

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ДИПОЛЬНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,
МГУ, Москва

Формулируется простая полумикроскопическая модель, позволяющая учесть влияние деформационных, конфигурационных и изоспиновых эффектов на структуру гигантского дипольного резонанса. Она применяется для описания глобальных особенностей сечений фотопоглощения в сферических, деформированных и переходных ядрах в области масс $10 \lesssim A \lesssim 240$.

A simple semimicroscopic model that allows one to take into account the influence of deformation, configuration, and isospin effects on the structure of the giant dipole resonance is formulated. This model is used to describe the global peculiarities of the photoabsorption cross sections for spheric, deformation, and intermediate nuclei in the mass region $10 \lesssim A \lesssim 240$.

PACS: 24.30.Cz, 25.20.Dc

ВВЕДЕНИЕ

В течение последних 50–55 лет в ядерной физике интенсивно исследовались свойства гигантских резонансов (ГР), возникающих в сечениях многих ядерных реакций как коллективный «отклик» нуклонной системы на внешние вибрационные поля различной мультипольности. Эти исследования позволили понять природу коллективных ядерных возбуждений, уточнили характеристики эффективного взаимодействия нуклонов в ядре. В ходе изучения изоскалярного монопольного резонанса были получены важные для астрофизики сведения о сжимаемости ядерной материи. Исследование зарядово-обменных гигантских резонансов способствовало пониманию причин неадекватности теоретических оценок скорости β -распада. Была выполнена большая работа по систематизации глобальных характеристик ГР: их энергий, ширин, степени исчерпываемости соответствующих правил сумм, что дало возможность проследить влияние структуры низколежащих ядерных состояний на свойства ГР. В числе последних достижений физики ГР можно отметить доказательство существования двухфононных гигантских резонансов [1, 2], а также возможность возбуждения мультипольных гигантских резонансов в сильно нагретых ядрах [3, 4].

Характеризуя состояние дел в исследовании ГР в настоящее время, можно сказать, что концептуально эта проблема достаточно хорошо проработана и в экспериментальном, и в теоретическом плане (см., например, обзоры [5–12]). Однако до сих пор, несмотря на многочисленные попытки, так и не удалось развить микроскопический подход, который позволил бы детально описать свойства ГР для произвольного ядра.

Это наглядно иллюстрирует история исследований электрического дипольного гигантского резонанса (ДГР). На возможность существования резонанса фотопоглощения впервые указали еще в 1937 г. Боте и Гентнер [13], которые, используя в качестве источника γ -квантов реакцию $\text{Li}(p, \gamma)$, зарегистрировали большой выход фотонейтронов из ^{63}Cu при энергии $E = 17$ МэВ. В 1945 г. Мигдал [14] фактически предсказал явление ДГР, показав, что среднюю энергию электрических дипольных переходов можно рассчитать по поляризуемости ядра, непосредственно связанной с энергией симметрии из полуэмпирической формулы масс. Первыми экспериментами, доказавшими существование ДГР, были измерения Болдуина и Клайбера [15], которые в 1947 г. обнаружили, что сечения реакций $^{12}\text{C}(\gamma, n)$, $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ и реакции фотоделения Th имеют форму широких максимумов с центрами тяжести при энергиях 16–25 МэВ. Результаты этих измерений были интерпретированы Гольдхабером и Теллером [16], предположившими, что наблюдаемые ГР обусловлены коллективными дипольными колебаниями протонов относительно нейтронов из-за воздействия электромагнитного поля, длина волны которого сравнима с размерами ядра. Предложенная ими гидродинамическая модель, в которой протоны и нейтроны рассматриваются как две взаимопроникающие жидкости, позволила удовлетворительно описать энергию и интегральное сечение ДГР в тяжелых и среднетяжелых ядрах ($A \gtrsim 100$).

Первая попытка объяснить явление ДГР в рамках микроскопического подхода была предпринята в 1956 г. Вилкинсоном [17], который показал, что в одночастичной модели оболочек дипольные переходы из заполненной оболочки в свободную группируются в сравнительно узком энергетическом интервале. По Вилкинсону выходило, что ДГР формируется из невзаимодействующих одночастично-однодырочных ($1p1h$) нуклонных конфигураций, возбуждаемых оператором электрического дипольного момента, а его ширина определяется энергетическим разбросом этих конфигураций. Эта концепция ДГР сразу привлекла всеобщее внимание, несмотря на то, что энергия ДГР для тяжелых ядер в такой модели получалась примерно в два раза меньше наблюдаемой.

Некоторое время считалось, что описание ДГР в рамках коллективных моделей и использование для этой цели модели независимых частиц, движущихся в среднем ядерном поле, взаимно исключают друг друга [18, 19]. Однако Бринком [20] вскоре было показано, что в осцилляторном среднем поле из дипольных $1p1h$ -конфигураций можно построить когерентную суперпози-

цию, которая воспроизводит рассматриваемое в модели Гольдхабера–Теллера колебательное движение центров тяжести протонов и нейтронов друг относительно друга. Следующий шаг в сближении коллективного и оболочечного подходов был сделан Эллиотом и Флауерсом [21], которые на примере расчета ДГР в ^{16}O продемонстрировали, что введение в оболочечную модель остаточных нуклон-нуклонных сил приводит к сдвигу осцилляторной силы дипольных возбуждений в область более высоких энергий, в результате чего устранялся основной дефект одночастичной модели — слишком низкое положение максимума ДГР. Роль остаточного взаимодействия в формировании ДГР в легких ядрах исследовали авторы [22]. Общий же анализ влияния остаточных сил был выполнен Брауном и Больстерли [23], которые показали, что эти, сравнительно небольшие, силы в результате эффектов накопления приводят к формированию из независимых $1p1h$ -конфигураций когерентных состояний с согласованным движением большого числа нуклонов. Необходимым условием такого формирования является определенная корреляция знаков матричных элементов $\langle p'h'|V|ph\rangle$ остаточного взаимодействия (под $|ph\rangle$, $|p'h'\rangle$ подразумеваются взаимодействующие $1p1h$ -состояния). При выполнении условия $|V| > \Delta E$, где ΔE — ширина вилкинсоновского ДГР, большая часть дипольной силы собирается в одном главном резонансе.

После выхода этой работы лидирующее положение в описании ДГР, а впоследствии и других ГР, заняли расчеты, выполненные в рамках $1p1h$ -приближения модели оболочек с использованием разных видов остаточного взаимодействия: «реалистических» сил, извлекаемых из взаимодействия свободных нуклонов в приближении G -матрицы [24, 25], феноменологических сил Сkirма [26], получаемых в результате разложения амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния в ядерной среде в ряд по относительным импульсам нуклонов, а также ряда других феноменологических взаимодействий, в том числе сепарабельных мультиполь-мультипольных сил [27, 28].

Из разных вариантов $1p1h$ -подхода чаще всего используются приближение хаотических фаз (ПХФ) [27], теория конечных ферми-систем (ТКФС) [29] и метод связанных каналов [30], приводящие на практике, несмотря на различия в обоснованиях, приблизительно к одинаковым результатам. После замены частиц и дырок на квазичастицы (вводимые с помощью преобразования Хартри–Боголюбова–Валатина [28], чтобы учесть спаривание нуклонов) $1p1h$ -подход может быть применен не только к ядрам с замкнутыми оболочками, но и к средним и тяжелым сферическим ядрам с незаполненными оболочками, а также к сильнодеформированным ядрам. В несферических ядрах для описания одночастичного движения используется деформированный одночастичный потенциал, вследствие чего ДГР расщепляется на два максимума, отвечающих нейтронно-протонным колебаниям вдоль и перпендикулярно к оси симметрии ядра. Энергетическая величина этого расщепления и отношение дипольных сил продольной и поперечной мод колебаний ($\approx 1 : 2$)

хорошо согласуются с соответствующими предсказаниями коллективной гидродинамической модели [31,32]. Важный шаг в развитии $1p1h$ -подхода был сделан в работах [30,33,34], включивших в расчеты континуум, что позволило описать распад ДГР вследствие вылета частицы в непрерывный спектр, а также учесть эффекты, вызываемые интерференцией близко расположенных резонансов.

Выполненные в рамках $1p1h$ -подхода расчеты показывают, что это приближение при разумном выборе остаточных сил в целом удовлетворительно воспроизводит средние энергии и сумму осцилляторных сил ДГР в средних и тяжелых ядрах. Однако оно встречается с серьезными трудностями при описании структуры сечений фотопоглощения и полной ширины ДГР. Так, теоретические сечения фотопоглощения для ядра ^{208}Pb , найденные в ПХФ-расчетах [34,35] с учетом континуума, даже отдаленно не напоминают лоренцоподобное экспериментальное сечение. ПХФ-расчеты вместо одного широкого максимума с резонансной энергией $E_0 \approx 13,4$ МэВ дают группу узких пиков в энергетической области $E = 10-15$ МэВ.

Существуют три главных механизма формирования полной ширины ГР: фрагментация ГР из-за энергетического разброса входных $1p1h$ -состояний, затухание коллективных колебаний из-за вылета возбужденного нуклона в непрерывный спектр и уширение ГР, обусловленное взаимодействием когерентных $1p1h$ -состояний с огромным числом расположенных в их окрестности $2p2h$ -конфигураций. $1p1h$ -расчеты с включением континуума учитывают первые два эффекта, но полностью игнорируют взаимодействие ГР с $2p2h$ (и более сложными)-конфигурациями. Между тем в тяжелых ядрах взаимодействие ГР с $2p2h$ -конфигурациями является основной причиной затухания коллективных колебаний и приводит к возникновению так называемой спредовой ширины Γ^\perp резонанса [36,37]. Кроме того, взаимодействие ГР с $2p2h$ -, $3p3h$ -, ...-конфигурациями приводит к дополнительной его фрагментации [38], которую $1p1h$ -подход не в состоянии объяснить [30,39].

Таким образом, для адекватного описания структуры и распадных характеристик ГР необходимо выйти за рамки $1p1h$ -приближения модели оболочек. И, действительно, еще в 1962 г. в работе [40] было показано, что некоторые $2p2h$ -состояния (типа « $1p1h \otimes$ фонон») оказывают существенное влияние на ширину и структуру ДГР в средних и тяжелых ядрах.

Можно выделить два основных направления в развитии « $1p1h + 2p2h$ »-приближения. Первое направление, берущее начало с работ Савицкого [41], оперирует с чисто оболочечными $2p2h$ -конфигурациями. В данном подходе отсутствует критерий отбора наиболее важных $2p2h$ -конфигураций, что приводит к серьезным вычислительным трудностям, так как в средних и тяжелых ядрах плотность $2p2h$ -состояний в области ГР составляет $\sim 10^3-10^4$ сост./МэВ. Неудивительно поэтому, что подобные расчеты были использованы для описания ДГР только в ядрах $1p$ -оболочки [42] и маги-

ческих легких ядрах (см., например, [43, 44]). Более современный вариант такого подхода развит в работе [45], где рассматривается второй порядок приближения хаотических фаз (ВПХФ). Однако при практическом применении ВПХФ авторы пренебрегают взаимодействием в пространстве $2p2h$ -конфигураций и не учитывают непрерывный спектр.

Второе направление учета $2p2h$ -конфигураций характеризуется использованием вместо некогерентных $2p2h$ -конфигураций состояний типа « $1p1h \otimes$ фонон» или «фонон \otimes фонон» [40, 46–52]. В рамках этого подхода можно сформулировать физически обоснованный принцип отбора как самих фононов (а именно только отвечающих коллективным возбуждениям), так и диаграмм Фейнмана, которые дают наиболее существенный вклад в формирование структуры ГР [49], что, безусловно, облегчает вычисления. Это позволило значительно продвинуться в объяснении полных ширин ГР и его фрагментации для ряда средних и тяжелых ядер. Так, в работе [47] в рамках квазичастично-фононной модели была впервые учтена связь когерентных $1p1h$ -состояний с более сложными двухфононными состояниями для тяжелых сферических ядер, а в ТКФС-расчетах [53, 54], выполненных с учетом континуума и стандартным выбором остаточных сил, были исследованы аналогичные эффекты для средних и тяжелых ядер с замкнутыми оболочками.

Использование « $1p1h + 2p2h$ »-приближения, даже после отбора наиболее важных $2p2h$ -состояний, приводит к довольно сложным вычислениям, поэтому некоторые авторы учитывали спредовые эффекты феноменологическим образом (см., например, расчеты фотоядерных реакций для ядер ^{89}Y , ^{140}Ce , ^{208}Pb в работе [55]).

Вычислительные трудности чрезвычайно быстро возрастают по мере расширения конфигурационного пространства — при подключении $2p2h$ -, $3p3h$ -, ...-конфигураций. Это сильно ограничивает возможности частично-дырочного подхода. Фактически его можно использовать для описания ГР только в тех случаях, когда основное состояние ядра не слишком сильно отличается от частично-дырочного или квазичастичного физического вакуума. Это условие хорошо выполняется для магических ядер. Не столь хорошо — для средних и тяжелых ядер с незаполненными оболочками, имеющих достаточно жесткую сферическую или деформированную поверхность. И совсем плохо — для легких ядер с незамкнутыми оболочками и для так называемых переходных ядер, принадлежащих массовым областям, где происходит переход от сферической к деформированной равновесной форме, так как и в том, и другом случае имеет место сильное энергетическое вырождение оболочечных конфигураций в окрестности основного состояния ядра. Неудивительно поэтому, что $1p1h$ -расчеты ГР проводились в основном для сферических и деформированных ядер, а наиболее продвинутое « $1p1h + 2p2h$ »-вычисления только для магических и близких к ним ядер [53, 54].

Чтобы можно было исследовать структуру ДГР в ядрах с сильно вырожденным основным состоянием, Роу [56] предложил заменить в уравнениях ПХФ квазичастичный вакуум на реалистическую волновую функцию основного состояния. Данный подход был применен для расчета дипольных возбуждений в массовой области $A = 16-40$ [57], что позволило качественно описать изменение формы ДГР по мере заполнения $1d2s$ -оболочки.

Следует, однако, заметить, что в рассматриваемых ядрах ДГР формируется скорее из конфигураций типа $\{a_\alpha^+|(A-1)_i\rangle, a_\beta|(A+1)_k\rangle\}$, чем из конфигураций типа $\{a_\alpha^+a_\beta|(A)_0\rangle\}$, поскольку «частичные» и «дырочные» возбуждения валентной оболочки, генерируемые внешним вибрационным полем, быстро затухают, передавая свою энергию большому числу валентных нуклонов. (Здесь a_α^+ — оператор рождения нуклона в одночастичном состоянии $|\alpha\rangle \in$ свободной оболочке, a_β — оператор поглощения нуклона из заполненного состояния $|\beta\rangle$, $|(A)_0$ — основное состояние рассматриваемого ядра, $|(A-1)_i\rangle$, $|(A+1)_k\rangle$ — низколежащие состояния соседних ядер.) Это обстоятельство было частично учтено в работах [42, 58], где при вычислении ДГР ядер $1p$ -оболочки рассматривались связанные базисные конфигурации типа «свободная частица + остов $(A-1)$ ». Биркгольц [59] успешно использовал аналогичный базис при описании фоторасщепления ядра ^{12}C в рамках метода связанных каналов.

Подобные расчеты, однако, не получили широкого распространения из-за сложности вычислений низколежащих состояний средних и тяжелых ядер в полном конфигурационном пространстве валентной оболочки. Возможный путь решения этой проблемы был предложен в работе [60], где описывается метод расчета низколежащих состояний ядер с помощью процедуры последовательного добавления нуклонов к ядерной системе, в котором на каждом этапе вычислений используется сравнительно небольшое число базисных состояний. Это позволило применить метод связанных каналов с базисными конфигурациями типа $\{a_\alpha^+|(A-1)_i\rangle, a_\beta|(A+1)_k\rangle\}$ к расчету структуры и распадных характеристик ДГР в ядрах ^{24}Mg , ^{28}Si и ^{32}S [61], имеющих незамкнутые внешние оболочки. В результате были получены довольно обнадеживающие результаты при описании полных и парциальных сечений фотонуклонных реакций в этих ядрах.

В целом, однако, задача детального описания свойств ГР остается пока, как отмечалось в начале этого краткого обзора, нерешенной. За редким исключением существующие микроскопические расчеты терпят фиаско не только при описании таких эксклюзивных характеристик ГР, как парциальные каналы распада резонанса, но, более того, оказываются несостоятельными и при описании гросс-структуры ГР. Поэтому до сих пор сохраняется интерес к различным полумикроскопическим и феноменологическим способам описания ГР. Один из таких способов предложен в работах [62–64], где в рамках простой полумикроскопической модели дипольных колебаний

была предпринята попытка описать гросс-структуру ДГР в широкой массовой области. В основе этой модели лежит общепринятое представление о том, что коллективные колебания системы нуклонов, движущихся в среднем одночастичном потенциале, возникают из-за взаимодействия их друг с другом через одночастичное вибрационное поле, образующееся при генерации входных $1p1h$ -возбуждений, что может быть учтено путем введения сепарабельных двухчастичных сил соответствующей мультипольности. Данная модель явным образом учитывает главные эффекты, влияющие на формирование структуры ГР — конфигурационное [65–68], деформационное [31, 32] и изоспиновое [69, 70] расщепление ГР. Вместе с тем затухание коллективных дипольных состояний, вследствие их взаимодействия с другими степенями свободы ядра, учитывается в ней феноменологическим образом, что является неизбежным следствием выбранного подхода, предполагающего ограничение конфигурационного пространства только $1p1h$ -состояниями и использование схематических остаточных сил. Для оценки средних ширин резонансов используется полуэмпирическая формула, полученная авторами [72] из анализа экспериментальных данных в рамках статистической модели распада частично-дырочных возбуждений на более сложные конфигурации [71] с учетом влияния на этот процесс диффузного поверхностного слоя ядра. Использование этой формулы позволяет избежать нежелательной параметризации ширин дипольных состояний. Фигурирующая в модели константа диполь-дипольных сил оценивается по энергетическому положению ДГР, которое, в свою очередь, определяется не из экспериментального сечения фотопоглощения, а с помощью еще одной полуэмпирической формулы, полученной в рамках гидродинамической модели с учетом влияния на энергию дипольных колебаний поверхностного слоя ядра [72]. В результате в рассматриваемом подходе остается всего один свободный параметр — параметр квадрупольной деформации ядра. Это существенно повышает предсказательную способность модели, так как параметр деформации ядра в большинстве случаев может быть извлечен из имеющихся спектроскопических данных (либо оценен теоретически; см., например, [73]).

В настоящей работе эта модель подверглась некоторой модификации, позволяющей, с одной стороны, несколько упростить расчеты, а с другой — обеспечить более последовательный учет изоспинового расщепления ДГР. Затем она была использована для вычисления сечений фотопоглощения для представительной выборки ядер в широкой массовой области $10 \lesssim A \lesssim 240$.

При описании ДГР в ядрах $1p$ - и начала $1d2s$ -оболочек параметр деформации рассматривался как подгоночный, поскольку одночастичные дипольные переходы существенным образом влияют на симметрию пространственной части волновой функции таких легких ядер, что может приводить к изменению их деформации при возбуждении гигантского резонанса. Естественно, что в этой массовой области ($A \lesssim 20$) модель не может претендовать

на предсказательные результаты. Это, однако, не делает подобные расчеты бесполезными, так как они позволяют проверить, в какой мере рассматриваемые в модели механизмы фоторасщепления способны объяснить основные особенности структуры ДГР в очень легких ядрах.

Для более тяжелых ядер, начиная примерно с середины $1d2s$ -оболочки, параметр деформации ядра варьировался в пределах коридора экспериментальных ошибок, что позволило установить высокую степень предсказательных способностей модели. В этой связи стоит заметить, что ни один из существующих более фундаментальных подходов не способен корректно воспроизвести силовую функцию фотопоглощения в столь широкой массовой области, не говоря о трудоемкости подобных вычислений. Несомненно также, что простые и надежные оценки сечений фотопоглощения, полученные в рамках феноменологических и полумикроскопических методов, представляют не только самостоятельный интерес, но и могут быть использованы при расчете распадных характеристик ГР в рамках различных статистических моделей ядерных реакций [71, 74, 75], как это впервые было продемонстрировано в работе [76].

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ

Полумикроскопическое описание изовекторных дипольных колебаний ядра без учета сохранения изоспина. Коллективные дипольные колебания возникают как отклик нуклонной системы на действие переменного электрического поля, которое приводит к возникновению у ядра индуцированного дипольного момента (дипольного вибрационного поля)

$$F_{\mu s} = \sum_{k=1}^A (2t_{\mu} x_s)_k = \sum_{\alpha > \beta} \left(\langle \alpha | 2t_{\mu} x_s | \beta \rangle a_{\alpha}^{+} a_{\beta} + (-1)^{\mu} \langle \alpha | 2t_{-\mu} x_s | \beta \rangle^{*} a_{\beta}^{+} a_{\alpha} \right), \quad (1)$$

где x_s ($s = 1, 2, 3$) — проекции радиуса-вектора нуклона \mathbf{r} на оси внутренней системы координат,

$$t_{\mu} = \begin{cases} -(t_x + it_y)/\sqrt{2} & \text{при } \mu = +1, \\ t_z & \text{при } \mu = 0, \\ +(t_x - it_y)/\sqrt{2} & \text{при } \mu = -1 \end{cases} \quad (2)$$

— сферические компоненты изоспина нуклона; a_{α}^{+} , a_{α} — операторы рождения и поглощения нуклона в одночастичных состояниях $|\alpha\rangle$ с энергией ε_{α} ; $\sum_{\alpha > \beta}$ означает суммирование по одночастичным состояниям $|\alpha\rangle, |\beta\rangle$, удовлетворяющим условию $\varepsilon_{\alpha} > \varepsilon_{\beta}$.

Вибрационное поле (1) может генерировать кванты возбуждений, характеризуемые изоспином $\tau = 1$, z -проекцией изоспина $\mu = 0, \pm 1$ и направлением колебаний $s = 1, 2, 3$. Эти кванты описывают нормальные моды изовекторных колебаний нуклонной системы в случае, когда не учитывается векторная связь изоспина кванта с изоспином $T_0 = \left| \frac{N - Z}{2} \right|$ нейтронного избытка ядра. Колебания с $\mu = 0$ отвечают обычному фоторезонансу. Они генерируются дипольными переходами с $\Delta T_z = 0$. Моды $\mu = \pm 1$ отвечают зарядово-обменным колебаниям нуклонной системы, при которых один протон превращается в нейтрон, или наоборот ($\Delta T_z = \pm 1$). Учет направления колебаний существен только для деформированных ядер, когда частично или полностью снимается энергетическое вырождение s -колебаний. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением только аксиально-симметричных ядер, для которых следует различать колебания вдоль оси симметрии ядра 3 и перпендикулярно к ней (скажем, вдоль оси 1 или 2).

Процесс формирования нормальных колебаний нуклонной системы начинается с того, что под действием вибрационного поля (1) на основное состояние ядра $|T_0 T_0\rangle \equiv |T = T_0, T_z = T_0\rangle$ (которое мы будем отождествлять с основным состоянием невзаимодействующих нуклонов, движущихся в одночастичном аксиально-симметричном потенциале) рождается когерентная суперпозиция частично-дырочных конфигураций $a_\alpha^+ a_\beta |T_0 T_0\rangle$ [77]. Эта суперпозиция описывает коллективные колебания участвующих в орбитальном движении нуклонов без учета их взаимодействия через вибрационное поле. Но как только возникают такие колебания, возникает и взаимодействие между нуклонами, так как колебания плотности распределения нуклонов приводят к колебаниям среднего одночастичного потенциала, в котором они движутся. При этом если частота осцилляций вибрационного поля совпадает с собственной частотой ядерной системы, в ней устанавливаются самоподдерживающиеся нормальные колебания. Такие колебания можно описать, либо изучая функцию отклика системы [78], либо, как это делается в дальнейшем, вводя эффективное диполь-дипольное взаимодействие, смешивающее входные $1p1h$ -состояния [27, 78].

Приведенная картина формирования ДГР является, конечно, очень упрощенной. Исследование сечений парциальных фотонуклонных реакций для ядер $1d2s$ -оболочки, выполненное в [79, 80], показывает, что при больших энергиях возбуждения ($E \gtrsim 30$ МэВ) ДГР распадается в основном на высоковозбужденные состояния конечного ядра, которые могут быть интерпретированы как «размазанные» по широкому энергетическому интервалу (из-за взаимодействия с поверхностными колебаниями) глубокие дырочные возбуждения ядра-мишени. Это указывает на заметный вклад в сечение фотопоглощения процессов прямого и полупрямого фотоэффекта, приводящих к возбуждению высокоэнергичных конфигураций типа « $1p1h$ -состояние, с частицей в непре-

рывном спектре и дыркой в глубоком заполненном уровне, + ноль, один, два и т. д. поверхностных фонона». Данные процессы не учитываются в рамках очерченной выше модели формирования ДГР. Поэтому следует ожидать, что она приведет к заниженной оценке сечений фотопоглощения в области высоких энергий.

Основное и низковозбужденные состояния легких сферических ядер могут быть приближенно описаны в схеме LS -связи с помощью так называемой супермультиплетной структуры ядра [81], характеризуемой квантовыми числами $\{f\}LSTJ$ (где L, S, T, J — орбитальный, спиновый, изоспиновый и полный угловой моменты рассматриваемого состояния и $\{f\} = \{f_1, f_2, \dots\}$, $4 \geq f_1 \geq f_2 \dots$, $\sum_i f_i = A$ — схема Юнга, определяющая симметрию пространственной части волновой функции ядра). Важной предпосылкой существования такой структуры являются малость спин-орбитального расщепления и отсутствие значительной деформации ядра. Эти условия выполняются в начале и в конце $1p$ -оболочки и, частично, в начале $1d2s$ -оболочки (где усиливаются эффекты, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием).

В результате действия обменных сил Майорана самое нижнее состояние супермультиплета имеет наиболее симметричную схему Юнга с максимально возможным количеством строк $f_i = 4$, что позволяет говорить об эффекте «счетверения» нуклонов в основном состоянии ядра [65] (несчетверенные нуклоны, если таковые имеются, отвечают валентной оболочке). При $E1$ -возбуждении подобного ядра силы Майорана могут привести к значительному различию средних энергий $\bar{E}_{ph} = \langle ph|H|ph \rangle$ двух групп образующихся $1p1h$ -конфигураций, отвечающих (низкоэнергичная) одночастичным переходам из валентной оболочки на свободные уровни (переходы типа А) и (высокоэнергичная) одночастичным переходам с заполненных уровней в валентную оболочку (переходы типа Б). Этот эффект, обусловленный тем, что Б-переходы связаны с существенным изменением (уменьшением) симметрии пространственной части волновой функции ядра (с уменьшением числа счетверенных нуклонов) получил название конфигурационного расщепления ДГР [65–68].

Несчетверенные валентные нуклоны вместе с возбужденной в дипольном переходе частицей оказывают деформирующее воздействие на поверхность ядра, жесткость которой уменьшается при уменьшении симметрии пространственной части волновой функции. Поэтому можно ожидать, что при достаточном числе несчетверенных нуклонов $E1$ -возбуждение легкого сферического ядра будет сопровождаться изменением его формы — возникновением сильной деформации. Это разрушит супермультиплетную структуру состояния, но не приведет к исчезновению стимулированного силами Майорана расщепления ДГР, которое трансформируется в деформационное расщепление. Кроме того, сохранится, правда, не в столь яркой форме, как в диагональном приближении, обогащение высокоэнергичной части ДГР Б-конфигурациями

из-за того, что в сильнодеформированном ядре незаблокированные Б-переходы, идущие на свободные уровни валентной оболочки, в основном отвечают верхней моде пространственных колебаний: поперечной в вытянутых ядрах или продольной в сплюснутых.

В сильнодеформированных легких ядрах, принадлежащих середине заполняемой оболочки (таких, как ^{12}C и ^{24}Mg), конфигурационное расщепление ДГР также имеет место. Здесь оно обусловлено упомянутой выше блокировкой низкоэнергичной ветви Б-переходов. Таким образом, между конфигурационным и деформационным расщеплениями ДГР существует тесная связь. Это обстоятельство впервые было отмечено в работе [82]. В дальнейшем предполагается, что влияние обоих этих явлений на структуру ДГР легких ядер может быть описано в рамках рассматриваемой модели (учитывающей только диполь-дипольное остаточное взаимодействие) путем вариации деформации среднего одночастичного потенциала.

В ядрах $1p$ - и начала $1d2s$ -оболочек действие остаточных сил не приводит к формированию мощного коллективного пика, исчерпывающего существенным образом правило дипольных сумм. Структура ДГР в таких ядрах определяется в основном энергетическим разбросом входных $1p1h$ -состояний. С увеличением массового числа A непрерывно растет и степень коллективизации ДГР ядра, пока, наконец, начиная примерно с середины $1d2s$ -оболочки, основная часть дипольной силы не сосредоточится в одном или двух (если ядро деформировано) коллективных состояниях. На формирование коллективного пика, кроме диполь-дипольных сил, оказывают значительное влияние и другие остаточные силы. В частности, в процессе становления нормальных дипольных колебаний в средних и тяжелых ядрах важную роль играют короткодействующие силы нуклонного спаривания [83]. Одни только диполь-дипольные силы формируют коллективный пик из невырожденных входных состояний при слишком высокой энергии. Чтобы избежать этого эффекта (не прибегая при этом к усложнению остаточных сил), в рассматриваемой модели для ядер с $A > 20$ проводилось объединение входных состояний внутри групп А и Б.

Учитывая вышесказанное, запишем вибронный гамильтониан ядра для колебаний вдоль фиксированной оси s в виде

$$H_{\text{виб}}(s) = \sum_{\mu} \sum_i \varepsilon_{\mu si} c_{\mu si}^+ c_{\mu si} + \frac{1}{2} \chi_s \sum_{\mu} F_{\mu s}^+ F_{\mu s}, \quad (3)$$

где

$$F_{\mu s} = \sum_i \{ f_{\mu si} c_{\mu si}^+ + (-1)^{\mu} f_{-\mu si} c_{-\mu si} \} \quad (4)$$

— оператор дипольного момента (ср. с (1));

$$c_{\mu si}^+ = f_{\mu si}^{-1} \sum_{\alpha > \beta}^{(i)} \langle \alpha | 2t_{\mu} x_s | \beta \rangle a_{\alpha}^+ a_{\beta} \quad (5)$$

— квазибозонный оператор рождения входного возбуждения $c_{\mu si}^+ |T_0 T_0\rangle$, отвечающий группе одночастичных дипольных переходов типа μsi (символ $\sum_{\alpha > \beta}^{(i)}$ означает суммирование по частичным (α) и дырочным (β) состояниям, возбуждаемым в этих переходах; для ядер с $A \lesssim 20$ выполняется условие $c_{\mu si}^+ \rightarrow \pm a_{\alpha}^+ a_{\beta}$; для более тяжелых ядер индекс i принимает при $\mu = \pm 1$ два значения соответственно двум типам (А и Б) конфигурационных возбуждений и при $\mu = 0$ — четыре значения, так как в этом случае конфигурационное расщепление учитывается отдельно для нейтронных и протонных переходов);

$$f_{\mu si} = \left[\sum_{\alpha > \beta}^{(i)} |\langle \alpha | 2t_{\mu} x_s | \beta \rangle|^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

— амплитуда вероятности возбуждения состояния $c_{\mu si}^+ |T_0 T_0\rangle$;

$$\varepsilon_{\mu si} = \frac{\sum_{\alpha > \beta}^{(i)} (\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta}) |\langle \alpha | 2t_{\mu} x_s | \beta \rangle|^2}{\sum_{\alpha > \beta}^{(i)} |\langle \alpha | 2t_{\mu} x_s | \beta \rangle|^2} + \mu \left(V_1 \frac{N - Z}{2A} - E_{\text{кул}} \right) \quad (7)$$

— энергия входного состояния $c_{\mu si}^+ |T_0 T_0\rangle$. Здесь ε_{β} — энергия повернутого в изоспиновом пространстве состояния $|\beta\rangle: t_{\mu} |\beta\rangle$, так что разность $\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta}$ не содержит членов, обусловленных различием нейтронного и протонного потенциалов. Это различие учитывается вторым слагаемым в правой части соотношения (7), где $V_1 \sim 100$ МэВ — потенциал симметрии ядра и $E_{\text{кул}}$ — средняя кулоновская энергия одного протона [78]. Заметим еще, что мы всюду будем пренебрегать различием нейтронных и протонных одночастичных состояний, характеризуемых одинаковыми квантовыми числами, чтобы можно было производить вращения в изоспиновом пространстве.

Диагонализация гамильтониана (3) может быть выполнена с помощью линейного канонического преобразования

$$\hat{c}_{\mu sa}^+ = \sum_i (X_{\mu s}(ai) c_{\mu si}^+ - Y_{\mu s}(ai) c_{-\mu si}), \quad (8)$$

где коэффициенты разложения $X_{\mu s}(ai)$ и $Y_{\mu s}(ai)$ удовлетворяют условиям ортогональности

$$\sum_i (X_{\mu s}(ai) X_{\mu s}^*(a'i) - Y_{\mu s}(ai) Y_{\mu s}^*(a'i)) = \delta_{aa'}, \quad (9)$$

$$\sum_i (X_{\mu s}(ai)Y_{-\mu s}(a'i) - Y_{\mu s}(ai)X_{-\mu s}(a'i)) = 0. \quad (10)$$

В результате такого преобразования операторы $H_{\text{внб}}(s)$ и $F_{\mu s}$ приводятся к виду

$$H_{\text{внб}}(s) = \sum_{\mu} \sum_a \hat{\varepsilon}_{\mu sa} \hat{c}_{\mu sa}^+ \hat{c}_{\mu sa} + \hat{E}_0(s), \quad (11)$$

$$F_{\mu s} = \sum_a \left(\hat{f}_{\mu sa} \hat{c}_{\mu sa}^+ + (-1)^{\mu} \hat{f}_{-\mu sa} \hat{c}_{-\mu sa} \right), \quad (12)$$

где $\hat{\varepsilon}_{\mu sa}$ — энергия кванта нормальных колебаний, рождаемого квазибозонным оператором $\hat{c}_{\mu sa}^+$; $\hat{f}_{\mu sa}$ — амплитуда вероятности возбуждения такого кванта и $\hat{E}_0(s)$ — энергия основного состояния ядра (несущественная для дальнейшего рассмотрения константа).

Величины $\hat{\varepsilon}_{\mu sa}$ и $\hat{f}_{\mu sa}$ могут быть найдены из уравнений

$$\frac{1}{\varkappa_s} = \sum_i \left[\frac{\hat{f}_{\mu si}^2}{\hat{\varepsilon}_{\mu sa} - \varepsilon_{\mu si}} - \frac{\hat{f}_{-\mu si}^2}{\hat{\varepsilon}_{\mu sa} + \varepsilon_{-\mu si}} \right], \quad (13)$$

$$\hat{f}_{\mu sa} = \frac{1}{\varkappa_s} \left\{ \sum_i \left[\frac{\hat{f}_{\mu si}^2}{(\hat{\varepsilon}_{\mu sa} - \varepsilon_{\mu si})^2} - \frac{\hat{f}_{-\mu si}^2}{(\hat{\varepsilon}_{\mu sa} + \varepsilon_{-\mu si})^2} \right] \right\}^{-1/2}. \quad (14)$$

Коэффициенты разложения оператора $\hat{c}_{\mu sa}^+$ по операторам рождения и поглощения входных возбуждений (см. (8)) определяются соотношениями

$$X_{\mu s}(ai) = \varkappa_s \frac{\hat{f}_{\mu si} \hat{f}_{\mu sa}}{\hat{\varepsilon}_{\mu sa} - \varepsilon_{\mu si}}, \quad (15)$$

$$Y_{\mu s}(ai) = (-1)^{\mu} \varkappa_s \frac{\hat{f}_{-\mu si} \hat{f}_{\mu sa}}{\hat{\varepsilon}_{\mu sa} + \varepsilon_{-\mu si}}. \quad (16)$$

Учет изоспинового расщепления фоторезонансов. Полный изоспин ядра T приближенно является интегралом движения. Поэтому в ядрах с нейтронным избытком ($T_0 \neq 0$) поглощение кванта изовекторного поля $F_{\mu s}$, имеющего изоспин $\tau = 1$, должно приводить к возникновению состояний с изоспином $T = T_0 + 1, T_0$ и $T_0 - 1$. Состояния $|\Psi_{\mu sa}\rangle \equiv \hat{c}_{\mu sa}^+ |T_0 T_0\rangle$, рассмотренные в предыдущем пункте, вообще говоря, не удовлетворяют этому требованию, так как являются собственными функциями гамильтониана (3), не коммутирующего с оператором изоспина \mathbf{T} . Эти состояния описывают дипольные колебания с определенной z -проекцией изоспина: $T_z = T_0 + \mu$, но, за исключением колебаний с $\mu = +1$ (характеризуемых квантовыми числами $T_z = T_0 + 1, T = T_0 + 1$), не являются собственными функциями полного

изоспина. Это означает, что состояния $|\Psi_{\mu sa}\rangle$ с $\mu = 0$ и -1 содержат компоненты с различными значениями изоспина T . В частности, состояния $|\Psi_{0sa}\rangle$, отвечающие фоторезонансам, содержат компоненты с изоспинами $T_< \equiv T_0$ и $T_> \equiv T_0 + 1$:

$$|\Psi_{0sa}\rangle = g_{0sa}(T_0)|\Psi_{0sa}(T_0T_0)\rangle + g_{0sa}(T_0 + 1)|\Psi_{0sa}(T_0 + 1T_0)\rangle, \quad (17)$$

где $|\Psi_{0sa}(T_0T_0)\rangle$ и $|\Psi_{0sa}(T_0 + 1T_0)\rangle$ — нормированные волновые функции, описывающие состояния с $T = T_0$, $T_z = T_0$ и $T = T_0 + 1$, $T_z = T_0$ соответственно.

Мы будем считать, что состояния $|\Psi_{0sa}(T_0T_0)\rangle$ и $|\Psi_{0sa}(T_0 + 1T_0)\rangle$ характеризуют $T_<$ - и $T_>$ -пики, на которые расщепляется фоторезонанс $|\Psi_{0sa}\rangle$. Из (17) следует, что вероятности возбуждения этих состояний определяются величинами $|g_{0sa}(T_0)|^2$ и $|g_{0sa}(T_0 + 1)|^2$, связанными друг с другом соотношением

$$|g_{0sa}(T_0)|^2 + |g_{0sa}(T_0 + 1)|^2 = 1. \quad (18)$$

Используя обычную технику поворотов в изоспиновом пространстве с помощью взаимно сопряженных операторов $T_{\pm} = T_x \pm iT_y$, меняющих z -проекцию изоспина состояния на ± 1 , находим

$$T_+|\Psi_{0sa}\rangle = \sqrt{2(T_0 + 1)}g_{0sa}(T_0 + 1)|\Psi_{0sa}(T_0 + 1T_0 + 1)\rangle. \quad (19)$$

Откуда следует, что

$$\begin{aligned} |g_{0sa}(T_0 + 1)|^2 &= \frac{1}{2(T_0 + 1)} \langle T_0T_0 | [\hat{c}_{0sa}, T_-] [T_+, \hat{c}_{0sa}^+] | T_0T_0 \rangle \approx \\ &\approx \frac{1}{2(T_0 + 1)} \langle T_0T_0 | [[\hat{c}_{0sa}, T_-], [T_+, \hat{c}_{0sa}^+]] | T_0T_0 \rangle. \end{aligned} \quad (20)$$

(Здесь предполагается, что $[\hat{c}_{0sa}, T_-] | T_0T_0 \rangle \approx 0$. $[A, B] \equiv AB - BA$.)

Вычислим входящие в (20) коммутаторы, используя разложения (8), (5) и соотношения

$$[T_+, c_{0si}^+] = -f_{0si}^{-1} \sum_{\alpha > \beta}^{(i)} \langle \alpha | 2t_z x_s | \beta \rangle a_{\alpha_n}^+ a_{\beta_p}, \quad (21)$$

$$[T_+, c_{0si}] = -f_{0si}^{-1} \sum_{\alpha > \beta}^{(i)} \langle \alpha | 2t_z x_s | \beta \rangle^* a_{\beta_n}^+ a_{\alpha_p}, \quad (22)$$

где операторы $a_{\alpha_n}^+ a_{\beta_p}$, $a_{\beta_n}^+ a_{\alpha_p}$ описывают превращение протона в нейтрон. Тогда получим следующую оценку вероятности возбуждения $T_>$ -компоненты

фоторезонанса $|\Psi_{0sa}\rangle$:

$$|g_{0sa}(T_0 + 1)|^2 \approx \frac{1}{2(T_0 + 1)} \sum_i \sum_j \phi_0(ij) \{X_{0s}^*(ai)X_{0s}(aj) - Y_{0s}^*(ai)Y_{0s}(aj)\}, \quad (23)$$

где множитель $\phi_\mu(ij)$, $\mu = 0, \pm 1$, определяется соотношением

$$\phi_\mu(ij) = (f_{0si}f_{\mu sj})^{-1} \sum_{[\alpha] > [\beta]}^{(i)} \sum_{[\alpha'] > [\beta']}^{(j)} \langle \alpha | 2t_z x_s | \beta \rangle^* \langle \alpha' | 2t_\mu x_s | \beta' \rangle \delta_{\alpha'\alpha} \delta_{\beta'\beta}. \quad (24)$$

Использование $\sum_{[\alpha] > [\beta]}^{(i)}$ вместо $\sum_{\alpha > \beta}^{(i)}$ означает, что суммирование в группе переходов « i » производится только по таким частичным (α) и дырочным (β) состояниям, которые не совпадают с состояниями нейтронного избытка.

Состояние

$$|\Psi_{0sa}(T_0 + 1T_0 + 1)\rangle = \frac{1}{g_{0sa}(T_0 + 1)\sqrt{2(T_0 + 1)}} T_+ \hat{c}_{0sa}^+ |T_0 T_0\rangle \quad (25)$$

(см. (19)) получается из состояния $|\Psi_{0sa}(T_0 + 1T_0)\rangle$ поворотом в изоспиновом пространстве. Его энергия отличается от энергии последнего только из-за изменения кулоновской энергии ядра при превращении протона в нейтрон. В вибрационном гамильтониане $H_{\text{виб}}(s)$ это изменение кулоновской энергии обеспечивает слагаемое $-\mu E_{\text{кул}}$, входящее в энергию одночастичного перехода $\varepsilon_{\mu si}$ (см. (7)). Отбрасывая это слагаемое, что эквивалентно замене в (3) $\varepsilon_{\mu si} \rightarrow \varepsilon_{\mu si} + \mu E_{\text{кул}}$ и в (11) $\hat{\varepsilon}_{\mu sa} \rightarrow \hat{\varepsilon}_{\mu sa} + \mu E_{\text{кул}}$, получим следующее выражение для средней энергии возбуждения $T_>$ -компоненты фоторезонанса $|\Psi_{0sa}\rangle$ (см. (11) и (25)):

$$\begin{aligned} E_{0sa}(T_0 + 1) &\approx \frac{1}{2(T_0 + 1)|g_{0sa}(T_0 + 1)|^2} \sum_\mu \sum_{a'} (\hat{\varepsilon}_{\mu sa'} + \mu E_{\text{кул}}) \times \\ &\times \langle T_0 T_0 | [[\hat{c}_{0sa}, T_-], \hat{c}_{\mu sa'}^+] [\hat{c}_{\mu sa'}, [T_+, \hat{c}_{0sa}^+]] | T_0 T_0 \rangle \approx \\ &\approx \frac{1}{2(T_0 + 1)|g_{0sa}(T_0 + 1)|^2} \sum_{a'} (\hat{\varepsilon}_{+1sa'} + E_{\text{кул}}) \times \\ &\times \langle T_0 T_0 | [[\hat{c}_{0sa}, T_-], \hat{c}_{+1sa'}^+] [\hat{c}_{+1sa'}, [T_+, \hat{c}_{0sa}^+]] | T_0 T_0 \rangle. \end{aligned} \quad (26)$$

При выводе формулы (26) было использовано то обстоятельство, что $[\hat{c}_{\mu sa'}, [T_+, \hat{c}_{0sa}^+]] | T_0 T_0 \rangle \approx \delta(\mu, +1) [\hat{c}_{+1sa'}, [T_+, \hat{c}_{0sa}^+]] | T_0 T_0 \rangle$.

Используя разложения (8), (5) и формулы (21), (22), это выражение можно привести к виду

$$E_{0sa}(T_0 + 1) \approx \frac{1}{2(T_0 + 1)|g_{0sa}(T_0 + 1)|^2} \sum_{a'} (\hat{\epsilon}_{+1sa'} + E_{\text{кул}}) \times \left| \sum_i \sum_j \{ \phi_{+1}(ij) X_{0s}^*(ai) X_{+1s}(a'j) - \phi_{-1}(ij) Y_{0s}^*(ai) Y_{+1s}(a'j) \} \right|^2, \quad (27)$$

где величина $\phi_\mu(ij)$, $\mu = 0, \pm 1$, определена в (24).

Средние энергии возбуждения фоторезонанса $|\Psi_{0sa}\rangle$ и его $T_{<-}$, $T_{>-}$ -компонент связаны соотношением (см. (17))

$$E_{0sa} = |g_{0sa}(T_0)|^2 E_{0sa}(T_0) + |g_{0sa}(T_0 + 1)|^2 E_{0sa}(T_0 + 1). \quad (28)$$

Приравняем среднюю энергию нерасщепленного фоторезонанса энергии $\hat{\epsilon}_{0sa}$, определяемой из секулярного уравнения (13). Тогда получим следующее приближенное выражение для оценки энергии возбуждения $T_{<-}$ -компоненты фоторезонанса:

$$E_{0sa}(T_0) \approx \frac{\hat{\epsilon}_{0sa} - |g_{0sa}(T_0 + 1)|^2 E_{0sa}(T_0 + 1)}{|g_{0sa}(T_0)|^2}. \quad (29)$$

Описание изоспинового расщепления ДГР сильно упрощается: оно может быть доведено до аналитических оценок, если не учитывать энергетического разброса одночастичных дипольных переходов. В этом случае каждому типу колебаний μ отвечает одно входное состояние $c_\mu^+ |T_0 T_0\rangle$, преобразуемое диполь-дипольными силами в единственный резонанс $\hat{c}_\mu^+ |T_0 T_0\rangle$, вследствие чего в приведенных ранее формулах можно опустить индексы s, i, j, a, a' и суммирование по ним, если таковое имеется. Учитывая это обстоятельство, а также то, что $X_0^* X_0 - Y_0^* Y_0 = 1$ (см. (9)) и $\phi_{+1} X_0^* X_{+1} - \phi_{-1} Y_0^* Y_{+1} \approx \phi_{+1} X_0^* X_{+1} \approx \phi_{+1}$ (так как, обычно, $|Y| \ll |X|$), преобразуем формулы (23), (27) к виду

$$|g_0(T_0 + 1)|^2 \approx \frac{1}{2(T_0 + 1)} \phi_0, \quad (30)$$

$$E_0(T_0 + 1) \approx \frac{1}{2(T_0 + 1)|g_0(T_0 + 1)|^2} (\hat{\epsilon}_{+1} + E_{\text{кул}}) \phi_{+1}^2. \quad (31)$$

Из (6), (24) следует, что

$$\phi_0 = \phi_{+1}^2 = 2 \frac{f_{+1}^2}{f_0^2}. \quad (32)$$

Поэтому соотношения (30), (31) можно еще упростить:

$$|g_0(T_0 + 1)|^2 \approx \frac{1}{T_0 + 1} \frac{f_{+1}^2}{f_0^2}, \quad E_0(T_0 + 1) \approx \hat{\varepsilon}_{+1} + E_{\text{кул}}. \quad (33)$$

Для величин $|g_0(T_0 + 1)|^2 / |g_0(T_0)|^2$ и $E_0(T_0 + 1) - E_0(T_0)$ могут быть найдены аналитические оценки. Действительно, из формул (7), (18), (29), (33) и приближенных выражений (см. [78, с. 437–444])

$$\begin{aligned} \hat{\varepsilon}_{+1} - \hat{\varepsilon}_0 + E_{\text{кул}} &\approx \frac{1}{2} ((\varepsilon_{+1} - \varepsilon_{-1}) + \varkappa(f_{+1}^2 - f_{-1}^2)) + E_{\text{кул}}, \\ \varkappa(f_{+1}^2 - f_{-1}^2) &\approx -\frac{V_1}{A} T_0, \quad \frac{f_{+1}^2}{f_0^2} \approx 1 - 1,5T_0 A^{-2/3} \end{aligned} \quad (34)$$

следует, что

$$\frac{|g_0(T_0 + 1)|^2}{|g_0(T_0)|^2} \approx \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1,5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1,5A^{-2/3}}, \quad (35)$$

$$E_0(T_0 + 1) - E_0(T_0) \approx \frac{V_1}{2A} \frac{T_0 + 1}{1 + 1,5A^{-2/3}}. \quad (36)$$

Эти оценки характеристик изоспинового расщепления ДГР практически совпадают с оценками, полученными в работах [69, 70].

2. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ

Параметрами модели являются одночастичные энергии ε_α и состояния $|\alpha\rangle$, константы $\varkappa_{\parallel} \equiv \varkappa_3$ и $\varkappa_{\perp} \equiv \varkappa_1 = \varkappa_2$ диполь-дипольных сил, отвечающие колебаниям вдоль и перпендикулярно оси симметрии ядра, а также потенциал симметрии V_1 и кулоновская энергия $E_{\text{кул}}$ (см. формулы (3)–(7)).

Для расчета одночастичных состояний использовался деформированный потенциал Нильссона [84]. Единственный варьируемый параметр этого потенциала — параметр деформации δ' — может быть связан с параметром квадрупольной деформации ядра

$$\delta = \frac{3}{4} \frac{2\langle x_3^2 \rangle - \langle x_1^2 \rangle - \langle x_2^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle}. \quad (37)$$

Здесь $\langle x_s^2 \rangle$, $s = 1, 2, 3$, и $\langle r^2 \rangle = \langle x_1^2 \rangle + \langle x_2^2 \rangle + \langle x_3^2 \rangle$ — средние значения квадратов x_s -координаты нуклона и его расстояния до центра ядра в основном состоянии. Действительно, эквипотенциальные поверхности потенциала Нильссона, который является обобщением деформированного гармонического потенциала, в первом приближении имеют форму эллипсоидов вращения с полуосями, обратно пропорциональными частотам $\omega_s = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{2[1 - 3\delta(s, 3)]}{3}} \delta'$

одночастичных колебаний. Поэтому из условия согласования одночастичного потенциала с плотностью распределения ядерного вещества вытекает соотношение $\langle x_s^2 \rangle \approx \text{const}/\omega_s^2$. Подставляя это соотношение в (37), находим

$$\delta' \approx \delta / \left(1 + \frac{2}{3} \delta \right). \quad (38)$$

Для потенциала симметрии было выбрано значение $V_1 = 94,8$ МэВ, следующее из полуэмпирической массовой формулы Вейцеккера. При вычислении средней кулоновской энергии одного протона $E_{\text{кул}} = 1,2 \frac{e^2 Z}{R_{\text{кул}}}$ использовалась оценка кулоновского радиуса $R_{\text{кул}} \approx 1,149A^{1/3} + 1,788A^{-1/3} - 1,163A^{-1}$ Фм из работы [85]. Как отмечалось выше (см. комментарий к формуле (25)), величина $E_{\text{кул}}$ не учитывается при вычислении энергетического распределения осцилляторных сил ДГР. Тем не менее этот параметр потребуется нам в дальнейшем при вычислении ширин дипольных состояний (см. разд. 3).

В гидродинамической модели [16] возникновение ДГР связывается с возбуждением стоячей поляризационной волны. Отсюда вытекает важный вывод, что энергия (частота) нормальных дипольных колебаний должна быть обратно пропорциональна линейным размерам (радиусу) ядра. Если ядро деформировано (имеет форму вытянутого или сплюснутого сфероида), то следует говорить о двух разных модах колебаний: вдоль и перпендикулярно к оси симметрии 3, энергии которых удовлетворяют соотношению

$$\frac{E_{\perp}}{E_{\parallel}} \approx \frac{\sqrt{\langle x_3^2 \rangle}}{\sqrt{\langle x_1^2 \rangle}} = \sqrt{\frac{1 + \frac{4}{3} \delta}{1 - \frac{2}{3} \delta}}. \quad (39)$$

Под энергиями E_{\perp} и E_{\parallel} в дальнейшем будут пониматься положения центров тяжести дипольных сил

$$E_s = \frac{1}{S_{0sa}} \sum_{T=T_0}^{T_0+1} \sum_a E_{0sa}(T) S_{0sa}(T) \quad (40)$$

для поперечной ($s = 1$ или 2) и продольной ($s = 3$) мод колебаний. Здесь $S_{0sa}(T) \equiv \hat{\varepsilon}_{0sa} \hat{f}_{0sa}^2 |g_{0sa}(T)|^2$ и $S_{0sa} \equiv S_{0sa}(T_0) + S_{0sa}(T_0 + 1) = \hat{\varepsilon}_{0sa} \hat{f}_{0sa}^2$ — осцилляторные силы соответственно T -компоненты и нерасщепленного $|\Psi_{0sa}\rangle$ -резонанса.

Энергия нормальных колебаний E_s превышает энергию одночастичных колебаний $\hbar\omega_s$, так как диполь-дипольные силы смещают центр тяжести осцилляторных сил s -моды в сторону больших энергий. В деформированном

ядре смещение дипольных сил неодинаково для продольной и поперечной мод колебаний: $(E_1 - \hbar\omega_1)/(E_3 - \hbar\omega_3) \approx E_1/E_3 \neq 1$, что подразумевает неравенство констант взаимодействия $\varkappa_{\parallel} = \varkappa_3$ и $\varkappa_{\perp} = \varkappa_1$. Это также следует из теоретической оценки [78]:

$$\varkappa_s \approx \frac{V_1}{4A\langle x_s^2 \rangle} = \frac{3}{4} \frac{V_1}{A\langle r^2 \rangle} \left(1 - \frac{2(1 - 3\delta(s, 3))}{3} \delta \right)^{-1}. \quad (41)$$

Константы \varkappa_{\parallel} и \varkappa_{\perp} варьировались таким образом, чтобы расчет

1) давал согласующееся с введенным параметром квадрупольной деформации δ отношение энергий E_{\perp}/E_{\parallel} :

$$\frac{E_{\perp}}{E_{\parallel}} \approx 0,911 \sqrt{\frac{1 + \frac{4}{3}\delta}{1 - \frac{2}{3}\delta}} + 0,089 \quad (42)$$

(здесь приведена более точная, чем в (39), гидродинамическая оценка отношений энергий деформационных мод [31, 32]);

2) правильно воспроизводил энергетическое положение центра тяжести ДГР

$$E_{\text{дин}} = \sum_{T=T_0}^{T_0+1} \sum_{s=1}^3 \sum_a E_{0sa}(T) S_{0sa}(T) / \sum_{s=1}^3 \sum_a S_{0sa}. \quad (43)$$

В литературе приводится ряд полуэмпирических оценок зависимости энергии гигантского резонанса $E_{\text{дин}}$ от массового числа A . Они основываются главным образом на коллективных моделях ядра, которые предсказывают, что $E_{\text{дин}}$ зависит от A либо как $A^{-1/3}$, либо как $A^{-1/6}$ [16]. Первая зависимость вытекает из гидродинамической модели, рассматривающей объемные колебания двухкомпонентной ядерной «жидкости», вторая — из модели, в которой предполагается, что протон-нейтронная поляризация ядра связана с поверхностными эффектами.

Из данных моделей широкое распространение получила только гидродинамическая модель, так как она правильно описывает и силу, и энергетическое положение ДГР в тяжелых ядрах ($A \gtrsim 100$). Однако в области легких ядер зависимость $E \propto A^{-1/3}$ оказывается слишком сильной, поэтому для аппроксимации $E_{\text{дин}}$ часто используют линейную комбинацию членов $\propto A^{-1/3}$ и $A^{-1/6}$ [86]:

$$E_{\text{дин}} \approx 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \text{ МэВ}, \quad (44)$$

с численными коэффициентами, выбранными так, чтобы наилучшим образом воспроизводились экспериментальные данные. Но, хотя подобная аппроксимация и улучшает согласие с экспериментом (в основном за счет увеличения

числа подгоночных параметров), она мало что дает для понимания существа проблемы.

В этом плане гораздо большего можно ожидать от учета влияния размытости ядерной поверхности на характеристики ДГР [72]. Согласно гидродинамической модели, энергия дипольных колебаний однородного сферического ядра с резкой границей определяется выражением

$$E_{\text{дин}} \approx 2,08\hbar \left(\frac{V_1}{2M} \right)^{1/2} R^{-1}, \quad (45)$$

где $V_1 \approx 94,8$ МэВ — введенный ранее потенциал симметрии; M — масса нуклона и R — радиус ядра.

В действительности, однако, ядра не имеют резкой границы: плотность ядерного вещества $\rho = \rho_p + \rho_n$ постепенно спадает от 90 до 10% своего максимального значения в пределах поверхностного слоя, ширина которого мало меняется от ядра к ядру. Как следует из данных по рассеянию электронов, распределение ядерного вещества во всех сферических ядрах, включая самые легкие, может быть достаточно хорошо описано с помощью формулы

$$\rho(r) = \rho_0 f(r), \quad (46)$$

где

$$f(r) = \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_0}{a} \right) \right]^{-1} \quad (47)$$

— радиальный формфактор Ферми; $R_0 \approx 1,07A^{1/3}$ Фм — расстояние от центра ядра, на котором плотность ядра ρ уменьшается вдвое; $a \approx 0,55$ Фм — параметр диффузности ядерной поверхности.

Константа ρ_0 , характеризующая плотность в центре ядра, может быть найдена из условия нормировки $4\pi\rho_0 \int_0^\infty f(r)r^2 dr = A$, что дает, с учетом малости параметра a/R_0 ,

$$\rho_0 \approx \frac{3A}{4\pi R_0^3} \left[1 + \pi^2 \left(\frac{a}{R_0} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (48)$$

Для реальных ядер, имеющих диффузную поверхность, под R в формуле (45) следует понимать радиус эквивалентной однородной сферы, обладающей такой же дисперсией вещества:

$$R = \left[\frac{5}{3} \langle r^2 \rangle \right]^{1/2}, \quad (49)$$

где $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ — среднеквадратичный радиус распределения нуклонов в ядре. Обычно полагают, что радиус R равен $1,2A^{1/3}$ Фм. Подставляя в (45) это значение R , получим выражение

$$E_{\text{дип}} \approx 77A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad (50)$$

которое неплохо описывает поведение E в области тяжелых ядер, но дает сильно завышенные значения для легких ядер (см. рис. 1).

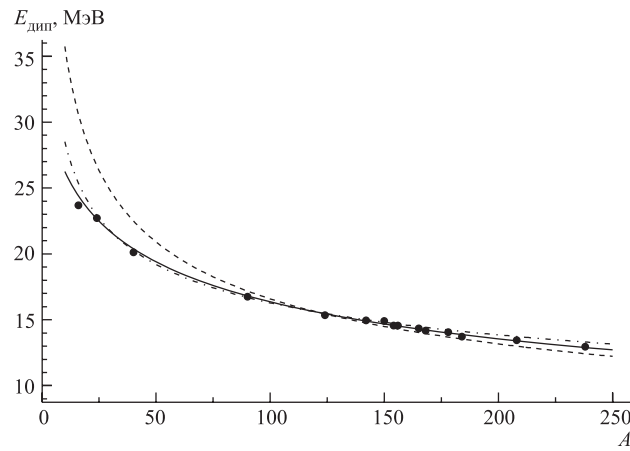


Рис. 1. Зависимость энергии ДГР от массового числа A [72]. Темные кружки — экспериментальные данные; сплошная кривая — расчет по формуле (53); штриховая — расчет по формуле (50); штрихпунктирная — расчет по формуле (44)

Чтобы учесть влияние размытости поверхности на энергию гигантского резонанса, надо вычислить средний квадрат расстояния нуклонов до центра ядра $\langle r^2 \rangle$ для распределения (46). Пренебрегая малыми членами ($< 0,002\langle r^2 \rangle$) для ядер с $10 \lesssim A \lesssim 240$), находим

$$\langle r^2 \rangle = \frac{4\pi\rho_0}{A} \int_0^\infty r^2 f(r) r^2 dr \approx \frac{3}{5} R_0^2 \theta^2 (a/R_0), \quad (51)$$

где функция $\theta(\xi)$ определяется соотношением

$$\theta(\xi) = \left[\frac{1 + \frac{10}{3} \pi^2 \xi^2 + \frac{7}{3} \pi^4 \xi^4}{1 + \pi^2 \xi^2} \right]^{1/2}. \quad (52)$$

Из (45), (49) и (51) следует, что [72]

$$E_{\text{дип}} \approx 86A^{-1/3}\theta^{-1}(a/R_0) \text{ МэВ.} \quad (53)$$

На рис. 1 сравниваются экспериментальные и вычисленные по формулам (44), (50), (53) значения энергий ДГР для ряда сферических и сильнодеформированных ядер [72], удовлетворяющих требованию надежности извлекаемых из измеренных сечений фотопоглощения данных о $E_{\text{дип}}$. Как видно из этого рисунка, учет влияния размытости поверхности ядра на дипольные колебания протон-нейтронной жидкости позволяет получить удовлетворительное описание энергии гигантского резонанса не только для тяжелых, но и для легких ядер. При этом стоит отметить, что в формуле (53), в отличие от (44), не производилась специальная подгонка параметров по экспериментальным данным.

При выводе формулы (53) предполагалось, что ядро в основном состоянии имеет сферическую форму. Для деформированного ядра энергия ГР пропорциональна взвешенному среднему из энергий колебаний вдоль и перпендикулярно оси симметрии ядра: $E_{\text{дип}} \propto \frac{1}{3} \left(1/\sqrt{\langle x_3^2 \rangle} + 2/\sqrt{\langle x_1^2 \rangle} \right) = \frac{1}{\sqrt{3\langle r^2 \rangle}} \left(1/\sqrt{1 + \frac{4}{3}\delta} + 2/\sqrt{1 - \frac{2}{3}\delta} \right)$. Сравнивая это соотношение с формулами (45) и (49), находим, что при наличии деформации формула (53) должна быть преобразована к виду

$$E_{\text{дип}} \approx 86A^{-1/3}\theta^{-1}(a/R_0)\Upsilon(\delta) \text{ МэВ,} \quad (54)$$

$$\text{где} \quad \Upsilon(\delta) = \frac{1}{3} \left(1/\sqrt{1 + \frac{4}{3}\delta} + 2/\sqrt{1 - \frac{2}{3}\delta} \right) \approx 1 + \frac{1}{3}\delta^2 \quad (55)$$

— множитель, учитывающий влияние деформации на энергию ДГР.

Соотношения (42), (43) и (54) позволяют однозначно фиксировать константы взаимодействия κ_{\parallel} , κ_{\perp} . Таким образом, в рассматриваемой модели остается только один свободный параметр — параметр деформации δ , который обычно может быть оценен из данных об электрических статических квадрупольных моментах [87], либо вычислен теоретически [73].

3. АППРОКСИМАЦИЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

Сечение фотопоглощения $\sigma(E)$ аппроксимировалось суммой лоренцевских кривых:

$$\sigma(E) \approx (1 + \alpha) \frac{8\pi e^2}{3\hbar c} \frac{NZ}{A^2} \sum_{T=T_0}^{T_0+1} \sum_{s=1}^3 \sum_a \frac{E^2 \Gamma_{0sa}(T) S_{0sa}(T)}{(E^2 - E_{0sa}^2(T))^2 + E^2 \Gamma_{0sa}^2(T)}, \quad (56)$$

где $\Gamma_{0sa}(T)$ — ширина $|\Psi_{0sa}(TT_0)\rangle$ -состояния; $\alpha \approx 0,25$ — безразмерный параметр, учитывающий влияние обменных токов на силу дипольных переходов. Нормирующие множители в (56) выбраны так, что интегральное сечение фотопоглощения удовлетворяет соотношению

$$\int_0^{\infty} \sigma(E) dE \approx (1 + \alpha) 60 \frac{NZ}{A} \text{ МэВ} \cdot \text{мб}. \quad (57)$$

В формуле (56) пока еще не определены ширины Γ дипольных состояний. Их появление связано с затуханием коллективных колебаний, которое происходит либо вследствие испускания частицы, находящейся в непрерывном спектре, либо из-за передачи энергии колебаний другим степеням свободы ядра. Первый процесс играет существенную роль только в легких и средних ядрах. Он приводит к образованию эмиссионной ширины дипольного состояния Γ^\uparrow . Второй процесс — главная причина затухания дипольных колебаний в средних и тяжелых ядрах. Он реализуется в основном за счет столкновений возбужденной частицы или дырки с нуклонами, оккупируемыми уровнями ниже поверхности Ферми, в результате чего рождается еще одна пара частица–дырка. Диссипация энергии коллективного дипольного состояния по взаимодействующим с ним неколлективным $2p2h$ -конфигурациям приводит к возникновению так называемой спредовой ширины состояния Γ^\downarrow . Полная ширина дипольного состояния Γ приближенно равняется сумме эмиссионной и спредовой ширин:

$$\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow. \quad (58)$$

Эмиссионная ширина может быть аппроксимирована выражением (см., например, [88])

$$\Gamma^\uparrow \approx \sum_i q_i \langle kP \rangle_i \left(\frac{\hbar^2 \mathcal{R}^2}{\mu} \right) \left\langle \frac{\varphi^2(\mathcal{R})}{\int_0^{\mathcal{R}} \varphi^2(r) r^2 dr} \right\rangle_i, \quad (59)$$

где множитель $q_i = X_i^2 - Y_i^2$ определяет долю входных возбуждений типа i в рассматриваемом дипольном состоянии (см. разд. 1); $k = \sqrt{2\mu e}$ — импульс вылетающего нуклона, $e = E - e^{-1} - B_{\text{нукл}}$ — его кинетическая энергия, E — энергия дипольного состояния, e^{-1} — энергия остающейся дырки, $B_{\text{нукл}}$ — энергия отделения нуклона, μ — приведенная масса нуклона; P — проникаемость барьера; $\mathcal{R} \approx 1,6$ Фм — радиус нуклонного канала реакции; $\varphi(r)$ — радиальная функция частицы, символ $\langle \rangle_i$ означает усреднение по $1p1h$ -конфигурациям, представленным во входном i -состоянии.

Ширина Γ^\downarrow играет важную роль в статистических моделях ядерных реакций (СМЯР) [71, 74, 75], поскольку эта величина определяет быстроту

термализации энергии первичного возбуждения ядра путем распределения ее по все большему и большему числу нуклонов. Анализ данных нуклон-ядерных реакций, выполненный в рамках СМЯР, показывает (см., например, работы [89, 90]), что при умеренных энергиях возбуждения составной системы ($E \lesssim 30$ МэВ) вероятность рождения еще одной пары частица–дырка λ^\downarrow может быть аппроксимирована выражением

$$\lambda^\downarrow = \frac{\Gamma^\downarrow}{\hbar} \approx \text{const} \cdot E^2. \quad (60)$$

Как видно из (60), полученная оценка величины λ^\downarrow (а стало быть, и величины Γ^\downarrow) не зависит от массового числа A . Это может быть связано с тем обстоятельством, что вероятность столкновения возбужденной частицы или дырки с невозбужденным нуклоном пропорциональна плотности ядерного вещества ρ , которая, как известно, приблизительно одинакова для всех ядер. Появление в (60) множителя E^2 отвечает предположению, что плотность конечных состояний, заселяемых при рождении новой пары частица–дырка, может быть описана с помощью эквидистантной модели одночастичных уровней [91].

Как отмечалось выше, в средних и тяжелых ядрах спредовая компонента ширины играет доминирующую роль. Не удивительно поэтому, что было предпринято несколько попыток описать имеющиеся данные о ширинах ДГР с помощью выражений типа

$$\Gamma \approx \Gamma^\downarrow \approx GE^k, \quad (61)$$

где G и k — подгоночные параметры (см., например, [92]).

Эти попытки, однако, не увенчались успехом. Оказалось, что подобное описание ширины ДГР пригодно только для относительно небольших интервалов массовых чисел A . Выход за пределы такого интервала (например, использование параметров G и k , найденных для деформированных редкоземельных ядер, в области легких и средних сферических ядер) приводит к серьезным противоречиям между теорией и экспериментом. Причем наблюдается следующая тенденция — формула (61), адаптированная к тяжелым ядрам, дает сильно завышенные значения ширины Γ для легких ядер.

Подобную тенденцию нетрудно понять. Действительно, с уменьшением массового числа A увеличивается доля нуклонов, находящихся в разреженном поверхностном слое ядра, что уменьшает среднюю плотность ядерного вещества, а следовательно, и вероятность передачи энергии возбуждения от одного нуклона к другому. Чтобы оценить этот эффект количественно, предположим, что функция распределения частиц и дырок в дипольном состоянии не очень отличается от функции распределения ядерного вещества (46). Тогда

получим [72]

$$\lambda^\downarrow \propto \langle \rho \rangle \approx 4\pi \int_0^\infty \rho(r) \frac{\rho(r)}{A} r^2 dr = 0,1949I(a/R_0), \quad (62)$$

где безразмерный множитель

$$I(\xi) = \frac{1 - 3\xi(1 + \pi^2\xi^2/3)/(1 + \pi^2\xi^2)}{1 + \pi^2\xi^2} \quad (63)$$

определяет зависимость λ^\downarrow (Γ^\downarrow) от массового числа A через комбинацию параметров $\xi = a/R_0$.

В работе [72] был рассмотрен ряд магических и сильнодеформированных ядер в массовой области $16 \leq A \leq 240$, сечения фотопоглощения которых могут быть аппроксимированы одной или двумя лоренцевскими линиями. Это позволило надежно оценить полные ширины выделенных таким образом дипольных состояний. Затем была произведена аппроксимация этих ширин по формуле

$$\Gamma \approx \Gamma^\downarrow \approx GI(a/R_0)E^2. \quad (64)$$

Константа G подгонялась по методу наименьших квадратов, что дало значение $G = 0,0293 \text{ МэВ}^{-1}$.

Полученные таким образом результаты представлены на рис. 2, на котором теоретические функции GE^2 и $I(a/R_0)$ сравниваются с величинами $\Gamma_{\text{exp}}/I(a/R_0)$ и Γ_{exp}/GE^2 , извлекаемыми из экспериментальных данных. Из этого рисунка видно, что формула (64) удовлетворительно описывает как энергетическую, так и массовую зависимость ширин рассмотренных состояний.

Формула (64) дает сильно завышенное значение величины Γ^\downarrow для легких ядер, так как в работе [72] не учитывался вклад в Γ эмиссионной ширины Γ^\uparrow . С другой стороны, пространственное распределение возбужденного нуклона отличается от распределения $\rho(r)/A$, использованного в соотношении (62), так как возбужденный нуклон проводит больше времени на периферии ядра, чем невозбужденный. Это требует перенормировки (в сторону увеличения) параметра диффузности ядерной поверхности a и константы G при оценке ширины Γ^\downarrow .

Аппроксимация тех же данных, что приведены в [72], с учетом эмиссионной составляющей полной ширины дает следующее выражение для спредовой ширины дипольного состояния:

$$\Gamma^\downarrow \approx \hat{G}I(\hat{a}/R_0)E^2, \quad (65)$$

где $\hat{G} = 0,0387 \text{ МэВ}^{-1}$, $\hat{a} = 0,88 \text{ Фм}$ и параметр R_0 определен в (47).

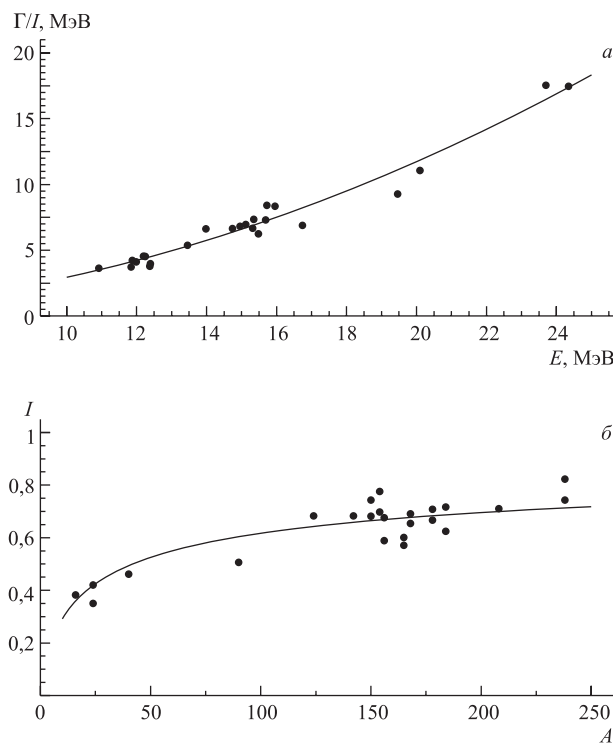


Рис. 2. Систематика ширин дипольных резонансов [72]. а) Энергетическая зависимость ширин: экспериментальные ширин, деленные на теоретический массовый фактор $I = I(a/R_0)$ (кружки), сравниваются с функцией $GE^2 \approx 0,0293E^2$ (сплошная линия). б) Зависимость ширин от массового числа A : экспериментальные ширин, деленные на функцию GE^2 (кружки), сравниваются с теоретической функцией $I(a/R_0)$ (сплошная линия)

При оценке спредовой составляющей ширины $\Gamma_{0sa}(T)$ (см. формулу (56)) $T_>$ -фоторезонансов учитывалось уменьшение при энергии $E = E_{0sa}(T_0 + 1)$ плотности $2p2h$ -состояний с изоспином $T = T_0 + 1$ вследствие их сдвига вверх относительно $2p2h$ -состояний с изоспином $T = T_0$. Этот сдвиг считался равным средней кулоновской энергии одного протона $E_{кул}$, что предполагает одинаковость Γ^\downarrow -ширин изобар-аналоговых состояний $|\Psi_{0sa}(T_0 + 1T_0)\rangle$ и $|\Psi_{0sa}(T_0 + 1T_0 + 1)\rangle$ (см. обсуждение формулы (25)). Поэтому в формулу (65) подставлялось значение энергии E , равное $E_{0sa}(T_0)$ для $T_<$ -фоторезонансов и $E_{0sa}(T_0 + 1) - E_{кул}$ для $T_>$ -фоторезонансов.

Окончание таблицы

Ядро	δ	$\hat{\delta}$	$V_{ }$, МэВ	V_{\perp} , МэВ	$E_{\perp} - E_{ }$, МэВ	$E_{>} - E_{<}$, МэВ	$E_{\text{Б}} - E_{\text{А}}$, МэВ	$\frac{S_{>}}{S_{<}} \cdot 10^2$	$\frac{S_{\text{Б}}}{S_{\text{А}}}$	$\frac{S_{\text{Б}\uparrow}}{S_{\text{Б}}}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
²⁴ Mg	0,44 0,17	0,30	100	103	5,7	—	1,8	—	0,93	0,82
²⁵ Mg	0,38	0,30	101	103	5,7	2,9 (3,6)	1,8	153 (155)	0,77	0,83
²⁶ Mg	0,49 0,24	0,30	101	104	5,6	3,9 (4,6)	1,4	68,9 (70,8)	0,69	0,81
²⁸ Si	-0,31	-0,30	103	106	-7,5	—	2,7	—	0,46	0,58
²⁹ Si	—	-0,23	101	102	-5,3	2,3 (3,1)	1,5	159 (159)	0,42	0,53
³⁰ Si	0,25 -0,02	0,25	97	97	4,5	3,4 (4,0)	0,6	72,2 (73,1)	0,41	0,77
⁴⁰ Ca	—	0	107	107	0	—	—	—	—	—
⁴² Ca	0,21	0,10	108	106	1,8	2,5 (2,9)	0,1	77,4 (77,9)	0,79	0,71
⁴⁴ Ca	0,15	0,28	109	105	4,6	4,3 (4,1)	0,8	33,1 (33,9)	0,62	0,77
⁴⁸ Ca	—	0,05	111	111	0,9	5,8 (6,3)	—	11,2 (12,3)	—	—
⁴⁸ Ti	0,17	0,25	115	111	4,1	3,3 (3,8)	1,2	34,5 (34,7)	2,47	0,75
⁵⁴ Fe	0,0	0	115	115	0	1,7 (2,2)	0,0	78,3 (81,0)	0,45	0,50
⁶³ Cu	-0,20	-0,25	108	115	-4,8	2,5 (3,3)	0,3	27,3 (27,9)	3,24	0,35
⁸² Se	0,10	0,15	115	115	2,0	5,4 (5,9)	0,0	6,1 (5,9)	0,53	0,67
¹¹⁶ Sn	0,04 -0,02	0	114	114	0	3,4 (4,7)	0,0	5,6 (5,8)	0,28	0,50
¹¹⁸ Sn	0,01	0	114	114	0	3,6 (5,1)	0,0	4,3 (4,6)	0,23	0,50
¹²⁰ Sn	0,00	0	114	114	0	3,8 (5,5)	0,0	3,3 (3,6)	0,18	0,50
¹²⁴ Sn	0,00	0	114	114	0	4,9 (6,3)	0,0	1,9 (2,2)	0,13	0,50
¹⁴² Nd	—	0	112	112	0	4,4 (5,1)	0,0	3,1 (3,4)	0,38	0,50
¹⁴⁴ Nd	0,05	0,10	114	112	1,3	4,8 (5,4)	0,2	2,6 (2,7)	4,21	0,70
¹⁴⁸ Nd	0,26	0,20	116	112	2,0	5,6 (6,1)	0,7	1,5 (1,7)	2,99	0,73
¹⁵⁰ Nd	0,36	0,32	116	111	3,8	7,0 (6,4)	0,8	1,0 (1,3)	2,68	0,72
¹⁵⁴ Sm	0,32	0,32	116	110	3,8	6,3 (6,2)	0,6	1,2 (1,4)	2,15	0,72
¹⁵⁶ Gd	0,32	0,32	116	110	3,8	5,6 (5,7)	0,6	1,6 (1,9)	1,96	0,72
¹⁶⁵ Ho	0,30	0,30	117	111	3,5	6,6 (6,0)	0,5	1,2 (1,4)	1,22	0,74
¹⁶⁸ Er	—	0,34	118	111	3,9	6,3 (6,1)	0,4	1,2 (1,3)	1,06	0,72
¹⁷⁸ Hf	0,27	0,24	119	113	2,8	6,9 (6,1)	0,4	1,0 (1,1)	0,69	0,77
¹⁸² W	0,27	0,27	120	113	3,1	7,1 (5,9)	0,4	1,1 (1,2)	0,58	0,77
¹⁹⁷ Au	0,09	0,09	120	117	1,1	6,9 (6,2)	-0,3	0,7 (0,7)	0,44	0,66
²⁰⁸ Pb	—	0	122	122	0	10,3 (6,6)	—	0,2 (0,3)	—	—
²³² Th	—	0,28	120	117	3,0	9,6 (7,0)	0,1	0,1 (-0,1)	2,93	0,67
²³⁵ U	0,32 0,10	0,28	120	117	3,0	9,1 (6,8)	0,0	0,2 (0,0)	2,43	0,67
²³⁸ U	—	0,28	120	118	3,0	10,4 (7,1)	0,0	0,1 (-0,2)	2,07	0,66
²³⁹ Pu	—	0,28	120	118	3,0	9,3 (6,7)	0,0	0,1 (0,0)	2,05	0,67

Ядра с $10 \lesssim A \lesssim 20$. В ядрах $1p$ - и начала $1d2s$ -оболочек действие остаточных сил не приводит к формированию коллективного возбуждения, исчерпывающего большую часть суммы дипольных сил. Структура ДГР в таких ядрах в значительной мере определяется энергетическим разбросом входных $1p1h$ -состояний (см. рис. 3–5). Поэтому при проведении расчетов в рассматриваемой области эти состояния не объединялись друг с другом. Кроме того, из-за нестабильности равновесной формы очень легких ядер используемое в вычислениях значение параметра деформации $\hat{\delta}$ варьировалось в широких пределах.

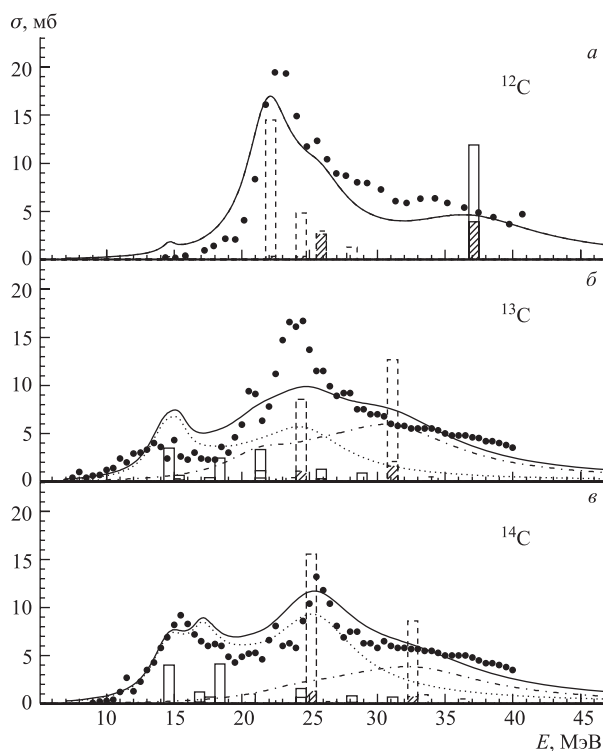


Рис. 3. Структура ДГР в изотопах углерода: а) ^{12}C ; б) ^{13}C ; в) ^{14}C . По оси абсцисс отложена энергия возбуждения ядра. Кружки — экспериментальное сечение фотопоглощения [93]. Сплошная кривая — теоретическое сечение; пунктирная и штрихпунктирная — изоспиновые компоненты этого сечения (при $N \neq Z$). Гистограмма дает (в произв. ед.) распределение осцилляторных сил дипольных состояний. Столбики с непрерывным и штриховым контуром отвечают соответственно продольным и поперечным дипольным колебаниям. Светлая часть столбиков описывает вклад в дипольное состояние конфигураций типа А, заштрихованная — конфигураций типа Б

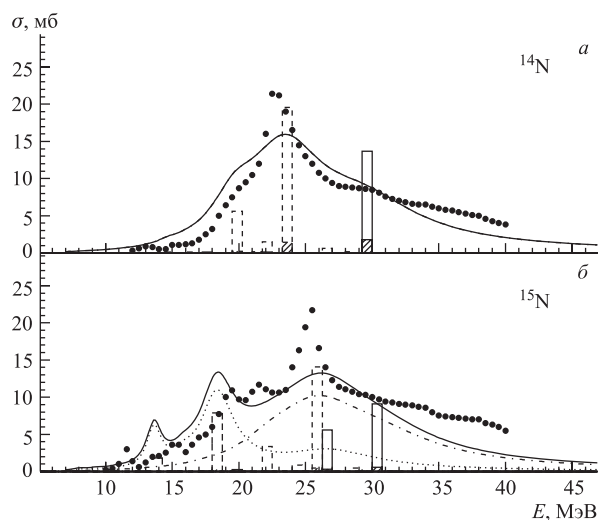


Рис. 4. Структура ДГР в изотопах азота: а) ^{14}N ; б) ^{15}N . Обозначения такие же, как на рис. 3

Ранее говорилось о возможности возникновения у легких ядер большой деформации в результате разрушения супермультиплетной симметрии при $E1$ -возбуждении (см. разд. 1). Этот эффект, по-видимому, имеет место для ядер $^{13,14}\text{C}$ и ^{18}O , которые в основном состоянии слабо деформированы (для ядер $^{13,14}\text{C}$ имеются только теоретические оценки [73] параметра $\delta \approx 0$), но приобретают большую положительную деформацию при возбуждении ДГР.

Как отмечалось ранее, данное явление может быть связано с уменьшением жесткости ядерной поверхности в результате уменьшения симметрии пространственной части волновой функции ядра при $E1$ -возбуждении, что способствует ее деформации несчетверенными нуклонами. Разрушение супермультиплетной симметрии приводит к сильному смешиванию А- и Б-конфигураций, что сопровождается резким уменьшением конфигурационного расщепления ДГР по сравнению с предсказаниями супермультиплетной модели: согласно данным таблицы, оно варьируется для $^{13,14}\text{C}$ и ^{18}O в пределах 1,6–2,1 МэВ. Можно сказать, что конфигурационное расщепление ДГР [65–68] для этих ядер трансформируется в деформационное расщепление. При этом еще остается обогащение содержания конфигураций типа Б в энергетической области $E > E_{\text{дип}}$ за счет эффекта блокировки низкоэнергичной ветви Б-переходов. Так, из таблицы видно, что для ядер $^{13,14}\text{C}$ и ^{18}O отношение $S_{\text{Б}1}/S_{\text{Б}}$ существенно превышает величину $2/3$, следующую из отношения числа степеней свободы для поперечных и продольных дипольных колебаний.

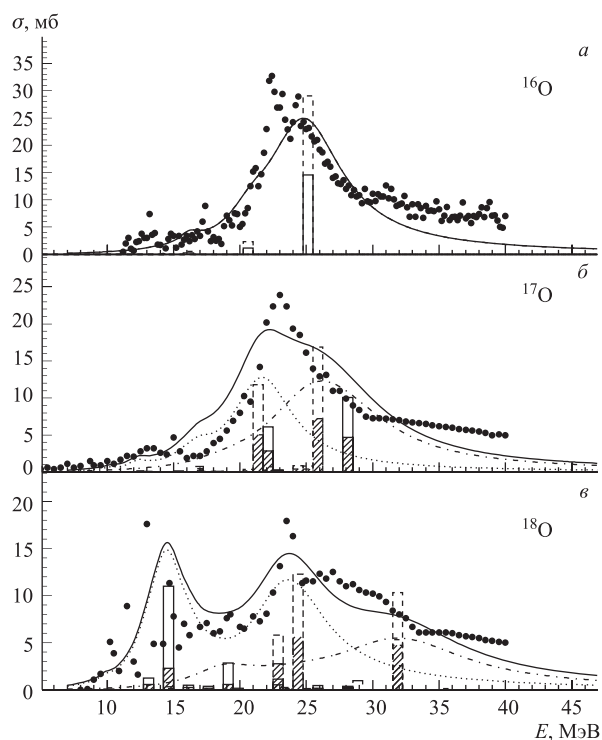


Рис. 5. Структура ДГР в изотопах кислорода: а) ^{16}O ; б) ^{17}O ; в) ^{18}O . Обозначения такие же, как на рис. 3

Для изменения формы ядра при $E1$ -возбуждении требуется достаточное число валентных, несчетверенных нуклонов. Это легко проследить на примере изотопов кислорода. Магическое ядро ^{16}O не имеет валентных нуклонов и, как видно из рис. 5 и таблицы, сохраняет сферическую форму при возбуждении ДГР. Добавление одного валентного нейтрона, т. е. переход от ядра ^{16}O к ядру ^{17}O , не оказывает существенного влияния на форму ДГР.

Однако добавление еще одного валентного нейтрона приводит к резкому изменению ситуации: ядро ^{18}O при $E1$ -возбуждении сильно деформируется. Нетрудно также видеть, что критическое число несчетверенных, валентных нуклонов, необходимых для разрушения супермультиплетной симметрии в возбужденном дипольном состоянии, зависит от общего количества счетверенных нуклонов. Так, если в случае изотопов кислорода, имеющих в основном состоянии четыре «четверки», для этого потребовалось два несчетверенных нуклона, то в случае изотопов углерода, имеющих в основном состоянии три четверки, для такого эффекта хватает всего одного несчетверенного,

валентного нуклона (см. данные для ядра ^{13}C , приведенные на рис. 3 и в таблице).

Ядро ^{12}C сильно деформировано уже в основном состоянии, что исключает (или, по крайней мере, сильно ослабляет) супермультиплетные эффекты. Поэтому его форма не меняется при возбуждении ДГР. Наблюдаемое конфигурационное расщепление ДГР ^{12}C обусловлено блокировкой низкоэнергичной ветви Б-переходов; этим также вызвано повышенное содержание Б-конфигураций в области $E > E_{\text{дин}}$: 54 % вместо ожидаемых для сплюснутого ядра 33 % (см. таблицу).

Экспериментальная оценка параметра деформации для ядра ^{14}N (см. столбец 2 таблицы) существенно отличается от соответствующей теоретической оценки ≈ 0 . Вероятней всего, это связано с тем, что это ядро (равно как и ядро ^{15}N) имеет мягкую поверхность, сильные (и асимметричные) колебания которой не позволяют корректно оценить равновесную форму ядерной системы из данных о статических квадрупольных моментах, измеренных в лабораторной системе координат [87]. В рассматриваемом случае нельзя говорить об изменении или сохранении формы ядра при возбуждении ДГР, так как амплитуда поверхностных колебаний сравнима или даже больше статической деформации. Поэтому использованные в расчете величины $\hat{\delta}$ для ядер $^{14,15}\text{N}$ (см. столбец 3 таблицы) следует рассматривать как некоторые эффективные значения параметра деформации.

Из рис. 3–5 видно, что, помимо деформационного (и связанного с ним конфигурационного) расщепления ДГР, на структуру сечений фотопоглощения легких ядер существенное влияние оказывают также разброс входных $1p1h$ -состояний и изоспиновое расщепление ДГР. Стоит отметить, что найденные в расчете глобальные характеристики изоспинового расщепления в области $10 \lesssim A \lesssim 20$ в целом неплохо согласуются с соответствующими характеристиками, вычисленными по формулам работ [69, 70] (см. таблицу). Однако данный расчет дает заметно большее изоспиновое расщепление в тех случаях, когда возбуждение ДГР приводит к изменению формы ядра.

Как и следовало ожидать, расчет дает заниженные значения сечения фотопоглощения в высокоэнергичной области ($E \gtrsim 30\text{--}35$ МэВ), что обусловлено неучетом процессов прямого и полупрямого фотоэффекта (см. разд. 1).

Ядра с $20 \lesssim A \lesssim 50$. Как отмечалось ранее (см. разд. 1), для ядер с $A > 20$ из всех видов конфигурационного расщепления входных состояний учитывалось только разделение их на группы А и Б.

В рассматриваемой массовой области расчеты проводились для ядер $^{24,25,26}\text{Mg}$, $^{28,29,30}\text{Si}$ и $^{40,42,44,48}\text{Ca}$. При сравнении теоретических и экспериментальных данных, приведенных на рис. 6–8, необходимо иметь в виду, что ряд особенностей структуры ДГР могут определяться оболочечными эффектами, не учитываемыми в данном рассмотрении. Поэтому не следует ожидать детального воспроизведения формы экспериментального сечения фотопогло-

шения. Модель претендует только на описание gross-структуры ДГР. Кроме того, могут наблюдаться (и действительно наблюдаются) несовпадения приписываемых и действительных ширин отдельных резонансов.

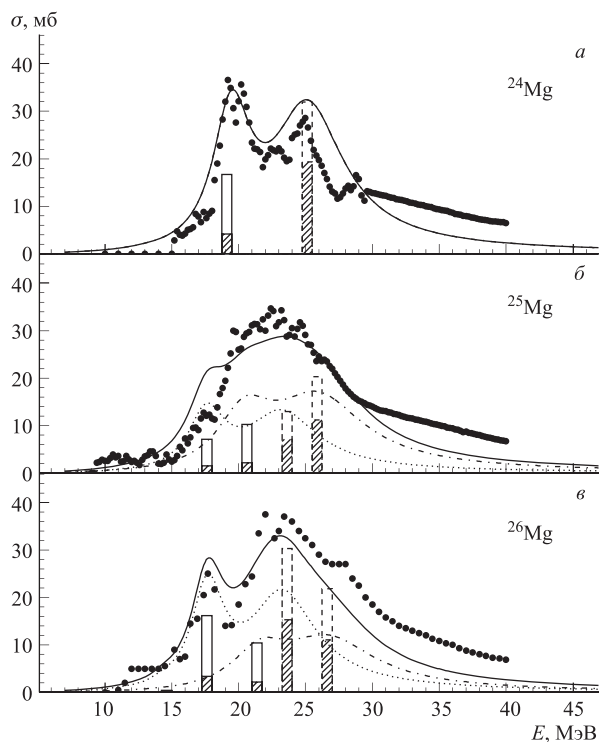


Рис. 6. Структура ДГР в изотопах магния: а) ^{24}Mg ; б) ^{25}Mg ; в) ^{26}Mg . Обозначения такие же, как на рис. 3

В целом же согласие теории и эксперимента для рассматриваемых ядер вполне удовлетворительное, за исключением интервала 30–40 МэВ, где наблюдается значительное превышение экспериментального сечения над теоретическим, что может быть связано с неучетом процессов прямого и полупрямого фотоэффекта и с использованием в качестве базисных волновых функций только $1p1h$ -состояний.

Из таблицы видно, что по сравнению с предыдущим массовым интервалом описание правильного энергетического положения ДГР требует увеличения константы диполь-дипольных сил (величин V_{\parallel} и V_{\perp}), что является следствием возрастания степени коллективизации ДГР. Обращает на себя вни-

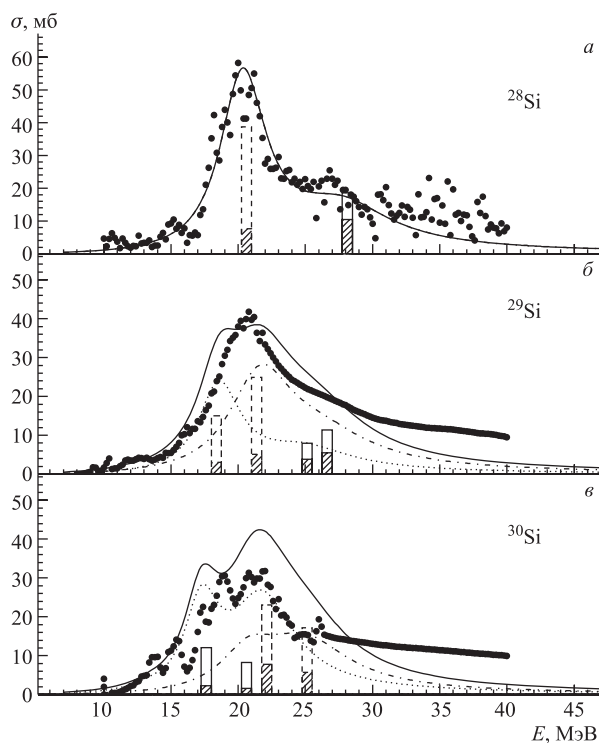


Рис. 7. Структура ДГР в изотопах кремния: а) ^{28}Si ; б) ^{29}Si ; в) ^{30}Si . Обозначения такие же, как на рис. 3

мание также то обстоятельство, что для ядер с $20 \lesssim A \lesssim 50$ величина изоспинового расщепления $E_{>} - E_{<}$ оказывается в среднем меньше, чем это следует из формул, полученных в [69, 70], хотя отношение сил $T_{>}$ - и $T_{<}$ -компонент ДГР хорошо описывается этими формулами.

Изоспиновое расщепление наиболее ярко проявляется в ^{26}Mg , где с ним может быть связано происхождение экспериментальных резонансов при энергиях $E = 18$ и 28 МэВ, и в ядре ^{30}Si , где оно существенно усложняет структуру ДГР (см. рис. 6, 7). Возможно также, что в ядре ^{48}Ca резонанс при $E = 23$ МэВ отвечает $T_{>}$ -компоненте ДГР (в расчетной кривой он не виден из-за слишком большой ширины, приписываемой $T_{>}$ -состояниям; см. рис. 8).

Ядра с $50 \lesssim A \lesssim 240$. Как видно из таблицы, для средних и тяжелых ядер требуется еще несколько увеличить константу диполь-дипольных сил. Как и следовало ожидать, для ядер с $A \gtrsim 50$ нет оснований говорить об изменении

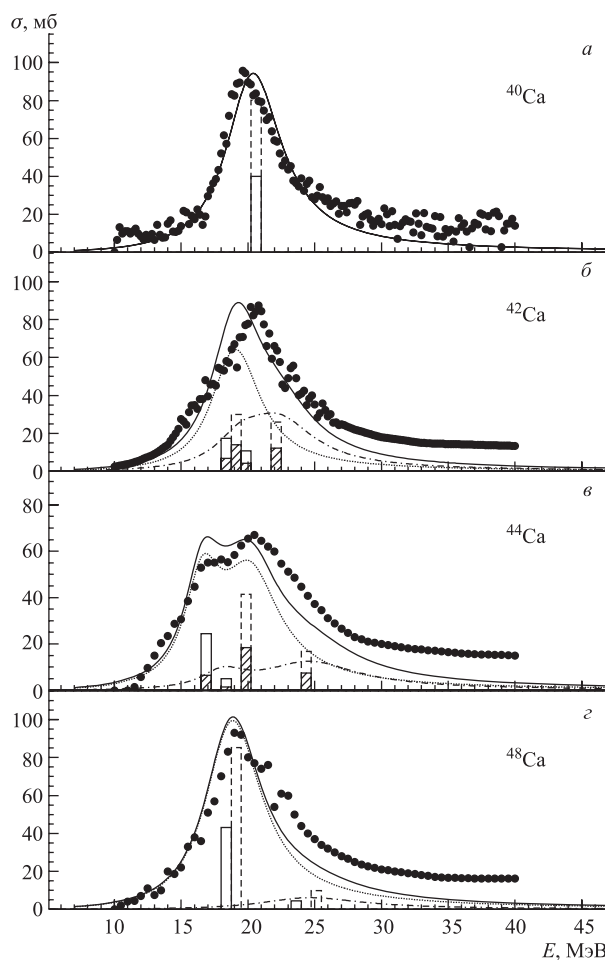


Рис. 8. Структура ДГР в изотопах кальция: а) ^{40}Ca ; б) ^{42}Ca ; в) ^{44}Ca ; г) ^{48}Ca . Обозначения такие же, как на рис. 3

формы ядра при возбуждении ДГР (ср. приведенные в таблице оценки δ и $\hat{\delta}$ параметра деформации ядра). Данные расчета позволяют также утверждать, что в рассматриваемой массовой области эффекты конфигурационного расщепления ДГР постепенно сходят на нет, а изоспиновое расщепление играет заметную роль только для средних ядер.

На рис. 9 сравниваются экспериментальные и теоретические данные для ядер с массовыми числами $48 \leq A \leq 124$. Здесь следует отметить влия-

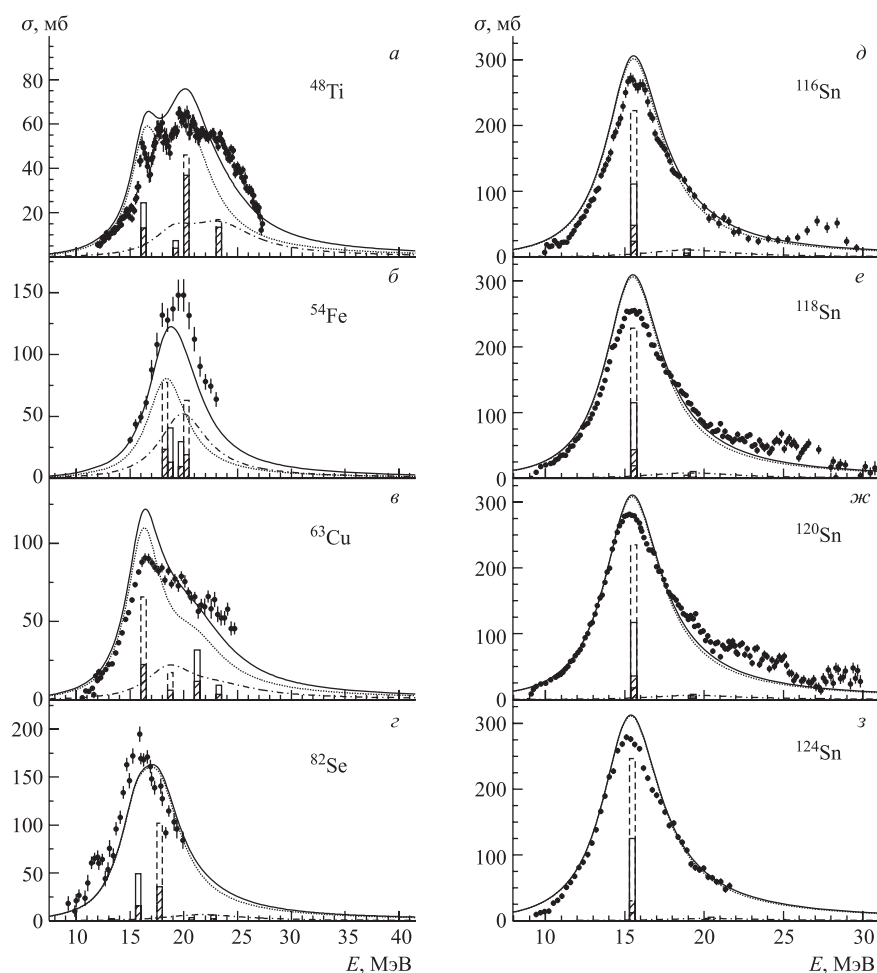


Рис. 9. Структура ДГР в массовой области $48 \leq A \leq 124$: а) ^{48}Ti ; б) ^{54}Fe ; в) ^{63}Cu ; г) ^{82}Se ; д) ^{116}Sn ; е) ^{118}Sn ; ж) ^{120}Sn ; з) ^{124}Sn . Обозначения такие же, как на рис. 3

ние изоспинового расщепления на структуру ДГР в ядрах ^{48}Ti , ^{54}Fe и ^{63}Cu . Характеристики этого расщепления неплохо согласуются с предсказаниями феноменологической модели [69, 70], хотя расчет дает несколько меньшие значения для величин $E_> - E_<$. Некоторое различие в форме теоретической и экспериментальной кривых фотопоглощения для вибрационного ядра ^{63}Cu можно, вероятно, приписать воздействию на структуру ДГР поверхностных колебаний ядра.

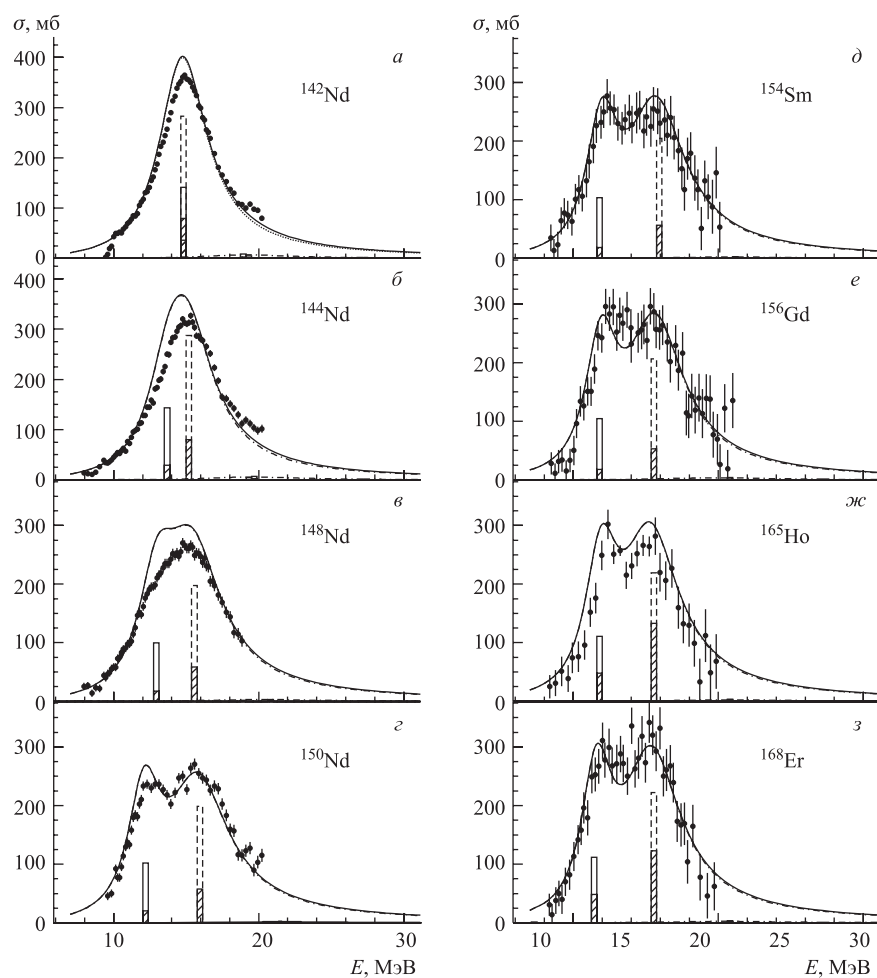


Рис. 10. Структура ДГР в массовой области $142 \leq A \leq 168$: а) ^{142}Nd ; б) ^{144}Nd ; в) ^{148}Nd ; г) ^{150}Nd ; д) ^{154}Sm ; е) ^{156}Gd ; ж) ^{165}Ho ; з) ^{168}Er . Обозначения такие же, как на рис. 3

Более серьезное расхождение теории и эксперимента наблюдается при описании высокоэнергичных хвостов сечений фотопоглощения на изотопах олова: экспериментальное сечение в области 22–30 МэВ идет выше теоретического и имеет отчетливую резонансную структуру. Это указывает на необходимость выйти за рамки $1p1h$ -приближения при описании высокоэнергичной части сечений фотопоглощения. По сравнению с расчетом [94], выполненным в рамках квазичастично-фононной модели, получена несколько

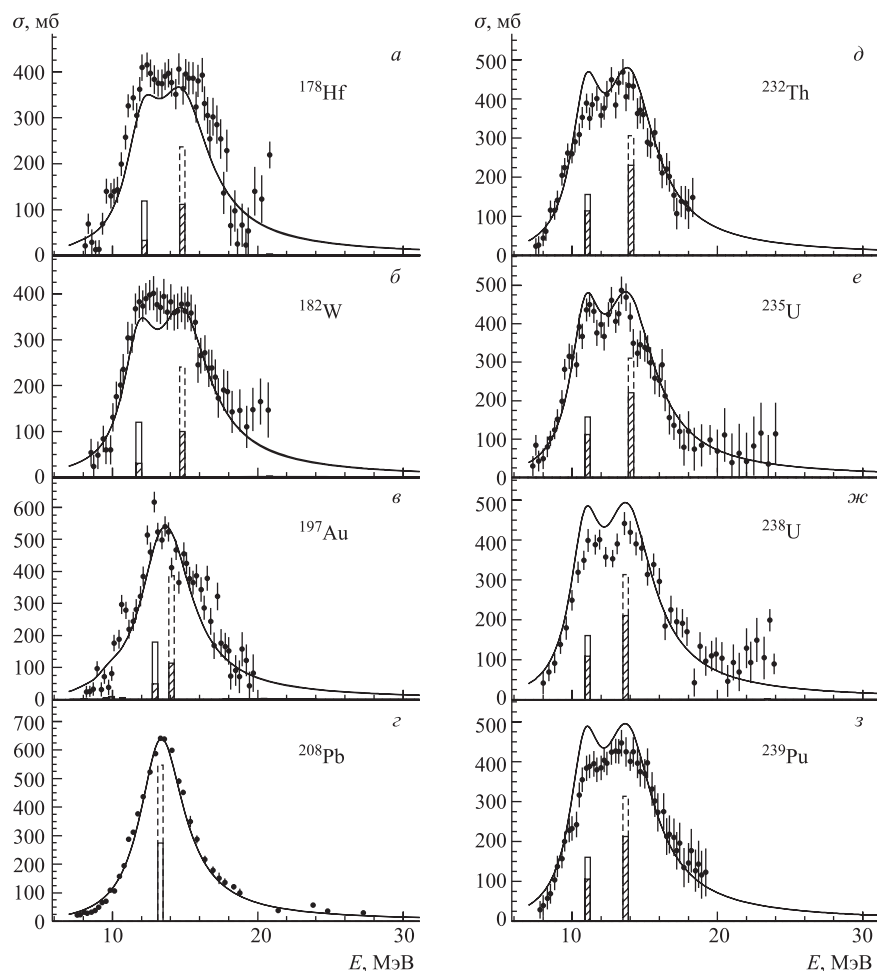


Рис. 11. Структура ДГР в массовой области $178 \leq A \leq 239$: а) ^{178}Hf ; б) ^{182}W ; в) ^{197}Au ; г) ^{208}Pb ; д) ^{232}Th ; е) ^{235}U ; ж) ^{238}U ; з) ^{239}Pu . Обозначения такие же, как на рис. 3

иная динамика изменения характеристик $T_>$ -компоненты ДГР при переходе от ^{116}Sn к ^{124}Sn : в нашем расчете при увеличении избытка нейтронов энергия $E_>$ возрастает от 18,9 до 20,3 МэВ, а отношение $S_>/S_<$ уменьшается от 0,056 до 0,019, тогда как в [94] соответствующие величины меняются в интервалах 19,9–17,4 МэВ и 0,04–0,01.

На рис. 10, 11 приведены данные для деформированных, сферических и переходных ядер в массовой области $142 \leq A \leq 249$. Как видно из этих

рисунков, расчет во всех случаях удовлетворительно воспроизводит форму экспериментального сечения фотопоглощения. В деформированных ядрах осцилляторные силы $E1$ -переходов, в полном соответствии с предсказаниями гидродинамической модели [31, 32], группируются в два главных состояния, отвечающих продольным и поперечным дипольным колебаниям.

Как видно из таблицы, в области актиноидов наблюдается существенное различие характеристик изоспинового расщепления, полученных в данной работе и по формулам [69, 70] (особенно для отношений $S_{>}/S_{<}$). С другой стороны, наши оценки величин $S_{>}/S_{<}$ неплохо согласуются (как для актиноидов, так и для редкоземельных элементов) с аналогичными оценками, найденными в рамках квазичастично-фононной модели [95]. Однако в работе [95] получено примерно в 1,5 раза большее энергетическое расщепление $E_{>} - E_{<}$ для этих ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное рассмотрение позволяет сделать следующие выводы.

1) Сформулированная в настоящей работе простая полумикроскопическая модель изовекторных дипольных колебаний, в которой явным образом учитываются главные моды дипольных возбуждений, позволяет удовлетворительно объяснить gross-структуру гигантского резонанса в массовой области $10 \lesssim A \lesssim 240$.

2) Результаты проведенных расчетов показывают, что, начиная примерно с середины $1d2s$ -оболочки, единственный свободный параметр модели — параметр квадрупольной деформации ядра δ — может быть оценен непосредственно из имеющихся экспериментальных данных, что позволяет говорить о высокой предсказательной способности модели в широкой массовой области. Для более легких ядер ($A \lesssim 20$) этот параметр следует рассматривать как подгоночный, поскольку очень легкие ядра могут изменять свою форму при дипольном возбуждении. Значение расчетов, проведенных в этой массовой области, состоит в том, что они подтвердили общность факторов, влияющих на формирование gross-структуры ДГР в легких и тяжелых ядрах.

3) Вытекающие из проведенных расчетов оценки потенциала симметрии ядра V_1 (см. величины $V_{||}$, V_{\perp} , приведенные в таблице) в целом удовлетворительно согласуются с оценками этой величины, получаемыми в экспериментах по нуклон-ядерному рассеянию [85], и со значением V_1 , используемым в полумэмпирической массовой формуле. Это подтверждает разумность физических допущений, лежащих в основе модели.

4) Сферические легкие ядра могут деформироваться при возбуждении ДГР. Это обусловлено уменьшением жесткости ядерной поверхности из-за уменьшения симметрии пространственной части волновой функции ядра при

$E1$ -возбуждении, что способствует ее деформации несчетверенными [65], валентными нуклонами. В результате этого эффекта супермультиплетное конфигурационное расщепление [65–68] трансформируется в сильное деформационное расщепление ДГР. Согласно нашим расчетам подобное явление наблюдается для ядер $^{13,14}\text{C}$ и ^{18}O .

5) Проведенные расчеты показывают, что в ядрах $1p$ - и начала $1d2s$ -оболочек основные особенности структуры сечений фотопоглощения определяются энергетическим разбросом входных $1p1h$ -состояний, а также деформационным и изоспиновым расщеплением ДГР.

6) В деформированных ядрах конфигурационное расщепление ДГР тесно связано с деформационным расщеплением из-за эффекта блокировки низкоэнергичной ветви одночастичных переходов с заполненных уровней в валентную оболочку.

7) Найденные характеристики изоспинового расщепления ДГР в легких, средних и тяжелых ядрах в целом неплохо согласуются с феноменологическими оценками [69, 70], за исключением области актиноидов, где оценки [69, 70], по-видимому, перестают работать. Наблюдается также неплохое согласие найденных оценок отношения дипольных сил $T_>$ - и $T_<$ -компонент ДГР для тяжелых деформированных ядер с аналогичными оценками [95], полученными в рамках квазичастично-фононной модели.

8) Используемая в данной работе простая процедура оценки ширины дипольных состояний (см. разд. 3) позволяет описать основные особенности рассмотренных сечений фотопоглощения, но не в состоянии воспроизвести ширины ряда узких пиков, наблюдаемых при фоторасщеплении легких и средних ядер.

Работа выполнена при поддержке гранта №НШ-1619.2003.2 Президента РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chomaz Ph., Frascaria N.* Multiple Phonon Excitation in Nuclei: Experimental Results and Theoretical Descriptions // *Phys. Rep.* 1995. V. 252, No. 5, 6. P. 275–405.
2. *Bertulani C. A., Ponomarev V. Yu.* Microscopic Studies on Two-Phonon Giant Resonances // *Phys. Rep.* 1999. V. 321, No. 4, 5. P. 139–251.
3. *Bortignon P. F., Bracco A., Broglia R. A.* Giant Resonances. Nuclear Structure at Finite Temperature. Amsterdam: Harwood Academic Publ., 1998.
4. *Shlomo S., Kolomietz V. M.* Hot Nuclei // *Rep. Prog. Phys.* 2005. V. 68, No. 1. P. 1–76.
5. *Electric and Magnetic Resonances in Nuclei // Intern. Rev. Nucl. Phys. V. 7 / Ed. J. Speth.* Singapore: World Sci., 1991. 648 p.
6. *Исханов Б. С., Юдин Н. П., Эрамжян Р. А.* Гигантские резонансы в атомных ядрах // *ЭЧАЯ.* 2000. Т. 31, вып. 2. С. 313–349.

7. *Kamerdzhev S., Speth J., Tertychny G.* Extended Theory of Finite Fermi Systems: Collective Vibrations in Closed Shell Nuclei // *Phys. Rep.* 2004. V. 393, No. 1. P. 1–86.
8. *Kolomietz V.M., Shlomo S.* Nuclear Fermi-Liquid Drop Model // *Phys. Rep.* 2004. V. 390, No. 3. P. 133–233.
9. *Гареев Ф. А. и др.* Спиновые возбуждения в ядрах // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19, вып. 6. С. 864–931.
10. *Osterfeld F.* Nuclear Spin and Isospin Excitations // *Rev. Mod. Phys.* 1992. V. 64, No. 2. P. 491–557.
11. *Lipparini E., Stringari S.* Sum Rules and Giant Resonances in Nuclei // *Phys. Rep.* 1989. V. 175, No. 3, 4. P. 103–261.
12. *Egido J.L., Ring P.* The Decay of Hot Nuclei // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1993. V. 19, No. 1. P. 1–54.
13. *Bothe W., Gentner W.* Atomumwandlungen durch γ -strahlen // *Z. Phys.* 1937. Bd. 106, Nr. 3, 4. S. 236–248.
14. *Мигдал А.* Квадрупольное и дипольное γ -излучение ядер // ЖЭТФ. 1945. Т. 15, вып. 3. С. 81–88.
15. *Baldwin G.C., Klaiber G.S.* Photo-fission in Heavy Elements // *Phys. Rev.* 1947. V. 71, No. 1. P. 3–10.
16. *Goldhaber M., Teller E.* On Nuclear Dipole Vibrations // *Phys. Rev.* 1948. V. 74, No. 9. P. 1046–1049.
17. *Wilkinson D.H.* Nuclear Photodisintegration // *Physica.* 1956. V. 22, No. 10. P. 1039–1061.
18. *Weisskopf V.F.* A Summary of Problems in the Theory of Complex Nuclei // *Proc. of Glasgow Conf. «Nuclear and Meson Physics».* London, 1955. P. 137–139.
19. *Wilkinson D.H.* The Giant Resonances of Nuclear Photodisintegration and the Shell Model // *Ibid.* P. 161–167.
20. *Brink D.M.* Individual Particle and Collective Aspects of the Nuclear Photoeffect // *Nucl. Phys.* 1957. V. 4. P. 215–220.
21. *Elliott J.P., Flowers B.H.* The Odd-Parity States of ^{16}O and ^{16}N // *Proc. Roy. Soc. A.* 1957. V. 242, No. 1228. P. 51–80.
22. *Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П.* О положении гигантского резонанса в дипольном поглощении γ -квантов атомными ядрами // ЖЭТФ. 1960. Т. 39, № 1[7]. С. 108–111.
23. *Brown G.E., Bolsterli M.* Dipole State in Nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 1959. V. 3, No. 10. P. 472–476.
24. *Kuo T.T.S.* Shell-Model Effective Interactions and the Free Nucleon–Nucleon Interaction // *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 1974. V. 24. P. 101–150.
25. *Krewald S., Nakayama K., Speth J.* Meson Exchange Models of the Nuclear Response Function // *Phys. Rep.* 1988. V. 161, No. 3. P. 103–170.
26. *Vautherin D., Brink D.M.* Hartree–Fock Calculations with Skyrme’s Interaction. I. Spherical Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1972. V. 5, No. 3. P. 626–647.
27. *Браун Дж.* Единая теория ядерных моделей и сил. М.: Атомиздат, 1970. 287 с.
28. *Соловьев В. Г.* Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Наука, 1989.
29. *Мигдал А. Б.* Теория конечных ферми-систем. М.: Наука, 1983. 420 с.
30. *Buck B., Hill A.D.* Calculation of Photonuclear Resonance Cross Section by Coupled Channel Reaction Theory // *Nucl. Phys. A.* 1967. V. 95, No. 2. P. 271–319.

31. *Danos M.* On the Long-range Correlation Model of the Photonuclear Effect // Nucl. Phys. 1958. V. 5, No. 1. P. 23–32.
32. *Okamoto K.* Relation between the Quadrupole Moment and the Widths of the Giant Resonance of Photonuclear Reaction // Prog. Theor. Phys. 1956. V. 15, No. 1. P. 75–77.
33. *Marangoni M., Saruis A.M.* Coupled Channel Equations of the Giant Dipole Resonance in the One-Particle-One-Hole Approximation. I. ^{12}C , ^{40}Ca // Nucl. Phys. A. 1970. V. 132, No. 3. P. 649–672.
34. *Shlomo S., Bertsch G.* Nuclear Response in Continuum // Nucl. Phys. A. 1975. V. 243, No. 3. P. 507–518.
35. *Гареев Ф. А. и др.* Самосогласованное описание дипольных состояний с учетом одночастичного континуума // ЯФ. 1981. Т. 33, № 3. С. 645–659.
36. *Danos M., Greiner W.* Damping of the Giant Resonance in Heavy Nuclei // Phys. Rev. 1965. V. 138, No. 4. P. B876–B891.
37. *Живовищев Ф. А., Московкин В. М., Юдин Н. П.* О природе ширины дипольного резонанса в фотоядерных реакциях // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1966. Т. 30, № 2. С. 306–311.
38. *Schweisinger B., Wambach J.* Fragmentation of Nuclear Strength Distributions by $2p2h$ Excitations // Nucl. Phys. A. 1984. V. 426, No. 2. P. 253–275.
39. *Cavinato M. et al.* Photoreactions of ^{12}C , ^{16}O and ^{40}Ca // Nucl. Phys. A. 1982. V. 373, No. 2. P. 445–482.
40. *Балашов В. В., Чернов В. М.* Влияние фоновых возбуждений ядра на характеристики гигантского резонанса фотопоглощения // ЖЭТФ. 1962. Т. 43, № 1[7]. С. 227–229.
41. *Sawicki J.* Notes on the Theory of Vibrational States of Systems of Fermions (I) // Nucl. Phys. 1961. V. 23, No. 2. P. 285–295.
42. *Гончарова Н. Г., Киссенер Х. Р., Эрамжян Р. А.* Фоторасщепление ядер $1p$ -оболочки // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16, № 4. С. 773–823.
43. *Snover K.A. et al.* Proton Capture to Excited States of ^{16}O : $M1$, $E1$ and Gamow–Teller Transitions and Model Calculations // Phys. Rev. C. 1983. V. 27, No. 5. P. 1837–1865.
44. *Aisenberg J.M., Spicer B.M., Rose M.E.* Even Parity States in ^{16}O // Nucl. Phys. 1965. V. 71, No. 3. P. 273–298.
45. *Drozd S. et al.* The Nuclear Response within Extended RPA Theories // Phys. Rep. 1990. V. 197, No. 1. P. 1–65.
46. *Zhivovistsev F.A. et al.* One More Source of the Additional Structure of Dipole Resonances // Phys. Lett. B. 1970. V. 31, No. 6. P. 347–349.
47. *Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I.* Fragmentation of Giant Multipole Resonances over Two-Phonon States in Spherical Nuclei // Nucl. Phys. A. 1977. V. 288, No. 3. P. 376–396.
48. *Dehesa J. et al.* Spreading Widths of Giant Resonances in ^{12}C and ^{16}O // Phys. Rev. C. 1977. V. 15, No. 5. P. 1858–1865.
49. *Камерджиев С. П.* Микроскопическая модель учета $2p2h$ -конфигураций в магических ядрах // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30, № 3. С. 532–535.
50. *Bertsch G.F. et al.* Damping of Single-particle States and Giant Resonances in ^{208}Pb // Phys. Lett. B. 1979. V. 80, No. 3. P. 161–165.
51. *Bortignon P.F., Broglia R.A.* Role of the Nuclear Surface in a Unified Description of the Dumping of Single-Particle States and Giant Resonances // Nucl. Phys. A. 1981. V. 371, No. 3. P. 405–429.
52. *Wambach J., Mischra V.K., Li Chu-Hsia.* Dynamics of Single-Particle and Collective Excitations in Heavy Nuclei // Nucl. Phys. A. 1982. V. 380, No. 2. P. 285–295.

53. *Kamerdzhev S. et al.* Microscopic Description of the Giant Electric-Dipole Resonances in Magic Nuclei // Nucl. Phys. A. 1993. V. 555, No. 1. P. 90–108.
54. *Камерджиев С. П., Тертычный Г. Я., Целяев В. И.* Метод хронологического расщепления диаграмм и его применение к описанию гигантских резонансов в магических ядрах // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, вып. 2. С. 333–390.
55. *Rodin V. A., Urin M. H.* Semimicroscopical Description of the Simplest Photonuclear Reactions Accompanied by Excitation of the Giant Dipole Resonance in Medium-Heavy Mass Nuclei // Phys. Rev. C. 2002. V. 66, No. 6. P. 064608–064614.
56. *Rowe D. J.* Equation of Motion Method and the Extended Shell Model // Rev. Mod. Phys. 1968. V. 40, No. 1. P. 153–166.
57. *Wong S. S. M., Row D. J., Parikh J. C.* Calculations of the Giant Dipole Resonance for *sd*-Shell Nuclei in the Open-Shell Random Phase Approximation // Phys. Lett. B. 1974. V. 48, No. 5. P. 403–406.
58. *Kuruth D.* Intermediate Coupling in the *1p*-shell // Phys. Rev. 1956. V. 101, No. 1. P. 216–224.
59. *Birkholz J.* Separation Approximation in the Continuum Shell Model and Application to the Giant Resonance of ^{12}C // Nucl. Phys. A. 1972. V. 189, No. 2. P. 385–402.
60. *Головач Е. Н., Орлин В. Н.* Вычисление низковозбужденных состояний ядер методом последовательного добавления нуклонов // ЯФ. 1996. Т. 59, № 11. С. 1948–1957.
61. *Golovach E. N., Ishkhanov B. S., Orlin V. N.* Application of the Coupled Channels Approach to the Intermediate Coupling Description of Photodisintegration of *1d2s*-shell Nuclei // Nucl. Phys. A. 1999. V. 653, No. 1. P. 45–70.
62. *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* Полумикроскопическое описание гросс-структуры гигантского дипольного резонанса в легких немагических ядрах // ЯФ. 2003. Т. 66, № 7. С. 1269–1278.
63. *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* Обобщенная модель расщепления гигантского дипольного резонанса // ЯФ. 2004. Т. 67, № 3. С. 614–624.
64. *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* Полумикроскопическое описание гросс-структуры гигантского дипольного резонанса в изотопах углерода, азота и кислорода // Там же. № 5. С. 944–954.
65. *Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П.* О механизме поглощения γ -квантов ядрами *p*-оболочки // Ядерные реакции при малых и средних энергиях: Сб. ст. М., 1962. С. 486–497.
66. *Neudatchin V. G., Shevchenko V. G., Yudin N. P.* The Orbital Young Diagram as a Shell Model Quantum Number in Light Nuclei and Some Cluster Phenomena in Nuclear Reactions // Phys. Lett. 1964. V. 10, No. 2. P. 180–182.
67. *Eramzhyan R. A. et al.* Giant Dipole Resonance in Light Nuclei and Related Phenomena // Phys. Rep. 1986. V. 136, No. 4–6. P. 229–400.
68. *Ишханов Б. С. и др.* Формирование гигантских резонансов в легких ядрах // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 6. С. 1343–1397.
69. *Fallieros S., Goulard B.* Isovector Excitation in Nuclei // Nucl. Phys. A. 1970. V. 147, No. 3. P. 593–600.
70. *Akyüz R. Ö., Fallieros S.* Energy Displacement of Dipole Isodoublets // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27, No. 15. P. 1016–1018.
71. *Griffin J. J.* Statistical Model of Intermediate Structure // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17, No. 9. P. 478–481.
72. *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* Влияние размытости ядерной поверхности на энергию и ширину гигантского дипольного резонанса // ЯФ. 2003, Т. 66, № 4. С. 688–693.

73. Ишханов Б. С., Орлин В. Н. Использование сфероида глобального потенциала для оценки квадрупольной деформации атомных ядер // ЯФ. 2005. Т. 68, № 8. С. 1407–1423.
74. Blann M. Hybrid Model for Pre-equilibrium Decay in Nuclear Reactions // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27, No. 6. P. 337–340.
75. Feshbach H., Kerman A., Koonin S. The Statistical Theory of Multi-step Compound and Direct Reactions // Ann. Phys. 1980. V. 125, No. 2. P. 429–476.
76. Живописцев Ф. А. и др. Комбинированное описание фотонуклонных спектров, основанное на совместном использовании модели оболочек и модели предравновесного распада // ЯФ. 1977. Т. 26, № 4. С. 754–765.
77. Балашиов В. В. Связь коллективного и оболочечного описания дипольных возбуждений атомных ядер // ЖЭТФ. 1962. Т. 42, вып. 1. С. 275–281.
78. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. М: Мир, 1977. Т. 2.
79. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Эрамжян Р. А. Парциальные сечения фоторасщепления ядер *sd*-оболочки, извлекаемые на основе спектрометрирования протонов и гамма-квантов девозбуждения // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26, вып. 4. С. 873–931.
80. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Тутынь И. А. Парциальные фотоядерные каналы и дипольный гигантский резонанс ядра ^{45}Sc // ЯФ. 1995. Т. 58, № 7. С. 1180–1187.
81. Эллиот Д., Лейн А. Модель ядерных оболочек // Строение атомного ядра: Сб. ст. М., 1959. С. 281–467.
82. Bassichis W. H., Scheck F. Giant Dipole Resonance in the *s*–*d* Shell and Their Electromagnetic Properties // Phys. Rev. 1966. V. 145, No. 3. P. 771–778.
83. Малов А. А., Соловьев В. Г. Квазичастично-фононная модель ядра. II. Фононное пространство. Ел-гигантские резонансы в деформированных ядрах // ЭЧАЯ. 1980. Т. 11, вып. 2. С. 301–341.
84. Нильссон С. Связанные состояния индивидуальных нуклонов в сильно деформированных ядрах // Деформация атомных ядер: Сб. ст. М., 1958. С. 232–304.
85. Raraport J. An Optical Model Analysis of Neutron Scattering // Phys. Rep. 1982. V. 87, No. 2. P. 25–75.
86. Berman V. L., Fultz S. C. Measurements of the Giant Dipole Resonances with Monoenergetic Photons // Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47, No. 3. P. 713–762.
87. Stone N. J. Table of Nuclear Magnetic Dipole and Electric Quadrupole Moments. <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/stone-moments>
88. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. М.: Госиздат, 1958.
89. Зайдель К. и др. Предравновесный распад в ядерных реакциях // ЭЧАЯ. 1976. Т. 7, вып. 2. С. 497–552.
90. Braga-Marcuzzan M. G. et al. Analysis of the Total (*n, p*) Cross Sections around 14 MeV with the Pre-equilibrium Exciton Model // Phys. Rev. C. 1972. V. 6, No. 4. P. 1398–1407.
91. Williams F. C. Particle-Hole State Density in the Uniform Spacing Model // Nucl. Phys. A. 1971. V. 166, No. 2. P. 231–240.
92. Huber M. G. et al. Collective Treatment of the Giant Resonances in Spherical Nuclei // Phys. Rev. 1967. V. 155, No. 4. P. 1073–1084.
93. Nuclear Reaction Base Data. <http://depni.npi.msu.ru/cdfe/service/index.html>
94. Кузьмин В. А., Соловьев В. Г. Описание $T_{>}$ гигантских резонансов в сферических ядрах // ЯФ. 1982. Т. 35, № 3. С. 620–627.
95. Соловьев В. Г., Сушков А. В. Описание $T_{>}$ гигантских дипольных резонансов в деформированных ядрах // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48, № 9. С. 1798–1800.