

КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДИПОЛЬНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА У ЯДЕР $(2s - 2d)$ -ОБОЛОЧКИ

Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, В. Г. Неудачин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Р. А. Эражян

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В обзоре анализируется универсальное свойство дипольного резонанса в ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки — конфигурационное расщепление. Оно состоит в возникновении двух групп переходов, разделенных по энергии и сформированных нуклонами разных оболочек. Описаны эксперименты, позволившие обнаружить указанное расщепление в фотоядерных реакциях, и обсуждаются следствия такого расщепления в реакциях рассеяния электронов и поглощения мюонов.

An universal feature of dipole resonance in $(2s - 2d)$ -shell nuclei — configurational splitting — is analysed. The phenomenon consists in the formation of two groups of nucleon transitions separated in energy. Each group is contributed by nucleon transitions from different shells.

The experiments are described to enable the measurement of the configurational splitting in photonuclear reactions. The consequences of the configurational splitting in electron scattering and muon capture are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях дипольного гигантского резонанса (ДГР) поглощения γ -квантов атомными ядрами на протяжении последних 20 лет прослеживается несколько этапов развития.

В 60-х годах основное внимание уделялось проблеме формирования этого резонанса на основе микроскопической картины частично-дырочных (ph) возбуждений. Основной служила идея Уилкинсона [1] о том, что в простейшей одночастичной модели оболочек ph -состояния, возбуждаемые при дипольном поглощении, концентрируются в сравнительно узком диапазоне энергий E_γ со средним значением $\bar{E}_\gamma \approx \hbar\omega$, где $\hbar\omega$ — расстояние между одночастичными уровнями разной четности в осцилляторном потенциале (или в потенциальной яме Вудса — Саксона), причем в тяжелых ядрах $\hbar\omega \approx 7 \div 8$ МэВ, а в легких $\hbar\omega \approx 12 \div 15$ МэВ. Спин-орбитальное расщепление одночастичных уровней мало сказывается на положении резонанса, поскольку в $E1$ -переходах спин «не опрокидывается», т. е. переходы типа $(j = l + 1/2) \rightarrow (j' = l + 1 - 1/2)$ подавлены.

Эта идея Уилкинсона была дополнена не менее важным тезисом, который соответствовал переходу к многочастичной модели оболочек, — смешивание состояний эффективным NN -взаимодействием формирует *дипольное состояние* как когерентную сумму rh -состояний и сдвигает его вверх по энергии [2] (отталкивание частицы и дырки). При этом не было разницы, использовалась ли просто процедура *диагонализации* матрицы взаимодействия rh -состояний [3] (приближение Тамма — Данкова) или дополнительно учитывалась *поляризация вакуума* (или корреляции в основном состояний по методу случайных фаз) [4, 5]. Последнее особенно важно, если рассматривается случай притяжения частицы и дырки, когда коллективный уровень заметно опускается по сравнению с *нулевым приближением* и *вакуум* сильно поляризуется — изоскалярные возбуждения 2^+ и 3^- и т. д. В результате стала ясной примерная эквивалентность рассматриваемой микроскопической картины более раннему *гидродинамическому* описанию А. Б. Мигдала [6].

Затем интенсивно исследовалась тонкая структура гигантского резонанса: раздвоение максимума, т. е. дипольного состояния у сильно деформированных ядер [7], расщепление ДГР по изоспину [8], связь дырочных состояний с фононными возбуждениями [9] или разброс их по спектру системы валентных нуклонов [10], влияние трения, т. е. состояний типа $2p - 2h$, как на спектр возбуждения ядра, так и на спектр фотонуклонов [11]. Этот этап, так же как и первый, характеризовался большими успехами в понимании экспериментальных данных и предсказании новых эффектов. Но даже сегодня нет возможности теоретически объяснить детали тонкой структуры ДГР, хотя и достигнуто понимание сравнительно грубых его свойств.

Наконец, в последние годы активно изучаются и другие высоколежащие резонансы, такие как $E0$, $E2$, $M2$ и моды их распада [12, 13]. Для этой цели используются α -частицы, электроны, нуклоны, π -мезоны и т. п.

В данном обзоре основное внимание будет обращено на эффекты, которые проявляются при дипольных переходах в легких ядрах. Эти вопросы были поставлены еще в то время, когда обсуждались самые основы частично-дырочного подхода, но длительное время оставались в тени вследствие того, что требовалась специальная методика эксперимента. Речь идет о *конфигурационном расщеплении* ДГР в легких ядрах ($A < 40$) и возможных обобщениях этого явления. Еще в начале 60-х годов мы отметили [14], что у легких ядер дипольные переходы, рассчитанные в нулевом или диагональном приближении, характеризуются разбросом по широкому энергетическому интервалу, и диагонализация матрицы rh -взаимодействия из-за этого не приводит к единому дипольному состоянию: указанный большой разброс сохраняется. Причиной этого является существенная роль сил Майорана в легких ядрах, которые имеют два специфических свойства. Во-первых, уровни ядер $1p$ -оболочки (и в заметно меньшей степени ($2s - 2d$)-оболочки) сильно расщеплены по орби-

тальным схемам Юнга [f] [15]. Во-вторых, у ядер $1p$ -оболочки нуклон, возбужденный в $(2s - 2d)$ -оболочку, слабо связан с остовом p -нуклонов, который выступает по отношению к $(2s - 2d)$ -нуклону просто как потенциальная яма, безотносительно к своему внутреннему состоянию [16]. Более или менее аналогичная картина имеется у ядер $(2s - 2d)$ -оболочки, когда нуклон возбуждается в $(3p - 3f)$ -оболочку. Это связано с тем, что матричные элементы сил Майорана с ростом квантовых чисел нуклона nl быстро теряют специфику своего обменного характера и уменьшаются.

В итоге у ядер p -оболочки гигантский резонанс сильно расщеплен по схемам Юнга [f] дырочных состояний [17], а у ядер $(2s - 2d)$ -оболочки на первый план выходит другое обстоятельство, присутствующее и у ядер $1p$ -оболочки [17], — энергия дырочных состояний, если дырка образовалась в $1p$ -оболочке, довольно быстро растет с увеличением A [18, 19]. В результате у ядер с достаточно большим числом нуклонов в $(2s - 2d)$ -оболочке ($A > 20$) отщепляются дипольные переходы из замкнутой оболочки $1p \rightarrow (2s - 2d)$ и смещаются вверх по энергиям. Так возникает конфигурационное расщепление ДГР [14, 20—22], которое играет важную роль и в некоторых случаях является доминирующим по сравнению с другими упомянутыми выше типами расщепления. Этот новый вид расщепления ДГР выражается в целом ряде специфических явлений, которые обсуждаются ниже. В частности, оно становится особенно масштабным в процессах, где $qR \gg 1$ (q — переданный импульс, R — радиус ядра), т. е. в рассеянии электронов (e, e') и поглощении мюонов.

Таким образом, здесь пересекаются, дополняя друг друга, две области исследований — физика фотоядерных реакций (и неупругого рассеяния электронов) и физика промежуточных энергий (процессы квазиупругого выбивания ($p, 2p$) и ($e, e'p$) [18], а также реакции подхвата при промежуточных энергиях [23]). На необходимость прямого использования данных реакций квазиупругого выбивания и подхвата вместо схематической картины Уилкинсона для легких ядер было указано в [10, 20, 21]. Упомянутые интересные свойства энергий дырочных состояний у легких ядер стимулировали теоретические работы по методу Хартри — Фока (см., например, [22, 24]), но более надежно опираться на экспериментальные данные [18, 23].

1. ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В ЯДРАХ $(2s - 2d)$ -ОБОЛОЧКИ

При обсуждении структуры дипольного резонанса в ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки будем исходить из предположения о замкнутости нижайших $0s$ - и $1p$ -оболочек. Остающиеся $n = A - 16$ нуклонов, где A — массовое число, заполняют $(2s - 2d)$ -оболочку. Тогда основному состоянию ядра отвечает конфигурация

$$0s^4 1p^{12} (2s - 2d)^n. \quad (1)$$

Экспериментальные данные, о которых подробно речь пойдет в следующем разделе, свидетельствуют о том, что такое приближение довольно хорошо соответствует действительности.

Дипольный резонанс в обсуждаемой области ядер формируется из состояний с конфигурациями

$$0s^4 1p^{12} (2s - 2d)^{n-1} (3p \text{ или } 3f)^1 \quad (2)$$

и

$$0s^4 1p^{11} (2s - 2d)^{n+1}, \quad (3)$$

если ограничиться переходами нуклона только в полосе $1\hbar\omega$ -возбуждений. Первая связана с возбуждением внешнего (валентного) нуклона и отвечает переходам, которые относятся к группе А в терминологии, использованной в обзоре [17]. Вторая — с возбуждением нуклона замкнутой $1p$ -оболочки (группа Б).

Как уже было продемонстрировано в [17], в ядрах $1p$ -оболочки возникают аналогичные конфигурации. Остаточное нуклон-нуклонное взаимодействие смешивало их слабо, и они сохраняли свою индивидуальность. Такой же эффект имеет место и в обсуждаемой области ядер, хотя, как будет показано ниже, он будет выражен не столь ярко, потому что смешивание конфигураций оказывается более существенным.

В ^{20}Ne и ближайших ядрах, где только начинается заполнение $2d_{5/2}$ -оболочки, следует ожидать, что конфигурационное расщепление будет проявляться наиболее ярко. Переходы $2d_{5/2} \rightarrow 3f_{7/2}$ формируют группу А, а $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ — группу Б, причем последняя очень интенсивна. В области ^{24}Mg — ^{28}Si оболочка $2d_{5/2}$ частично заполнена. Поэтому усиливается роль конфигураций, связанных с переходом $2d_{5/2} \rightarrow 3f_{7/2}$, и ослабляется из-за блокировки роль конфигураций, связанных с переходом $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$. Из-за ослабления последнего в высокоэнергетической области спектра становятся заметны переходы $1p_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$.

Если не учитывать размытия ферми-поверхности, то в ^{32}S и всех последующих ядрах оболочка $2d_{5/2}$ уже замкнута, и переходы $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ отсутствуют. Однако такой случай в действительности не реализуется, и поэтому наряду с переходом $1p_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ имеет место и переход $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$. Таким образом, характер конфигурационного расщепления ядер $(2s - 2d)$ -оболочки будет существенно зависеть от того, какая область ядер рассматривается.

Чтобы исследовать конфигурационное расщепление дипольного резонанса в ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки, необходимо разделить его на компоненты, обусловленные переходами нуклона из внутренней $1p$ ($1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$)- и внешней $(2s - 2d)$ -оболочек. Такую процедуру можно осуществить, если измерять сечение фотонуклонного канала расщепления с фиксированием конечного состояния образующегося ядра, т. е. если измерять парциальные сечения, и использовать спектроскопическую информацию о соответствующих состояниях. Действительно, низколежащие состояния ядер $(2s - 2d)$ -оболочки

положительной четности в большинстве случаев описываются конфигурацией $0s^4 1p^{12} (2s - 2d)^{n-1}$. Заселение таких состояний возможно в результате возбуждения и последующего вылета валентного нуклона [см. выражение (2)]. При этом может вылететь как нуклон, который непосредственно поглотил γ -квант, так и благодаря связи каналов нуклон, который не участвовал в поглощении.

Состояния отрицательной четности конечного ядра $A - 1$ в общем случае описываются суперпозицией конфигураций

$$\alpha_1 | (2s - 2d)^{n-2} J_1 E_1 (3p \text{ или } 3f)^1 \rangle + \alpha_2 | 1p_{3/2}^1 (2s - 2d)^n J_2 E_2 \rangle + \\ + \alpha_3 | 1p_{1/2}^1 (2s - 2d)^n J_2 E_2 \rangle. \quad (4)$$

Для уровней отрицательной четности ядер $(2s - 2d)$ -оболочки отсутствуют детальные расчеты смешивания конфигураций. При анализе их структуры приходится опираться главным образом на экспериментальные данные по реакциям подхвата и квазисвободного выбивания. Как следует из таких экспериментальных данных (см. ниже), конфигурация с дыркой в $1p_{1/2}$ -оболочке слабо разбрасывается и, как правило, концентрируется на одном или двух уровнях. Для этих уровней коэффициент α_3 в (4) велик. И, наоборот, конфигурация с дыркой в $1p_{3/2}$ -оболочке очень сильно разбрасывается по большому числу состояний.

Заселение состояний ядра $A - 1$ с конфигурацией, содержащей дырку в $1p$ -оболочке, возможно в результате распада резонанса, структура которого определяется такой же дырочной конфигурацией $-0s^4 1p^{11} (2s - 2d)^{n+1}$. Таким образом, характер дырочного возбуждения конечного ядра $A - 1$ является тем следом, по которому распознаются переходы, формирующие данное парциальное сечение.

После суммирования парциальных сечений, связанных с переходами из $1p$ - и $(2s - 2d)$ -оболочек, получим компоненты дипольного резонанса, обусловленные переходами из внутренней и внешней оболочек. Привязывание к реакциям подхвата или квазисвободного выбивания протона означает, что из рассмотрения выбывают те состояния конечного ядра $A - 1$, которые являются дырочными по отношению к возбужденным состояниям исходного ядра.

Число всех состояний, построенных на конфигурациях (2) и (3), настолько велико, что только их небольшую часть реально удастся включить в расчеты. Многие из них не участвуют непосредственно в акте поглощения γ -кванта, но разбрасывают дипольный резонанс по некоторой энергетической области. В результате открывается большое число каналов распада на состояния сложной природы конечного ядра $A - 1$. Аналогичным образом сказывается влияние и конфигураций, отвечающих переходам нуклона в полосу $3\hbar\omega$ -возбуждений и т. д. Полное описание возбуждения и распада резонанса требует учета всех этих факторов. Эффекты разброса входных частично-дырочных состояний по более сложным и испускание частиц на каждой стадии усложнения входного состояния рассматриваются

в настоящее время в рамках экситонной модели [25]. Тот факт, что структура состояний конечного ядра $A - 1$ извлекается из экспериментальных данных, позволяет обойти трудности теории в описании деталей ядерной структуры, особенно если это связано с $1p$ -дырочными состояниями.

Таким образом, комбинирование экспериментальных данных по парциальным каналам фоторасщепления ядер $(2s - 2d)$ -оболочки с экспериментальными данными по структуре конечных дырочных состояний в значительной степени решает задачу выделения той части реакции, которая идет без дальнейшего сильного запутывания состояний.

Теперь несколько слов о терминологии. Выделенные указанным способом переходы называют частично-дырочными или полупрямыми. Следует иметь в виду, что частично-дырочные переходы возникают над реальным основным состоянием, структура которого может быть довольно сложная. В теории под термином *частично-дырочные переходы* подразумевают упрощенный случай, когда максимальное число подоболочек замкнуто. При обсуждении экспериментальных данных будем использовать этот термин в более широком смысле. По сути дела это есть приближение промежуточной связи, учитывающее все состояния частиц, находящихся на $(2s - 2d)$ -оболочке.

2. СПЕКТРЫ ДЫРОЧНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР $(2s - 2d)$ -ОБОЛОЧКИ

Анализ структуры состояний ядер $(2s - 2d)$ -оболочки начнем с ядра ^{28}Si . Соответствующие результаты измерений приведены на рис. 1.

На рис. 1, *a* приведен энергетический спектр протонов, полученный в реакции $^{28}\text{Si}(e, e'p)$ [26] как функция энергии возбуждения конечного ядра. В области меньше 10 МэВ наблюдаются две группы неразрешенных уровней, обозначенные на рисунке $d + s$ и $d + p$, квантовые характеристики которых определены из формы импульсных распределений протонов. Область энергий более 10 МэВ можно разбить на две части (10—30 и более 30 МэВ), в которых преобладают дырочные возбуждения в $1p$ - и $0s$ -оболочках. На рис. 1, *б* линиями приведена спектроскопическая информация из реакций протонного подхвата [19, 27—30]. Видно, что в области энергий возбуждения до 10 МэВ результаты двух типов экспериментов не противоречат друг другу, однако реакции протонного подхвата дают более точную информацию, поскольку высокое энергетическое разрешение в подобных экспериментах позволяет исследовать отдельные уровни. Поэтому во многих случаях в реакциях протонного подхвата (в отличие от реакции квазиупругого выбивания) удается определить не только орбитальный момент l подхваченного протона, но также и его полный момент j .

Информативность реакций подхвата в области более 10 МэВ, где расположены глубокие дырочные возбуждения ($1p_{3/2}^-$ и $0s_{1/2}^-$),

резко падает из-за сильного уменьшения эффективных сечений вследствие поглощения и роста плотности уровней. Поэтому соответствующие экспериментальные данные по подхвату практически отсутствуют. Область более 10 МэВ значительно лучше изучена

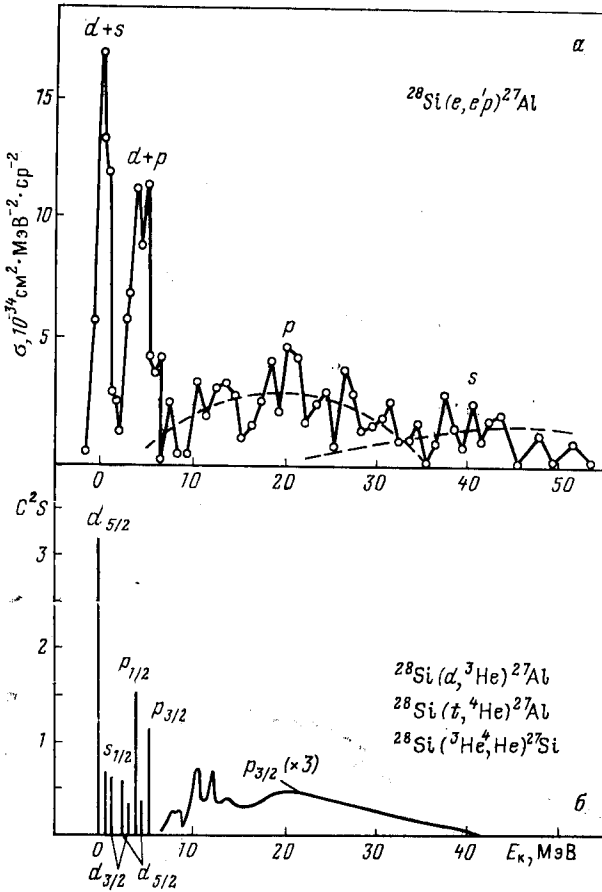


Рис. 1. Сравнение данных реакций квазиупругого выбивания и подхвата протона для ядра ^{28}Si

в реакциях квазиупругого выбивания протонов, которые позволяют определить центры тяжести и степень разброса глубоких дырочных возбуждений.

Работа [31] позволяет сравнить результаты экспериментов по квазиупругому выбиванию и подхвату для ядер $(2s - 2d)$ -оболочки в области энергий возбуждения 10—40 МэВ в конечном ядре. В этой работе изучена реакция нейтронного подхвата $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha)^{27}\text{Si}$.

Спектр нейтронных дырочных состояний ядра ^{28}Si в области 10—40 МэВ, уже не являющийся набором разрешенных уровней, показан сплошной линией на рис. 1, б (вертикальный масштаб увеличен в 3 раза).

В области ниже 10 МэВ информация, приведенная в [31], почти не отличается от той, которая получена из реакции протонного подхвата (линии). Возможность использования данных реакции $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha)^{27}\text{Si}$ для получения информации о протонных дырочных состояниях основана на том, что протонный и нейтронный подхват на ядре ^{28}Si приводит к образованию зеркальных ядер ^{27}Al и ^{27}Si . Из рис. 1 видно, что характер спектра дырочных возбуждений в подхвате в области 10—40 МэВ тот же, что и в квазиупругом выбивании. Анализ угловых распределений и сечений, проведенный в [31], показывает, что обсуждаемый участок спектра обусловлен подхватом нуклона из $1p_{3/2}$ -подоболочки.

Особенности спектра дырочных возбуждений, наблюдающиеся у ядра ^{28}Si , типичны для ядер ($2s - 2d$)-оболочки. Отметим два существенных обстоятельства, следующих из анализа реакций подхвата и из реакций квазиупругого выбивания нуклонов: 1) часть спектроскопической силы дырочных возбуждений в $1p$ -оболочке расположена довольно низко (ниже 10 МэВ для ядер с $A \leq 32$); 2) дырочные возбуждения в подоболочке $1p_{3/2}$ распределены в области энергий шириной 20—30 МэВ. Это явление, по-видимому, связано как с испусканием оже-нуклонов, так и с эффектом Мохана — Нозвера [32], известным в физике металлов [поляризация коллектива электронов проводимости внезапно появившейся дыркой в (γ, e)-процессах, что приводит к уширению спектра глубокого дырочного состояния вследствие возбуждения многих «мягких» частично-дырочных состояний в этом коллективе]. Соответствующего отражения в работах по теории ядерных реакций эти идеи пока не нашли. Здесь может возникнуть интересное явление — нарушение $SU(3)$ -симметрии «внезапно появившимся» моментом ($3/2^-$) остова (см. ниже).

Рассмотрим подробнее особенности спектра дырочных возбуждений в области менее 10 МэВ, где реакции подхвата дают наиболее детальную информацию.

Данные, полученные в реакциях подхвата для ядер ($2s - 2d$)-оболочки, приведены в [23, 33]. Будем говорить о реакциях протонного подхвата для ядер ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si и ^{32}S , поскольку ниже анализируются результаты протонного канала распада гигантского дипольного резонанса этих ядер.

Данные ($d, ^3\text{He}$)- и ($t, ^4\text{He}$)-реакций протонного подхвата для ядер ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si и ^{32}S приведены на рис. 2, из которого видно распределение протонных дырочных возбуждений этих ядер среди уровней ядер ^{22}Ne , ^{23}Na , ^{25}Na , ^{26}Mg , ^{27}Al и ^{31}P . Число протонов в этих ядрах на единицу меньше. Напомним, что для спектроскопических факторов S состояний с определенным значением квантовых

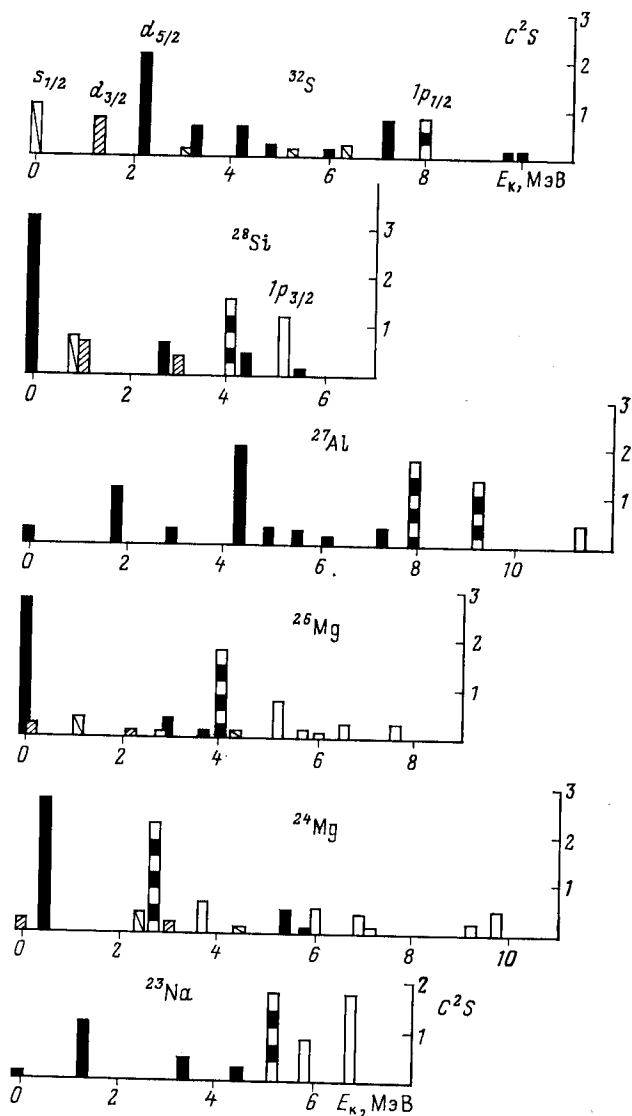


Рис. 2. Спектроскопические характеристики протонных дырочных состояний ядер ^{23}Na , $^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{28}Si и ^{32}S , полученные в реакциях протонного подхвата

чисел n, l, j должно выполняться правило сумм

$$\sum C^2 S = \langle p \rangle_{n l j}, \quad (5)$$

где $C^2 = 2T/(2T + 1)$ (T — изоспин конечного ядра); $\langle p \rangle_{n l j}$ — число протонов в подоболочке $n l j$, и суммирование проводится по всем состояниям конечного ядра, которые могут возбуждаться при подхвате протона с этой подоболочки. Независимую информацию о числе нуклонов во внешней оболочке дают реакции срыва, поскольку правило сумм для спектроскопических факторов уровней, возбуждаемых в этих реакциях, непосредственно связано с числом вакансий (дырок) в подоболочке $n l j$. Для рассматриваемых ядер (^{23}Na , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si и ^{32}S) данные реакций протонного подхвата и срыва [23, 33] для чисел протонов в подоболочках $2d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$ согласуются в пределах погрешностей эксперимента. Полученные в результате совместного анализа этих двух типов экспериментов числа $\langle p \rangle_{n l j}$ приведены в табл. 1. Для внешних подоболочек погрешность представленных в таблице данных в большинстве случаев не превышает 10—20%.

Спектроскопическая информация для ядер $(2s - 2d)$ -оболочки имеет ряд общих закономерностей:

1) дырочные уровни в $(2s - 2d)$ -оболочке расположены главным образом в области энергий возбуждения 0—8 МэВ и исчерпывают основную часть правила сумм для этой оболочки;

2) спектроскопическая сила дырочного возбуждения в подоболочке $1p_{1/2}$ концентрируется в одном-двух состояниях;

3) значительная часть спектроскопической силы (40—100%) дырочного возбуждения в $1p_{3/2}$ -подоболочке из-за ограничения по энергии в реакциях подхвата не видна (табл. 1).

Можно также отметить следующее. В некоторых случаях ($^{24,26}\text{Mg}$, ^{28}Si) дырочное возбуждение в $1p_{1/2}$ -подоболочке располагается очень низко по энергии (2,6—4,0 МэВ). Результаты анализа реакции подхвата, приведенные на рис. 2, так же как и реакции квазиупругого выбивания протонов, свидетельствуют о сильном разбросе дырочного возбуждения в подоболочке $1p_{3/2}$. Это отчетливо проявляется для ядер ^{24}Mg и ^{26}Mg . Наблюдается общая тенденция увеличения энергии дырочных возбуждений в $1p$ -оболочке с ростом массового числа A . Для ядер тяжелее ^{32}S дырочные возбуждения в этой оболочке в реакциях протонного подхвата не видны вовсе. Среди дырочных состояний в $(2s - 2d)$ -оболочке наиболее сильно разбросанным является состояние $2d_{5/2}^-$.

Совместный анализ реакций подхвата и квазиупругого выбивания протонов позволяет определить энергии связи протонов на $1p_{1/2}$ - и $1p_{3/2}$ -подоболочках. Наиболее точные сведения о $1p_{1/2}$ -подоболочке, удаление протона из которой приводит к появлению одного-двух состояний, лежащих при сравнительно малой энергии возбуждения (≤ 10 МэВ), дают реакции подхвата. В этой энергетической области реакции квазиупругого выбивания из-за низкого энергетиче-

Таблица 1. Число протонов на различных подоболочках для соответствующих ядер, полученное из экспериментов по протонному подхвату и срыву [23, 33] и теоретических расчетов [24, 34, 35]

Ядро		$1p_{3/2}$	$1p_{1/2}$	$2d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$2d_{3/2}$	$2s-2d$
^{23}Na	Эксперимент	2,4	1,7	2,9	0,1	0	3
	Теория	4	2	—	—	—	
^{24}Mg	Эксперимент	2,2—2,8	2,2	3,2	0,3	0,5	4
	Теория [34]	4	2	2,86	0,55	0,59	
^{26}Mg	Эксперимент	1,5—1,8	1,8	3,3	0,5	0,2	4
	Теория [24]	4	2	2,91	0,86	0,23	
^{24}Al	Эксперимент	0,5—1,0	2,6	4,8	0,2	0	5
	Теория	4	2	—	—	—	
^{28}Si	Эксперимент	1,2	1,5	4,5	0,75	0,75	6
	Теория [34] [24]	4	2	4,48 4,4	0,82 0,7	0,70 0,9	
^{32}S	Эксперимент	0	0,8	5,75	1,45	0,8	8
	Теория [34] [35]	4	2	5,08 5,68	1,51 1,55	1,41 0,77	

ского разрешения не выделяют $1p_{1/2}^{-1}$ -состояние из интенсивного фона состояний, возбуждаемых при вырывании протона из $(2s-2d)$ -оболочки. Наоборот, данные о глубоколежащей и сильно разбросанной по энергии $1p_{3/2}$ -подоболочке должны быть взяты из реакций квазиупругого выбивания. Наблюдаемое в спектре этих реакций $1p^{-1}$ -состояние, достигающее ширины, равной примерно 20—30 МэВ, отвечает вырыванию протона из $1p_{3/2}$ -подоболочки.

Данные об энергиях связи протонов на $1p_{1/2}$ - и $1p_{3/2}$ -подоболочках для ядер с $16 \leq A \leq 40$, взятые из реакций подхвата [23, 33] и квазиупругого выбивания [18], приведены на рис. 3. Для ядер начала $(2s-2d)$ -оболочки сведения о $1p_{1/2}$ - и $1p_{3/2}$ -подоболочках можно получить из экспериментов обоого типа. Так, для ^{16}O и ^{19}F реакции квазиупругого выбивания дают положение дырочных возбуждений в $1p_{1/2}$ -подоболочке. Для $^{16,18}\text{O}$, ^{19}F , $^{20,22}\text{Ne}$ реакции подхвата позволяют найти центры тяжести возбуждений $1p_{3/2}^{-1}$, поскольку наблюдающиеся в этих реакциях состояния исчерпывают не менее 80% правила сумм для $1p_{3/2}$ -подоболочки. Из рис. 3 видно,

что там, где можно осуществить прямое сравнение, т. е. для ядер начала ($2s - 2d$)-оболочки, реакции подхвата и квазиупругого выбивания дают согласующиеся результаты.

Приведенные в табл. 1 данные характеризуют также структуру валентных оболочек рассматриваемых ядер. Из таблицы следует, что основные состояния ядер $^{24,26}\text{Mg}$, ^{28}Si и ^{32}S не отвечают максимальному заполнению нижних подоболочек ($2d_{5/2}$ для $^{24,26}\text{Mg}$, ^{28}Si ; $2d_{5/2}$

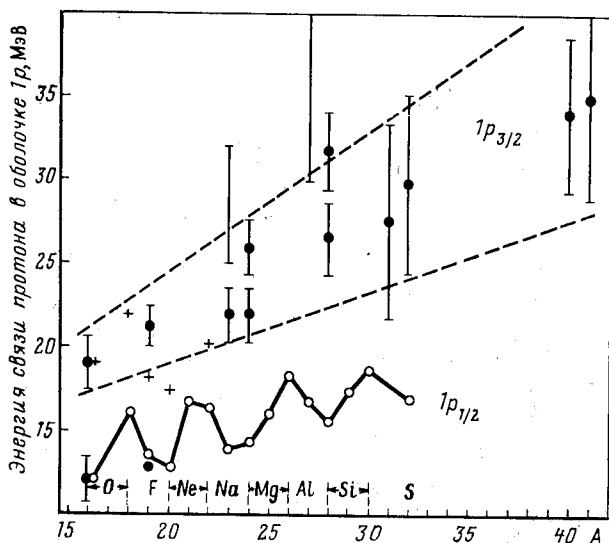


Рис. 3. Энергии связи протонов на $1p_{1/2}$ - и $1p_{3/2}$ -подоболочках, полученные из реакций подхвата (светлые кружки) и квазиупругого выбивания (темные кружки и вертикальные линии):

+++ — энергии связи протонов на $1p_{3/2}$ -подоболочке для ядер начала ($2s - 2d$)-оболочки, полученные из реакций подхвата

и $2s_{1/2}$ для ^{32}S), т. е. осуществляется промежуточная связь и смесь более высокорасположенных подоболочек довольно велика — 10–30%.

Расчеты в рамках многочастичной модели оболочек [24, 34, 35] дают числа протонов на $2d_{5/2}$ -, $2s_{1/2}$ - и $2d_{5/2}$ -подоболочках, близкие к экспериментальным (см. табл. 1). В [34] ядра ^{24}Mg и ^{28}Si рассматривались как совокупность инертного кора ^{16}O и валентных нуклонов в ($2s - 2d$)-оболочке. Ядро ^{32}S рассматривалось как совокупность инертного кора ^{40}Ca и восьми дырок в ($2s - 2d$)-оболочке. Учитывались все возможные конфигурации, разрешенные принципом Паули. В [35] инертным кором для ^{32}S являлись замкнутые оболочки $0s - 1p$ и десять нуклонов на $2d_{5/2}$ -подоболочке, т. е. учитывались конфигурации, содержащие до двух дырок в этой подоболочке. Распреде-

ние нуклонов по подоболочкам и, следовательно, в целом структуру волновой функции основного состояния ядра ^{28}Si довольно хорошо описывает расчет по методу Хартри — Фока, выполненный в [24].

3. ПАРЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР ($2s - 2d$)-ОБОЛОЧКИ

Ниже будут приведены экспериментальные данные для фотопротонного канала распада гигантского дипольного резонанса ядер ($2s - 2d$)-оболочки. Этот канал является доминирующим для большинства стабильных ядер рассматриваемой области.

Парциальные сечения фотопротонной реакции для ядер ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si и ^{32}S , полученные из спектров фотопротонов, приведены в [36—41]. Для сравнения с результатами реакций протонного подхвата удобно использовать распределения интенсивности переходов в различные состояния конечного ядра $A-1$ в (γ , p)-реакции (процедура получения таких распределений из спектров фотопротонов описана в [17]). Эти распределения для ядер ^{24}Mg , ^{27}Al и ^{28}Si на рис. 4 сравниваются со спектроскопическими факторами, определенными в реакции протонного подхвата. Видно, что положение максимумов в распределениях интенсивности переходов в (γ , p)-реакции коррелирует с положением уровней ядра $A-1$, имеющих большие спектроскопические факторы в реакциях протонного подхвата. Это позволяет сделать заключение, что гигантский дипольный резонанс ядер ($2s - 2d$)-оболочки в значительной степени формируется за счет частично-дырочных возбуждений.

Так, для четно-четных ядер ^{24}Mg и ^{28}Si на их долю приходится 60—80% интегрального сечения (γ , p)-реакции [38, 40].

К аналогичным выводам приводит и исследование спектров γ -квантов, которые снимают возбуждение конечных ядер, образующихся в фотонуклонных реакциях: (γ , $p\gamma'$)- и (γ , $n\gamma'$)-процессы. Нами были проанализированы экспериментальные данные для ядер

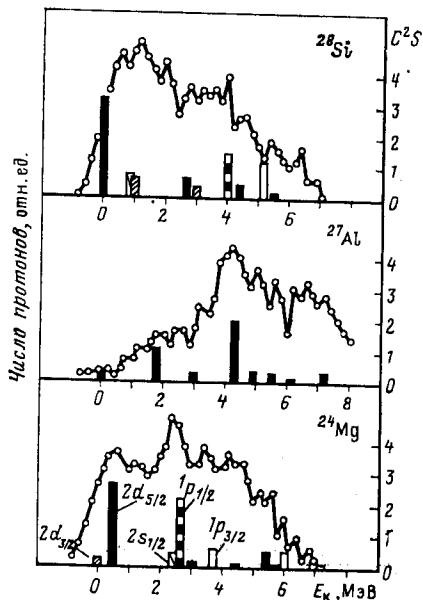


Рис. 4. Сравнение распределений интенсивности переходов в различные состояния конечного ядра в (γ , p)-реакции (сплошные линии) и спектроскопических факторов реакций протонного подхвата (столбики) для ядер ^{24}Mg , ^{27}Al и ^{28}Si

($2s - 2d$)-оболочки [42—50]. Во всех случаях (исследовались ядра $^{16,18}\text{O}$, ^{19}F , ^{23}Na , $^{24,25,26}\text{Mg}$, ^{28}Si , ^{32}S и ^{40}Ca) не менее 90% распадов идет на уровни конечного ядра, проявляющиеся в реакциях нуклонного подхвата.

Парциальные сечения, извлекаемые из фотонуклонных спектров, обычно могут формироваться за счет заселения группы состояний конечного ядра, так как разрешение по энергии конечного ядра таких парциальных сечений примерно равно 1 МэВ. Однако не все из этих состояний заселяются с заметной вероятностью. Данные о спектрах γ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер,

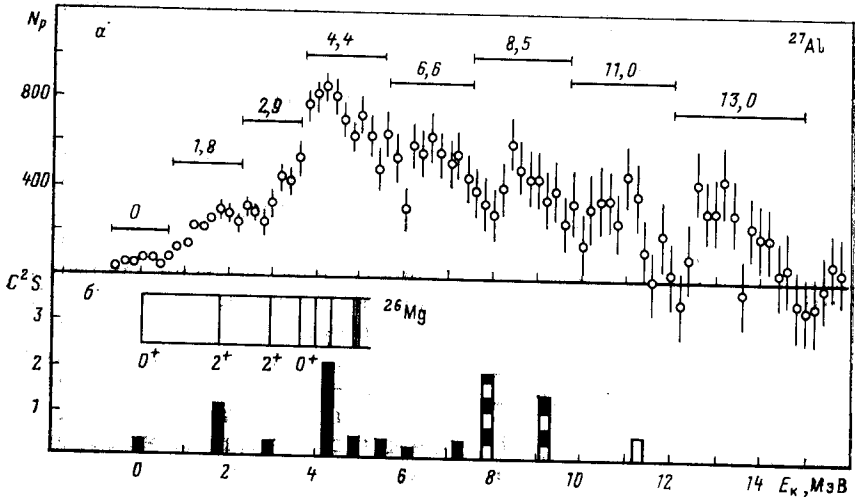


Рис. 5. Интенсивность заселения различных состояний конечного ядра (a) в реакции $^{27}\text{Al}(\gamma, p)^{26}\text{Mg}$ [36] и спектроскопические факторы (b) в реакции протонного подхвата [51—54]. На рис. b приведена также схема уровней конечного ядра ^{26}Mg

и четкая корреляция с подхватом позволяют определить, какие состояния и с какой вероятностью заселяются в области энергий возбуждения конечного ядра до 5—6 МэВ. Интерпретация парциальных сечений заселения состояний с энергиями более 5—6 МэВ в конечном ядре не столь однозначна, поскольку для этой энергетической области обычно нет данных о спектрах γ -квантов.

Рассмотрим в качестве примера реакцию $^{27}\text{Al}(\gamma, p)^{26}\text{Mg}$ [36]. Для этой реакции были получены сечения заселения основного, первого, второго возбужденных состояний конечного ядра (1,81 и 2,94 МэВ), а также групп состояний, центры тяжести \bar{E}_K которых расположены при энергиях $\bar{E}_K = 4,4; 6,6; 8,5; 11,0$ и 13,0 МэВ. Анализ парциальных сечений был основан на сравнении с данными реакций протонного подхвата $^{27}\text{Al}(d, ^3\text{He})^{26}\text{Mg}$ [51—53] (рис. 5) и $^{27}\text{Al}(n, d)^{26}\text{Mg}$ [54].

Из рис. 5 видно, что первые пять парциальных сечений ($\bar{E}_K = 0; 1,8; 2,9; 4,4; 6,6$ МэВ) формируются за счет переходов из $2d_{5/2}$ -подоболочки. В остальные парциальные сечения ($\bar{E}_K = 8,5; 11,0$ и $13,0$ МэВ) дают вклад переходы из $1p$ -оболочки. Имеется хорошая корреляция между данными реакций подхвата и результатами (γ, p) -эксперимента. Состояниям конечного ядра, сечения заселения которых в (γ, p) -реакции имеют наибольшие значения, соответствуют и наибольшие значения спектроскопических факторов. Это хорошо иллюстрирует вывод о том,

Таблица 2. Сравнение относительных спектроскопических факторов $(C^2S)_{отн} = \sum C^2S / \langle p \rangle$ протонного подхвата и интегральных значений

$\sigma_K^{int} = \int_0^{30} \sigma_K(E_\gamma) dE_\gamma$ парциальных сечений (γ, p) -реакции для ядра ${}^{27}\text{Al}$

Энергия E_K конечного ядра ${}^{26}\text{Mg}$, МэВ	Оболочка, из которой удален протон	$(C^2S)_{отн}$, %	σ_K^{int} , %
0	$2s-2d$	6	6
1,81	$2s-2d$	18	18
2,94	$2s-2d$	4	15
4,4	$2s-2d$	46	40
6,6	$2s-2d$	16	20
8,5	$1p$	43	46
11,0	$1p$	8	31
13,0	$1p$	—	23

что состояния гигантского резонанса ядра ${}^{27}\text{Al}$ имеют значительную частично-дырочную компоненту. В табл. 2 сравниваются относительные величины парциальных сечений (γ, p) -реакции с относительными суммарными спектроскопическими факторами, которые рассчитывались как $(C^2S)_{отн} = \sum C^2S / \langle p \rangle$, где суммирование проводилось по всем состояниям конечного ядра, которые могли давать вклад в данное парциальное сечение, а $\langle p \rangle$ — число протонов в $(2s-2d)$ - или $1p$ -оболочках. Сравнение сделано отдельно для первых пяти парциальных сечений, которые обусловлены переходами из внешней оболочки, и для трех последних сечений, в которые дают вклад переходы из внутренней оболочки.

Из табл. 2 следует, что для состояний конечного ядра с $\bar{E}_K = 0; 1,8; 4,4; 6,6$ и $8,5$ МэВ относительные значения спектроскопических

факторов и относительные сечения (γ, p) -реакции практически совпадают между собой. Из этого можно заключить, что (γ, p) -переходы, связанные с этими уровнями, в основном идут за счет распада частично-дырочных конфигураций. На долю этих парциальных переходов приходится около 60% интегрального сечения реакции ${}^{27}\text{Al}(\gamma, p){}^{26}\text{Mg}$.

Сумма первых пяти парциальных сечений ($E_K = 0 \div 6,6$ МэВ) образует сечение переходов из внешней оболочки. Оно показано на рис. 6, а. Переходы из внутренней оболочки дают вклад в остальные парциальные сечения ($\bar{E}_K = 8,5; 11,0$ и $13,0$ МэВ). Сумма этих парциальных сечений показана на рис. 6, б. Следует отметить, что

точный вклад переходов из внутренней оболочки в парциальные сечения заселения состояний с $\bar{E}_K = 11,0$ и $13,0$ МэВ неизвестен, поскольку эти сечения в значительной степени формируются за счет распадов конфигураций более сложных, чем частично-дырочные, на

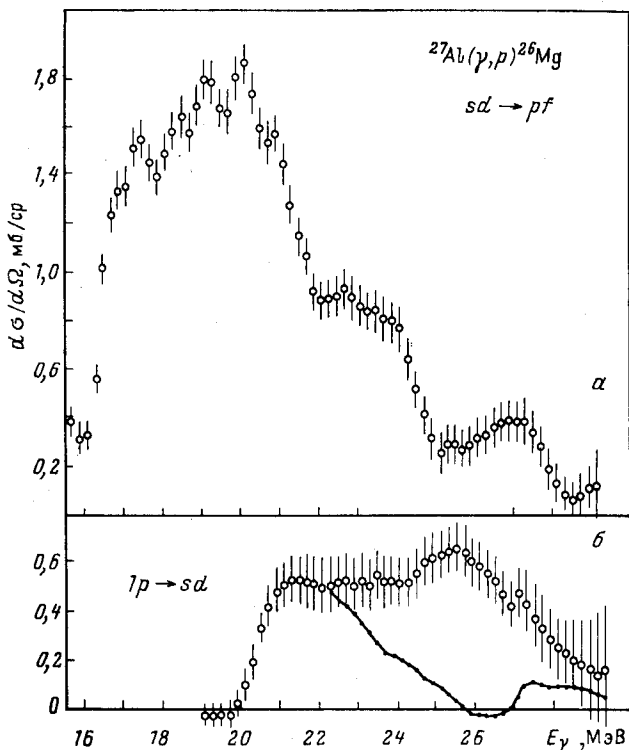


Рис. 6. Сумма парциальных сечений реакции $^{27}\text{Al}(\gamma, p)^{26}\text{Mg}$ с образованием конечного ядра в состояниях с $E_K = 0 \div 6,6$ МэВ (а) и $E_K > 6,6$ МэВ (б):

сплошная кривая — парциальное сечение заселения состояний конечного ядра с $\bar{E}_K = 8,5$ МэВ

что указывает отсутствие корреляции между значениями спектроскопических факторов и интегральных сечений заселения этих состояний (см. табл. 2). Вполне определенной частью сечения переходов из внутренней оболочки является сечение заселения состояний с $\bar{E}_K = 8,5$ МэВ. Оно практически целиком формируется за счет переходов из $1p_{1/2}$ -подоболочки.

Сечения, приведенные на рис. 6, позволяют оценить конфигурационное расщепление (разность центров тяжести переходов из внутренней и внешней оболочек) и вероятность переходов из внешней оболочки. Конфигурационное расщепление ядра ^{27}Al получается как разность центров тяжести сечений, показанных на рис. 6, а

и b , и лежит в пределах 2,8—4,0 МэВ, причем меньшему из них соответствует случай, когда в качестве сечения переходов из внутренней оболочки берется парциальное сечение заселения состояний с $\bar{E}_K = 8,5$ МэВ. Более вероятное значение (но еще не верхняя граница) конфигурационного расщепления (4,0 МэВ) отвечает предположению, что парциальные сечения заселения состояний с $\bar{E}_K = 11,0$ и 13,0 МэВ формируются в основном за счет переходов из внутренней оболочки. Естественно думать, что эти и более высоколежащие возбуждения связаны с дыркой $1p_{3/2}^{-1}$, которая, как было отмечено выше, индуцирует многочастичные «мягкие» возбуждения в пределах конфигурации $(2s - 2d)^n$.

Вероятность переходов из внешней оболочки заключена в интервале 0,74—0,87. Разброс в оценке связан пока с имеющейся неопределенностью в интерпретации парциальных сечений заселения высокорасположенных состояний конечного ядра ^{26}Mg ($\bar{E}_K = 11,0$ и 13,0 МэВ). Аналогичным образом обрабатывались результаты фотопротонных экспериментов и на других ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки: ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{32}S [37—41]. Во всех случаях выделялось сечение переходов из внешней оболочки, формирующееся главным образом за счет распада частично-дырочных конфигураций, и гарантированная часть сечения переходов из внутренней оболочки, которая в основном обусловлена распадом $1p_{1/2}^{-1}(2s - 2d)$ -компоненты этого сечения.

Результаты обработки представлены на рис. 7. Для ядра ^{26}Mg сечение переходов $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ мало и его форма не определялась. С достаточной точностью можно найти лишь его центр тяжести (табл. 3). Для ядра ^{32}S приведенное на рис. 7 сечение переходов $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ является его верхней оценкой.

Т а б л и ц а 3. Центры тяжести (\bar{E}) сечений различных переходов и их разности ($\Delta\bar{E}$) (оценки получены для области энергий возбуждения ≤ 30 МэВ)

Ядро	$(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$ \bar{E} , МэВ	$1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ \bar{E} , МэВ	$\Delta\bar{E}$, МэВ	Ядро	$(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$ \bar{E} , МэВ	$1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ \bar{E} , МэВ	$\Delta\bar{E}$, МэВ
^{23}Na	20,1	22,0	1,9 (4,2)	^{28}Si	20,9	22,2	1,3 (2,5)
^{24}Mg	21,6	22,8	1,2 (2,0)	^{31}P	21—22	25	3—4
^{26}Mg	22,1	23—24	1—2 (2—3)	^{32}S	20,4	21,9	1,5 (2,9)
^{27}Al	20,4	23,2	2,8 (4,0)	^{40}Ca	20—21	25	4—5

П р и м е ч а н и е. В скобках в последней колонке приведены конфигурационные расщепления, полученные в предположении, что парциальные сечения заселения наиболее высокорасположенных уровней конечных ядер формируются за счет переходов из $1p_{3/2}$ -подоболочки.

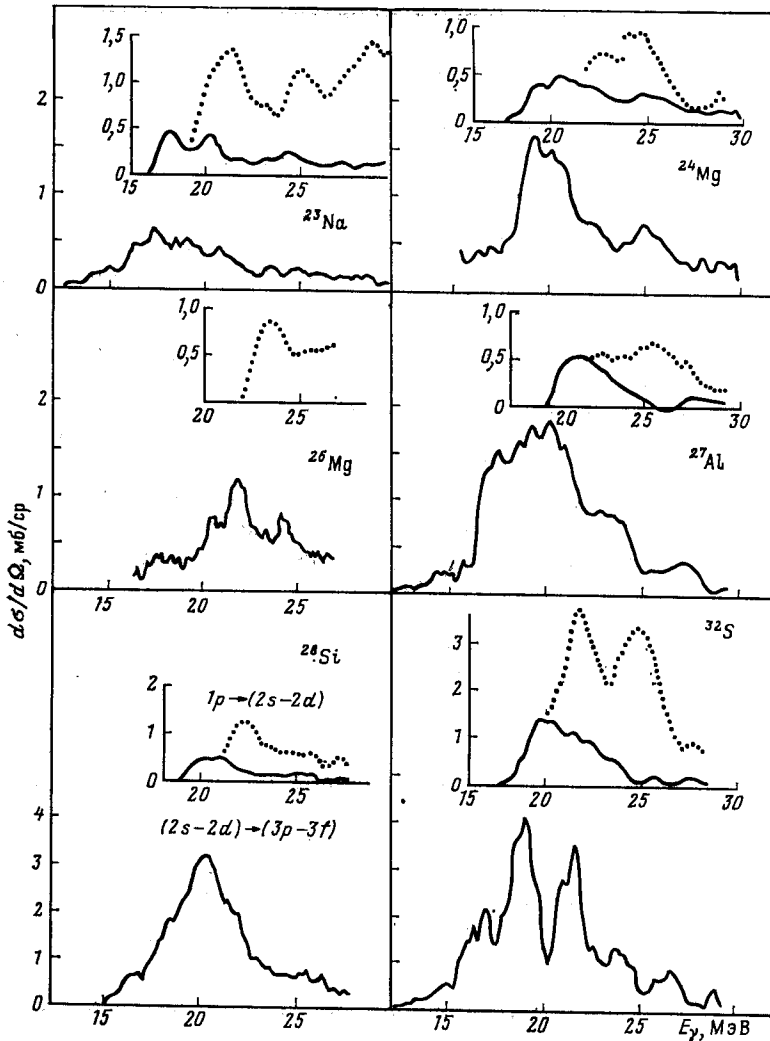


Рис. 7. Результат деления сечений фотопротонной реакции для ядер ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si и ^{32}S на компоненты, обусловленные переходами из $(2s - 2d)$ - и $1p$ -оболочек:

на внутренних рисунках сплошными линиями показаны сечения переходов из $1p_{1/2}$ -подоболочки (для ^{26}Mg не определялось, для ^{32}S это верхняя оценка), точками — верхние оценки сечений переходов из $1p$ -оболочки, т.е. с учетом переходов из $1p_{1/2}$ -подоболочки

4. ПОЛОЖЕНИЕ ПО ЭНЕРГИИ ПЕРЕХОДОВ ИЗ РАЗНЫХ ОБОЛОЧЕК

Данные о положении по энергии переходов $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$ и $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ приведены в табл. 3. Указаны центры тяжести (\bar{E}) соответствующих переходов, а также их разности $\Delta\bar{E}$, характеризующие конфигурационное расщепление. В табл. 3 приведена также информация для двух ядер (^{31}P и ^{40}Ca), для которых экспериментально не проводилось выделение компоненты $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ фотопротонного сечения. Однако и имеющихся для этих ядер данных достаточно для получения надежных оценок. Форма полного сечения (γ, p) -реакции для ^{31}P и ^{40}Ca известна [55, 56]. Для ядра ^{40}Ca известно также сечение переходов из внешней оболочки вплоть до энергии возбуждения 25 МэВ [56]. Кроме того, из данных реакции протонного подхвата [23, 33] следует, что протонной дырке в $1p_{1/2}$ -подоболочке соответствуют энергии возбуждения конечных ядер (^{30}Si и ^{39}K) не менее 10 МэВ. Таким образом, лишь парциальные сечения реакций $^{31}\text{P}(\gamma, p)^{30}\text{Si}$ и $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)^{39}\text{K}$ с образованием конечных ядер в состояниях с $E_K > 10$ МэВ могут содержать вклад переходов $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$. Как следует из экспериментов, для ядер $(2s - 2d)$ -оболочки [36—41] центры тяжести и максимумы таких сечений располагаются при энергиях ≥ 25 МэВ, и их вклад в интегральное сечение (γ, p) -реакции вплоть до энергии 30 МэВ не превышает 15—20%. Очевидно, максимум сечения переходов $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$ для ^{31}P и ^{40}Ca совпадает с максимумом полного фотопротонного сечения (соответственно 20 и 19 МэВ).

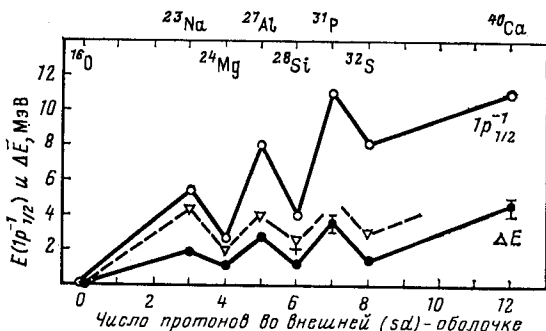
Возможность переходов из внутренней оболочки в дважды магическом ядре ^{40}Ca обусловлена тем, что основное состояние этого ядра не отвечает полностью заполненной $(2s - 2d)$ -оболочке. Как следует из реакций однонуклонной передачи, в основном состоянии ядра ^{40}Ca протонная $(2s - 2d)$ -оболочка заполнена не полностью [23, 33] и примесь соответствует $(3p - 3f)$ -оболочке. Из табл. 3 видно, что центры тяжести сечений переходов из внешней оболочки располагаются при 20—22 МэВ. Центры тяжести переходов из $1p_{1/2}$ -подоболочки равны 22—25 МэВ.

Расщепление по энергии переходов $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ и $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$ сильно флуктуирует от ядра к ядру (см. табл. 3), оставаясь в пределах 1—5 МэВ. Как отмечалось выше, конфигурационное расщепление в ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки обусловлено тем, что у этих ядер энергия отделения нуклонов в $1p$ -оболочке проявляет тенденцию к возрастанию с увеличением массового числа, в то время как энергия отделения нуклона в $(2s - 2d)$ -оболочке остается примерно на одном уровне. Связь этих двух величин хорошо видна на рис. 8, где расщепление по энергии переходов $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ и $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$ сравнивается с энергией протонного дырочного возбуждения в $1p_{1/2}$ -подоболочке, полученной в реакции подхвата. Наблюдается отчетливая корреляция между сравниваемыми величинами. Из рис. 8 видна также общая тенденция возрастания

конфигурационного расщепления с ростом числа протонов во внешней оболочке, что также естественно ожидать из систематического увеличения энергии связи $1p$ -нуклонов с ростом A .

Наиболее достоверная оценка конфигурационного расщепления должна учитывать переходы из $1p_{3/2}$ -подоболочки. Переходы из этой оболочки дают вклад в парциальные сечения заселения наиболее высокорасположенных уровней конечных ядер. Учет переходов $1p_{3/2} \rightarrow (2s - 2d)$ увеличивает оценку конфигурационного расщепления по центрам тяжести сечений примерно на 1—2 МэВ (см. в скобках в последней колонке табл. 3). Конфигурационное расщепление у ядер с нечетным Z на 1,5—2,0 МэВ больше, чем у соседних ядер

Рис. 8. Сравнение расщепления по энергии переходов $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ и $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$ (черные кружки) и энергии протонного дырочного возбуждения в $1p_{1/2}$ -подоболочке (светлые кружки); оценка конфигурационного расщепления с учетом переходов из $1p_{3/2}$ -подоболочки (треугольники), а также результат расчета конфигурационного расщепления для ядра ^{28}Si (крестик) [40, 57]



с четным Z (см. последнюю колонку табл. 3). Таким образом, конфигурационное расщепление гигантского дипольного резонанса, оцениваемое по центрам тяжести сечений, для ядер начала $(2s - 2d)$ -оболочки примерно равно 1—3 МэВ, для ядер конца $(2s - 2d)$ -оболочки с нечетным числом протонов — 6—7 МэВ.

Необходимо подчеркнуть, что все приведенные выше оценки конфигурационного расщепления относятся к области энергий возбуждения до 30 МэВ. Как известно, при $E_\gamma > 30$ МэВ расположена заметная (примерно 20—30%) часть интегрального сечения фоторасщепления. В этой области роль переходов из $1p_{3/2}$ -подоболочки возрастает. Поэтому сделанные выше оценки конфигурационного расщепления следует рассматривать как нижние.

В пользу преобладающего вклада переходов из $1p_{3/2}$ -подоболочки в области более 30 МэВ свидетельствует следующее: 1) во всех теоретических расчетах, в которых было правильно выбрано положение дырки в $1p_{3/2}$ -оболочке, центр тяжести переходов $1p_{3/2} \rightarrow (2s - 2d)$ расположен при энергиях возбуждения 30—40 МэВ, и эти переходы в отмеченной области энергий доминируют (см., например, расчеты работ [10 и 57] для ^{32}S); 2) сильный разброс $1p_{3/2}^{-1}$ -состояния (его ширина примерно 20—30 МэВ) приводит к тому, что переходы $1p_{3/2} \rightarrow (2s - 2d)$ будут заполнять область энергий до

50 МэВ; 3) относительная величина сечения фоторасщепления в области 30—50 МэВ согласуется с вкладом, который должны давать в это сечение переходы, обусловленные той частью спектроскопической силы $1p_{3/2}$ -дырки, которая не затрагивается при возбуждениях с энергией, меньшей 30 МэВ.

Необходимо отметить, что кинематические факторы, такие, например, как проникаемость, будут с ростом энергии возбуждения все более благоприятствовать распаду $1p_{3/2}(2s - 2d)^{n+1}$ конфигураций с вылетом нуклона в непрерывный спектр и образованием конечного ядра в дырочном состоянии $1p_{3/2}$.

Для оценки верхней границы конфигурационного расщепления были выбраны два ядра — четно-четное ядро ^{28}Si и нечетно-четное ядро ^{27}Al , для которых хорошо известна форма сечения фотопоглощения вплоть до 50 МэВ [58]. В предположении доминирующей роли переходов $1p \rightarrow (2s - 2d)$ в области 30—50 МэВ и с учетом формы сечений фотопоглощения на этом участке были рассчитаны центры тяжести переходов из $1p$ -оболочки (в качестве сечений переходов из $1p$ -оболочки на участке 20—30 МэВ использовались кривые, обозначенные точками на рис. 7). Для обоих ядер (^{27}Al и ^{28}Si) центры тяжести переходов $1p \rightarrow (2s - 2d)$ оказались равными 33—34 МэВ. Это означает, что верхняя граница конфигурационного расщепления для этих ядер составляет 12—14 МэВ.

Сравним полученные оценки конфигурационного расщепления с изоспиновым расщеплением ΔE_T (для ядер с $N \neq Z$). Рассмотрим три ядра: ^{23}Na , ^{27}Al и ^{31}P , для которых изоспин основного состояния $T_0 = (N - Z)/2 = 1/2$. Используя известное соотношение $\Delta E_T = 60(T_0 + 1)/A$ МэВ [59], получаем изоспиновое расщепление, равное примерно 3—4 МэВ. Таким образом, полученные в этом разделе оценки конфигурационного расщепления говорят о том, что оно играет важную роль в формировании ширины (области разброса по энергии) гигантского дипольного резонанса ядер $(2s - 2d)$ -оболочки.

5. ВЕРОЯТНОСТЬ ПЕРЕХОДОВ ИЗ ВНЕШНЕЙ ОБОЛОЧКИ

Вероятность переходов из внешней оболочки для ядер ^{23}Na , $^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{28}Si и ^{32}S была вычислена как отношение интегральных фотопротонных сечений, обусловленных переходами $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$, к полному интегральному сечению (γ, p) -реакции [36—41]. Полученные вероятности приведены в табл. 4. В ней содержится информация еще о пяти ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки: ^{16}O , ^{18}O , ^{19}F , ^{31}P и ^{40}Ca . Для ^{16}O сведения взяты из [42], где приведены парциальные сечения (γ, p) -реакции и данные $(\gamma, p\gamma')$ эксперимента. Для ^{18}O и ^{19}F использованы результаты $(\gamma, p\gamma')$ эксперимента [50, 44]. Для ядер ^{31}P и ^{40}Ca большая энергия протонного дырочного возбуждения в $1p_{1/2}$ -подоболочке (больше 10 МэВ) позволяет оценить нижнюю границу вероятности переходов из внешней оболочки,

исходя только из формы полного сечения (γ , p)-реакции [55, 56].

Разброс в вероятностях переходов из внешней оболочки в большинстве случаев связан с неопределенностью интерпретации пар-

Таблица 4. Вероятность электрических дипольных переходов из внешней ($2s - 2d$)-оболочки, полученная из парциальных фотопротонных сечений

Ядро	Вероятность	Наибольшая энергия фотона, МэВ	Литература	Ядро	Вероятность	Наибольшая энергия фотона, МэВ	Литература
^{16}O	0,06—0,11	28,7	[42]	^{27}Al	0,74—0,87	29,7	[36]
^{18}O	0,04—0,12	28,0	[50]	^{28}Si	0,73—0,91	28,0	[40]
^{19}F	0,10—0,18	30,0	[44]	^{31}P	0,7—1,0	30,0	[55]
^{23}Na	0,27—0,56	30,0	[37]	^{32}S	0,51—1,0	29,0	[41]
^{24}Mg	0,65—0,80	30,0	[38]	^{40}Ca	0,8—1,0	30,0	[56]
^{26}Mg	0,66—1,0	27,0	[39]				

циальных сечений заселения высокорасположенных уровней конечных ядер. Все оценки относятся к области энергий возбуждения ядер-мишеней до 27—30 МэВ.

Результаты, приведенные в табл. 4, показаны также на рис. 9 в зависимости от числа протонов во внешней оболочке. С ростом Z

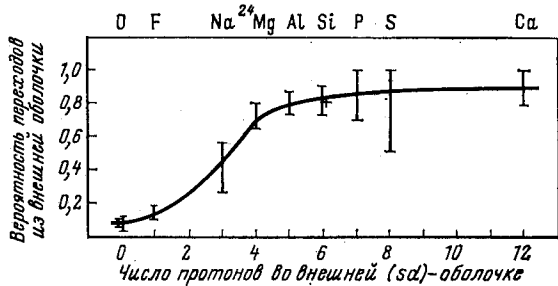


Рис. 9. Вероятность переходов ($2s - 2d$) \rightarrow ($3p - 3f$) в фотопротонном канале распада гигантского резонанса ядер ($2s - 2d$)-оболочки:

крестиком указан результат расчета для ядра ^{28}Si [40, 57]

вероятность переходов ($2s - 2d$) \rightarrow ($3p - 3f$) увеличивается, что в соответствии с концепцией конфигурационного расщепления является следствием заполнения ($2s - 2d$)-оболочки. Вплоть до ядра ^{23}Na , имеющего три протона во внешней оболочке, в фотопротонном канале доминируют переходы $1p \rightarrow (2s - 2d)$. Начиная с ядра ^{24}Mg , у которого число протонов во внешней оболочке равно четырем, в фотопротонном канале доминируют переходы ($2s - 2d$) \rightarrow ($3p - 3f$).

6. СРАВНЕНИЕ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ РАБОТАМИ

Теоретические исследования процесса фоторасщепления ядер ($2s - 2d$)-оболочки в рамках модели оболочек с учетом остаточного взаимодействия проводились для четырех самосопряженных ядер: ^{20}Ne [22, 60], ^{24}Mg [21, 22, 60, 61], ^{28}Si [22, 60, 57, 62, 63], ^{32}S [10, 60, 57, 63—68]. За исключением предварительной работы [21], выполненной в диагональном приближении, во всех остальных учитывалось смешивание конфигураций. Большинство расчетов ограничивалось суперпозицией $1p1h$ -возбуждений. В [10, 60, 67] была учтена сложная структура основного состояния ядра-мишени. В остальных случаях основное состояние выбирали в максимально простом виде, отвечающем заполнению самых нижних оболочек. Корреляции в основном состоянии принимали в расчет в [60, 61]. Использовали остаточные силы нулевого и конечного радиуса действия с различными амплитудами, типом смешивания и радиальной зависимостью. Краткие характеристики теоретических исследований приведены в табл. 5.

Таблица 5. Варианты расчетов гигантского дипольного резонанса ядер ($2s-2d$)-оболочки

Ядро				Типы возбуждений		Остаточные силы		Основное состояние		
^{20}Ne	^{24}Mg	^{28}Si	^{32}S	$1p1h$	$1p1h+60$ - ые слож- ные	нулевого радиуса	конеч- ного ра- диуса	простое	сложное	корреля- ции в ос- новном состоя- нии
[22]	[22]	[22]	—	[22]	—	[22]	—	[22]	—	—
[60]	[60]	[60]	—	[60]	—	—	[60]	—	[60]	[60]
—	[21]	—	—	[21]	—	—	—	[21]	—	—
—	[61]	—	—	[61]	—	—	[61]	[61]	—	[61]
—	—	[62]	—	[62]	—	[62]	—	[62]	—	—
—	—	[57]	[57]	[57]	—	—	[57]	[57]	—	—
—	—	[63]	—	—	[63]	[63]	—	[63]	—	—
—	—	—	[64]	[64]	—	[64]	—	[64]	—	—
—	—	—	[65]	[65]	—	[65]	—	[65]	—	—
—	—	—	[66]	[66]	—	[66]	—	[66]	—	—
—	—	—	[67]	[67]	—	—	[67]	[67]	[67]	—
—	—	—	[68]	—	[68]	—	[68]	[68]	—	—
—	—	—	[10]	[10]	[10]	—	[10]	—	[10]	—

Выделим те детали расчета, которые оказывают сильное влияние на характеристики гигантского резонанса. Анализ показывает, что вид остаточных сил существенно не влияет на энергию дипольных состояний и структуру их волновых функций. Амплитуду остаточных сил, как правило, выбирают такой, чтобы воспроизвести экспериментальное положение максимума гигантского резонанса. Использование сил конечного радиуса действия сдвигало дипольные

уровни по сравнению с расчетом, в котором применялись силы нулевого радиуса, не более чем на 0,5 МэВ [62]. Несколько более чувствительными к форме взаимодействия оказываются вероятности переходов, но и в этом случае различия не очень существенны. Учет корреляций в основном состоянии также не приводит к значитель-

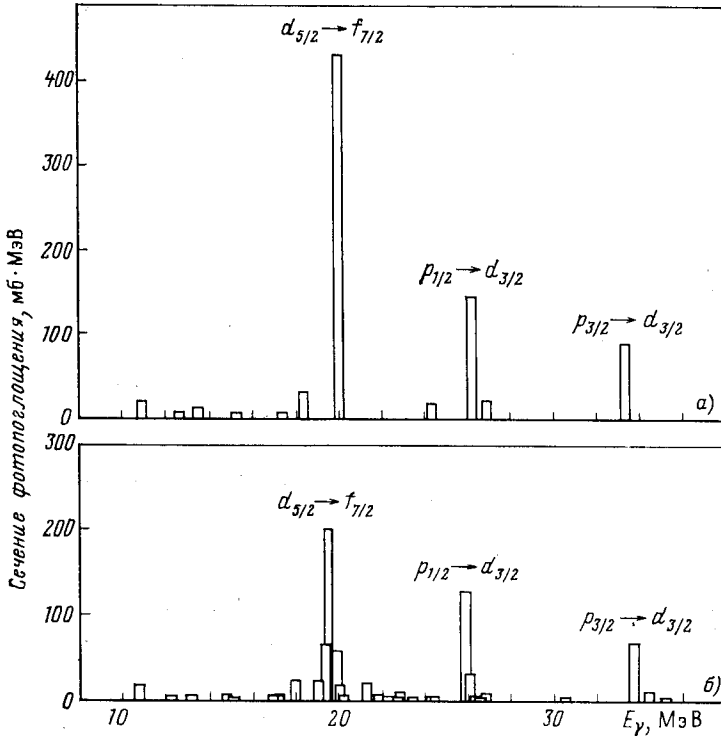


Рис. 10. Сечение поглощения $E1$ -фотонов ядром ^{32}S [10]:

а — расчет с учетом только $1p1h$ -возбуждений; б — расчет с учетом возбуждений более сложных, чем $1p1h$

ному изменению спектра дипольных переходов (из-за «отталкивающего» характера $p-h$ -взаимодействия разница между приближением Тамма — Данкова и методом случайных фаз мала).

Другими факторами, влияющими на характеристики процесса фоторасщепления, являются структура основного состояния ядра и конфигурации более сложные, чем $1p1h$. Эти два фактора усложняют спектр фотопоглощения, не приводя, однако, к существенному перераспределению gross-структуры гигантского резонанса, и, что особенно важно, центры тяжести переходов из разных оболочек располагаются примерно при тех же энергиях, что и до учета этих факторов, и вероятности их меняются незначительно. Рисунок 10

демонстрирует эффект влияния более сложных конфигураций, чем $1p1h$, но не выходящих за полосу $1\hbar\omega$ -возбуждений, на характеристики гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S [10]. В расчете учитывалась примесь $2d_{3/2}$ -подоболочки в основном состоянии ядра ^{32}S . Спектр, приведенный на рис. 10, а, получен в $1p1h$ -базисе (12 конфигураций). Спектр на рис. 10, б получен с учетом взаимодействия $1p1h$ -возбуждений с одно- и двухфононными квадрупольными

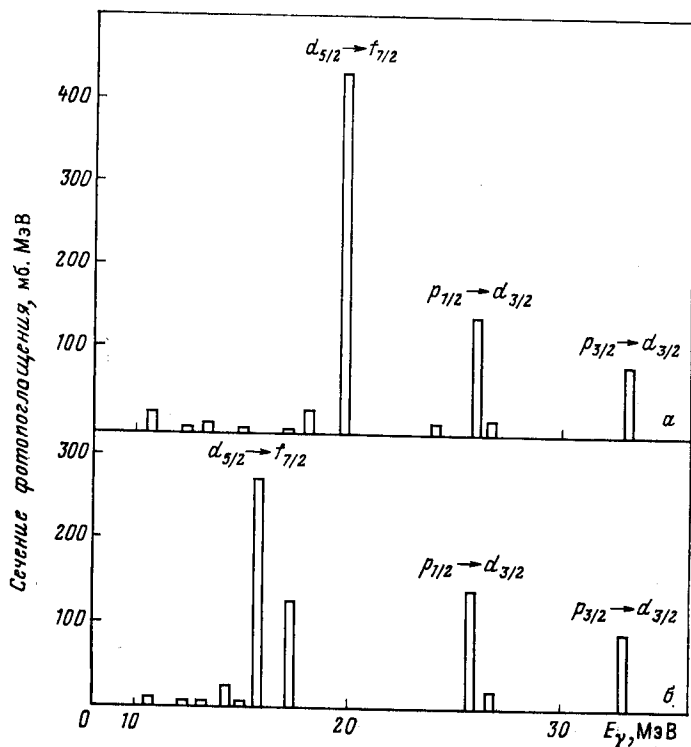


Рис. 11. Влияние энергии дырочного возбуждения в подоболочке $2d_{5/2}$ на характеристики гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S [10]:

а — $E(d_{5/2}^{-1}) = 7$ МэВ; б — $E(d_{5/2}^{-1}) = 3$ МэВ

колебаниями поверхности. Общее число конфигураций, участвовавших в расчете, было равно 64. Видно, что в результате учета более сложных конфигураций не происходит существенного перераспределения дипольных переходов в гигантском резонансе и gross-структура спектра сохраняется.

Значительно более сильное влияние на конфигурационное расщепление и вероятность переходов из разных оболочек оказывают эффекты нулевого приближения для энергий одночастичных пере-

ходов и прежде всего энергии дырочных уровней. Это хорошо видно из рис. 11 и 12. Влияние энергии дырочного возбуждения в $2d_{5/2}$ -подоболочке на характеристики гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S демонстрируется рис. 11 [10]. Единственным отличием расчетов, результаты которых показаны на этом рисунке, являются

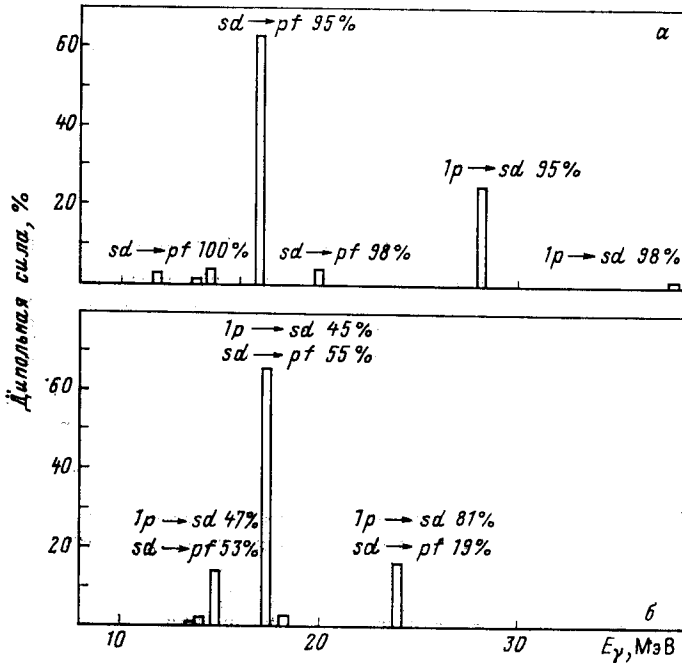


Рис. 12. Влияние энергии дырочных возбуждений в подоболочках $1p_{1/2}$ и $1p_{3/2}$ на характеристики гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S :

а — результат расчета по [65]: $E(1p_{1/2}^{-1}) = 19,0$ МэВ, $E(1p_{3/2}^{-1}) = 28,5$ МэВ; б — по [66]: $E(1p_{1/2}^{-1}) = 7,5$ МэВ, $E(1p_{3/2}^{-1}) = 13,7$ МэВ

разные энергии дырочного возбуждения в $2d_{5/2}$ -подоболочке. Видно, что уменьшение энергии связи нуклона в $2d_{5/2}$ -подоболочке на 4 МэВ приводит и после диагонализации примерно к такому же уменьшению энергии переходов $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$. Спектр переходов $1p \rightarrow (2s - 2d)$ при этом практически не меняется, поскольку в ядре ^{32}S $2d_{5/2}$ -подоболочка практически заполнена.

Влияние выбора положения дырок в $1p_{1/2}$ - и $1p_{3/2}$ -подоболочках на характеристики гигантского резонанса ядра ^{32}S показано на рис. 12, где даны результаты двух расчетов [65, 66], выполненных в $1p1h$ -приближении модели оболочек и различающихся энергиями дырочных возбуждений в $1p_{1/2}$ - и $1p_{3/2}$ -подоболочках. Указаны доли различных частично-дырочных конфигураций в волновых функциях

дипольных состояний. Видно, что расчет [65] с большими энергиями дырочных возбуждений в $1p$ -оболочке (19 и 28,5 МэВ для $1p_{1/2}^-$ и $1p_{3/2}^-$ -подоболочек) приводит к сильному (11—12 МэВ) конфигурационному расщеплению (см. рис. 12, а). Расчет [66], в котором энергии $1p_{1/2}^-$ и $1p_{3/2}^-$ -дырок были выбраны значительно меньшими (соответственно 7,5 и 13,7 МэВ), приводит к смешиванию переходов $1p \rightarrow (2s - 2d)$ и $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$, т. е. к заметному Оже-эффекту. Наряду с этим конфигурационное расщепление уменьшается до 1—2 МэВ (рис. 12, б).

Из приведенных примеров следует, что без правильного выбора энергий дырочных возбуждений (особенно в $1p$ -оболочке) нельзя удовлетворительно описать основные характеристики гигантского дипольного резонанса ядер $(2s - 2d)$ -оболочки. В существующих расчетах или энергия $1p_{3/2}^-$ -состояния была слишком малой (если сведения о нулевом приближении брались только из реакций подхвата), или энергия $1p_{1/2}^-$ -состояния оказывалась очень большой (если для определения положения этого состояния использовались данные реакции квазиупругого выбивания). «Нулевое приближение» для $1p_{1/2}^-$ -дырки наиболее удачно выбрано в [57, 66], посвященных расчету гигантского дипольного резонанса ядер ^{28}Si и ^{32}S . Данные о значении нуклонов различных оболочек в формировании гигантского дипольного резонанса ядер ^{28}Si и ^{32}S , полученные из [57, 66], приведены в табл. 6 вместе с результатами экспериментальных

Таблица 6. Сравнение экспериментальных и теоретических исследований гигантского дипольного резонанса ядер ^{28}Si и ^{32}S

Ядро	Реакция	Вероятность переходов из внешней оболочки	Разность центров тяжести переходов из внутренней и внешней оболочек, МэВ	Энергия протонного дырочного возбуждения, МэВ			Литература
				$2d_{5/2}^-$	$1p_{1/2}^-$	$1p_{3/2}^-$	
^{28}Si	$\gamma, \text{ tot}$	0,33	1,7	} 0	5,1	11,2	} Теория [40, 57]
	γ, p	0,81	2,1				
	γ, p	0,73—0,91	1,3—2,5				
^{32}S	$\gamma, \text{ tot}$	0,51	1,5	2,3	7,5	13,7	Теория [66]
	γ, p	0,51—1,0	1,5—2,9	4,2	8—10	15—25	Эксперимент [41]

исследований фотопротонного канала распада гигантского резонанса этих ядер [40, 41]. Такое сравнение оправдано, поскольку приведенные экспериментальные данные относятся к области до 30 МэВ, где располагается основная часть переходов $1p_{1/2}^- \rightarrow (2s - 2d)$. В табл. 6 также сравниваются экспериментальные и использованные в расчетах энергии протонных дырочных возбуждений в $2d_{5/2}^-$, $1p_{1/2}^-$ и $1p_{3/2}^-$ -подоболочках. Видно, что центр тяжести протонного дыроч-

ного возбуждения в подоболочке $1p_{3/2}$ в расчетах занижался (особенно для ^{32}S). Из табл. 6 следует, что в теоретическом спектре фотопоглощения ядра ^{28}Si доминируют переходы из внутренней оболочки, тогда как в фотопротонном канале согласно эксперименту — переходы из внешней оболочки. С использованием приведенных в [57] собственных значений энергий и векторов дипольных состояний в рамках R -матричного подхода [69] был проведен расчет [40] сечений фотопротонной реакции с заселением уровней $2d_{5/2}^{-1}$, $1p_{1/2}^{-1}$ и $1p_{3/2}^{-1}$.

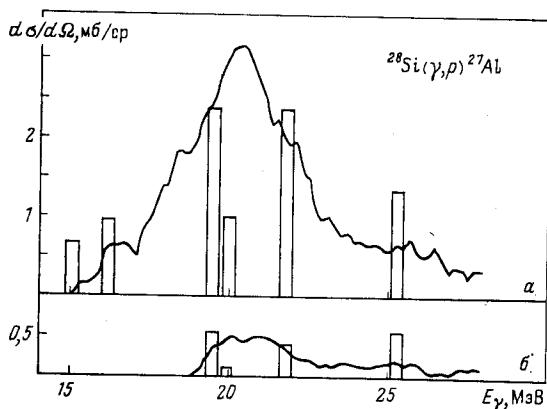


Рис. 13. Сравнение экспериментальных [40] и теоретических [40, 57] сечений реакции $^{28}\text{Si}(\gamma, p)^{27}\text{Al}$ для переходов $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$ (а) и $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ (б)

Теоретические сечения для переходов из $2d_{5/2}$ - и $1p_{1/2}$ -подоболочек сравниваются на рис. 13 с экспериментальными данными — сечениями фотопротонной реакции, отвечающими переходами $(2s - 2d) \rightarrow (3p - 3f)$ и $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$. Расчет правильно воспроизводит распределение электрических дипольных переходов из внешней и внутренней оболочек и дает примерно то же значение конфигурационного расщепления, что и эксперимент (см. табл. 6). Предсказанный им вклад переходов из внешней оболочки в фотопротонном канале также согласуется с экспериментом [сильное возрастание вероятности переходов из внешней оболочки в фотопротонном канале по сравнению с сечением фотопоглощения связано с действием кулоновского барьера, подавляющего выход мягких протонов, испускаемых при распаде конфигураций $1p^{-1}(2s - 2d)$]. Полученные в расчете характеристики переходов из различных оболочек в фотопротонном канале распада гигантского резонанса ядра ^{28}Si отмечены крестиками на рис. 8 и 9. Несмотря на то, что центр тяжести протонного дырочного возбуждения в $1p_{3/2}$ -подоболочке в [57] несколько занижался, данные этой работы позволяют оценить роль переходов $1p_{3/2} \rightarrow (2s - 2d)$ в области до 30 МэВ при формировании конфигурационного расщепления. Центры тяжести переходов $(2s - 2d) \rightarrow$

→ $(3p - 3f)$ и $1p_{1/2} \rightarrow (2s - 2d)$ у ядра ^{28}Si практически совпадают. Учет переходов $1p_{3/2} \rightarrow (2s - 2d)$ сдвигает центр тяжести переходов из внутренней оболочки в сторону больших энергий приблизительно на 2 МэВ. Примерно такое же возрастание конфигурационного расщепления в области ниже 30 МэВ за счет переходов из $1p_{3/2}$ -подоболочки получено и из анализа экспериментальных данных (см. рис. 8 и табл. 3). Таким образом, правильный выбор энергий «нулевого приближения» приводит к удовлетворительному количественному согласию теории с экспериментом.

7. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О КОНФИГУРАЦИОННОМ РАСЩЕПЛЕНИИ ФОТОЯДЕРНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

Подведем итоги рассмотрения конфигурационного расщепления фотоядерного гигантского резонанса ядер $(2s-2d)$ -оболочки. Как следует из приведенных выше экспериментальных данных, конфигурационное расщепление играет важную роль в формировании гигантского дипольного резонанса ядер этой области. При заполнении внешней $(2s - 2d)$ -оболочки наблюдаются две основные тенденции, предсказываемые концепцией конфигурационного расщепления, — возрастание расщепления и увеличение вероятности переходов из внешней оболочки. Расщепление коррелирует с энергией дырочных возбуждений в $1p$ -оболочке, и если ограничиться областью энергий до 30 МэВ, то у ядер конца $(2s - 2d)$ -оболочки оно составляет 6—7 МэВ. С учетом высокоэнергетического участка гигантского резонанса (30—50 МэВ) верхней границей конфигурационного расщепления следует принять 12—14 МэВ.

Для удовлетворительного теоретического описания гигантского дипольного резонанса весьма важно правильно (в соответствии с экспериментом) выбрать энергии «нулевого приближения». Основная трудность до сих пор заключалась в выборе энергий дырочных возбуждений в $1p$ -оболочке (частичные и дырочные уровни во внешней оболочке сравнительно давно и достаточно надежно изучены в реакциях однонуклонной передачи). Накопленные к настоящему времени данные по реакциям подхвата и квазиупругого выбивания протонов позволяют сделать правильный выбор энергий дырочных возбуждений в $1p_{1/2}$ - и $1p_{3/2}$ -подоболочках. Сведения о $1p_{1/2}$ -подоболочке дают реакции подхвата, о $1p_{3/2}$ -подоболочке — реакция квазиупругого выбивания протонов. Основная задача, которая сейчас стоит перед теорией, — расчет характеристик гигантского дипольного резонанса с энергиями нулевого приближения, взятыми из современных экспериментальных работ. Такими расчетами целесообразно охватить ядра начала, середины и конца $(2s - 2d)$ -оболочки, в том числе и ядра с нечетным Z , где конфигурационное расщепление максимально.

Чтобы описать более тонкие детали структуры гигантского резонанса и парциальных каналов распада, необходимо учесть структуру основного состояния ядра и разброс по энергии частичных и дырочных возбуждений. Обычно смешивание конфигураций в основном состоянии не учитывается, и оно выбирается в максимально упрощенном виде. Однако смешивание конфигураций в основном состоянии существенно для ядер ($2s - 2d$)-оболочки (см. табл. 1). Экспериментальные данные показывают [40, 41], что за счет примеси более высокорасположенных подоболочек у ядер ^{28}Si и ^{32}S формируется соответственно около 40 и 13% интегрального сечения фотопротонной реакции. Сложная структура основного состояния ядра приводит и к обогащению спектра электрических дипольных возбуждений, улучшая согласие с экспериментом.

Другим важным фактором, приводящим к усложнению структуры гигантского резонанса и не учитываемым в расчетах, является разброс по энергии дырочных возбуждений. Особенно он велик для $2d_{5/2^-}$ и $1p_{3/2^-}$ -подоболочек. Так, для ядра ^{32}S протонное дырочное возбуждение в $2d_{5/2^-}$ -подоболочке распределено среди восьми состояний ядра ^{31}P , расположенных в интервале от 2,2 до 10 МэВ. У ядра ^{27}Al протонное дырочное возбуждение в $2d_{5/2^-}$ -подоболочке также распределено среди восьми состояний ядра ^{26}Mg , лежащих в области 0—7,3 МэВ. Ширина же $1p_{3/2^-}$ -дырки в ядре ^{28}Si составляет около 20 МэВ. Это, как отмечено выше, возможно, связано с существенно многочастичным возбуждением ($2s - 2d$) n -конфигураций, когда взаимная ориентация магнитных квантовых чисел нуклонов этой оболочки разрушается «внезапно» появившимся достаточно большим моментом $3/2^-$ глубокой дырки. При этом полный момент системы $J = J_{\text{нач}} + J_{\text{дыр}}$. Расщепление уровней конфигурации $p_{3/2}^{-1}d_{5/2}$ в $^{16}\text{N} - ^{16}\text{O}$ составляет $\Delta V \approx 2$ МэВ. Многочастичное возбуждение будет актуально, если амплитуды одночастичных возбуждений $b \approx \Delta V / (\Delta \epsilon - \omega)$ будут порядка единицы. Здесь $\Delta \epsilon \approx 10 \div 20$ МэВ — обсуждаемый разброс уровней; ω — фурье-частоты t -зависящего внешнего поля, которые при ступенчатом «включении» дырки могут быть достаточно велики, чтобы было $\omega \approx \Delta \epsilon$.

В расчетах можно непосредственно использовать данные реакций однонуклонной передачи и квазиупругого выбивания о дырочных состояниях и структуре волновой функции основного состояния ядра, что в значительной степени устранил неопределенность в этих характеристиках и позволит уточнить в результате сравнения с экспериментом роль других факторов в формировании гигантского резонанса, таких как вид и амплитуда остаточного взаимодействия и степень связи $1p1h$ -возбуждений с более сложными. Однако степень многочастичного возбуждения ($2s - 2d$) n -конфигурации может быть меньше, чем в процессе ($p, 2p$) или ($e, e'p$), так как энергия $\Delta E = E_\gamma \approx 25$ МэВ, переданная нуклону фотоном, существенно меньше, чем в указанных процессах, где $\Delta E = E_0 - E'_0 \approx 100$ МэВ, т. е. ситуация ближе к адиабатической и частоты ω меньше.

Среди экспериментальных задач можно выделить следующие.

1. Исследование в реакциях подхвата $1p_{1/2}$ - и $1p_{3/2}$ -состояний для ядер с $A > 30$. Для этого требуется продвижение в область энергий возбуждения конечного ядра 10—20 МэВ.

2. Изучение парциальных каналов распада состояний, лежащих за максимумом гигантского резонанса, т. е. при энергиях возбуждения E_{ν} , превышающих 30 МэВ. Для исследования обсуждаемых возможных многочастичных возбуждений в пределах конфигурации $1p_{3/2} (2s - 2d)^{n+1}$ было бы важно регистрировать на совпадение фотонуклоны и сравнительно мягкие фотоны [переходы между уровнями конфигурации $1p_{3/2} (2s - 2d)^n$ ядра $A - 1$].

3. Изучение угловых распределений протонов в парциальных переходах на обсуждаемые дырочные состояния конечного ядра $A - 1$. Знание угловых распределений позволит выявить значение углового момента испущенного протона и непосредственно определить оболочку, из которой он вылетел.

4. В ядрах середины $(2s - 2d)$ -оболочки с большой вероятностью идет двухнуклонный распад фотоядерного резонанса. Регистрация на совпадение двух нуклонов с определением их энергии позволила бы выяснить энергетическую область, связанную с таким распадом. Ожидаемый эффект обусловлен распадом группы Б дипольного резонанса.

Эти задачи являются трудными. Однако их решение позволит уточнить характеристики конфигурационного расщепления гигантского резонанса ядер $(2s - 2d)$ -оболочки.

8. СПИН-ДИПОЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЯДРАХ $(2s - 2d)$ -ОБОЛОЧКИ

При дипольном фотопоглощении в ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки переходы из заполненной $1p$ -оболочки в большинстве случаев слабее, чем из внешней. Исключение составляют только те ядра, у которых число нуклонов на валентной $(2s - 2d)$ -оболочке невелико. Более того, в силу чисто дипольного характера возбуждений высокоэнергетическая часть спектра, которая связана главным образом с переходом $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{3/2}$, проявляется слабо (рис. 14). Обратная картина наблюдается, если возбуждать ядра в таких процессах, которые затрагивают спиновые переменные нуклона. В первую очередь это рассеяние электронов назад и захват мюонов. Структура операторов, ответственных за ядерные переходы в этих реакциях, была обсуждена в [17]. Поэтому перейдем непосредственно к анализу этих реакций на примере ядра ^{32}S .

На рис. 14 наряду с результатами теоретического анализа возбуждения ядра ^{32}S при дипольном фотопоглощении [70] приведены также результаты и для рассеяния электронов с энергией $E_e = 60$ МэВ назад [71] и поглощения мюонов [72]. Во всех трех случаях использовалось одно и то же приближение для описания ядер-

Рис. 14. Спектр (теория) возбуждения ядерной системы при фотопоглощении [70], неупругом рассеянии электронов назад [71] и поглощении мюонов [72] в ядре ^{32}S

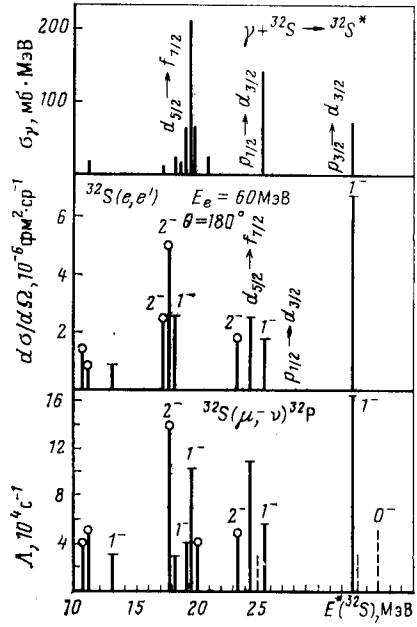
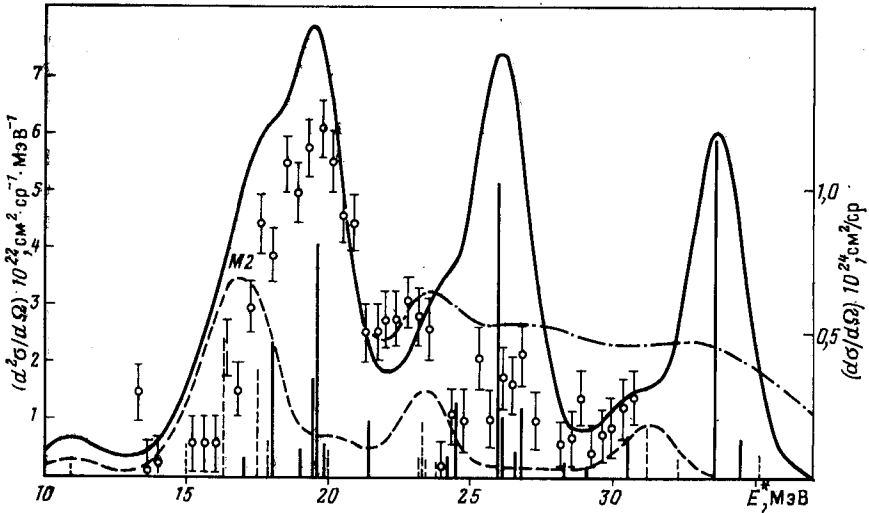


Рис. 15. Спектр возбуждения ядра ^{32}S при неупругом рассеянии электронов с энергией $E_e = 200$ Мэв на угол $\theta = 60^\circ$:

экспериментальные данные из [73]; вертикальные линии — интегральные сечения возбуждения наиболее сильных резонансов [10]; кривые получены из вертикальных линий размытием их по энергетическому интервалу $\Gamma = 2$ Мэв (сплошная линия) и $\Gamma = 7$ Мэв (штрихпунктирная линия)



ной структуры. Структура наиболее сильных резонансов отражена в табл. 7 на примере процесса μ -захвата. Низкоэнергетический

Таблица 7. Состояния, формирующие резонанс при поглощении мюонов ядром ^{32}S , и их структура [72]

Доминирующая конфигурация	$E^* (^{32}\text{P})$, МэВ	Скорость перехода	
		10^4 с^{-1}	%
$(2s-2d_{3/2})^3 3l_j; J=0^-, 1^- \text{ и } 2^-$	3,5—10,5	17	12
$2d_{5/2}^- (2s-2d_{3/2})^4 0_1^+ 3f_{7/2}; 2^-$	10,9	13,9	10
$2d_{5/2}^- (2s-2d_{3/2})^4 0_1^+ 3p_{3/2}; 1^-$	11,0	3,7	3
$(2s-2d_{3/2})^3 3f_{5/2}; 1^-$	12,5	4,2	3
$2d_{5/2}^- (2s-2d_{3/2})^4 0_1^+ 3f_{7/2}; 1^-$	12,6	10,1	7
$2d_{5/2}^- (2s-2d_{3/2})^4 0_1^+ 3p_{1/2}; 2^-$	13,0	4,1	3
$2d_{5/2}^- (2s-2d_{3/2})^4 0_1^+ 3f_{5/2}; 2^-$	16,4	4,1	3
$2d_{5/2}^- (2s-2d_{3/2})^4 0_1^+ 3f_{5/2}; 1^-$	17,5	10,9	8
$1p_{1/2}^- (2s-2d_{3/2})^5; 1^-$	18,9	5,5	4
$1p_{3/2}^- (2s-2d_{3/2})^5; 1^-$	26,6	15,4	11
$1p_{3/2}^- (2s-2d_{3/2})^5; J$	27—29	10,5	8
Все состояния отрицательной четности	—	137	100

максимум ($E^* = 10 \div 15$ МэВ) оказался сформированным переходами нуклонов валентной $(2s - 2d_{3/2})$ -оболочки. Переходы нуклона из $2d_{5/2}$ -оболочки сформировали пики в области энергий от 15 до 25 МэВ, а из $1p$ — в высокоэнергетической области.

Как при рассеянии электронов, так и поглощении мюонов наряду с состояниями со спином $J^\pi = 1^-$ сильно проявляются состояния со спином $J^\pi = 2^-$. Возбуждение последних обусловлено спин-дипольными переходами типа $M2$. Возбуждение уровней $J^\pi = 1^-$ связано с поперечными электрическими дипольными переходами ($E1t$) при рассеянии электронов и с дипольной компонентой векторного и аксиально-векторного слабого нуклонного тока — в процессах μ -захвата.

Рассмотрим сначала возбуждение состояний со спином $J^\pi = 1^-$. При рассеянии электронов и при поглощении мюонов картина противоположна той, которая имеется при фоторасщеплении. Максимум интенсивности отвечает переходам в высокоэнергетическую область возбуждения ядра. Но как и при фотоядерной реакции, структура спектра возбуждения определяется конфигурационным расщеплением. Более того, оно усилено по сравнению с фотоядерным благодаря дополнительному спин-орбитальному расщеплению.

Такой эффект имел место и в ядрах $1p$ -оболочки и был детально обсужден в [17].

Переходы магнитного квадрупольного типа $M2$, приводящие к возбуждению состояний со спином $J^\pi = 2^-$, локализованы при меньших энергиях. Но и в этом случае проявляется конфигурационное расщепление, усиленное спин-орбитальным.

Все три представленных на рис. 14 результата получены в приближении замкнутости $2d_{5/2}$ -оболочки и завышенного значения положения дырочного $1p$ -состояния. Если отказаться от предположения замкнутости, а также учесть состояния типа $2p2h$, плотность которых в высокоэнергетической области велика, то резонанс разбрасывается по некоторой энергетической области. Поэтому под приведенным на рис. 14 высокоэнергетическим максимумом следует понимать сумму по всем состояниям, на которые он реально расщепляется. Учет поправки на положение $1p$ -дырки приведет к сдвигу пика в область меньших энергий.

Экспериментальные данные по рассеянию электронов назад на ядрах ($2s-2d$)-оболочки, затрагивающие высокоэнергетическую область возбуждения, практически отсутствуют. Для ядра ^{32}S имеются данные при существенно меньших углах [73]. Эти данные, а также результаты соответствующего расчета [10] представлены на рис. 15 (энергия электронов $E_e = 200$ МэВ, угол рассеяния $\theta = 60^\circ$). В измеренном спектре в области высоких энергий возбуждения проявляются резонансы. К сожалению, мультипольность соответствующих переходов не определена. Высокоэнергетический резонанс действительно оказался разбросанным по широкой области энергий, вобрав в себя довольно большую часть сечения. Нам представляется, что нужен более детальный анализ области возбуждения ядра от 25 до 40 МэВ, и не только в экспериментальном, но и теоретическом плане. В частности, представляется важным измерение зависимости форм-факторов переходов от переданного импульса.

Прямое наблюдение спектра возбуждения ядра при поглощении мюонов, к сожалению, невозможно. Вся информация о ядерном возбуждении сосредоточена в нейтронном спектре. Как будет показано ниже, нейтронные спектры также дают некоторую информацию о высокоэнергетическом пике.

Наличие интенсивного пика в высокоэнергетической части ядерного спектра, связанного с переходами типа $E1t$, — общее свойство широкого круга ядер. Этот пик прослеживается [74, 75] в расчетах вплоть до изотопов никеля (рис. 16) и скорее всего будет проявляться и в более тяжелых ядрах. Действительно, при поглощении мюонов ядром ^{88}Sr , как следует из расчета в рамках частично-дырочного подхода, также выделяются [76] три группы переходов на состояния $J^\pi T > = 1^-5$ ядра ^{88}Rb , расположенные при энергии 12,8 МэВ: один уровень около 10 МэВ и два уровня в районе 6 МэВ. Интенсивности возбуждения этих уровней относятся приблизительно как 5 : 2 : 1. В первом, наиболее высокоэнергетическом, доминирует

(с весом около 75%) конфигурация $|3f_{7/2}^4 g_{7/2}\rangle$, обусловленная возбуждением нуклона глубоко связанной оболочки. В состоянии, локализованные в районе энергии возбуждения 10 МэВ, с большим весом входят конфигурации, связанные с возбуждением нуклона, находящегося на $3f_{5/2}$ -оболочке. Низкоэнергетический максимум связан практически полностью с конфигурацией $|3p_{3/2}^2 4d_{5/2}\rangle$. Оболочки $3f_{5/2}$ и $3p_{3/2}$ по протонам являются в ^{88}Sr внешними оболочками. Приведенная оценка, конечно, носит

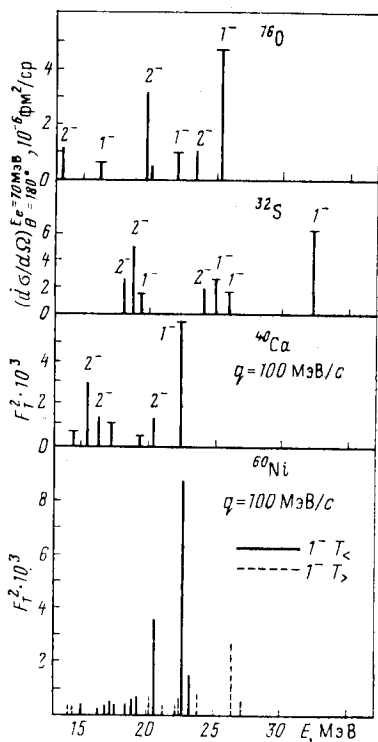


Рис. 16. Спин-дипольные переходы в ядрах ^{16}O , ^{32}S , ^{40}Ca и ^{60}Ni при рассеянии электронов [75]

Рис. 17. Рассчитанный спектр возбуждения ядра ^{58}Ni при поглощении мюонов и γ -квантов [77]

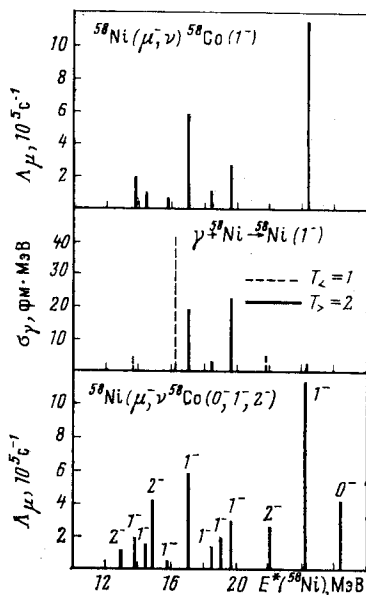


Рис. 17. Рассчитанный спектр возбуждения ядра ^{58}Ni при поглощении мюонов и γ -квантов [77]

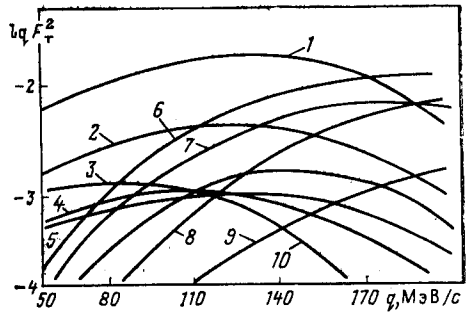
предварительный характер. Необходимы последовательные расчеты, учитывающие влияние сложных конфигураций, как, например, это было сделано [75] для ядер никеля, когда подключались фононные возбуждения. Тем не менее выявленная в частично-дырочном подходе тенденция образования высокоэнергетического максимума в ^{88}Sr может сохраниться, как это имело место для ядер никеля.

В изотопах никеля из-за изоспинового расщепления проявилось два высокоэнергетических максимума в спектре возбуждения ядра, обусловленного рассеянием электронов. Один — более интенсивный и расположенный в районе 20 МэВ — отвечает изоспину $T = T_<$,

другой — менее интенсивный, но расположенный выше по энергии — изоспину $T = T_>$. Последний формирует главный максимум в спектре возбуждения ядра при поглощении мюонов [77] (рис. 17). Структура обоих пиков одинакова и обусловлена переходом нуклона из глубокой оболочки.

Рис. 18. Поведение форм-факторов уровней в ^{60}Ni в области энергий возбуждения от 20 до 32 МэВ [78]:

- 1 — $E1 T_<$, $E = 21,73$ МэВ; 2 — $E1 T_>$, $E = 25,59$ МэВ;
 3 — $E2 T_<$, $E = 24,6$ МэВ; 4 — $E2 T_>$, $E = 24,98$ МэВ;
 5 — $E2 T_<$, $E = 27,14$ МэВ; 6 — $M1 T_<$, $E = 31,24$ МэВ;
 7 — $E2 T_<$, $E = 28,36$ МэВ; 8 — $M3 T_<$, $E = 19,75$ МэВ;
 9 — $E3 T_<$, $E = 19,96$ МэВ; 10 — $M1 T_<$, $E = 26,94$ МэВ



Поведение форм-факторов в интервале энергий возбуждения ядра ^{60}Ni от 20 МэВ и выше с изменением переданного импульса таково (рис. 18), что первый уровень ($T_<$) доминирует вплоть до $q \approx 140$ МэВ/с, а второй ($T_>$) интенсивнее всех остальных вплоть до $q \approx 100$ МэВ/с [78].

9. ХАРАКТЕРНЫЕ ЧЕРТЫ РАСПАДА ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ВЕТВИ ($E1\epsilon$)-РЕЗОНАНСА В ЯДРАХ ($2s - 2d$)-ОБОЛОЧКИ

Высокоэнергетическая ветвь фотоядерного резонанса, обусловленная возбуждением $1p$ -нуклона, распадалась на такие состояния конечного ядра $A-1$, в которых с большим весом присутствовала соответствующая дырочная компонента. Аналогичная ситуация будет реализоваться и при поглощении мюонов и рассеянии электронов. Однако имеется одно отличие, связанное с тем, что наибольшая сила переходов приходится теперь на состояния с $1p_{3/2}$ -дыркой. Соответствующая конфигурация в ядре $A-1$ сильно фрагментирована, как мы обсуждали выше, причем в низколежащих состояниях отрицательной четности ее примесь невелика. Но даже малая примесь таких конфигураций сказывается на характере распада обсуждаемого высокоэнергетического резонанса [79]. Проиллюстрируем сказанное на примере ^{32}S .

В результате вылета нейтрона после поглощения мюона ядром ^{32}S образуется ядро ^{31}P . Основное, первое и третье возбужденные состояния этого ядра можно описать конфигурациями, в которых $2d_{5/2}$ -оболочка заполнена [28, 80]. Во втором возбужденном состоянии ($E^* = 2,2$ МэВ), наоборот, вклад компоненты с конфигурацией,

содержащей дырку в $2d_{5/2}$ -оболочке, довольно велик. Начиная с восьмого возбужденного состояния ($E^* = 4,4$ МэВ) вклад $2d_{5/2}$ -дырочной компоненты становится определяющим. Структура всех этих состояний отражена в табл. 8. Уровень, расположенный при $E^* = 8$ МэВ, описан двояко. В одном случае полагалось, что он описывается конфигурацией $|0s^{41}p^{12}(2s - 2d)^{n-1}(3p \text{ или } 3f)\rangle$ и не содержит примеси $1p$ -дырочной компоненты, а в другом — подключалась примесь и волновая функция выглядела так: $\psi(E^* = 8 \text{ МэВ}) = |0s^{41}p^{12}(2s - 2d)^{n-1}(3p \text{ или } 3f)\rangle + \alpha |0s^{41}p^{11}(2s - 2d)^{n+1}\rangle$. Подключение второй конфигурации учитывает оже-эффект, когда происходит «схлопывание» глубокой дырки, а другая частица перебрасывается во внешнюю оболочку и испускается.

Изменение характера распада состояний ядра ^{31}P , образовавшихся в результате μ -захвата, в зависимости от α отражено в табл. 8 [79].

Таблица 8. Заселение уровней ^{31}P в результате распада состояний, сформировавших дипольный резонанс при поглощении мюонов ядром ^{32}S (теория [79])

Структура состояний ядра ^{31}P	E^* (^{31}P), МэВ	Скорость перехода, 10^3 с^{-1}	
		$\alpha^2 = 0$	$\alpha^2 = 0,05$
$ (2s_{1/2} - 2d_{3/2})^3 : 1/2^+ \rangle$	0	161	149
$ (2s_{1/2} - 2d_{3/2})^3 : 3/2^+ \rangle$	1,3	53	46
$\Phi_1(0_1^+ : 5/2^+)$	2,2	382	320
$ (2s_{1/2} - 2d_{3/2})^3 : 1/2^+ \rangle$	3,1	36	33
$ (2s_{1/2} - 2d_{3/2})^3 : 5/2^+ \rangle$	3,3	15	12
$ (2s_{1/2} - 2d_{3/2})^3 : 7/2^+ \rangle$	3,4	4	2
$ (2s_{1/2} - 2d_{3/2})^3 : 3/2^+ \rangle$	3,5	25	21
$\Phi_1(2_1^+ : J^\pi)$	4,4	199	159
$\Phi_1(0_2^+ : 5/2^+)$	6,0	36	24
$\Phi_1(2_2^+ : J^\pi)$	6,5	147	110
$\Phi_1(4_1^+ : J^\pi)$	6,7	18	17
$\Phi_2(0_1^+ : 5/2^+)$	7,0	83	33
$\sqrt{\alpha^2} 1p^{-1}(j^4 T = 0) \rangle + \dots$	8,0	—	148
$\Phi_2(2_1^+ : J^\pi)$	9,2	26	15
$\Phi_2(0_2^+ : 5/2^+)$	10,8	8	3
$\sqrt{\alpha^2} 1p^{-1}(j^4 T = 1) \rangle$	12,0	—	48

Примечание. $\Phi_1(J_2^{\pi 2}\alpha : J^\pi) = \sqrt{0,30} |2d_{5/2}^{-1}(2s_{1/2} - 2d_{3/2})^4 J_2^{\pi 2}\alpha : J^\pi \rangle + \dots$;
 $\Phi_2(J_2^{\pi 2}\alpha : J^\pi) = \sqrt{0,40} |2d_{5/2}^{-1}(2s_{1/2} - 2d_{3/2})^4 J_2^{\pi 2}\alpha : J^\pi \rangle + \dots$

Рассмотрено два случая: $\alpha^2 = 0$, т. е. примесь отсутствует, и $\alpha^2 = 0,05$. Даже 5% примеси $1p_{3/2}$ -дырочной конфигурации достаточно, чтобы распад высокоэнергетической ветви резонанса, обусловлен-

ной возбуждением $1p$ -нуклона, был связан с заселением именно этих уровней ядра ^{31}P . Результирующая схема распада представлена на рис. 19.

В результате учета разброса $1p$ -дырки по состояниям ядра ^{31}P изменился и характер энергетической зависимости нейтронного спектра. Без учета такого разброса рассчитанный спектр оказывался очень жестким — в нем с большой интенсивностью проявлялись нейтроны с энергией 15—20 МэВ, возникающие от распада высокоэнергетического резонанса за счет примеси конфигураций, содержащих $2d_{5/2}$ -дырку на соответствующие низколежащие состояния

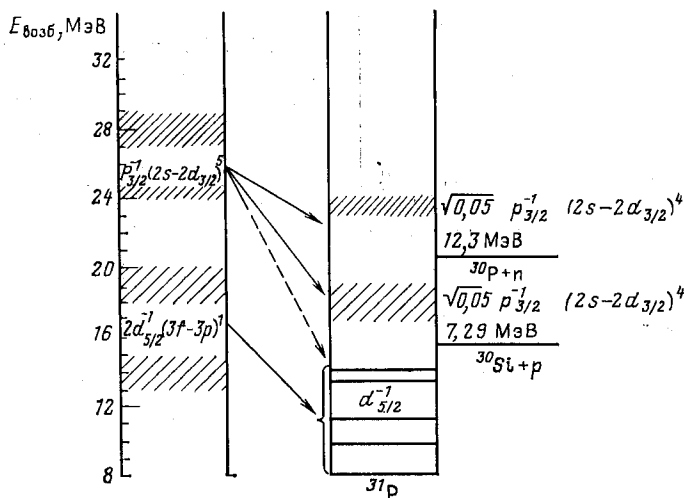


Рис. 19. Схема распада состояний ядра ^{32}P , образовавшегося в результате поглощения мюонов ядром ^{32}S

ядра ^{31}P и, в частности, на уровень с $E^* = 2,2$ МэВ. После включения $1p_{3/2}$ -дырочной компоненты в волновую функцию уровня с энергией $E^* = 8$ МэВ распад высокоэнергетической ветви резонанса оказался связанным с переходом на этот уровень, и в результате — нейтронный спектр стал мягче (рис. 20). Последний вариант спектра лучше согласуется с экспериментальным (рис. 21) [81] и совпадает по форме пика в самой жесткой части нейтронного спектра.

Проследим теперь за судьбой образовавшегося состояния ядра ^{31}P отрицательной четности. В этом ядре порог вылета протона равен 7,3 МэВ, а нейтрона — на 5 МэВ выше. Такая закономерность характерна [23] практически для всех нечетных ядер $(2s - 2d)$ -оболочки с $Z = N - 1$: порог развала по протонному каналу попадает в интервал энергий 6—8,5 МэВ, а по нейтронному — на 4—5 МэВ выше. Уровни отрицательной четности в ядрах с $Z = N - 1$ проявляются в районе протонного порога и выше. Таким образом, ядро ^{31}P , образовавшееся в состоянии отрицательной четности,

испытывает последующий распад по протонному каналу. Протонный распад будет идти за счет доминирующей компоненты

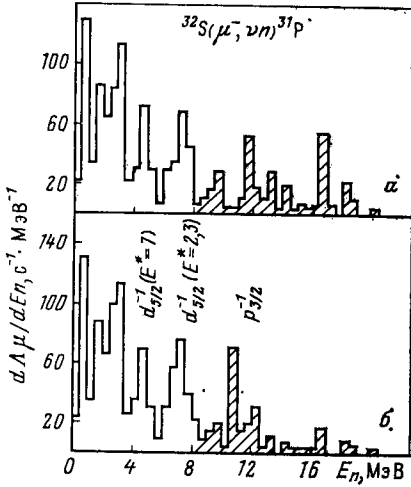


Рис. 20. Рассчитанный спектр нейтронов [79], вылетающих в результате поглощения мюонов ядром ^{32}S :

а — без учета примеси $1p$ -дырочной конфигурации в волновых функциях уровней отрицательной четности ядра ^{31}P ; б — с учетом примеси ($\alpha^2 = 5\%$). Заштрихована та часть спектра, которая связана с распадом высокоэнергетической ветви резонанса

$|1s^4 1p^{12} (2s - 2d)^{n-2} (3p \text{ или } 3f)\rangle \rightarrow |1s^4 1p^{12} (2s - 2d)^{n-2}\rangle$, и поэтому в конечном ядре ($A - 2, Z - 2$) заселяются состояния положительной четности.

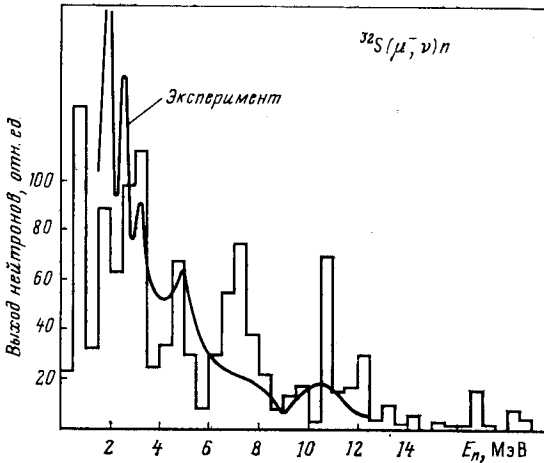


Рис. 21. Спектр нейтронов, вылетевших после поглощения мюонов ядром ^{32}S : кривая — результат измерения [81]; гистограмма — результат расчета [79] с учетом $1p$ -дырочных конфигураций в ядре ^{31}P

Обратимся теперь к экспериментальным данным. Нижняя граница вклада канала np в расщепление ядер ^{24}Mg и ^{40}Ca при поглощении мюонов составляет [82, 83] около 5%, для ^{28}Si около 10%. При-

чем с наибольшей вероятностью заселяется [84] состояние ядра ^{26}Mg положительной четности — $J^\pi = 2^+$. Все это хорошо согласуется с теоретическими оценками. Отметим, что вероятность вылета заряженных частиц при поглощении мюонов максимальна для ядер $(2s - 2d)$ -оболочки (см., например, обзор [85]). Даже в ядрах $1p$ -оболочки, где кулоновский барьер заметно ниже, не наблюдается такого интенсивного выхода заряженных частиц. Именно конфигурационное расщепление и большая интенсивность возбуждения нуклонов из глубокой оболочки — причина такого эффекта. Таким образом, концепция конфигурационного расщепления дипольного резонанса позволила на единой основе описать целый ряд эффектов, наблюдаемых в реакциях поглощения мюонов, и связать их между собой.

Распад состояний группы Б в реакциях μ -захвата по двухнейтронному каналу будет идти с меньшей вероятностью, чем по каналу np , так как энергетический фактор в первом случае оказывается менее благоприятным. Для распада состояний группы Б в реакциях электровозбуждения также будет характерна большая интенсивность двухнуклонного канала. Однако для таких реакций измерения пока отсутствуют. В фотоядерных реакциях, как следует из приведенных ранее данных, наблюдается такая картина: в ^{24}Mg вклад $(\gamma, 2p)$ -канала составляет около 10%, в ^{32}S — около 20%. Для ядер ^{26}Mg и ^{28}Si вклад двухнуклонных каналов [соответственно (γ, np) и $(\gamma, 2p)$] оказывается мал, по-видимому, меньше 1%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном и более раннем [17] обзорах мы рассмотрели широкий круг вопросов, связанных с возбуждением и последующим распадом состояний гигантского дипольного резонанса в легких ядрах и ядрах средней массы. Частицы, возбуждающие ядро, были самые разнообразные: γ -кванты, электроны, мюоны, π - и K -мезоны. Взаимодействия, обусловленные этими частицами, были и чисто электромагнитные, сильные в сочетании с электромагнитными и слабые. Однако независимо от вида частиц и взаимодействия отклик ядерной системы был универсален и состоял в возбуждении состояний типа гигантского резонанса, которые обнаруживают самые разные степени коллективизации. Универсальность отклика ядер, т. е. его независимость от конкретного вида возмущения (по крайней мере в рассмотренных процессах), связана с тем, что лишь тензорная структура возмущения определяет тип резонанса, который может возбуждаться в рассмотренных реакциях. Импульсы, передаваемые ядерной системе, были подобраны так, чтобы доминирующими везде оказались дипольные и спин-дипольные резонансы.

На основании анализа результатов экспериментального и теоретического исследований установлено и проанализировано универсальное свойство дипольного резонанса в легких ядрах и ядрах

средней массы — конфигурационное расщепление. Концепция конфигурационного расщепления позволила связать воедино широкий круг явлений, которые имеют место при возбуждении и распаде состояний, формирующих дипольный резонанс, и дать им объяснение с единой точки зрения. Большое внимание в данном и более раннем обзоре [17] уделено мало исследованным до сих пор специфическим чертам ядерной структуры, обусловленным конфигурационным расщеплением. В ядрах $1p$ -оболочки это разные типы звездного распада возбужденных состояний с различной мультиплетной структурой и постепенный переход к квазиальфа-частичному механизму поглощения γ -кванта при росте энергии последнего. К этому вопросу тесно примыкает новая проблема распада Λ -гиперядер $1p$ -оболочки. В ядрах $(2s - 2d)$ -оболочки это положение и разброс энергии для $1p$ -дырок. Данные фотоядерных реакций согласуются в общем с тем предположением, что лишь $(p, 2p)$ - и $(e, e'p)$ -процессы затрагивают реально $1p_{3/2}$ -дырки в отличие от $(d, {}^3\text{He})$ -процессов. Но для более полного прояснения вопроса необходимо исследовать гигантский резонанс в области энергий 30—40 МэВ, не говоря уже о $(p, 2p)$ - и $(e, e'p)$ -процессах с более высоким разрешением. Для теории фотоядерных реакций здесь важен вопрос о микроскопическом описании разброса очень широких дырочных $1p$ -уровней ($\Gamma \approx 10 \div 20$ МэВ).

Наконец, (e, e') -, (π, γ) -процессы и μ -захват позволяют использовать спин-орбитальное расщепление, чтобы даже у ядер с замкнутыми оболочками и у ядер средней массы получить уединенные высоколежащие одночастичные частично-дырочные компоненты (с дыркой в замкнутой оболочке), погруженные в континуум состояний статистического типа. Это, безусловно, тоже очень интересные для исследования объекты, и прежде всего с точки зрения их распада. Привлекая к этим вопросам внимание, мы надеемся, что они вызовут интерес и у экспериментаторов. В этом случае можно надеяться получить ответы на открытые вопросы, выявленные и поставленные в ходе обсуждения конфигурационного расщепления дипольного резонанса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wilkinson D. H.— *Physika*, 1956, Bd. 22, S. 1039.
2. Brown G. E., Bolsterli M.— *Phys. Rev. Lett.*, 1959, v. 3, p. 472.
3. Elliot J. P., Flowers B. H.— *Proc. Roy. Soc.*, 1957, v. A242, p. 57; Балашов В. В., Шевченко В. Г., Юдин Н. П.— *ЖЭТФ*, 1961, т. 41, с. 1929; Brown G. E., Castillejo L., Evans J. A.— *Nucl. Phys.*, 1961, v. 22, p. 1.
4. Brown G. E., Evans J. A., Thouless D. J.— *Nucl. Phys.*, 1961, v. 24, p. 1; Vinh-Mau N., Brown G. E.— *Nucl. Phys.*, v. 29, p. 89; Лейн А. Теория ядра. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1967.
5. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., Наука, 1965.
6. Мигдал А. Б.— *ЖЭТФ*, 1945, т. 15, с. 81.
7. Danos M.— *Nucl. Phys.*, 1958, v. 5, p. 23; Okamoto K.— *Phys. Rev.*, 1958, v. 110, p. 143.
8. Morinaga H.— *Z. Phys.*, 1965, Bd 188, S. 182; Fallieros S., Goulard B. F., Venter R. H.— *Phys. Lett.*, 1965, v. 19, p. 398; Balashov V. V., Yadrovsky E. L.— *Phys. Lett.*, 1966, v. 22, p. 507.

9. Weber H. J., Huber M. G., Greiner W.— Z. Phys., 1966, Bd 192, S. 223.
10. Majling L. e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 143, p. 429; Жуусупов М. А., Карапетян В. В., Эрамжян Р. А.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1969, т. 33, с. 730.
11. Балашов В. В., Чернов В. М.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 227; Balashov V. V.— Nucl. Phys., 1963, v. 40, p. 93; Danos M., Greiner W.— Phys. Rev. B, 1965, v. 138, p. 876; Gillet V., Melkanoff M. A., Raynal J.— Nucl. Phys. A, 1967, v. 97, p. 631.
12. Bertrand F. E.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 129.
13. Cardman L. S.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 173.
14. Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П.— В кн.: Труды третьей Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях, 1960. М.— Л., Изд-во АН СССР, 1962, с. 495; Neudatchin V. G., Orlin V. N.— Nucl. Phys., 1962, v. 31, p. 338; Neudatchin V. G., Shevchenko V. G., Yudin N. P.— Phys. Lett., 1964, v. 10, p. 180.
15. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М., Наука, 1969.
16. Barker F. C. e.a.— Nucl. Phys., 1961, v. 28, p. 96; Nucl. Phys., 1963, v. 45, p. 443.
17. Ишханов Б. С. и др.— ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 905.
18. Jacob G., Maris Th. A. J.— Rev. Mod. Phys., 1973, v. 45, p. 6; Maris Th. A. J.— In: Proc. V Intern. Confer. High Energy Phys. Nucl. Structure. Amsterdam — London — New York — Stockholm, 1974.
19. Mackh H., Mairle G., Wagner C. J.— Z. Phys., 1974, Bd 269, S. 353.
20. Балашов В. В., Эрамжян Р. А.— В кн.: Тезисы XIV Всесоюз. совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1963; Эрамжян Р. А.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1964, т. 28, с. 1181.
21. Neudatchin V. G., Shevchenko V. G.— Phys. Lett., 1964, v. 12, p. 18.
22. Bassichis W., Scheck F.— Phys. Rev., 1966, v. 145, p. 771.
23. Endt P. M., Van der Leun C.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 310, p. 1; Ajzenberg-Selove F.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 284, p. 1; Nucl. Phys. A, 1978, v. 300, p. 1.
24. Castel B., Johnstone I. P., Singh B. P.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 157, p. 137.
25. Blann M.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, v. 25, p. 123; Зейдель К. и др. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 499.
26. Mougey J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 262, p. 461.
27. Gove H. E. e.a.— Nucl. Phys. A, 1968, v. 116, p. 369.
28. Wildenthal B. H., Newman E.— Phys. Rev., 1968, v. 167, p. 1027.
29. Tribble R. E., Kubo K. I.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 282, p. 269.
30. Sherman J. D. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 257, p. 45.
31. Gerlic E. e.a.— Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 2106.
32. Fritsch W., Lipperheide R., Wille U.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 198, p. 515; Faessler A., Kusuno S., Strobel G. L.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 203, p. 513; Mozieres P., Dominics S. I.— Phys. Rev., 1969, v. 178, p. 1097.
33. Endt P. M.— Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, v. 19, p. 23.
34. Singhal R. P. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 323, p. 91.
35. Wildenthal B. H. e.a.— Phys. Rev. C, 1971, v. 4, p. 1708.
36. Ишханов Б. С. и др.— Ядерная физика, 1981, т. 33, с. 865.
37. Ишханов Б. С. и др.— Ядерная физика, 1981, т. 33, с. 581.
38. Варламов В. В. и др.— Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 1185.
39. Ishkhanov B. S. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 313, p. 317.
40. Варламов В. В. и др.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т. 43, с. 186.
41. Варламов В. В. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 590.
42. Caldwell J. T., Fultz S. C., Bramblett R. L.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 447.
43. Horowitz Y. S. e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 151, p. 161.
44. Thomson J. E. M., Thompson M. N.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 330, p. 66.
45. Ишханов Б. С. и др.— Ядерная физика, 1980, т. 32, с. 885.
46. Bangert K. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 261, p. 149.

47. Thomson J. E. M., Thompson M. N.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 285, p. 84.
 48. Thomson J. E. M., Thompson M. N., Stewart R. J.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 290, p. 14.
 49. Brajnik D. e.a.— In: Proc. 5th Intern. Betatron Symposium. Bucharest, 1971, p. 217.
 50. Bangert K. e.a.— Z. Phys. A, 1976, Bd 278, S. 295.
 51. Wildenthal B. H., Newman E.— Nucl. Phys., 1968, v. 175, p. 1431.
 52. Arditi M. e.a.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 165, p. 129.
 53. Wagner C. I. e.a.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 125, p. 80.
 54. Brady F. P. e.a.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 288, p. 269.
 55. Ishkhanov B. S. e.a.— Phys. Lett., 1964, v. 9, p. 162.
 56. Brajnik D. e.a.— Phys. Rev., 1974, v. 9, p. 1901.
 57. Farris S. A., Eisenberg J. M.— Nucl. Phys., 1966, v. 88, p. 241.
 58. Ahrens J. e.a.— In: Proc. Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. Asilomar, 1973, p. 23.
 59. Akyüz R. Ö., Fallieros S.— Phys. Rev. Lett., v. 27, p. 1016.
 60. Wong S.S.M., Rowe D. J., Parikh J. C.— Phys. Lett., 1974, v. 488, p. 403.
 61. Nilsson S. G., Sawicki J., Glendenning N. K.— Nucl. Phys., 1961, v. 33, p. 239.
 62. Bolen L. N., Eisenberg J. M.— Phys. Lett., 1964, v. 9, p. 52.
 63. Drechsel D., Seaborn J. B., Greiner W.— Phys. Rev., 1967, v. 162, p. 983.
 64. Spicer B. M.— Austral. J. Phys., 1966, v. 18, p. 1.
 65. Lichtblau H., Spicer B. M.— Austral. J. Phys., 1966, v. 19, p. 297.
 66. Hill L. L., Überall H.— Phys. Lett. B, 1967, v. 24, p. 364.
 67. Goryachev B. I. e.a.— Nucl. Phys. A, 1967, v. 93, p. 232.
 68. Webb D. V., Spicer B. M., Arenhövel H.— Phys. Rev., 1967, v. 164, p. 1397.
 69. Lane A. M.— Rev. Mod. Phys., 1960, v. 32, p. 519.
 70. Bely Yu. I. e.a.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 170, p. 141.
 71. Белый Ю. И., Кабачник Н. М.— Ядерная физика, 1971, т. 14, с. 1113.
 72. Bely Yu. I. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 204, p. 357.
 73. Гулькаров И. С. и др.— Ядерная физика, 1969, т. 10, с. 694.
 74. Eramzhyan R. A., Majling L., Řízek J.— Czech. J. Phys. B, 1981, v. 31, p. 482.
 75. Goncharova N. G., Eramzhyan R. A.— Z. Phys. A, 1982, Bd 306, S. 89.
 76. Joseph J., Ledoyen F., Goulard B.— Phys. Rev. C, 1972, v. 6, p. 1742.
 77. Nalcioglu O., Rowe D. J., Ngo-Trong C.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 218, p. 495.
 78. Гончарова Н. Г., Мищенко Г., Эрамжян Р. А.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, т. 46, с. 2111 и 2117.
 79. Eramzhyan R. A., Majling L., Řízek J.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 247, p. 411.
 80. Glaudemans P. W. M., Wiechers G., Brussaard P. J.— Nucl. Phys., 1964, v. 56, p. 529, 548.
 81. Evseev V. e.a.— Phys. Lett. B, 1969, v. 28, p. 553. In: High Energy Phys. and Nucl. Structure. N. Y., Plenum Press, 1970, p. 157.
 82. Pratt T.— Nuovo cimento B, 1969, v. 61, p. 119.
 83. Igo-Kemenes P. e.a.— Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 286.
 84. Miller G. H. e.a.— Phys. Rev. C, 1972, v. 6, p. 487.
 85. Батуев Ю. А., Эрамжян Р. А.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 229.