

Глава 4

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

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

В данной главе будет дан обзор общих свойств МГР и методов их интерпретации. В главах 5 и 6 свойства некоторых наиболее интересных (с точки зрения автора) МГР будут рассмотрены в деталях.

§ 4.1 Классификация МГР

Классификацию мультипольных возбуждений можно провести по характеристикам участвующего в его возбуждении виртуального фотона, т.е. по его мультипольности и четности:

<i>E0, E2, M1, M3</i> и т.д. – соответствуют переходам в ядрах. $0\hbar\omega$ ($2\hbar\omega$)	<i>E1, E3, E5, M2, M4, M6</i> и т.д. соответствуют $1\hbar\omega$ переходам в ядрах.
---	--

Исследование мультипольных гигантских резонансов (МГР) в эффективных сечениях возбуждения атомных ядер различными пробными частицами является одним из основных направлений физики ядра как сложной системы

взаимодействующих адронов уже более 60 лет. Гигантские резонансы впервые обнаружены в сечениях фоторасщепления четно-четных ядер как возбужденные состояния со спинами $J=1$ и отрицательными четностями, возникающие благодаря $E1$ переходам в ядрах.

Возбуждение мультипольных гигантских резонансов (МГР) является универсальным свойством функции отклика атомного ядра на внешнее возбуждение при энергиях возбуждения $E < 50$ МэВ и при переданных импульсах $q \leq 3 \text{ Fm}^{-1}$. При этом 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. На рис.4.1 показано распределение по энергиям возбуждения ядра ^{40}Ca трех мультипольных резонансов – гигантского монопольного (GMR), гигантского квадрупольного (GQR) и гигантского дипольного (GDR) резонансов. Указаны также наиболее вероятные каналы распада резонансных состояний.

Универсальность проявления и возможность совместного исследования в различных реакциях делает МГР интересным и важным объектом как экспериментальных, так и теоретических исследований. С точки зрения микроскопической теории атомное ядро представляет собой крайне интересный объект для изучения в качестве системы большого, но конечного числа частиц, точный вид взаимодействия между которыми неизвестен

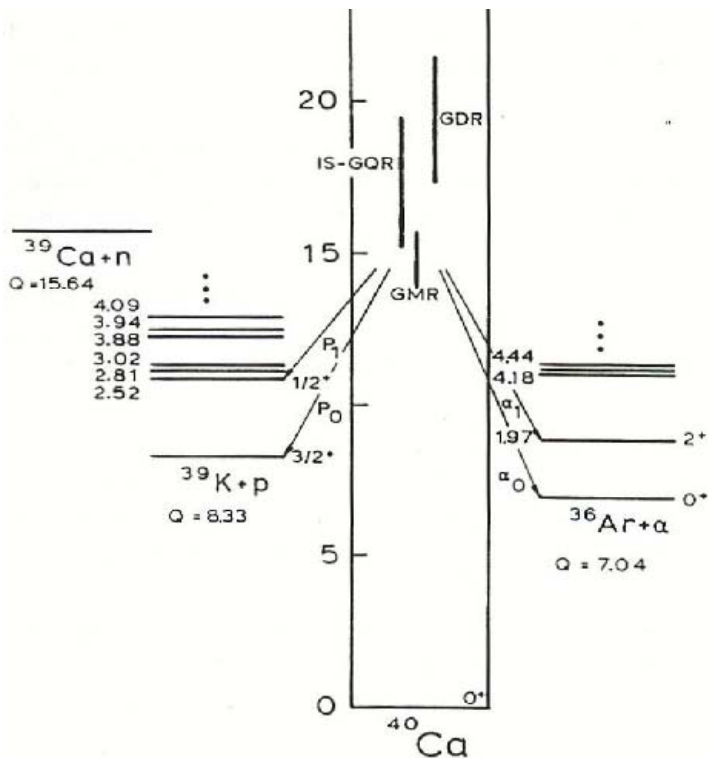


Рис.4.1. Мультипольные резонансы электровозбуждения ядра ^{40}Ca

Поскольку точное описание подобной системы является неразрешимой задачей, необходимо строить и развивать те или иные конкретные модельные представления, описывающие как можно большую совокупность экспериментальных данных. Адекватное теоретическое описание широкого круга экспериментальной информации по свойствам и структуре МГР в различных ядрах, накопленной к настоящему моменту, является одновременно и целью

теории ядра и хорошим тестом для её базисных принципов.

Первое упоминание в литературе о гигантском дипольном резонансе (ГДР), было сделано в теоретической работе А.Б.Мигдала 1945 года [10]. Спустя некоторое время, когда появилась возможность использования спектра тормозного излучения от первого бетатрона, началось систематическое экспериментальное изучение гигантского дипольного резонанса. Было получено, что в тяжелых ядрах «центр тяжести» ГДР расположен в области 13–14 МэВ, в легких – в области 20-30 МэВ, а его ширина меняется от 3–4 МэВ в магических ядрах до 6 МэВ в "мягких" сферических ядрах ("мягких" по отношению к возбуждению поверхностных колебаний) [11]. Исследование реакций фотовозбуждения ядер привело к открытию конфигурационного расщепления резонансов [См.12].

Следующим этапом в экспериментальном изучении МГР стало создание электронных ускорителей, что позволило перейти к качественно новому уровню в их исследовании. Электромагнитный характер взаимодействия и малость константы позволяют проводить расчет характеристик рассеяния без введения модельных предположений о механизме взаимодействия, ограничиваясь первым порядком по теории возмущений. Хотя то же самое верно и для реакций фотовозбуждения, электровозбуждение обладает одним важным свойством, делающим его мощным инструментом в экспериментальном изучении ядер: в реакциях по рассеянию электронов **переданный импульс q является переменной величиной**. Вариация переданного импульса $q > E_x$ (при фиксированной энергии возбуждения E_x) позволяет исследовать распределение в ядрах плотностей заряда и тока, а так же, что самое важное, возбуждать и

разделять ядерные возбуждения разных мультипольностей. В сечениях неупругого рассеяния электронов были выявлены пики, соответствующие возбуждению дискретных уровней ядра и области резонансных возбуждений различной мультипольности - МГР.

Дальнейшее развитие современных технологий привело к созданию электронных ускорителей с большой энергией пучка и силой тока, а так же детекторов с рекордной силой разрешения. Все это позволило зарегистрировать огромное количество возбужденных состояний ядер, не известных ранее. Эксплуатация этих ускорителей привела к созданию нового класса установок, позволивших сделать следующий шаг в изучении ядер – начать эксперименты по схеме совпадений, когда регистрируется не только рассеянный электрон, но и вторичные частицы.

МГР в настоящее время исследуются как в электромагнитных взаимодействиях, так и в других реакциях. Среди них важнейшими являются реакции сильного взаимодействия (p,p') , (p,n) , (π,π') и т.д. Дальнейшее изложение основ физики МГР будет посвящено, главным образом, проявлениям их в электромагнитных процессах.

Увеличение энергии электрона и, соответственно, уменьшение длины его волны дает возможность исследовать уже не структуру ядра, а структуру отдельного нуклона. Эксперименты по рассеянию электронов на нуклонах проводятся на ускорителе МAMI (Майнц, ФРГ) и в лаборатории JLab (США).

§4.2 Мультипольные резонансы в модели оболочек

Экспериментальное исследование фотовозбуждения атомных ядер выявило $E1$ резонанс, как универсальный

отклик ядра на поглощение им γ -кванта. Средняя энергия возбуждения E_I резонанса в легких четно-четных ядрах составляет приблизительно 20-25 МэВ. Квантовые числа резонансного возбуждения в этих ядрах $J^P=1^-$, $T=1$, т.е. резонанс является изовекторным возбуждением ядерной материи. В рамках модели коллективных колебаний этот резонанс рассматривается как возбуждение колебаний протонов ядра относительно нейтронов.

Впервые микроскопическая (т.е. на уровне волновых функций возбужденных состояний) интерпретация ГДР E_I была дана в работе [13]. Эта работа была началом создания микроскопической теории ядерных состояний - многочастичной модели оболочек (ММО). Основные идеи (ММО) будут далее показаны на примере гигантского дипольного резонанса фотовозбуждения ядра ^{16}O .

Рассмотрим возбужденные состояния ядер с замкнутыми оболочками или подоболочками. Возбужденные состояния таких ядер можно описать как конфигурации «частица-дырка» относительно основного состояния. Цель такого подхода – свести задачу о взаимодействии A частиц к задаче о взаимодействии частично-дырочных конфигураций.

Возбужденные состояния «частица-дырка» ($1p1h$) описываются волновой функцией вида

$$|\Psi_{ph}\rangle = a_p^+ a_h |\Phi_0\rangle, \quad \varepsilon_h \leq E_F, \quad \varepsilon_p > E_F. \quad (4.1)$$

Состояние (4.1) называется частично-дырочным ($1p1h$). Оно соответствует переносу одной частицы из-под поверхности Ферми в состояние выше энергии Ферми. В качестве иллюстрации частично-дырочного подхода к расчету возбужденных состояний ядра рассмотрим задачу о дипольных возбуждениях ядра ^{16}O .

Частично-дырочное состояние (4.1) со спином и четностью $J^P=1^-$ в случае ядра ^{16}O возникает благодаря E_I

переходом нуклона из $1p$ оболочки в следующую оболочку:

$$1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}, 1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}, 1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2},$$

$$1p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}, 1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}. \quad (4.2)$$

В результате этих переходов возникают конфигурации

$$\psi_1 = |1p_{3/2}^{-1} 1d_{5/2} : \Gamma T\rangle, \psi_2 = |1p_{3/2}^{-1} 2s_{1/2} : \Gamma T\rangle, \dots \quad (4.3)$$

Эти состояния являются решениями уравнения Шредингера

$$\hat{H}_i |j_h^{-1} j_p : \Gamma\rangle = \mathcal{E}_i |j_h^{-1} j_p : \Gamma\rangle; \mathcal{E}_i = \mathcal{E}_p - \mathcal{E}_h. \quad (4.4)$$

Однако оценка вероятностей $1p1h$ переходов и положений соответствующих этим переходам пиков $E1$ в одночастичной модели оболочек (ОМО) оказывается не соответствующей экспериментальной картине. Энергии $J^p=1^-, T=1$ состояний (4.3) оказываются сильно заниженными по сравнению с экспериментальным распределением (см.рис.4.2а). Выяснилось, что резонансное возбуждение соответствует **коллективизации** частично-дырочных конфигураций (4.3) за счет их взаимодействия между собой. Взаимодействие этих т.н. «входных» конфигураций было введено в расчет в многочастичной модели оболочек (ММО).

Волновую функцию дипольного резонансного состояния с $J^p = 1^-$ можно представить в виде линейной суперпозиции частично-дырочных состояний:

$$\Psi(1^-) = \sum_k^N \alpha_{ik} \psi_i \quad (4.5)$$

Подстановка суммы (4.5) в у.Ш. приводит к следующей системе линейных уравнений для коэффициентов α_{ik} :

$$(\widehat{H}_i + \widehat{V}_{res}) \sum_i^N \alpha_{ki} |i\rangle = E_k \sum_i^N \alpha_{ki} |i\rangle. \quad (4.6)$$

Умножая слева на вектор $\langle j|$ и используя ортонормированность частично-дырочных состояний $\langle j||i\rangle = \delta_{ij}$, получим для коэффициентов разложения в (4.5) систему однородных линейных уравнений:

$$\sum_i^N \alpha_{ki} [\delta_{ij} (\varepsilon_i - E_k) + V_{ij}] = 0. \quad (4.7)$$

Эта система имеет ненулевое решение при условии равенства нулю ее определителя (детерминанта):

$$\text{Det} \left| \delta_{ij} (\varepsilon_i - E_k) + V_{ij} \right| = 0. \quad (4.8)$$

Решение этого т.н. «*секулярного*» уравнения дает набор N волновых функций в виде разложений по частично-дырочным конфигурациям (4.3) и N соответствующих этим функциям собственных значений энергии. Процедура получения этого решения полного гамильтониана называется *диагонализацией* гамильтониана на частично-дырочном базисе. На рис.4.2 дано сравнение результатов одночастичной (а) и многочастичной (б) модели оболочек для $E1$ резонанса в ядре ^{16}O с экспериментом.

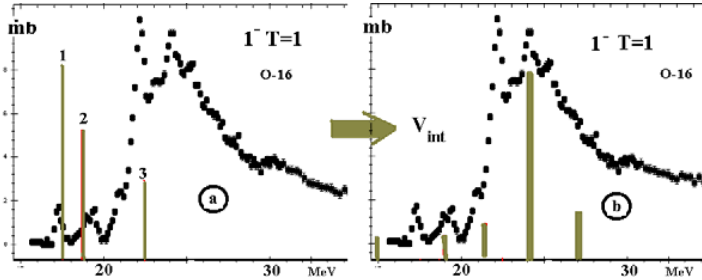


Рис.4.2. Распределение сил $E1$ переходов в ОМО (а) и ММО(б).

Таким образом, необходимость теоретического объяснения характеристик $E1$ резонансов послужила толчком к созданию современной квантовой теории ядра - многочастичной модели оболочек.

§ 4.3 Методы расчета формфакторов

Теоретическое исследование характеристик МГР проводится путем расчета формфакторов электровозбуждения резонансных состояний. В главах 5,6 будут показаны результаты расчетов поперечных формфакторов, являющихся функциями отклика на взаимодействие реального или виртуального фотона с внутриядерным током:

$$\begin{aligned}
 F_T^2(q) &= \sum_1^{J_{max}} (F_{EJ}^2 + F_{MJ}^2) = \\
 &= (2J_i + 1)^{-1} \sum_J \left\{ \left| \langle J_f || \hat{T}_J^{el} || J_i \rangle \right|^2 + \left| \langle J_f || \hat{T}_J^{mag} || J_i \rangle \right|^2 \right\}.
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

Формулы для операторов электрических и магнитных возбуждений приведены в главе 2. Эти операторы содержат члены, отражающие взаимодействием фотона со спиновыми и орбитальными компонентами внутриядерного тока:

$$\begin{aligned} \widehat{T}_J^{mag} &= \widehat{A}_{J-1} + \widehat{A}_{J+1} + \widehat{B}_J, & \widehat{T}_J^{el} &= \widehat{A}_J + \widehat{B}_{J+1} + \widehat{B}_{J-1}. \\ \widehat{A}_J &\in j_J(qr)[Y_J \times \sigma]^J, & \widehat{B}_J &\in j_J(qr)[Y_J \times \nabla]^J. \end{aligned} \quad (4.10)$$

При малых переданных ядру импульсах в $1\hbar\omega$ мультипольных резонансах доминирует низший по мультипольности член $E1$ – дипольный резонанс, который в «фототочке» генерируется только вкладами орбитальных токов \widehat{B}_1 . Увеличение переданного импульса q вовлекает в сечение электровозбуждения резонансы более высоких мультипольностей. При $2.5 > q > 1.8 \text{ Фм}^{-1}$ в $1\hbar\omega$ сечении возбуждения доминируют состояния максимального спина (stretched states). Для ядер sd -оболочки это $M6$ резонансы. Схематическая картина распределения суммированных $1\hbar\omega$ формфакторов EJ и MJ резонансов по переданным импульсам показана на рис.4.3.

Матричные элементы операторов зависят от амплитуд вероятностей одночастичных переходов и от особенностей начального и конечного состояния ядра-мишени:

$$\langle J_f T_f \parallel \widehat{T}_{JT} \parallel J_i T_i \rangle = \sum_{i, j_i, j_f} \langle j_f \parallel \widehat{O}_{JT}(i) \parallel j_i \rangle \sqrt{2(2J_i + 1)} Z_{JT}(J_f, J_i) \quad (4.11)$$

Электрический и магнитный мультипольные операторы возбуждения (2.43, 2.44) включают в себя операторы внутриядерного нуклонного тока, содержащего спиновую и орбитальную компоненты, относительная роль которых в формировании сечения возбуждения меняется в зависимости от мультипольности возбуждения и переданного импульса q . Из (2.42-2.44) следует также,

что вклад спинового тока в электрический формфактор $F_{EJ}(q)$ создается первым членом формулы (2.43), содержащим спин-угловой оператор $j_j(qr)[Y_J \times \sigma]_{JM}$. Соответствующий ему матричный элемент будем обозначать как $A_J(q)$.

Вклады орбитальных токов связаны с действием операторов $B_{J-1}(q) \equiv j_{J-1}[Y_{J-1} \times \bar{V}]_{JM}$ и $B_{J+1}(q) \equiv j_{J+1}[Y_{J+1} \times \bar{V}]_{JM}$. Магнитный формфактор $F_{MJ}(q)$ генерируется двумя спиновыми операторами $A_{J-1}(q) \equiv j_{J-1}(qr)[Y_{J-1} \times \hat{\sigma}]_{JM}$ и $A_{J+1}(q) \equiv j_{J+1}(qr)[Y_{J+1} \times \hat{\sigma}]_{JM}$ и одним орбитальным оператором $B_J(q) \equiv j_J(qr)[Y_J \times \bar{V}]_{JM}$. Исключение в этом смысле составляют переходы с максимальным возможным значением спина MJ_{\max} . В их возбуждении отсутствует вклад спинового оператора $A_{J+1}(q) \equiv j_{J+1}(qr)[Y_{J+1} \times \hat{\sigma}]_{JM}$, а также оператора конвекционного тока. Таким образом, переходы MJ_{\max} обусловлены только одной спиновой компонентой нуклонного тока, которая генерируется оператором $A_{J-1} \equiv j_{J-1}(qr)[Y_{J-1} \times \hat{\sigma}]_{JM}$.

Соотношение между спиновыми и орбитальными токами, участвующими в создании формфактора одночастичного перехода, зависит также от ориентации спина нуклона в начальном и конечном состоянии относительно вектора орбитального углового момента. В спин-флиповых переходах ($j = l \pm 1/2 \Rightarrow j' = l' \mp 1/2$), когда происходит переворот спина нуклона, роль матричных элементов операторов спинового тока возрастает.

В выражения для операторов заряда и тока входит функция Бесселя $J_l(qr)$, нули которой определяют положение дифракционных минимумов продольного и поперечного формфакторов. Помимо дифракционных минимумов существуют минимумы, обусловленные интерференцией различных компонент ядерного нуклонного тока. При малых переданных импульсах основной вклад в формирование резонанса вносит орбитальная компонента B_{J-1} внутриядерного тока, а вклад спинового тока мал. С ростом q величина орбитального тока уменьшается, а спинового растёт, в результате чего поперечный формфактор некоторых одночастичных переходов обращается в нуль.

Расчеты матричных элементов формфакторов, результаты которых будут обсуждаться далее, проводились обычно с использованием волновых функций гармонического осциллятора (ВФГО). Положение максимума формфактора для МГР максимального спина помогает установить значение осцилляторного параметра $b = \sqrt{\hbar/\mu\omega}$, связанного с

q_{\max} , следующим образом $b = \sqrt{2J}/q_{\max}$. Зависимость формфакторов от переданного ядру импульса выражается обычно через безразмерную величину $y = \left(qb/2\right)^2$.

В приближении ВФГО матричные элементы мультипольных операторов имеют следующий вид:

$$\langle j_f || \widehat{M}_{JT}^{coul} || j_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{q^2}{8M^2}\right) (1 - 2\mu_\nu) y^{J/2} e^{-y} P_{CJ}(y) \quad (4.12)$$

$$\langle j_f || \widehat{T}_{JT}^{el} || j_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{bM} \right) y^{\frac{J-1}{2}} e^{-y} P_{EJ}(y) \quad (4.13)$$

$$\langle j_f || \widehat{T}_{JT}^{mag} || j_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{bM} \right) y^{\frac{J}{2}} e^{-y} P_{MJ}(y) \quad (4.14)$$

где b – осцилляторный параметр, $\left(1 + \frac{q^2}{8M^2} \right) (1 - 2\mu)$ – релятивистская поправка Дарвина-Фолди [1,2], существенная при больших переданных импульсах, M – масса нуклона. Чем выше переданный ядру импульс, тем более высокие по мультипольности формфакторы вовлекаются в процесс рассеяния.

В ядрах sd - оболочке эти переходы могут привести к возбуждению состояний с моментами от 1 до 6. 6 – это максимальный спин возбужденного состояния при переходе нуклона в следующую оболочку; он возникает в результате перехода нуклона с максимальным полным моментом ($1d_{5/2}$) в состояние с полным моментом нуклона $1f_{7/2}$. $\left(\bar{5}/2 + \bar{7}/2 \right)_{\max} = \bar{6}$. Четность возбужденного состояния равна произведению четностей частицы и «дырки». В $0\hbar\omega$, $2\hbar\omega$ переходах четности совпадают, поэтому четность таких возбужденных состояний в ядрах с положительной четностью основного состояния равна (+).

В $1\hbar\omega$ переходах эти четности противоположны и четность возбужденных состояний отрицательна.

В электрических переходах четность равна $(-1)^J$, в магнитных $(-1)^{J+1}$, где J – мультипольность перехода. В четно-четных ядрах мультипольность перехода совпадает со спином возбужденного состояния ядра.

Низшие по мультипольности возбужденные состояния (мультипольные резонансы) возбуждаются при низших возможных значениях переданного ядру импульса. Электрический дипольный резонанс $E1$ был впервые обнаружен не в рассеянии электронов, а в фотоядерных реакциях. Данные о сечениях этих реакций см [14]. При поглощении фотона переданный ядру импульс равен энергии возбуждения ($q=\omega$). На рис. 4.3 это значение, т.н. «фототочка», показано в виде прямой линии, перпендикулярной оси абсцисс. Из рисунков следует, что при этих значениях q вклады других мультипольных возбуждений в процесс электронного рассеяния практически отсутствуют. Рост переданного ядру импульса вовлекает в возбуждение резонансы высших мультипольностей.

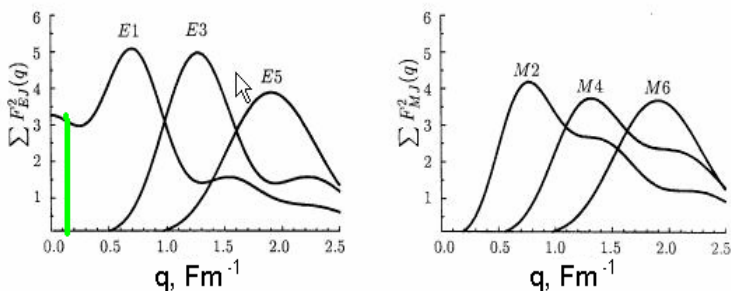


Рис.4.3. Суммарные формфакторы $1\hbar\omega$ мультипольных резонансов для ядер sd -оболочки (расчет для ядра ^{28}Si).

В Приложении приведены результаты расчетов мультипольных формфакторов для переходов из $1p$ в следующую оболочку. (В таблицах Приложения магнитный момент обозначен как g)

Версия ЧСКЯ многочастичной модели оболочек

Развитие теории МГР шло по нескольким направлениям. Одним из них было расширение базиса «входных конфигураций» путем включения в него эффектов взаимодействия квазичастиц (частиц и дырок) с коллективными возбуждениями ядра – фононами (См., например, [15]). Этот метод успешно используется в теоретической интерпретации возбужденных состояний средних и тяжелых ядер.

Далее будут кратко изложены основы версии ММО, которая получила название «Частица-состояние конечного ядра» =ЧСКЯ (Particle-Core Coupling =PCC), предложенная в работе [16]. Необходимость развития идей ММО было вызвано следующими фактами.

Для ядер, основное состояние которых может считаться близким к замкнутым оболочечным структурам, микроскопическое описание мультипольных резонансов на основе частично-дырочных конфигураций, (изложенное выше на примере $E1$ резонанса в ядре ^{16}O) было сравнительно успешным, но для ядер, далеких от замкнутых оболочек, интерпретация характеристик МГР в широком диапазоне переданных ядру импульсов представляет собой открытую задачу теории. Основными проблемами на пути решения этой задачи являются следующие:

1. Поскольку большинство ядер – это ядра с незамкнутыми оболочками, как корректным образом учесть все входные конфигурации, играющие существенную роль в их возбуждении? Исследования ядра как системы, в которой значительную роль играют корреляции в основном состоянии, вызванные силами спаривания, показало, что даже дважды магические ядра не являются системами с полностью замкнутыми оболочками.

2. Большинство атомных ядер является деформированными в основном состоянии системами. Деформации оказывают доминирующее влияние на структуру МГР. Возбуждение ядер приводит также к появлению динамических деформаций систем нуклонов, сферических в основном состоянии. Как учесть влияние деформации на МГР?

3. Какие факторы определяют тонкую структуру МГР? Если основной причиной расщепления главных пиков МГР магических ядер является взаимодействие "входных" конфигураций с более сложными, как провести корректный учет связи этих состояний?

Одним из путей частичного решения указанных проблем может стать использование связи прямых реакций подхвата нуклона и реакций резонансного возбуждения. Удобным способом учета этой связи является версия "частица–состояние конечного ядра" (ЧСКЯ) многочастичной модели оболочек.

В версии ЧСКЯ волновые функции основного и возбужденного состояний ядра могут быть представлены в виде следующих разложений по базисным конфигурациям:

$$|J_i T_i\rangle = \sum C_i^{J'T'E',j_i} |(J'T'E') \times (j_i) : J_i T_i\rangle \quad (4.15)$$

$$|J_f T_f\rangle = \sum \alpha_f^{J'T'E',j_f} |(J'T'E') \times (j_f) : J_f T_f\rangle \quad (4.16)$$

Генеалогические коэффициенты C_i – результат разложения известной волновой функции основного состояния ядра А по произведениям функций конечного ядра (А-1) на волновую функцию нуклона.

Достижением этого варианта ММО является возможность последовательного учета распределения «дырочного» состояния по энергиям конечных ядер как одного из источников возникновения структуры МГР. Успех в интерпретации структуры МГР, соответствующих

$\hbar\omega$ возбуждениям ядер $1p$ -оболочки с A от 7 до 15 [17], доказал пригодность подхода ЧСКЯ к расчету структуры и свойств МГР. Теоретическая интерпретация свойств МГР в ядрах $1p$ оболочки опиралась на возможность получения генеалогической структуры ядер путем разложения волновых функций основных состояний этих ядер.

Применение этой же версии к исследованию МГР более тяжелых ядер столкнулось с проблемой адекватного описания генеалогической структуры основного состояния ядер. Если отсутствуют надежные волновые функции ядерных основных состояний, с помощью которых было бы возможно получить близкое к эксперименту описание прямых реакций выбивания нуклона из ядра, то для оценок генеалогических свойств ядра существует другой путь. Им является использование экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата, т.е. о вероятностях обнаружения конечных ядер в том или ином квантовом состоянии.

В расчете МГР ядер sd -оболочки оценка этих коэффициентов C_i проводилась с помощью экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона:

$$C_i = \sqrt{\frac{S_i}{\sum S_i}}, \quad \text{где } S_i \text{ - спектроскопический фактор}$$

реакции, приводящей к возбуждению уровня ($J'E'T'$) конечного ядра с $A-1$ нуклоном. Коэффициенты α - результат диагонализации гамильтониана на базисе конфигураций (4.16).

Расчеты формфакторов, представленные далее, проведены с использованием одночастичных волновых функций в потенциале гармонического осциллятора.

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

$$Z_{JT}(J_f J_i) = \sqrt{(2T+1)(2T_i+1)(2J_f+1)} \times \\ \times \sum_{J^T} C_i \alpha_f (-1)^{J-J_i+J_f-J} W(J_i J_f j_i j_f; J^T) (-1)^{T-T_i+1/2-T} W(T T_f \frac{11}{22}; T^T). \quad (4.17)$$

(В формуле (4.17) для простоты опущены множители, зависящие от изоспинов начального и возбужденного состояний).

Связь амплитуд (4.17) с информацией о распределении спектроскопических факторов по энергиям конечных ядер и определяет, в конечном счете, зависимость формфакторов МГР от индивидуальных особенностей ядер. Анализ информации о спектроскопии реакций подхвата показывает, что хотя точность фиксации энергии конечного ядра $(A-1) E'$ в ядерной спектроскопии высока (ошибки обычно меньше 1%), погрешности в измерениях соответствующих этим энергиям спектроскопических факторов составляют примерно 15-20%. Эта величина является приближенной оценкой надежности результатов вычисления формфакторов резонансных пиков в методе ЧСКЯ при использовании связи прямых и резонансных реакций.

§ 4.4 Роль изоспина в структуре МГР

Зависимость энергии ядерных состояний от изоспина впервые была учтена в модели заряженной жидкой капли (ф-ла Вайцеккера) путем введения «энергии симметрии»:

$$E_{sym} \approx a_{sym} \frac{(N-Z)^2}{A} = 4a_{sym} \frac{T_0^2}{A}. \quad (4.18)$$

Ядерные силы инвариантны относительно вращений в пространстве изоспина, поэтому полный ядерный потенциал для ядра A должен иметь вид, обеспечивающий эту инвариантность:

$$V = V_0 + \frac{V_1}{A} \vec{\tau} \cdot \vec{T}_{A-1} \quad (4.19)$$

Здесь второй член содержит оператор спина нуклона и оператор спина остаточного ядра. Наличие зависящего от изоспина члена в ядерном потенциале приводит к изоспиновой зависимости положения возбужденного состояния ядра на оси энергий. Оператор поглощения ядром реального или виртуального фотона может быть как изоскалярным, так и изовекторным. Соответствующие этим двум возможностям операторы возбуждения будут, соответственно, скалярами ($\Delta T=0$) или векторами ($\Delta T=1$) в пространстве изоспина. Вследствие зависимости ядерных сил от изоспина, возбужденные состояния с изоспином T_0 , равным изоспину основного состояния ядра, расположены (в среднем) ниже по энергии возбуждения, чем состояния с $T_0 + 1$ (изоспиновое расщепление уровней).

$$\Delta E = E_{T_0+1} - E_{T_0} \approx \frac{V_1}{A} (T_0 + 1). \quad (4.20)$$

Приближенные оценки величины $V_1 \approx 100 \text{ MeV}$.

При **изовекторном** возбуждении ядер с изоспином основного состояния, не равным 0, возникают две изоспиновые ветви возбужденных состояний:

$$\vec{T}_0 + \vec{1} = \vec{T}; T_{<} \equiv T_0; T_{>} = T_0 + 1.$$

(Состояния с изоспином, меньшим, чем изоспин основного состояния, не могут возникнуть в ядре-мишени вследствие сохранения проекции изоспина).

Операторы заряда и магнитного момента нуклонов:

$$\widehat{e}_T = \frac{\widehat{1} + \widehat{\tau}_3}{2} = e_{IS} \widehat{1} + e_{IV} \widehat{\tau}_3 = \frac{1}{2} \widehat{1} + \frac{1}{2} \widehat{\tau}_3; \quad (4.21)$$

$$\widehat{e}_T \psi_p = +1 \psi_p; \widehat{e}_T \psi_n = (0) \psi_n.$$

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

$$\mu_i = \mu_0 + \mu_1 \tau_{3i} = \frac{\mu_p + \mu_n}{2} I + \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \tau_{3i} = \mu_{IS} + \mu_{IV} \vec{\tau};$$

$$(\mu_{IV} / \mu_{IS}) = (4.80 / 0.88) = 5.35 \quad (4.22)$$

Отношение квадратов магнитных моментов изовекторных и изоскалярных возбуждений $(\mu_v / \mu_s)^2 \approx 28.5$. Поэтому в (e, e') -реакциях при тех значениях переданного ядру импульса, когда доминируют спиновые вклады в поперечный формфактор, в рассеянии электронов в заднюю полусферу выявляются, главным образом, изовекторные $(T_f = T_0 + 1)$ возбуждения ядра. Однако практика расчетов показала, что магнитные моменты связанных в ядре нуклонов меньше, чем у свободных частиц. В связи с этим часто используются значения $\mu \approx 0.7 \mu_{free}$ [18].

§ 4.5. Конфигурационное расщепление МГР.

Конфигурационное расщепление резонансов является следствием различия энергий возбуждения нуклонов, расположенных на т.н. “валентных” оболочках, и нуклонов, уровни энергий которых находятся значительно ниже энергии Ферми. Этот тип расщепления наблюдается практически для всех ядер, начиная с ядер 1р-оболочки. На рис.4.4 показан дипольный резонанс $E1$ резонанс в ядре ^{18}O . Информация об экспериментальных

распределениях сечений фотоядерных реакций размещена в банке фотоядерных данных [14]. Сечение дипольного возбуждения ^{18}O распределено по области энергий от 10 до 26 МэВ.

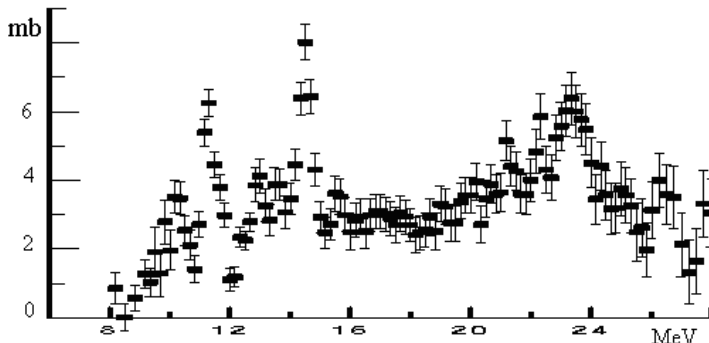


Рис.4.4 Сечение фотонейтронного расщепления ядра ^{18}O .

Область $E1$ резонанса ниже 16 МэВ возбуждается за счет переходов валентных нуклонов :

$$1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}, 1d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}, 1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}.$$

Переходы нуклонов из «кора» - ядра $\text{O}-16$ - возможны при более высоких энергиях, причем область энергий возбуждения 20-26 МэВ формируется за счет переходов из $1p_{3/2}$ подболочки кора на уровни $2s, 1d_{5/2}$ и $1d_{3/2}$.

§ 4.6. Приведенные вероятности переходов.

В научной литературе вероятности мультипольных возбуждений часто описываются не с помощью формфакторов, а через т.н. **приведенные вероятности переходов**. Эти величины могут быть получены из формфакторов путем предельного перехода $q \rightarrow 0$. Далее даны формулы, характеризующие их связь для магнитных возбуждений ядер.

$$\begin{aligned}
F_{MJ}(q) &= \frac{1}{(2J_i + 1)^{1/2}} \int_0^\infty \rho_{JJ}(r) j_J(qr) r^2 dr. \\
B(MJ) &= \left[\frac{1}{(2J_i + 1)^{1/2}} \int_0^\infty \rho_{JJ}(r) r^{J+2} dr \right]^2. \\
j_J(qr)_{q \rightarrow 0} &\rightarrow \frac{(qr)^J}{(2J + 1)!!}. \\
F_{MJ}^2(q)_{(J_i=0); q \rightarrow 0} &\rightarrow \left[\int_0^\infty \rho_{JJ}(r) \frac{(qr)^J}{(2J + 1)!!} r^2 dr \right]^2 = \\
&= \frac{q^{2J}}{[(2J + 1)!!]^2} \left[\int_0^\infty \rho_{JJ}(r) r^{J+2} dr \right]^2 = \\
&= \frac{q^{2J}}{[(2J + 1)!!]^2} B(MJ).
\end{aligned} \tag{4.23}$$

В (4.23) $\rho_{JJ}(r)$ переходная плотность, связанная с плотностью ядерного тока:

$$\begin{aligned}
\rho_{JJ}(r) &= i \int \langle J_f \| \tilde{\mathfrak{S}}(r) Y_{JJ_1}(\Omega) \| J_i \rangle d\Omega. \\
\tilde{\mathfrak{S}}(\vec{r}) &= \widehat{\mathfrak{S}}^{convect.}(\vec{r}) + [\vec{\nabla} \times \vec{\mu}(\vec{r})] + \tilde{\mathfrak{S}}^{MEC}(\vec{r}).
\end{aligned} \tag{4.24}$$

Рассеяние электронов с импульсом k_1 на угол 180° позволяет получить значение приведенных вероятностей магнитных возбуждений из сечения рассеяния [19]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{180^\circ} = \frac{\pi\alpha}{[(2J + 1)!!]^2} \cdot \frac{J + 1}{J} \cdot \frac{q^{2J}}{k_1^2} \cdot B(MJ, q). \tag{4.25}$$