

# Конфигурационное расщепление гигантского дипольного резонанса

В. С. Кравченко

## 1. Введение

Гигантский дипольный резонанс — высоковозбуждённое состояние атомных ядер с участием большого числа нуклонов. Гигантский дипольный резонанс наблюдается во всех атомных ядрах и проявляется как широкий максимум в зависимости сечения  $\sigma$  ядерных реакций от энергии налетающей частицы или в спектре вылетающих частиц.

Существуют два основных подхода для описания гигантского резонанса. Коллективные модели рассматривают образование ГДР как взаимные колебания центров масс протонов и нейтронов. Микроскопические модели исходят из оболочечной модели ядра. В этих моделях гигантский резонанс рассматривается как когерентное состояние, образующееся при переходах нуклонов из заполненных (полностью или частично) оболочек в более высокорасположенные оболочки ядра.

В сечении поглощения фотонов атомными ядрами  $\sigma_\gamma$  можно выделить четыре основные энергетические области. Они обозначены цифрами I, II, III, IV на рис. 2, схематически изображающем типичный вид  $\sigma_\gamma$  в широкой области энергий фотонов от 0 до 1 ГэВ. В области I энергия  $\gamma$ -кванта недостаточна для выбивания из ядра отдельных нуклонов или связанных систем из малого числа нуклонов ( $E_\gamma < B_{p,n}$ ). Фотон, поглощаемый ядром, может возбуждать отдельные изолированные низколежащие ядерные уровни. При снятии такого возбуждения происходит излучение ядром одного или нескольких фотонов. Это явление носит название ядерной резонансной флуоресценции.

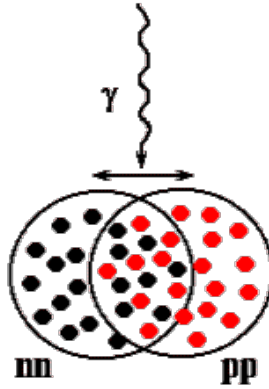


Рис. 1. Иллюстрация коллективной модели ГДР

Коллективная модель, в свою очередь описывает мультипольные резонансы как коллективное движение нуклонов в ядре. Каждому типу движения соответствует определенный мультипольный резонанс. В рамках данного обзора нас будет интересовать область II и прилегающие к ней участки областей I и III.

В области II энергия поглощенного фотона достаточна для выбивания из ядра одного или нескольких нуклонов, а также связанных систем (дейтрон,  $\alpha$ -частицы). Для тяжелых ядер возможно фотodelение.

Все эти процессы объединяют термином фоторасщепление. Для данной области энергий крайне характерно наличие высокоэнергичных коллективных ядерных возбуждений, проявляющихся в мощных и широких максимумах, называемых гигантскими резонансами. Самый значительный из этих резонансов обусловлен преимущественным поглощением электрических дипольных (E1) фотонов и поэтому называется гигантским дипольным резонансом.

## 2. Типы мультипольных резонансов

Классификация гигантских резонансов основана на фундаментальных характеристиках электромагнитного излучения — их полном угловом моменте  $J = 1$  дипольный, 2 квадрупольный, 3 октупольный и т. д., а также четности четности  $P = \pm 1$ . Их четности связаны с мультипольностью  $J$  следующими соотношениями:

$$P(EJ) = (-1)^J, \quad (1)$$

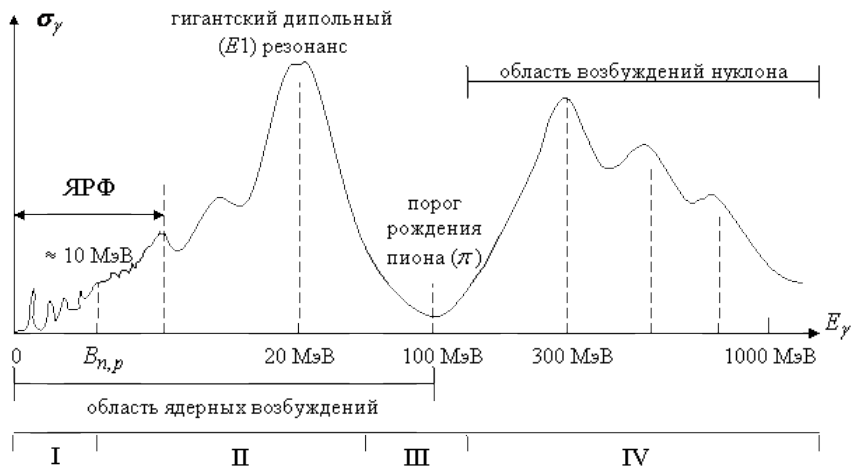


Рис. 2. Схематическое представление сечения фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до 1 ГэВ

$$P(MJ) = (-1)^{J+1}. \quad (2)$$

С учётом спинов нуклонов легко выстроить набор основных мультипольных осцилляций (мод колебаний) в ядре. Он показан на рис. 3 для наименьших мультипольностей  $J = 0, 1, 2$ . Показаны два крайних, различающихся половиной периода колебаний, положения протонной ( $p$ ) и нейтронной ( $n$ ) составляющих ядра. Верхний ряд отвечает монопольным колебаниям ( $J = 0$ ) и не может быть вызван поглощением ядром реальных фотонов, для которых  $J > 1$ . Однако, при рассеянии электронов ядрами виртуальным фотоном «разрешено» иметь  $J = 0$  и монопольные колебания становятся возможными.

Так как спин нуклонов в ядре может быть ориентирован двумя способами, то появляется четыре типа нуклонных жидкостей: нейтроны направленным вверх спином, нейтроны направленным вниз спином, протоны направленным вверх спином, протоны направленным вниз спином. Поэтому была принята следующая терминология мультипольных резонансов:

- $pn \longleftrightarrow pn$  — изоскалярные,
- $pp \longleftrightarrow nn$  — изовекторные (изоспиновые),
- $p\uparrow n\uparrow \longleftrightarrow p\downarrow n\downarrow$  — спиновые,
- $p\uparrow n\downarrow \longleftrightarrow p\downarrow n\uparrow$  — спин-изоспиновые.

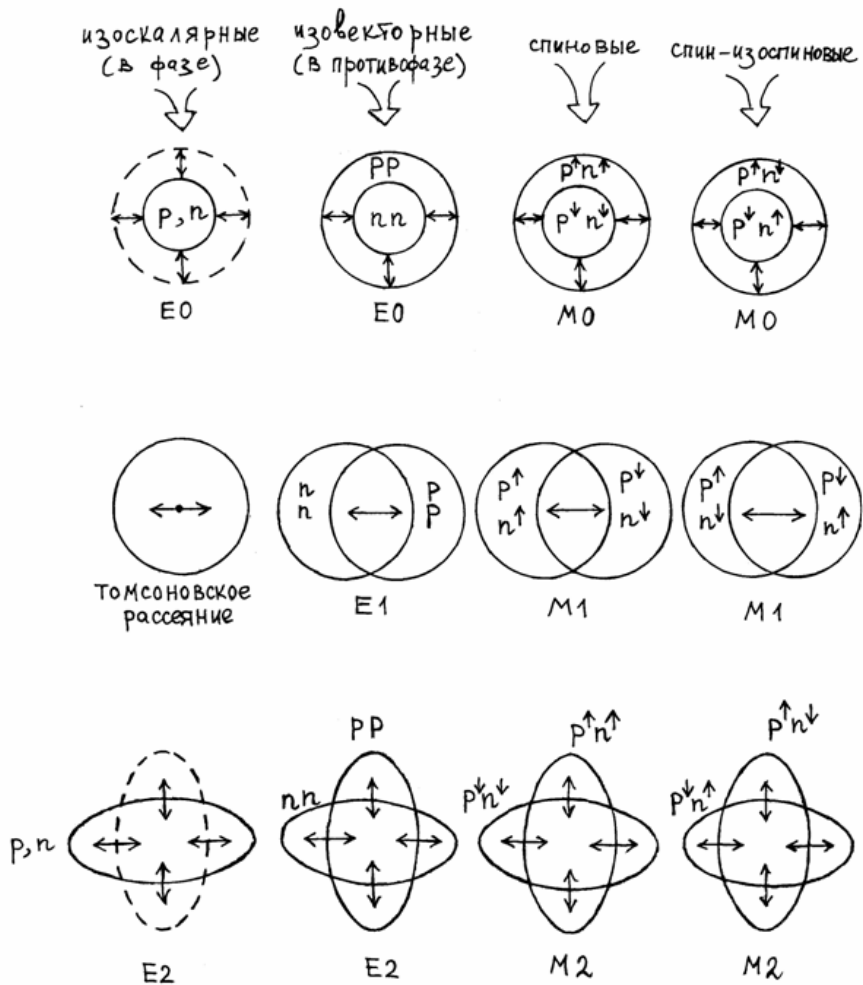


Рис. 3. Типы гигантских резонансов наименьшей мультипольности

Сделаем два замечания к рис. 3. Верхняя левая (изоскалярная) мода колебаний  $E0$  отвечает периодическим сжатиям и растяжениям ядра с сохранением формы (компрессионная или «дыхательная» мода). Первый тип коллективного движения во втором (дипольном) ряду отвечает перемещению ядра как целого влево-вправо под действием электромагнитной волны. Эта мода не относится к ядерным возбуждениям и отвечает просто рассеянию электромагнитной волны на ядре как на целом заряженном объекте, т. е. томсоновскому рассеянию.

Таблица 1. Квантовые числа и энергии мультипольных гигантских резонансов (ядро-мишень имеет спин и изоспин равные нулю)

$J$	$J_f^{P_f}, T_f$	Тип МГР	$\Delta n h \omega$	Энергия, МэВ
0	$0^+, 0$	$E0_0$ -изоскалярный	$\Delta n = 0.2$	$(65-80)A^{-1/3}$
0	$0^+, 1$	$E0_1$ -изовекторный	0.2	$(150-170)A^{-1/3}$
0	$0^-, 0$	$M0_0$ -спиновый	1	
0	$0^-, 1$	$M0_1$ -спин-изоспиновый	1	
1	$1^-, 1$	$E1_1$ -изовекторный	1	$(70-80)A^{-1/3}$
1	$1^+, 0$	$M1_0$ -спиновый	0	$(26-40)A^{-1/3}$
1	$1^+, 1$	$M1_1$ -спин-изоспиновый	0	$(26-40)A^{-1/3}$
2	$2^+, 0$	$E2_0$ -изоскалярный	0.2	$65A^{-1/3}$
2	$2^+, 1$	$E2_1$ -изовекторный	0.2	$120A^{-1/3}$
2	$2^-, 0$	$M2_0$ -спиновый	1	$(40-50)A^{-1/3}$
2	$2^-, 1$	$M2_1$ -спин-изоспиновый	1	$(40-50)A^{-1/3}$
3	$3^-, 0$	$E3_0$ -изоскалярный	1, 3	$30,110A^{-1/3}$

$J$  — мультипольность,

$J_f^{P_f}, T_f$  — квантовые числа конечного ядра,

$\Delta n h \omega$  — энергия в осцилляторном потенциале.

Немаловажно так же значение сечений фотопоглощения различных резонансов. На рис. 4 показаны различия в сечениях  $E1$ ,  $M1$  и  $E2$  резонансов. Как можно заметить, наибольшее сечение у  $E1$  (гигантского дипольного) резонанса. За счет такой большой разницы в сечениях фотопоглощения ГДР изучать проще за счет фотоядерных реакций.

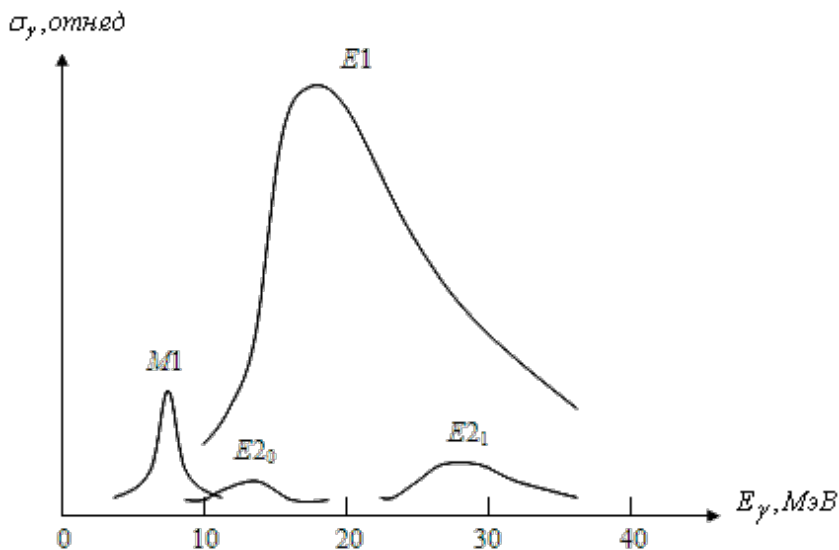


Рис. 4. Схематический график сечения фотопоглощения различных мультипольных резонансов

### 3. Эксперименты по изучению ГДР

Фотоядерные реакции широко исследуются, начиная с 50-х годов XX века. За это время было накоплено большое количество экспериментальных данных о фотоядерных реакциях. В частности измерены сечения фотонейтронных реакций. Большинство измерений было выполнено на пучках квазимонохроматических фотонов методом прямой регистрации нейтронов. В основном сечения были измерены в двух лабораториях: в Сакле (Франция) и Ливерморе (США). Данные, полученные в разных лабораториях, могли отличаться в 2 раза, поэтому в 2015 году МАГАТЭ объявило координационное исследование по уточнению и оценке сечений фотоядерных реакций. В рамках этих исследований проводятся измерения сечений фотоядерных реакций на современных пучках квазимонохроматических фотонов, полученных методом обратного комптоновского рассеяния (NewSubaru в Японии).

В НИИЯФ МГУ развит метод измерения выходов и сечений фотоядерных реакций на эквивалентный квант методом активационного анализа. Мишень из исследуемого материала облучается тормозным пучком гамма-квантов от ускорителей электронов. Количественные характери-

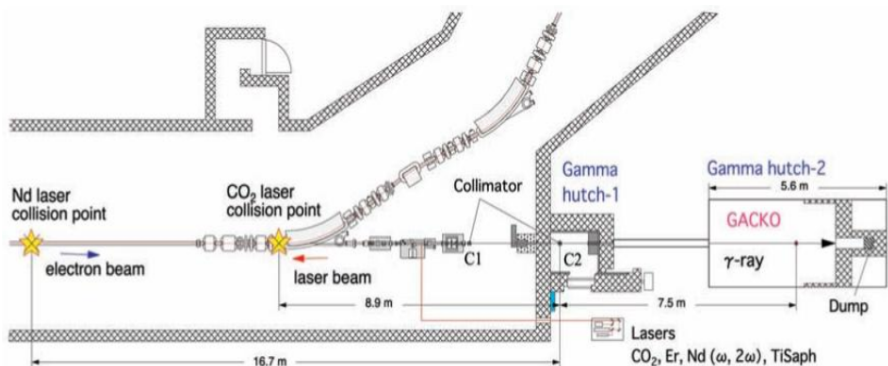


Рис. 5. Схема эксперимента NewSubaru в Японии

стики реакций измеряются по активности конечных продуктов реакции. Полученные выходы позволяют промерить другие методики и выявить источники систематических ошибок. Кроме этого, активационный метод позволяет измерить выходы не доступных для других методов реакций, в частности, многонуклонных реакций с вылетом до 5 нейтронов.

## 4. Распад ГДР

Гигантский резонанс находится высоко над нуклонным порогом. Поэтому он распадается практически полностью посредством вылета из ядра нуклонов. В некоторых особых случаях, относящихся, главным образом к легким ядрам, заметным становится вылет простейших связанных систем из 2–4 нуклонов, например,  $\alpha$ -частиц. В самых тяжелых ядрах существенную роль начинает играть фотodelение. Вероятность излучения фотонов из гигантского резонанса, как правило, не превышает 1–2%.

Основные каналы распада гигантского резонанса — вылет одного протона или нейтрона. Следующим по значимости является вылет двух нейтронов. Поэтому сечение фотопоглощения ядром фотона  $\sigma_\gamma$  в области ГДР можно представить в виде, причем, в легких ядрах доминируют первые два сечения, а в тяжелых — второе и третье.

$$\sigma_\gamma \approx \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, 2n) \quad (3)$$

Все эти парциальные фотонуклонные сечения имеют вид гигантских резонансов, расположенных в той же области, что и резонанс в  $\sigma_\gamma$  (рис. 2). В легких ядрах максимум ГДР практически совпадает с максимумами

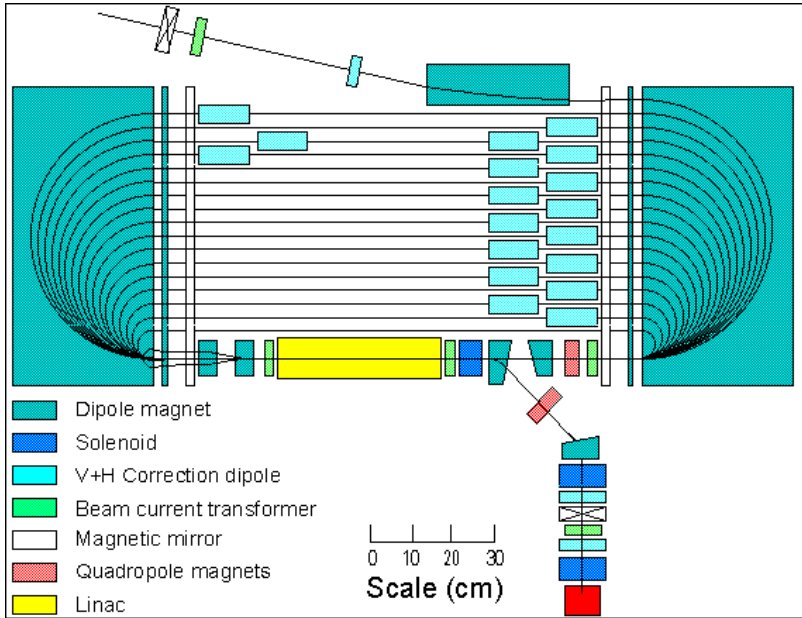


Рис. 6. Схема эксперимента на ускорителе РТМ-55 НИИЯФ МГУ

в  $\sigma(\gamma, p)$  и  $\sigma(\gamma, n)$ . В тяжелых ядрах ГДР почти полностью можно ассоциировать с  $\sigma(\gamma, n)$ . Сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  из-за относительно большой энергии отделения двух нейтронов сдвинуто на несколько МэВ к более высоким энергиям по сравнению с максимумом ГДР.

Общую ситуацию с протонным и нейтронным каналами распада ГДР иллюстрирует рис. 7. На первом из них показаны энергии максимумов фотопротонных  $(\gamma, p)$  и фотонейтронных  $(\gamma n + \gamma 2n)$  сечений для ядер с различными массовыми числами  $A$ . На втором показано как меняется с ростом  $A$  доля фотопротонного сечения в сечении поглощения фотонов (приведены отношения интегральных величин этих сечений).

Гигантский дипольный резонанс возникает как когерентная (коллективизированная) суперпозиция  $1p1h$ -возбуждений. Это состояние является входным для всей дальнейшей цепочки релаксации возбужденного ядра. Оно живёт примерно  $10^{-21}$  сек и далее может распасться двумя конкурирующими способами — либо через эмиссию из ядра нуклона (так называемый полупрямой распад), либо посредством передачи части своей энергии (через столкновение возбужденной частицы или дырки с каким-нибудь невозбужденным нуклоном) ещё одной частично-дырочной паре



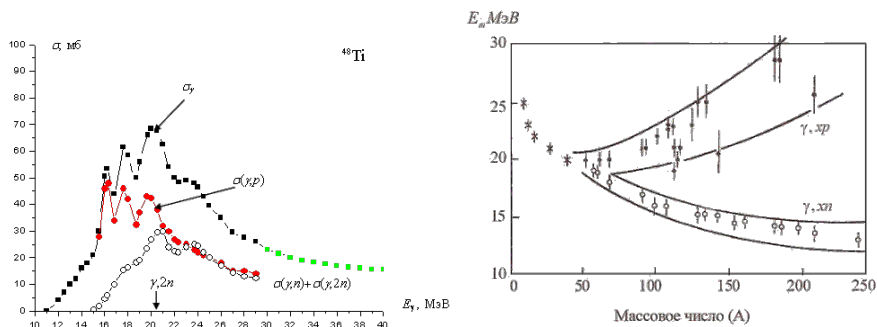


Рис. 7. Слева: сечение фотопоглощения, фотопротонной и фотонейтронной реакций для ядра  $^{48}\text{Ti}$ . Показан порог реакции  $(\gamma, 2n)$ . Справа: энергии максимумов сечений фотопротонной (темные точки) и фотонейтронной (светлые точки) реакций в зависимости от  $A$ . При  $A < 50$  максимумы этих сечений совпадают

(процесс  $1p1h \rightarrow 2p2h$ ). В первом случае ядро остаётся в состоянии с одной дыркой ( $1h$ ). Отметим, что до сих пор нуклоны, испускаемые ядром из  $1p1h$ -состояний, мы называем полупрямыми, а прямыми называем нуклоны, которые вылетают из ядра сразу без образования квазистационарного когерентного  $1p1h$ -состояния. Такие нуклоны вылетают из ядра раньше всего, за время  $\approx 10^{-23}$ – $10^{-22}$  сек, однако их доля в полном количестве фотонуклонов в области ГДР незначительна.

Если возбужденное ядро испытало переход  $1p1h \rightarrow 2p2h$ , то далее у него снова есть две возможности — либо испустить нуклон и остаться в состоянии типа «одна частица – две дырки» ( $1p2h$ ), либо передать часть возбуждения третьей частично-дырочной паре ( $2p2h \rightarrow 3p3h$ ). Процесс увеличения числа  $1p1h$ -пар может продолжиться и далее вплоть до стадии установления теплового равновесия (стадии составного ядра). И на каждой промежуточной (предравновесной) стадии он может оборваться выбросом из ядра нуклона. Итак, с точки зрения своей природы (истории) все фотонуклоны можно разбить на три основные группы — полупрямые, предравновесные и равновесные (статистические). Заметим, что в силу преимущественно двухчастичного характера нуклон-нуклонных сил увеличение числа  $1p1h$ -пар происходит последовательно:  $1p1h \rightarrow 2p2h \rightarrow 3p3h \rightarrow 4p4h \rightarrow \dots$ . Вместе с тем возможны и обратные переходы  $\dots \rightarrow 4p4h \rightarrow 3p3h \rightarrow 2p2h$ , обусловленные аннигиляцией одной из пар в результате передачи её энергии какой-нибудь частице или дырке. Обратные переходы играют малую роль, пока число частиц и дырок в системе мало.

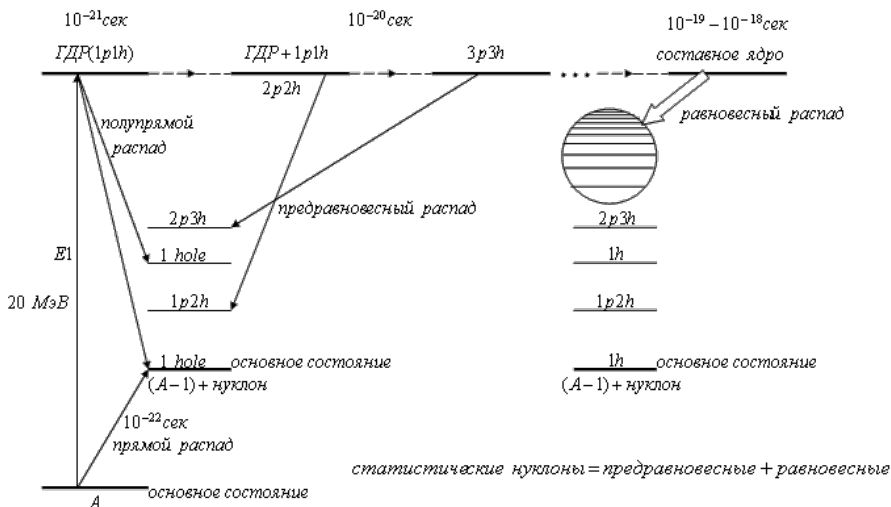


Рис. 8. Диаграмма распада гигантского дипольного резонанса

Однако с увеличением их числа вероятность обратных переходов непрерывно возрастает, пока, наконец, не сравняется с вероятностью прямых переходов. В этот момент ядерная система достигает состояния теплового равновесия. Как показывают оценки, в легких ядрах типа  $^{40}\text{Ca}$  состояние теплового равновесия достигается уже при 4–6 частично-дырочных парах.

## 5. Ширина и структура гигантского резонанса

Сравнивая сечения фотопоглощения ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , видим, что, с одной стороны, они имеют примерно одну и ту же ширину (на половине высоты)  $\Gamma \approx 4\text{--}5$  МэВ, а с другой — сечение для  $^{12}\text{C}$  в отличие от  $^{208}\text{Pb}$  характеризуется сильно затянутым хвостом за максимумом ГДР, что создает в целом значительно более широкую область Е1-поглощения у  $^{12}\text{C}$  по сравнению с  $^{208}\text{Pb}$ . Наличие этого хвоста у  $^{12}\text{C}$  и его отсутствие у  $^{208}\text{Pb}$  имеет следующее объяснение. У тяжелого ядра  $^{208}\text{Pb}$  расстояние между внешними подоболочками, формирующими ГДР, мало и все дипольные  $1p1h$ -переходы ещё до включения остаточного взаимодействия укладываются в интервале шириной  $\approx 3$  МэВ. Эта приближенная их вырожденность создает идеальные условия для реализации механизма

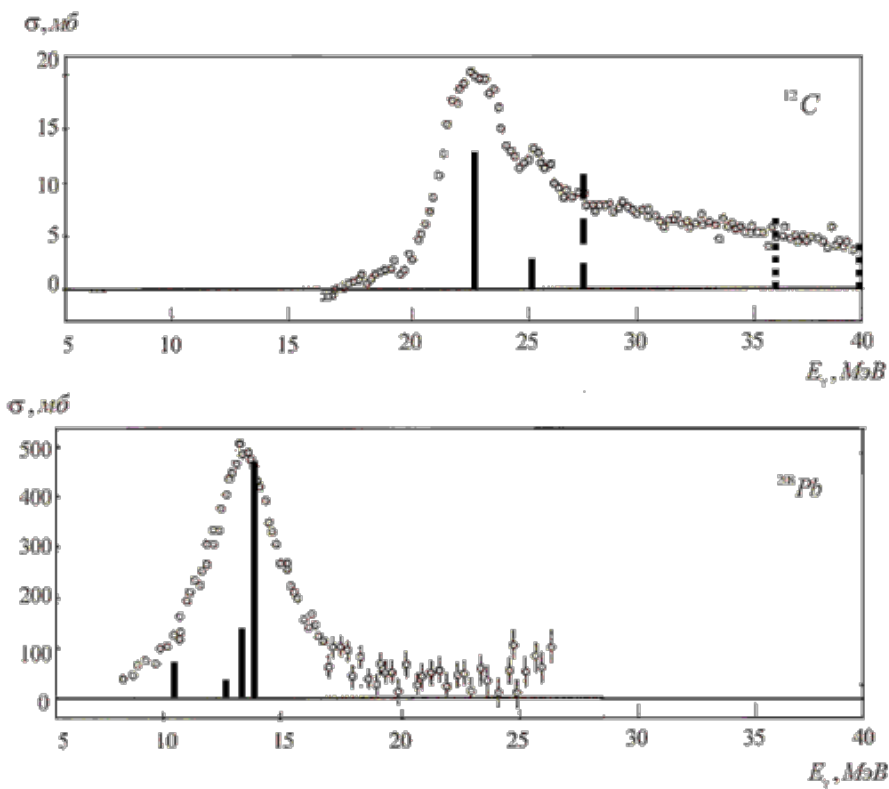


Рис. 9. Сечения поглощения фотонов ядрами  $^{12}\text{C}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Столбики — E1-переходы, полученные в многочастичной модели оболочек. Для  $^{12}\text{C}$  сплошные столбики относятся к переходам, в которых доминирующая роль принадлежит нуклонам подоболочки  $1p_{3/2}$ , пунктир — подоболочки  $1p_{1/2}$ , точки — оболочки  $1s_{1/2}$

Брауна-Болстерли приводящего к коллективизации дипольных  $1p1h$ -возбуждений. Можно сказать, что в  $^{208}\text{Pb}$  остаточные силы легко сминают сравнительно небольшой разброс энергий внешних подоболочек и формируют практически единый максимум Е1-поглощения. В то же время у  $^{12}\text{C}$  энергетический интервал, в котором расположены подоболочки, вовлеченные в процесс формирования ГДР ( $1s_{1/2}$ ,  $1p_{3/2}$ ,  $1p_{1/2}$ ,  $2s_{1/2}$ ,  $1d_{5/2}$  и  $1d_{3/2}$ ), огромен и составляет около 40 МэВ. Соответственно, различие в энергиях дипольных  $1p1h$ -возбуждений в нулевом приближении достигает 20 МэВ (они меняются от 8,7 МэВ для перехода  $1p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$  до 27,6 МэВ для перехода  $1s_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2}$ , приводящего к коллективизации дипольных  $1p1h$ -возбуждений). Можно сказать, что в  $^{208}\text{Pb}$  остаточные силы легко сминают сравнительно небольшой разброс энергий внешних подоболочек и формируют практически единый максимум Е1-поглощения. В то же время у  $^{12}\text{C}$  энергетический интервал, в котором расположены подоболочки, вовлеченные в процесс формирования ГДР ( $1s_{1/2}$ ,  $1p_{3/2}$ ,  $1p_{1/2}$ ,  $2s_{1/2}$ ,  $1d_{5/2}$  и  $1d_{3/2}$ ), огромен и составляет около 40 МэВ. Соответственно, различие в энергиях дипольных  $1p1h$ -возбуждений в нулевом приближении достигает 20 МэВ (они меняются от 8,7 МэВ для перехода  $1p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$  до 27,6 МэВ для перехода  $1s_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2}$ ). Поэтому остаточное частично-дырочное взаимодействие не в состоянии «собрать» отдельные Е1-переходы в узком энергетическом интервале и сформировать коллективизированный компактный гигантский резонанс.

Растаскивание дипольной силы Е1-переходов по большому энергетическому интервалу, которое имеет место в легких ядрах и возникает за счет сильных различий в энергиях нуклонных оболочек, называют конфигурационным расщеплением гигантского резонанса.

## 6. Конфигурационное расщепление гигантского дипольного резонанса

Явление конфигурационного расщепления гигантского резонанса 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 незамкнута, в связи с чем возможны две ветви Е1-переходов (рис. 10). На этом рисунке на примере ядер с незамкнутой внешней  $1d2s$ -оболочкой (т. е. ядер, заключенных между дважды магическими ядрами  $^{16}\text{O}$  и  $^{40}\text{Ca}$ ) показано как возникают две ветви ГДР — ветвь А переходов из внешней незаполненной  $1d2s$ -оболочки в ближайшую свободную оболочку  $1f2p$  ( $1d2s \rightarrow 1f2p$ ) и

ветвь Б переходов из наименее глубокой полностью заполненной оболочки  $1p$  в частично заполненную внешнюю оболочку  $1d2s$  ( $1p \rightarrow 1d2s$ ). Эти переходы имеют разные средние энергии. Переходы Б имеют большую энергию, чем переходы А, в силу чего эти две ветви ГДР оказываются расщепленными по энергии так как показано на рисунке. По существу можно говорить о возникновении в ядрах с незамкнутыми оболочками двух гигантских дипольных резонансов (А и Б) или двух его ветвей.

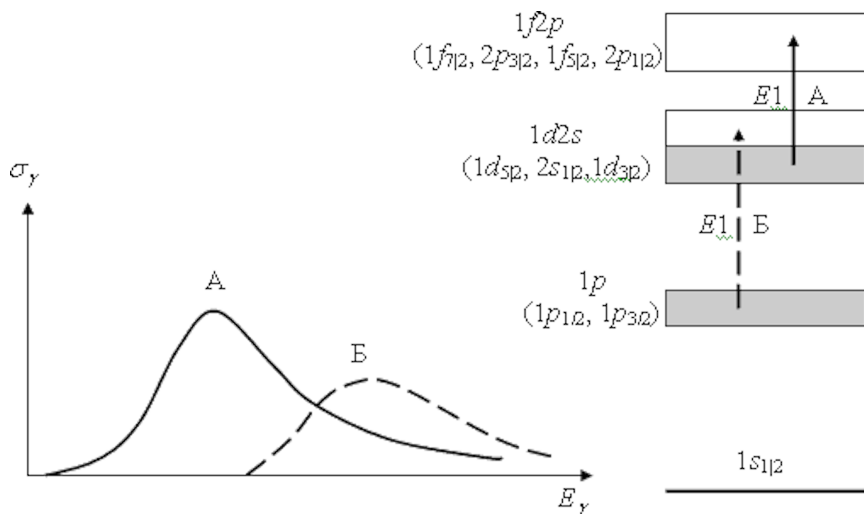


Рис. 10. Возникновение конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса у ядер  $1d2s$ -оболочки

Конфигурационное расщепление возникает за счет того, что расстояние между ядерными оболочками уменьшается по мере перехода от внутренних оболочек к внешним. На рис. 11 видно, что энергия связи нуклона замкнутой 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 замкнутой оболочки, меняется слабо и остается почти постоянной.

Энергия связи нуклона на замкнутой оболочке зависит примерно линейно от числа валентных нуклонов. Например, при заполнении нейтронной оболочки замкнутые уровни протонной оболочки смещаются вниз. Благодаря такому поведению замкнутых оболочек  $E1$ -переходы из этих оболочек смещаются относительно переходов из внешней оболочки в сторону больших энергий.

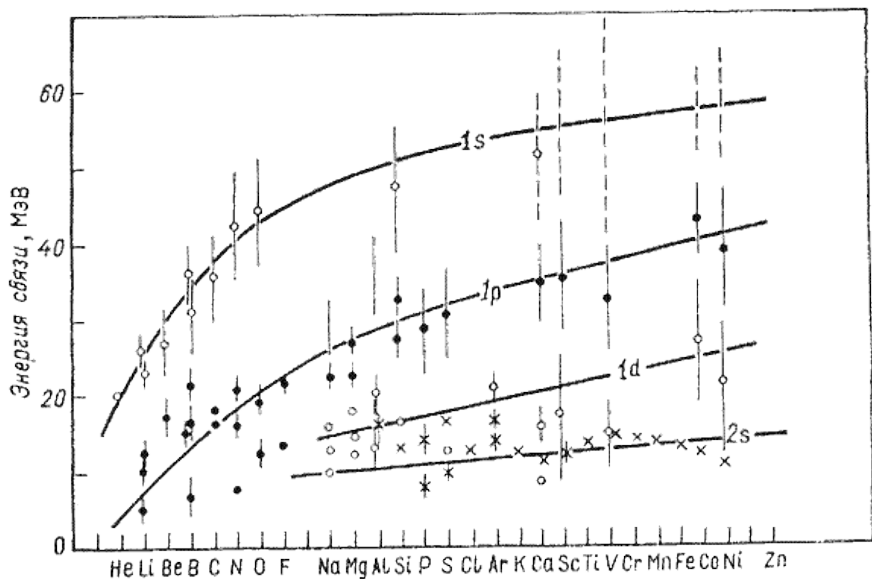


Рис. 11. Энергия связи протонов различных оболочек легких ядер по данным реакций квазиупругого выбивания протонов ( $p, 2p$ ) и ( $e, e'p$ )

Рассмотрим структуру конфигурационного расщепления на примере ядра  $^{24}\text{Mg}$  (рис. 12, 13). Полное фотонуклонное сечение (сечение фотопоглощения) этого ядра характеризуется gross-структурой из двух максимумов в районе 20 и 24 МэВ. Анализ экспериментальных парциальных сечений показал, что эти максимумы формируются соответственно ветвями А и Б гигантского резонанса. Аналогичные результаты получены и в теоретических расчетах. 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 самой глубокой подоболочкой  $1p_{3/2}$ , участвующей в формировании гигантского резонанса этого ядра. Переходы  $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$  незначительно (по данным опыта — на 1–2 МэВ) смещены относительно переходов  $1d2s \rightarrow 1f2p$  и вместе с этими последними формируют ветвь А гигантского резонанса. В расчете учтен лишь полупрямой механизм распада ГДР, поэтому расчетная ветвь Б, состоящая из трех переходов в районе  $E_\gamma = 23\text{--}27$  МэВ, представляется слишком интенсивной. Однако, как видно из хода полупрямой компоненты сечения, в рассматриваемой энергетической области статистический распад ГДР на-

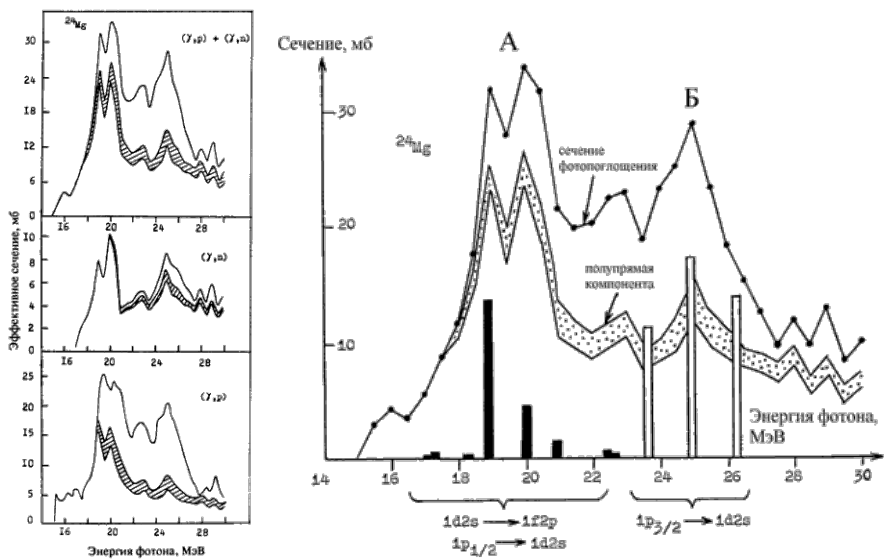


Рис. 12. Сечения реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  для ядра  $^{24}\text{Mg}$  и их сумма, являющаяся, по существу, сечением фотопоглощения  $\sigma_\gamma$ . Штриховкой показаны полупрямые компоненты этих сечений. Рис. 13. Сечение фотопоглощения  $(\sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, n))$  для ядра  $^{24}\text{Mg}$  и его полупрямая компонента. Столбики — данные теоретического расчета. Указана конфигурационная структура основных E1-переходов в различных областях гигантского резонанса

чинает превалировать, что, как мы уже знаем, должно приводить 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 полупрямого распада ГДР. Авторы расчета [65] оценивают вероятность полупрямого распада ГДР ядра  $^{24}\text{Mg}$  в районе 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, что хорошо видно из рис. 13.

В заключение отметим, что конфигурационное расщепление, как характерная структура спектра возбуждений лёгкого ядра, проявляется не только при воздействии на ядро электрического дипольного фотона, но также и при действии на него спин-изоспинового дипольного поля. Дипольное и спин-дипольное внешние поля эффективно возникают в ре-

акциях с такими пробными частицами как мюоны, пионы и нейтроны (в реакциях  $n$ ,  $p$ -перезарядки), а также в реакциях фоторождения пионов ядрами. 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.

## Литература

- [1] Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, В. Г. Неудачин, В. Г. Шевченко, Р. А. Эрамжян, Н. П. Юдин. Конфигурационное расщепление дипольного гигантского резонанса в атомных ядрах. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0578, Москва, 1988.
- [2] Б. С. Ишханов, Н. П. Юдин, Р. А. Эрамжян. Гигантские резонансы в атомных ядрах. ЭЧАЯ, т. 31, вып. 2, с. 313, 2000.
- [3] И. Айзенберг, В. Грайнер. Механизмы возбуждения ядра. Москва, Атомиздат, 1973.
- [4] Utsunomiya Hirotaki, Hashimo Stoshi, Miyamoto Shuji. The  $\gamma$ -Ray Beam-Line at NewSUBARU (DOI:10.1080/10619127.2015.1067539)