные обменные токи существенно влияют на скорость переходов, но практически не изменяют спектры вылетающих частиц для μ - [33] и π -захвата [28].

Результаты измерений [13, 20] характеристик реакции (5) приведены на рис. 4 и в табл. 2. Согласие теории с экспериментом очень хорошее. При сопоставлении результатов, конечно, учитывали кон-

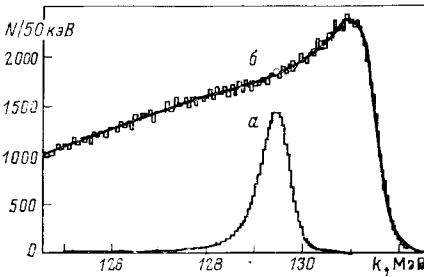


Рис. 4. Спектры γ -квантов, наблюдаемые в РЗП водородом и дейтерием: *a* — линия градуировки $\pi^-p \rightarrow n\gamma$; *b* — сплошная кривая — результат подгонки спектра γ -квантов в реакции $\pi^-d \rightarrow \gamma nn$ с параметрами $a_{nn} = -18,60$ фм и $r_{nn} = 2,83$ фм; она получена путем свертки рассчитанного спектра (см. текст) с экспериментальной кривой разрешения. Использованы результаты работы [20]

кретную зависимость разрешающей способности установки от энергии. Результирующие значения a_{nn} и r_{nn} следующие:

$$a_{nn} = -18,6 \pm 0,5 \text{ фм}; \quad r_{nn} = 2,83 \pm 0,11 \text{ фм}.$$

Таблица 2. Длина рассеяния и эффективный радиус взаимодействия двух нейтронов

Реакция	a_{nn} , фм	r_{nn} , фм	Литература *
$nd \rightarrow pnn$	$-16,5 \pm 0,9$	—	
	$-16,4 \pm 1,2$	—	
	$-17,1 \pm 0,8$	—	
	$-16,9 \pm 0,6$	—	
	—	$2,8 \pm 0,4$	[40]
	—	$2,69 \pm 0,27$	[41]
	—	$2,65 \pm 0,18$	[42]
${}^3\text{H}d \rightarrow {}^3\text{He} nn$	$-16,0 \pm 1,0$	—	
	$-16,2 \pm 1,2$	—	
${}^3\text{H}{}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} nn$	$-15,0 \pm 1,0$	—	
$\pi d \rightarrow \gamma nn$	$-16,7 \pm 1,3$	—	[24]
	$-18,6 \pm 0,5$	$2,83 \pm 0,11$	[20]

* Ссылки на остальные работы можно найти в обзоре [18].

Чередую измерения характеристик реакций $\pi d \rightarrow \gamma nn$ и $\pi p \rightarrow \gamma n$ в одной и той же экспозиции, удалось выполнить требования к стабильности спектрометра. Этот вопрос уже затрагивался ранее. Монохроматическая γ -линия от реакции $\pi p \rightarrow \gamma n$ располагается на 2 МэВ ниже верхней границы γ -спектра реакции $\pi d \rightarrow \gamma nn$. Это значение получено исходя из разности масс частиц, и его неопределенность составляет 40 эВ. Регистрация большого числа событий позволяет определить положение линии с точностью до 1 кэВ, хотя разрешение

(FWHM) составляло 720 кэВ, разрешение по импульсу — 5 МэВ/с в области импульсов порядка 40 МэВ/с. Чтобы в реальной установке достичь такой же статистической погрешности, что и в установке с бесконечной разрешающей способностью, в первой необходимо зарегистрировать в два раза больше событий. Такая оценка получена, исходя из предположения о справедливости теории, на основе которой извлекается значение a_{nn} вплоть до $p \approx 35$ МэВ/с.

Чтобы достичь стабильности спектрометра, необходимо контролировать все факторы, которые могут привести к сдвигу шкалы — магнитное поле, давление и температуру газа. При общем числе событий $5 \cdot 10^5$ можно разбить их на несколько частей и провести проверку стабильности работы установки в каждом разбиении.

Таблица 3. Неопределенность значений r_{nn} и a_{nn} при их одновременном извлечении из спектра фотонов в интервале энергий 127 ÷ 132 МэВ ($0 < p < 70$ МэВ/с) [20]

Источник неопределенности	$\sigma(r_{nn})$, фм	$\sigma(a_{nn})$, фм
Взаимодействие в конечном состоянии	0,04	0,12
Перерассеяние л-мезонов	0,08	0,04
Оператор перехода	0,04	0,08
Волновая функция дейтерия (<i>S</i> -состояние)	0,04	0,05
Волновая функция дейтерия (<i>D</i> -состояние, 1,5%)	0,02	0,06
Неопределенность расчета	0,11	0,17
Выделение фона (± 100 событий)	0,00	0,05
Относительный аксептанс ($\pm 0,2\%$ /МэВ)	0,07	0,02
Градировка по энергии (± 1 кэВ)	0,01	0,11
Линейность спектрометра ($\pm 0,05\%$)	0,01	0,11
Стабильность спектрометра ($\pm 2,1$ кэВ)	0,02	0,22
Статистическая погрешность	0,08	0,37
Погрешность эксперимента	0,11	0,45

Погрешности, приведенные в табл. 3, отражают неопределенность такой процедуры. Все величины отнесены к одному стандартному отклонению. Коэффициент нормировки считается свободным параметром. Для того чтобы оценить неопределенности, связанные с расчетом, необходимо в некотором интервале варьировать входные параметры и каждый раз повторить процедуру свертки полученных кривых с кривой экспериментального разрешения для воспроизведения наблюдаемого спектра.

После такой обработки данных оказалось, что они подтверждают предсказание теории о нарушении зарядовой симметрии. Для r_{nn} получено наиболее точное значение, при этом оказалось, что значения r_{nn} и r_{pp} совпадают. Извлекаемое значение a_{nn} отличается от среднего по всем предыдущим измерениям на три стандартных отклонения.

В этой связи необходимо подчеркнуть, что разница результатов, полученных в реакциях $d (\pi^-, \gamma) nn$ и $nd \rightarrow pnn$, вызывает недоумение, так как ее объяснить не удастся. Проблема, безусловно, заслуживает дальнейшего экспериментального изучения, как подчеркивалось, например, на проблемном совещании по вопросу о нарушении зарядовой симметрии [43].

Так как ширина $1s$ -уровня пионного мезодейтерия неизвестна, то не представляется возможным сравнить рассчитанную скорость РЗП с измеренным выходом γ -квантов. Приведем для полноты последние и наиболее точные значения S [44] и P_2 [45]:

$$S = \frac{\omega(\pi^- d \rightarrow nn)}{\omega(\pi^- d \rightarrow \gamma nn)} = 2,83 \pm 0,04;$$

$$P_2 = \frac{\omega(\pi^- d \rightarrow \pi^0 nn)}{\omega(\pi^- d \rightarrow \text{все каналы})} = (1,45 \pm 0,19) 10^{-4}.$$

Пренебрегая зарядовой зависимостью ядерных сил, можно связать $\omega(\pi^- d \rightarrow nn)$ с сечением $pp \rightarrow \pi^+ d$ реакции у порога и таким образом

сравнить S и P_2 для реакций $pd \rightarrow nn\gamma$ и $pd \rightarrow nnp^0$. При этом возникает неопределенность, которая связана с необходимостью экстраполировать сечение реакции $pp \rightarrow \pi^+ d$ к пороговому значению [46].

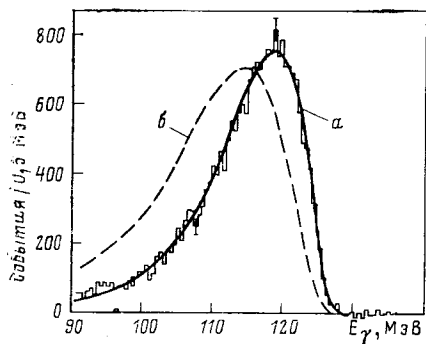


Рис. 5. Спектр γ -квантов [47] в реакции $\pi^- {}^3\text{H} \rightarrow \gamma nnn$:

а — спектр, вычисленный с учетом $n-n$ взаимодействия в конечном состоянии; *б* — взаимодействие не учитывалось. Существование резонансов в расчете не предполагалось.

Используя рассчитанное значение скорости реакции $pd \rightarrow nn\gamma$ [34] — $(4,2 \pm 0,5) \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и результат измерения S , получаем $\Gamma_{1s}^d = 1,06 \pm 0,13 \text{ эВ}$, что довольно близко к ширине $1s$ -уровня мезодеутерона $\Gamma_{1s}^p = 0,82 \pm 0,02 \text{ эВ}$.

Тритий. Если изучение РЗП в дейтерии нацелено главным образом на изучение свойств системы двух нейтронов, то в тритии — на изучение свойств трехнейтронной системы. В результате новых измерений, выполненных в Лос-Аламосе [47, 48], улучшено разрешение

по энергии в 2 раза и в 30 раз увеличено число зарегистрированных событий.

Реакцию

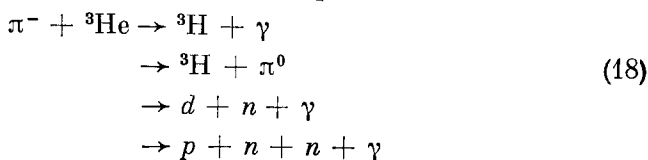


исследовали с помощью парного спектрометра с разрешением (FWHM) 1,8 МэВ, использовали жидкую тритиевую мишень (масса 6 г, активность 58 кКи). Спектр γ -квантов приведен на рис. 5. В нем не наблюдается резонансная структура, а также нет никаких проявлений связанного состояния, предполагаемого в системе трех нейтронов.

Наблюдаемый спектр можно воспроизвести, учитывая попарное взаимодействие в конечном состоянии [49].

Измеренный выход γ -квантов [47] $R = 5,3 \pm 0,7\%$ и согласуется с результатом предшествующего измерения [48] $R = 4,8 \pm 0,8\%$.

${}^3\text{He}$. Радиационный захват π -мезонов ядрами ${}^3\text{He}$ во всех каналах



также детально обсуждался в [1, 2]. К числу новых следует отнести результат измерения отношения Пановского [50] и результаты двух прямых измерений полной ширины $1s$ -уровня мезогелия:

$$\Gamma_{1s} = \begin{aligned} &36 \pm 7 \text{ эВ [51]} \\ &28 \pm 7 \text{ эВ [52]}. \end{aligned}$$

За последнее время выполнен ряд теоретических исследований РЗП и безрадиационных каналов [53—56]. Сравнение измеренных и рассчитанных характеристик РЗП в ${}^3\text{He}$ приведено в табл. 4. Результат последнего измерения отношения Пановского [50] $P_3 = 2,83 \pm 0,07$. Он согласуется с одним из прежних измерений $P_3 = 2,68 \pm 0,13$ [58] и не согласуется с другим $P_3 = 2,28 \pm 0,18$ [57]. Тем самым можно считать, что вопрос об отношении Пановского в ${}^3\text{He}$ решен в пользу большего значения. Что же касается теории, то прежние расчеты [58], основанные на импульсном приближении и учете зависимости аксиально-векторного форм-фактора от переданного импульса на феноменологической основе, базирующейся на экспериментальных данных по рассеянию электронов, были улучшены. В последующей работе [59] учтены перерассеяние π -мезона и поправки к оператору перехода. При этом оказалось, что учет перерассеяния приводит к уменьшению на 5% скорости перехода. Заметим, что этот результат не согласуется с результатом другого расчета [56], где эффект оказался на уровне 20%. Проведены новые расчеты P_3 на основе алгебры токов [53]. Проанализирована чувствитель-

Таблица 4. Радиационный захват π -мезонов ядром ${}^3\text{He}$. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов

${}^3\text{He}\gamma$	${}^2\text{He}\gamma$	$p\pi\gamma$	${}^3\text{He}^0$	P_3^*	V_3^{2*}	Литература
Выход γ -квантов — экспериментальные значения, %						
$6,9 \pm 0,5$	$3,6 \pm 1,2$	—	$15,8 \pm 0,8$	$2,28 \pm 0,18$	—	[57]
$6,6 \pm 0,8$	$7,4 \pm 1,0$	—	$17,8 \pm 2,3$	$2,68 \pm 0,13$	$1,12 \pm 0,05$	[58]
—	—	—	—	$2,83 \pm 0,07$	$1,35 \pm 0,11$	[50]
Теоретические значения Γ_{1s}^{γ} , эВ						
2,17	—	—	6,13	2,83	—	[55]
—	—	—	$5,1 \pm 0,7$	—	—	[56]
2,44	6,13	0,57	6,32	2,59	0,84	[59] I ^{3*}
2,19	2,41	—	6,32	2,83	1,10	[59] II ^{3*}
2,05	2,61	—	6,32	3,08	1,27	[59] III ^{3*}
—	—	—	—	3,37	—	[54] I ^{4*}
—	—	—	—	3,19	—	[54] II ^{4*}
—	—	—	—	3,05	—	[54] III ^{4*}
—	—	—	—	2,89	—	[54] IV ^{4*}
—	—	—	—	2,64	—	[53]
Выход γ -квантов — теоретические значения ^{5*} , %						
$6,4 \pm 1,0$	$6,3 \pm 1,0$	$15,9 \pm 3,3$	—	—	—	[51, 52]
$7,6 \pm 1,2$	$8,2 \pm 1,3$	$19,8 \pm 3,1$	—	—	—	

* (${}^3\text{He}^0$)/(${}^3\text{He}\gamma$).*² (${}^2\text{He}\gamma + p\pi\gamma$)/(${}^3\text{He}\gamma$).*³ $P(S') = 1,8$ (I); 1,6 (II); 1,4 (III) %; $P(D) = 0$ (I); 5 (II); 9 (III) %.*⁴ $P(S') = 1,6$ (I); 1,35 (II); 2,02 (III); 1,35 (IV); $P(D) = 9,3$ (I); 7,9 (II); 0 (III); 7,9 (IV); вариант IV включает эффекты мезонных обменных токов.*⁵ Захват с $1s$ -орбиты; $\Gamma_{1s}^{\text{tot}} = 32 \pm 5$ эВ.

ность характеристик к типу используемых [54, 59] волновых функций трехнуклонной системы. Оказалось, что наилучшее согласие с экспериментом, включая каналы расщепления, достигается с волновой функцией, содержащей или 1,6% примеси S' -состояния (S -состояние со смешанной симметрией) и 5% D -состояния (вариант II работы [59]), или 1,4% S' -состояния и 7,9% D -состояния, но при этом учтен вклад от мезонных токов (вариант IV работы [54]).

Проведена [59] оценка роли захвата π -мезона с $2p$ -орбиты в отношении Пановского. Учет такого захвата уменьшил P_3 приблизительно на 3%. Коэффициенты ветвления реакции (18) в настоящее время можно удовлетворительно объяснить. Однако экспериментальные погрешности и неопределенности теоретического анализа таковы, что извлечь со сколько-нибудь приемлемой точностью, например,

количественную информацию о перенормировке аксиально-векторного матричного элемента при $q \sim m_\pi$ не представляется возможным. В этой связи следует упомянуть и обратный процесс — $\gamma^3\text{He} \rightarrow \pi^+{}^3\text{H}$ [60, 61], который также анализировался в упомянутых выше теоретических работах [54, 55].

3. ГАМИЛЬТониАН РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА π -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ

Амплитуда радиационного захвата π -мезонов на нуклоне. Амплитуды (π , γ)-реакции и реакции фоторождения π -мезонов связаны соотношением [65]

$$\langle N'\gamma | T_s | N\pi \rangle = (-)^s \langle N\pi | T_s | N'\gamma \rangle, \quad (19)$$

где $(-)^s = -1$ ($(-1)^s = +1$) для переходов с переворотом (без переворота) спина. Существующие экспериментальные данные по фоторождению π -мезонов на нуклоне достаточно обстоятельны. Поэтому можно считать, что радиационный захват на свободном протоне описан с той же степенью полноты. Использование элементарной амплитуды в ядерных расчетах в рамках импульсного приближения связано с определенными трудностями. Г. Я. Коренман и В. П. Попов [63] обратили внимание на то, что традиционно используемый гамильтониан [1] (π , γ)-процесса на ядре калибровочно не инвариантен, так как при его выводе пренебрегли различием между системой центра масс пион — нуклон (πN -система) и системой центра масс пион — ядро (πA -система). Численно эффекты, связанные с восстановлением калибровочной симметрии, малы для реакции захвата медленных π -мезонов. Исключения составляют лишь отдельные слабые парциальные переходы. Их выделение в эксперименте пока представляется очень трудным. В настоящем обзоре будем исходить преимущественно из традиционного вида эффективного гамильтониана. Укажем лишь, что преобразования от (πN)- к (πA)-системе кроме работы [63] обсуждаются и в [64]. Другой способ построения амплитуды процессов фоторождения и радиационного π -захвата (в ковариантной записи) предложен Бломквистом и Лаже [65], которые использовали метод феноменологических лагранжианов.

Мультипольный анализ амплитуды фоторождения в системе центра масс пион — нуклон хорошо дан в [1]. Перечислим лишь основные этапы проведения такого анализа: 1) для (π , γ)- и (γ , π)-процессов на нуклоне существуют четыре независимых лоренцовских коварианта M_i ; 2) в терминах M_i амплитуду фоторождения можно записать в виде

$$f = \sum_{i=1}^4 F_i(s, t) M_i, \quad (20)$$

где функции F_i , зависящие от инвариантных переменных s и t , удобно разложить по хорошо известным мультипольным амплитудам

$E_{l\pm}$ и $M_{l\pm}$; 3) в области малых энергий главный вклад в амплитуды вносят три полюсных члена (пионный и нуклонные полюса); 4) вклад P_{33} резонанса в области более высоких энергий можно учесть, используя технику дисперсионных соотношений. Детали вывода и численные значения мультиполюсных амплитуд можно найти в [66].

Радиационный захват π -мезонов ядрами. При переходе к изучению (π , γ)-процесса на многонуклонных системах естественно начинать с импульсного приближения (ИП). В частности, это означает, что будем пренебрегать влиянием обменных мезонных токов. По аналогии с родственными процессами, такими как β -распад, μ -захват и рассеяние электронов, положим, что вклад обменных токов не превышает 10%. К выводу о малости эффектов мезонных обменных токов в РЗП легкими ядрами пришли также Делорм и др. [67] при рассмотрении возможных модификаций элементарной амплитуды РЗП в ядерной среде. В ИП предполагается существование эффективного гамильтониана

$$H_{\text{эф}} = \sum_{j=1}^A \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_j) \int d\mathbf{r}^3 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{x}_j) H_j \varphi_{nlm}(\mathbf{r}) \tau_-(j). \quad (21)$$

Здесь \mathbf{k} — импульс γ -кванта; $\mathbf{x}_j = \mathbf{r}_j - \sum \mathbf{r}_i/A$ — координаты j -го нуклона, отсчитываемые от центра масс ядра; $\varphi_{nlm}(\mathbf{r})$ — волновая функция π -мезона на мезоатомной орбите с главным квантовым числом n , орбитальным моментом l и его проекцией m ; τ_- — изоспинный оператор, переводящий протон в нейтрон. Оператор H_j выражается t -матрицей элементарного процесса на j -м нуклоне ядра $H_j = (2\pi)^3 t_j$. До сих пор наиболее часто [1, 62] использовали форму H_j , соответствующую приближению «замороженных» нуклонов:

$$H_j = -\frac{2\pi i}{m_\pi} \sqrt{\frac{m_\pi}{k}} \left(1 + \frac{m_\pi}{m_N}\right) \hat{\mathbf{e}}_\lambda^* [A\sigma_j + B\sigma_j \mathbf{k} \cdot \mathbf{q} + C\sigma_j \cdot \mathbf{k}\mathbf{q} + \\ + iD(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) + E\sigma_j \cdot \mathbf{q}\mathbf{q}], \quad (22)$$

где m_π и m_N — массы π -мезона и нуклона; $\hat{\mathbf{e}}_\lambda^*$ — вектор поляризации γ -кванта, $\lambda = \pm 1$; σ_j — матрицы Паули j -го нуклона; \mathbf{q} — оператор импульса π -мезона.

Приведем численные значения коэффициентов A, \dots, E , которые использовала в работах дубненская группа:

$$\left. \begin{aligned} A &= -33,2 \cdot 10^{-3} m_\pi^{-1}, & D &= 11,7 \cdot 10^{-3} m_\pi^{-3}, \\ B &= 4,8 \cdot 10^{-3} m_\pi^{-3}, & E &= 30,4 \cdot 10^{-3} m_\pi^{-3}. \\ C &= -32,9 \cdot 10^{-3} m_\pi^{-3}, \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Эти значения были предложены в [62] и близки к «рекомендованным» средним значениям [1].

Как уже отмечалось выше, в работе [63] предложена другая форма эффективного гамильтониана, а именно:

$$H_j = -\frac{2\pi i}{m_\pi} \sqrt{\frac{m_\pi}{k}} \left(1 + \frac{m_\pi}{m_N}\right) \frac{k}{\varkappa} \sum_s \frac{g_s}{m_\pi} \Theta_s \cdot \hat{\epsilon}_s^* \quad (24)$$

где $\varkappa = m_\pi (2m_N + m_\pi) / [2(m_N + m_\pi)]$ совпадает с импульсом γ -кванта при радиационном захвате π -мезона свободным протоном, так что $k/\varkappa = 1$ на массовой поверхности. Явный вид операторов Θ_s и значения констант g_s приведены в табл. 5. По сравнению с (22)

Таблица 5. Операторы Θ_s и константы g_s эффективного гамильтониана (24). Значения g_s вычислены при $k=120$ МэВ/с [63]

s	Θ_s	g_s^I	g_s^{II}	$10^3 g_s^I$	$10^3 g_s^{II}$
1	σ	A	$A+y(B+C+E-2H)$	-33,2	-32,9
2	$\sigma(Q \cdot K)$	$g_2(I)$	$g_2(II)$	8,5	7,1
3	$Q(\sigma \cdot K)$	$C+x(2A-3C)+yE$	$C+x(2A-3C)+yE$	-28,5	-28,5
4	$i[Q \times K]$	$D(1-3x)$	$D(1-3x)+yH$	9,1	9,0
5	$\sigma(K \cdot P)$	$-A-B$	$C+E-A$	28,4	30,7
6	$\sigma(Q \cdot P)$	$-B-C-E$	0	-2,3	0,0
7	$(\sigma \cdot K)P$	$A-C$	$A-C$	-0,3	-0,3
8	$Q(\sigma \cdot P)$	$-C-E$	$-C-E$	2,5	2,5
9	$\sigma(K \cdot Q)(K \cdot P)$	$-B-C-E-2F$	$G-B-C$	-0,6	1,7
10	$(\sigma \cdot K)(K \cdot Q)P$	$B+C-G$	$B+C-G$	-1,7	-1,7
11	$(\sigma \cdot Q)P$	$-E$	$-E$	-30,4	-30,4
12	$Q(\sigma \cdot K)(K \cdot P)$	$E-G$	E	56,8	30,4
13	$i[Q \times K](K \cdot P)$	$-H$	0	0,9	0,0
14	$i[P \times K]$	$-D$	$-D$	-11,7	-11,7
15	$i[Q \times P]$	$-D$	$-D$	-11,7	-11,7
16	$i(Q \cdot K)[P \times K]$	$-H$	$-H$	0,9	0,9

Обозначения: $K = k/|k|$; $P = p/m$; $Q = q/\mu$; $x = \mu/2m$; $y = 1 - h/\mu - \mu/2m$; $g_2(I) = (h/\mu)B - 2x(A+B) - y(C+E)$; $g_2(II) = (h/\mu)B + 2x(C+E-A) - y(C+E-G)$.

эффективный гамильтониан (24) содержит: а) дополнительный кинематический множитель k/\varkappa , который обеспечивает правильное ($\sim k^3$) асимптотическое поведение скорости перехода в длинноволновом приближении, требуемое теорией; б) новые, линейные по импульсу нуклона операторы; в) «кинематическую» перенормировку членов, вследствие чего константы g_2 , g_3 и g_4 отличаются от B , C и D . Технику мультипольного разложения эффективного гамильтониана (22) или (24) опишем ниже. Аналогичная техника для работы с операторами Бломквиста — Лайе разработана в [68].

Мультипольные операторы (π , γ)-перехода в ядрах. Скорости перехода. Структура оператора перехода задана уравнением (24) и табл. 5. Операторы имеют сложный вид. Удобно выделить доминирующие компоненты и установить приближенные правила отбора.

Разлагая фотонную волну $\hat{\epsilon}_\lambda^* \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ по сферическим функциям Бесселя и используя стандартную технику алгебры угловых моментов (см., например, [62]), приходим к следующему выражению для эффективного гамильтониана:

$$H_{\text{эф}} = \frac{2\pi}{m_\pi^2} \sqrt{\frac{m_\pi}{k}} \left(1 + \frac{m_\pi}{m_N}\right) \frac{k}{\kappa} \sum_{I\Lambda} \sqrt{\frac{2I+1}{2}} \times \\ \times D_{\Lambda\lambda}^{*I}(\varphi, \theta, 0) (-)^{\Lambda+1} (-i)^{I+1} \sum_{r\rho} (I - \Lambda | m | r\rho) \times \\ \times \sum_j [iT_{r\rho}^E(l, I)_j + \lambda T_{r\rho}^M(l, I)_j] \tau_-(j). \quad (25)$$

Полный ранг оператора перехода и его проекция обозначены r и ρ ; I — мультипольность излучаемого γ -кванта. В расчетах удобно выделить приведенные по полному моменту и изоспину ядра матричные элементы. Один из них

$$O_A(r, I, l) = \langle J_f T_f \parallel \sum_{j=1}^A \tau_-(j) T_r^E(l, I)_j \parallel J_i T_i \rangle \quad (26)$$

имеет четность $(-)^{I+l+1}$, а другой

$$O_B(r, I, l) = \langle J_f T_f \parallel \sum_{j=1}^A \tau_-(j) T_r^M(l, I)_j \parallel J_i T_i \rangle \quad (27)$$

— четность $(-)^{I+l}$.

Для скорости радиационного захвата π -мезонов получаем:

$$\Lambda(i \rightarrow f) = \frac{2\pi}{m_\pi^3} \frac{(1 + m_\pi/m_N)^2}{(1 + k/m_A)^2} \left(\frac{k}{\kappa}\right)^2 \frac{k}{(2l+1)(2J_i+1)} \frac{(T_i M_{ti} - 1 | T_f M_{tj})^2}{2T_f+1} \times \\ \times \sum_{Ir} (|O_A(r, I, l)|^2 + |O_B(r, I, l)|^2), \quad (28)$$

где m_A — масса ядра.

Операторы $T_{r\rho}^E$ и $T_{r\rho}^M$, соответствующие эффективному гамильтониану (24), можно в наиболее общем случае записать в виде суммы четырех членов:

$$iT_{r\rho}^E(l, I)_j + \lambda T_{r\rho}^M(l, I)_j = \sum_t F_1(l, I, x_j; r, t) [\sigma \otimes Y_t]_{r\rho} + \\ + F_2(l, I, x_j; r) Y_{r\rho} + \frac{m_\pi}{m_N} \left(\sum_{t't'} F_3(l, I, x_j; r, t', t) [\sigma \otimes [Y_t \otimes \nabla]_{t'}]_{r\rho} + \right. \\ \left. + \sum_t F_4(l, I, x_j; r, t) [Y_t \otimes \nabla]_{r\rho} \right). \quad (29)$$

Квадратные скобки использованы для обозначения связи тензорных операторов, оператор ∇ действует на координаты нуклонов, а комплексные функции F_i содержат коэффициенты пересвязывания моментов, радиальную функцию π -мезона и ее производную и компоненты разложения плоской волны фотона.

Запись мультипольных операторов вида (29) позволяет установить правила отбора по полному моменту ядра. Отметим, что главный вклад в (28) определяется функцией F_1 , содержащей численно большие коэффициенты A и C амплитуды (22). Таким образом, легко установить, что в РЗП ядрами преимущественно возбуждаются спин-мультипольные (а в легких ядрах в первую очередь спин-дипольные и спин-квадрупольные) степени свободы. Векторные возбуждения, связанные с оператором $F_2 Y_\tau$ в (29), проявляются намного слабее. И, наконец, члены, содержащие F_3 и F_4 , появляются лишь из эффективного гамильтониана (24). Эти члены содержат малость порядка $m_\pi/m_N \approx 1/7$ и представляют так называемые скоростные поправки.

Роль членов, пропорциональных импульсу π -мезона, зависит от того, захватываются ли мезоны с $1s$ -орбиты или более высоких. Зависимость наглядно можно проиллюстрировать на водородоподобных функциях. Рассмотрим в качестве примера волновые функции на $1s$ - и $2p$ -орбите. Радиальная часть этих функций имеет следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} R_{1s}(r) &= 2a^{-3/2} \exp(-r/a); \\ R_{2p}(r) &= (1/2) \sqrt{1/6} a^{-3/2} (r/a) \exp(-r/2a), \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

где

$$a = (1 + m_\pi/M_A)/\alpha Z m_\pi. \quad (31)$$

Поддействуем оператором ∇_μ/m_π на эти волновые функции:

$$(\nabla_\mu/m_\pi) R_{1s}(r) Y_{00}(\hat{r}) = \sqrt{1/3} Y_{1\mu}(\hat{r}) [-(am_\pi)^{-1}] R_{1s}(r); \quad (32)$$

$$\begin{aligned} (\nabla_\mu/m_\pi) R_{2p}(r) Y_{1m}(\hat{r}) &= \sqrt{2/3} (1m1\mu|2M) \times \\ &\times Y_{2M}(\hat{r}) [-(2am_\pi)^{-1}] R_{2p}(r) - \sqrt{1/3} (1m1\mu|00) \times \\ &\times Y_{00}(\hat{r}) [-(2am_\pi)^{-1} + 3(rm_\pi)^{-1}] R_{2p}(r). \end{aligned} \quad (33)$$

Члены, содержащие множитель $(am_\pi)^{-1} \sim \alpha Z$, малы в легких ядрах и превалируют лишь в тяжелых ядрах. В захвате с $2p$ - и $3d$ -орбит для легких ядер достаточно велик вклад члена, пропорционального $(m_\pi r)^{-1}$, так как

$$\langle 1/m_\pi r \rangle \sim 1/m_\pi R \sim A^{-1/3}, \quad (34)$$

где R — радиус ядра. Из аналогичного рассмотрения следует [69], что в $3d$ -захвате нужно учитывать уже и квадратичные по импульсу π -мезона члены в гамильтониане.

Выход γ -квантов. Непосредственно измеряемой величиной в радиационном захвате π -мезонов ядрами является выход γ -квантов. Эту величину определим следующим образом:

$$R = \sum_{nl} \frac{\Lambda_{nl}}{\Gamma_{nl}^{\text{tot}}} P_{nl} = \sum_{nl} \frac{\Lambda_{nl}}{\Gamma_{nl}^{\text{abs}}} \omega_{nl}, \quad (35)$$

где Λ_{nl} — скорость (π , γ)-процесса, обусловленная захватом мезона из состояния nl ; P_{nl} — заселенность этого мезоатомного состояния; ω_{nl} — «сила поглощения» или доля мезонов, поглощаемых ядром с уровня nl (см., например, [1, 2]).

Так как во внутренней области ядра мезонная функция слабо меняется, то приближенно выполняется равенство

$$\Lambda_{nl}/\Gamma_{nl}^{\text{abs}} \approx \Lambda_{n=l+1, l}/\Gamma_{n=l+1, l}^{\text{abs}} \quad (36)$$

и тогда можно записать, что

$$R = \omega_s (\Lambda_{1s}/\Gamma_{1s}^{\text{abs}}) + \omega_p (\Lambda_{2p}/\Gamma_{2p}^{\text{abs}}) + \dots, \quad (37)$$

где

$$\omega_l = \sum_n \omega_{nl}. \quad (38)$$

Как правило, только один или два члена в (37) вносят вклад в (35). В малонуклонных системах это первый член, а в легких ядрах $1p$ -оболочки — первые два:

$$R = \omega_s (\Lambda_{1s}/\Gamma_{1s}^{\text{abs}}) + \omega_p (\Lambda_{2p}/\Gamma_{2p}^{\text{abs}}). \quad (39)$$

Чтобы рассчитать выход γ -квантов, необходимо знать значения мезоатомных характеристик ω и Γ . Эти характеристики определяются в специально поставленных экспериментах. В табл. 6 систематизированы имеющиеся экспериментальные данные об мезоатомных характеристиках. Как следует из данной таблицы, в ряде случаев, например для ^{16}O , результаты различных измерений отличаются так сильно, что трудно иметь суждение, каково же истинное значение. Такая неоднозначность зачастую делает невозможным сравнение теории с экспериментом. Ясно, что одна из основных задач, которая встает на данном этапе, — получить точные значения мезоатомных характеристик.

В табл. 6 даны также так называемые факторы коррекции для волновой функции π -мезона. Эту функцию в общем случае можно находить при решении уравнения Клейна — Гордона с оптическим потенциалом. При вычислении скорости радиационного захвата π -мезонов ядрами достаточно знать пионную функцию лишь в области ее перекрывания с ядерными волновыми функциями. Если Z не очень велико, то часто вводят факторы коррекции, которые характеризуют среднее значение пионной функции во внутренней области ядра.

Таблица 6. Мезоатомные характеристики легких пионных атомов

Атом	Γ_{1s}^{abs} , кэВ	Γ_{2p}^{abs} , эВ	ω_s , %	η_{1s}	η_{2p}
${}^6\text{Li}$	$0,195 \pm 0,012$ [70]	$0,015 \pm 0,004$ [71]	40 ± 9 [71]	0,68	1,30
${}^7\text{Li}$	$0,195 \pm 0,013$ [70]	$0,016 \pm 0,007$ [70]	—	0,58	1,36
${}^9\text{Be}$	$0,591 \pm 0,014$ [70]	$0,16 \pm 0,03$ [71] $0,052 \pm 0,013$ [72]	— —	0,49	1,37
${}^{10}\text{B}$	$1,68 \pm 0,12$ [70] $1,78 \pm 0,03$ [72]	$0,32 \pm 0,06$ [70]	20 ± 5 [71]	0,52	1,38
${}^{11}\text{B}$	$1,72 \pm 0,08$ [72] $1,79 \pm 0,12$ [74]	$0,27 \pm 0,04$ [70]	—	0,43	1,45
${}^{12}\text{C}$	$3,12 \pm 0,12$ [70] $3,14 \pm 0,12$ [74] $2,77 \pm 0,14$ [75]	$1,02 \pm 0,29$ [70] $1,25 \pm 0,20$ [72] $1,17 \pm 0,11$ [75]	8 ± 3 [71] — —	0,45	1,40
${}^{13}\text{C}$	$2,59 \pm 0,11$ [75]	$0,97 \pm 0,10$ [75]	—	0,36	1,48
${}^{14}\text{N}$	$4,48 \pm 0,30$ [70] $4,34 \pm 0,24$ [74]	$2,1 \pm 0,3$ [70]	—	0,39	1,40
${}^{16}\text{O}$	$7,56 \pm 0,50$ [70] $7,92 \pm 0,32$ [76]	$4,7 \pm 0,8$ [70] $11,0 \pm 6,0$ [77]	— —	0,36	1,31
${}^{18}\text{O}$	$8,67 \pm 0,70$ [74] $6,33 \pm 0,43$ [76]	$3,8 \pm 0,7$ [70]	—	—	—
${}^{19}\text{F}$	$10,12 \pm 0,74$ [78] $9,4 \pm 1,5$ [74]	$11,2 \pm 1,9$ [70]	—	—	—
${}^{20}\text{Ne}$	$14,5 \pm 3,0$ [74] $15,43 \pm 0,41$ [78]	— —	— —	— —	— —
${}^{22}\text{Ne}$	$12,65 \pm 3,51$ [78]	—	—	—	—
${}^{23}\text{Na}$	$12,0 \pm 1,2$ [78] $10,3 \pm 4,0$ [74]	— —	— —	— —	— —

Таблица 7. Полный выход γ -квантов в радиационном захвате π -мезонов атомными ядрами

Ядро	Z	$\frac{A-Z}{2A}$	J_i^{π}	$R_{\gamma}, \%$			Литература
				СИН	ЛБЛ	Другие измерения	
^1H	1	0	$1/2^+$	—	—	$38,9 \pm 0,2$	[15]
^2H	1	0,25	1^+	—	—	$26,4 \pm 0,3$	[44]
^3H	1	0,33	$1/2^+$	—	$4,5 \pm 0,8$	$5,4 \pm 0,7$	[47, 48]
^3He	2	0,17	$1/2^+$	—	$14,3 \pm 1,3$	—	[58]
^4He	2	0,25	0^+	—	$1,50 \pm 0,29$	—	[79]
^6Li	3	0,25	1^+	$4,93 \pm 0,29^*$	$4,4 \pm 0,6$	$3,3 \pm 0,2$	[80] (СИН)
				$4,18 \pm 0,27$	—	—	[81] (ЛБЛ)
				$3,68 \pm 0,45^{**}$	—	—	[82]
^7Li	3	0,29	$3/2^-$	$1,77 \pm 0,10$	—	$1,9 \pm 0,2$	[83] (СИН)
				—	—	$2,5 \pm 0,5$	[82]
^9Be	4	0,28	$3/2^-$	$2,48 \pm 0,28$	—	—	[85, 86] (СИН)
^{10}B	5	0,25	3^+	$2,37 \pm 0,1$	$2,27 \pm 0,22$	—	[83] (СИН),
				—	—	—	[87]
^{11}B	5	0,27	$3/2^-$	$1,77 \pm 0,1$	—	—	[83]
^{12}C	6	0,25	0^+	$1,84 \pm 0,08$	$1,92 \pm 0,19$	$1,6 \pm 0,1$	[83] (СИН),
				—	—	—	[82]
				—	—	$2,1 \pm 0,4$	[88] (ЛБЛ),
^{13}C	6	0,27	$1/2^-$	—	$1,66 \pm 0,25$	—	[12]
^{14}C	6	0,29	0^+	$0,65 \pm 0,18$	—	—	[86]
^{14}N	7	0,25	1^+	$1,98 \pm 0,09$	$2,13 \pm 0,21$	—	[83] (СИН),
				—	—	—	[87] (ЛБЛ)
^{16}O	8	0,25	0^+	$2,27 \pm 0,24$	$2,24 \pm 0,48$	—	[90] (СИН),
				—	—	—	[88] (ЛБЛ)
^{18}O	8	0,28	0^+	$1,96 \pm 0,22$	—	—	[90]
^{19}F	9	0,26	$1/2^+$	—	$2,4 \pm 0,48$	—	[12]
^{20}Ne	10	0,25	0^+	—	$1,60 \pm 0,24$	—	[12]
				—	$2,08 \pm 0,21$	—	[88]
Mg (естест. смесь)	12			—	—	—	[88]
^{32}S (95 %)	16	0,25	0^+	—	—	$1,8 \pm 0,1$	[82]
^{40}Ca	20	0,25	0^+	—	$1,82 \pm 0,5$	—	[88]
^{48}Ti	22	0,27	0^+	—	—	$2,5 \pm 0,6$	[85]
^{63}Cu (69 %)	29	0,27	$3/2^-$	—	—	$1,5 \pm 0,1$	[82]
				—	—	—	
^{90}Zr	40	0,28	0^+	—	$2,1 \pm 0,5$	—	[12]
Pb (естест. смесь)	82			—	—	$2,1 \pm 0,5$	[85]
				—	—	—	
^{209}Bi	83	0,30	$9/2^-$	—	$0,98 \pm 0,10$	—	[91]

* Захват из 1s-орбиты.

** Захват из 2p-орбиты.

Через фактор коррекции волновая функция π -мезона записывается следующим образом:

$$R_{nl}^{\text{opt}}(r) \approx \sqrt{\eta_{nl}} r^l (R_{nl}^{\text{cou}}(r) r^{-l}), \quad (40)$$

где $R_{nl}^{\text{cou}}(r)$ — радиальная функция π -мезона в поле точечного ядра без учета сильного взаимодействия. В скобках выделена медленно меняющаяся в области ядра часть функции π -мезона. Из выражения (40) следует, что фактор коррекции можно определить или как [1]

$$C_{nl} = |\langle 0 | r^{-l} R_{nl}^{\text{opt}}(r) | 0 \rangle|^2 / |\langle 0 | r^{-l} R_{nl}^{\text{cou}}(r) | 0 \rangle|^2, \quad (41)$$

или как [2]

$$\eta_{nl} = |\langle 0 | r^{-l} R_{nl}^{\text{opt}}(r) | 0 \rangle|^2 / |r^{-l} R_{nl}^{\text{cou}}(r)|_{r \rightarrow 0}^2. \quad (42)$$

Оба фактора связаны между собой простым соотношением:

$$\eta_{nl} = C_{nl} |\langle 0 | r^{-l} R_{nl}^{\text{cou}}(r) | 0 \rangle|^2 / |r^{-l} R_{nl}^{\text{cou}}(r)|_{r \rightarrow 0}^2. \quad (43)$$

Измеренный полный выход γ -квантов систематизирован в табл. 7. Для $A \leq 3$ значения R большие, так как в этих ядрах существует лишь немного конкурирующих каналов реакции. Начиная с ${}^4\text{He}$ выход γ -квантов не превышает нескольких процентов.

В полных выходах наблюдается следующая закономерность: при наличии нескольких изотопов максимальный выход отвечает изотопу с меньшим числом нейтронов. Наиболее четко это прослеживается на изотопах водорода и гелия. На изотопах лития различие наблюдается только в два раза, а затем оно уменьшается. В изотопах бора это уже 20%, а кислорода — и того меньше. Для углерода имеется три изотопа. Если между ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{13}\text{C}$ различие невелико, то в ${}^{14}\text{C}$ выход наименьший не только в этой триаде, но и вообще среди всех исследованных ядер. Таким образом, добавление одного или двух нейтронов приводит к блокировке ряда переходов и, как следствие, — к уменьшению выхода γ -квантов. Эффект блокировки ослабевает с увеличением атомного номера ядра.

4. СВЯЗЬ ОПЕРАТОРОВ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА π -МЕЗОНОВ С ОПЕРАТОРАМИ ДРУГИХ ПРОЦЕССОВ

В радиационном захвате π -мезонов, как следует из оператора перехода (22), наиболее ярко выражена спиновая ветвь возбуждения. Эта же ветвь преобладает и в переходах магнитного типа при рассеянии электронов. Слабее представлена она для поперечного типа электрических переходов, где имеется также вклад от орбитальной части тока. В явном виде изовекторная часть соответствующих

операторов для низших мультиполей выписана ниже [92]:

$$T^{iv}(M1) = \tau_3 i \frac{q}{2M} \left\{ \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \left[\sqrt{\frac{2}{3}} Q_{101}(\sigma) - \sqrt{\frac{1}{3}} Q_{121}(\sigma) \right] - Q_{111}(\nabla/q) \right\}; \quad (44)$$

$$T^{iv}(M2) = \tau_3 i \frac{q}{2M} \left\{ \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \left[\sqrt{\frac{3}{5}} Q_{112}(\sigma) - \sqrt{\frac{2}{5}} Q_{132}(\sigma) \right] - Q_{122}(\nabla/q) \right\}; \quad (45)$$

$$T^{iv}(M3) = \tau_3 i \frac{q}{2M} \left\{ \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \left[\sqrt{\frac{4}{7}} Q_{123}(\sigma) - \sqrt{\frac{3}{7}} Q_{143}(\sigma) \right] - Q_{133}(\nabla/q) \right\}; \quad (46)$$

$$T^{iv}(E1t) = \tau_3 \frac{q}{2M} \left\{ \left[\sqrt{\frac{2}{3}} Q_{101}(\nabla/q) - \sqrt{\frac{1}{3}} Q_{121}(\nabla/q) \right] + \frac{\mu_p - \mu_n}{2} Q_{111}(\sigma) \right\}. \quad (47)$$

Здесь q — переданный импульс; μ_p и μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона в ядерных магнетонах;

$$Q_{1wu}(\mathbf{a}) = j_w(qr) [Y_w(\hat{\mathbf{r}}) \otimes \mathbf{a}_1]_{uM}. \quad (48)$$

Выражения для других мультиполей можно найти в [92].

В μ -захвате проявляются две ветви возбуждения. Одна обусловлена слабым векторным током и не затрагивает спиновую переменную. Соответствующий оператор имеет вид:

$$Q_{0ww} = j_w(qr) Y_w(\hat{\mathbf{r}}) \tau_{-}. \quad (49)$$

Вторая ветвь обусловлена аксиально-векторным слабым током. Структуру оператора в последнем случае отражает выражение (48), где $\mathbf{a}_1 \rightarrow \sigma$.

Правила отбора по полному моменту ядра определяет спин-угловая часть оператора, а относительный вклад отдельных мультиполей — радиальные интегралы. Проиллюстрируем последнее, исходя из одночастичной модели ядра. Соответствующие одночастичные матричные элементы пропорциональны радиальному интегралу:

$$I(w) = \int R_{n_i l_i}(r) j_w(qr) R_{n_f l_f}(r) r^2 dr. \quad (50)$$

Аргумент сферической функции Бесселя $j_w(qr)$ вплоть до границы ядра не превышает $qR \ll 2$, если рассматриваем процессы, для которых $q \ll 150$ МэВ/с. Такое условие реализуется в радиационном захвате π -мезонов. Исключение могут составлять самые тяжелые ядра. В этой области значений аргументов выполняется соотношение

$I(w + 2)/I(w) \ll 0,05$. Отсюда следует, что скорость перехода определяется, в основном, матричными элементами с минимальным значением ранга сферической функции Бесселя, допускаемым правилами отбора по спин-угловой части.

При (π, γ) -реакции захват может идти с высоких мезоатомных орбит, что вносит заметные изменения в характер возбуждения различных мультиполей. Действительно, оператор (π, γ) -реакции детальнее можно представить в виде

$$\hat{O}_{\lambda k} \sim j_{\lambda}(qr) [\sigma \otimes Y_{\lambda}(\hat{\mathbf{r}})] \otimes Y_l(\hat{\mathbf{r}})_k, \quad (51)$$

явно выделив угловую часть $Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}})$, вносимую π -мезоном. Из (51) следует, что минимальному рангу сферической функции Бесселя будет соответствовать набор операторов, угловая часть которых имеет ранг вплоть до $(l + \lambda)$. В результате вклад большого числа мультиполей оказывается одного порядка. Этот эффект наглядно продемонстрирован в [93]. Отсюда видно, что в тяжелых ядрах, где захват идет с $l = 3$ мезоатомной орбиты, возбуждаются состояния, полный спин которых достигает восьми.

Заметим также, что одночастичные оценки очень приблизительно отражают реальные соотношения в ядре. Использование многочастичных функций ядра показывает, что в некоторых случаях происходит подавление полного матричного элемента, хотя сами одночастичные матричные элементы при этом велики. Наблюдается и другой эффект — резкое усиление интенсивности, связанное с коллективными эффектами в ядре.

Если ограничиться возбуждением только легких ядер, то переходы с $\Delta J^{\pi} = 2^{-}$ в области переданных импульсов $q \approx 100-150$ МэВ/с в реакциях μ -захвата, радиационного захвата π -мезонов и рассеяния электронов назад будут обусловлены практически одним и тем же оператором со спин-угловой частью $[\sigma \otimes Y_1(\hat{\mathbf{r}})]_2$, которая лишь несущественно отличается от оператора $M2$ -перехода. Поэтому gross-структура спектра возбуждения ядра в таких переходах во всех перечисленных выше реакциях должна быть одной и той же. По аналогии с электромагнитными переходами такая спин-дипольная ветвь в μ -захвате и в радиационном захвате π -мезонов получила название магнитной квадрупольной ветви.

Переходы с $\Delta J^{\pi} = 1^{-}$ при поглощении мюонов обусловлены чисто дипольным и спин-дипольным оператором ранга 1. В радиационном захвате π -мезонов проявляется лишь последний тип операторов. $E1$ -возбуждения поперечного типа определяются комбинацией (47) операторов. В силу разной структуры операторов характер отклика ядра в этих трех процессах будет заметно различаться.

Наряду с перечисленными типами переходов в (π, γ) -реакции сильно проявится спин-монополярная ветвь возбуждения, аналогом которой с точностью до орбитальной части являются магнитные дипольные переходы. Захват π -мезонов с $2p$ -мезоатомной орбиты

будет инициировать спин-квадрупольную ветвь в (π, γ) -реакции уже в ядрах $1p$ -оболочки, практически отсутствующей при μ -захвате. В области энергий от 60 до 200 МэВ амплитуда нуклон-нуклонного зарядово-обменного взаимодействия такова, что в ней преобладает изовекторная спиновая компонента $V_{\tau\sigma}$. Если ограничиться только этой компонентой, то в борновском приближении сечение перехода $J_i^{\pi_i} = 0^+ \rightarrow J_f^{\pi_f}$, в котором $\pi_f = (-1)^{J_f+1}$, принимает следующий вид [94]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = M_N^2 (2J_f + 1) \times \\ \times \sum_L \left| V_{\tau\sigma}(q) \left\langle J_f \left\| \sum_{j=1}^A \tau_-(j) j_L(qr_j) [Y_L(\hat{\mathbf{r}}_j) \otimes \sigma_f] \right\| 0 \right\rangle \right|^2. \quad (52)$$

Зарядово-обменные (p, n) - или (n, p) -реакции в области энергий от 60 до 200 МэВ являются хорошим инструментом для возбуждения изовекторных спин-мультипольных резонансов. Что же касается переходов, для которых $\pi_f = (-1)^{J_f}$, то для них спиновая ветвь возбуждения играет несущественную роль.

5. ОТКЛИК ЯДРА НА ВОЗДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

Приближения, используемые для описания отклика ядра на воздействие частиц средних энергий. Характерной и наиболее яркой чертой в отклике ядерной системы при воздействии на нее частиц средних энергий является возбуждение в непрерывном спектре резонансов различной мультипольности. Независимо от типа налетающих частиц — будь то лептоны или мезоны, нуклоны или γ -кванты — и характера их взаимодействия с нуклонами ядра — сильного, электромагнитного или слабого — наблюдается концентрация сил переходов в определенной энергетической области ядерного спектра. Рис. 6—9 иллюстрируют сказанное на примере ядра ^{16}O и (e, e') ,

(μ^-, ν^-) , (π^-, γ^-) , (n, p) - и (p, n) -реакций. На связанные состояния конечной ядерной системы приходится значительно меньшая часть полной интенсивности возбуждения.

Для описания такого общего свойства ядерной системы обычно используют концепцию о доминирующей роли резонансного механизма возбуждения ядра. В простейшем варианте теории каждому резонансу приводится в соответствие квазистационарный уровень промежуточного ядра, описываемый суперпозицией частично-дырочных конфигураций. Этот вариант теории плодотворен и устанавливает многие закономерности, связанные с возбуждением резонансов различной мультипольности. Однако с точки зрения сегодняшнего дня, когда на передний план вышли вопросы количественного описания явления резонансного возбуждения, такой подход оказывается слишком упрощенным.

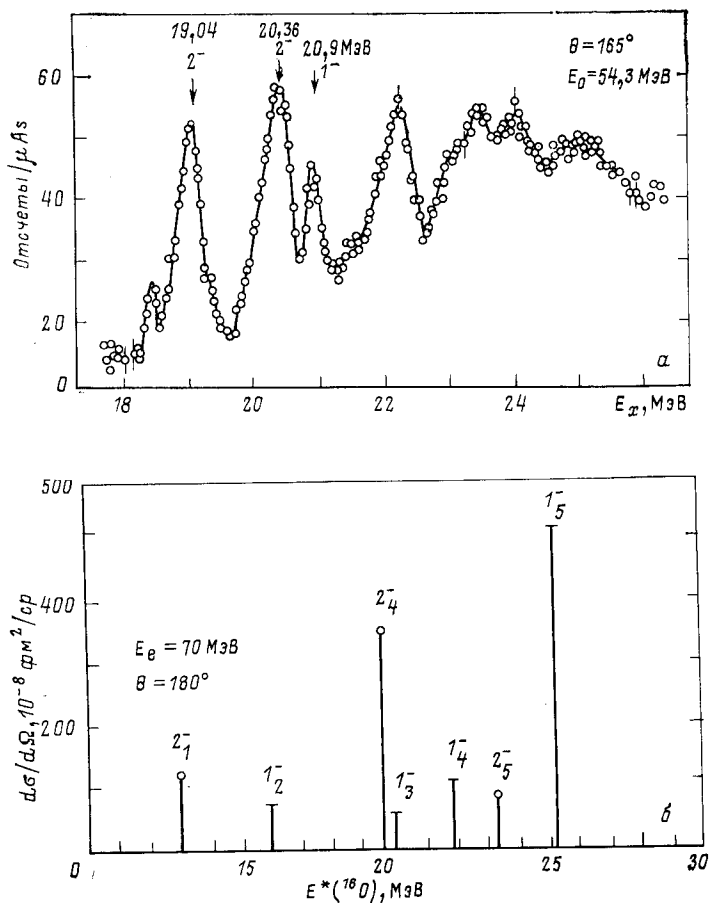


Рис. 6. Спектр возбуждения в ^{16}O (e, e')-реакции:
 а — эксперимент [95]; б — теория [96]

С одной стороны, суперпозиция частично-дырочных конфигураций формирует лишь каркас резонанса. В действительности он зацепляется за большое число более сложных конфигураций и сильно разбрасывается. Разбросу резонанса и ослаблению вероятности его возбуждения способствуют и корреляции в основном состоянии. С другой стороны, резонансы проявляются на фоне прямых и многоступенчатых переходов, роль которых усиливается с ростом переданного ядру импульса. Учет этих эффектов необходим при строгом количественном описании отклика ядра. В этом отношении (π, γ)-реакция не является выделенной. В еще большей степени эти вопросы актуальны при анализе процессов нуклон-ядерного рассеяния (см., например [9, 10, 107]). Но наиболее

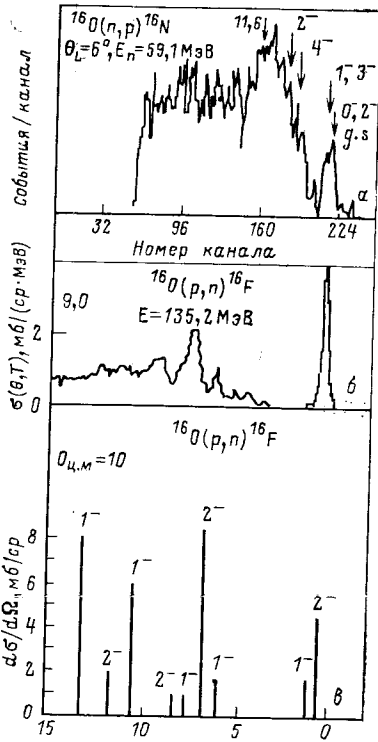


Рис. 7. Спектр возбуждения ядерной системы в $^{16}\text{O}(p, n)$ - и (n, p) -реакции: а — эксперимент в $^{16}\text{O}(n, p)$ -реакции [99]; б — эксперимент [97]; в — теории [98]

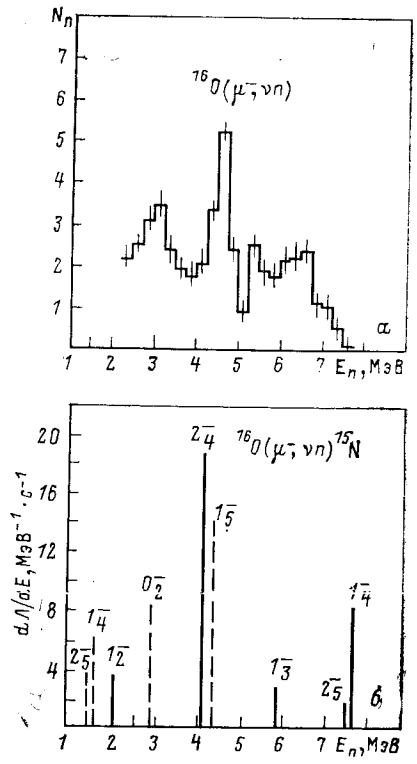


Рис. 8. Нейтронный спектр в $^{16}\text{O}(\mu^-, \nu n)$ -реакции: а — эксперимент [100]; б — теория [101, 102]

детально воздействие перечисленных факторов на характер отклика ядра исследован на примере $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ -реакции. Во всех остальных ядрах даже при (π^-, γ) -реакции анализ проводился с меньшей полнотой. Чтобы проследить за тенденциями, возникающими от учета каждого из перечисленных эффектов, подробно остановимся на этой реакции.

Простейшее решение вопроса о соотношении прямых и резонансных процессов, заключающееся в сложении их вероятностей, приводит к двойному учету ряда переходов. Более последовательное решение можно найти в рамках единого подхода к прямым и резонансным реакциям [108], который мы схематически опишем, следуя работе [109].

Большинство каналов расщепления ядра в (π^-, γ) -реакции на легких ядрах связано с переходом в непрерывный спектр только одного нуклона. В рамках модели оболочек с одной частицей в непрерывном спектре волновая функция ядерной системы в конечном состоянии

$\Psi_{\bar{f}}(E)$ с учетом связи между различными каналами расщепления ядра имеет следующий вид:

$$\Psi_{\bar{f}}(E) = \psi_{\bar{f}}(E) + [V/(E - H_0)] \Psi_{\bar{f}}(E). \quad (53)$$

Это собственная функция полного гамильтониана $H = H_0 + V$. При этом $\psi_{\bar{f}}(E)$ — собственная функция гамильтониана H_0 , описывающего независимое движение A нуклонов ядерной системы; V — остаточное нуклон-нуклонное взаимодействие, смешивающее различные каналы.

Далее обычно вводятся проекционные операторы Фешбаха P и Q так, чтобы оператор Q проектировал функцию на пространство дискретных состояний и одночастичных резонансов. Определенное таким образом пространство совпадает с базисом традиционной модели оболочек без учета непрерывного спектра. Чтобы волновые функции квазистационарных состояний удовлетворяли граничным условиям для связанных состояний, используется техника обрезания. Оставшаяся часть волновой функции включается в подпространство $P = 1 - Q$, которое содержит также и все состояния рассеяния.

Волновую функцию $\Psi_{\bar{f}}(E)$ можно представить в виде

$$\Psi_{\bar{f}}(E) = \varphi_{\bar{f}}(E) + \sum_{\rho} \frac{\langle \Phi_{\rho}^+ | H | \varphi_{\bar{f}}(E) \rangle}{E - E_{\rho} - i\Gamma_{\rho}/2} \Omega_{\rho}, \quad (54)$$

где функция $\varphi_{\bar{f}}(E)$ удовлетворяет уравнению

$$(E - PHP) \varphi_{\bar{f}}(E) = 0. \quad (55)$$

Это гладкая функция энергии, и она не содержит резонансов. Второй член в (54) описывает вклад резонансов, причем

$$\Omega_{\rho} = \Phi_{\rho} + P \frac{1}{E - PHP} PH \Phi_{\rho}. \quad (56)$$

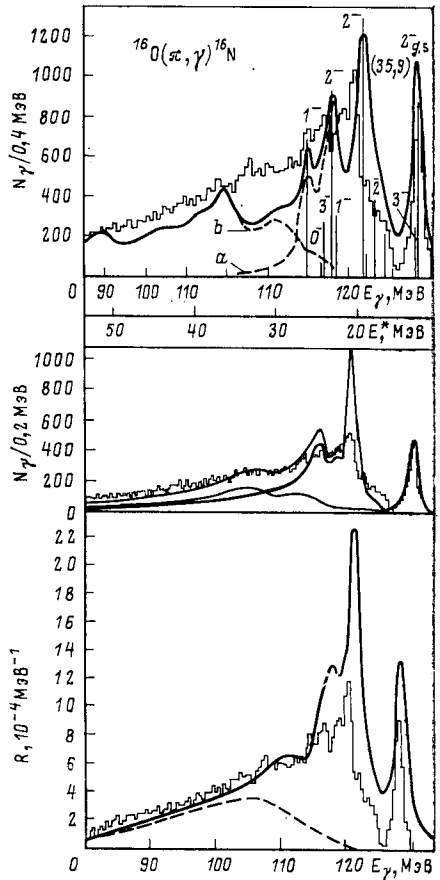


Рис. 9. Спектр γ -квантов в $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{16}\text{N}$ -реакции:

гистограмма — результат измерения [90]; кривые на верхней части рисунка — результаты расчетов в рамках подхода ESMA [103] в предположении, что каждый резонанс имеет ширину, равную 2 МэВ; α — вклад спин-дипольных; β — вклад спин-квадрупольных переходов; кривые на средней [104] и нижней [105, 106] частях рисунка — результаты расчетов в подходе TDAC

Если теперь переход ядра из начального состояния Φ_i в конечное $\Psi_{\bar{f}}(E)$ вызван возмущением H_{int} , то его вероятность определяется матричным элементом

$$\langle \Psi_{\bar{f}}(E) | H_{\text{int}} | \Phi_i \rangle = \langle \varphi_{\bar{f}}(E) | H_{\text{int}} | \Phi_i \rangle + \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \sum \frac{\gamma_{f\rho} W_{\rho i}}{E - E_{\rho} + i\Gamma_{\rho}/2}. \quad (57)$$

В первый член не входят резонансы, и он слабо зависит от энергии. Он описывает ту часть реакции, которую естественно сопоставить с прямой. Сумма по ρ содержит вклад промежуточных резонансов с максимумом при энергии $E_{\rho}(E)$ и шириной $\Gamma_{\rho}(E)$, причем

$$W_{\rho i} = \langle \Omega_{\rho}^{-} | H_{\text{int}} | \Phi_i \rangle \quad (58)$$

есть амплитуда образования резонансного состояния ρ , а

$$\gamma_{f\rho} = \sqrt{2\pi} \langle \varphi_{\bar{f}}(E) | H | \Phi_{\rho}^{+} \rangle \quad (59)$$

— амплитуда распада по каналу f .

В окрестности изолированного резонанса ρ можно пренебречь вкладом первого члена в матричный элемент (57), а в сумме ограничиться одним членом, который и будет определять вероятность перехода, связанную с резонансом ρ :

$$\Lambda_{\rho} = \frac{1}{2\pi} \int dE \frac{\sum_f \int |\gamma_{f\rho}|^2}{(E - E_{\rho}) + (\Gamma_{\rho}/2)^2} |W_{\rho i}|^2. \quad (60)$$

Обычно слабой зависимостью величин Γ_{ρ} , E_{ρ} и Ω_{ρ} от энергии пренебрегают. После использования соотношения $\sum_f \int |\gamma_{f\rho}|^2 = \Gamma_{\rho}$, справедливого для изолированного резонанса, получаем следующее выражение для вероятности перехода:

$$\Lambda_{\rho} = |\langle \Omega_{\rho}^{-} | H_{\text{int}} | \Phi_i \rangle|^2 = |\langle \Phi_{\rho}^{-} | H_{\text{int}} | \Phi_i \rangle + \left\langle P \frac{1}{E - PHP} PH \Phi_{\rho}^{-} | H_{\text{int}} | \Phi_i \right\rangle|^2. \quad (61)$$

Функция Φ_{ρ} , входящая в Ω_{ρ} , является собственной функцией гамильтониана

$$H_{QQ}^{\text{эф}} = QHQ + QHP \frac{1}{E - PHP} PHQ, \quad (62)$$

второй член которого обусловлен связью континуума с дискретными состояниями. Следовательно, Φ_{ρ} также испытывает влияние континуума. Помимо этого в (61) имеется второе слагаемое, отвечающее возбуждению резонанса через континуум. Через такую связь непрерывный спектр может влиять на интенсивность возбуждения квазистационарного состояния, его положение и ширину. В случае пренебрежения этой связью вероятность перехода с возбуждением изолированного резонанса описывается следующим выражением:

$$\tilde{\Lambda}_{\rho} = |\langle \Phi_{\rho}^{-} | H_{\text{int}} | \Phi_i \rangle|^2. \quad (63)$$

Таким образом, континуум проявляется в выражении для вероятности перехода в следующих трех местах: 1) в матричном элементе прямого перехода [первый член в матричном элементе (57)]; 2) в волновой функции Φ_p и 3) в слагаемом, отвечающем возбуждению резонанса через континуум [второе слагаемое в (61)]. Традиционная модель оболочек без учета континуума реализуется в том случае, если в (63) при вычислении Φ_p исходить не из $H_{QQ}^{эф}$, а отбросить в (62) второе слагаемое:

$$H_{BSM} = QHQ. \tag{64}$$

Перейдем теперь к обсуждению конкретных реализаций рассмотренной схемы описания отклика ядерной системы. Учет непрерывного спектра технически сложен даже при включении небольшого числа каналов. Поэтому расчеты в рамках единой теории прямых и резонансных процессов производятся, как правило, для магических ядер в приближении замкнутости оболочек в основном состоянии и суперпозиции частично-дырочных конфигураций — в возбужденных. Такое приближение в описании ядерной структуры получило название приближения Тамма — Данкова. Будем различать два варианта такого приближения: 1) когда расчеты ведутся с учетом континуума (TDAC) исходя из потенциала Вудса — Саксона, и 2) TDAВ, основанный на бесконечно глубокой яме. В последнем случае за основу берется обычно потенциал гармонического осциллятора.

Волновая функция основного состояния ядра с замкнутыми оболочками, как правило, содержит примесь конфигураций типа $2p - 2h$ и более сложных. Подключение таких конфигураций практически осуществлено в подходе, основанном на потенциале гармонического осциллятора. Приведем те компоненты, которые входят с наибольшим весом в волновую функцию основного состояния ядра ^{16}O [103]

$$\begin{aligned} |^{16}\text{O}, 0^+0\rangle = & 0,888|0\rangle + 0,169|[d_{5/2}^2] 01, [p_{1/2}^{-2}]\rangle + 0,159|3p_{3/2}p_{3/2}^{-1}\rangle + \\ & + 0,146|[d_{5/2} d_{3/2}] 10, [p_{3/2}^{-1}p_{1/2}^{-1}]\rangle + 0,144|[d_{5/2} d_{3/2}] 20, [p_{3/2}^{-1}p_{1/2}^{-1}]\rangle + \dots \end{aligned} \tag{65}$$

Всего же компонент 44, если ограничиться подключением конфигураций в полосе $2h\omega$ -возбуждений. Суммарный вес $2h\omega$ -конфигураций в волновой функции (65) около 20%. Часто при построении коррелированной функции основного состояния ядра ^{16}O исходят из обрезанного базиса. Результирующая функция оказывается несколько отличающейся от (65). Так, предложенная авторами работы [110] функция имеет всего три компонента:

$$|^{16}\text{O}, 0^+0\rangle = 0,88|0\rangle + 0,44|[d_{5/2}^2] 01, [p_{3/2}^{-2}]\rangle + 0,18|[s_{1/2}^2] 01, [p_{3/2}^{-2}]\rangle. \tag{66}$$

К частично-дырочным состояниям, отвечающим $1h\omega$ -возбуждениям, подмешиваются состояния в полосе $3h\omega$ -возбуждений. Их очень много. Например, для уровней ядра ^{16}O с квантовыми числами $J^{\pi}T = 1^{-}1$ их около 1800. В этом случае не избежать обрезания базиса. Можно, например, учесть только такие конфигурации, которые сильнее всего зацепляются за частично-дырочные, т. е. учесть те конфигурации, для которых недиагональный матричный элемент остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия велик, как было сделано в [103]. В итоге было отобрано 95 таких конфигураций. При подключении $3h\omega$ -возбуждений помимо проблемы обрезания базиса возникают и другие, связанные, в частности, с неопределенностями в положении одночастичных уровней. Такие исследования находятся пока в начальной стадии. Поэтому выводы, которые следуют из такого рассмотрения, носят пока предварительный характер.

Результирующий эффект для состояний отрицательной четности ядра ^{16}O с $T = 1$ оказался следующей:

вес $1p - 1h$ -компонент в волновых функциях уменьшился приблизительно на 2% для низколежащих состояний и на 7% — для высоколежащих;

слегка изменились коэффициенты смешивания между частично-дырочными конфигурациями.

Таким образом, после подключения 95 сложных конфигураций состояния отрицательной четности в ^{16}O с $T = 1$ по-прежнему оказались сформированными практически $1p - 1h$ -конфигурациями. Поэтому в расчетах интенсивностей переходов часто ограничиваются учетом только корреляций в основном состоянии. В дальнейшем такое приближение будет обозначаться как EGSA (extended ground state approximation). Приближение, в котором учитываются корреляции в основном и в возбужденных состояниях, будем обозначать как ESMA (extended shell model approximation). Забегая вперед, отметим, что то небольшое различие в волновых функциях состояний отрицательной четности, которое возникает от учета $3h\omega$ -возбуждений, оказывается достаточным, чтобы привести к заметным эффектам в скоростях переходов.

Здесь уместно еще обсудить вопрос о выборе остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия в ядре. Так, в [111], где рассчитывалась $^{16}\text{O}(\pi, \gamma)$ -реакция, за основу взято взаимодействие, получаемое исходя из зависящей от энергии G -матрицы. В расчетах работы [103] использовали сепарабельный потенциал Табакина, описывающий характеристики свободного нуклон-нуклонного рассеяния вплоть до высоких энергий. В расчетах работы [112] учитывали остаточное взаимодействие Мигдала с добавлением двух членов для воспроизведения правильного поведения потенциала на больших расстояниях. Есть еще много других вариантов. Все варианты взаимодействия приводят практически к одной и той же общей структуре волновых функций. При совпадении общей структуры наблюдается небольшое различие в коэффициентах смешивания функций. И такое различие

в ряде случаев существенно, потому что скорости многих переходов критичны даже к малому изменению соотношений между различными компонентами волновой функции. В частности, поэтому не всегда удается непосредственно выявить причину расхождения результатов расчета, полученных в разных группах.

Доминирующие моды возбуждения в радиационном захвате π -мезонов, рассеянии электронов назад и зарядово-обменных реакциях на ^{16}O . Результаты теоретического исследования радиационного захвата π -мезонов в ^{16}O систематизированы в табл. 8—11. Сравнение с экспериментальным спектром приведено на рис. 9.

Таблица 8. Скорости переходов на уровни $J^\pi = 1^-$, лежащие выше порога нейтронного развала в ^{16}O (π , γ)-реакции; приводимые результаты работы [106] соответствуют варианту В расчета

J^π_n	Вариант расчета	$\Lambda_{1s}(1^-), 10^{16} \text{ c}^{-1}$				$\Lambda_{2p}(1^-), 10^{12} \text{ c}^{-1}$				Литература
		TDAB	TDAC	EGSA	ESMA	TDAB	TDAC	EGSA	ESMA	
1_2^-	Λ_{BSM} Λ_ρ	2,15	—	1,53	—	4,4	—	3,1	—	[113]
		1,63	—	—	—	2,54	—	—	—	[111]
		1,16	—	0,71	0,72	0,97	—	0,56	0,53	[103]
		—	1,07	—	—	—	1,16	—	—	[106]
1_3^-	Λ_{BSM} Λ_ρ	1,56	—	0,94	—	2,10	—	1,0	—	[113]
		1,09	—	—	—	2,75	—	—	—	[111]
		1,56	—	0,93	0,85	2,75	—	1,61	1,62	[103]
		—	0,63	—	—	—	0,54	—	—	[106]
1_4^-	Λ_{BSM} Λ_ρ	3,32	—	2,89	—	1,10	—	0,97	—	[113]
		0,73	—	—	—	1,27	—	—	—	[111]
		1,12	—	0,63	0,51	8,27	—	5,13	4,48	[103]
		—	2,06	—	—	—	9,11	—	—	[106]
1_5^-	Λ_{BSM} Λ_ρ	7,46	—	8,27	—	20,0	—	21,3	—	[113]
		10,93	—	—	—	20,9	—	—	—	[111]
		9,56	—	5,58	5,35	14,7	—	8,93	8,34	[103]
		—	4,23	—	—	—	5,20	—	—	[106]
$\sum_{n=2}^5 \Lambda(4n)$	Λ_{BSM}	14,49	—	13,63	—	27,60	—	26,37	—	[113]
		14,38	—	—	—	26,54	—	—	—	[111]
		13,40	—	7,85	7,43	26,69	—	16,23	14,97	[103]
	Λ_ρ $\tilde{\Lambda}_\rho$	—	7,99	—	—	—	16,01	—	—	[106]
		—	9,83	—	—	—	24,18	—	—	
		—	10,67	—	—	—	22,7	—	—	

Таблица 9. Скорости переходов на уровни $J^\pi = 2^-$, лежащие выше порога нейтронного развала в ^{16}O (π, γ)-реакции; результаты работы [106] соответствуют варианту В расчета

J_n^π	$\Lambda_{1s}(2^-), 10^{16} \text{ c}^{-1}$				$\Lambda_{2p}(2^-), 10^{12} \text{ c}^{-1}$				Литература	
	Вариант расчета	TDAB	TDAC	EGSA	ESMA	TDAB	TDAC	EGSA		ESMA
2_2^-	$\Lambda_{\text{BSM}} \left\{ \begin{array}{l} 0,25 \\ 0,05 \\ 0,03 \end{array} \right.$	—	—	0,19	—	2,9	—	1,5	—	[113]
		—	—	—	—	0,43	—	—	—	[111]
		—	0,23	—	0,02	0	0,34	—	0,28	0,39
	Λ_ρ	—	—	—	—	—	2,37	—	—	[106]
2_3^-	$\Lambda_{\text{BSM}} \left\{ \begin{array}{l} 2,30 \\ 0,95 \\ 0,15 \end{array} \right.$	—	—	0,64	—	12,8	—	4,3	—	[113]
		—	—	—	—	7,14	—	—	—	[111]
		—	0,41	—	0,05	0,08	2,26	—	1,10	1,22
	Λ_ρ	—	—	—	—	—	2,71	—	—	[106]
2_4^-	$\Lambda_{\text{BSM}} \left\{ \begin{array}{l} 7,61 \\ 6,63 \\ 8,79 \end{array} \right.$	—	—	8,37	—	35,0	—	39,6	—	[113]
		—	—	—	—	43,8	—	—	—	[111]
		—	6,94	—	5,56	5,34	42,6	—	27,2	25,7
	Λ_ρ	—	—	—	—	—	33,83	—	—	[106]
2_5^-	$\Lambda_{\text{BSM}} \left\{ \begin{array}{l} 3,04 \\ 2,88 \\ 3,18 \end{array} \right.$	—	—	3,76	—	19,0	—	22,1	—	[113]
		—	—	—	—	21,4	—	—	—	[111]
		—	1,93	—	1,91	2,12	20,4	—	12,6	13,6
	Λ_ρ	—	—	—	—	—	12,03	—	—	[106]
$\sum_{n=2}^5 \Lambda(2n^-)$	$\Lambda_{\text{BSM}} \left\{ \begin{array}{l} 13,20 \\ 10,51 \\ 12,15 \end{array} \right.$	—	—	12,96	—	69,7	—	67,5	—	[113]
		—	—	—	—	72,8	—	—	—	[111]
		—	—	7,54	7,54	65,6	—	41,2	40,9	[103]
	Λ_ρ	—	9,51	—	—	—	50,94	—	—	[106]
	$\tilde{\Lambda}_\rho$	—	10,75	—	—	—	64,82	—	—	
$\tilde{\Lambda}_\rho$	—	11,98	—	—	—	67,1	—	—		

Таблица 10. Суммарные скорости переходов на уровни отрицательной четности, лежащие выше порога нейтронного развала в ^{16}O (π, γ)-реакции; результаты работы [106] соответствуют варианту В расчета, для уровней отрицательной четности и варианту С расчета, — для уровней положительной четности

Суммарная скорость перехода	$\Lambda_{1s}, 10^{16} \text{ c}^{-1}$				$\Lambda_{2p}, 10^{12} \text{ c}^{-1}$				Литература	
	Вариант расчета	TDAB	TDAC	EGSA	ESMA	TDAB	TDAC	EGSA		ESMA
Σ_-	$\Lambda_{\text{BSM}} \left\{ \begin{array}{l} 27,9 \\ 24,9 \\ 25,7 \end{array} \right.$	—	—	26,8	—	102,8	—	99,6	—	[113]
		—	—	—	—	99,3	—	—	—	[111]
		—	—	—	15,1	95,9	—	—	60,4	[103]
	Λ_ρ	—	17,8	—	—	—	76,0	—	—	[103]
	$\tilde{\Lambda}_\rho$	—	21,1	—	—	—	105,0	—	—	
$\tilde{\Lambda}_\rho$	—	23,0	—	—	—	129,9	—	—		

Продолжение табл. 10

Суммарная скорость перехода	$\Lambda_{1s}, 10^{16} \text{ c}^{-1}$					$\Lambda_{2p}, 10^{12} \text{ c}^{-1}$				Литература
	Вариант расчета	TDAB	TDAC	EGSA	ESMA	TDAB	TDAC	EGSA	ESMA	
Σ_+	Λ_{BSM}	6,7	—	—	—	104,5	—	—	—	[111]
	Λ_{ρ}	—	4,8	19,5	4,5	—	—	84,7	68,2	[103]
	Λ	—	7,2	—	—	—	54,5	—	—	[106]
Σ	Λ_{BSM}	31,6	—	—	—	203,8	—	—	—	[111]
	Λ_{ρ}	—	22,6	46,3	19,6	—	—	184,3	128,6	[103]
	Λ	—	28,3	—	—	—	130,5	—	—	[106]

Таблица 11. Скорости переходов в связанные состояния ядра ^{16}O (π, γ)-реакции

J^{π}	$\Lambda_{1s}, 10^{16} \text{ c}^{-1}$				$\Lambda_{2p}, 10^{12} \text{ c}^{-1}$				Литература
	TDAB	TDAC	EGSA	ESMA	TDAB	TDAC	EGSA	ESMA	
2_1^-	5,25	—	2,86	—	28,5	—	14,5	—	[113]
	4,00	—	—	—	27,2	—	—	—	[111]
	5,13	—	3,22	3,08	27,4	—	17,2	16,2	[103]
	—	3,25	—	—	—	17,58	—	—	[106]
1_1^-	1,00	—	0,63	—	0,85	—	0,60	—	[113]
	0,35	—	—	—	1,25	—	—	—	[111]
	0,72	—	0,68	0,60	1,46	—	1,27	1,20	[103]
	—	0,77	—	—	—	1,52	—	—	[106]
3_1^-	0,20	—	0,14	—	4,4	—	3,2	—	[113]
	0,17	—	0,12	0,12	3,96	—	2,78	2,58	[103]
	—	0,14	—	—	—	3,14	—	—	[106]
0_1^-	—	—	—	—	0,03	—	0,02	—	[113]
	—	—	—	—	0,073	—	0,07	0,038	[103]
	—	—	—	—	—	0,05	—	—	[106]
Σ	6,45	—	3,63	—	33,78	—	18,32	—	[113]
	4,35	—	—	—	28,45	—	—	—	[111]
	6,02	—	4,02	3,77	32,89	—	21,3	20,0	[103]
	—	4,16	—	—	—	22,3	—	—	[106]

Для скорости переходов во все конечные состояния ядерной системы с фиксированным значением спина и четности J^{π} :

$$\Lambda(J^{\pi}) = \sum_n \Lambda(J_n^{\pi}) \quad (67)$$

в подходе TDAC приводятся три значения. Одно $\Lambda (J^\pi)$, рассчитанное исходя из выражения (57), включает в себя вклад прямой и резонансной частей амплитуды, включая их интерференцию. Второе $\Lambda_\rho (J^\pi)$, рассчитанное по (61), обусловлено только резонансной частью амплитуды. И, наконец, третье $\tilde{\Lambda}_\rho (J^\pi)$, рассчитанное по (63), также отражает только резонансную часть процесса, но в отличие от предыдущего случая здесь возбуждением резонанса через континуум пренебрегли.

Как следует из приводимых результатов, во всех подходах gross-структура спектра возбуждения ядра, или, что одно и то же, спектра жестких γ -квантов, получается одинаковой: происходит concentra-

Т а б л и ц а 12. Положение пиков в спектре γ -квантов радиационного захвата π -мезонов в ^{16}O и их интенсивность (по результатам работы [90])

E_γ , МэВ	$E^* (^{16}\text{N})$, МэВ	$E^* (^{16}\text{O})$, МэВ	J^π	R , 10^{-4}
128	Квартет связанных состояний			$14,5 \pm 1,6$
123,9	$4,1 \pm 0,2$	$17,1 \pm 0,2$	1-	$2,3 \pm 0,4$
118,8	$9,4 \pm 0,2$	$22,2 \pm 0,2$		$9,3 \pm 1,2$
116,9	$11,4 \pm 0,2$	$24,0 \pm 0,2$		$5,8 \pm 0,8$
115,8	$12,2 \pm 0,2$	$25,2 \pm 0,2$		$2,9 \pm 0,6$
$\Sigma (1^-)$				$20,3 \pm 1,4$
123,2	$4,8 \pm 0,2$	$17,7 \pm 0,2$	2-	$2,4 \pm 0,4$
121,7	$6,4 \pm 0,2$	$19,0 \pm 0,2$		$4,4 \pm 0,6$
120,5	$7,5 \pm 0,2$	$20,4 \pm 0,2$		$15,1 \pm 0,6$
$\Sigma (2^-)$				$21,9 \pm 1,7$
114,5	$13,5 \pm 0,2$	$26,4 \pm 0,2$	(1-, 2-)	$3,6 \pm 0,6$
Выход, связанный с возбуждением всех состояний отрицательной четности в диапазоне энергий $E_\gamma = 112 \div 125$ МэВ				$45,8 \pm 2,4$ $76,7 \pm 8,5$ 1*
Гладкая подложка — во всем диапазоне энергий — в диапазоне энергий γ -кванта $E_\gamma = 98 \div 113$ МэВ				167 ± 18 $64,5 \pm 7,1$
Полный выход				227 ± 24

1* С учетом гладкого «фона».

дия силы переходов на трех уровнях со спином и четностью $J^\pi = 2^-$ (2_1^- , 2_4^- и 2_5^-) и на двух уровнях со спином и четностью $J^\pi = 1^-$ (1_4^- и 1_5^-). Нижний индекс указывает на порядковый номер состояния, начиная с низшего. Интенсивность возбуждения состояний со спином $J^\pi = 1^-$ меньше, чем со спином $J^\pi = 2^-$. Наиболее

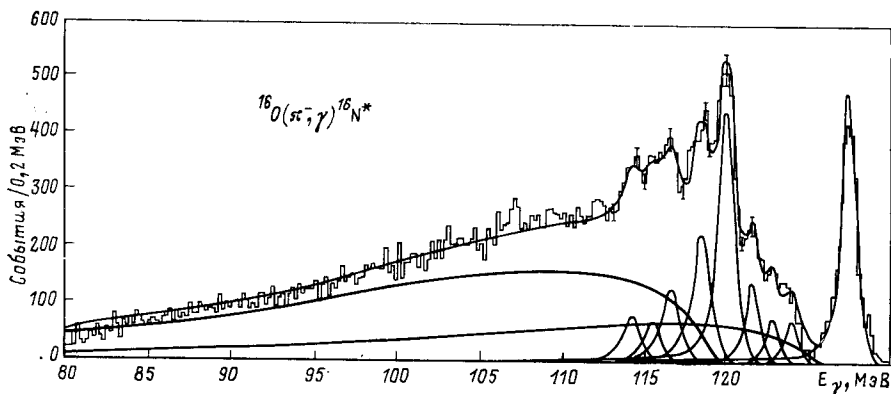


Рис. 10. Результат обработки экспериментальных данных в ^{16}O [90]

интенсивно возбуждается состояние $J_n^\pi = 2_4^-$, лежащее в районе 20 МэВ. Аналогичный пик получался и в расчетах, основанных на модели Гольдхабера — Теллера [114], и подтверждался экспериментально [88]. Перечисленные пять уровней определяют gross-структуру спектра возбуждений ядра ^{16}N в (π, γ) -реакции.

Спин-квадрупольные переходы приводят к заселению уровней положительной четности. Они локализируются при больших энергиях, чем спин-дипольные, и оказываются распределенными по широкому интервалу энергий. Заметной концентрации силы переходов на каком-либо уровне не происходит.

Положение выделяемых в (π, γ) -эксперименте пиков (см. табл. 12 и рис. 10) хорошо коррелирует с положением пиков, наблюдаемых в других реакциях, и особенно при рассеянии электронов назад и в зарядово-обменных (p, n) - и (n, p) -реакциях (см. рис. 6 и 7). Концентрация силы переходов при магнитных квадрупольных ($M2$) возбуждениях в ^{16}O связана с теми самими уровнями со спином и четностью $J^\pi = 2^-$, что и в (π, γ) -реакции. Соответствующие экспериментальные и рассчитанные значения $B(M2 \uparrow)$ приведены в табл. 13. Анализ величин $B(M2 \uparrow)$ проводили в двух приближениях. В одном случае [112] использовали силы Мигдала с подключением сил конечного радиуса, связанных с обменом π - и ρ -мезонами, и вводили эффективные заряды, а основное состояние ^{16}O рассматривали в виде дважды магического остова. В другом случае [96] учитывали корреляции в основном и возбужденных состояниях. Соответствующие

Таблица 13. Магнитные квадрупольные переходы в ^{16}O

Номер состояния	Энергия одного частичного состояния	Теория					Эксперимент	
		Энергия состояния	Структура состояния	$\frac{B(M2 \uparrow)}{B_W(M2 \uparrow)}$	$B(M2 \uparrow)$ $\mu_0^2, \text{ фм}^2$		$E^*, \text{ МэВ}$	$B(M2 \uparrow), \mu_0^2 \text{ фм}^2$
				[96]				
1	11,52	13,02	$p_{1/2}^{-1}d_{5/2}$	3,2	168	227	12,53 12,97	38 ± 15 119 ± 37
2	16,60	15,0	$p_{1/2}^{-1}d_{3/2}$	—	—	27	—	—
3	17,7	18,2	$0,76 p_{3/2}^{-1} 2s_{1/2} \rangle - 0,57 p_{3/2}^{-1} d_{5/2} \rangle$	—	—	14	17,6	24
4	18,5	18,6	$0,59 p_{3/2}^{-1} 2s_{1/2} \rangle + 0,75 p_{3/2}^{-1} d_{3/2} \rangle$	11,1	582	870	19,04 20,36	338 ± 68 467 ± 156
5	22,8	23,3	$p_{3/2}^{-1}d_{3/2}$	2,3	120	103	—	—

волновые функции были получены исходя из нуклон-нуклонного взаимодействия в виде сепарабельного потенциала Табакина, подобранного так, чтобы описать рассеяние нуклонов в широкой области энергий. Этот потенциал автоматически учитывает вклад, возникающий от обмена π - и ρ -мезонами.

Качественная и даже количественная картина в обоих подходах получается практически одной и той же — три уровня со спином

Таблица 14. Одночастичные матричные элементы изовекторной компоненты операторов $T(E1t; q)$ и $T(M2; q)$

f	$q, \text{ МэВ}/c$	$T(E1t; q)$		$T(M2; q)$	
		$i = 1p_{3/2}$	$1p_{1/2}$	$1p_{3/2}$	$1p_{1/2}$
$2d_{5/2}$	20	-0,0677	—	0,0032	-0,0028
	100	-0,0045	—	0,0625	-0,0549
$2s_{1/2}$	20	-0,0346	-0,0221	0,0019	—
	100	-0,0524	0,0040	0,0335	—
$2d_{3/2}$	20	0,0265	-0,0540	0,0009	-0,0003
	100	0,0788	-0,0725	0,0203	-0,0028

и четностью $J^\pi = 2^-$ (первый, третий и пятый в первом случае [112], первый, четвертый и пятый — во втором [96]) вбирают в себя всю силу $M2$ -переходов. Сила $M2$ -перехода, приходящаяся на уровень $J_n^\pi = 2_2^-$, мала, так как в волновой функции доминирует $1p_{1/2}^{-1}2d_{3/2}$ -компонента, слабо проявляющаяся при таком возбуждении. Это хорошо видно из табл. 14, в которой приведен ряд матричных элементов $E1t$ - и $M2$ -переходов.

Структура волновых функций уровней $J_n^\pi = 2_3^-$ и 2_4^- определяется практически суперпозицией двух конфигураций (см. табл. 13). В одном случае (2_3^-) она приводит к погашению полного матричного элемента $M2$ -перехода из-за интерференции деструктивного характера, а в другом (2_4^-) — к усилению.

Результаты измерений согласуются с расчетными при условии, что наблюдаемым на эксперименте двум близким уровням с энергиями $E = 19,6$ МэВ и $20,36$ МэВ и суммарной интенсивности их возбуждения следует сопоставить один теоретический, а именно $J_n^\pi = 2_4^-$. Такая концепция принята также в [112]. При этом принимается, что расщепление связано со специфическим воздействием сложных конфигураций, хотя учет 95 таких состояний, проведенный в [96], не привел к ожидаемому эффекту. Такая интерпретация экспериментальных данных не единственная. В принципе изменением коэффициентов смешивания в волновой функции уровня $J_n^\pi = 2_3^-$ можно добиться возникновения довольно значительной силы перехода. Для этого потребуются, чтобы уровень $J_n^\pi = 2_3^-$ оказался практически одночастичным $1p_{3/2}^{-1}2s_{1/2}$. При этом уровень $J_n^\pi = 2_4^-$ также оказывается одночастичным $1p_{3/2}^{-1}2d_{3/2}$ и сохраняет прежнюю силу. Такая интерпретация была предложена в [90].

Заметим, что аналогичная ситуация с расщеплением имеет место и для уровней $J^\pi = 1^-$. Действительно, в экспериментах по рассеянию электронов в области энергий возбуждения ядра $E = 25$ МэВ наблюдаются два пика с энергиями 24 и $25,2$ МэВ [117], которые сопоставляются с состоянием $J_n^\pi = 1_5^-$ с доминирующей компонентой $1p_{3/2}^{-1}2d_{3/2}$ в волновой функции.

Два предшествующих уровня $J^\pi = 1^-$, а именно 1_3^- и 1_4^- , описываются, по существу, суперпозицией двух компонент: $1p_{3/2}^{-1}2d_{5/2}$ и $1p_{3/2}^{-1}2s_{1/2}$, причем для первого эта суперпозиция приводит к подавлению силы $E1t$ -перехода, в полной аналогии с тем, что происходило с $M2$ -переходами.

Мы подробно обсудили ситуацию с $M2$ -переходами при малых переданных импульсах с той целью, чтобы показать, что интерпретация экспериментальных данных даже в таком наиболее простом случае встречается с целым рядом проблем. Те же самые проблемы, естественно, будут возникать и при анализе радиационного захвата π -мезонов.

Подключим к анализу электромагнитных переходов в ^{16}O данные при больших переданных импульсах (рис. 11). В экспериментах не удалось разрешить близлежащие уровни, и поэтому приводимые

данные по форм-факторам относятся к их совокупности. Экспериментальные данные взяты из [118], где проведена их систематизация. Результат обработки экспериментальных данных в рамках феноменологической модели Хелма [119], а также результаты расчета в микроскопическом подходе в варианте ESMA даны на рис. 11. Между

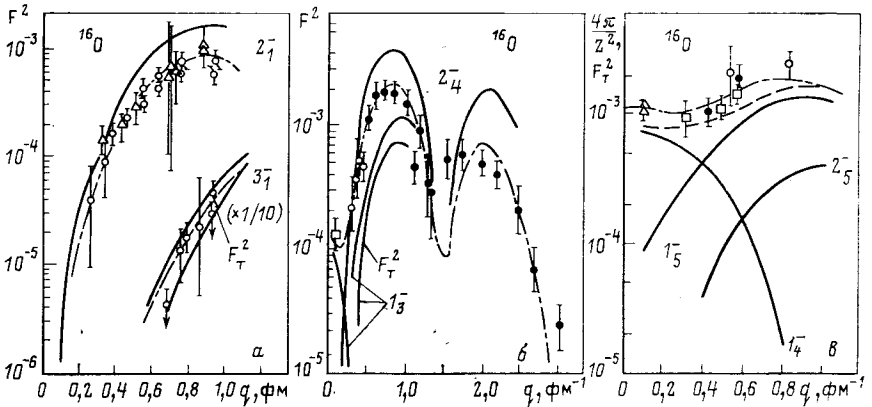


Рис. 11. Зависимость форм-факторов ядра ^{16}O от q :

экспериментальные данные и результаты их обработки по модели Хелма — по работе [118]; расчет в рамках модели ESMA — по работе [103]

теорией и экспериментом наблюдается качественное согласие. В количественном плане рассчитанные форм-факторы $M2$ -переходов в модели ESMA для уровней $J^\pi = 2_1^-$ и 2_4^- в два раза превышают экспериментальные. Форм-фактор, связанный с переходом ядра в энергетическую область 22—25 МэВ, обусловлен, в основном, $E1t$ -возбуждениями, а $M2$ -переход играет незначительную роль.

В силу той связи, которая имеется между переходами ядра при рассеянии электронов и (π, γ) -реакции, следует ожидать завышения теорией матричных элементов практически на такой же фактор и для радиационного захвата π -мезонов.

Основной вывод, который следует из рассмотрения (π, γ) -реакции в ^{16}O и сопоставления с (e, e') -, (p, n) - и (n, p) -реакциями, заключается в том, что наиболее интенсивные пики обязаны возбуждению тех же состояний, на которых происходит концентрация магнитных квадрупольных переходов в исходном ядре. Такая закономерность, как следует из [96, 120], реализуется во всех ядрах $1p$ -оболочки. Тем самым изучение (π, γ) -реакции позволяет выявить основные закономерности возбуждения легких ядер, обусловленных $M2$ -переходами. Этот вывод особенно важен и потому, что прямые измерения $M2$ -переходов (за исключением ядер ^{12}C и ^{16}O) отсутствуют, тогда как данные о (π, γ) -реакции получены по всем ядрам $1p$ -оболочки.

Обсуждаемые три уровня $J^\pi = 2^-$ формируют спин-дипольную ветвь и при поглощении мюонов [101, 103]. Так как в этом случае

прямое наблюдение спектра возбуждения ядра не удается провести, то именно (π , γ)-реакция позволила проверить предсказание теории о роли этих уровней.

$M2$ -переходы в ^{16}O распределены по широкой области энергий порядка 10 МэВ. Это связано с тем, что спин-орбитальное взаимодействие сильно разбрасывает одночастичные конфигурации по энергии, а остаточное взаимодействие между нуклонами не настолько сильно, чтобы объединить их в единый коллективный пик. Действительно, для фотоядерного резонанса, который формируется из переходов $1p_{3/2} - 2d_{5/2}$ и $1p_{1/2} - 2d_{3/2}$ щель между соответствующими одночастичными ($1p - 1h$) уровнями составляет всего 1 МэВ. $M2$ -переходы формируются из нескольких одночастичных, идущих с примерно равной интенсивностью (см. табл. 13 и 14). Энергетическая щель между наиболее удаленными $1p_{1/2}^{-1}2d_{5/2}$ и $1p_{3/2}^{-1}2d_{3/2}$ составляет как раз 10 МэВ. Детально этот вопрос обсуждался в обзоре [5]. Отметим, что распределение величин $B(M2)$ после включения остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия оказывается практически таким же, как и до включения. Помимо этого и сдвиг уровня, вбирающего большую часть силы перехода, относительно соответствующего одночастичного оказывается небольшим, всего 1 МэВ, тогда как для дипольного (фотоядерного) резонанса он достигает 6 МэВ. В более тяжелых ядрах значение спин-орбитального расщепления возрастает, поэтому трудно ожидать возникновения сильно коллективизированного $M2$ -резонанса [5, 121].

Радиационный захват π -мезонов в ^{16}O в рамках единой теории. Как следует из (57), интерференция между прямой и резонансной амплитудой всегда имеет место, поэтому невозможно говорить в отдельности о вкладе каждой из них в скорость процесса. Однако если резонансы узкие, то интерференционным членом можно пренебречь и тогда вклад прямого и резонансного перехода разделяется. Такая процедура разделения была проведена в [106] и соответствующие результаты отражены в табл. 8—11. Как следует из этих таблиц, вклад прямых процессов для захвата π -мезона с $1s$ -орбиты чуть больше 10%, если ядерная система образуется в состояниях отрицательной четности, т. е. когда идут спин-дипольные переходы, и не больше 30% — в состояниях положительной четности, когда идут спин-квадрупольные переходы. Для захвата π -мезона с $2p$ -орбиты эти величины соответственно достигают 20 и 40%. Таким образом, в области локализации спин-дипольных переходов прямые процессы вносят малый вклад в полную скорость. В области локализации спин-квадрупольных переходов все еще сохраняется ведущая роль возбуждений резонансов в формировании отклика ядра на действие внешнего поля. Сказанное наглядно демонстрирует рис. 9, в нижней части которого отдельно показан вклад прямого процесса.

В силу того, что спин-квадрупольные переходы слабо концентрируются, а также соответствующие резонансы имеют большую ширину, в полном спектре резонансная структура в высокоэнергетической

части оказывается сглаженной. Этот случай показывает, что форма спектра еще не определяет полностью механизм реакции. В этом случае дискриминатором механизма может служить характер угловых распределений вылетающих частиц.

Прямой механизм становится доминирующим в области энергий γ -кванта $E_\gamma \lesssim 80$ МэВ. Начиная только с этой энергии результат, получаемый в едином подходе, сближается с результатом, например, в методе искаженных волн. Использование [90] упрощенных моделей типа полюсной модели Прокошкина — Дахно [122] для выделения вклада прямого механизма не имеет глубокой основы. Такие модели привлекательны лишь своей простотой, но не могут служить инструментом для количественного анализа результатов измерений.

Таким инструментом не может служить пока и единая теория, так как из-за сложности расчетов их удается проводить лишь в упрощенных предположениях о ядерной структуре. В результате, как хорошо видно из нижней части рис. 9, теория приводит к резко завышенному значению выхода реакции. Но единая теория позволяет контролировать, насколько справедливы допущения о механизме процесса, сделанные в разных областях энергетического спектра. Тем самым расчеты в рамках единой теории и в рамках резонансной модели взаимно дополняют друг друга. Что же касается простой процедуры строгого выделения прямых процессов, то таковую пока не удастся выявить.

Влияние непрерывного спектра на характер отклика ядра не исчерпывается появлением в амплитуде члена, ответственного за прямой переход. Континуум проявляется и в резонансном члене через второе слагаемое в выражении (61) и через связь, возникшую в гамилтониане (62). Пренебрежение вторым слагаемым в (61) приводит к усилению роли резонанса в силу деструктивного характера интерференции в (61) (сравните величины Λ_ρ и $\tilde{\Lambda}_\rho$ в табл. 8—10). В среднем эффект «усиления» резонанса составляет около 15%. Если же теперь пренебречь вкладом континуума в гамилтониан (62), то приходим к результату, обычно получаемому в традиционной модели оболочек с бесконечно глубокой ямой (ТДАВ). Значение эффекта около 20% в сторону увеличения вклада резонанса.

Таким образом, подключение континуума приводит к возникновению вклада от прямого механизма (около 20%) и уменьшению вклада резонансного [около $(-20 - 15)\% = -35\%$]. Эффекты имеют разные знаки и в значительной степени компенсируют друг друга, если речь идет о полной скорости процесса. Поэтому полные скорости в подходе ТДА как с учетом континуума, так и без учета практически совпадают (см. табл. 10).

Корреляции в основном состоянии. Учет сложной природы ядерных состояний, вовлекаемых в процесс, и в первую очередь корреляций в основном состоянии исходного ядра, оказывает кардинальное воздействие на скорости переходов — происходит резкое почти в два раза уменьшение по сравнению с некоррелированным случаем.

Этот эффект проявляется во всех обсуждаемых выше процессах: рассеянии электронов [96], радиационном захвате π -мезонов [103], поглощении мюонов [103, 123] и процессе фоторождения π -мезонов [124]. Однако ослабление силы переходов, как видно из данных по форм-факторам уровней $J_n^\pi = 2_1^-$ и 2_4^- , еще недостаточно, чтобы наблюдалось количественное согласие теории с экспериментом. Для некоррелированной волновой функции фактор расхождения удваивается. При этом характер зависимости форм-факторов от переданного импульса практически остается одним и тем же — используется ли коррелированная или некоррелированная функция. Поэтому в некоторых случаях ограничиваются некоррелированными функциями и вводят фактор подавления [125]. Такой подход легко обосновать в тех случаях, когда зависимость от переданного импульса определяется только одним радиальным интегралом, как это имеет место для ядра ^{12}C . В [126] для оценки скорости (π , γ)-реакции в связанные состояния ядра ^{16}N был использован тот же фактор подавления, что и при рассеянии электронов. Соответствующий результат отражен в табл. 15.

Таблица 15. Выход γ -квантов в ^{16}O (π^- , γ)-реакции, обусловленный переходами в связанные состояния, $\Gamma_{1s} = 7,56 \pm 0,5$ кэВ 2

Вариант расчета	$R, 10^{-4}$		$R_{\text{св}}(1s)/R_{\text{св}}, \%$	$R_{\text{св}}(2^-)/R_{\text{св}}, \%$	Литература
	а	б			
TDAB	19 ± 6	47 ± 8	9,5	84	[103]
EGSA	11 ± 4	26 ± 5	10,3	79	[113]
	12 ± 4	30 ± 5	9,8	81	[103]
ESMA	12 ± 4	28 ± 5	9,8	81	[103]
TDAC	13 ± 4	33 ± 6	9,5	76	[106]
Фактор подавления	$6,2 \pm 2$	15 ± 3	9,0	86	[126]
Эксперимент	$14,5 \pm 1,6$		—	—	[90]

Обозначения: а — $\Gamma_{2p} = (12 \pm 4)$ эВ, $\omega_s = 0,035$ и $\omega_p = 0,965$; б — $\Gamma_{2p} = (4,7 \pm 0,8)$ эВ, $\omega_s = 0,085$ и $\omega_p = 0,915$.

Учитывая, что все ядерные эффекты в наиболее чистом виде выделяются в электромагнитных процессах, представляется весьма желательным проведение детальных измерений форм-факторов в ^{16}O для

поперечных возбуждений в диапазоне энергий возбуждения ядра вплоть до 30 МэВ. Такие данные позволили бы провести надежный анализ ситуации.

Что же касается μ -захвата, то в этом процессе выделены переходы только в связанных состоянии, где теория дает с учетом корреляций все еще завышенные значения скоростей (табл. 16). При этом полная

Таблица 16. Скорости парциальных переходов в связанные состояния при поглощении мюонов ядром ^{16}O

Измеряемая величина	Эксперимент	Теория ESMA
$\Lambda_{\mu} (2\bar{1}), \text{c}^{-1}$	6170 ± 710 [127] 7900 ± 800 [129] 8000 ± 1200 [130]	10960 [128]
$\Lambda_{\mu} (4\bar{1}), \text{c}^{-1}$	1880 ± 100 [127] 1400 ± 200 [131] 1710 ± 150 [132] 1310 ± 110 [130] 1265 ± 92 [133]	2690 [128]

скорость переходов с учетом корреляций $\Lambda_{\mu} = 0,93 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ оказывается в хорошем согласии с экспериментом: $\Lambda_{\mu}^{\text{эксп}} \approx 1 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$. Неучтенный при этом вклад прямого механизма, составляющий около 20%, скомпенсируется частично, если перейти от бесконечно глубокой ямы к конечной. Такое согласие может означать, что в расчетах вклад более высоких возбуждений занижен. Только в этом случае рассчитанная полная скорость может совпадать с измеренной.

Как следует из сказанного выше, учет корреляций играет важную роль при количественном описании обсуждаемых процессов.

В этой связи вырисовываются две линии в последующих теоретических исследованиях. Одна связана с включением в расчет типа ESMA действительно большого числа конфигураций. Например, в [134], где анализировался парциальный переход $\text{O}^+ \rightarrow \text{O}^-$ в системе с $A = 16$ при поглощении мюонов и β -распаде в рамках теории возмущений, показано, что учет большого числа $2p - 2h$ -конфигураций в описании ядерных состояний может существенно изменить интерпретацию экспериментальных данных. Нам представляется, что последовательный учет высших конфигураций возможен при использовании техники силовых функций, развиваемой в ядерной физике Л. А. Маловым [135]. Вторую линию можно связать с объединением моделей путем включения в схему, основанную на учете континуума функций коррелированного основного состояния ^{16}O .

После столь обстоятельного анализа переходов в ядрах с $A = 16$ в смежных процессах можно получить полное представление о характере ожидаемого согласия теории с экспериментом в радиационном захвате π -мезонов.

Количественный анализ (π , γ)-реакции в ^{16}O . Как видно из табл. 6, имеется большая неоднозначность в мезоатомных параметрах ^{16}O . Поэтому часто рассчитанные значения выходов γ -квантов R [см. соотношение (35)] приводят для двух крайних наборов этих параметров. Результирующее значение R , предсказываемое в разных моделях, приведено в табл. 15 для связанных состояний,

Таблица 17. Выход γ -квантов в ^{16}O (π^- , γ)-реакции, обусловленный переходами в несвязанные состояния отрицательной четности $\Gamma_{1s} = (7,56 \pm 0,5)$ кэВ

Вариант расчета	$R(1^-), 10^{-4}$		$R(1^-)/R_{\text{св}}$	$R(2^-), 10^{-4}$		$R(2^-)/R_{\text{св}}$	Литература	
	а	б		а	б			
TDAB	18,2	44,1	0,95	38,4	93,1	2,00	[103]	
EGSA	18,1	43,9	1,68	39,7	96,1	3,67	[113]	
	11,0	26,6	0,88	24,1	58,4	1,93	[103]	
ESMA	10,2	24,7	0,87	24,0	58,0	2,04	[103]	
TDAC	15,8	38,3	1,17	37,6	91,0	2,78	[106]	
Эксперимент (после вычета подложки)	20,3 \pm 1,4 23,9 \pm 1,5		1,40 \pm 0,05 1,64 \pm 0,05		25,5 \pm 1,8 21,9 \pm 1,7		1,75 \pm 0,05 1,51 \pm 0,04	

Обозначения: а — $\Gamma_{2p} = 12 \pm 4$ эВ, $\omega_s = 0,035$ и $\omega_p = 0,965$; б — $\Gamma_{2p} = 4,7 \pm 0,8$ эВ, $\omega_s = 0,085$ и $\omega_p = 0,915$.

в табл. 17 — для спин-дипольных и в табл. 18 — для спин-квадрупольных резонансов. Если в приближении TDAB расчеты всех групп дают близкие значения вероятностей, то в приводимых таблицах отражен только один из результатов.

Различие в абсолютных значениях выходов, отвечающих использованному набору мезоатомных параметров, столь велико (в два с лишним раза), что практически невозможно прийти к какому-то заключению о количественном соотношении между теорией и экспериментом. Представляется очевидным необходимость проведения прецизионных измерений этих величин. Однако ряд характеристик процесса, измерение которых можно предложить, очень слабо зависит от мезоатомных параметров.

Таблица 18. Выход γ -квантов в ^{16}O (π , γ)-реакции, обусловленный переходами в состояния положительной четности

Вариант расчета	$R, 10^{-4}$		$R/R_{\text{св}}$
	а	б	
ESMA [103]	37 \pm 9	91 \pm 16	4,21
TDAB [111]	40 \pm 10	98 \pm 16	2,21
TDAB [114]	38 \pm 10	93 \pm 16	—
Эксперимент [90]	64,5 \pm 7,1		4,4 \pm 0,7

Обозначения: а и б те же, что и в табл. 17.

Во-первых, это отношение выходов γ -квантов $R_{св}(1s)/R_{св}$, где $R(1s)$ — выход, обусловленный поглощением π -мезона с $1s$ -орбиты; R — выход, обусловленный захватом π -мезонов с $1s$ - и из $2p$ -орбиты. В обоих случаях речь идет о переходах в связанные состояния ядра ^{16}N . Действительно, если выразить это отношение через мезоатомные параметры и скорости радиационного захвата, то получим:

$$R_{св}(1s)/R_{св} = 1 / \left[1 + \frac{\omega_p \Gamma_{1s}}{\omega_s \Gamma_{2p}} \left(\frac{\lambda_{св}(2p)}{\lambda_{св}(1s)} \right) \right]. \quad (68)$$

Набору мезоатомных параметров $\Gamma_p = 12$ эВ, $\omega_p = 0,965$ и $\omega_s = 0,035$ отвечает следующее значение комбинации: $\omega_p/(\omega_s \Gamma_p) = 2,30$, а набору $\Gamma_p = 4,7$ эВ, $\omega_p = 0,914$ и $\omega_s = 0,086$ — значение 2,26. Отношение $\lambda_{св}(2p)/\lambda_{св}(1s)$ слабо зависит от моделей. Поэтому и отношение $R_{св}(1s)/R_{св}$ во всех подходах оказывается одним и тем же.

Во-вторых, из четырех связанных состояний в ^{16}N с наибольшей вероятностью заселяется основное ($J_n^\pi = 2_1^-$), на долю которого приходится в зависимости от используемой модели от 75 до 85% интенсивности.

Полный выход γ -квантов в различных подходах приведен в табл. 19. Если в приближении TDA он превышает измеренный почти

Таблица 19. Полные скорости и выходы γ -квантов в реакции $^{16}\text{O}(\pi, \gamma)^{16}\text{N}$

Вариант расчета	$\Lambda_{1s}, 10^{16} \text{ с}^{-1}$	$\Lambda_{2p}, 10^{12} \text{ с}^{-1}$	$R, 10^{-4}$	
			а	б
TDAC [106]	32,5	249,3	126,0	305,0
EGSA [103]	50,3	205,6	124	301
ESMA [103]	23,4	148,6	85,8	208

Обозначения: а и б те же, что в табл. 17.

в 1,5 раза, то подключение корреляций это рассогласование почти ликвидирует. Аналогичная ситуация имела место и в случае μ -захвата, о чем уже говорилось ранее.

Мы видели, что 2^- -состояния в ^{16}N , особенно те из них, которые возбуждаются наиболее интенсивно, могут быть в теории и на эксперименте достаточно надежно выделены на фоне, связанном с возбуждением состояний непрерывного спектра. Для всех этих уровней теоретические расчеты, даже те, в которых учтены корреляции в начальном и конечных состояниях ядра, переоценивают выход фотонов для связанного и для несвязанных 2^- -состояний, если проводить расчеты с меньшим значением ширины (см. табл. 6) Γ_{2p} $2p$ -уровня мезоатома. Однако было бы неправильным сделать отсюда вывод, что корректное значение $\Gamma_{2p} \approx 12$ эВ. Это противоречило бы расчетам с оптическим потенциалом, который достаточно хорошо описывает

данные в широкой области Z . Еще более весомым аргументом надо считать тот факт, что расчеты дают не только завышенное значение парциальных вероятностей (π, γ)-реакции, но завышают и значения неупругих электронных форм-факторов, а также парциальные скорости μ -захвата. Если ввести общий фактор подавления, то результаты модели ESMA (EGSA) хорошо согласуются с данными по выходу фотонов при значении Γ_{2p} около 5 эВ.

Приведенное рассуждение носит, конечно, качественный характер, нам представляется, что оно лишний раз демонстрирует необходимость получения новых, более точных экспериментальных значений мезоатомных характеристик, и в первую очередь — Γ_{2p} , а также сечений рассеяния электронов назад. После появления таких данных можно снова вернуться к обсуждению проблемы структуры ^{16}O и ^{16}N и закономерностей возбуждений этих ядер частицами средних энергий.

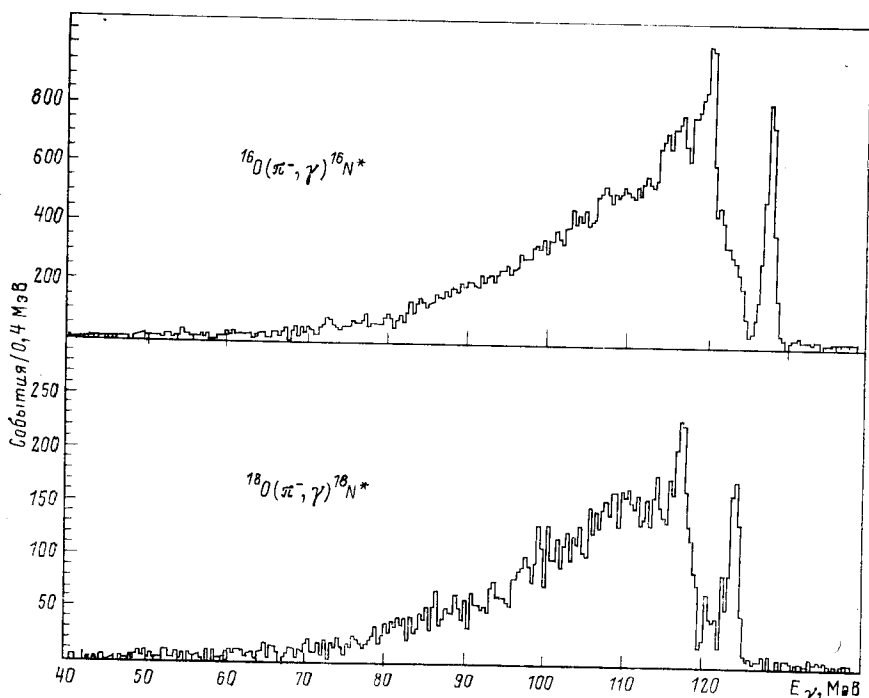


Рис. 12. Сопоставление спектров γ -квантов от радиационного захвата π -мезонов в ^{16}O и ^{18}O [90]

Что же касается общих тенденций, проявляющихся в рассмотренных реакциях, то используемые модели качественно их отражают.

Радиационный захват π -мезонов в ^{18}O . Добавление двух нейтронов к ^{16}O существенно не меняет структуру спектра возбуждения ядерной системы в (π, γ)-реакции (рис. 12). Четко проявляются два пика —

Таблица 20. Положение пиков в спектре γ -квантов радиационного захвата π -мезонов в ^{18}O и их интенсивности (по результатам работы [90])

E_γ , МэВ	$E^* (^{18}\text{N})$, МэВ	$E^* (^{18}\text{O})$, МэВ	R , 10^{-4}
124,4	0	16,2	$12,3 \pm 1,6$
123,1	$1,3 \pm 0,2$	$17,6 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,4$
121,5	$2,9 \pm 0,2$	$19,2 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,3$
117,5	$6,9 \pm 0,2$	$23,2 \pm 0,2$	$18,1 \pm 2,2$
116,0	$8,5 \pm 0,2$	$24,8 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,8$
114,3	$10,1 \pm 0,2$	$26,4 \pm 0,2$	$6,7 \pm 0,7$
Гладкая подложка			$153,8 \pm 17,2$
Полный выход			196 ± 22

при $E_\gamma = 124,4$ и $117,5$ МэВ и несколько слабее при $E_\gamma = 114,3$ МэВ (табл. 20). Первые два по аналогии с ^{16}O должны формироваться преимущественно из переходов на уровни со спином и четностью $J^\pi = 2^-$ [90]. Расстояние между этими пиками около 6,1 МэВ, что близко к разности энергий соответствующих двух уровней в ^{16}O . Рассеяние электронов назад показало [136], что нижайший максимум $M2$ -возбуждения в ^{18}O находится при энергии $E^* = 16,38$ МэВ. Этому уровню отвечает основное состояние ядра ^{18}N . Что же касается второго пика в (π, γ)-реакции ($E_\gamma = 117,5$ МэВ), то ему при рассеянии электронов отвечают переходы в состояния $J^\pi = 1^-$ и $J^\pi = 2^-$. Разделить их в эксперименте не удалось.

Теория [137] предсказывает существование двух низкоэнергетических $J^\pi = 2^-$ состояний, отстоящих друг от друга на 1,5 МэВ и образовавшихся в результате переходов $1p_{1/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ и $1p_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ соответственно с суммарной силой $\sum B(M2 \uparrow) = 60 \mu^2 \text{фм}^2$. Измеренное значение $B(M2 \uparrow) = 58 \mu^2 \text{фм}^2$. Следующая группа $J^\pi = 2^-$ состояний локализуется в энергетическом интервале, отстоящем от основного состояния на 6,5—10 МэВ. Средняя энергия этой группы и сам энергетический интервал, в котором локализованы эти уровни, согласуются с тем, что наблюдается как в (π, γ)-реакции, так и в (e, e')-реакции. Если низколежащие состояния $J^\pi = 2^-$ образовались в результате возбуждения $1p_{1/2}$ нуклона, то в последнем случае возбуждаются $1p_{3/2}$ нуклоны.

В области спин-квадрупольных возбуждений (π , γ)-реакция в ^{18}O выявила некоторую концентрацию сил переходов (рис. 13). Она наблюдается в диапазоне энергий γ -квантов от 107 до 112 МэВ.

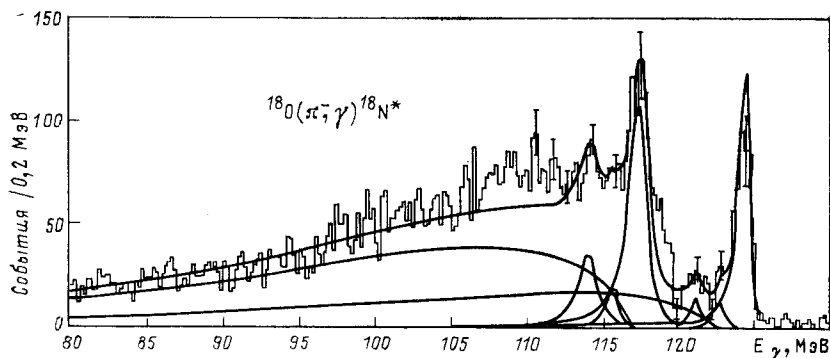


Рис. 13. Результат обработки экспериментальных данных в ^{18}O [90]

Такой эффект можно связать с наличием двух нейтронов сверх замкнутых оболочек, которые, блокируя ряд переходов, препятствуют равномерному распределению интенсивностей возбуждения, как это имеет место в ^{16}O [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели только те аспекты радиационного захвата π -мезонов, которые связаны с малонуклонными системами и ядром ^{16}O . Ограничиваясь рассмотрением только этих систем, преследовали определенные цели. С одной стороны, на примере дейтона наглядно продемонстрирован прогресс, достигнутый в технике эксперимента. С другой стороны, на примерах дейтона и ядра ^{16}O удается показать, насколько продвинулось теоретическое описание процесса. В обоих случаях удалось полностью использовать специфические черты РЗП для обогащения наших знаний о структуре ядер.

Спектр γ -квантов, измеренный с достаточной точностью в реакции $\pi^-d \rightarrow \gamma nn$, позволил извлечь наиболее точное значение длины нейтрон-нейтронного рассеяния. При этом не возникли неопределенности, присущие всем другим процессам и связанные с описанием взаимодействия трех адронов в конечном состоянии. Увеличение точности извлечения этих фундаментальных характеристик нуклон-нуклонного взаимодействия связано и с большим прогрессом в теории. Результаты анализа указывают на существование некоторого нарушения зарядовой симметрии $N-N$ -взаимодействия. В этом случае РЗП представляет действительно уникальную возможность, так как пока не видно (за исключением, возможно, захвата мюонов

в дейтерии) другой экспериментально осуществимой реакции, в которой взаимодействие двух нейтронов в конечном состоянии можно реализовать в чистом виде.

Выделенность процесса РЗП ядром ^{16}O менее очевидна, так как для его анализа необходимо обратиться к детальным оболочечным расчетам. При сравнении РЗП с электромагнитными, слабыми и сильными процессами выявляется много общих черт в отклике ядра, и в частности возбуждение одних и тех же состояний в непрерывном спектре. Для изучения спин-дипольных и спин-квадрупольных возбуждений преимущества РЗП в силу значительной селективности процесса становятся очевидными при детальном анализе, который был проведен в обзоре. Во многих случаях строгий количественный анализ затруднен. Однако, как показано в обзоре, совместный анализ всех процессов, протекающих при средних энергиях, позволяет определить природу наблюдаемых резонансов.

Из анализа РЗП в ^{16}O следует, что этот процесс можно эффективно использовать для изучения спин-изоспиновых возбуждений и в других ядрах. Возбуждения такого типа являются предметом интенсивного исследования в последние годы. Имея в виду сказанное, предполагается обсудить РЗП в соседних с ^{16}O ядрах в последующей работе. В ядрах $1p$ -оболочки будет проявляться богатая структура в области локализации спин-дипольных переходов. Теория в целом позволяет объяснить природу этой структуры, а также понять ее отсутствие в спектрах РЗП более тяжелых ядер. С другой стороны, результаты расчета не всегда находятся в количественном согласии с экспериментальными данными для немагических ядер $1p$ -оболочки. Как правило, теория переоценивает скорость спин-дипольных переходов не только в РЗП, но и во всех упоминаемых выше процессах. Механизм, приводящий к уменьшению силы спин-дипольных переходов, четко прослеживается в проведенном анализе для РЗП ядром ^{16}O : включение корреляций разного типа и рассмотрение эффектов сплошного спектра ядерной системы приводит к нужному подавлению когерентности парциальных переходов. Основным инструментом при описании этих явлений является многочастичная модель оболочек. Проведенное в обзоре обсуждение РЗП в рамках единой теории ядерных реакций и выводы, которые сделаны из нее, позволяют полностью оценить достоинства и осознать пределы применимости существующего аппарата описания (π , γ)-реакции.

Один из авторов, П. Трюоль, выражает благодарность Лаборатории теоретической физики ОИЯИ в Дубне и Институту ядерной физики ЧСАН в Ржеже за гостеприимство в период работы над обзором.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baer H. W., Grove K. M., Truöl P. - Adv. Nucl. Phys., 1977, v. 9. p. 177.
2. Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрамжян Р. А. Поглощение мезонов атомными ядрами. М., Атомиздат, 1978.

3. **Perroud J. P.**— In: Photo-Pion Nuclear Physics. Ed. P. Stoler. Plenum Press, 1979, p. 79.
4. **Trüöl P.**— In: Lecture Notes in Physics. V. 108. Berlin, Springer — Verlag, 1979, p. 354; **Trüöl P.**— Nucl. Phys. A, 1980, v. 335, p. 55.
5. **Ишханов Б. С. и др.**— ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 905.
6. **Perroud J. P.**— In: Proc. Vth Seminar Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies. Moscow. 1981.
7. **Baer H. W.**— In: Proc. 7th Icohepans. Ed. M. Locher. Birkhäuser Verlag, 1977, p. 245.
8. **Bertrand F. E.**— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 129.
9. **Cardman L. S.**— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 173.
10. **Balashov V. V.**— In: Proc. 4th Icohepans, Dubna, JINR, 1971. D1—6349, p. 167; Электромагнитное взаимодействие ядер при малых и средних энергиях. М., Наука, 1979, с. 84. **Mabaux C., Weidenmüller H. A.** Shell-Model Approach to Nuclear Reactions. Amsterdam — London, North-Holland Publ. Comp., 1969.
11. **Alder J. C. e.a.**— Nucl. Instrum. Methods, 1979, v. 160, p. 93.
12. **Martoff C. J. e.a.**— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 891; Martoff C. J.— Thesis Univ. of California, Berkeley, 1980.
13. **Gabioud B. e.a.**— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1508.
14. **Renker D. e.a.**— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1279.
15. **Spuller J. e.a.**— Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 479.
16. **Cocconi V. T. e.a.**— Nuovo cimento, 1961, v. 22, p. 494.
17. **McNamee P. C., Scadron M. D., Coon S. A.**— Nucl. Phys. A, 1975, v. 249, p. 483; **Brandenburg R. A., Coon S. A., Sauer P. U.**— Nucl. Phys. A, 1978, v. 294, p. 305; **Coon S. A., Scadron M. D., McNamee P. C.**— Nucl. Phys. A, 1977, v. 287, p. 381; **Friar J. L., Gibson B. F.**— Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 1752.
18. **Haight R. C., Grimes S. M., Anderson J. D.**— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 97; **Witsch von W. e.a.**— Phys. Lett. B, 1979, v. 80, p. 187; Nucl. Phys. A, 1979, v. 329, p. 141.
19. **Henley E. M.**— In: Isospin in Nuclear Physics. Ed. D. Wilkinson. Amsterdam, North-Holland, 1969.
20. **Gabioud B. e.a.**— Phys. Lett. B, 1981, v. 103, p. 9; Gabioud B. Thèse. Université de Lausanne, 1980.
21. **Gibbs W. R., Gibson B. F., Stephenson Jr. G. J.**— Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 90; v. 12, p. 2130.
22. **de Teramond G. F.**— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 1976.
23. **Шкляревский Г. М.**— Ядерная физика, 1972, т. 16, с. 1270.
24. **Haddock R. P. e.a.**— Phys. Rev. Lett., 1969, v. 14, p. 318; **Salter R. M. e.a.**— Nucl. Phys. A, 1975, v. 254, p. 241.
25. **Watson K. M., Stuart R. N.**— Phys. Rev., 1951, v. 82, p. 738.
26. **McVoy K. W.**— Phys. Rev., 1961, v. 121, p. 1401.
27. **Bander M.**— Phys. Rev. B, 1964, v. 134, p. 1052.
28. **Duck I.**— Phys. Lett. B, 1975, v. 59, p. 9.
29. **Sotona M., Truhlik E.**— Phys. Lett. B, 1973, v. 43, p. 362; Nucl. Phys. A, 1976, v. 262, p. 400.
30. **Truhlik E.**— Nucl. Phys. B, 1972, v. 45, p. 303.
31. **Dogotar G. E., Eramzhyan R. A., Truhlik E.**— Nucl. Phys. A, 1979, v. 236, p. 225.
32. **Ho-Kim Q., Lavine J. P., Picker H. S.**— Phys. Rev. C, 1976, v. 13, p. 1966.
33. **Traxler R. H.**— UCRL Report 10 417, 1962.
34. **Gibbs W. R., Gibson B. F., Stephenson Jr. G. J.**— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 322; v. 16, p. 327; v. 17, p. 856.
35. **McGee I. J.**— Phys. Rev., 1966, v. 151, p. 172.
36. **Gourdin M. e.a.**— Nuovo cimento, 1965, v. 37, p. 328.
37. **Bosted F., Laget J. M.**— Nucl. Phys. A, 1978, v. 296, p. 413.
38. **Yamaguchi Y.**— Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 1628.

39. Bargmann V.— Rev. Mod. Phys., 1949, v. 21, p. 488.
40. Soukup J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 322, p. 109.
41. Guratzsch H. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 342, p. 239.
42. von Witsch W. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 81, p. 342.
43. Proc. of the Charge-Symmetry Workshop. Ed. N. E. Davison, J. P. Svenne, W. T. H. van Oers. TRIUMF report TRI-81-3, Vancouver, 1981.
44. Highland V. L. e.a.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 365, p. 333.
45. McDonald R. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 46.
46. Spuller J., Measday D. F. — Phys. Rev. D, 1975, v. 12, p. 3550.
47. Miller J. P. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 343, p. 347.
48. Bistirlich J. A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 942.
49. Phillips A. C.— Rep. Progr. Phys., 1977, v. 40, p. 905.
50. Hasinoff M. D. e.a.— In: Lecture Notes in Physics. V. 82. Berlin, Springer—Verlag, 1978, p. 415.
51. Mason G. R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980 v. 340, p. 240.
52. Abela R. e.a.— Phys. Lett. B, 1977, v. 68, p. 429; Helv. Phys. Acta, 1979, v. 52, p. 413.
53. Радуйцкий Г. М., Сердюцкий В. А., Табаченко А. П.— Ядерная физика, 1975, т. 23, с. 405.
54. Goulard B., Laverne A., Vergados J. D.— Phys. Rev. C, 1978, v. 18, p. 944.
55. Gibbs W. R., Gibson B. F., Stephenson Jr. G. J.— Phys. Rev. C, 1978, v. 18, p. 1761.
56. Lohs K. P.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 312, p. 297.
57. Займидорога О. А. и др.— ЖЭТФ, 1965, т. 51, с. 1646.
58. Truöl P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 1268.
59. Phillips A. C., Roig F.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 234, p. 378.
60. deBotton N.— In: Lecture Notes in Physics. V. 108. Berlin, Springer-Verlag, 1979, p. 339.
61. Argan P. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 242.
62. Maguire W., Wernitz C.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 205, p. 211.
63. Коренман Г. Я., Попов В. П.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 84.
64. Figureau A., Mukhopadhyay N. C.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 338, p. 514.
65. Blomqvist I., Laget J. M.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 280, p. 405.
66. Berends F. A., Donnachie A., Weaver D. L.— Nucl. Phys. B, 1967, v. 4, p. 1.
67. Delorme J., Ericson M., Fäldt G.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 240, p. 493.
68. Singham M. K., Tabakin F.— Ann. Phys. (N.Y.), 1981, v. 135, p. 71.
69. Коренман Г. Я., Эраджян Р. А.— В кн.: Труды VIII школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ленинград, 1973, с. 402.
70. Backenstoss G.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, v. 20, p. 467; Backenstoss G. e.a.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 66, p. 125.
71. Sapp W. W. e.a.— Phys. Rev. C, 1972, v. 5, p. 690.
72. Anderson D. K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 71.
73. Olin A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 369, p. 426.
74. Tauscher L., Schneider W.— Z. Phys., 1974, Bd 271, S. 409.
75. Fry C. A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1982, v. 375, p. 325.
76. Schwaner I. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 96, p. 268.
77. von Egidy T., Povel H. P.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 232, p. 511.
78. a) Olin A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 312, p. 361
b) Olaniyi B. H. e.a.— Preprint TRIUMF, Vancouver, TRI-PP-81-43, 1981.
79. Bistirlich J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 950.
80. Perrenoud A. e.a.— Report. Université de Lausanne, 1981.
81. Baer H.W. e.a.— Phys. Rev. C, 1973, v. 8, p. 2029.
82. Davies H., Muirhead H., Wouds J. M.— Nucl. Phys., 1966, v. 78, p. 673.
- 83-84. Perrenoud A. Thèse. Université de Lausanne, 1980.
85. Petrukhin V. I., Prokoshkin Yu. D.— Nucl. Phys., 1965, v. 66, p. 669.
86. von Feltenberg H.— Thesis. Universität Zürich, 1979.
87. Baer H. W. e.a.— Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 921.
88. Bistirlich J. e. a.— Phys. Rev. C, 1972, v. 5, p. 1867.

89. Baer H. W. e.a.— In: Proc. 9th Icohepans. Versailles, 1981.
90. Strassner G. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 248.
91. Baer H. W. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 1140.
92. deForest T., Walecka J. D.— Adv. Phys., 1966, v. 15, p. 1.
93. Ebert K., Meyer-ter-Vehn J.— Phys. Lett. B, 1978, v. 77, p. 24.
94. Petrovich F., Love W. G.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 499.
95. Goldman A., Stroetzel M.— Z. Phys., 1970, Bd 239, S. 235.
96. Eramzhyan R. A., Gmitro M., Kissener H.-R.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 338, p. 436; Dogotar G. E. e.a.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1979, v. 5, p. L221.
97. Fazely A. e.a.— Phys. Rev. C, 1982, v. 25, p. 1760.
98. Moffa P. J., Walker G. E.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 222, p. 140.
99. Brady F. P., Needham G. A.— In: The (p, n)-Reaction and the Nucleon-Nucleon Force. Eds Ch. D. Goodman, S. M. Austin, S. D. Bloom, J. Rapaport, G. R. Satchler. Plenum Press, 1980, p. 357.
100. Woitkowska J. e.a.— Ядерная физика, 1972, т. 15, с. 1154.
101. Balashov V. V. e.a.— Phys. Lett., 1964, v. 9, p. 168.
102. Eramzhyan R. A. e.a. Czech. J. Phys., 1979, v. 29, p. 370.
103. Eramzhyan R. A. e.a.— Nucl. Phys., 1977, v. 290, p. 294.
104. Ohtsuka N., Ohtsubo H.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 306, p. 513.
105. Balashov V. V., Wünsch R.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1978, v. 4, p. L239.
106. Wünsch R.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 336, p. 446.
107. Balashov V. V. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 345, p. 367.
108. Balashov V. V. e.a.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 129, p. 369.
109. Портер П. и др.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, с. 435.
110. Brown G. E. Green A.— Nucl. Phys., 1966, v. 85, p. 87.
111. Vergados J. D.— Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 1278.
112. Speth J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 343, p. 382.
113. Ohtsubo H., Nishiyama T., Kawaguchi M.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 224, p. 164.
114. Murphy J. D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1967, v.19, p. 714.
115. Stroetzel M.— Z. Phys., 1968, Bd 214, S. 357.
116. Goldman A., Stroetzel M.— Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 287.
117. Aizenberg-Selove F.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 281, p. 25—27.
118. Graves R. D. e.a.— Can. J. Phys., 1980, v. 58, p. 48.
119. Ueberall H. Electron scattering from complex nuclei. New York, Academic Press, 1971.
120. Kissener H.-R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 312, p. 394.
121. Mottelson B.— In: Elementary Modes of Excitation. Eds A. Bohr, R. A. Broglia. Amsterdam, North-Holland, 1977.
122. Dakhno L., Prokoshkin Yu.— Ядерная физика 1968, v. 7, p. 351.
123. Walker G. E.— Phys. Rev., 1968, v. 174, p. 1299.
124. Rej A. K., Engeland T.— Phys. Lett. B, 1973, v. 45, p. 77; Ellis P. J., Engeland T.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 144, p. 161; 1972, v. 181, p. 368.
125. Donnelly T. W., Walecka J. D.— Phys. Lett. B, 1972, v. 41, p. 275.
126. Szydlik P., Wernitz C.— Phys. Lett. B, 1974, v. 51, p. 209.
127. Cohen R. C., Devons S., Kanaris A. D.— Nucl. Phys., 1964, v. 57, p. 255.
128. Gmitro M. e.a.— Czech. J. Phys. B, 1981, v. 31, p. 499.
129. Deutsch J. e.a.— Nuovo cimento B, 1967, v. 52, p. 557.
130. Kane F. P. e.a.— Phys. Lett. B, 1973, v. 45, p. 292.
131. Astbury A. e.a.— Nuovo cimento, 1964, v. 39, p. 1020.
132. Palfy L. e.a.— Nuovo cimento A, 1971, v. 3, p. 505.
133. Guichon P. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 987.
134. Towner I. S., Khanna F. C.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 372, p. 331.
135. Malov L. A.— Report JINR Dubna, P4-81-288, 1981.
136. Ansaldo E. J. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 95, p. 31.
137. Knüpfner W., Knauss K., Huber M. G.— Phys. Lett. B, 1977, v. 66, p. 367.