

Микроскопическое описание мультипольных резонансов в сечениях возбуждения атомных ядер

Н. Г. Гончарова*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2
(Статья поступила 06.04.2017; Подписана в печать 10.04.2017)*

Рассмотрены проблемы теоретического описания мультипольных резонансов в сечениях возбуждения атомных ядер. Возможности версии «частица–состояние конечного ядра» модели оболочек показаны на примерах результатов расчетов резонансов различной мультипольности. Использование связи прямых и резонансных реакций, проявляющейся в распределении по энергиям спектроскопических факторов реакций подхвата, позволяет получить реалистическое описание эффективных сечений. Показана роль интерференции спиновых и орбитальных токов в формировании волновых функций резонансов.

PACS: 21.60-n

УДК: 539.172

Ключевые слова: мультипольные резонансы, ядерные токи.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование мультипольных гигантских резонансов (МГР) в эффективных сечениях возбуждения атомных ядер различными пробными частицами является одним из важных направлений изучения ядра как сложной системы взаимодействующих адронов уже более 60 лет. Мультипольные гигантские резонансы являются основной особенностью функции отклика атомного ядра на внешнее возбуждение при энергиях $E < 50$ МэВ. Возбуждение ядра может происходить как в реакциях с частицами, участвующими только в электромагнитном взаимодействии (фото- и электровозбуждение), так и в реакциях с адронами или лептонами. В широкой области переданных импульсов и энергий возбуждение мультипольных гигантских резонансов доминирует в эффективных сечениях ядерных реакций. Усовершенствование экспериментальных методов физики ядра привело к выявлению сложной структуры резонансных сечений, а также поставило задачу исследования сечений распада резонансов по парциальным каналам.

Универсальность проявления и возможность совместного исследования в различных реакциях делает МГР важным объектом как экспериментальных, так и теоретических исследований. С точки зрения теории атомное ядро представляет собой интересный объект для изучения как квантовая система большого, но конечного, числа частиц, точный вид взаимодействия между которыми неизвестен. Поскольку точное описание подобной системы является неразрешимой задачей, теория МГР использует модельные представления. Критерием качества моделей является возможность адекватной интерпретации большого объема экспериментальных данных. Теоретическое объяснение

свойств и структуры МГР в различных ядрах является одновременно и целью модельного приближения и хорошим тестом для его базовых принципов.

В реакциях неупругого рассеяния пробных частиц на атомных ядрах исследуются как характеристики низших по энергии уровней, расположенных в области дискретного спектра, так и мультипольные гигантские резонансы (МГР) в сечениях реакций. Эти области не имеют четкого разграничения — часто и низшие по энергии дискретные уровни, возбуждаемые в реакциях неупругого рассеяния, рассматривают как область мультипольных резонансов в сечениях возбуждения ядер. Положение верхней границы этой области на оси энергий возбуждения ($E < \sim 50$ МэВ) соответствует началу области квазиупругого рассеяния, в которой энергия связи нуклона в ядре много меньше энергии возбуждения.

Классификацию мультипольных возбуждений можно провести по характеристикам участвующего в его возбуждении виртуального фотона, т. е. по его мультипольности и четности. Электрические (EJ) возбуждения имеют четность $p = (-1)^J$, магнитные возбуждения (MJ) — четность $p = (-1)^{J+1}$. $E1, E3, E5, M2, M4, M6 \dots$ резонансы соответствуют $1\hbar\omega$ переходам нуклона в ядре; $E0, E2, \dots M1, M3$ мультипольные возбуждения создаются при переходах нуклона в пределах оболочки основного состояния $0\hbar\omega$, либо при переходах через оболочку, т. е. $2\hbar\omega$.

Данный обзор посвящен проблемам теории $1\hbar\omega$ мультипольных резонансов.

Гигантские резонансы впервые обнаружены в сечениях фоторасщепления четно–четных ядер как возбужденные состояния с отрицательными четностями, возникающие благодаря $E1$ переходам в ядрах. Теоретическое предсказание существования дипольного резонанса в сечениях ядерных возбуждений было сделано еще до его экспериментального обнаружения [1]. Гигантский дипольный резонанс (ГДР) был первым из резонансов, детально исследованным эксперименталь-

*E-mail: n.g.goncharova@gmail.com

но и теоретически. Он обнаружен в сечениях возбуждения практически всех ядер.

Впервые микроскопическая (т.е. на уровне волновых функций возбужденных состояний) интерпретация ГДР была дана в работе [2]. Эта работа была началом создания микроскопической теории ядерных состояний — многочастичной модели оболочек (ММО). В ММО получил объяснение важный вопрос — почему максимум $E1$ резонанса оказался выше по энергии, чем средняя энергия переходов нуклона в следующую оболочку. Этот факт оказался следствием того, что при **изовекторном** $\Delta T = 1$ дипольном возбуждении диагональные матричные элементы остаточного взаимодействия в среднем положительны. Взаимодействие и коллективизация «входных» конфигураций приводит к сдвигу вверх по энергии положения главного пика $E1$ резонанса.

Универсальность МГР как отклика ядерной системы на возбуждение подтверждена обнаружением дипольных резонансов не только над основными, но и над возбужденными состояниями ядер [3].

Систематическое экспериментальное изучение $E1$ резонанса началось благодаря возможности использования спектра тормозного излучения. В первых фотоядерных экспериментах был выявлен эффект снижения средней энергии резонансов с ростом числа нуклонов ядра, а также зависимость распределения максимумов резонансной кривой от оболочечной структуры ядра-мишени. Исследование источников энергетического распределения сечений фотовозбуждения ядер привело к открытию конфигурационного расщепления резонансов [4].

Следующий этап в экспериментальном изучении МГР связан с созданием и эксплуатацией электронных ускорителей. Вариация переданного ядру импульса в реакциях по рассеянию электронов позволяет возбуждать МГР различных мультипольностей. МГР в настоящее время исследуются как в электромагнитных взаимодействиях, так и в других реакциях. Важным этапом исследования свойств атомных ядер стало, например, изучение резонансов максимального спина путем детального сравнения сечений возбуждения этих состояний в реакциях (e, e') , (π^+, π^+') , (π^-, π^-') , (p, p') и (p, n) .

Прогресс в экспериментальном исследовании структуры гигантских резонансов в сечениях возбуждения атомных ядер выявил существенные различия в структурах этих сечений. В частности, структура сечений возбуждения нечетных ядер, как правило, значительно сложнее структуры резонансов в четно-четных ядрах. Все экспериментальные результаты исследований показывали, что теоретическая интерпретация значительных «индивидуальных» различий в распределениях сечений по энергиям возбуждения возможна лишь в т.н. «микроскопическом» подходе, т.е. на основе расчета волновых функций возбужденных состояний ядра как сложной квантовой системы.

Многочастичная модель оболочек продолжает оста-

ваться главным методом теоретического исследования МГР, однако ее применение к интерпретации тонкой структуры и ряда других свойств резонансных сечений выявило ряд проблем теории, некоторых из которых до сих пор не нашли последовательного решения.

Решение теоретической задачи о происхождении свойств резонансов, выявляемых в электромагнитных взаимодействиях, связано только с проблемой адекватного описания структуры ядра-мишени в основном и возбужденных состояниях. В этом случае задача не осложняется трудностями в описании механизма взаимодействия. Поэтому именно электровозбуждение является основным методом исследования природы ядерных резонансов.

1. ВОЗБУЖДЕНИЕ МГР В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Теория электромагнитных возбуждений атомных ядер создана в 1960-х–1970-х годах на основе квантовой электродинамики. (Основные результаты изложены в работах [5–7]).

Эффективное сечение возбуждения ядра в реакциях электромагнитного взаимодействия является, во-первых, функцией кинематических характеристик процесса: энергии возбуждения ω , переданного ядру импульса \mathbf{q} и угла рассеяния θ и, во-вторых, структуры ядра-мишени. Зависимость сечения от структурных характеристик ядра заключена в продольном (F_L) и поперечном (F_T) формфакторах:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi\sigma_M}{1 + \frac{2\varepsilon_1}{M_T} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \times \left\{ \frac{q_\mu^4}{q^4} F_L^2(q, \omega) + \left(\frac{q_\mu^2}{2q^2} + tg^2 \frac{\theta}{2} \right) F_T^2(q, \omega) \right\}, \quad (1)$$

В (1) σ_M — эффективное сечение рассеяния электрона на неструктурированном заряде (т.н. «моттовское» сечение).

Надежным методом теоретического описания сечений возбуждения ядер в электромагнитных взаимодействиях является расчет формфакторов неупругого рассеяния электронов. Эта характеристика процесса взаимодействия ядра с виртуальным фотоном позволяет описывать зависимость сечений от переданного ядру импульса \mathbf{q} и энергии во всем доступном эксперименту диапазоне этих величин.

Величины F^2 можно представить как суммы квадратов матричных элементов, соответствующих мультипольным переходам ядра из начального состояния J_i в конечное состояние J_f :

$$F_L^2(q) = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{J=0}^{\infty} | \langle J_f || \widehat{M}_J^{coul} || J_i \rangle |^2 = \sum_J F_{CJ}^2. \quad (2)$$

$$F_T^2(q) = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{J=1}^{\infty} \left\{ | \langle J_f || \widehat{T}_J^{el} || J_i \rangle |^2 + | \langle J_f || \widehat{T}_J^{mag} || J_i \rangle |^2 \right\} = \sum_J F_{EJ}^2 + \sum_J F_{MJ}^2. \quad (3)$$

Формфакторы $F_J(2)$, F_{EJ} и $F_{MJ}(3)$, соответствующие возбуждениям ядер в электромагнитных взаимодействиях, могут быть выражены через матричные элементы электрических и магнитных мультипольных операторов:

$$\widehat{M}_{JM}^{coul} = \sum_{i=1}^A \widehat{e}_i j_J(qr_i) \Upsilon_{JM}(\Omega_i); \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \widehat{T}_{JM}^{el} = & \frac{q}{2M} \sum_{i=1}^A \left\{ \widehat{\mu}_i j_J(qr_j) \left[\Upsilon_J(\Omega_j) \times \widehat{\sigma}_j \right]^{JM} + \right. \\ & + \frac{2\widehat{e}_i}{q} \left(\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_j) \left[\Upsilon_{J-1}(\Omega_j) \times \widehat{\nabla}_j \right]^{JM} - \right. \\ & \left. \left. - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_j) \left[\Upsilon_{J+1}(\Omega_j) \times \widehat{\nabla}_j \right]^{JM} \right) \right\}; \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \widehat{T}_{JM}^{mag} = & \frac{iq}{2M} \sum_{i=1}^A \left\{ \widehat{\mu}_i \left(\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_i) \left[\Upsilon_{J-1}(\Omega_i) \times \widehat{\sigma}_i \right]^{JM} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_i) \left[\Upsilon_{J+1}(\Omega_i) \times \widehat{\sigma}_i \right]^{JM} \right) - \right. \\ & \left. - \frac{2\widehat{e}_i}{q} \left(j_J(qr_i) \left[\Upsilon_J(\Omega_i) \times \widehat{\nabla}_i \right]^{JM} \right) \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

В (4)–(6) M — масса нуклона, $\widehat{e}_i, \widehat{\mu}_i$ — операторы заряда и магнитного момента в пространстве изоспина.

В пространстве изоспина оператор заряда нуклона:

$$\begin{aligned} \widehat{e}_T = \frac{\widehat{1} + \widehat{\tau}_3}{2} = e_{IS} \widehat{1} + e_{IV} \widehat{\tau}_3 = \frac{1}{2} \widehat{1} + \frac{1}{2} \widehat{\tau}_3; \quad (7) \\ \widehat{e}_T \psi_p = +1\psi_p; \widehat{e}_T \psi_n = (0)\psi_n. \end{aligned}$$

Оператор магнитного момента нуклона (в ядерных магнетонах $e\hbar/2m_p c$):

$$\begin{aligned} \mu_i = \mu_0 + \mu_1 \tau_{3i} = \frac{\mu_p + \mu_n}{2} I + \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \tau_{3i} = \mu_{IS} + \mu_{IV} \tau_i; \\ (\mu_{IV}/\mu_{IS}) = (4.80/0.88) = 5.35. \quad (8) \end{aligned}$$

При оценке (8) магнитных моментов в пространстве изоспина использованы магнитные моменты свободных нуклонов в ядерных магнетонах.) Отношение квадратов магнитных моментов изовекторных и изоскалярных возбуждений $(\mu_v/\mu_s)^2 \approx 28.5$, что приводит к преобладанию изовекторной ветви в электровозбуждении МГР. Однако практика показала, что вследствие взаимодействия со средой эффективные значения магнитных моментов связанных в ядре нуклонов меньше, чем у свободных частиц. В связи с этим в оценках часто используются значения «перенормированных» магнитных моментов нуклонов $\mu \approx 0.7\mu_{free}$ [8].

В приближении точечных нуклонов матричные элементы мультипольных операторов электровозбуждения (5) являются линейными комбинациями одночастичных операторов, построенных из операторов спина $\widehat{\sigma}$, углового момента $\widehat{\nabla}$ и сферических функций Υ_{JM} . Операторы, содержащие $\widehat{\mu}_i$, соответствуют учету взаимодействия виртуального фотона с ядерным спиновым током; операторы, содержащие заряд, отражают взаимодействие электрона с конвекционным током. Кроме конвекционного и спинового внутриядерных токов в процессе взаимодействия ядра с виртуальным фотоном могут принимать участие также мезонные обменные токи (МОТ). Однако их роль существенна лишь при высоких энергиях взаимодействия $E > \sim 500$ МэВ. Поскольку область возбуждения МГР значительно ниже этой оценки, роль МОТ в возбуждении ядерных резонансов несущественна.

Вклад отдельных членов формул (4)–(6) в сечение электровозбуждения ядра в сильной степени зависит от переданного ядру импульса \mathbf{q} , т. е. разности импульсов падающего и рассеянного электронов.

Если энергии пучков электронов высоки (> 100 МэВ) и исследуется область энергий возбуждения ядра ниже 40 МэВ, можно приближенно считать энергии падающего и рассеянного электронов близкими и получить упрощенную формулу связи переданного импульса с энергией электронов ускорителя и углом рассеяния:

$$q^2 \approx 2\varepsilon_i^2 (1 - \cos \theta) = 4\varepsilon_i^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \Rightarrow q \approx 2\varepsilon \sin \frac{\theta}{2}.$$

При фиксированной энергии электронов измерения выхода рассеянных электронов под разными углами к направлению падающего пучка позволяют выявить зависимость дифференциального сечения рассеяния от переданного импульса.

На рис. 1 схематически изображена поверхность отклика атомного ядра на электровозбуждение, т. е. дифференциальное сечение этой реакции как функция двух кинематических параметров — энергии возбуждения ω и переданного ядру импульса:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = f(q, \omega), \quad q \geq \omega.$$

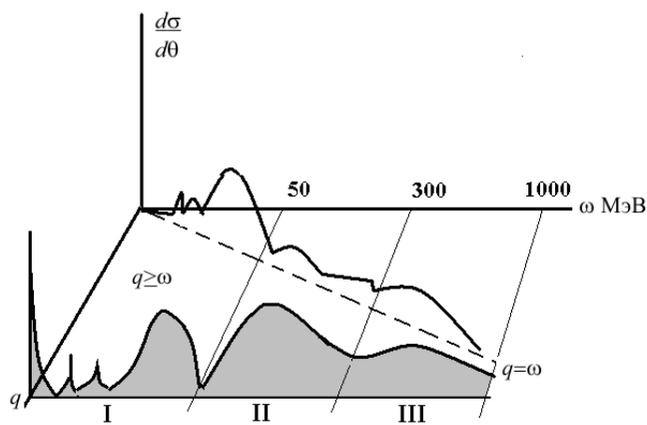


Рис. 1: Дифференциальное сечение электровозбуждения ядер как функция энергии возбуждения и переданного импульса [5, 6]

Сечение возбуждения гигантских мультипольных резонансов (МГР) соответствуют области I на рис. 1.

Изменение переданного ядру импульса q меняет относительную долю вкладов в суммарное сечение взаимодействия виртуального фотона с орбитальным и спиновым токами ядра. В предельном случае $q = \omega$ вклад спиновых токов отсутствует, это т.н. «фототочка» в электровозбуждении атомных ядер. При таких переданных импульсах в электровозбуждении участвует практически лишь дипольный оператор, причем сечение фотовозбуждения формируется взаимодействием фотона с орбитальными токами ядра.

Рост переданного импульса вовлекает в электровозбуждение также и взаимодействие виртуального фотона со спиновыми токами. На рис. 2 приведены результаты расчетов сумм квадратов формфакторов F_T для электровозбуждения ядра ^{28}Si . Пунктиром и стрелкой показано значение квадрата дипольного формфактора в фототочке, т.е. при $q = \omega$. Видно, что рост переданного импульса меняет величину дипольного $E1$ формфактора. Это происходит вследствие вовлечения в электровозбуждение также спиновых ядерных токов. Чем выше переданный импульс, тем более высокие по моменту операторы доминируют в электровозбуждении ядра, одновременно возрастает вклад спиновых токов в суммарный формфактор. Максимальный возможный спин МГР в электровозбуждении определен оболочечной структурой ядра-мишени. В случае ^{28}Si максимальный спин $1\hbar\omega$ электровозбуждения соответствует переходу $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ и равен $J = 6$. В формировании $M6$ резонанса участвует лишь взаимодействие виртуального фотона со спиновым током ядра ^{28}Si .

2. МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ МГР

Микроскопические методы описания возбужденных состояний атомных ядер на первых этапах их развития

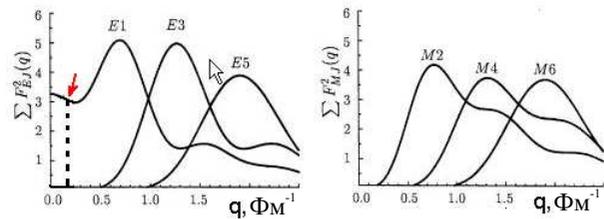


Рис. 2: Суммированные $F^2 1\hbar\omega$ резонансов для ^{28}Si Пунктир — положение $q = \omega$

основывались на простейших представлениях о ядре как квантовой системе. Успех в предсказаниях спинов и четностей основного и низших возбужденных состояний атомных ядер, достигнутый в середине 20 века в рамках одночастичной модели оболочек (ОМО), предопределил использование именно этой модели на первых этапах изучения МГР.

Структурные особенности МГР и их происхождение интенсивно исследовались в течение нескольких десятилетий. Среди источников расщепления МГР необходимо упомянуть отклонения основных состояний ядер от замкнутых оболочек и конфигурационное расщепление, а также динамические деформации возбужденных ядер и взаимодействие входных состояний с коллективными колебаниями. Отклонения основных состояний ядер-мишеней от полностью замкнутых систем имеют место и в магических ядрах как результат влияния сил спаривания. Помимо указанных выше источников возникновения сложной структуры МГР, важную роль в их формировании играют изоспиновые факторы, которые, в частности, определяют соотношения нейтронного и протонного каналов распада МГР.

Многолетние теоретические исследования резонансов в сечениях ядерных возбуждений проводились в большинстве случаев лишь для ядер, структура основных состояний которых близка к замкнутым оболочкам. Поскольку для всех остальных ядер расчет в рамках традиционных методов ММО, основанных на использовании частично-дырочного формализма, представляет большие трудности, теоретическое описание их резонансных состояний остается открытой проблемой.

Основная проблема микроскопического, т.е. на уровне расчета волновых функций, описания МГР, состоит в невозможности предсказать реальную форму самосогласованной потенциальной ямы ядра. Все очевиднее становится необходимость учета изменения характеристик ядерного потенциала при изменении чисел протонов Z и нейтронов $(A-Z)$. Надежной теоретической модели, которая количественно объяснила бы, например, как при этом деформируется ядерный потенциал и как меняется квантовая картина распределения уровней в нем, пока не существует. Основные факторы, влияющие на характеристики самосогласованного потенциала ядра, указаны были еще при формулировке

капельной модели [9] — это кулоновское расталкивание протонов и мощные силы поверхностного натяжения, способствующее уменьшению площади поверхности ядра. В [10] проведена оценка величин жесткости ядерной поверхности и показана корреляция высоких значений поверхностного давления и зарядовых радиусов ядер. Если увеличение поверхностного натяжения способствует приближению формы ядра к сферической, то кулоновские силы имеют противоположное воздействие на форму ядра. Существенные отклонения формы ядра от сфероида далеко не всегда могут фиксироваться в эксперименте; в частности, прямое измерение квадрупольных моментов ядер возможно лишь при высоких значениях спина ядра.

Прогресс в интерпретации МГР может быть достигнут в версии «частица-состояние конечного ядра (ЧСКЯ)» многочастичной модели оболочек, в которой учитывается энергетический разброс дырочных состояний по уровням конечных ядер с $(A - 1)$ нуклонами [11]. Волновые функции возбужденных состояний ядра в ЧСКЯ строятся как произведения волновых функций конечного ядра $(A - 1)$ и волновых функций нуклона:

$$|J_f E_f T_f\rangle = \sum \alpha_f^{J' T' j} |(J' E' T')_{(A-1)} \times (n_f l_f j_f) : J_f T_f\rangle. \quad (9)$$

В число состояний конечного ядра в (9) должны быть включены все состояния, имеющие заметную генеалогическую связь с основным состоянием ядра-мишени:

$$|J_i E_i T_i\rangle = \sum C_i^{J' E' T' j_i} |(J' E' T')_{(A-1)} \times (n_i l_i j_i) : J_i T_i\rangle. \quad (10)$$

Для $1\hbar\omega$ возбуждений состояния нуклона $(n_f l_f j_f)$

должны включать все возможные квантовые конфигурации, возникающие при переходах $(n_i l_i j_i)$ нуклона в следующую оболочку. Диагонализация полного гамильтониана на базисе (9) приводит к получению набора волновых функций МГР и энергий этих состояний.

Формфакторы МГР при этом являются результатами расчета матричных элементов операторов мультипольных возбуждений (4)–(6):

$$\langle J_f T_f | \widehat{T}_{JT} | J_i T_i \rangle = \sum_{j_i, j_f} \langle j_f | \widehat{T}_{JT} | j_i \rangle \sqrt{2(2J_i + 1)} Z_{JT}(J_f, J_i). \quad (11)$$

Зависимость от характеристик начального и конечного состояний ядра заключена в т. н. спектроскопической амплитуде $Z_{JT}(J_f J_i)$:

$$Z_{JT}(J_f J_i) = \sqrt{(2T + 1)(2T_i + 1)(2J_f + 1)} \times \sum_{J' T'} C_i \alpha_f (-1)^{J' - J_i + j_f - J} W(J_i J_f j_i j_f; J J') \times (-1)^{T' - T_i + 1/2 - T} W(T_i T_f \frac{1}{2} \frac{1}{2}; T T'). \quad (12)$$

Таким образом, определение энергий и вероятностей перехода в возбужденные состояния ядра A основано на системе функций, построенных на волновой функции нуклона и волновой функции ядра с $(A - 1)$ нуклоном, т.е. системе «частица – состояние конечного ядра = ЧСКЯ».

Взаимодействие «входных» конфигураций (9) может быть оценено по формуле

$$\begin{aligned} \langle (J'' T'' E''), j_2 : J_f T_f | \widehat{V}_{int} | (J' T' E'), j_1 : J_f T_f \rangle &= \sum_{J, T} \times \sum_{j, j'} \langle J' T' E' | J_i T_i, j^{-1} \rangle \langle J_i T_i, j^{-1} | J'' T'' E'' \rangle \times \\ &\times (2J + 1)(2T + 1) \sqrt{(2J' + 1)(2T' + 1)(2J'' + 1)} \sqrt{(2T'' + 1)} \cdot W(J_i j J_f j_1; J' J) W(J_i j' J_f j_2; J'' J) \times \\ &\times W(T_i \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T' T) W(T_i \frac{1}{2} T_f \frac{1}{2}; T'' T) \langle j^{-1} j_1 : J T | V_{int} | j^{-1} j_2 : J T \rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом, взаимодействие конфигураций «частица-состояние конечного ядра» может быть сведено через коэффициенты векторного сложения к расчету частично-дырочных матричных элементов.

Основная трудность версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек состоит в оценке величин генеалогических коэффициентов C_i .

Если есть надежная система волновых функций ядер

в основных и низших возбужденных состояниях, то коэффициенты C_i могут быть получены путем разложения волновой функции основного состояния (10) по произведениям функций конечного ядра $(A - 1)$ на волновую функцию нуклона. Такая возможность существует для ядер $1p$ -оболочки с $A = 7 - 15$: в работе [13] были опубликованы волновые функции основных и низших возбужденных состояний для этих ядер.

Волновые функции были рассчитаны при этом с потенциалом взаимодействия, параметры которого были подобраны из условия наилучшего совпадения расчетных характеристик низших возбужденных состояний ядер $1p$ -оболочки с экспериментом.

На основе приведенных в [13] волновых функций основных состояний ядер $1p$ -оболочки в версии ЧСКЯ были получены генеалогические коэффициенты отделения нуклона и проведены расчеты эффективных сечений возбуждения и распадов дипольных резонансов для ядер ^{12}C [11, 14], ^{13}C [15], ^{14}N [16], ^{11}B [17], ^{14}C [18], ^{15}N [19], ^7Li [20]; (обзор — [21]). Сравнение с обширным массивом экспериментальных данных для $E1$ резонансов показало, что версия ЧСКЯ модели оболочек вполне удовлетворительно объясняет распределение полных сечений по энергиям возбуждений, а также относительные вероятности парциальных каналов распада $E1$ резонанса. Однако в случае большого разброса парциальных сечений по энергиям область высоких энергий возбуждения остается, как правило, недооцененной [19].

Применение версии ЧСКЯ модели оболочек к ядрам с $A > 16$ было затруднено отсутствием надежных наборов волновых функции основных состояний и невозможностью теоретического расчета генеалогических коэффициентов отделения нуклона от ядра. Поэтому в расчетах ядер $1d-2s$ и $1f-2p$ оболочек оценка коэффициентов C_i была проведена на основе экспериментальных данных о распределении спектроскопических факторов прямых реакций подхвата нуклона.

Приближенно [22]

$$C_i \cong \sqrt{S_i / \sum_i S_i}, \quad (14)$$

где S_i — спектроскопический фактор прямой реакции подхвата, приводящей к появлению ядра $(A-1)$ в состоянии $(J'E'T')$. Преимуществом по сравнению с модельным методом расчета C_i является возможность использовать реальные особенности изучаемого ядра, которые далеко не всегда могут быть воспроизведены в имеющихся моделях ядер. Этот факт может быть прослежен, например, при сравнении картин распределения по энергиям спектроскопических факторов нескольких ядер, отличающихся добавлением одной или нескольких нейтронных пар.

Выполненные теоретические исследования мультипольных резонансов в ядрах $1d-2s$ и $1f-2p$ оболочек показали, что использование в расчетах резонансов данных о прямых реакциях подхвата нуклона приводит к результатам, близким экспериментальным данным. Например, удовлетворительные результаты для распределения $E1$ сечений получены не только для ядер $^{32,34}\text{S}$, $^{40,48}\text{Ca}$, форма основных состояний которых близка к сферической, но и для деформированного в основном состоянии ядра ^{24}Mg . Это означает, что распределение спектроскопических факторов по энергиям возбуждения, использованное в расчетах по вер-

сии ЧСКЯ, уже содержит информацию о влиянии формы ядра.

Исследование резонансных откликов ядер на электромагнитное возбуждение и возможности построения системы базисных конфигураций на основе данных о спектроскопии прямых реакций подхвата показало, что условием удовлетворительного описания реакций возбуждения МГР в этом подходе является превышение энергий реакций подхвата на 15–20 МэВ над максимальными энергиями изучаемых реакций электромагнитного взаимодействия. Сильное взаимодействие падающих на ядро частиц с нуклонами мишени и короткий радиус сильных взаимодействий позволяет исследовать структуру глубоких оболочек и подоболочек лишь при условии сравнительно высоких энергий падающих на ядро адронов. При меньших значениях энергий недооценка суммарного спектроскопического фактора, извлекаемого из прямых реакций, приводит к недооценке вероятностей возбуждения нуклонов глубоких оболочек и к искажению сечений ядерных реакций. Поэтому особенно ценными как для получения спектроскопических амплитуд, так и для понимания реальных особенностей квантовой структуры ядер, являются эксперименты по подхвату нуклонов и кластеров при высоких энергиях падающих частиц.

Важным результатом исследования заселения «глубоких» квантовых уровней ядер, т. е. состояний с высокими энергиями отделения нуклона от ядра, является открытие множественного расщепления этих уровней. Этот эффект особенно ярко проявляется в реакции подхвата $^{40}\text{Ca}(d,t)^{39}\text{Ca}$ при энергии дейтронов 52 МэВ [23], когда было обнаружено 26 состояний с $J^P = 5/2^+$ с суммарным спектроскопическим фактором около 6 — т. е. равным максимальному числу заселения нейтронной $1d_{5/2}$ подоболочки в ОМО. Аналогичные эффекты расщепления «глубоких» подоболочек ядер были зафиксированы и в других реакциях подхвата, инициированных частицами высоких энергий. На рис. 3а показаны распределения по энергиям спектроскопических факторов реакций подхвата на трех ядрах sd -оболочки ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca [23, 24].

3. СТРУКТУРА МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ ВЫСШИХ СПИНОВ

Особенно важными являются результаты реакций подхвата адронов высоких энергий для понимания структуры и свойств МГР высших спинов. Эти состояния на уровне «входных конфигураций» соответствуют переходам нуклона из подоболочки с максимальным моментом нуклона в следующую оболочку также с максимальным моментом, причем сумма моментов также максимальна. Для ядер sd -оболочки это переходы $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ с возникновением состояния с $J^P = 6^-$. Эти состояния с максимальным спином частично-дырочной пары при переходе в следующую оболочку (MJ_{max}) также называют «вытянутыми» со-

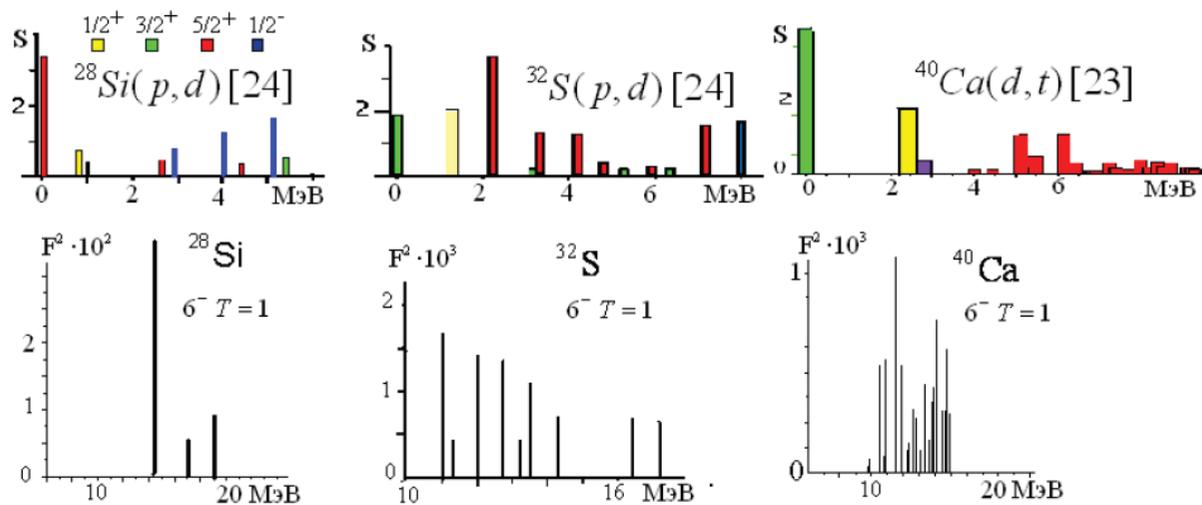


Рис. 3: Спектроскопические факторы подхвата нуклона (верхний ряд) и формфакторы $M6$ состояний при $q = 1.8 \text{ Фм}^{-1}$

стояниями («stretched states»). За электровозбуждение этих состояний отвечает в (6) только первый оператор спинового тока. Простота структуры таких состояний делает их важным тестом теоретических моделей. В ядрах sd -оболочки в (e,e') реакциях состояния $M6$ выявляются при переданном импульсе около 1.7 Фм^{-1} . На ускорителе BATES-MIT [25] было проведено экспериментальное исследование структуры состояний MJ_{max} . Распределение их сечений возбуждения было измерено от $M4$ для ядер $1p$ -оболочки вплоть до $M14$ в ядре ^{208}Pb . Одним из многих результатов этого цикла исследований было странное соотношение распределений $M6$ резонансов в ядрах ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca . Если в ^{28}Si четко выражен пик 6^- состояния, то в ядре ^{32}S выявлено значительное расщепление этого пика [25], а в $^{40}\text{Ca}(e,e')$ $M6$ не удалось зафиксировать вообще.

В версии ЧСКЯ модели оболочек этот парадоксальный факт получил объяснение как следствие расщепления глубоких дырочных состояний. Расчеты $M6$ резонансов для ^{40}Ca показали, что разброс «дырки» по 26 состояниям $5/2^+$ в ядрах с $A = 39$ приводит к сильнейшей фрагментации $M6$ резонанса в ядре ^{40}Ca и концентрации группы низких пиков в области возбуждений 11–15 МэВ. В случае возбуждения MJ_{max} распадшие ширины очень малы из-за высокого центробежного барьера, что приводит к очень низкому смешиванию и малой степени коллективизации состояний. Поэтому распределение 6^- состояний в ядрах sd -оболочки очень близко картине распределения спектроскопических факторов реакции подхвата нейтрона из подоболочки $1d_{5/2}$. На рис.3б показаны результаты расчетов $6^-T = 1$ уровней в ядрах ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca в версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек. Распределение полученных в модели формфакторов близко к результатам экспериментов [25, 26]. В частности, отсутствие заметных пиков $6^-T = 1$ в (e,e') [25] оказывается следствием фрагментации $M6$ состояний по 26

уровням.

(Следует отметить, что в реакциях (p,n) [27] на ^{40}Ca был обнаружен широкий не структурированный максимум при энергиях 13–16 МэВ, соответствующий группе состояний 6^-).

4. ГИГАНТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС

$E1$ резонанс является не только первым из экспериментально обнаруженных МГР, но и наиболее детально исследованным в фотоядерных реакциях. В т.н. «фототочке», т.е. при переданных импульсах, равных энергии возбуждения, в формировании отклика ядра участвует только орбитальный внутриядерный ток. Эксперименты выявили весьма сложную структуру эффективного сечения возбуждения $E1$ резонансов. Расчеты в версии ЧСКЯ показали, что в значительной степени эта сложность оказывается следствием энергетического разброса спектроскопических факторов отделения нуклона. Вторым источником сложности структуры $E1$ резонансов является изоспиновое расщепление. На рис. 4а дано сравнение распределения спектроскопических факторов подхвата нуклона на ядре ^{18}O [24] (рис. 4а), результата расчета F^2 для $E1$ резонанса в этом ядре в версии ЧСКЯ [29] (рис. 4б) и экспериментального распределения сечения фоторасщепления [30] (рис. 4в).

Сравнение результата расчета (рис. 4б), основанного на учете спектроскопии реакции подхвата (рис. 4а) и экспериментальных данных (рис. 4в), показывает, что этот метод позволяет получить близкое к реальности микроскопическое описание дипольного резонанса. Расщепление оболочки $1p$, выявленное в реакции подхвата нейтрона на ядре ^{18}O является, совместно с изоспиновым расщеплением, источником сложной структуры сечения фотопоглощения в области $E > 20 \text{ МэВ}$.

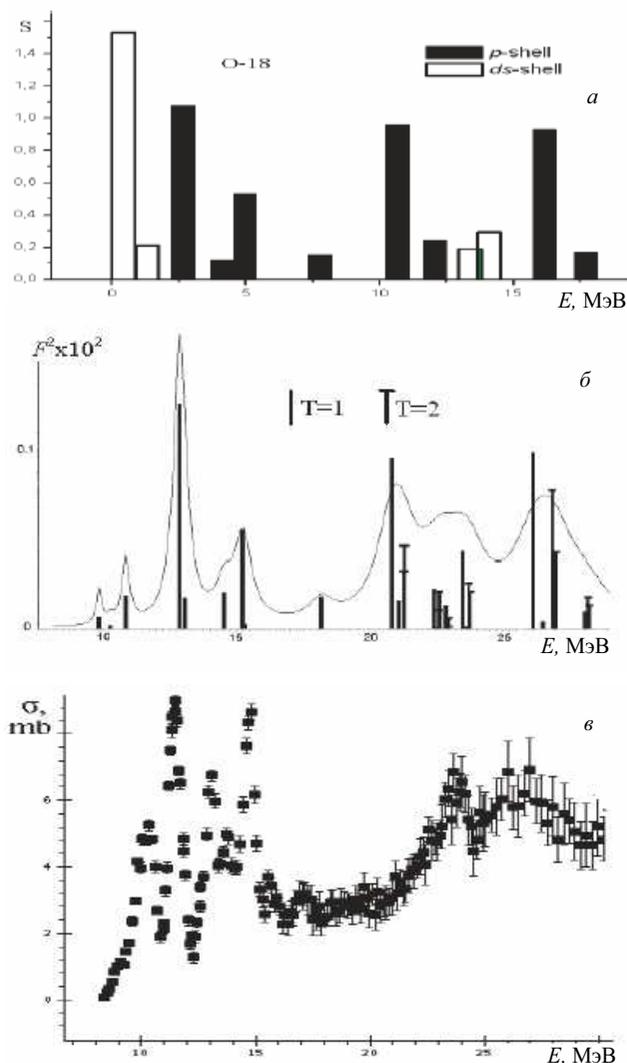


Рис. 4: Сравнение теории и экспериментальных данных для ядра ^{18}O . *a* — спектроскопические факторы подхвата нейтрона $^{18}\text{O}(p,d)$ [24], *б* — квадраты формфакторов $E1$ возбуждений ядра ^{18}O [29], *в* — сечение $^{18}\text{O}(\gamma,n)$ [30]

Аналогичные результаты были получены для более тяжелых чётно-чётных ядер *sd*-оболочки: ^{24}Mg , ^{26}Mg [31], ^{28}Si , ^{30}Si [32], ^{32}S , ^{34}S [33], ^{36}Ar , ^{40}Ar , ^{40}Ca , ^{48}Ca [34, 35]. Из нечётных ядер расчет в обсуждаемой модели ЧСКЯ был выполнен только для практически важного случая ядра ^{27}Al [36]. Хотя нет принципиальной разницы в процедурах расчетов для чётных и нечётных ядер, в возбуждении резонансов в нечётных ядрах участвует несколько каналов возбуждения. Например, для ^{27}Al их 6, причем наложение шести картин делает мало информативным анализ влияния квантовых характеристик входных конфигураций на суммарный результат. В случаях чётно-чётных ядер картина менее запутанная, что позволяет в ряде случаев проанализировать источники фрагментации резонанса. Например, сопоставление распределений спек-

троскопических амплитуд с сечениями фотовозбуждения ядер ^{28}Si , ^{30}Si [32] (рис.5) позволило сделать вывод об отклонении основного состояния ^{28}Si от сферической симметрии в сторону отрицательных значений параметра деформации.

Поскольку данные о распределении сечений реакций подхвата на ^{28}Si получены лишь для сравнительно низких энергий, спектроскопические факторы подхвата для оболочки $1p$ оказались сильно заниженными, что привело к недооценке полного сечения $^{28}\text{Si}(\gamma,n)$ в области $E > 25$ МэВ.

Из всех хорошо изученных ядер *sd*-оболочки наивысшую деформацию в основном состоянии имеет ядро ^{24}Mg , что проявляется как ротационная полоса в спектре возбуждений. Результаты расчетов формфакторов дипольных возбуждений этого ядра в методе ЧСКЯ [31] представлены на рис.6а. Распределение сечения реакции $^{24}\text{Mg}(\gamma,p)$ [38] дано на рис.6б. Удовлетворительное согласие результата расчета с экспериментом означает, что распределение спектроскопических факторов по энергиям возбуждения [24], использованное в расчетах, уже содержит необходимую информацию о влиянии формы ядра на фрагментацию МГР.

Использование спектроскопии реакций подхвата в создании системы конфигураций «частица-состояние конечного ядра», коллективизация которых приводит к формированию мультипольных резонансов, позволяет получить волновые функции возбужденных состояний для тех ядер, расчет которых другими методами ММО вообще не проводился.

В частности, в версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек было получено удовлетворительное микроскопическое описание дипольных резонансов в чётно-чётных изотопах титана ^{46}Ti , ^{48}Ti , ^{50}Ti [39] (рис. 7). Теоретическое исследование гигантского дипольного резонанса в изотопах титана выявило, в частности, влияние добавления нейтронных пар как на спектроскопию прямых реакций на чётно-чётных ядрах, так и на распределение сил $E1$ резонанса.

На рис. 8 показан результат расчета $E1$ резонанса в ядре ^{54}Fe [41], который удовлетворительно воспроизвел картину реакции $^{54}\text{Fe}(\gamma,n)$ [42]. К сожалению, дать детальное микроскопическое описание фоторасщепления основного изотопа железа ^{56}Fe (~ 92%) оказалось затруднительным из-за отсутствия качественных данных как о спектроскопии реакций подхвата, так и о сечении фоторасщепления этого изотопа.

В обсуждаемой версии ММО удалось также получить удовлетворительное описание фоторасщепления ядра ^{52}Cr [43].

Теоретическое исследование МГР и их распадов включает также учет зависимости реакций возбуждения и распадов от изоспинов. Пример влияния изоспиновых факторов на сечение возбуждения резонанса в ядре с ненулевым изоспином основного состояния показан на рис. 9 на примере изовекторного возбуждения ядра ^{54}Fe и его распада по нуклонным каналам.

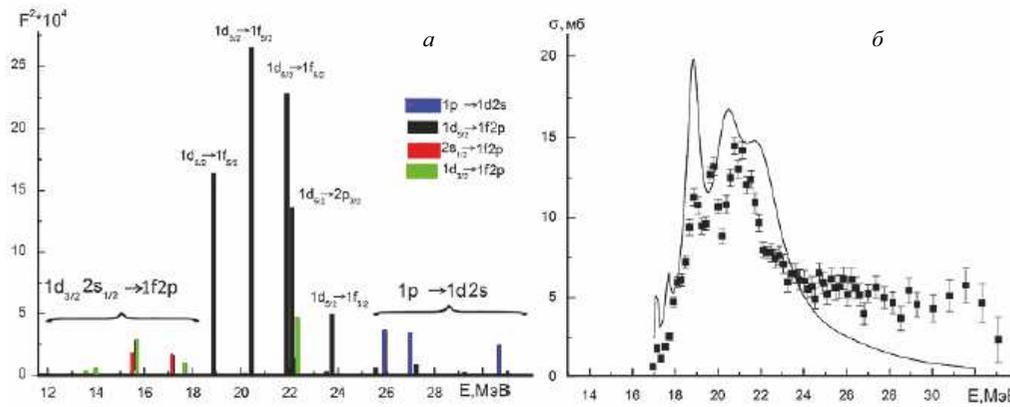


Рис. 5: *a* — Распределение спектроскопических факторов [32], *б* — сечения $^{28}\text{Si}(\gamma, n)$ (расчет — [32], эксперимент — [37])

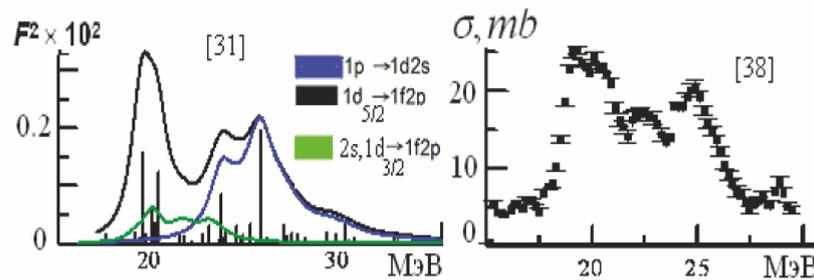


Рис. 6: Распределение формфакторов $E1$ резонанса в ядре ^{24}Mg [31] и экспериментальные результаты для реакции $^{24}\text{Mg}(\gamma, p)$ [38]

5. ВЛИЯНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ОРБИТАЛЬНЫХ И СПИНОВЫХ ТОКОВ НА СТРУКТУРУ МГР

Рост переданного импульса изменяет форму сечения мультипольных резонансов. Этот эффект является следствием зависимости матричных элементов одночастичных переходов от q . Интерференция вкладов от орбитальных и спиновых компонентов ядерного тока в формирующие МГР переходы может привести как к усилению, так и уменьшению величин формфакторов как функций от переданного ядру импульса. На рис. 10 показано поведение формфакторов изовекторных $E1$ переходов нуклона $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}, 1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ как функций переданного импульса и вклады в суммарный формфактор спинового и орбитального токов.

Из рис.10 видно, что для первого из переходов имеет место деструктивная интерференция спинового и орбитального вкладов в суммарный $E1$ формфактор вплоть до $q \sim 1.5 \text{ Фм}^{-1}$. Лишь в области $q \sim \omega = E_{exc}$, т.е. при фотоядерных реакциях, дипольный резонанс $E1$ формируется практически только за счет взаимодействия виртуального фотона с орбитальным внутриядерным током. Область более высоких значений переданного импульса — область доминирования спинового оператора $E1$ возбуждения. Эффект деструктивной интер-

ференции реализуется для всех дипольных переходов нуклона из подоболочки с максимальным значением полного момента нуклона ($j = l + 1/2$) в следующую подоболочку также с максимальным полным моментом ($j' = l' + 1/2$) [44]. Примером такого перехода является переход $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$. Рост переданного импульса усиливает вклад в $E1$ резонансы переходов типа $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$, т.е. $E1$ возбуждений, соответствующих перевороту спина нуклона.

(Эффект интерференции спиновой и орбитальной компонент нуклонных токов и появление — как следствие этого эффекта — минимума в зависимости $E1$ формфактора от переданного ядру импульса был экспериментально обнаружен на ускорителе МАМI-A [45].)

Наблюдаемый в фотоядерных реакциях гигантский дипольный резонанс является результатом взаимодействия фотона с орбитальным внутриядерным током. При переданных импульсах выше 150 МэВ/с в рассеянии электронов на ядрах наблюдается т.н. спин-изоспиновый гигантский дипольный резонанс [46, и ссылки там]. Основной вклад в это коллективное возбуждение вносят переходы типа $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}, 1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$, т.е. возбуждения с переворотом спина нуклона.

Интерференция вкладов спиновых и орбитальных

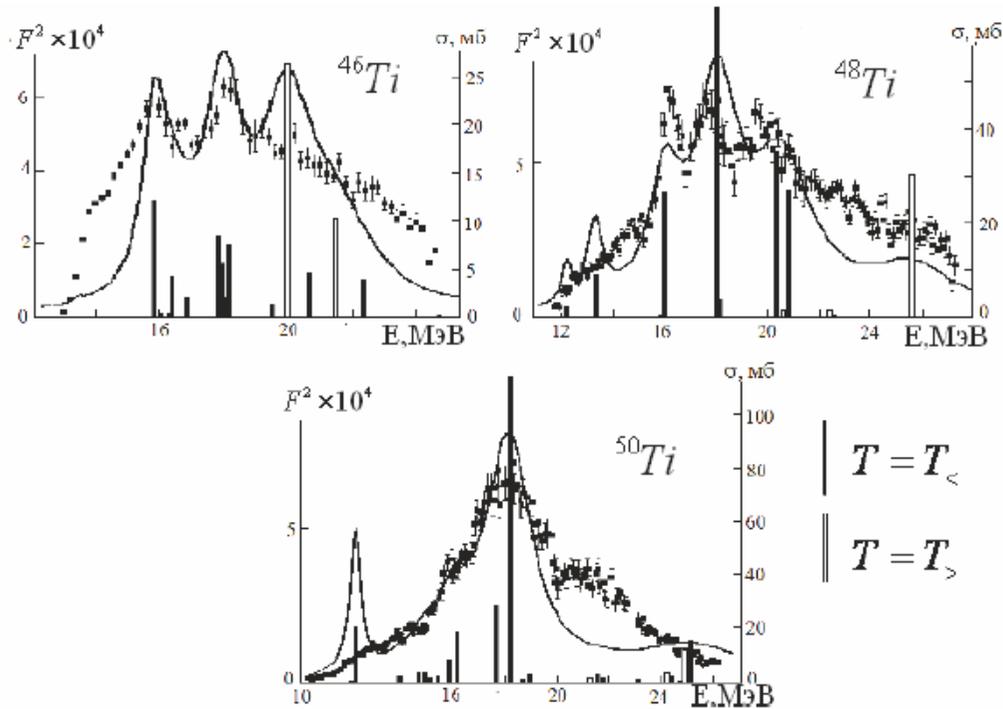


Рис. 7: Дипольный резонанс в изотопах титана (теория — [39], эксперимент — [40])

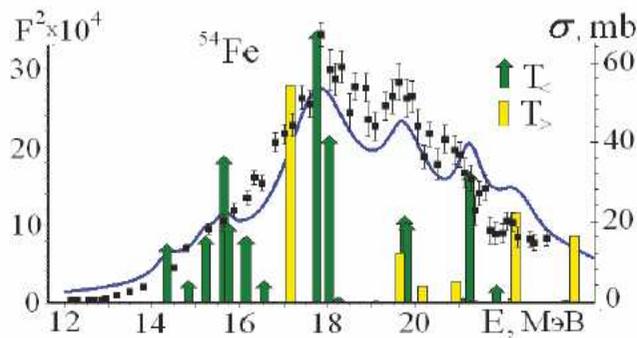


Рис. 8: Распределение формфакторов $E1$ резонанса в ^{54}Fe [41] и экспериментальные данные для $^{54}\text{Fe}(\gamma, n)$ [42]

токов в матричные элементы (5), (6) имеет место и для резонансов высших спинов, например магнитных квадрупольных резонансов $M2$ [47].

На рис. 11 показаны вклады матричных элементов спиновых и орбитальных токов в формфакторы $M2$ переходов $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ и $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$.

Эффекты интерференции матричных элементов спиновых и орбитальных токов оказывают определяющее влияние на структуру всех МГР. Исключением являются фотоядерный дипольный $E1$ резонанс и резонансы максимальных спинов MJ_{max} , которые формируются либо матричными элементами только орбитальных либо только спиновых токов.

В возбуждении $M2$ резонансов доминируют спин-

мультипольные члены в (6), содержащие операторы $[Y_1 \times \vec{\sigma}]^2$ и $[Y_3 \times \vec{\sigma}]^2$, первый из которых доминирует в области $0 < q < 1 \text{ Фм}^{-1}$, второй — при $q > 1 \text{ Фм}^{-1}$. Вклад оператора орбитального тока $[Y_2 \times \vec{\nabla}]^2$ также существенен (рис. 11). Интерференция спиновых и орбитальных токов может быть деструктивной и проявляться в исчезновении пика $M2$ при определенных значениях переданного импульса. Поскольку этот эффект зависит от конфигурационной структуры резонансного пика, он может быть использован для определения вида его волновой функции.

Эффект интерференции токов в формировании магнитных квадрупольных резонансов может быть прослежен по экспериментальным данным, полученным на ускорителе S-DALINAC. Исследование сечения возбуждения ядер ^{32}S , ^{28}Si , ^{24}Mg [48] в рассеянии электронов позволило получить данные о формфакторах $M2$ резонансов при нескольких значениях переданного ядру импульса (от 0.35 Фм^{-1} до 0.8 Фм^{-1}). Проведенные в версии ЧСКЯ ММО расчеты волновых функций $2^{-T} = 1$ состояний ядра ^{32}S позволили рассчитать формфакторы $M2$ возбуждений этого ядра и сравнить теоретический результат с экспериментом [48]. На рис. 12 дано сравнение теоретической (а) и экспериментальной картин $M2$ резонансов в ядре ^{32}S . (К сожалению, эксперимент $^{32}\text{S}(e, e')$ мог быть проведен лишь до энергий возбуждения 14 МэВ) Следует отметить, что в расчете вкладов спиновых токов в суммарный формфактор $M2$ резонанса была учтена «перенормировка» магнитного момента нуклона в сре-

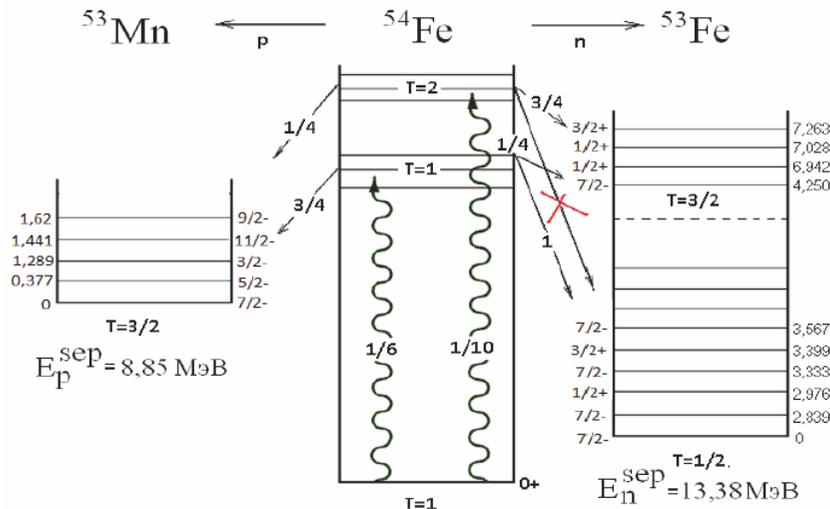


Рис. 9: Распределение изоспиновых факторов при возбуждении изовекторных резонансов и в их распадах по нуклонным канала на примере ^{54}Fe

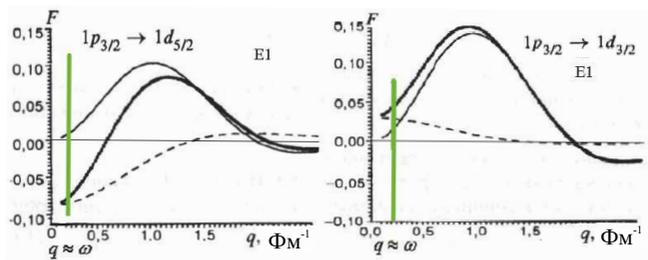


Рис. 10: Формфакторы переходов из $1p_{3/2}$ подболочки в $1d_{5/2}$ и $1d_{3/2}$ (толстые линии). Тонкая кривая — вклад спинового тока, штриховая — орбитального тока. Вертикальная линия соответствует положению «фототочки»

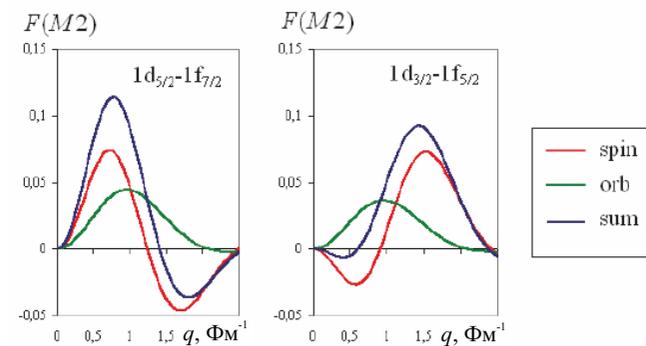


Рис. 11: Вклады спиновых (красный) и орбитальных (зеленый) токов в суммарный формфактор $M2$

де, т. е. расчет был проведен со значениями магнитных моментов или, как часто их обозначают, « g -факторов», $g = 0.7g_{free}$.

В формировании пиков $M2$ возбуждений ярко проявляется интерференция матричных элементов спиновых

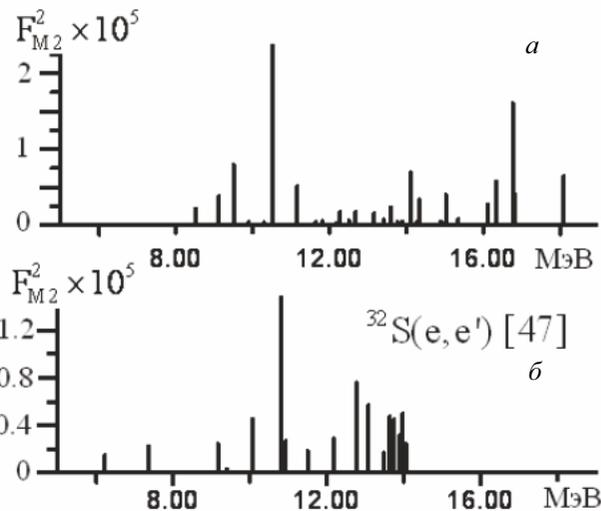


Рис. 12: Квадраты формфакторов $M2$ резонансов в ядре ^{32}S при переданном импульсе $q = 0.6 \text{ Фм}^{-1}$; а — расчет в версии ЧСКЯ [31]; б — экспериментальные данные [48]

и орбитальных токов, которая может быть как деструктивной, так и конструктивной. На рис. 13 показано распределение положительных и отрицательных вкладов в формфакторы $M2$.

$^{32}\text{S}(e, e')$ эксперимент на ускорителе S-DALINAC проводился при разных переданных ядру импульсах, что дает возможность сравнить с экспериментом поведение квадрата формфактора для рассчитанного в ЧСКЯ пика $M2$ резонанса при энергии 10.8 МэВ (рис. 14). Сравнение теории и эксперимента для этого $M2$ формфактора еще раз подтвердило необходимость перенормировки магнитных моментов нуклонов в ядерной среде. При условии использования значений

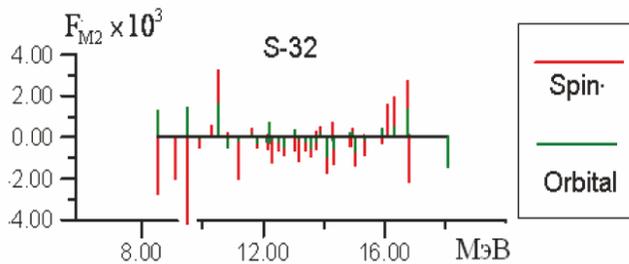


Рис. 13: Вклады спинового и орбитального токов в M_2 факторы ядра ^{32}S

$g = 0.7g_{free}$ теория хорошо согласуется с экспериментальными данными.

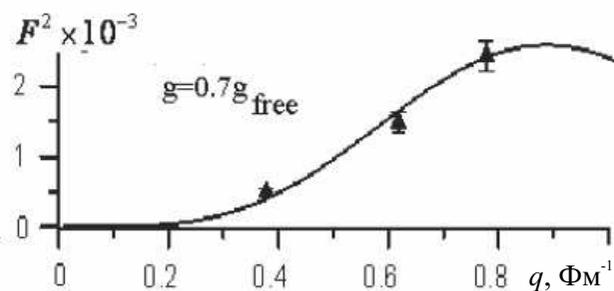


Рис. 14: Квадрат фактора пика при $E = 10.8$ МэВ по данным [48] (точки) и расчета [49] (кривая)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многолетние экспериментальные и теоретические исследования мультипольных гигантских резонансов внесли большой вклад в понимание структуры и свойств ядра как сложной квантовой системы. Хотя

природа гигантских резонансов как результата взаимодействия виртуальных квантовых состояний уже не вызывает сомнений, их изучение ставит новые проблемы перед теорией. Одной из таких проблем является задача объяснения энергетического расщепления оболочек и подоболочек, находящихся значительно ниже энергии Ферми. В версии «частица-состояние конечного ядра» многочастичной модели оболочек это расщепление можно эффективно учесть и, таким образом, объяснить особенности как спектров $E1$ резонансов, так и фрагментацию состояний максимального спина. Однако природа этого расщепления пока не ясна, предсказать число уровней расщепления не удастся.

Другой проблемой является изменение формы ядра при добавлении нуклонов, точнее говоря, конкуренция поверхностного натяжения, способствующего уменьшению площади поверхности, и кулоновских сил, действующих в противоположенном направлении. Даже для ядер, которые обычно считали сферическими, изучение резонансных возбуждений и распределения спектроскопических факторов показывает, что сложная структура резонансов часто является следствием отклонения ядра от сферической формы.

Хотя изучение эффектов интерференции матричных элементов спинового и орбитального токов пока только начинается, полученные результаты указывают на важность этого направления исследований для понимания свойств ядра.

Исследование зависимости сечений электровозбуждения от переданного ядру импульса представляет собой наиболее надежный способ расшифровки конфигурационной структуры резонансного пика. Необходимым условием развития этого направления является возможность измерений сечений ядерных реакций с возбуждением МГР при различных переданных ядру импульсах, что требует создания новых и усовершенствования действующих электронных ускорителей.

Автор выражает благодарность профессору Б. С. Ишханову за полезное обсуждение работы.

[1] Мигдал А. Б. ЖЭТФ. 1945. **15**. С. 81.
 [2] Brown G. E., Bolsterly M. Phys. Rev. Lett. 1959. **3**. P. 472.
 [3] Bertsch G. F., Broglia R. A. Phys. Today. 1986. **39**. P. 8.
 [4] Eramzhyan R. A., Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Neudatchin V. G. Phys. ReP. 1986. **136**. P. 229.
 [5] deForest T., Walecka J. D. Adv. in Phys. 1966. **15**. P. 57.
 [6] Donnelly T. W., Walecka J. D. Ann. Rev. Nucl. Sci. 1975. **25**. P. 329.
 [7] Heisenberg J., Blok H. P. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1983. **33**. P. 569.
 [8] Richter A. Progr. Part. Nucl. Phys. 2000. **4**. P. 3.
 [9] v. Weizsäcker C. F. Zs. Phys. 1935. **96**. P. 431.
 [10] Goncharova N. G. Phys. Part. Nucl. 2017. **48**. P. 90.
 [11] Goncharova N. G., Yudin N. P. Phys. Lett. B. 1969. **29**. P. 272.
 [12] Гончарова Н. Г. Ядерная Физика. 2009. **72**, № 10. С. 1803.
 [13] Cohen S., Kurath D. Nucl. Phys. A 1965. **73**. P. 1; 1967. **101**. P. 1.
 [14] Гончарова Н. Г., Юдин Н. П. Ядерная физика. 1970. **12**, № 4. С. 725.
 [15] Гончарова Н. Г., Сагиян Г. С. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 1972. № 1. С. 121.
 [16] Гончарова Н. Г. Ядерная физика. 1972. **15**. С. 242.
 [17] Гончарова Н. Г., Ишханов Б. С., Мокеев В. И. Ядерная физика. 1982. **35**, № 1. С. 43.
 [18] Goncharova N.G., Golzov A.N., Kissener H.R. Nucl. Phys. A. 1987. **462**. P. 367.
 [19] Goncharova N. G., Spevak V. I., Kissener H. R. Nucl. Phys. A. 1990. **516** P. 15.

- [20] Аракелян Э.Р., Гончарова Н.Г. Ядерная физика. 1991. **54**, № 4(10). С. 920.
- [21] Kissener H. R., Rotter I., Goncharova N. G. Fortschritte der Physik. 1987. **35**. P. 277.
- [22] Гончарова Н.Г. Ядерная физика. 2009. **72**, №10. С. 1803. (Goncharova N.G. Phys. At. Nucl. 2009. **72**, N 10. P. 1745).
- [23] Doll P., Wagner G. J., Knupfle K. T., Mairle G. Nucl. Phys. 1976. **A263**. P. 210.
- [24] Endt P. M. Nucl. Phys. **A**. 1990. **521**. P. 1.
- [25] Clausen B. L., Lindgren R. A. et al. Phys. Rev. C. 1993. **48**. P. 1632.
- [26] Yen S. et al. Phys. Lett. B. 1992. **289**. P. 22.
- [27] Anderson B. D. et al. Phys. Lett. **B**. 1983. **123**. P. 383.
- [28] Raman S., Nestor C. W., Tikkanen P. Atomic Data & Nucl. Data Tables. 2001. **78**. P. 1.
- [29] Гончарова Н.Г., Мачехина М.Н., Пронкина Н.Д. Изв. РАН. (Сер. физ.) 2008. **72**. С. 278.
- [30] Kelley J. H. et al. Nucl. Phys. **A**. 1993. **564**. P. 1.
- [31] Гончарова Н.Г., Пронкина Н.Д. Ядерная физика. 2007. **70** С. 671; Phys. At. Nucl. 2007. **71**. P. 4.
- [32] Гончарова Н.Г., Третьякова Т.Ю., Федоров Н.А. Изв. РАН. (Сер. физ.) 2016. **80**, №3. С. 361. (Goncharova N. G., Tretyakova T. Yu., Fedorov N. A. Bull. RAS. Physics. 2016. **80**, N 3, P. 325).
- [33] Гончарова Н.Г., Машутиков Н.Э. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2011. С. 84.
- [34] Goncharova N. G., Skorodumina Iu. A. EPJ Web of Conferences. 2012. **38**. N 1. P. 7006.
- [35] Гончарова Н.Г., Скородумина Ю.А. Изв. РАН. (Сер. физ.) 2011. **75**, № 11. С. 1636. (Goncharova N. G., Skorodumina Iu. A. Bull. RAS. Physics. 2011. **75**, N 11. P. 1540.)
- [36] Гончарова Н.Г., Машутиков Н.Э. Изв. РАН. (Сер. физ.) 2010. **74**. С. 02.
- [37] Rywell R. E., Thompson M. N. et al. Phys. Rev. **C**. 1983. **27**. P. 960.
- [38] Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M. et al. Nucl. Phys. 1972. **186**. P. 438.
- [39] Гончарова Н.Г., Скородумина Ю.А. Изв. РАН. (Сер. физ.) 2012. **76**, № 10. С. 1210. (Goncharova N. G., Skorodumina Iu. A. Bull. RAS. Physics. 2012. **76**, N 10. P. 1085; Goncharova N. G., Skorodumina Iu. A. EPJ Web of Conferences. 2012. **38**, N 1. 7006.)
- [40] Rywell R. E., Thompson M. N. et al. Nucl. Phys. **A**. 1979. **318**. P. 461; **325**. P. 116.
- [41] Гончарова Н.Г., Долгодворов А.П. Изв. РАН. (Сер. физ.) 2015. **79**, № 4. С. 595. (Goncharova N. G., Dolgodvorov A. P. Bull. RAS. Physics. 2015. **79**, N 4. P. 550.)
- [42] Norbury J. W. et al. Aust. J. Phys. 1978. **31**. P. 471.
- [43] Гончарова Н.Г., Долгодворов А.П. Ядерная Физика. 2014. **77**, № 2. С. 223; Goncharova N. G., Dolgodvorov A. P. Phys. At. Nucl. 2014. **77**, N 2. P. 200.
- [44] Гончарова Н.Г., Джоиев А.А., Шершаков В.В. Ядерная физика. 2000. **63**. С. 40.
- [45] Zimmermann N., Weyand H. et al. Phys. MAMI-A. Inst. Kernphys. SFB. 201. Mainz, 1988.
- [46] Eramzhyan R. A., Goncharova N. G. Zeitschr. Phys. **A**. 1982. **306**. P. 89.
- [47] Goncharova N. G., Dzhioev A. A. Nucl. Phys. **A**. 2001. **690c**. P. 247.
- [48] Hofmann F., v. Neumann-Cosel P. et al. Phys. Rev. **C**. 2002. **65**. 024311.
- [49] Goncharova N. G. Phys. At. Nucl. 2015. **77**, N 13. P. 1.

Microscopic description of multipole resonances in nuclear excitations' cross sections

N. G. Goncharova

Physics Department, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia
E-mail: n.g.goncharova@gmail.com

The microscopic description of multipole resonances' fragmentation represents a challenge to nuclear theory. The results of a «particle–core coupling» version of multiparticle shell model for resonances of various multipolarity are discussed. Influence on resonance structure the distribution of hole on the states of daughter nuclei is shown; the problem of deep levels splitting is discussed. The impact of spin- and orbital currents interference on the multipole resonances' wave functions is demonstrated

PACS: 21.60-n.

Keywords: multipole resonances, nuclear currents.

Received 06 April 2017.

Сведения об авторе

Гончарова Наталья Георгиевна — доктор физ.-мат. наук, профессор; e-mail: n.g.goncharova@gmail.com.