

# О Б З О Р

## ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

### Конфигурационное расщепление гигантского дипольного резонанса

Б. С. Ишханов<sup>1,2,a</sup>, И. М. Капитонов<sup>2,b</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).

<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики.

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: <sup>a</sup> bsi@depni.sinp.msu.ru, <sup>b</sup> igor-kapitonov@yandex.ru

Статья поступила 23.12.2014, подписана в печать 12.01.2015.

Обзор посвящен истории и содержанию совершенного четверть века назад открытия явления конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса у легких атомных ядер, внесшего коренные изменения в сложившиеся представления о структуре легких ядер и механизме возникновения у них возбуждений высокой энергии. Описаны эксперименты, приведшие к обнаружению этого явления. Обсужден современный статус явления конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса атомных ядер и намечены пути его дальнейшего исследования.

*Ключевые слова:* гигантский дипольный резонанс, фотоядерные реакции.

УДК: 539.172.3. PACS: 25.20.-x.

#### Введение

5 ноября 1987 г. Государственный комитет СССР по делам изобретений и открытий зарегистрировал открытие № 342 «Закономерность конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса у легких атомных ядер». Авторы открытия — Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, В. Г. Неудачин, В. Г. Шевченко и Н. П. Юдин — сотрудники физического факультета и НИИЯФ МГУ. Регистрация этого открытия явилась успешным итогом 20-летних, с 1960 по 1980 г., исследований Гигантского Дипольного Резонанса (ГДР), проводившихся в МГУ. В настоящем обзоре мы обсудим, какую роль в понимании структуры и динамики атомных ядер сыграло это явление.

Атомное ядро было открыто Э. Резерфордом в результате исследований рассеяния  $\alpha$ -частиц на атомах тяжелых элементов, выполненных в 1909–1911 гг [1]. После открытия в 1932 г. Дж. Чедвиком нейтрона стало ясно, что ядро состоит из протонов и нейтронов (их объединяют названием «нуклоны»). В состав каждого ядра входит  $A$  нуклонов, из которых  $Z$  протонов и  $N = A - Z$  нейтронов. Сразу сложилось представление об атомном ядре как об однородно заряженной капле нуклонной жидкости, имеющей размер  $\approx 10^{-12}$  см. Имевшаяся в то время информация хорошо описывала основные свойства атомных ядер в модели жидкой капли и, в частности, их энергию связи  $W(A, Z)$ :

$$W(A, Z) = [Zm_p + Nm_n - M(A, Z)]c^2, \quad (1)$$

где  $m_p$  — масса протона,  $m_n$  — масса нейтрона, а  $M(A, Z)$  — масса ядра.

В модели жидкой капли энергия связи ядра описывается формулой

$$W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \eta A^{-3/4}. \quad (2)$$

Значения параметров в формуле (2) выбираются такими, чтобы наилучшим образом воспроизвести экспериментальные данные по всей совокупности устойчивых ядер. В частности, максимум энергии связи должен приходиться на ядра области железа. Набор параметров в мегаэлектронвольтах (МэВ) в формуле (2), обеспечивающий хорошее воспроизведение экспериментальных данных, следующий:

$$\alpha = 15.6, \quad \beta = 17.2, \quad \gamma = 0.72, \quad \delta = 23.6,$$

$$\eta = \begin{cases} +34 & \text{(четно-четные ядра),} \\ 0 & \text{(нечетные ядра),} \\ -34 & \text{(нечетно-нечетные ядра).} \end{cases}$$

Эту формулу называют «полуэмпирической», или формулой Бете–Вайцзеккера по именам физиков, написавших ее в 1935 г. Первые три члена этой формулы следуют из представления о ядре как о капле заряженной жидкости.

Различными методами были измерены массы большинства атомных ядер и составлены подробные таблицы этих масс (современный вариант этих таблиц можно найти в работе [2]).

На рис. 1 показаны различия между экспериментально измеренными массами атомных ядер и результатами их расчета по формуле (2). Из данных, приведенных на этом рисунке, можно сделать следующие два заключения.

1. Формула Бете–Вайцзеккера описывает массы атомных ядер с точностью лучше 1%, что, несомненно, явилось большим успехом модели жидкой капли и физических принципов, положенных в ее основу.

2. Для отдельных групп ядер наблюдаются систематические отклонения от капельной модели. Эти ядра обладают также увеличенной энергией отделения нейтрона и протона от ядра и повышенной распространен-

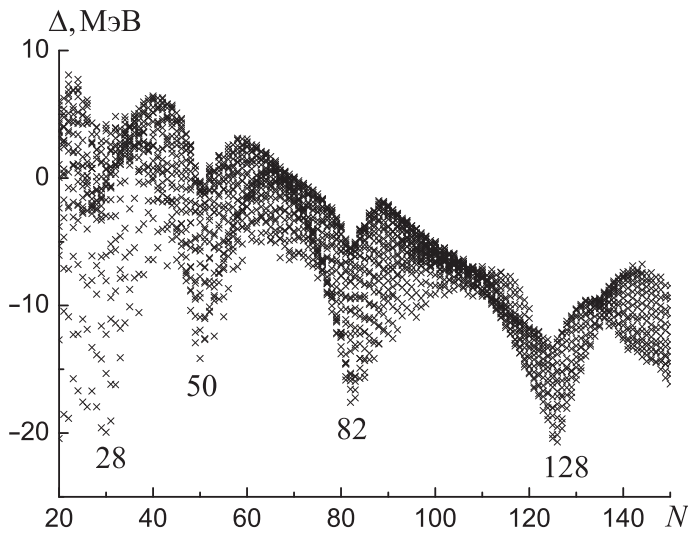


Рис. 1. Разница  $\Delta$  между измеренной энергией связи ядра и результатами расчета по формуле Бете–Вайцзеккера. Горизонтальная ось — число нейтронов в ядре

ностью в природе. Такие ядра получили название «магических», а число протонов и нейтронов в этих ядрах получили название «магических чисел».

Имеет место следующий ряд магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Оказалось, что атомное ядро не является однородной жидкой каплей, а аналогично атому имеет оболочечную структуру. Фундаментальную роль в построении оболочечной модели ядра играет принцип Паули. Протоны и нейтроны, так же как и электроны, имеют полуцелый спин и, следовательно, подчиняются статистике Ферми–Дирака. Так возникла оболочечная модель ядра, позволившая объяснить такие квантовые характеристики основных состояний атомных ядер, как спин  $J$  и четность  $P$ , природу ряда возбужденных состояний. Оболочечная модель ядра объяснила такие явления, как спаривание тождественных нуклонов в ядрах, большую роль спин-орбитального взаимодействия в формировании ядерных оболочек.

Большую роль в понимании свойств атомных ядер сыграли результаты, полученные в экспериментах на пучках фотонов. Обусловлено это тем, что электромагнитное взаимодействие фотонов с ядром хорошо описывается в рамках квантовой электродинамики и, следовательно, в ядерных экспериментах с фотонами легче выделить особенности реакций, обусловленные структурой атомного ядра.

В сечении взаимодействия  $\gamma$ -квантов атомными ядрами (рис. 2) в области энергий 10–30 МэВ наблюдается широкий максимум, который называется гигантским дипольным резонансом (ГДР). Так как длина волны фотона в этой области энергий сопоставима с размерами атомного ядра, характерной особенностью фотоядерных реакций является возбуждение коллективных степеней свободы в ядре. Понятие гигантского резонанса вошло в ядерную физику в связи с открытием явления коллективного дипольного возбуждения ядра при поглощении фотонов. В области более высоких энергий (меньших длин волн фотонов) возбуждаются внутренние степени свободы нуклонов. Наиболее интенсивный максимум в сечении в области энергий 100–500 МэВ обусловлен  $\Delta(1232)$ -резонансом.

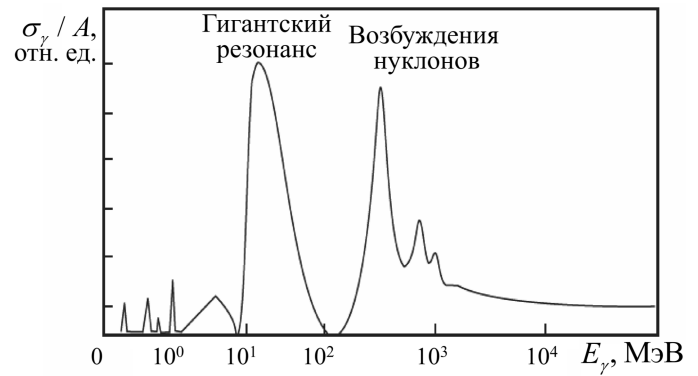


Рис. 2. Схематический вид сечения поглощения фотонов атомными ядрами, приведенного к одному нуклону, в широкой области энергий фотонов

С 1945 г. начиная с теоретической работы А. Б. Мигдала [3] известно, что в средних и тяжелых атомных ядрах при взаимодействии их с электромагнитным излучением активно возбуждаются синхронные колебания протонов относительно нейтронов (колебания дипольного типа), охватывающие много частиц и поэтому называемые коллективными дипольными колебаниями. В работе А. Б. Мигдала впервые была введена в ядерную физику концепция квантовых коллективных мод возбуждения атомных ядер.

А. Б. Мигдал показал, что энергия максимума дипольного резонанса определяется энергией симметрии в формуле Бете–Вайцзеккера для энергии связи ядра и кинетической энергией нуклонов в ядре. Предсказанный А. Б. Мигдалом ГДР вскоре был открыт Г. Болдвином и Г. Клайбером в реакциях фотоделения  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  [4] и в фотонейтронных реакциях на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{63}\text{Cu}$  [5]. В вышедшей практически сразу же работе М. Гольдхабера и Е. Теллера [6] ГДР был интерпретирован как проявление синхронных дипольных колебаний протонов относительно нейтронов под действием электромагнитного поля фотона. В этой работе было показано, что энергия максимума резонанса  $E_m = \hbar\omega$  и проинтегрированное по энергии полное сечение  $\sigma$  взаимодействия фотонов с ядром зависят от числа  $A$  нуклонов в ядре следующим образом:

$$E_m = \hbar\omega \sim A^{-1/3}, \quad \int \sigma d\omega \sim A.$$

Коллективная модель ядра в дальнейшем была развита в работах [7–10]. Однако сразу же встал вопрос, является ли ГДР одиночным максимумом или он состоит из нескольких максимумов. Дальнейшие эксперименты показали, что ГДР легких ядер не является одиночным резонансом, а имеет довольно сложную структуру (см., например, рис. 3).

Развитие оболочечной модели на основе модели независимых частиц (МНЧ), движущихся в совместно созданном ими ядерном потенциале, вскоре привело к описанию ГДР как результата дипольных переходов нуклонов в МНЧ.

Д. Вилкинсон первый исследовал влияние дипольных переходов нуклонов на структуру ГДР. В работе [12] было показано, что в МНЧ также формируется ГДР. Энергетический разброс состояний ГДР обусловлен переходами нуклонов между соседними

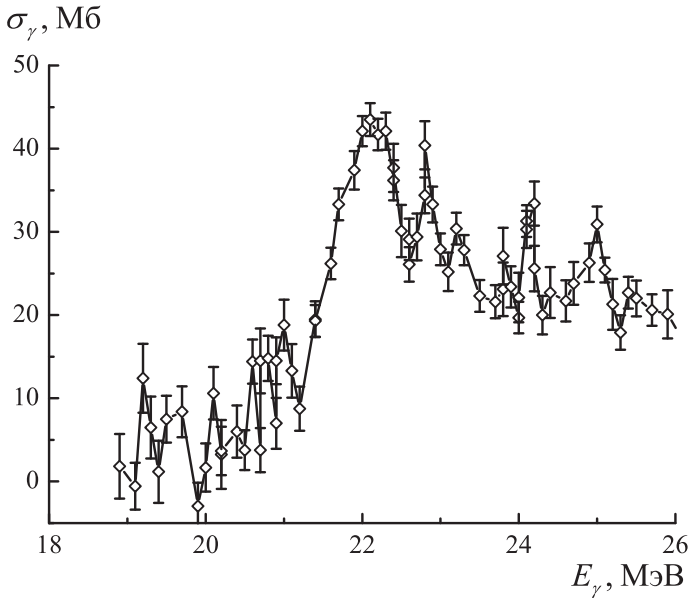


Рис. 3. Сечение поглощения фотонов ядром  $^{16}\text{O}$ , полученное в работе [11]

одночастичными нуклонными оболочками в ядре. Однако положение резонанса оказалось примерно в 2 раза ниже по энергии по сравнению с экспериментом.

Следующий шаг в развитии оболочечной модели ГДР был связан с учетом остаточного взаимодействия в ядре. В работах [13–15] было показано, что остаточное взаимодействие между нуклонами, не учитываемое в МНЧ, эффективно приводит к коллективизации движения нуклонов в ядре. В работе [16] была исследована связь между коллективными колебаниями нуклонов в ядре и оболочечными представлениями описания ГДР. Механизм диссипации входного дипольного состояния по коллективным и одночастичным степеням свободы в ядре был детально изучен в работах [17–19]. Казалось, что все основные особенности формирования и распада ГДР получили адекватную теоретическую интерпретацию.

Именно в этот период было совершено открытие, внесшее кардинальное изменение в понимании природы ГДР, и описанию которого посвящен данный обзор. Было установлено, что обширная группа всех легких атомных ядер (по крайней мере вплоть до кальция), у которых, так же как и в средних и тяжелых ядрах, имеется выделенная по энергии область интенсивного поглощения фотонов, расположенная, правда, при несколько больших частотах, характеризуется совершенно другим механизмом взаимодействия с электромагнитным излучением — дипольные колебания в легких атомных ядрах утрачивают коллективную природу. Вместо этого они характеризуются в основном возбуждением отдельных нуклонов, которое переходит с нуклонов одних ядерных оболочек на нуклоны других оболочек при изменении энергии фотона. Иначе говоря, единый пик ГДР не формируется, а вместо этого возникает широкая полоса энергий (ее ширина 10–30 МэВ), в которой происходит интенсивное дипольное поглощение фотонов, причем фотоны разных энергий возбуждают протоны и нейтроны разных ядерных оболочек. В результате образуется широкая полоса частот поглощения фотонов

легкими ядрами вместо узкого пика, характерного для средних и тяжелых ядер, которые колеблются подобно капле жидкости. Такое расщепление одного узкого пика дипольного поглощения фотонов на ряд пиков, разбросанных в широкой области частот, наблюдающееся при переходе от тяжелых и средних ядер к более легким, получило название конфигурационного расщепления ГДР (термин, впервые введенный в научную литературу в 1967 г. на международной конференции по ядерной физике в Токио и с тех пор утвердившийся в ней).

Конфигурационное расщепление ГДР было предсказано в 1960 г. В.Г. Неудачиным, В.Г. Шевченко и Н.П. Юдиным [20] сначала для ядер  $1p$ -оболочки, а в 1964 г. ими же [21] и для ядер  $1d2s$ -оболочки. Для ядер  $1p$ -оболочки аналогичное предсказание сделано в 1964 г. Р.А. Эрамжяном [22], внесшим в дальнейшем существенный вклад в теоретическое изучение конфигурационного расщепления гигантского резонанса. Выдвинутая концепция настолько противоречила господствовавшей в то время идее (ее автором в 1959 г. был известный американский теоретик Джерри Браун, бывший главным редактором журналов Nuclear Physics и Physics Reports) формирования за счет особых свойств нуклон-нуклонного взаимодействия у всех атомных ядер единого коллективного дипольного состояния, что не встретила поддержки у большинства ученых, работавших в этой области физики атомного ядра. Однако постепенно накапливавшиеся экспериментальные данные все более упрямо ставили на повестку дня вопрос о существовании конфигурационного расщепления ГДР.

Первые эксперименты по обнаружению конфигурационного расщепления ГДР были проведены в 1965 г. на ядрах  $1d2s$ -оболочки Mg, Si, P, S. Измерялись энергетические распределения протонов, вылетающих из ядра после поглощения фотонов. Результаты этих опытов показали на первый взгляд парадоксальное свойство распада возбужденного ядра — повышение энергии возбуждения ядра приводит к уменьшению энергии испускаемых нуклонов. Такой эффект можно было объяснить тем, что фотоны с меньшей энергией выбивают нуклоны из внешней ядерной оболочки, а фотоны с большей энергией — из глубокой внутренней ядерной оболочки. При этом в последнем случае значительная часть энергии поглощенного фотона остается после вылета протона в конечном ядре, оказавшемся в глубоком дырочном возбуждении, что и приводит к смягчению энергетического спектра протонов. Так, ГДР расщепляется на отдельные компоненты в зависимости от того, нуклоны каких оболочек возбуждаются в результате взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомным ядром, т. е. возникает конфигурационное расщепление.

Однако описанные выше эксперименты не являлись прямым доказательством конфигурационного расщепления ГДР. Для получения таких доказательств потребовалась постановка качественно новых экспериментов, в которых с большой точностью фиксировалась энергия возбуждения конечного ядра после вылета нуклона и, следовательно, можно было однозначно указать ядерную оболочку, из которой этот нуклон выбит. Такие эксперименты и соответствующий анализ данных были выполнены в 1975–1980 гг., после чего существование

конфигурационного расщепления ГДР ядер  $1d2s$ -оболочки перестало вызывать сомнения.

Результаты этих пионерских работ были позже подтверждены в аналогичных экспериментах японских, австралийских и бельгийских исследователей и получили международное признание. Более того, эксперименты, выполненные физиками США, Швейцарии, Японии и СССР, в которых ядра возбуждались различными частицами, показали, что открытая закономерность конфигурационного расщепления ГДР имеет универсальный характер — она не зависит от типа частиц, возбуждающих ядро, т. е. проявляется не только в электромагнитных, но также в сильных и слабых взаимодействиях. Открытие конфигурационного расщепления ГДР изменило сложившиеся представления о структуре легких ядер и механизме возбуждений высокой энергии в ядре. Прделанные авторами открытия исследования суммированы в ряде обзоров, из которых выделим обзор [23], занявший три номера журнала *Physics Reports* и публикацию в котором санкционировал его главный редактор Джерри Браун с оценкой «excellent».

Решающей инстанцией в признании открытия явилось заседание Бюро отделения ядерной физики АН СССР, состоявшееся 8 сентября 1987 г. под председательством академика-секретаря Бюро М. А. Маркова. Было заслушано сообщение выделенного отделением эксперта по данному открытию академика Г. Н. Зацепина. Присутствовало много известных физиков (два лауреата Нобелевской премии — И. М. Франк и П. А. Черенков, а также А. М. Балдин, Г. Н. Флеров, Ю. Д. Прокошкин, А. Н. Тавхелидзе, Д. В. Ширков и др.). Единогласно было принято постановление, рекомендующее Госкомизобретений СССР зарегистрировать открытие.

### 1. Конфигурационное расщепление ГДР

Рассмотрим более детально явление конфигурационного расщепления ГДР и эксперименты, которые позволили его наблюдать. Как уже отмечалось, конфигурационное расщепление ГДР состоит в расщеплении по энергии электрических дипольных переходов нуклонов из разных оболочек. Нуклоны разных оболочек могут участвовать в формировании ГДР в немагических ядрах, а таких ядер подавляющее большинство. В немагических ядрах внешняя оболочка заполнена нуклонами лишь частично, в связи с чем возможны две ветви  $E1$ -переходов. На рис. 4 на примере ядер с незаполненной внешней  $1d2s$ -оболочкой (т. е. ядер, заключенных между дважды магическими ядрами  $^{16}_8\text{O}$  и  $^{40}_{20}\text{Ca}$ ) показано, как возникают две ветви ГДР — ветвь **A** переходов из внешней незаполненной  $1d2s$ -оболочки в ближайшую свободную оболочку  $1f2p$  ( $1d2s \rightarrow 1f2p$ ) и ветвь **B** переходов из наименее глубокой полностью заполненной оболочки  $1p$  в частично заполненную внешнюю оболочку  $1d2s$  ( $1p \rightarrow 1d2s$ ). Эти переходы имеют разные средние энергии. Переходы **B** имеют большую энергию, чем переходы **A**, в силу чего эти две ветви ГДР оказываются расщепленными по энергии так, как показано на рис. 4. По существу можно говорить о возникновении в ядрах с незаполненными оболочками двух ветвей гигантского дипольного резонанса **A** и **B**.

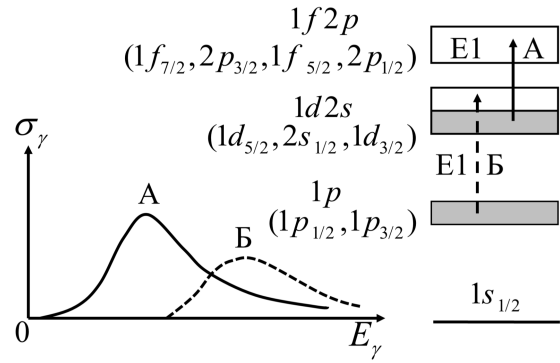


Рис. 4. Возникновение конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса в ядрах  $1d2s$ -оболочки

Конфигурационное расщепление возникает за счет того, что расстояние между ядерными оболочками уменьшается по мере перехода от внутренних оболочек к внешним. Это иллюстрирует рис. 5, на котором приведена сводка энергий связи протонов на различных оболочках легких ядер ( $A \leq 60$ ), полученных по данным реакций квазиупругого выбивания протонов ( $p, 2p$ ) и ( $e, e'p$ ). Видно, что энергия связи нуклона заполненной оболочки, участвующего в формировании гигантского резонанса, довольно быстро увеличивается с ростом числа частиц во внешней незаполненной оболочке, тогда как энергия связи нуклона на поверхности Ферми, куда попадает нуклон из заполненной оболочки, изменяется слабо и остается почти постоянной.

Энергия связи протона, МэВ

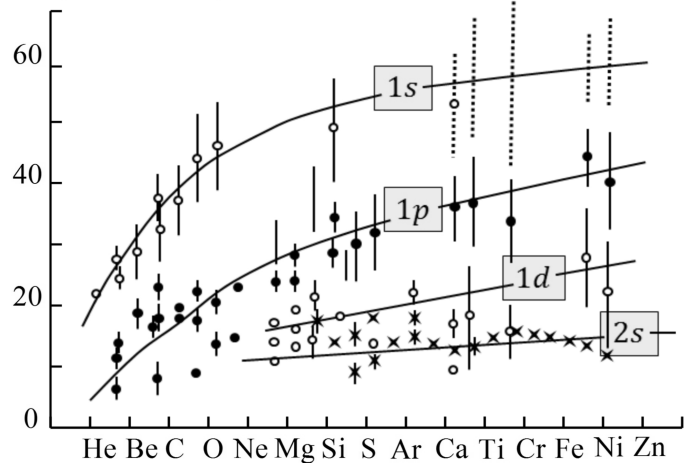


Рис. 5. Энергии связи протонов оболочек  $1s$ ,  $1p$ ,  $1d$  и  $2s$  легких ядер по данным реакций квазиупругого выбивания протонов ( $p, 2p$ ) и ( $e, e'p$ ) [24, 25]

Энергия связи нуклона заполненной оболочки зависит практически линейно от числа валентных нуклонов. Например, при заполнении нейтронной оболочки заполненные уровни протонной оболочки смещаются вниз на величину

$$\Delta E \approx \epsilon N, \quad (3)$$

где  $N$  — число нейтронов в валентной оболочке,  $\epsilon_{1s} \approx 4$  МэВ,  $\epsilon_{1p} \approx 2$  МэВ,  $\epsilon_{1d2s} \approx 0.6-0.8$  МэВ соответственно для ядер  $1p$ -,  $1d2s$ - и  $1f2p$ -оболочек.



Благодаря такому поведению заполненных оболочек  $E1$ -переходы из этих оболочек смещаются относительно переходов из внешней оболочки в сторону больших энергий. Подобное поведение энергий связи нуклонов разных оболочек объясняется влиянием пространственно-обменных нуклон-нуклонных сил Майораны.

В качестве примера рассмотрим ядро  $^{12}\text{C}$ , относящееся к ядрам  $1p$ -оболочки. Для этого ядра наиболее сильные переходы типа **A** —  $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ , а наиболее сильные переходы типа **B** —  $1s_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2}$ . Энергии этих переходов в нулевом приближении составляют соответственно 15.0 и 27.6 МэВ [26], т. е. различаются почти на 13 МэВ. 90% этой разницы возникает за счет сильного опускания заполненной оболочки  $1s$  относительно внешней оболочки  $1p$ , вызванного силами Майораны [21, 23].

Столь большое различие в энергиях  $E1$ -переходов из разных оболочек приводит к тому, что частично-дырочная часть остаточного взаимодействия оказывается не в состоянии собрать значительную часть вероятности электрических дипольных переходов в одном когерентном состоянии и сформировать компактный гигантский резонанс. Учет частично-дырочного взаимодействия приводит, по существу, лишь к сдвигу вверх по энергии  $E1$ -переходов нулевого приближения на величину  $\approx 10$  МэВ. При этом сдвинутые по энергии уровни сохраняют свою одночастичную природу, т. е. формируются в основном одной частично-дырочной ( $1p1h$ )-конфигурацией (рис. 6). На рис. 6 схематически показан механизм поглощения  $\gamma$ -кванта и распада ГДР. В результате поглощения  $\gamma$ -кванта с энергией 10–30 МэВ в ядре образуется когерентное частично-дырочное  $1p1h$ -состояние, которое может распадаться с испусканием протонов или нейтронов, или в результате остаточного взаимодействия между нуклонами образуется более сложное возбужденное состояние  $2p2h$ , которое также может распадаться с испусканием нуклонов, или образуется состояние с большим числом нуклонов и дырок вплоть до  $kpkh$ . Многочастично-многодырочное состояние  $kpkh$  соответствует образованию ядра в состоянии статистического равновесия.

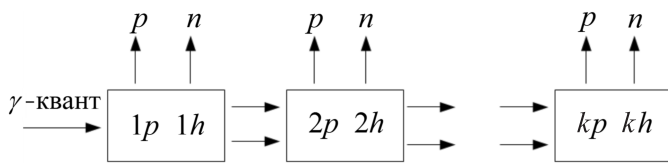


Рис. 6. Схема диссипации энергии и распада состояний ГДР

Конфигурационное расщепление ГДР позволяет проследить роль различных механизмов образования и распада ядра после поглощения дипольного  $\gamma$ -кванта. В данном случае (так же как и в случае остальных легких ядер) эффект Брауна–Болстера полной или существенной коллективизации отсутствует. Дипольные переходы нуклонов из разных оболочек вследствие слабой коллективизации частично-дырочных конфигураций остаются в различных энергетических областях. ГДР оказывается «рассыпанным» по некоторым энер-

гетически разделенным группам локальных дипольных переходов. То есть имеет место конфигурационное расщепление ГДР, которое и определяет основные черты этого резонанса в легких ядрах.

Прежде чем рассматривать далее явление конфигурационного расщепления гигантского резонанса, кратко остановимся на постановке экспериментов, которые позволили наблюдать его непосредственно. В этих экспериментах изучается протонный или нейтронный распад ГДР с заселением отдельных уровней конечного ядра (см. рис. 7). Определить, какой уровень  $i$  и с какой вероятностью заселяется в результате вылета из ядра  $A$  фотонуклона, можно либо измеряя энергетические спектры фотонуклонов, либо измеряя спектры гамма-квантов девозбуждения  $\gamma'$ , снимающих возбуждения конечного ядра  $A-1$ . Оба типа экспериментов (спектрометрирование нуклонов и  $\gamma$ -квантов) хорошо дополняют друг друга.

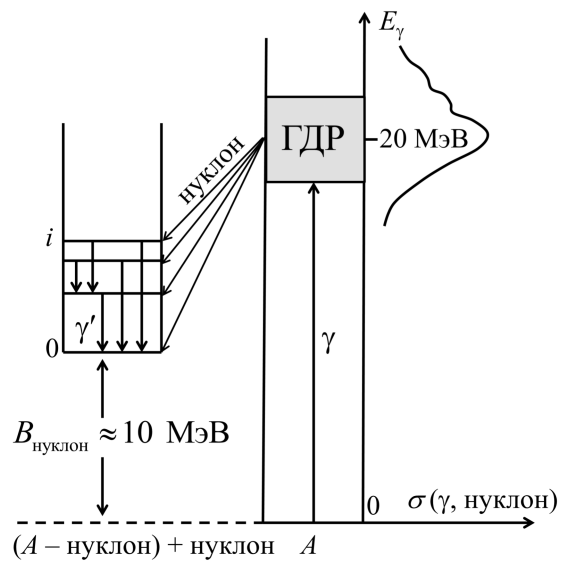


Рис. 7. Нуклонный распад гигантского дипольного резонанса ядра  $A$  с заселением отдельных уровней конечного ядра  $A-1$

Заселяемые уровни в конечном ядре имеют энергии возбуждения  $E_i$  существенно (по крайней мере на энергию  $B_{p,n} \approx 10$  МэВ, где  $B_{p,n}$  — энергия отделения протона (нейтрона)) меньше энергий высоколежащих состояний ГДР, имеющих величину  $\approx 20$  МэВ. Заселяемые состояния ядра  $A-1$  в основном являются низколежащими и изучены существенно лучше, чем высоко расположенные состояния ГДР ядра  $A$ . В частности, известно, какие из заселяемых состояний являются дырочными ( $1h$ ) относительно изучаемого ядра  $A$ . Знание природы заселяемых при распаде ГДР конечных состояний ядра  $A-1$  позволяет извлечь принципиально новую информацию о состояниях ГДР ядра  $A$ .

Применительно к ядрам  $1d2s$ -оболочки (рис. 4) экспериментальное исследование конфигурационного расщепления ГДР заключается в следующем. Изучаются фотонуклонные реакции  $(\gamma, p_i)$  и  $(\gamma, n_i)$  с заселением отдельных уровней конечных ядер. Если произошел распад состояния ГДР типа **A**, отвечающего  $E1$ -нуклонному переходу  $1d2s \rightarrow 1f2p$ , то из ядра вылетел  $1f$ -

или  $2p$ -нуклон, а конечное ядро  $A-1$  осталось в состоянии, которое является дыркой ( $1d2s^{-1}$ ) в оболочке  $1d2s$  ядра  $A$ . В этом случае образуются состояния ядра  $A-1$ , которые (по отношению к ядру  $A$ ) имеют дырочную структуру  $1d_{5/2}^{-1}$ ,  $1d_{3/2}^{-1}$  или  $2s_{1/2}^{-1}$ . Если же произошел распад состояния гигантского резонанса типа **Б** ( $1p \rightarrow 1d2s$ ), то из ядра вылетел  $1d$ - или  $2s$ -нуклон, а конечное ядро  $A-1$  осталось в состоянии, которое является дыркой в оболочке  $1p$  ядра  $A$  ( $1p^{-1}$ ). При этом образуются состояния ядра  $A-1$ , которые (по отношению к ядру  $A$ ) имеют дырочную структуру  $1p_{1/2}^{-1}$  или  $1p_{3/2}^{-1}$ . Изучая зависимость сечений парциальных фотонуклонных реакций  $\sigma(\gamma, p_i)$  и  $\sigma(\gamma, n_i)$  от энергии  $E_\gamma$  во всей области ГДР, можем составить из этих сечений две суммы — сумму парциальных сечений заселения дырочных состояний  $1d2s^{-1}$  и сумму сечений заселения дырочных состояний  $1p^{-1}$ . Эти два суммарных сечения образуют соответственно **А** и **Б** компоненты гигантского резонанса.

Описанный способ разделения ГДР на компоненты **А** и **Б** применим для рассматриваемых легких ядер  $A \leq 60$ , когда полупрямой распад гигантского резонанса (т.е. без образования состояний более сложных чем  $1p1h$ ) составляет значительную его часть. Эксперименты по определению сечений реакций  $(\gamma, p_i)$  и  $(\gamma, n_i)$  позволяют выделить  $1p1h$ -механизм распада ГДР и установить является ли он доминирующим для данного ядра или нет. Если вероятность  $1p1h$ -механизма распада ГДР для данного ядра незначительна, то это означает, что при распаде состояний гигантского резонанса будут заселяться не дырочные уровни конечного ядра ( $1h$ ), а уровни более сложной природы типа  $1p2h$ ,  $2p3h$  и так далее, в которых информация об исходных частично-дырочных конфигурациях состояний ГДР будет потеряна. В этом случае можно установить количественное соотношение между вероятностями различных механизмов распада ГДР.

Информацию о дырочных (и частичных) уровнях ядер получают в реакциях однонуклонной передачи — срыва и подхвата, типа  $(n, d)$ ,  $(p, d)$ ,  $(d, {}^3\text{He})$ ,  $({}^3\text{He}, {}^4\text{He})$ . Глубокие дырочные уровни исследуют в реакциях квазиупругого выбивания нуклонов  $(p, 2p)$ ,  $(e, e'p)$ ,  $(e, e'n)$ . Эти реакции позволяют определить спин-четность заселяемого дырочного уровня, принадлежность к определенной подоболочке и его спектроскопический фактор  $S_p^-(i)$ , который характеризует «степень одночастичности» уровня  $i$  (насколько он близок к чистому дырочному состоянию  $1h$  или какая доля дырочного возбуждения заключена в данном уровне). Как спектроскопический фактор характеризует «дырочность» уровня показывает следующее соотношение, имеющее смысл спектроскопического правила сумм для протонных дырок:

$$C^2 \sum_i S_p^-(i) = N_p^{nlj}, \quad (4)$$

где  $C^2 = 2T/(2T+1)$  ( $T$  — изоспин конечного ядра  $A-1$ ),  $N_p^{nlj}$  — число протонов на данной подоболочке  $nlj$  в ядре  $A$  и суммирование проводится по всем состояниям конечного ядра  $A-1$ , среди которых распределена протонная дырка в подоболочке  $nlj$  ядра  $A$ . Из соотношения (4) следует, что если протонная дыр-

ка в подоболочке  $nlj$  ядра  $A$  сосредоточена в единственном состоянии конечного ядра  $A-1$ , то данное состояние является чистой протонной дыркой в этой подоболочке и должно иметь максимально возможный спектроскопический фактор, определяемый равенством  $C^2 S_p^- = N_p^{nlj}$ . Если же протонная дырка в подоболочке  $nlj$  ядра  $A$  разбросана по нескольким уровням ядра  $A-1$ , то «степень одночастичности» каждого из этих уровней определяется той долей величины  $N_p^{nlj}$ , которая приходится на данный уровень.

Ширина  $(\Gamma^\uparrow)^{nlj}$   $1p1h$ -распада дипольного уровня с заселением нуклонной дырки в подоболочке  $nlj$  пропорциональна числу нуклонов  $N^{nlj}$  на этой подоболочке в основном состоянии исходного ядра  $A$ . Поэтому, если заселяемое состояние является чисто дырочным, то для рассматриваемого дипольного уровня  $(\Gamma^\uparrow)^{nlj} \sim N^{nlj}$  или применительно к протонному распаду  $(\Gamma^\uparrow)_p^{nlj} \sim N_p^{nlj} = C^2 S_p^-$ . Если заселяемое состояние  $i$  не является чисто дырочным, то ширина протонного распада дипольного уровня с заселением этого состояния  $(\Gamma_i^\uparrow)_p^{nlj}$  должна быть уменьшена по сравнению с  $(\Gamma^\uparrow)_p^{nlj}$  во столько раз, во сколько протонный спектроскопический фактор этого уровня  $S_p^-(i)$  меньше величины  $S_p^- = \frac{N_p^{nlj}}{C^2}$ , т.е. можем записать

$$(\Gamma_i^\uparrow)_p^{nlj} \sim N_p^{nlj} \frac{S_p^-(i)}{S_p^-} = C^2 S_p^-(i). \quad (5)$$

Таким образом, ширина  $1p1h$ -распада дипольного состояния ядра  $A$  с заселением  $i$ -го уровня конечного ядра  $A-1$  пропорциональна спектроскопическому фактору этого уровня. Это утверждение является ключевым для извлечения данных о механизме распада ГДР и его оболочечной структуре, что позволяет непосредственно проверить справедливость концепции конфигурационного расщепления ГДР.

Если  $1p1h$ -распад ГДР доминирует для данного ядра, то между вероятностями (сечениями) заселения отдельных уровней конечного ядра и их спектроскопическими факторами должна наблюдаться отчетливая корреляция. Для ядер  $1d2s$ -оболочки такая корреляция действительно имеет место.

На рис. 8 приведены проинтегрированные по энергии поглощенного ядром фотона экспериментальные парциальные фотопротонные сечения  $\sigma(\gamma, p_i)$  ядер  ${}^{23}\text{Na}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$  и  ${}^{28}\text{Si}$ , полученные в результате регистрации фотопротонов с определением их энергии (спектрометрирования протонов). Эти парциальные сечения сравниваются со спектроскопическими факторами протонного подхвата  $C^2 S_p^-(i)$  заселяемых уровней. Как видно из этого рисунка, взятого из работы [27], корреляция между сравниваемыми величинами настолько очевидна, что не оставляет никаких сомнений в доминировании для ядер  ${}^{23}\text{Na}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$  и  ${}^{28}\text{Si}$  механизма  $1p1h$  распада гигантского резонанса.

Корреляция между парциальными фотонуклонными сечениями и спектроскопическими факторами заселяемых уровней имеет место для всех легких ядер. На рис. 9 дано сравнение интегральных сечений реакции  $\sigma(\gamma, p_0)$  для восьми ядер  $1d2s$ -оболочки  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{23}\text{Na}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{31}\text{P}$ ,  ${}^{32}\text{S}$  и  ${}^{40}\text{Ca}$  со спектроскопическими факторами основных состояний конечных ядер

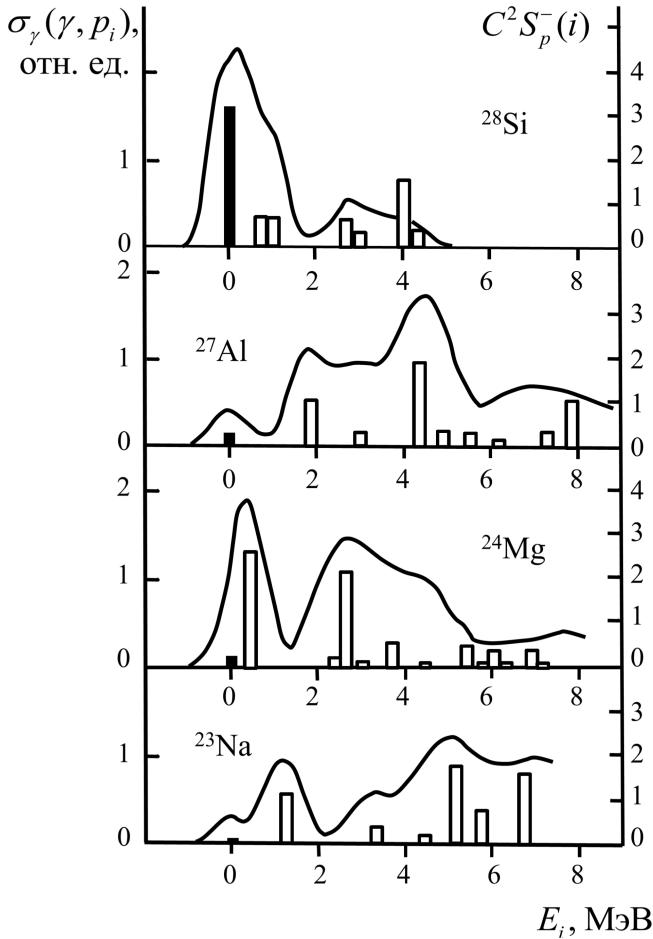


Рис. 8. Корреляция между парциальными фотопротонными сечениями (сплошные линии) и спектроскопическими факторами протонного подхвата  $C^2S_p^-(i)$  (вертикальные столбики) для ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$

(соответственно  $^{19}\text{F}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{30}\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$  и  $^{39}\text{K}$ ). В верхней части рис. 9 приведена доля интегрального сечения реакции  $\sigma(\gamma, p_0)$  в полном сечении фотопоглощения, т.е. величина  $\int \sigma(\gamma, p_0) dE$ , нормированная на классическое электрическое дипольное правило сумм  $60(NZ/A)$  МэВ·мб. В нижней части рис. 9 приведена величина спектроскопического фактора  $C^2S_p^-(i)$  основного состояния конечного ядра  $A-1$ , отнесенная к полному числу протонов в оболочке  $1d2s$  ядра  $A$ , т.е. к величине  $Z-8$ . Данные рис. 9 убедительно свидетельствуют о том, что  $(\gamma, p_0)$ -реакция ядер  $1d2s$ -оболочки практически целиком обусловлена  $1p1h$ -механизмом распада ГДР.

Метод извлечения из парциальных фотонуклонных сечений  $1p1h$  компонент ГДР и сведений о его оболочечной (конфигурационной) структуре на основе спектроскопической информации о заселяемых уровнях конечных ядер разработан в МГУ и описан в работах [23, 27, 28].

Гигантский дипольный резонанс легких атомных ядер был детально исследован на основе анализа огромного экспериментального материала по парциальным фотонуклонным сечениям. Для 22 ядер  $1d2s$ - и  $1f2p$ -оболочек (от  $^{16}\text{O}$  до  $^{58}\text{Ni}$ ) было измерено и проанализировано около 400 парциальных фотонук-

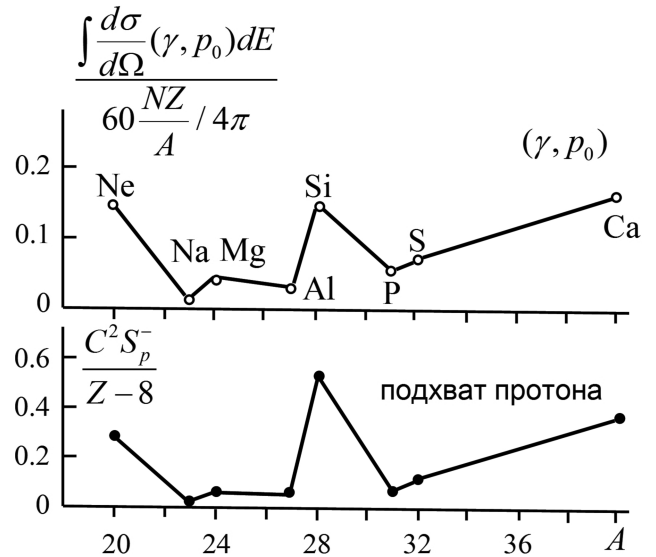


Рис. 9. Сравнение нормированных интегральных сечений  $(\gamma, p_0)$ -реакции (верхний рисунок) с нормированными спектроскопическими факторами заселяемых основных состояний конечных ядер (нижний рисунок)

лонных сечений. Все эти данные показывают, что явление конфигурационного расщепления ГДР играет определяющую роль в процессе фоторасщепления ядер вплоть до  $A \approx 60$ , т.е. является стержнем той новой физики, которая формирует особенности ГДР в этих ядрах.

Рассмотрим ситуацию на примере ядер  $1d2s$ -оболочки. В качестве первого примера приведем данные для ядра  $^{24}\text{Mg}$  (рис. 10). Из этого рисунка следует, что  $1p1h$ -механизм ответственен за 65–70% сечения фотопоглощения этого ядра, причем его доля в фотопротонном канале 50–60%, а в фотонейтронном 90–95%.

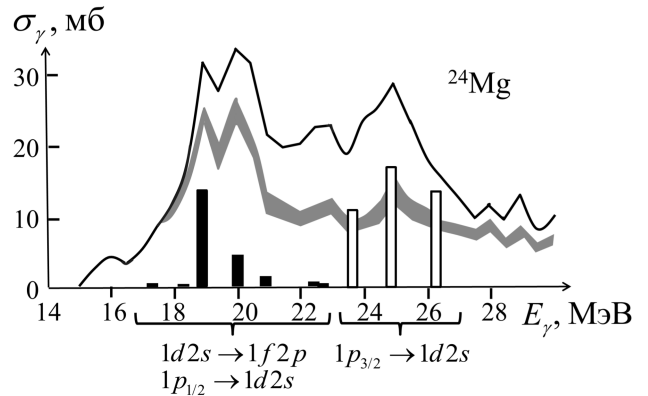


Рис. 10. Сечение фотопоглощения  $(\sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, n))$  для ядра  $^{24}\text{Mg}$  и его  $1p1h$ -компонента (затемненная полоса). Столбики — данные теоретического расчета [29]. Указана конфигурационная структура основных  $E1$ -переходов в различных областях гигантского резонанса

Рис. 10 демонстрирует отчетливое конфигурационное расщепление ГДР ядра  $^{24}\text{Mg}$ . Полное фотонуклонное сечение (сечение фотопоглощения) этого ядра характеризуется gross-структурой из двух максимумов в области 20 и 25 МэВ. Анализ экспериментальных парциальных сечений показал, что эти максимумы

формируются соответственно ветвями **А** и **Б** гигантского резонанса. Аналогичные результаты получены и в теоретическом расчете [29]. Данные этого расчета, как и экспериментальные данные, показывают, что конфигурационное расщепление ГДР ядра  $^{24}\text{Mg}$  возникает за счет сдвига к высоким энергиям  $E1$ -переходов  $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$ , связанных с глубокой подболочкой  $1p_{3/2}$ , участвующей в формировании гигантского резонанса этого ядра. Переходы  $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$  незначительно (по данным эксперимента, на 1–2 МэВ) смещены вверх по энергии относительно переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$  и вместе с этими последними формируют ветвь **А** гигантского резонанса. В расчете [29] учтен лишь  $1p1h$ -механизм распада ГДР, поэтому расчетная ветвь **Б**, состоящая из трех переходов в области  $E_\gamma = 23\text{--}27$  МэВ, представляется слишком интенсивной. Однако, как видно из хода  $1p1h$ -компоненты сечения, в рассматриваемой энергетической области статистический распад ГДР начинает превалировать, что приводит к «растаскиванию» дипольной силы по большому энергетическому интервалу, приближая форму теоретической кривой фотопоглощения к экспериментальной. В отличие от ветви **Б** гигантского резонанса ветвь **А** характеризуется доминирующей ролью  $1p1h$ -распада ГДР. Авторы расчета [29] оценивают вероятность  $1p1h$ -распада ГДР ядра  $^{24}\text{Mg}$  в области 20 МэВ (ветвь **А**) как примерно равную 60%. Для области  $> 23$  МэВ (ветвь **Б**) она, по их оценкам, составляет  $\approx 30\%$ . Эти цифры полностью согласуются с результатами анализа экспериментальных данных.

Следующий пример — ГДР ядра  $^{28}\text{Si}$ . Экспериментальное сечение фотопоглощения [30] вместе с данными теоретического расчета [31] представлено на рис. 11. Расчет, как и эксперимент (см. ниже рис. 12) демонстрирует масштабное  $\approx 10$  МэВ конфигурационное расщепление ГДР. Вновь, как и в случае  $^{24}\text{Mg}$ , это расщепление возникает главным образом за счет сдвига к высоким энергиям  $E1$ -переходов  $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$ , связанных с глубокой подболочкой  $1p_{3/2}$ . Переходы  $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$  смещены к более высоким энергиям относительно переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$  на 1–2 МэВ и вместе с этими последними формируют ветвь **А** гигантского резонанса, так же как это было и в случае  $^{24}\text{Mg}$ . Расчет [31] учитывает как  $1p1h$ , так и статистический распад ГДР ядра  $^{28}\text{Si}$  и дает для вероятности  $1p1h$ -распада ГДР в области основного максимума 20 МэВ (ветвь **А**) величину  $\approx 80\%$ , а в области высокоэнергичного  $> 26$  МэВ хвоста ГДР (ветвь **Б**) уменьшение этой вероятности до 10–20%. Эти величины также согласуются с результатами независимого анализа экспериментальных парциальных фотонуклонных сечений.  $1p1h$ -распады доминируют и в фоторасщеплении большинства других ядер  $1d2s$ -оболочки. В среднем для этих ядер  $1p1h$ -распад описывает  $\approx 60\%$  интегрального сечения фотопоглощения.

Рис. 12 показывает результат деления гигантского резонанса ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$  на компоненты **А** и **Б** на основе анализа только экспериментальных парциальных фотонуклонных сечений [32] без привлечения каких-либо теоретических расчетов процесса фоторасщепления. Видно, что ветвь **А**

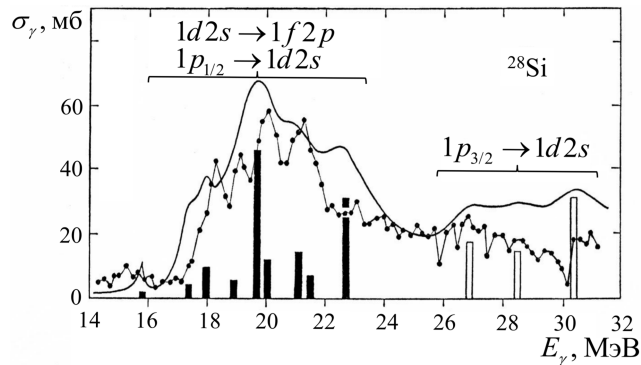


Рис. 11. Сечение фотопоглощения ядра  $^{28}\text{Si}$ . Точки, соединенные линиями, — эксперимент [30], столбики и плавная кривая — теоретический расчет [31]

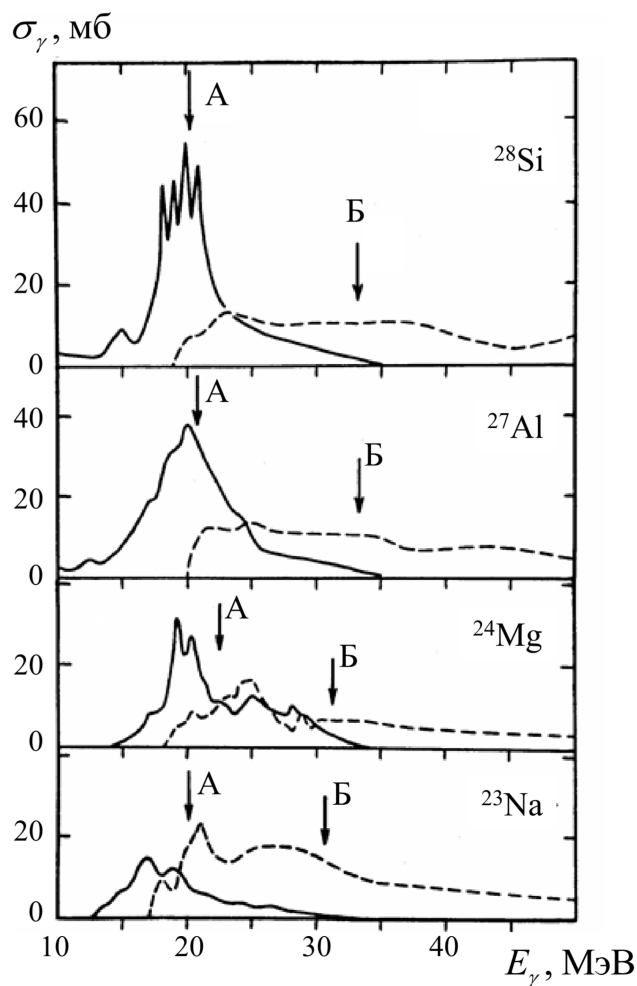


Рис. 12. Результат деления гигантского резонанса ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$  на компоненты **А** (сплошная линия) и **Б** (пунктир) на основе анализа экспериментальных парциальных фотонуклонных сечений [32]. Стрелки показывают центры тяжести компонент

гигантского резонанса имеет форму компактного достаточно узкого 5–8 МэВ резонанса с максимумом в области 20 МэВ, т.е. там, где находится главный максимум ГДР. В то же время ветвь **Б** разбросана в широком энергетическом интервале 20–50 МэВ без ярко выраженного общего максимума и формирует медленно спадающий высокоэнергичный хвост ГДР.



Столь большая ширина ветви **Б** является, с одной стороны, отражением сильного разброса частично-дырочных дипольных состояний, обусловленных переходами  $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$ , по состояниям более сложной природы типа  $2p2h$ , плотность которых быстро растет с энергией возбуждения ядра, а с другой — сильной фрагментацией дырки  $1p_{3/2}^{-1}$  ядра  $A$  по конечным уровням ядра  $A - 1$ . Эта фрагментация достигает величины 20–30 МэВ. В конечном счете оба этих фактора имеют общий механизм — ядерные уровни, имеющие высокую энергию возбуждения (а именно такими являются состояния высокоэнергетического хвоста ГДР и глубокие дырочные уровни), оказываются в плотном фоне уровней более сложной природы, что приводит к их сильной фрагментации по этим более сложным уровням, т. е. потере исходной сравнительно простой структуры ( $1p1h$  или  $1h$ ). В отличие от дырки  $1p_{3/2}^{-1}$ , дырка  $1p_{1/2}^{-1}$  фрагментирована слабо. Ее спектроскопическая сила чаще всего содержится в 1–2 уровнях конечного ядра, расположенных примерно в той же энергетической области, что и дырочные уровни  $1d2s^{-1}$ .

Рис. 12 позволяет понять причину аномально большой ширины ГДР ядер начала  $1d2s$ -оболочки, таких как  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$  и  $^{23}\text{Na}$ . Их ширина достигает 20 МэВ. В этих ядрах ветвь **Б** доминирует и поэтому определяет общие характеристики ГДР. По мере заполнения внешней  $1d2s$ -оболочки и переходу к ядрам середины этой оболочки, таким как  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$ ,  $E1$ -переходы группы **Б** блокируются и, наоборот, растет роль переходов группы **А**, формирующих более компактную кривую сечения фотопоглощения.

На рис. 13 показано, как с увеличением массового числа  $A$  изменяется вероятность нуклонных  $E1$ -переходов из внешних оболочек ядер тяжелее  $^{16}\text{O}$ . С увеличением  $A$  внешняя  $1d2s$  оболочка заполняется, что приводит вначале к росту вероятности переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$  (соответственно вероятность переходов  $1p \rightarrow 1d2s$  уменьшается). После того как число нуклонов начинает превышать 32 (ядра тяжелее  $^{32}\text{S}$ ), из-за размытости границы Ферми все большая часть нуклонов в основном состоянии оказывается на оболочке  $1f2p$  и становятся возможными  $E1$ -переходы из этой

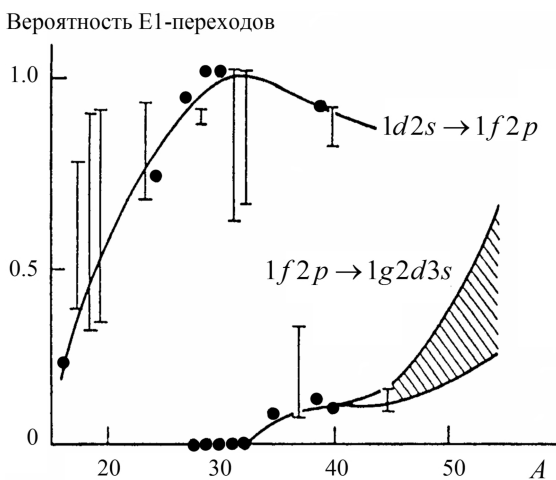


Рис. 13. Вероятность  $E1$ -переходов из внешних оболочек для ядер тяжелее  $^{16}\text{O}$  [33]

оболочки ( $1f2p \rightarrow 1g2d3s$ ). Для ядер с  $A \geq 60$  эти переходы становятся доминирующими. Соответственно при  $A > 32$  вероятность переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$  начинает уменьшаться.

Приведем сводку данных о конфигурационном расщеплении гигантского резонанса ядер  $1p$ -оболочки. На рис. 14, взятом из работы [33], показаны рассчитанные в многочастичной модели оболочек сечения фотопоглощения для большинства ядер  $1p$ -оболочки.

Линия, пересекающая рисунок, разделяет переходы **А** ( $1p \rightarrow 1d2s$ ) и **Б** ( $1s \rightarrow 1p$ ). Важно отметить, что эти далеко разнесенные друг от друга по энергии группы **А** и **Б** смешиваются незначительно и, как в случае ядер  $1d2s$ -оболочки, единое дипольное состояние не образуется. В данном случае фактически также нужно говорить не о гигантском дипольном резонансе в смысле схематической модели Брауна–Болстерли, а о полосе  $E1$ -поглощения шириной 20–30 МэВ.

Нужно отметить, что в ядрах  $1p$ -оболочки возникает важный дополнительный аспект конфигурационного расщепления, существенно усиливающий масштаб этого расщепления. Речь идет о проявлении в ядрах  $1p$ -оболочки так называемой супермультиплетной симметрии.

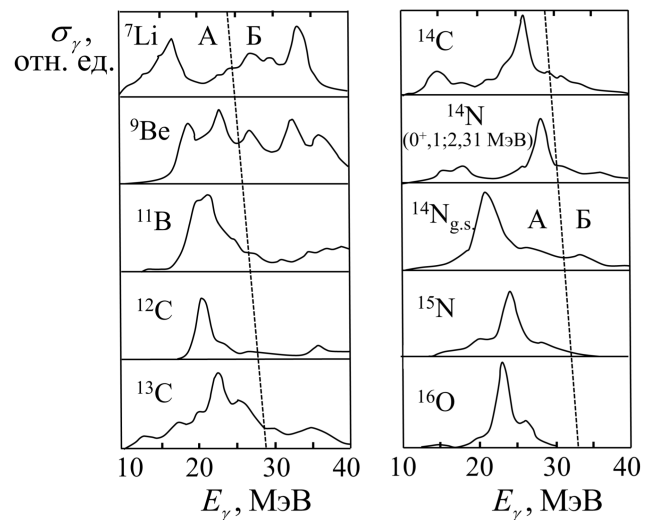


Рис. 14. Рассчитанные в рамках многочастичной модели оболочек сечения фотопоглощения ядер  $1p$ -оболочки [33]. Пунктирная линия разделяет переходы **А** ( $1p \rightarrow 1d2s$ ) и **Б** ( $1s \rightarrow 1p$ )

Для ядер  $1p$ -оболочки средний самосогласованный потенциал сильно зависит от квантового числа «схемы Юнга», характеризующего перестановочную симметрию пространственных переменных оболочечных конфигураций [34]. В этих условиях удобнее непосредственно указывать оболочечную конфигурацию и ее схему Юнга. Оказывается, что состояния, принадлежащие различным схемам Юнга, в ядрах  $1p$ -оболочки разделены большим энергетическим интервалом. Поглощение ядром фотона с достаточной энергией приводит к изменению в нем одной из схем Юнга, существенно расширяя и обогащая спектр ядерного фотопоглощения. Наиболее сильные и устойчивые эффекты супермультиплетного расщепления возникают при таких изменениях схем Юнга, когда в них умень-

шается число «четворок». Расщепление по схемам Юнга достигает в ядрах  $1p$ -оболочки 15–16 МэВ. В результате расщепления по схемам Юнга в изотопах лития, например, возникают три разнесенные по энергии области интенсивного поглощения фотонов: 10–15, 15–20 и 25–35 МэВ.

При переходе к ядрам  $1f2p$ -оболочки ( $A > 40$ ) масштаб конфигурационного расщепления уменьшается в связи с уменьшением роли сил Майорана для более высоких оболочек. Расщепление переходов групп **A** и **B** уменьшается и усиливается их смешивание. Кроме того, доля  $1p1h$ -распада ГДР для ядер тяжелее  $^{40}\text{Ca}$  быстро уменьшается и при  $A \approx 50$ –60 уже доминирует статистический распад. Тем не менее проявление конфигурационного расщепления по результатам анализа парциальных фотонуклонных сечений прослеживается вплоть до ядра  $^{58}\text{Ni}$  [35]. Таким образом, можно утверждать что явление конфигурационного расщепления ГДР имеет место для ядер с числом нуклонов по крайней мере вплоть до 60.

Наряду с конфигурационным расщеплением ГДР на структуру и ширину ГДР легких ядер заметное влияние должно оказывать и расщепление по квантовому числу изотопической спин (изоспин). Однако этот тип расщепления ГДР, в отличие от конфигурационного расщепления, не столь масштабен и к тому же не является универсальным, поскольку исчезает у самоспряженных ( $N = Z$ ) ядер, большинство которых располагается в области  $A \leq 40$  и для которых конфигурационное расщепление особенно велико. Напомним, что изоспиновое расщепление ГДР состоит в возникновении у ядер с  $N \neq Z$  двух компонент сечений фотопоглощения  $\sigma_{<}$  и  $\sigma_{>}$  с изоспинами  $T_{<} = T_0$  и  $T_{>} = T_0 + 1$ , где  $T_0 = |N - Z|/2$  изоспин основного состояния ядра. Эти компоненты в соответствии с теоретическими моделями расщеплены по энергии на величину  $\Delta E$  (МэВ) =  $60(T_0 + 1)/A$  и соотношение между ними ( $\sigma_{>}/\sigma_{<}$ ) в первом приближении определяется фактором  $1/T_0$ .

Определение роли изоспинового расщепления ГДР экспериментальными методами, в отличие от его конфигурационного расщепления, затруднено и на сегодняшний день нет надежной количественной систематики характеристик этого расщепления, основанной на бесспорных экспериментальных данных. Детальный анализ имеющихся теоретических и экспериментальных данных по изоспиновому расщеплению ГДР легких ядер содержится в обзоре [23]. В целом имеющиеся данные позволяют утверждать, что изоспиновое и конфигурационное расщепления дополняют друг друга, поскольку формируются в значительной степени из одних и тех же  $E1$ -переходов. Таким образом, конфигурационное расщепление ГДР легких ядер поддерживается его изоспиновым расщеплением.

Явление конфигурационного расщепления ГДР — наиболее непосредственное и очевидное проявление оболочечной структуры ядра в высокоэнергичных ядерных возбуждениях. После его стимулирующего открытия влияние оболочечного строения ядра на характеристики ГДР продолжает исследоваться в рамках микроскопических и полумикроскопических моделей последнего поколения и тестироваться эксперименталь-

ными данными. Среди современных эффективных теоретических подходов к проблеме ГДР отметим следующие: полумикроскопическую модель ГДР [36], версию «частица–состояние конечного ядра» модели оболочек [37–41], частично-дырочную дисперсионную оптическую модель [42, 43], квазичастично-фононную модель [18, 19, 44]. Современное состояние исследований ГДР, включая статус его конфигурационного расщепления, проанализировано в [45].

## Заключение

Формирование гигантских резонансов в ядрах с незаполненными оболочками и их распад характеризуются рядом специфических закономерностей, которые создают масштабное явление конфигурационного расщепления гигантского резонанса. Теоретические исследования, опубликованные в большом цикле работ, где широко использовались методы теории групп, показали, что формирование гигантского дипольного резонанса в легких ядрах происходит в условиях сильного влияния следующих факторов, которые ранее не принимались во внимание.

1. Разветвленные взаимосвязи состояний конечного и исходного ядра при удалении из него нуклона (генеалогическая структура), охватывающие широкий диапазон энергий возбуждения конечного ядра.

2. Выделенная роль пространственно-обменных сил в эффективном взаимодействии между нуклонами в ядре и обусловленная этим особая структура ядерных уровней с явно выраженной супермультиплетной симметрией.

3. Значительно большее, чем предсказывалось общепринятыми теориями, различие энергий связи нуклонов разных оболочек.

4. Сильное расщепление частично-дырочных состояний с разной супермультиплетной симметрией.

В силу указанных факторов взаимодействие «частица–дырка» в легком ядре не может преодолеть очень сильный энергетический разброс исходных частично-дырочных конфигураций и сформировать единое когерентное дипольное состояние. Соответственно гигантский резонанс «рассыпается» в пределах большой энергетической ширины на отдельные группы возбуждений с разным частично-дырочным составом, т.е. с разными оболочечными конфигурациями. Состояния с дыркой во внешней «валентной» оболочке занимают низкоэнергетическую часть полосы поглощения, а состояния с дыркой во внутренней замкнутой оболочке занимают высокоэнергетическую ее часть. Для наиболее ярких случаев, характерных для ядер  $p$ -оболочки, это «рассыпание» происходит на отдельные частично-дырочные компоненты с одной и той же оболочечной конфигурацией, но с разной пространственной симметрией, что занимает интервал энергий шириной до 30 МэВ для ядер  $p$ -оболочки и до 15 МэВ для ядер  $sd$ -оболочки.

Установленные авторами особенности структуры коллективных возбуждений легких ядер позволили им предсказать, а затем по появлению соответствующих экспериментальных результатов и объяснить не только указанное очень большое энергетическое расщепление гигантского резонанса по разным оболочечным конфи-

гурациям и даже по отдельным состояниям, но и предсказать специфические для этих ядер необычные распаднвые свойства новой формы гигантского резонанса.

1. Доминирующую роль механизм распада ядра, при котором вылет нуклона происходит преимущественно из конфигураций, образовавшихся непосредственно в результате поглощения  $\gamma$ -кванта, на уровни дочернего ядра, являющиеся дырочными по отношению к основному состоянию ядра-мишени.

2. Парадоксальное, с точки зрения существовавших ранее предсказаний, свойство смягчения энергетического спектра фотонуклонов при переходе к высокоэнергетической части гигантского резонанса, которая соответствует высоковозбужденным дырочным состояниям в глубоколежащих внутренних оболочках.

Результаты теоретических расчетов распада ГДР с заселением различных дырочных состояний конечных ядер дают уникальную информацию о ядерной динамике. Поэтому целенаправленные эксперименты с регистрацией конечных состояний ядер, образующихся в фотоядерных реакциях, важны для проверки различных теоретических моделей ядра.

В фотоядерных реакциях, выполненных  $\gamma$ -активационной методикой, исследуют распады ядер с испусканием до 7–8 нуклонов, что дает информацию о ядрах, удаленных от полосы  $\beta$ -стабильности, сильно перегруженных протонами или нейтронами. В таких ядрах нарушается характерное для стабильных ядер соотношение между числом нейтронов и протонов. В частности, появляется класс ядер, сильно перегруженных протонами или нейтронами. В ядрах наблюдается новая и интенсивно исследуемая в последние годы как экспериментально [46–49], так и теоретически [50–54] форма коллективного движения — пигми-резонанс, расположенный в низкоэнергетической части гигантского резонанса. Изучение этой моды колебаний атомного ядра дает информацию о структуре ядер с большим значением изоспина. Наиболее распространенная интерпретация пигми-резонанса — колебание протонного или нейтронного избытка относительно устойчивого ко-ра атомного ядра. Поскольку протонный (нейтронный) избыток ядра, далекого от полосы  $\beta$ -стабильности, заселяет самую внешнюю нуклонную оболочку, его дипольные колебания должны формировать наиболее низкую по энергии ветвь ГДР, обогащая со стороны этих энергий его конфигурационную структуру. Поэтому исследование пигми-резонанса способно дать ценную информацию об оболочечном строении ядер, удаленных от полосы  $\beta$ -стабильности, и распространить концепцию конфигурационного расщепления ГДР на область тяжелых ядер.

Конфигурационное расщепление, понимаемое как характерная структура спектра возбуждений легкого ядра, проявляется не только при воздействии на ядро электрического дипольного фотона, но также и при действии на него спин-изоспинового дипольного поля. Рис. 15 показывает масштабное конфигурационное расщепление спин-дипольного резонанса, проявляющееся в спектре жестких  $\gamma$ -квантов в реакции  $(\pi^-, \gamma)$  на изотопах лития  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ . Дипольное и спин-дипольное внешние поля эффективно возникают в реакциях с такими пробными частицами, как мюоны, пионы

и нейтроны (в реакциях  $(n, p)$ -перезарядки), а также в реакциях фоторождения пионов ядрами [23]. Во всех этих процессах наблюдают расщепление спектра ядерных возбуждений на группы уровней, предсказываемых концепцией конфигурационного расщепления. Таким образом, можно сказать, что без концепции конфигурационного расщепления вообще нельзя понять «отклик» легких ядер на действие различных зависящих от времени внешних полей.

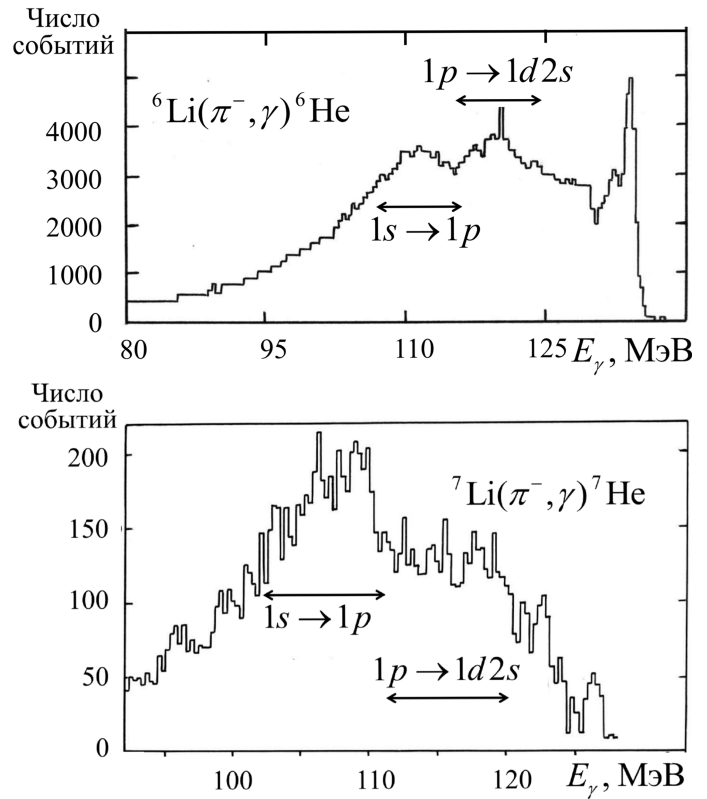


Рис. 15. Конфигурационное расщепление спин-дипольного резонанса ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ , проявляющееся в реакции  $(\pi^-, \gamma)$  [55, 56]

Совокупность перечисленных в данном обзоре закономерностей возбуждения и распада гигантского резонанса в легких ядрах была названа явлением конфигурационного расщепления гигантского резонанса и под таким названием это явление вошло в литературу.

### Список литературы

1. Rutherford E. // Philos. Mag. 1911. **6**. P. 21.
2. Audi G., Wapstra A.H., Thibault C. // Nucl. Phys. A. 2003. **729**. P. 337.
3. Мигдал А.Б. // ЖЭТФ. 1945. **15**. С. 81.
4. Baldwin G.C., Klaiber G.S. // Phys. Rev. 1947. **71**. P. 3.
5. Baldwin G.C., Klaiber G.S. // Phys. Rev. 1948. **73**. P. 1156.
6. Goldhaber M., Teller E. // Phys. Rev. 1948. **74**. P. 1046.
7. Danos M. // Ann. d. Phys. (Leipzig). 1952. **10**. P. 265.
8. Okamoto K. // Progr. Theor. Phys. 1956. **15**. P. 75.
9. Danos M., Greiner W. // Phys. Rev. B. 1964. **134**. P. 284.
10. Huber M.G., Danos M., Weber H.J., Greiner W. // Phys. Rev. 1968. **155**. P. 1073.
11. Бургов Н.А., Данилян Г.В., Долбилкин Б.С. и др. // Изв. АН СССР. 1963. **27**. С. 866.
12. Wilkinson D.H. // Physica. 1956. **22**. P. 1039.

13. Elliott J.P., Flowers B.H. // Proc. Roy. Soc. A. 1956. **242**. P. 57.
14. Brown G.E., Bolsterli M. // Phys. Rev. Lett. 1959. **3**. P. 472.
15. Неудачин В.Г., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. // ЖЭТФ. 1960. **39**. С. 108.
16. Балашов В.В., Чернов В.М. // ЖЭТФ. 1962. **43**. С. 227.
17. Соловьев В.Г. // ЭЧАЯ. 1978. **9**. С. 580.
18. Малов Л.А., Соловьев В.Г. // ЭЧАЯ. 1980. **11**. С. 301.
19. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. // ЭЧАЯ. 1983. **14**. Вып. 2. С. 237.
20. Неудачин В.Г., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. // Тр. Третьей всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях. М.; Л., 1962. С. 486.
21. Neudatchin V.G., Shevchenko V.G., Yudin N.P. // Phys. Lett. 1964. **10**. P. 180.
22. Эрамжян Р.А. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1964. **28**. С. 1181.
23. Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G. // Phys. Reports. 1986. **136**. P. 229.
24. Jacob G., Maris Th.A.J. // Rev. Mod. Phys. 1973. **45**. P. 6.
25. Maris Th.A.J. // Proc. V Intern. Conf. High Energy Phys. Nucl. Structure. Amsterdam; L.; N. Y.; Stockholm, 1974.
26. Orlin V.N. // Nucl. Phys. A. 1983. **405**. P. 263.
27. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Эрамжян Р.А. // ЭЧАЯ. 1992. **23**. С. 1770.
28. Капитонов И.М. // Гигантский дипольный резонанс ядер sd-оболочки: Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. М., 1983.
29. Богданова Н.А., Гальцов А.Н., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. **28**. С. 16.
30. Ahrens J., Borchert H., Czok K.H. et al. // Nucl. Phys. A. 1975. **251**. P. 479.
31. Ишханов Б.С., Канзюба В.Г., Орлин В.Н. // Ядерная физика. 1984. **40**. С. 9.
32. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. // Письма в ЖЭТФ. 1985. **42**. С. 465.
33. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Юдин Н.П. // ЭЧАЯ. 2000. **31**. С. 1343.
34. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г. и др. // Успехи физ. наук. 1990. **160**, № 3. С. 57.
35. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А. // Ядерная физика. 1993. **56**, № 8. С. 1.
36. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЭЧАЯ. 2007. **38**. С. 460.
37. Гончарова Н.Г., Пронкина Н.Д. // Ядерная физика. 2007. **70**. С. 671.
38. Гончарова Н.Г. // Ядерная физика. 2009. **72**. С. 1803.
39. Гончарова Н.Г., Скородумина Ю.А. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2011. **75**. С. 1636.
40. Goncharova N.G., Skorodumina Yu.A. // EPJ Web of Conferences. 2012. **38**. №17006. P. 1.
41. Гончарова Н.Г., Скородумина Ю.А. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2012. **76**. С. 1210.
42. Урин М.Г. // Ядерная физика. 2011. **74**. С. 1219.
43. Urin M.H. // Phys. Rev. C. 2013. **87**. P. 044330.
44. Соловьев В.Г. // Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М., 1989.
45. Гигантский дипольный резонанс. Результаты и перспективы. Всероссийский семинар: Сб. докладов. М., 2014.
46. Adrich P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. **95**. 132501.
47. Klimkiewicz A. et al. // Phys. Rev. C. 2007. P. 051603.
48. Ozel B. et al. // Nucl. Phys. A. 2007. **788**. P. 385.
49. Torf H.K., Larsen A.C., Buerger A. et al. // Phys. Rev. C. 2011. **83**. P. 044320.
50. Paar N., Vretenar D., Khan E., Colo G. // Rep. Progr. Phys. 2007. **70**. P. 691.
51. Авдеенков А., Камерджиев С. // Ядерная физика. 2009. **72**. С. 1383.
52. Krewald S., Speth J. // Int. J. Mod. Phys. E. 2009. **18**. P. 1425.
53. Северюхин А.П., Арсеньев Н.Н., Воронов В.В., Нгуен Ван Джай. // Гигантский дипольный резонанс. Результаты и перспективы. Всероссийский семинар: Сб. докладов. М., 2014. С. 28.
54. Камерджиев С.П., Авдеенков А.В., Ачаковский О.И. // Гигантский дипольный резонанс. Результаты и перспективы. Всероссийский семинар: Сб. докладов. М., 2014. С. 33.
55. Гмитро М., Киссенер Х.-Р., Трюоль П., Эрамжян Р.А. // ЭЧАЯ. 1982. **13**. С. 1230.
56. Гмитро М., Киссенер Х.-Р., Трюоль П., Эрамжян Р.А. // ЭЧАЯ. 1982. **14**. С. 773.

## The configurational splitting of giant dipole resonance

**B. S. Ishkhanov**<sup>1,2,a</sup>, **I. M. Kapitonov**<sup>1,b</sup>

<sup>1</sup> D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

<sup>2</sup> Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: <sup>a</sup> bsi@depni.sinp.msu.ru, <sup>b</sup> igor-kapitonov@yandex.ru.

This review considers the history and meaning of the phenomenon of configurational splitting of giant dipole resonance in light nuclei, which was first discovered a quarter of a century ago and induced profound changes in the commonly accepted understanding of the structure of light nuclei and the mechanisms of their high-energy excitations. The experiments that led to the discovery of this phenomenon are described. The present status of the phenomenon of the configurational splitting of nuclear giant dipole resonance is discussed and directions of its future studies are outlined.

*Keywords:* giant dipole resonance, photonuclear reactions.

PACS: 25.20.-x.

Received 23 December 2014.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2015).

### Сведения об авторах

1. Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.

2. Капитонов Игорь Михайлович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: igor-kapitonov@yandex.ru.