

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Дипольный гигантский резонанс и развитие представлений о динамике ядра

(К 50-летию выхода в свет работы А.Б. Мигдала  
"Квадрупольное и дипольное  $\gamma$ -излучение ядер")

М. Данос, Б.С. Ишханов, Н.П. Юдин, Р.А. Эрамжян

*Пятьдесят лет назад А.Б. Мигдал в своей работе "Квадрупольное и дипольное  $\gamma$ -излучение ядер" неявно ввел в ядерную физику концепцию динамической коллективной модели и на ее основе предсказал явление дипольного гигантского резонанса (ДГР). Развитие теории ДГР оказало огромное влияние на формирование современных представлений о динамике ядра. В настоящей работе, после краткого исторического введения, прослеживаются концептуальные аспекты последующей эволюции представлений о природе ДГР. Они прошли сложный путь от первоначального отождествления ядра с жидкокаплевидной моделью до представления его как системы независимых нуклонов. Исследования последних лет позволили понять взаимосвязь этих, на первый взгляд диаметрально противоположных концепций, сблизить их и продемонстрировать эквивалентность описания явления ДГР в обоих подходах.*

PACS numbers: 21.60.Ev

### Содержание

1. Введение (1345).
  2. ДГР как возбуждение коллективной моды ядра (1346).
  3. ДГР как возбуждение одночастичных степеней свободы ядра (1348).
  4. Явная связь одночастичных и коллективных степеней свободы. Уравнения Власова (1350).
  5. Распадные свойства ДГР (1351).
  6. Заключение (1353).
- Список литературы (1354).

### 1. Введение

**1.1.** В этом году исполняется пятьдесят лет со времени публикации работы А.Б. Мигдала "Квадрупольное и дипольное  $\gamma$ -излучение ядер" [1]. И название, и конкретный результат этой работы — указание на сильный сдвиг вверх по энергии интенсивных дипольных переходов в атомных ядрах — на первый взгляд имеют чисто "локальное" значение. В действительности же работа

Аркадия Бейнусовича занимает в истории ядерной физики особое место.

Во-первых, в этой работе было предсказано одно из значительнейших явлений в ядерной физике — явление дипольного гигантского резонанса (ДГР). ДГР — это широкий (5–10 МэВ) максимум в кривой поглощения  $\gamma$ -квантов атомными ядрами, расположенный у тяжелых ядер в области энергий 14–16 МэВ. В легких ядрах он смешен в область несколько больших энергий (20–25 МэВ). Можно без всякого преувеличения сказать, что формирование ДГР, а также гигантских резонансов другой природы, их свойства и роль в различных ядерных процессах были тем центральным пунктом, вокруг которого на протяжении последних 30–35 лет шли основные дискуссии в ядерной физике.

Во-вторых, А.Б. Мигдал первым понял, что основная характеристика ДГР — энергия его максимума — определяется, с одной стороны, энергией симметрии (точнее, коэффициентом  $\beta$ ) в формуле Бете–Вайцзеккера для энергии связи ядра, с другой — средней кинетической энергией нуклонов, которую он извлекал, используя правила сумм.

И, наконец, в-третьих, что, пожалуй, является не менее важным, чем предсказание ДГР, в рассматриваемой работе фактически впервые в ядерную физику была введена концепция квантовых коллективных мод возбуждения.

**1.2.** Отложив обсуждение концептуальных вопросов работы А.Б. Мигдала и современных взглядов на ДГР на следующие разделы, сделаем здесь небольшой экскурс в историю ядерной физики.

**М. Данос.** Национальный институт стандартов и технологии, Гейтсберг, MD 20899 и Институт Энрико Ферми, Университет Чикаго, Чикаго, Иллинойс, США

E-mail: danos@enh.nist.gov

**Б.С. Ишханов, Н.П. Юдин.** Физический факультет Московского университета, 119899 Москва, Воробьевы горы, Россия

Тел. (095) 939-56-35. E-mail: bsi@cdfe.npi.msu.su

**Р.А. Эрамжян.** Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, ул. 60-летия Октября, Россия

Тел. (095) 135-05-78. E-mail: eramzhyan@ms1.inr.ac.ru

Статья поступила 26 апреля 1995 г.

Предсказанный Мигдалом ДГР был открыт через несколько лет Болдиным и Клейбером [2]. Вскоре после этого Гольдхабером и Теллером [3] ДГР был истолкован как проявление коллективных, т.е. связанных с синхронным движением большого числа нуклонов, дипольных протон-нейтронных колебаний. Одна из рассмотренных Гольдхабером и Теллером моделей колебаний — гидродинамическая модель (модель III) — была развита затем в работах Штейнведеля и Йенсена [4] и Даноса [5]. Зависимость свойств ДГР от формы ядра исследовалась в работах Окамото [6] и Даноса [7]. Примерно в то же время Рейнвотером [8] были введены в ядерную физику поверхностные моды колебаний, которые позднее исследовались О. Бором и Моттельсоном [9, 10] и многими другими авторами. Полная динамическая модель связанных дипольных и поверхностных колебаний была сформулирована в начале 60-х годов Даносом и Грейнером [11], а также Семенко [12]. Некоторые аспекты взаимодействия фотонов с ядрами в рамках общих концепций рассматривались Балдиным [13]. Следует указать на важную роль, которую сыграла работа [14], где измерялось упругое рассеяние фотонов с энергией 17,6 МэВ на ряде ядер. Полученные результаты были использованы для закрепления позиций коллективной модели [15].

Наряду с развитием и широким использованием концепции коллективных форм движения в ядре в конце 40-х и начале 50-х годов в ядерную физику в буквальном смысле ворвались идеи о независимом движении нуклонов и особой роли одночастичных степеней свободы [16]. Конечным итогом широкого исследования проявлений в ядрах этих степеней свободы явилась общая уверенность в том, что атомное ядро в первом приближении представляет собой систему независимо движущихся нуклонов (модель независимых частиц — МНЧ). В связи с этим на первый план вышла проблема интерпретации ДГР в терминах одночастичных степеней свободы и общего соотношения коллективных и одночастичных форм движения.

Вилкинсон [17] был первым, кто исследовал общие свойства дипольных переходов в МНЧ. Выяснилось, что такие дипольные переходы группируются в области энергий, равных среднему энергетическому расстоянию между оболочками. Это означало, что в МНЧ также возникает явление ДГР, но его энергия в тяжелых ядрах примерно в два раза меньше наблюдаемой на опыте. При этом "коллективность" ДГР в указанном выше смысле как будто отсутствовала.

В начале 50-х годов Рейфман, работавший под руководством Гейзенberга, в ныне совсем забытой заметке [18] продемонстрировал, что, говоря современным языком, в рамках МНЧ с учетом остаточного взаимодействия может реализовываться коллективное движение. Вскоре после этого Бринк [19] указал, что в МНЧ с осцилляторным потенциалом могут быть сформированы такие конфигурации, которые соответствуют возбуждению по разности центров масс протонов и нейтронов. Иными словами, можно сказать, что в МНЧ потенциально содержится коллективная модель дипольных колебаний.

Роль остаточного взаимодействия в формировании ДГР исследовалась также в работах группы Московского университета [20]. Наконец, Эллиотом и Флауэрсом [21] и в большей мере Брауном и Болстерли [22] был в

явном виде указан частично-дырочный механизм формирования коллективных форм движения нуклонов в МНЧ. Соответствующий этому механизму математический аппарат называется сейчас приближением RPA (Random phase approximation — приближение хаотических фаз). После этого создалась более или менее стройная картина формирования ДГР (а также других гигантских резонансов) в ядрах, согласующаяся в своих основных чертах с экспериментальными данными. На этой основе возникла целая частично-дырочная индустрия исследования ДГР и других гигантских резонансов. Наиболее важными этапами развития этой индустрии были следующие:

- детальное исследование вида феноменологического частично-дырочного взаимодействия [23];
- выяснение механизмов диссипации коллективных форм движения [24–27];
- включение в схему RPA немагнитических ядер [28–31];
- создание Мигдалом с сотрудниками стройной теории конечных ферми-систем [32–34];
- разработка методов учета в RPA непрерывного спектра одночастичных возбуждений [35–37];
- установление связи реалистических нуклон-нуклонных сил с эффективным частично-дырочным взаимодействием [38];
- установление эквивалентности аппарата RPA и макроскопического аппарата уравнения Власова для бесстолкновительной плазмы. Это позволило под новым углом зрения взглянуть на соотношения коллективного и одночастичного движений в ядрах [39–41].

Основные вехи в развитии физики фотоядерных исследований на раннем этапе подробно отражены в сборнике [42]. Последующее развитие теории и новые экспериментальные данные содержатся в недавно вышедшем сборнике [43].

## 2. ДГР как возбуждение коллективной моды ядра

**2.1.** В современных терминах оценка Мигдалом средней энергии  $\bar{\omega}$  поглощаемых дипольных фотонов осуществлялась исходя из формулы

$$\bar{\omega} = \left( \frac{\sigma_{\text{int}}}{\sigma_{-2}} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где

$$\sigma_{\text{int}} = \int \sigma(\omega) d\omega \quad (2)$$

есть проинтегрированное по энергии полное сечение  $\sigma(\omega)$  поглощения фотона ядром и

$$\sigma_{-2} = \int \frac{\sigma(\omega)}{\omega^2} d\omega. \quad (3)$$

Считая для простоты, что потенциальная энергия коммутирует с координатами нуклонов (в действительности это не так из-за обменных и спин-орбитальных сил), получим, что  $\sigma_{\text{int}}$  является безмодельной величиной:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{int}} &= 4\pi^2 \sum_n \omega_{n0} |\hat{d}_{n0}|^2 = 4\pi^2 \langle 0 | [\hat{d} [\hat{H} \hat{d}]] | 0 \rangle = \\ &= 4\pi^2 \langle 0 | [\hat{d} [\hat{T} \hat{d}]] | 0 \rangle = \frac{2\pi^2 e^2}{M} \frac{NZ}{A}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $|0\rangle$  — вектор основного состояния ядра,  $\hat{T}$  — оператор кинетической энергии,  $\hat{d}$  — оператор дипольного перехода:

$$\hat{d} = e \left\{ \sum_{i=1}^Z \hat{z}_i \frac{N}{A} - \sum_{i=Z+1}^{N+Z} \hat{z}_i \frac{Z}{A} \right\}, \quad (5)$$

где оператор  $\hat{z}_i$  —  $z$ -проекция координаты  $i$ -го нуклона,  $M$  — масса нуклона,  $A$ ,  $N$ ,  $Z$  — массовое число, числа нейтронов и протонов, соответственно;  $[\hat{H}\hat{d}]$  и  $[\hat{T}\hat{d}]$  — коммутаторы полного гамильтониана кинетической энергии ядерной системы с оператором дипольного перехода.

Если принять во внимание обменный характер ядерных сил, то в формулу (4) необходимо внести небольшую поправку — отношение эффективной массы нуклона в ядре ( $M^*$ ) к массе свободного нуклона. Однако эта поправка лишь слегка изменит количественный результат, полученный в работе [1].

Напротив, величина  $\sigma_{-2}$  является модельно зависимой, и Мигдал оценил ее, используя коллективные координаты. Нетрудно видеть, что  $\sigma_{-2}$  с точностью до множителя совпадает со статической поляризуемостью  $\alpha$  ядра:

$$\sigma_{-2} = 2\pi^2 \alpha. \quad (6)$$

Поляризуемость  $\alpha$  может быть найдена по величине дипольного момента, наведенного внешним электрическим полем. В свою очередь наведенный дипольный момент ядра определяется минимизацией энергии ядра во внешнем поле. Исходя из локального варианта формулы Бете—Вайцзеккера для энергии связи ядра, в котором, например, энергия симметрии

$$E_s = \frac{\beta(N-Z)^2}{A} \quad (7)$$

принимает вид

$$E_s = \beta \int d^3x \frac{[\rho_p(\mathbf{x}) - \rho_n(\mathbf{x})]^2}{\rho(\mathbf{x})}, \quad (8)$$

где  $\rho_{p,n}(\mathbf{x})$  — плотности протонов и нейтронов, соответственно, и полагая  $\rho = \rho_p + \rho_n = \text{const}$ , Мигдал получил, что поляризуемость  $\alpha$  ядра определяется формулой

$$\alpha = \frac{e^2 R^2 A}{40\beta}, \quad (9)$$

где  $R$  — радиус ядра. Подставив, далее, (6) в (1), он нашел, что при  $A = 200$ ,  $Z = 80$  и  $R = 5$  фм

$$\bar{\omega} \simeq 16 \text{ МэВ}. \quad (10)$$

**2.2.** Рассмотрим теперь концептуальные аспекты работы А.Б. Мигдала. Прежде всего еще раз отметим, что он работал с коллективной моделью. Это видно из того, что динамической переменной его анализа является плотность  $\rho_p(\mathbf{x})$  распределения протонов.

Коллективная модель в форме модели жидкой капли использовалась в ядерной физике задолго до Мигдала. Например, ее применяли при анализе энергии связи ядер, а также процесса деления ядер [44]. Однако в этих трактовках учитывались только эффекты потенциальной энергии коллективного движения. Можно сказать

поэтому, что концепция квантовой коллективной модели (необходимым элементом которой является учет, наряду с потенциальной, кинетической энергии коллективного движения) в явном виде отсутствовала. Напротив, в рассматриваемой работе мы впервые встречаем одновременный учет кинетического и потенциального членов. Действительно, как легко видеть из сказанного в предыдущем разделе, поляризуемость  $\alpha$  целиком определяется потенциальной энергией коллективной переменной  $\rho_p$  — энергией  $E_s$  симметрии; напротив, величина  $\sigma_{\text{int}}$ , как видно из (4), — кинетической энергией гамильтониана. Необходимо отметить также нетривиальные особенности переменной  $\rho_p(\mathbf{x})$ . В анализе Мигдала она выглядит безмодельной в том смысле, что не требует гидродинамической интерпретации. Эта переменная в действительности носит квантовый характер и является одним из элементов квантового объекта — матрицы плотности  $\rho_{mn}(\mathbf{x})$ :

$$\rho_{mn}(\mathbf{x}) = \left\langle n \left| \sum \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \right| m \right\rangle, \quad (11)$$

где  $m, n$  — индексы векторов состояний,  $\mathbf{x}_i$  — координаты нуклонов,  $\delta(\mathbf{x})$  — обычная  $\delta$ -функция. Формула (11) определяет одно из правил перехода от микроскопических переменных  $x_i$  к коллективным.

**2.3.** Коллективная модель часто ассоциировалась с гидродинамической. Между тем, как мы видим из анализа работы А.Б. Мигдала, концепция коллективной модели оказывается шире ее гидродинамической реализации.

В общем случае представляется очевидным, что "нуклонное" нерелятивистское ядро можно описывать не только в терминах координат нуклонов, но также и с помощью любого полного набора динамических переменных, задаваемых, например, соотношением (11). Поэтому нет "более фундаментальных" и "менее фундаментальных" степеней свободы: использование каждого из таких наборов должно приводить в конечном счете к идентичным результатам. Однако число переменных, которые необходимо привлечь для описания конкретного физического явления, зависит от выбора координат. Поэтому вместо концепции "фундаментальность" на первый план выходит прагматическое соображение "удобства". Например, для описания дипольного резонанса в ядре гольмия требуется три коллективные переменные, в то время как при работе с одночастичными степенями свободы их требуется около 50.

Коллективная модель начинается с выбора ограниченного набора коллективных переменных, т.е. переменных, описывающих согласованное движение значительного числа нуклонов. Этот набор зависит от типа анализируемого явления. Например, при описании поверхностных колебаний и вращений ядра в качестве коллективных координат могут быть выбраны параметры деформации  $\beta$ ,  $\gamma$  и углы Эйлера, определяющие ориентацию ядра в пространстве.

Следующим шагом является построение гамильтониана, записываемого в терминах выбранных переменных и их канонических импульсов. Константы и функции, определяющие гамильтонианы, либо считаются параметрами, которые находятся из сравнения с экспериментом, либо рассчитываются, например методом Нильсона—Струтинского [45].

**2.4.** Сделаем теперь несколько комментариев, детализирующих описание ДГР в динамической коллективной модели. Естественно, что модель должна включать все коллективные координаты, необходимые для описания явления ДГР.

"Внутренние" мультипольные осцилляции, среди которых наиболее важную роль играют дипольные, задаются гармоническим гамильтонианом  $H_{\text{вн}}$ :

$$H_{\text{вн}} \propto \left\{ B_J^{-1} (\pi_J \pi_J)_0 + C_J (D_J D_J)_0 \right\}, \quad (12)$$

где  $D_J, \pi_J$  — мультипольные коллективные координаты и сопряженные им импульсы,  $C_J, B_J$  — коэффициент "жесткости" и массовый коэффициент,  $J$  — момент количества движения коллективных колебаний. Индекс 0 указывает, что моменты свернуты в полный нулевой момент.

Колебания поверхности и вращение ядра описываются в рамках подхода, развитого Бором и Моттельсоном. В этом подходе задание радиуса ядра  $R(\theta, \phi)$

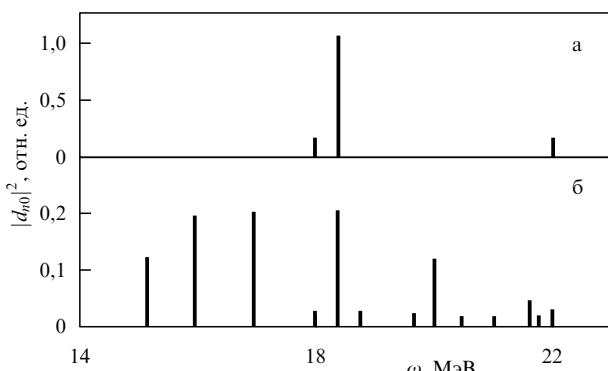
$$R(\theta, \phi) = R_0 \left( 1 + \sum_{L \geq 2} A_L Y_L(\theta, \phi) \right), \quad (13)$$

где  $A_L$  — внутренние динамические переменные, определяет вращение ядра и вибрации его поверхности.

Взаимодействие мультипольных колебаний с поверхностными и с вращением ядра диктуется зависимостью энергии мультипольных колебаний от статической деформации ядра (приближение адиабатичности). В линейном приближении по параметру  $A_J$  оно должно иметь вид

$$H_{\text{вз}} \propto A_J D_J D_J. \quad (14)$$

Наиболее существенным в проблеме ДГР является взаимодействие мультипольных и поверхностных колебаний. Конкретные эффекты этой связи решающим образом зависят от его интенсивности. В жестких по отношению к поверхностным деформациям ядрах, таких как, например, рассматриваемое далее ядро  $^{208}\text{Pb}$ , эти эффекты оказываются незначительными. Напротив, в "мягких" ядрах взаимодействие дипольных и поверхностных колебаний приводит к очень сильному расщеплению (уширению) ДГР (рис. 1).



**Рис. 1.** Дипольный гигантский резонанс в сферическом ядре среднего веса в рамках коллективной модели: без учета связей дипольных колебаний с поверхностными (а), с учетом этой связи (б) [111]. По вертикальной оси в относительных единицах отложены квадраты матричных элементов оператора дипольного перехода  $|d_{n0}|^2$  (см. выражение (4))

В целом можно сказать, что обрисованная динамическая коллективная модель описывает (при небольшом числе исходных параметров) удивительно широкую совокупность экспериментальных данных о свойствах низколежащих состояний ядер, а также гросс-структурную ДГР. Более того, ее предсказательная и интерпретационная сила представляется все еще не исчерпанной до конца, поскольку сменилась парадигма и основное место в исследованиях заняли микроскопические подходы.

### 3. ДГР как возбуждение одночастичных степеней свободы ядра

**3.1.** В низкоэнергетической ядерной физике одночастичные степени свободы проявляются как степени свободы квазичастиц (квазинуклонов). Квазинуклоны — это, вообще говоря, коллективные квантовые объекты, обладающие квантовыми числами нуклонов. Они являются сложными суперпозициями реальных ("пустотных") нуклонов и многочастичных возбуждений типа, например, создающих локальную поляризацию ядерной среды. Для упрощения терминологии мы в дальнейшем, говоря об одночастичных степенях свободы, будем использовать термин "нуклон", подразумевая квазинуклоны.

В терминах одночастичных степеней свободы атомное ядро в первом приближении представляет собой фермиевский газ нуклонов, помещенный при нулевой температуре в самосогласованное ядерное поле.

Замечательной особенностью расположения нуклонных уровней в среднем поле является "оболочечная структура", т.е. группирование уровней в оболочках, отделенных друг от друга энергетическим интервалом, заметно превышающим их ширину (в  $^{208}\text{Pb}$ , например, верхняя оболочка имеет ширину около 1,5 МэВ при расстоянии между оболочками 7–8 МэВ).

Наиболее просто в модели МНЧ устроены дважды магнические ядра — ядра с заполненными нейтронными и протонными оболочками. Поэтому наше последующее обсуждение будет проводиться на примере этих ядер, а точнее, одного "идеального" ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Это тяжелое ядро можно считать своеобразным идеалом в том смысле, что в нем не работает ряд физических факторов (например, спаривание, сильное влияние поверхности и др.), осложняющих картину гигантского резонанса в терминах однонуклонных степеней свободы.

**3.2.** Простейшие возбуждения магнических ядер возникают в результате перемещений одного нуклона из заполненной оболочки в свободную. Они задаются квантовыми числами "частицы" — нуклона в свободной оболочке и "дырки" — вакансии в одной из заполненных оболочек. Их обычно называют частично-дырочными (ph-) возбуждениями.

Более сложные состояния получаются перемещением из заполненных оболочек в свободные двух, трех и т.д. нуклонов. Их соответственно называют  $2p2h$ -,  $3p3h$ - и т.д. состояниями. В области гигантского резонанса в тяжелых ядрах ( $\omega \sim 14$ –16 МэВ) число более сложных состояний намного превышает число ph-состояний.

Выясним теперь, в какой мере рассмотренный набор одночастичных степеней свободы, т.е. МНЧ, способен объяснить явление ДГР. В области энергий ДГР взаимо-

действие  $\gamma$ -квантов с ядром характеризуется следующими особенностями:

— оно является одиночественным. Поэтому непосредственно  $\gamma$ -кванты возбуждают только ph-состояния;

— длина волны  $\gamma$ -кванта все еще заметно превышает размеры ядра. Поэтому основные особенности кривой поглощения должны определяться поглощением дипольных  $\gamma$ -квантов;

— при поглощении дипольных  $\gamma$ -квантов наиболее интенсивными являются переходы между соседними оболочками.

Отсюда следует, что в МНЧ дипольные переходы в основном группируются в области энергий, равных среднему расстоянию между соседними оболочками. В ядре  $^{208}\text{Pb}$  оно равняется 7–8 МэВ. Это и было выяснено в свое время Вилкинсоном [17]. Таким образом, в МНЧ имеет место явление "ДГР". Поскольку расстояние между оболочками плавно зависит от массового числа  $A$  (как  $A^{-1/3}$ ), то этот ДГР обладает внешними признаками своеобразной коллективности, т.е. слабой зависимостью положения от массового числа.

Вместе с тем ДГР модели независимых частиц имеет энергию, которая в тяжелых ядрах примерно в два раза меньше наблюдаемой. Поэтому для устранения этого очень серьезного в ядерной физике противоречия нужно было найти механизм, который, не разрушая МНЧ, сместил бы ДГР в область заметно более высоких энергий.

**3.3. Решение этой проблемы** нащупывалось в серии работ группы Московского университета [20] и было найдено в цитированных выше работах Эллиота и Флауэрса [21], Болстерли и Брауна [22]. Суть дела состоит в следующем. Известное в настоящее время пустотное взаимодействие между нуклонами не сводится целиком к среднему ядерному полю. Некоторая часть нуклон-нуклонных сил — ее традиционно называют остаточной — вызывает "рассеяние" нуклонов, т.е. изменяет состояние их движения в среднем поле или, что то же самое, смешивает различные конфигурации, индексы которых в МНЧ являются хорошими квантовыми числами.

В общем случае нахождение основного и возбужденных состояний с учетом остаточного взаимодействия эквивалентно точному решению задачи многих тел и, следовательно, практически нереализуемо. Поскольку, однако, МНЧ в грубом приближении правильно передает основные свойства ядра, то оказывается возможным развить своеобразный метод последовательного учета эффектов остаточного взаимодействия.

Первым и наиболее важным звеном этой цепочки приближений является упоминавшееся ранее приближение хаотических фаз — RPA. Более или менее естественным образом это приближение возникает в методах функций Грина [32], приближенного вторичного квантования [28], зависящего от времени метода Хартри–Фока [46]. Физическая сущность RPA состоит в том, что частица и дырка рассматриваются как единый комплекс — частично-дырочная степень свободы. Поэтому допустимыми являются только процессы превращения одной частично-дырочной пары в другую, а также одновременное рождение и поглощение двух таких комплексов (рис. 2). В последующих уточнениях — квазичастичное RPA [26, 29], второе приближение RPA (SRPA) [47], расширенное второе RPA (ESRPA) [48] — привлекаются

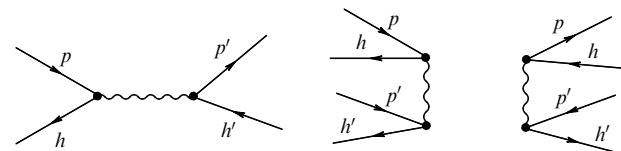


Рис. 2. Частично-дырочные взаимодействия, учитываемые в RPA. Волнистая линия изображает парное взаимодействие. Частице и дырке отвечают линии со стрелкой на конце

другие более сложные степени свободы. В частности, учитываются процессы превращения частично-дырочного комплекса в две частично-дырочные пары и т.д.

Поскольку в МНЧ  $\gamma$ -кванты непосредственно возбуждают только ph-конфигурации, то можно надеяться на то, что RPA правильно описывает гросс-структурную кривую поглощения. Соответственно, последующие уточнения будут определять главным образом диссипационные свойства ДГР, о которых речь пойдет в разделе 5.

**3.4. Наиболее наглядно** роль остаточного взаимодействия демонстрируется в схематической модели, допускающей чисто аналитическое решение уравнений RPA [49]. В этой модели предполагается, что

а) энергии всех учитываемых ph-конфигураций являются вырожденными;

б) матрица частично-дырочных взаимодействий, т.е. матрица  $\langle p' h' | \hat{V} | ph \rangle$ , где  $\hat{V}$  — оператор остаточных сил, факторизуется:

$$\langle p' h' | \hat{V} | ph \rangle \sim d_{p' h'} d_{ph}. \quad (15)$$

Здесь  $d_{ph}$  — амплитуды дипольных частично-дырочных переходов. Решение уравнений RPA приводит в этом случае к следующему результату:

— все уровни, кроме одного — нетривиального, обладают энергиями начальных ph-конфигураций и не возбуждаются дипольным оператором;

— нетривиальный уровень — его обычно называют дипольным — исчерпывает все дипольные переходы и сильно смещается вверх по энергии. Дипольное состояние является когерентной суперпозицией большого числа ph-конфигураций с примерно одинаковыми амплитудами. Поэтому его свойства слабо зависят от деталей структуры ядра в рамках МНЧ.

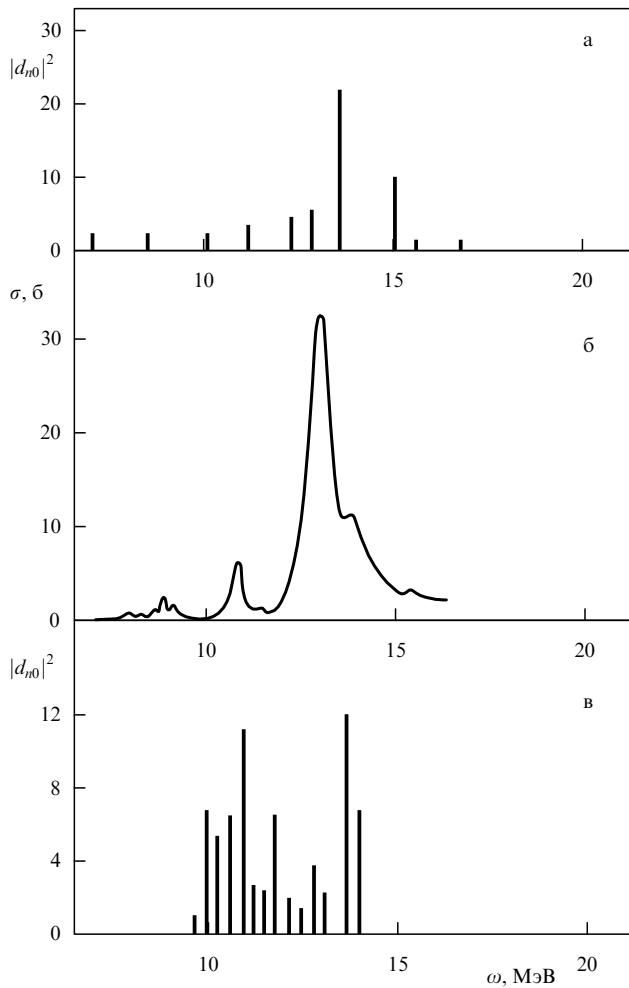
Таким образом, остаточное взаимодействие в рамках схематической модели формирует возбужденное состояние ядра, соответствующее синхронному движению большого числа нуклонов. Иными словами, остаточное взаимодействие приводит к тому, что коллективная координата

$$\mathbf{R} = \frac{1}{Z} \sum_{i=1}^Z \mathbf{r}_i - \frac{1}{N} \sum_{i=Z+1}^A \mathbf{r}_i$$

— разность центров масс протонов и нейтронов — становится нормальной координатой ядра. Поскольку дипольное состояние является суперпозицией большого числа ph-конфигураций, то оно отбирает от каждой ph-конфигурации только незначительную часть ее спектральной силы. Поэтому появление синхронного движения нуклонов не разрушает оболочечную структуру ядра.

В реальном ядре частично-дырочные конфигурации являются невырожденными и ph-взаимодействие не

факторизуется. Тем не менее основной эффект включения остаточного взаимодействия — смещение ДГР в область больших энергий и формирование коллективного движения — сохраняется. На рис. 3а приведен результат расчета интенсивностей дипольных переходов в ядре  $^{208}\text{Pb}$ . Как видно из рисунка, имеющееся в схематической модели дипольное состояние в чистом виде не реализуется: вместо одного состояния появляется несколько с отличными от нуля интенсивностями дипольных переходов. В рамках коллективной модели этот результат можно рассматривать как указание либо на недостаточность учета только коллективных степеней свободы и необходимость, следовательно, привлечения одночастичных степеней свободы, либо на необходимость расширения набора коллективных переменных.



**Рис. 3.** Поглощение  $\gamma$ -квантов в ядре  $^{208}\text{Pb}$ . (а) Распределение квадратов матричных элементов (в единицах  $e^2 \text{ fm}^2$ ) оператора дипольного перехода  $|d_{n0}|^2$  (см. выражение (4)) в приближении RPA [27]. (б) Кривая сечения фотопоглощения (в барнах) в частично-дырочном приближении с континуумом [37]. (в) Распределение квадратов матричных элементов (в единицах  $e^2 \text{ fm}^2$ ) оператора дипольного перехода  $|d_{n0}|^2$  с учетом 2р2h-конфигураций [50]

Возможна, однако, и другая точка зрения: проявляющееся ph-расщепление ДГР является результатом того, что в RPA автоматически учитывается один из механизмов расщепления ДГР — "одночастичный", обусловленный структурой среднего поля. В литературе его, пожа-

луй, без достаточных оснований называют затуханием Ландау [51]. Поскольку имеются другие и не менее существенные механизмы расщепления, то учет только затухания Ландау в RPA является фактически превышением точности приближения.

#### 4. Явная связь одночастичных и коллективных степеней свободы. Уравнения Власова

**4.1.** Использование различных полных наборов координат в конечном счете должно приводить к одним и тем же физическим результатам. Однако с каждым набором переменных связаны свои сложности.

При использовании ограниченного набора коллективных переменных необходимо "угадать", во-первых, какие из них являются нормальными и, во-вторых, какие из них имеют отношение к рассматриваемому физическому явлению. Для дипольного резонанса это было сделано Мигдалом и вслед за ним — Гольдхабером и Теллером и другими авторами.

Работать с одночастичными степенями свободы, вообще говоря, довольно сложно. Однако в этом случае не нужно заранее ничего предрешать — диагонализация энергетической матрицы выявляет все возможные (в рассматриваемом приближении) нормальные координаты. Хотя между RPA и коллективными теориями ДГР, как мы видели выше, имеет место определенное соответствие, тем не менее прямое сопоставление этих подходов выглядит нетривиальным. В самом деле, под коллективной моделью обычно понимается гидродинамический вариант ее реализации, что определенно противоречит одному из основных свойств ядра — заметному превышению длины свободного пробега нуклонов в ядерном веществе размеров ядра.

За последние годы в этом вопросе был сделан решающий прорыв. Выяснилось, что

— уравнения RPA в квазиклассическом приближении могут быть записаны в виде макроскопических уравнений Власова для функции  $n_p(\mathbf{r}, t)$  распределения нуклонов в ядре;

— при известной функции распределения  $n_p(\mathbf{r}, t)$  не представляет особого труда перейти от одночастичных степеней свободы ядра к коллективным;

— получающиеся при этом уравнения для коллективных переменных очень близки к гидродинамическим, но в бесстолкновительном случае.

Переход от одночастичных степеней свободы к коллективным практически в рамках одной и той же физики является особенно ценным при анализе более сложных явлений, чем ДГР в ядрах с нулевой температурой. Мы имеем в виду процессы, протекающие при столкновении тяжелых ионов, ДГР в нагретых ядрах, возбуждения в металлических кластерах.

**4.2.** Переход к коллективным переменным в RPA-приближении проще всего совершается в рамках зависящего от времени метода Хартри–Фока [46]. Этот метод может быть сформулирован в терминах одночастичной матрицы плотности  $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t)$ , удовлетворяющей уравнению движения

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = [h, \rho]. \quad (16)$$

Здесь  $h$  — одночастичный хартри-фоковский гамильтониан и

$$[h, \rho] = h\rho - \rho h. \quad (17)$$

Для перехода к колективным переменным необходимо перейти от матрицы плотности  $\rho$  к ее вигнеровскому образу [52]  $n_p(\mathbf{R}; t)$ :

$$n_p(\mathbf{R}; t) = \int \exp\left[-i\frac{\mathbf{p}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{\hbar}\right] \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t) d(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (18)$$

где  $\mathbf{R} = (\mathbf{r} + \mathbf{r}')/2$ . Функция  $n_p(\mathbf{r}; t)$  может быть истолкована как функция распределения нуклонов по импульсам [40, 42]. Для этой функции распределения уравнение (16) принимает следующий вид:

$$\frac{\partial n_p(\mathbf{r}; t)}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} \sin\left(\frac{\hbar}{2}\right) \left[ \vec{\nabla}_{\mathbf{r}}^{(1)} \vec{\nabla}_{\mathbf{p}}^{(2)} - \vec{\nabla}_{\mathbf{p}}^{(1)} \vec{\nabla}_{\mathbf{r}}^{(2)} \right] \times \varepsilon_p(\mathbf{r}; t) n_p(\mathbf{r}; t). \quad (19)$$

Здесь индексы (1) и (2) означают, что производные действуют на  $\varepsilon_p$  и  $n_p$  соответственно. В уравнение входит вигнеровский образ одночастичного гамильтониана

$$e_p(\mathbf{R}; t) = \int \exp\left[-i\frac{\mathbf{p}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{\hbar}\right] h(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; t) d(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (20)$$

который играет роль локальной энергии нуклона.

Приближение, в котором оставлен только первый член разложения  $\sin$  в ряд при условии локальности  $h$ , можно назвать квазиклассическим приближением теории Хартри–Фока. В этом приближении уравнение (19) принимает вид

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\nabla}_{\mathbf{p}} e_p(\mathbf{r}; t) \vec{\nabla}_{\mathbf{r}} - \vec{\nabla}_{\mathbf{r}} e_p(\mathbf{r}; t) \vec{\nabla}_{\mathbf{p}} \right] n_p(\mathbf{r}; t) = 0. \quad (21)$$

Члены более высокого порядка по  $\hbar$  и эффекты нелокальности  $h$  дают квантовые поправки к функции  $n_p(\mathbf{r}; t)$ , определяемой уравнением (21).

Таким образом, квантовые уравнения (16) метода RPA в квазиклассическом приближении сводятся к уравнению, совпадающему по форме с классическим уравнением Власова [53] для функции распределения частиц в бесстолкновительной плазме.

Формулировка метода RPA в терминах функции распределения  $n_p(\mathbf{r}; t)$  позволяет легко перейти к колективным переменным. Это достигается путем введения ее моментов [40]. Простейшим моментом является локальная плотность  $\rho(\mathbf{r}; t)$  вещества:

$$\rho(\mathbf{r}; t) = M \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} n_p(\mathbf{r}, t), \quad (22)$$

где  $M$  — масса нуклона.

Следующими по сложности являются моменты, которые совпадают с локальной скоростью  $\mathbf{u}(\mathbf{r}; t)$  и тензором давления  $P_{ij}(\mathbf{r}; t)$ :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}; t) = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\mathbf{p} n_p(\mathbf{r}; t)}{\rho(\mathbf{r}; t)}, \quad (23)$$

$$P_{ij}(\mathbf{r}; t) = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} (P_i - Mu_i)(P_j - Mu_j) n_p(\mathbf{r}; t). \quad (24)$$

Уравнение (21) в терминах этих величин записывается в виде классических гидродинамических уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{u} = 0, \quad (25)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{1}{M} \nabla w u_i = - \frac{1}{M\rho} \nabla_j P_{ij} \quad (26)$$

( $w$  — локальное среднее поле) для бесстолкновительной жидкости.

Если бы тензор  $P_{ij}$  удалось выразить только через  $\rho$  и  $\mathbf{u}$ , то получилась бы замкнутая система уравнений непосредственно в колективных переменных. В реальности уравнения для тензора  $P_{ij}$  включают более высокие моменты распределения  $n_p(\mathbf{r}; t)$ , и обрыв получающейся цепочки уравнений имеет место только при определенных физических предположениях.

В результате, однако, мы получаем впечатляющую и поучительную ситуацию, когда физика, лежащая в основе приближения RPA, может быть с одинаковым успехом отражена как в терминах одночастичных, так и колективных переменных. Детали расчета характеристик различных возбуждений ядер исходя из уравнения (17) можно найти в цитированных выше обзорных работах [27, 40–42].

## 5. Распадные свойства ДГР

**5.1.** В предшествующих разделах мы проанализировали природу ДГР с двух альтернативных точек зрения. Рассмотрим теперь с этих же позиций распадные характеристики ДГР. К ним мы отнесем вид кривой поглощения в области ДГР со всеми деталями (тонкая и промежуточная структура ДГР) энергетической зависимости сечения  $\sigma_\gamma(\omega)$  и энергетические спектры вылетающих нуклонов.

Кривая поглощения формируется процессами разброса (spreading), диссипации и распада (escape) в непрерывный спектр исходных частично-дырочных, а также более сложных состояний. Разброс и диссипация являются родственными понятиями, но характеризуют разные явления. При диссипации возбужденное ядро, уйдя из начальной ph-конфигурации, уже не возвращается в нее. Напротив, при разбросе ядро до распада успевает много раз вернуться в исходное состояние.

**5.2.** В феноменологической колективной модели разброс дипольного возбуждения происходит главным образом за счет связи дипольной степени свободы с поверхностными колебаниями; диссипация вводится в качестве дополнительного параметра и определяет собственную ширину колективного дипольного уровня. Однако такой вполне естественный подход к анализу ДГР не получил широкого развития (возможно, из-за неясности в соотношении гидродинамической и оболочечной моделей), и основные усилия в течение длительного времени были сосредоточены на использовании подходов, базирующихся на одночастичных степенях свободы.

**5.3.** В RPA-подходе кривая поглощения  $\gamma$ -квантов в области ДГР (и, следовательно, ширина ДГР) формируется за счет разброса дипольной моды возбуждения по ph-конфигурациям в области ДГР и шириной распада по

нуклонным каналам. RPA с континуумом позволяет рассчитать ширины нуклонного распада частично-дырочных состояний с той же концептуальной степенью надежности, что и энергию ДГР. Многочисленные расчеты такого типа показали, что RPA-кривая фотопоглощения в области ДГР резко расходится с наблюдаемой. Например, распадная ширина дипольного уровня оказывается для  $^{208}\text{Pb}$  примерно на порядок меньше наблюдаемой (рис. 3б). Отсюда последовал вывод о необходимости учета связи ph-конфигураций с более сложными, в частности с 2p2h-конфигурациями.

Реалистический расчет кривой поглощения в немагических ядрах является весьма сложной проблемой. Поэтому снова ограничимся кратким обсуждением ситуации в идеальном ядре  $^{208}\text{Pb}$ . Обычный способ расчета кривой поглощения в таких ядрах основывается на гипотезе о "серых" 2p2h-конфигурациях, интенсивность взаимодействия которых с ph-конфигурациями примерно одинакова. Выглядит он следующим образом. Пусть  $G_S^{(0)}(\omega)$  есть точный частично-дырочный пропагатор. Он, естественно, диагонален по индексу  $S$  точных частично-дырочных уровней. При включении связи  $\text{ph} \rightarrow 2\text{p}2\text{h}$  пропагатор  $G_S^{(0)}(\omega)$  модифицируется и переходит в  $G_{SS'}(\omega)$ , удовлетворяющий уравнению Дайсона, которое в символической форме выглядит следующим образом:

$$G(\omega) = G_0(\omega) + G_0(\omega)\Sigma(\omega)G(\omega), \quad (27a)$$

или

$$G(\omega) = \frac{1}{G_0^{-1}(\omega) - \Sigma(\omega)}, \quad (27b)$$

где  $\Sigma(\omega)$  есть собственная энергия частично-дырочных состояний:

$$\Sigma(\omega) = VG_2V; \quad (28)$$

$V$  — взаимодействие, вызывающее переход  $\text{ph} \rightarrow 2\text{p}2\text{h}$ , и  $G_2$  — точный пропагатор 2p2h-состояний. Огромное число 2p2h-состояний в области ДГР не позволяет точно учесть взаимодействие в 2p2h-пространстве. Поэтому  $G_2$ , как правило, заменяют "нулевым" приближением, т.е. полагают

$$G_2(\omega) = \frac{1}{\omega - \varepsilon_{2\text{p}2\text{h}} + i\delta}, \quad (29)$$

где  $\varepsilon_{2\text{p}2\text{h}}$  — энергия 2p2h-состояний в приближении либо двух диагонализованных ph-состояний, либо невзаимодействующих частиц и дырок [26]. Обычно используется предположение о хаотичности фаз амплитуд  $\langle 2\text{p}2\text{h}|V|\text{ph} \rangle$ , что приводит к тому, что матрица  $G_{SS'}(\omega)$  становится диагональной. Соответственно, усредненное по энергетическому интервалу  $\Delta\omega = I$  сечение поглощения  $\sigma_S(\omega)$   $\gamma$ -кванта ph-уровнем  $S$  имеет следующую энергетическую зависимость:

$$\begin{aligned} \sigma_S(\omega) &\propto \text{Im } \overline{G_S(\omega)} = \text{Im } G\left(\omega + i\frac{I}{2}\right) = \\ &= \frac{\Gamma_S}{(\omega - \varepsilon_S)^2 + (\Gamma_S/2)^2}, \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$\Gamma_S = 2\pi \sum_{2\text{p}2\text{h}} \frac{|\langle S|V|2\text{p}2\text{h} \rangle|^2 (I/2)}{(\omega - \varepsilon_{2\text{p}2\text{h}})^2 + (I/2)^2} \quad (31)$$

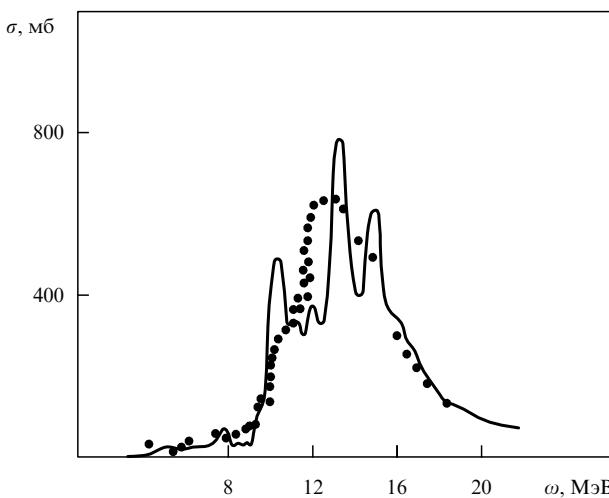
определяет ширину частично-дырочного уровня  $S$ , зависящую от энергии  $\omega$ . На основе такого рода идей за последние два десятилетия была развита своеобразная "2p2h-индустрия" расчетов кривой поглощения  $\gamma$ -квантов атомными ядрами. В качестве примера на рис. 3в приведен результат одного из последних расчетов такого рода для ядра  $^{208}\text{Pb}$  [50].

Совпадение в общих чертах рассчитанных и наблюдаемых кривых полного поглощения  $\gamma$ -квантов показывает, что механизмы формирования распадных свойств ДГР в целом поняты. В частности, становится ясной роль 2p2h-конфигураций. Вместе с тем необходимо подчеркнуть приближенный характер формулы (30), который обусловлен тем, что для пропагатора в пространстве 2p2h-состояний используется приближение (29). Возникающую в результате этого погрешность трактовки ДГР в настоящее время оценить очень сложно. Заметим только, что спектр возбуждения в области ДГР в рассматриваемом приближении оказывается дискретным, что соответствует учету только процессов разброса, а не диссипации.

**5.4.** Для более детального понимания кривой поглощения, например ее тонкой структуры, рассмотренное приближение оказывается недостаточным. С принципиальной точки зрения ясно, какие дополнительные факторы необходимо учитывать: континуум, 3p3h- и более сложные частично-дырочные состояния. При таком расширении объема расчетов приходится сталкиваться, помимо технических, с рядом серьезных физических вопросов. К ним прежде всего относится конкретизация взаимодействий конфигураций различных подпространств — 2p2h, 3p3h и т.д., а также вопросы внутреннего согласования расчетов. За последние годы в этом направлении сделан существенный прорыв — разработан согласованный метод ("ph + фонон + континуум") включения в RPA с континуумом дополнительных конфигураций типа "ph + фонон" [54, 55]. Термин "фонон" означает, что одно из ph-состояний в подпространстве 2p2h-конфигураций является коллективным. Результаты такого типа расчетов для ядра  $^{208}\text{Pb}$  приведены на рис. 4. В настоящее время, по-видимому, они задают современный уровень расчетов кривых поглощения.

**5.5.** Установленная в последние годы явная связь (см. раздел 3) МНЧ с коллективной моделью может реанимировать коллективную схему анализа кривой поглощения ДГР, указанную в разделе 5.2. Необходимый в этом подходе параметр диссипации коллективных состояний может быть автоматически получен добавлением в бесстолкновительное уравнение Власова интеграла столкновений. Последний может быть непосредственно выражен [27] через амплитуды переходов типа  $p \rightarrow 2\text{ph}$ , т.е., например, через амплитуды частично-дырочного взаимодействия теории ферми-жидкости. Было бы интересным и поучительным реализовать эту возможность и сопоставить полученный таким образом результат, например, с изображенным на рис. 4.

**5.6.** Еще одной важнейшей распадной характеристикой ДГР являются энергетические спектры вылетающих нуклонов. С позиций феноменологической коллективной модели следует ожидать (и на это указывали еще



**Рис. 4.** Кривая сечения фотопоглощения в (миллибарнах) в ядре  $^{208}\text{Pb}$ . Сплошная линия — результат расчета в приближении "RPA + фонон + континуум" [55]; точечной линией показаны экспериментальные данные

Гольдхабер и Теллер [3]), что энергетические спектры нуклонов должны быть статистическими. Между тем, на опыте, даже у тяжелых ядер число высокoenергетических нуклонов значительно превышает предсказания статистической модели. Чтобы понять это явление, снова, как и в случае ширины, необходимо обратиться к одиночественным степеням свободы. Вопрос о нестатистических нуклонах обсуждался еще Вилкинсоном [17], который, в сущности, предсказал это явление, введя понятие о "прямом резонансном распаде". С современной точки зрения прямой резонансный распад есть первый этап предсоставленного распада [56] ДГР, обусловленный тем обстоятельством, что  $\gamma$ -квантами непосредственно возбуждаются главным образом частично-дырочные конфигурации, которые играют роль "входных состояний" [57]. Из-за относительно слабого взаимодействия с  $2p2h$ -конфигурациями частично-дырочный ДГР может до полной диссипации испускать нестатистические нуклоны. Число таких нуклонов в тяжелых ядрах не превышает 5–10 %. Нуклонный распад на каждом последующем этапе термализации ДГР все ближе и ближе приближается к статистическому [58].

Идентификация каналов нуклонного распада может служить решающим тестом на конфигурационную природу ДГР. В тяжелых ядрах из-за малого числа нестатистических нуклонов такого типа тесты трудно осуществимы. В легких и средних ядрах, напротив, вилкинсонский прямой резонансный распад простых конфигураций, непосредственно возбуждаемых  $\gamma$ -квантами, оказывается во многих случаях доминирующим. Это было использовано для прямого экспериментального подтверждения существования у легких ядер явления конфигурационного расщепления ДГР [59].

## 6. Заключение

**6.1.** Мы проследили за концептуальными аспектами эволюции представлений о природе ДГР после появления пионерской работы А.Б. Мигдала и его экспериментального обнаружения. Развитие этих представлений

было одним из центральных (если не центральным) пунктов формирования современных взглядов на динамику атомного ядра. Первоначальная теория ДГР как возбуждение колебаний протонной жидкости относительно нейтронной молчаливо опиралась на отождествление ядра с жидкостью каплей. Вскоре, однако, были получены неопровергимые доказательства того, что в первом приближении атомное ядро представляет собой систему независимо движущихся нуклонов (модель независимых частиц). В связи с этим возникли две чрезвычайно важные проблемы:

— интерпретации явления ДГР в рамках модели независимых нуклонов. Основная проблема состояла в том, что получалось резко заниженное значение энергии ДГР;

— совместимости независимого движения нуклонов с жидкостными свойствами ядер, которые на первый взгляд предполагали малость длины свободного пробега нуклона в ядерной среде по сравнению с размерами самого ядра.

Первая проблема была решена без разрушения независимости движения основной массы нуклонов с помощью учета остаточного взаимодействия между ними. Оказалось, что это взаимодействие способно сформировать синхронные колебания с малой амплитудой большого числа нуклонов, благодаря чему, во-первых, воспроизводилась энергия наблюдаемого ДГР и, во-вторых, коллективная координата разности центров масс протонов и нейтронов становилась нормальной координатой.

Вторая проблема была решена в результате осознания того, что частично-дырочные уравнения RPA в хорошем приближении могут быть сведены к уравнениям Власова для квантового аналога классической функции распределения  $n_p(\mathbf{r}, t)$ . От уравнения Власова для  $n_p(\mathbf{r}, t)$  можно перейти к уравнениям для коллективных переменных типа локальной плотности, скорости, тензора давления и т.д. Получающиеся уравнения описывают бесстолкновительную жидкость и по форме совпадают с уравнениями классической гидродинамики.

**6.2.** В настоящее время ясно, что коллективное описание ядра может быть полностью эквивалентным описанию в частично-дырочном приближении RPA. Однако дальнейшее уточнение описания свойств ДГР — его ширины, тонкой структуры, энергетических спектров нуклонов и т.д. — может быть получено только при учете одиночественных степеней свободы. Здесь проявляется определенная неэквивалентность коллективной и оболочечной моделей.

**6.3.** Из-за характера и ограниченности размеров статьи мы не ставили целью обсудить многие другие чрезвычайно важные и интересные аспекты динамики ядра, тесно связанные с ДГР. Укажем только на некоторые из них.

Большую роль в формировании ДГР играют эффекты симметрии атомного ядра. Пожалуй, наиболее ярким из таких эффектов является расщепление ДГР на два максимума в несферических аксиально-симметричных ядрах. В коллективной модели оно возникает за счет различия радиусов по двум осям симметрии ядра, а в микроскопическом подходе за счет значительной разности энергии частично-дырочных конфигураций, соответ-

ствующих продольным и поперечным (по отношению к оси симметрии среднего поля) возбуждениям, и их несмешиваемостью остаточным взаимодействием. Отметим также, что мы совсем не рассматривали односторонние аспекты динамики ДГР в несферических ядрах.

Вторым эффектом симметрии ядра является изоспиновое расщепление ДГР в ядрах с  $N \neq Z$ . Оно обусловлено сохранением изоспина в ядре и тем, что  $\gamma$ -квант может возбуждать как состояния с изоспином  $T_< = (N - Z)/2$  основного состояния, так и состояния  $T_> = (N - Z)/2 + 1$ , которые лежат заметно выше по энергии.

Наконец, третьим эффектом симметрии и особенностей структуры ядра является конфигурационное расщепление ДГР в легких (до  $^{40}\text{Ca}$ ) ядрах. Оно обусловлено приблизительным сохранением квантового числа "схемы Юнга" и резкой зависимостью энергии дырочных уровней (и, следовательно, потенциала) от конфигурации нуклонов.

**6.4.** Состояния ядер, формирующие ДГР, могут возбуждаться не только в фотонном канале. В настоящее время они широко изучаются при зондировании ядра виртуальными фотонами, пионами, нуклонами и т.д. [60]. Вся огромная совокупность данных о зондировании ДГР различными пучками не оставляет сомнения в том, что мы правильно понимаем основные черты природы ДГР, включая его диссиацию и распад.

Это обстоятельство, однако, почти автоматически приводит к предсказанию (и существованию!) большого числа других гигантских резонансов — монопольного, электрических квадрупольного и октупольного, магнитного дипольного, гамов-теллеровского резонанса, а также ДГР над возбужденными состояниями [61].

**6.5.** Коллективная модель, у истоков которой, как мы видели, стоял А.Б. Мигдал, нашла широкое применение, помимо гигантских резонансов, в процессах деления ядер. Классическое описание этого процесса восходит к ранним работам Н. Бора и Уиллера. Следующий важный шаг был сделан при переходе к коллективным координатам как в рамках схемы Нильссона—Струтинского, осуществленный группой физиков Лос-Аламоса (Никс и др. [62]), Франкфурта (Грайнер и др. [63]), так и в рамках зависящего от времени метода Хартри—Фока (Гони и др. [64]). В частности, последней группе авторов удалось продвинуться достаточно далеко и выявить тонкие детали ядерной структуры, такие, как, например, существование второго минимума потенциальной энергии.

**6.6.** В последние годы происходит формирование новой области физики, в которой использование коллективной динамики должно привести к важным результатам. Речь идет о металлических кластерах, сконденсированных из сверххолодного металлического пара и содержащих несколько сотен атомов. Совсем недавно было исследовано поглощение фотонов такими системами и было обнаружено явление гигантского резонанса.

**6.7.** Конечно, А.Б. Мигдал не мог предвидеть на 50 лет вперед естественного развития идей, заложенных в его первой работе о ДГР. Однако то обстоятельство, что им были впервые произнесены нужные слова, открывшие

новые, чрезвычайно плодотворные направления развития ядерной физики и ряда смежных областей, является неоспоримой исторической заслугой Аркадия Бейнусовича Мигдала.

Авторы считают своим приятным долгом выразить искреннюю признательность И.С. Шапиро за ценные замечания и советы.

## Список литературы

1. Мигдал А Б ЖЭТФ **15** 81 (1945)
2. Baldwin G C, Klaiber G S Phys. Rev. **71** 3 (1947); **73** 1156 (1948)
3. Goldhaber M, Teller E Phys. Rev. **74** 1046 (1948)
4. Steinwedel H, Jensen J H D Z. Naturforsch. **5a** 413 (1950)
5. Danos M Ann. d. Phys. (Leipzig) **10** 265 (1952)
6. Okamoto K Progr. Theor. Phys. **15** 75 (1956)
7. Danos M Nucl. Phys. **5** 23 (1958)
8. Rainwater J Phys. Rev. **79** 432 (1950)
9. Bohr A Kgl. Dansk. Vid. Selsk. Math. Phys. Medd. **26** (14) (1952)
10. Bohr A, Mottelson B Kgl. Dansk. Vid. Selsk. Math. Phys. Medd. **27** (16) (1953)
11. Danos M, Greiner W Phys. Rev. B **134** 284 (1964); Huber M G, Danos M, Weber H J, Greiner W Phys. Rev. **155** 1073 (1968)
12. Semenko S F Phys. Lett. **10** 182 (1964); **13** 157 (1964)
13. Балдин А М ЖЭТФ **37** 202 (1959); Балдин А М, Семенко С Ф ЖЭТФ **39** 434 (1959)
14. McDaniel B D, Walker R L, Stearns M-B Phys. Rev. **80** 807 (1950)
15. Danos M Z. Naturforsch. **6a** 218 (1951)
16. Meyer M G, Jensen J H Elementary Theory of Nuclear Shell Structure (N.Y., 1955)
17. Wilkinson D H Physica **22** 1039, 1043, 1058 (1956)
18. Reifman A Z. Naturforsch. **8a** 505 (1953)
19. Brink D M Nucl. Phys. **4** 215 (1957)
20. Неудачин В Г, Шевченко В Г, Юдин Н П ЖЭТФ **39** 108 (1960)
21. Elliott J P, Flowers B H Proc. Roy. Soc. A **242** 57 (1956)
22. Brown G E, Bolsterli M Phys. Rev. Lett. **3** 472 (1959)
23. Gillet V, Vinh Mau M Phys. Lett. **1** 25 (1962); Nucl. Phys. **54** 472 (1964)
24. Danos M, Greiner W Phys. Rev. **138** 876 (1965)
25. Балашов В В, Чернов В М ЖЭТФ **43** 227 (1962); Московкин В М, Живописцев Ф А, Юдин Н П Изв. АН СССР. Сер. Физ. **30** 306 (1966)
26. Soloviev V G, Stoyanov Ch, Vdovin A I Nucl. Phys. A **342** 261 (1980); Воронов В В, Соловьев В Г ЭЧАЯ **14** 1380 (1983); Малов Л А, Соловьев В Г ЭЧАЯ **11** 301 (1980)
27. Speth J, Wambach J Int. Rev. Nucl. Phys. **7** (1991) (World Scientific/ Ed. J. Speth)
28. Baranger M Phys. Rev. **120** 957 (1960)
29. Belyaev S T Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **31** 11 (1959)
30. Soloviev V G Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. **1** (11) (1961)
31. Беляев С Т, Зелевинский В Г ЖЭТФ **42** 1590 (1962)
32. Мигдал А Б Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер (М.: Наука, 1983)
33. Khodel V A, Saperstein E E Phys. Rep. **92** 183 (1982)
34. Урин М Г Релаксация ядерных возбуждений (М.: Энергоатомиздат, 1991)
35. Buck B, Hill D Nucl. Phys. A **95** 271 (1967)
36. Shlomo S, Bertsch G Nucl. Phys. A **243** 507 (1975); Bertsch G F, Tsai S F Phys. Rep. **18** 125 (1975)
37. Barret R F, Biedenharn L C, Danos M et al. Rev. Mod. Phys. **45** 44 (1973); Saruis A M Phys. Rep. **253** 57 (1993)
38. Krewald S, Nakayama K, Speth J Phys. Rep. **161** 103 (1988); Negele J W, Vautherin D Phys. Rev. C **11** 1031 (1975)
39. Бальбуцев Е Б, Михайлов И Н Коллективная ядерная динамика (Ленинград: Наука, 1990. С. 1)
40. Ди Торо М ЭЧАЯ **22** 385 (1991)
41. Коломиец В М Коллективная ядерная динамика (Ленинград: Наука, 1990. С. 64)
42. Proc. Int. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications (Ed. B Berman, E O Lawrence Livermore Lab. Univ. of California, 1973)
43. Int. Rev. Nucl. Phys. **7** (1991) (World Scientific/ Ed. J Speth)
44. Bohr N, Wheeler J A Phys. Rev. **58** 426 (1939)

45. Nilsson S G, *Kgl Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd.* **29** (16) 1–68 (1955); Strutinsky V M *Nucl. Phys. A* **95** 420 (1967); *A* **122** 1 (1968)
46. Negele J W *Rev. Mod. Phys.* **54** 913 (1982)
47. Yannoubeas C, Dworzecka, Griffon J J *Nucl. Phys.* **97** 239 (1983); Sawicki J *Phys. Rev.* **126** 2231 (1962)
48. Nishizaki S, Drozdz S, Wambach J, Speth J *Phys. Rev. Lett. B* **215** 231 (1986); *Phys. Rep.* **197** 1 (1990); Takayanagi K, Shimizu K, Arima A *Nucl. Phys. A* **477** 205 (1988); *A* **481** 313 (1988)
49. Brown G *Many-Body Problems* (North-Holland, 1972)
50. Вдовин А. И., Соловьев В. Г. *ЭЧАЯ* **146** 237 (1983); Adachi Shizuko, Van Giai Ngan *Phys. Lett. B* **149** 447 (1984); Балашов В. В., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. *ЖЭТФ* **41** 1929 (1961)
51. Landau L D *J. Phys. (USSR)* **10** 25 (1945)
52. Wigner E *Phys. Rev.* **40** 749 (1932)
53. Vlasov A *J. Phys. (USSR)* **9** 25 (1945)
54. Камерджиев С. П., Ткачев В. Н. *ЯФ* **43** 1426 (1986)
55. Kamerdzhiev S, Speth J, Tertychny G, Tselaev V *Nucl. Phys. A* **555** 90 (1993)
56. Griffin J J *Phys. Rev. Lett.* **17** 478 (1967); Feshbach H *Rev. Mod. Phys.* **46** 1 (1974); Feshbach H, Kerman A, Koonin S *Ann. of Phys.* **125** 429 (1980)); Живописцев Ф. А., Сухаревский В. Г. *ЭЧАЯ* **15** 1248 (1984)
57. Feshbach H, Kerman A K, Lemmer R H *Ann. Phys. (N.Y.)* **41** 230 (1967)
58. Knoepfle K T, Wagner G J *Int. Rev. Nucl. Phys.* **7** 234 (1991) (World Scientific/Ed. J Speth)
59. Eramzhyan R A, Ishkhanov B S, Kapitonov I M, Neudatchin V G *Phys. Rep.* **136** 229 (1986); Ishkhanov B S, Kapitonov I M, Neudatchin V G, Shevchenko V G, Eramzhyan R A, Yudin N P *Sov. Phys. Usp.* **336** 204 (1990)
60. Van der Woude A *Int. Rev. Nucl. Phys.* **7** 99 (1991) (World Scientific/Ed. J Speth)
61. Gaardhole J J *Nucl. Phys. A* **488** 261 (1988)
62. Nix J R *Ann. Phys.* **41** 52 (1967)
63. Eisenberg J M, Greiner W *Nucl. Theory* (Amsterdam–London: North-Holland, 1970)

### GIANT DIPOLE RESONANCE AND THE EVOLUTION OF CONCEPTS OF NUCLEAR DYNAMICS (On the occasion of the 50th anniversary of A.B. Migdal's paper "Quadrupole and dipole gamma-emission in nuclei")

#### **M. Danos**

*National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg,  
MD 20899, USA*  
*E-mail:* danos@enh.nist.gov

#### **B.S. Ishkhanov, N.P. Yudin**

*M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Department  
Vorob'evy Gory, 119899 Moscow, Russia*  
*Tel. (7-095) 939-56 35. E-mail:* bsi@cdfe.npi.msu.su

#### **R.A. Eramzhyan**

*Institute for Nuclear Researches, Russian Academy of Sciences,  
ul. 60-letiya Oktyabrya, 117312 Moscow, Russia*  
*Tel. (7-095) 135-05 78. E-mail:* eramzhyan@ms1.inr.ac.ru

50 years ago A.B. Migdal in his paper "Quadrupole and dipole gamma-emission in nuclei" introduced implicitly the concept of the dynamic collective model in nuclear physics and on the basis of this concept predicted the phenomenon of the giant dipole resonance in nuclei. In the intervening years the theory of the giant resonance has had a great influence on the development toward the modern concepts of the nuclear dynamics.

After a short historical review this paper traces the evolution of the conceptual aspects of our understanding of the nature of the giant resonances. Starting from their initial identification with the picture of the nucleus as a liquid drop this evolution led to their description within the framework of the independent particle model. After recognizing that these two seemingly opposite models yield striking similarities in their predictions attempts at bridging the gap between these models were made, leading finally to the demonstration of the equivalence of the description of the giant resonance in both these versions of the nuclear dynamics.

PACS numbers: 21.60.Ev

Bibliography — 63 references

Received 26 April 1995