

## Гигантский дипольный резонанс в атомных ядрах

Б. С. Ишханов<sup>1,2\*</sup><sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1 стр. 2<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1 стр. 2

(Статья поступила 10.04.2014; Подписана в печать 02.06.2014)

Гигантский дипольный резонанс — коллективное возбужденное состояние атомных ядер. В макроскопических моделях ГДР описывается, как коллективное колебание протонов относительно нейтронов. ГДР наблюдается во всех атомных ядрах в энергетической области 10–30 МэВ. ГДР — эффективный метод изучения свойств атомных ядер, изучения структуры и динамики атомных ядер, механизма ядерных реакций.

PACS: 24.30.Cz, 25.20.-x УДК:539.17

Ключевые слова: гигантский дипольный резонанс, атомные ядра, коллективные состояния в атомных ядрах

## ВВЕДЕНИЕ

В сечении взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами 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. 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.

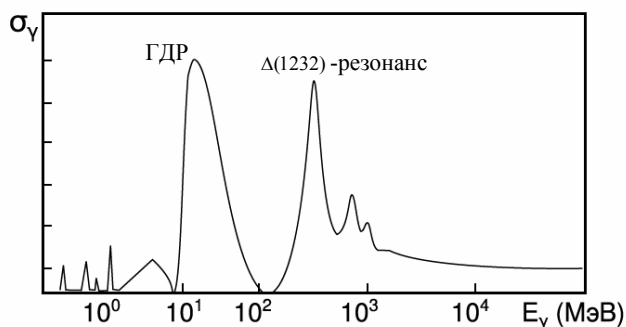


Рис. 1: Схематическая зависимость сечений фотоядерных реакций от энергии  $\gamma$ -квантов

Явление ГДР было предсказано А. Б. Мигдалом в 1945 г. [1]. В этой работе впервые была введена в ядерную физику концепция квантовых коллективных мод возбуждения атомных ядер. Было показано, что энергия максимума резонанса определяется энергией

симметрии в формуле Бете-Вайцзеккера энергии связи ядра [2] и средней кинетической энергией нуклонов в ядре. Предсказанный А. Б. Мигдалом ГДР через год был открыт Г. Болдвинном и Г. Клайбером [3, 4] в реакциях фотоделения  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и в фотонейтронных реакциях на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{63}\text{Cu}$ . В вышедшей практически сразу же работе М. Гольдхабера и Е. Теллера [5] 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 полное сечение взаимодействия фотонов с ядром зависят от числа нуклонов в ядре  $A$

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

Коллективная модель ядра в дальнейшем была развита в работах [6–9]. Однако сразу же встал вопрос, является ли ГДР одиночным максимумом или он состоит из нескольких максимумов. Ответ на этот вопрос вскоре был получен в работе [10] Л. Е. Лазаревой с сотрудниками, в которой было измерено полное сечение фотопоглощения фотонов на ядре  $^{16}\text{O}$  (рис. 2).

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

Д. Вилкинсон первый исследовал влияние дипольных переходов на структуру ГДР [11]. В работе [11] было показано, что в МНЧ также формируется ГДР. Энергетический разброс состояний ГДР обусловлен переходами нуклонов между соседними одночастичными нуклонными оболочками в ядре. Однако положения 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 частично-дырочного взаимодействия в ядре. В работах [12–14] было показано, что остаточное

\*E-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru

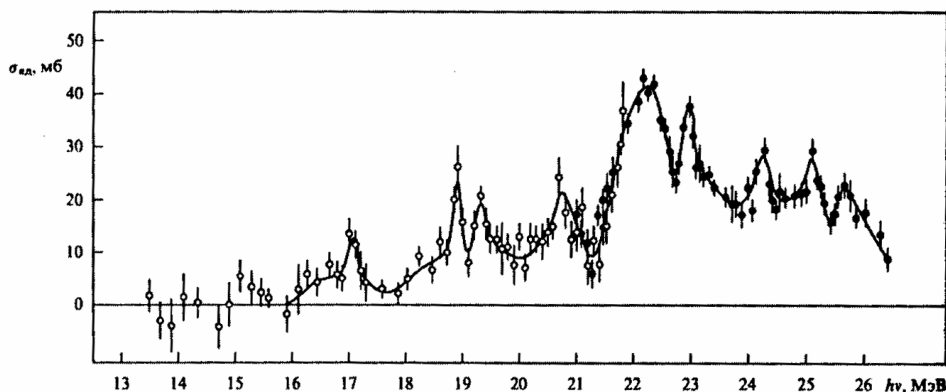


Рис. 2: Полное сечение фотопоглощения на ядре <sup>16</sup>O

взаимодействие эффективно учитывает коллективные движения нуклонов в ядре. В работе [15] 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 [16–18].

Полумикроскопическое описание фотоядерных реакций с возбуждением ГДР, прямой распад состояний ГДР подробно исследованы в работах [19, 20]. Однако вскоре стало ясно, что для более детального описания экспериментальных данных по промежуточной структуре ГДР необходимо значительно расширить базис состояний, учесть двух- и трёхквасичастичные состояния в ядре, влияние непрерывного спектра. Согласованный метод учета сложных многочастичных возбуждений развит в работах [21, 22].

Экспериментальное изучение ГДР в основном развивалось на основе двух методов: на пучках тормозного гамма-излучения и на пучках квазимонохроматических гамма-квантов, образующихся при аннигиляции ускоренных позитронов (Сакле, Ливермор) [23].

В результате экспериментов была получена обширная информация о полных сечениях  $\sigma_{tot}(E)$  взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами

$$\sigma_{tot}(E) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, p) + \dots,$$

где  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  — сечения фотонейтронных реакций с одним и двумя нейтронами в конечном состоянии соответственно,  $\sigma(\gamma, p)$  — сечение фотонейтронной реакции с одним протоном в конечном состоянии.

В результате изучения различных каналов распада ГДР были обнаружены основные закономерности образования и распада ГДР.

### 1. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГДР

Явление конфигурационного расщепления ГДР [24] обусловлено различием по энергии дипольных переходов нуклонов из разных оболочек (рис. 3). На примере ядер с незаполненной внешней оболочкой  $1d2s$  показано, как образуются две ветви ГДР:

- ветвь А — переходы из оболочки  $1d2s$  в ближайшую свободную оболочку  $1f2p$ ,
- ветвь Б — переходы из оболочки  $1p$  в частично заполненную оболочку  $1d2s$ .

Конфигурационное расщепление ГДР возникает вследствие того, что расстояние между ядерными оболочками уменьшается по мере перехода от внутренних оболочек ядра к внешним.

Экспериментально измеренное сечение фотопоглощения и результаты теоретических расчетов на ядре <sup>28</sup>Si показаны на рис. 4. Переходы групп А и Б идентифицировались на основании анализа природы возбужденных состояний конечных ядер, образующихся в результате фоторасщепления ядра <sup>28</sup>Si. Конфигурационное расщепление на ядре <sup>28</sup>Si возникает за счет сдвига к более высоким энергиям (8–10 МэВ) переходов  $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$  по сравнению с переходами  $1d2s \rightarrow 1f2p$ . Переходы  $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$  смещены на ~1,5 МэВ и вместе с переходами  $1d2s \rightarrow 1f2p$  формируют переходы группы А.

На рис. 5 показаны результаты деления ГДР ядер <sup>23</sup>Na, <sup>24</sup>Mg, <sup>27</sup>Al и <sup>28</sup>Si на компоненты А и Б. Видно, что группа переходов А имеет ширину ~5–8, МэВ и концентрируется в районе максимума ГДР ~20 МэВ, в то время как переходы группы Б разбросаны в энергетическом интервале 20–50 МэВ и не формируют отчетливый максимум, образуя медленно спадающую высокоэнергетическую часть ГДР.

По мере заполнения оболочки  $1d2s$  при переходе от <sup>23</sup>Na к <sup>28</sup>Si увеличивается интенсивность переходов группы А.

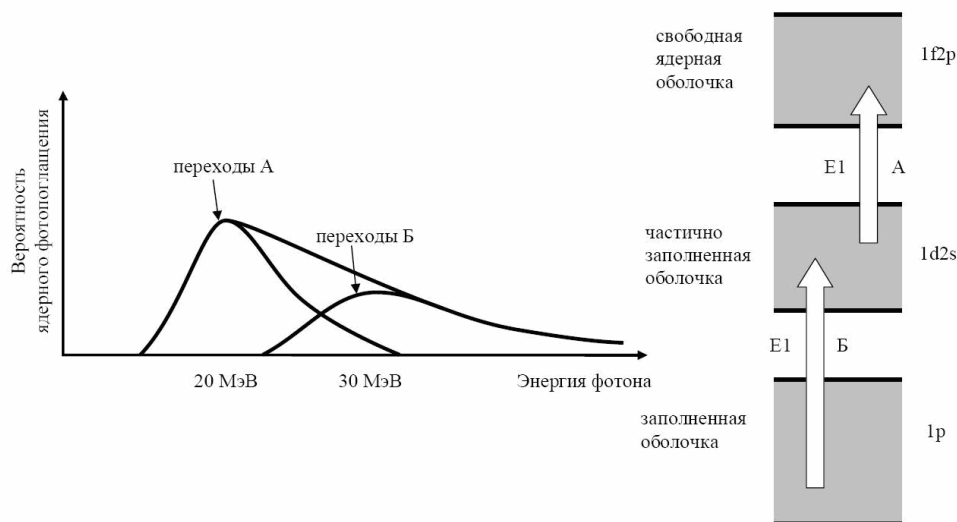


Рис. 3: Конфигурационное расщепление ГДР ядер  $1d2s$ -оболочки. Справа — одночастичные состояния модели оболочек

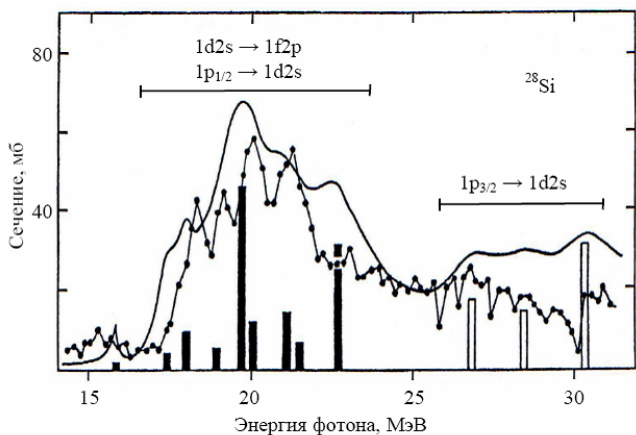


Рис. 4: Сечение фотопоглощения на ядре  $^{28}\text{Si}$ . Точки, соединенные линиями — эксперимент, столбики и плавная кривая — теоретический расчет

## 2. ИЗОСПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГДР

Особенности распада ГДР с испусканием протонов и нейтронов в зависимости от массового числа  $A$  показаны на рис. 6.

- В легких ядрах с  $A < 50$  энергии максимумов фотопротонных и фотонейтронных сечений  $E_m$  и величины интегральных сечений реакции примерно совпадают. При переходе к более тяжелым ядрам максимумы сечений фотонейтронных реакций смещаются в область более низких энергий (13–18 МэВ), в то время как максимум сечения фотопротонных реакций смещается в область более высоких энергий (23–25 МэВ).

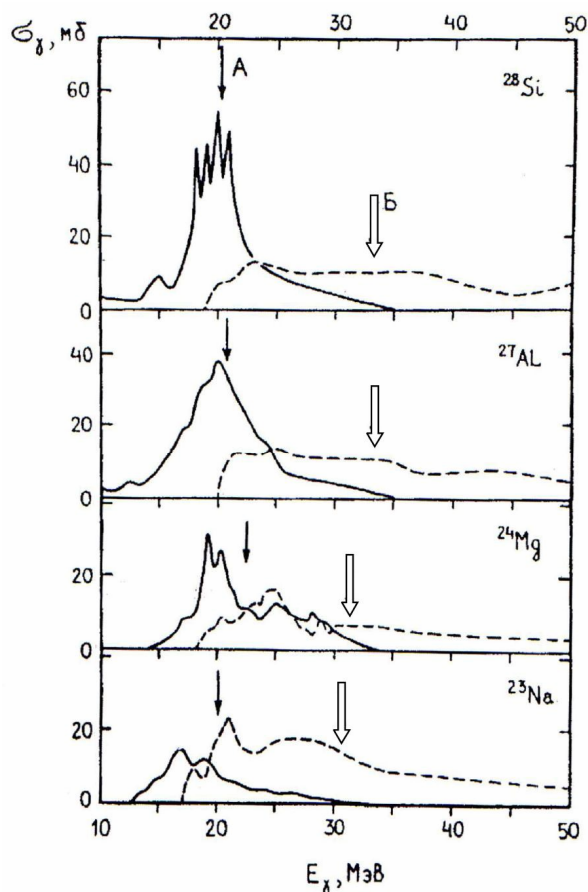


Рис. 5: Переходы группы А (сплошные линии) и В (пунктир) экспериментальных сечений фотопоглощения ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$ . Стрелками указаны центры тяжести компонент А и В

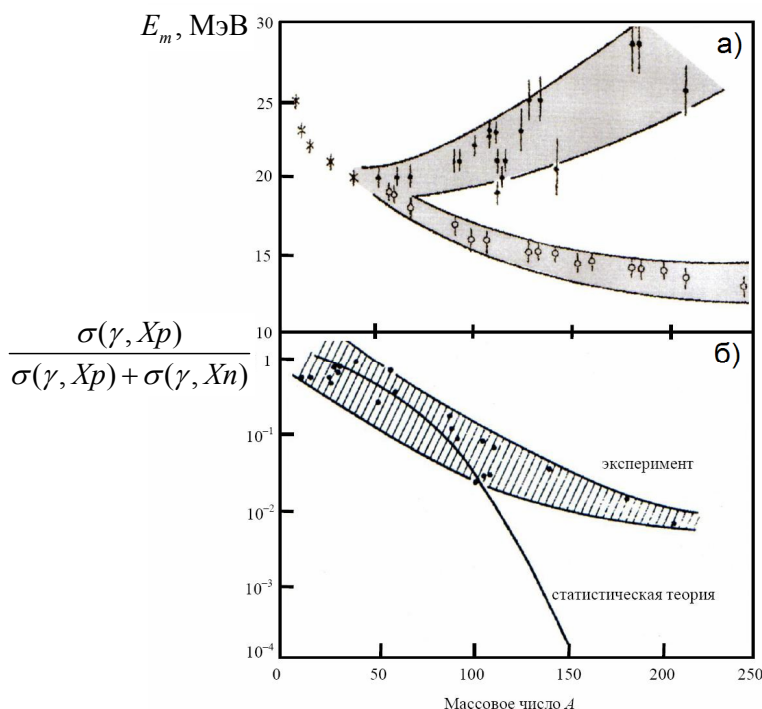


Рис. 6: Изоспиновое расщепление ГДР. а) Энергия максимумов сечений фотопротонной ( $\gamma, Xp$ ) (темные точки) и фотонейтронной ( $\gamma, Xn$ ) (светлые точки) реакций в зависимости от массового числа  $A$ . б) Экспериментально измеренные и предсказываемые статистической теорией зависимости от  $A$  относительного вклада сечений фотопротонных реакций в полное сечение поглощения  $\gamma$ -кванта

- Доля фотопротонного канала реакций в полном сечении фотопоглощения быстро уменьшается, составляя 1% в ядрах с  $A \approx 200$ . В то же время величины экспериментально измеренных сечений фотопротонных реакций на 2-3 порядка превосходят результаты теоретических расчетов на основе статистической теории распада возбужденных состояний ядра.

Обе особенности распада возбужденных состояний ГДР с испусканием протонов и нейтронов являются результатом изоспинного расщепления ГДР (рис. 7). Тяжелые ядра с  $N \neq Z$  имеют в основном состоянии изоспин  $T_0 = \frac{|N-Z|}{2}$ . Е1 фотону можно приписать значения изоспина  $T = 1$  и его проекции  $T_z = 0$ . Поэтому в ядрах с  $N \neq Z$  при поглощении Е1 фотонов возбуждаются две группы состояний с  $T_< = T_0$  и  $T_> = T_0 + 1$ . Соотношение вероятностей возбуждения этих состояний описывается выражением [25].

$$\frac{C^2(T_>)}{C^2(T_<)} = \frac{1}{T_0} \left( \frac{1 - 1,5T_0A^{-2/3}}{1 + 1,5T_0A^{-2/3}} \right).$$

Величина расщепления состояний с  $T_<$  и  $T_>$  по энергии описывается соотношением [25]

$$E(T_>) - E(T_<) = 60(T_0 + 1)/A \text{ МэВ.}$$

Распад состояний с  $T_>$  по нейтронному каналу на основное и низкорасположенные состояния с  $T_0 - 1/2$  ядра ( $N - 1, Z$ ) запрещен правилами отбора по изоспину, что усиливает распад состояний с  $T_>$  по протонному каналу и приводит к согласию с экспериментом.

На рис. 7 на примере распада изотопов  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{139}\text{Lu}$  в результате фотоядерных реакций по протонному и нейтронному каналам отчетливо видны особенности изоспинного расщепления ГДР.

### 3. ГДР В ТЯЖЕЛЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

В тяжелых деформированных ядрах отчетливо проявляется уширение ГДР по сравнению со сферическими ядрами [26]. Этот эффект можно наблюдать на примере сечений фотопоглощения на четно-четных изотопах неодима Nd (рис. 8). По мере увеличения параметра деформации  $\beta$  от 0,1 до 0,2 в изотопах  $^{142}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Nd}$  ширина ГДР увеличивается от 4,4 МэВ до 7,2 МэВ. В  $^{150}\text{Nd}$  при величине параметра деформации  $\beta = 0,27$  наблюдается расщепление ГДР на две компоненты с максимумами при энергиях 12,5 МэВ и 15,5 МэВ. Расщепление ГДР в деформированных ядрах объясняется в коллективной модели ядра как проявление колебаний ядра под действием электромагнитного поля вдоль большой и малой осей ядерного эллип-

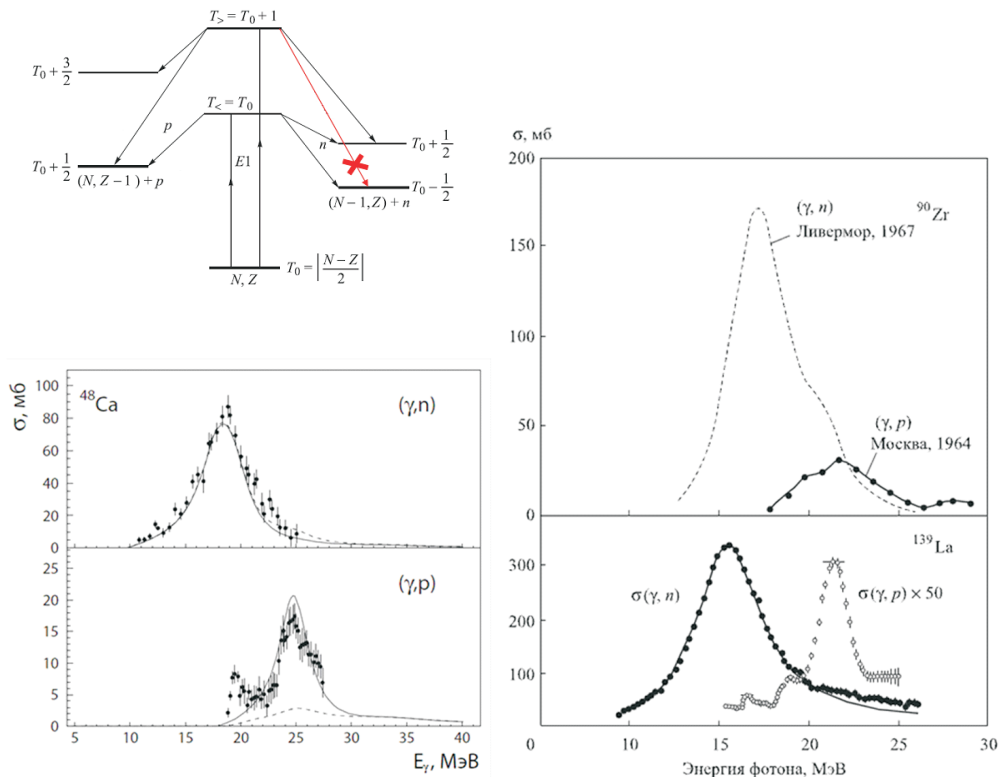


Рис. 7: Изоспиновое расщепление ГДР. Показаны сечения реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  на изотопах  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{139}\text{Lu}$

соида.

#### 4. ФОТОДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

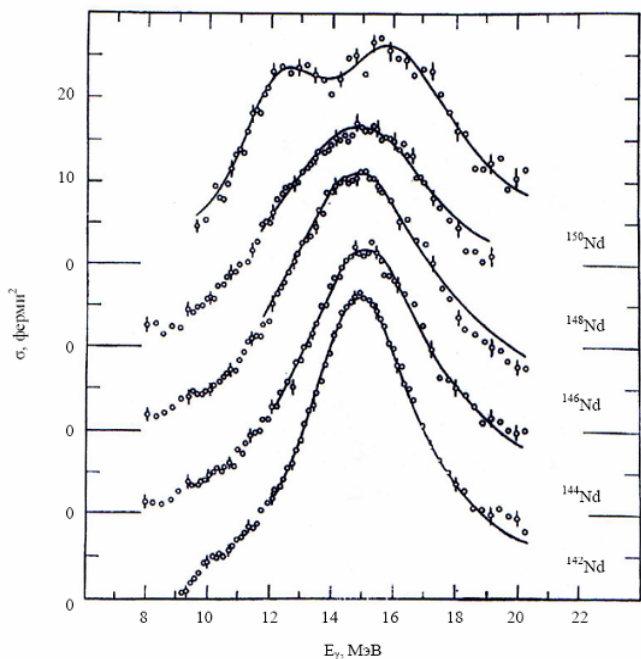


Рис. 8: Сечения фотопоглощения на четно-четных изотопах неодима [26]

В тяжелых ядрах наряду с распадами возбужденных состояний с испусканием протонов и нейтронов открывается ещё один канал распада ГДР — деление ядра. На рис.9 показаны сечения полного поглощения фотонов в области энергии до 20 МэВ и каналы распада с испусканием одного  $(\gamma, n)$ , двух  $(\gamma, 2n)$  нейтронов, а также канал реакции фотоделения  $(\gamma, f)$  на ядре  $^{238}\text{U}$ . Канал реакции фотоделения составляет ~20–25% полного сечения фотопоглощения. В реакциях фотоделения обычно изучают зарядовые и массовые распределения осколков деления, дающие информацию о динамике формы ядра в процессе деления, влиянии оболочечной структуры ядра на процесс деления. На рис. 10 показано массовое распределение осколков деления ядра  $^{238}\text{U}$  при энергиях возбуждения 11,9 МэВ, 13,7 МэВ, 14,4 МэВ и 15,6 МэВ [27]. Увеличение энергии возбуждения ядра  $^{238}\text{U}$  приводит к увеличению вклада канала симметричного деления по сравнению с вкладом несимметричного деления на два осколка различной массы.

#### 5. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГДР

Гигантский дипольный резонанс изучается в течение ~70 лет. За это время было выполнено огромное чис-

Таблица I: Зависимость ширины гигантского дипольного резонанса от параметра деформации  $\beta$

Изотопы неодима	Ширина ГДР $\Gamma$ , МэВ	Параметр деформации, $\beta$
$^{142}\text{Nd}$	4,4	0,10
$^{144}\text{Nd}$	5,3	0,11
$^{146}\text{Nd}$	6,0	0,15
$^{148}\text{Nd}$	7,2	0,19
$^{150}\text{Nd}$	Расщепление ГДР на две компоненты	0,27

ло экспериментальных и теоретических исследований. В настоящее время, по-видимому, не следует ожидать обнаружения каких-то неожиданных явлений в области энергии ГДР. На рис. 11 приведены сечения реакций ( $\gamma, xn$ ) в области энергии ГДР для нескольких ядер от ядра  $^{16}\text{O}$  до ядра  $^{208}\text{Pb}$ .

Рис. 11 ярко отражает основные особенности ГДР.

- Гигантский дипольный резонанс наблюдается на всех без исключения ядрах, начиная с дейтрона — ядра, имеющего  $A = 2$ .
- Положение максимума ГДР описывается соотношением  $E \approx 78A^{-1/3}$  МэВ.
- Интегральное сечение ГДР описывается соотношением  $\sigma_{int} = \int \sigma(E)dE \approx 60 \frac{NZ}{A}$  МэВ·мб.
- В легких и средних ядрах с  $A < 100$  наблюдается конфигурационное расщепление ГДР, обусловленное оболочечной структурой ядра.
- В деформированных эллипсоидальных ядрах наблюдается расщепление максимума ГДР на две компоненты, обусловленные колебанием ядра вдоль большой ( $a$ ) и малой ( $b$ ) осей ядерного эллипсоида

$$E_a = 78 \frac{r_0}{a} \text{ МэВ}, \quad E_b = 78 \frac{r_0}{b} \text{ МэВ}$$

$$\Delta E = E_b - E_a = 78A^{-1/3}\beta \text{ МэВ}$$

- Основными каналами распада ГДР являются распада с испусканием протонов и нейтронов.
- Изучение канала распада ГДР с испусканием протонов даёт уникальную информацию об изоспиновых особенностях структуры атомных ядер.
- В тяжелых ядрах с  $A > 200$  открывается канал деления атомных ядер. Изучение этого канала распада ГДР даёт информацию о динамике ядерной материи в процессе деления ядер.

- Изучение ГДР заложило основы физики мультипольных гигантских резонансов в атомных ядрах.
- Состояния ГДР могут возбуждаться не только в фотонном канале. В настоящее время ГДР активно изучается в реакциях под действием виртуальных фотонов, пионов, нуклонов и т.д.

Изучение свойств ГДР позволило глубже понять основы коллективных движений в атомных ядрах, связать в рамках единой концепции коллективное и одночастичное движение в ядрах, а свойства ГДР — с такими глобальными характеристиками атомного ядра, как число протонов и нейтронов в ядре, исследовать изменение свойств атомных ядер при удалении от долины стабильности, динамику возбужденной ядерной материи и многое другое. Изучая ГДР, мы многое узнали о свойствах атомных ядер. Нужно ли продолжать изучать фотоядерные реакции в области энергий ниже 100 МэВ? Ответ на этот вопрос — безусловно, положительный, так как остаётся ещё целый ряд нерешенных проблем.

- Проблема парциальных сечений фотоядерных реакций. До сих пор не получило однозначного объяснения различие в данных, полученных в результатах однотипных экспериментов на пучках тормозных и квазимонохроматических фотонов (Сакле и Ливермор). Необходимо создать базу оцененных сечений фотоядерных реакций. Эти данные будут полезны для решения различных прикладных задач.
- 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 даёт информацию о ядрах, удаленных от полосы  $\beta$ -стабильности, сильно перегруженных протонами, нейтронами.

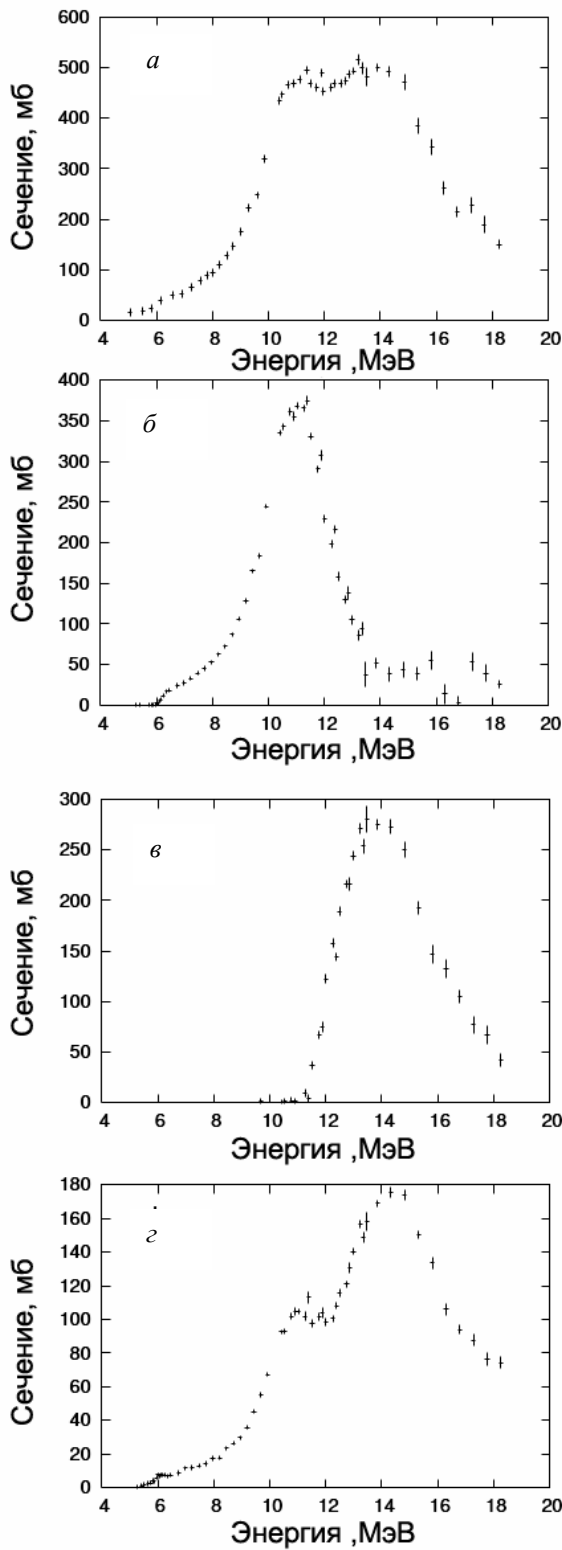


Рис. 9: Фоторасщепление изотопа  $^{238}\text{U}$ . а) сечение поглощения, б) сечение реакции  $(\gamma, n)$ , в) сечение реакции  $(\gamma, 2n)$ , г) сечение канала реакции фотоделения  $(\gamma, f)$

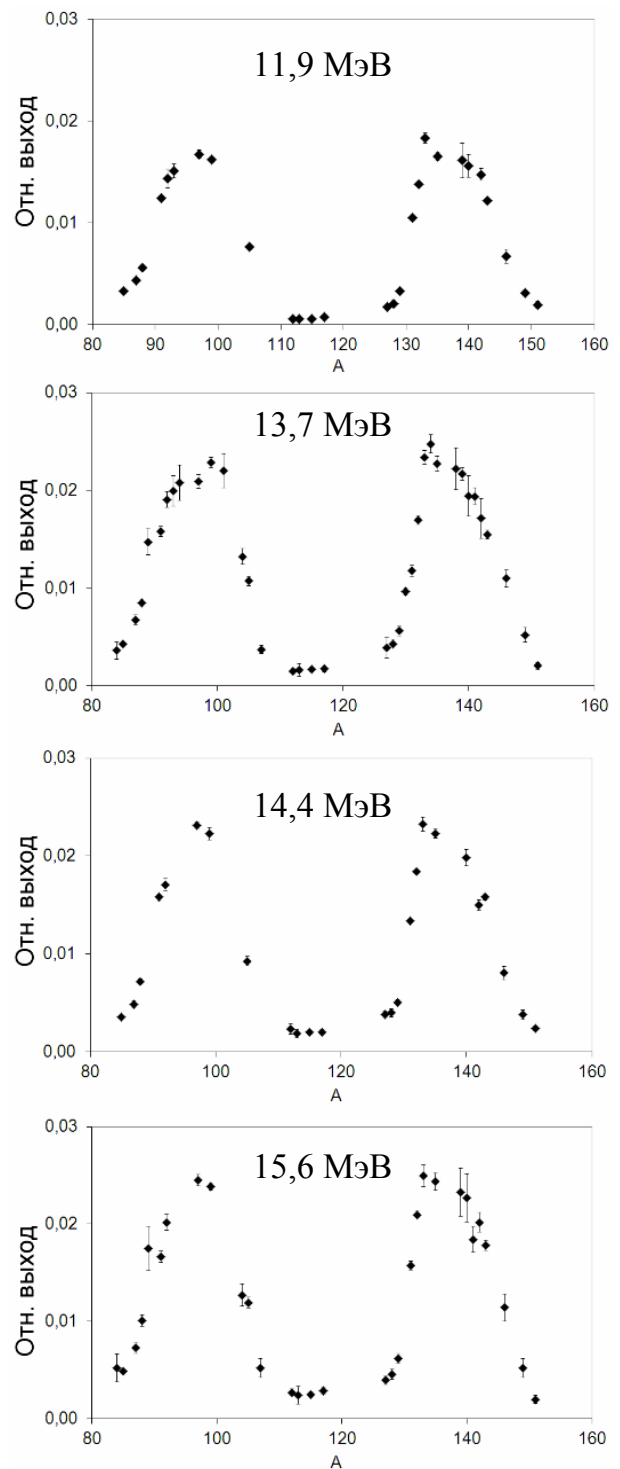


Рис. 10: Массовое распределение осколков деления ядра  $^{238}\text{U}$  при различных значениях энергии возбуждения [27]

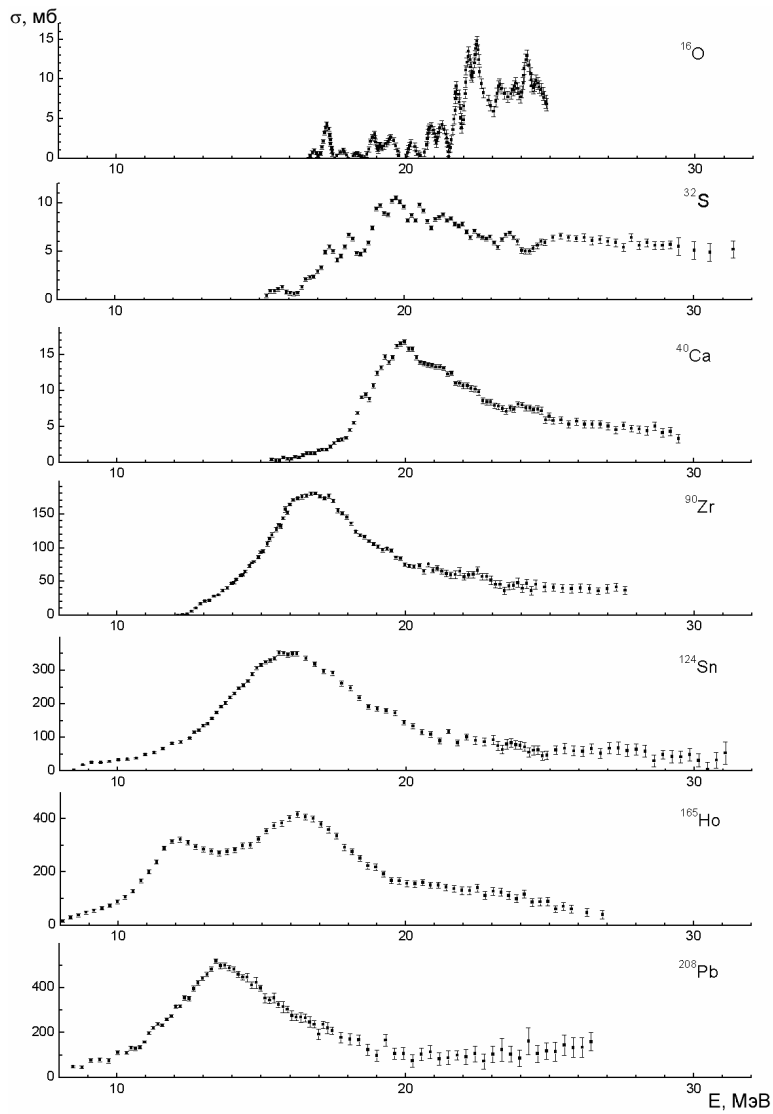


Рис. 11: Сечения реакций ( $\gamma, n$ ) в области энергий ГДР

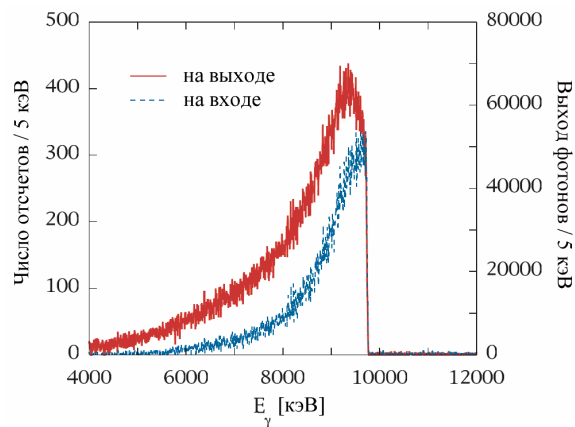


Рис. 12: Спектр  $\gamma$ -квантов LCS-источника, измеренный с помощью германиевого спектрометра [28]. Спектр  $\gamma$ -квантов на входе детектора получен с учетом его функции отклика



- Данные, которые извлекаются из анализа фотоядерных реакций, важны для современной астрофизики. Известно, что большинство ядер тяжелее железа образуется в реакциях под действием нейтронов в результате s- и g-процессов в звездах. Однако 35 легких изотопов (p-нуклиды) находятся в стороне от траектории s- и g-процессов и не могут образовываться в реакциях под действием нейтронов. Одним из механизмов образования p-нуклидов являются реакции фоторасщепления ядер под действием  $\gamma$ -квантов. Поэтому фотоядерные реакции с вылетом нескольких нуклонов крайне важны для понимания астрофизических процессов. В то же время имеющаяся информация о таких реакциях крайне ограничена, а зачастую и противоречива.
- В последние годы активно изучается ещё одна коллективная мода возбуждения атомных ядер — пигми-резонанс. Изучение этой моды колебаний ядерной материи даёт информацию о структуре ядер с большим значением изоспина. Одна из возможных интерпретаций пигми-резонанса — колебание протонного или нейтронного избытка относительно устойчивого кора атомного ядра. Это — новая информация о свойствах ядер, удаленных от полосы  $\beta$ -стабильности, об оболочечной структуре основных состояний ядер, взаимном влиянии процессов заполнения ядерных оболочек протонами и нейтронами.

Для дальнейшего продвижения в физике фотоядерных реакций нужны новые источники  $\gamma$ -квантов. В последние годы в нескольких зарубежных лабораториях созданы источники  $\gamma$ -излучения на основе рассеяния интенсивных пучков лазерного излучения на встречных пучках ускоренных электронов — Laser Compton

Scattering (LCS):

- University of Carolina, Hill, NC, USA,
- Triangle Universities Nuclear Lab, USA,
- National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba, TERAS, Japan.

На рис. 12 показан спектр  $\gamma$ -квантов LCS источника, измеренный с помощью германиевого спектрометра.

Такие источники  $\gamma$ -излучения имеют определенные преимущества перед действующими источниками тормозного излучения, т. к. имеют высокое энергетическое разрешение, достигающее величины  $\Delta E/E \approx 10^{-4}$ . Кроме того, в LCS-источниках фон от низкоэнергетических фотонов резко уменьшается с уменьшением энергии фотонов. Для продолжения исследований крайне перспективной области фотоядерных исследований необходимо создание LCS-источников фотонов в России. Эксперименты на таких установках позволят получить качественно новую информацию о свойствах атомных ядер.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение природы гигантского дипольного резонанса оказало огромное влияние на формирование современных представлений о динамике атомного ядра. Описание ГДР в рамках коллективных моделей и моделей ядерных оболочек показало, что детальное описание экспериментальных данных может быть получено лишь при учете одночастичных и коллективных степеней свободы ядра. Большую роль в формировании ГДР играют эффекты симметрии атомных ядер, описывающие такие проявления ГДР, как конфигурационное и изоспиновое расщепления ГДР, расщепление ГДР в сильно деформированных ядрах.

---

[1] Мигдал А. Б. ЖЭТФ. **15**, 81 (1945).  
 [2] Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра. (М.: Книжный дом «Либроком», 2013).  
 [3] Baldwin G. C., Klaiber G. S. Phys. Rev. **71** No. 1. (1947).  
 [4] placeBaldwin G. C., Klaiber G. S. Phys. Rev. **73** No. 10. (1948).  
 [5] Goldhaber M., Teller E. Phys. Rev. **74** No. 9. (1948).  
 [6] Danos M. Ann. d. Phys. (Leipzig). **10**, 265. (1952).  
 [7] Okamoto K. Progr. Theor. Phys. **15**, 75. (1956).  
 [8] Danos M., Greiner W. Phys. Rev. B. **134**, 284. (1964).  
 [9] Huber M. G., Danos M., Weber H. J., Greiner W. Phys. Rev. **155**, 1073. (1968).  
 [10] Бургов Н. А., Данилян Г. В., Долбилкин Б. С., Лазарева Л. Е., Николаев Ф. А. Известия АН СССР. **27**, 866. (1963).  
 [11] Wilkinson D. H. Physica. **22**, 1039, 1043, 1058. (1956).  
 [12] Elliott J. P., Flowers B. H. Proc. Roy. Soc. **A242**, 57. (1956).  
 [13] Brown G. E., Bolsterli M. Phys. Rev. Lett. **3**, 472. (1959).  
 [14] Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. ЖЭТФ. **39**, 108. (1960).  
 [15] Балашов В. В., Чернов В. М. ЖЭТФ. **43**, 227. (1962).  
 [16] Соловьев В. Г. ЭЧАЯ. **9**, вып. 4. (1978).  
 [17] Малов Л. А., Соловьев В. Г. ЭЧАЯ. **2**, вып. 2. (1980).  
 [18] Вдовин А. И., Соловьев В. Г. ЭЧАЯ. **14**, вып. 2. (1983).  
 [19] Urin M. H. Nuclear Physics. **A 811**, 107–126. (2008).  
 [20] Горелик М. Л., Урин М. Г. Ядерная физика. **69** №2, 241–251. (2006).  
 [21] Камерджиев С. П., Ткачев В. Н. Ядерная физика. **43**, 1426. (1986).  
 [22] Kamerdzhiiev S., Speth J., Tertychny G., Tselyaev V. Nucl. Phys. **A555**, 90. (1993).  
 [23] Варламов В. В., Ишханов Б. С., Капитонов И. М. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. (М.: Университетская книга, 2008).  
 [24] Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Эрамжян Р. А., Юдин Н. П. УФН. **160**, вып. 3. (1990).  
 [25] Fallieros S., Goulard B. Nucl. Phys. **35**, 676. (1962).  
 [26] Carlos P. et al. Nucl. Phys. **A172**, 437. (1971).

- [27] *Ишханов Б. С., Кузнецов А. А.* Ядерная физика (в печати). [28] *Utsunomiya H. et al.* Phys. Rev. **C 81**, 035801. (2010).

## Giant dipole resonance in atomic nuclei

**B. S. Ishkhanov**<sup>1,2</sup> *<sup>1</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University,  
1(2), Leninskie gory, GSP-1, Moscow 119991, Russian Federation  
<sup>2</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,  
1(2), Leninskie gory, GSP-1, Moscow 119991, Russian Federation  
E-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru*

Giant dipole resonance is a collective excitation of atomic nuclei. In the macroscopic interpretation giant dipole resonance is a collective oscillation of all protons against all neutrons in a nucleus. Giant dipole resonance occurs systematically in most nuclei with energies typically in the range of 10–30 MeV. GDR is an efficient tool to probe nuclear properties, for study of structure and dynamics of atomic nuclei, nuclear reaction mechanism.

PACS: 24.30.Cz, 25.20.-x

Keywords: giant dipole resonance, atomic nuclei, collective states in atomic nuclei

Received 10.04.2014

### Сведения об авторах

Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой общей ядерной физики физического факультета МГУ, начальник отдела электромагнитных процессов в атомных ядрах НИИЯФ МГУ. Тел. (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru