JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

PHYSICS OF ELEMENTARY PARTICLES AND ATOMIC NUCLEI

PARTICLES & NUCLEI

SCIENTIFIC REVIEW JOURNAL

Founded in December 1970
VOL.31
PART 2
Six issues per year

DUBNA 2000

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА

ЭЧАЯ

НАУЧНЫЙ ОБЗОРНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в декабре 1970 года

ТОМ 31

ВЫПУСК 2

Выходит 6 раз в год

ДУБНА 2000

Редакторы Е.К.Аксенова, тел. (09621) 65-165
Е.Ю.Шаталова

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

УДК 539.172+;539.173

КОМПАУНД-ЯДРА В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Б.И.Пустыльник

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В рамках единого теоретического подхода проанализирован обширный экспериментальный материал о различных каналах распада компаунд-ядер: деления возбужденных доактинидных ядер; испарения нуклонов и заряженных частиц, приводящих к образованию конечных ядер-продуктов; эмиссии кластеров из возбужденных компаунд-ядер; образования тяжелых и сверхтяжелых ядер в реакциях полного слияния. Проведены расчеты сечений деления и сечений образования конечных ядер-продуктов после испарительно-делительного каскада, угловых распределений осколков деления, сечений вылета и спектров нуклонов, легких заряженных частиц и кластеров. Показано, что статистическая модель распада возбужденных компаунд-ядер с последовательным учетом оболочечных эффектов в ядрах — продуктах девозбуждения достаточно полно описывает структурные особенности отдельных компаунд-ядер и позволяет наглядно выделять и анализировать различные характеристики их распада. В сочетании с динамическими моделями, необходимыми для описания начальной стадии реакции, статистическая модель является хорошей основой для описания ядерных реакций с тяжелыми ионами при энергиях налетающих частиц вплоть до $10 \div 15$ МэВ/нуклон.

Numerous experimental data on different compound nucleus de-excitation channels are analyzed in the framework of a unified approach. Reaction channels analyzed are the fission of excited preactinide compound nuclei and formation of cold evaporation residues, as a result of the evaporation of nucleons and clusters from compound nuclei. Formation cross sections of heavy and superheavy nuclei in fusion reactions are investigated from the point of view of the statistical model of the compound nucleus de-excitation. Cross sections of fission reactions and evaporation residue formation as well as fission fragment angular distributions and energy spectra of evaporated nucleons and clusters are calculated. Presented results show that calculations made on the basis of statistical model consistently taking into account shell effects in de-excitation product nuclei treat well enough structural features of individual compound nuclei and allows one to distinguish and analyze their various decay characteristics. Being combined with dynamical approaches to initial reaction stages, the statistical model will make a good basis for the description of heavy-ion fusion reactions occurring at projectile energies of up to 10 to 15 MeV/nucleon.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования реакций взаимодействия тяжелых ионов с ядрами представляют большой интерес, так как являются в настоящее время основным источником новой информации о структуре ядер, удаленных от полосы β-стабильности, и структуре ядерных сил. Они также дают нам информацию о крупномасштабных коллективных процессах, связанных с кардинальной перестройкой ядерного вещества в реакциях глубоконеупругих передач и процессах слияния и деления возбужденных ядер.

Реакции с тяжелыми ионами изучаются уже более сорока лет. И если на первом этапе исследований основное внимание уделялось механизму ядерных реакций и интегральным характеристикам процессов, протекающих в различных диапазонах Z и A взаимодействующих ядер, при различных энергиях возбуждения и угловых моментах, то в последние годы, благодаря существенному прогрессу в развитии экспериментальных установок и методов анализа, все большее внимание стало уделяться исследованию различного рода дифференциальных характеристик в многомерных экспериментах. Наиболее часто для получения новой ядерно-физической информации используются реакции полного слияния с образованием компаунд-ядер, являющиеся основным каналом неупругого ядерного взаимодействия в диапазоне энергий $5 \div 15$ МэВ/нуклон. Реакции полного слияния ядер являются основными при синтезе новых тяжелых и сверхтяжелых элементов, получении и исследовании свойств новых ультранейтронодефицитных изотопов, изучении делительных характеристик возбужденных ядер, а также свойств горячих и быстровращающихся ядер. Неудивительно, что для этих реакций в настоящее время имеется достаточно полный базис экспериментальных данных, взаимно дополняющих друг друга.

Теоретическое описание сложных процессов, происходящих при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами, по необходимости, носило модельный характер, и длительное время шел процесс осознания качественной картины происходящих явлений, установления их механизмов и выработки основных модельных концепций. В течение многих лет наиболее распространенной моделью, применяемой для описания реакций полного слияния с образованием компаунд-ядра и его последующим девозбуждением, является статистическая модель. С самого начала этот подход представлялся большинству исследователей наиболее адекватным изучаемым явлениям, он позволял наиболее экономным путем добиться достаточно хорошего описания большинства характеристик распада высоковозбужденных компаунд-ядер и сделать количественные оценки сечений образования конечных ядер после испарительно-делительного каскада, необходимые для подготовки экспериментов по синтезу новых элементов, изотопов, поискам новых видов радиоактивного распада.

Основная идея статистического подхода состоит в том, что при высокой энергии возбуждения в ядре открыто большое число степеней свободы, и вследствии этого свойства системы, в частности вероятности различных каналов распада, в большей степени определяются общими статистическими закономерностями, чем отдельными деталями. Основу статистического подхода в ядерной физике составляют концепция составного ядра Нильса Бора, метод переходного состояния Н.Бора и Дж.Уиллера и испарительная модель В.Вайскопфа и Д.Эвинга (более подробно см. монографию [1]). Большой вклад в понимание влияния структурных (оболочечных) эффектов на свойства ядер в основных состояниях и характеристики распада нагретых ядер внесли работы В.Струтинского, А.Игнатюка, В.Пашкевича, А.Собичевского и других авторов. Выводы и заключения, сформулированные в перечисленных работах, хорошо известны (см., например, [2–5]), а полученные в них математические соотношения широко используются в большинстве расчетных программ. Поэтому едва ли имеет смысл обсуждать эти работы снова.

Представляется, что более интересно и полезно рассмотреть и проанализировать другой аспект проблемы — в какой степени использование статистической модели можно считать экспериментально обоснованным, т.е. в какой мере она способна непротиворечиво описать все известные к настоящему времени экспериментальные факты или их значительную часть. Однако, прежде чем перейти к анализу, сделаем несколько общих замечаний.

Использование любого из вариантов статистического подхода для интерпретации и описания экспериментальных результатов требует знания численных величин для многих ядерных данных, которые зачастую отсутствуют (особенно для нагретых или сильнонейтронодефицитных ядер) и поэтому заменяются модельными параметрами. При определении величин модельных параметров представляется чрезвычайно важным взять для анализа как можно более полный базис экспериментальных данных, так как на вопрос о реалистичности параметров, использующихся в расчетах, можно ответить только на основе анализа большого массива данных. Одна из основных задач такого анализа состоит в том, чтобы четко выделить ту совокупность экспериментальных данных, которая может быть достаточно полно и непротиворечиво описана в рамках классической статистической модели с ее минимальным набором требований к процессу, а именно, чтобы процесс был полностью термализован и соотношения между различными модами распада определялись только их статистическими весами в фазовом пространстве.

Этот вопрос был рассмотрен нами в ранних работах при анализе экспериментальных данных по дисперсиям массовых и зарядовых распределений осколков деления тяжелых возбужденных ядер, которые находились в определенном противоречии со статистической моделью. Из анализа угловых распределений осколков деления было показано, что в седловой точке для возбужденных делящихся ядер существует термодинамическое равновесие по всем степеням свободы. Чтобы статистический подход был применим к распределению конечных продуктов деления, необходимо сохранение подобной ситуации на всем пути, вплоть до момента разрыва ядра на два осколка. Поэтому возникают ограничения на допустимые соотношения характерных времен поступательного деформационного движения и вращательного движения, асимметричных колебаний, дипольных колебаний и др. Кроме того, было предложено при расчете величин дисперсий распределения продуктов деления по массе, энергии и заряду учитывать нестационарность разрыва шейки, соединяющей два осколка, а следовательно, наличие набора линий разрыва и конечную толщину шейки. Было показано, что характерное время асимметричных колебаний по порядку величины сравнимо со временем спуска, и при расчете дисперсий распределения осколков деления по массе необходимо использовать эффективные жесткости для асимметричных колебаний, усредненные по всему пути от седла до момента разрыва. Модель, основанная на случайном разрыве шейки, позволила получить абсолютные величины зарядовых дисперсий осколков деления и описать их энергетическую зависимость от Z и A компаунд-ядра (см. работы [6, 7] и ссылки в них).

Одним из наиболее интересных результатов, полученных в последнее время, является обнаружение важной роли эффектов диссипации (ядерной вязкости) в делении под действием тяжелых ионов, особенно при описании массовых и энергетических распределений осколков деления. Измерение этих характеристик при делении тяжелых ядер, т.е. в случае, когда седловая фигура и точка разрыва достаточно удалены друг от друга, может дать уникальный вклад в понимание ядерной динамики. Вместе с тем следует заметить, что и в этом случае при анализе экспериментальных данных неизбежно использование расчетов по какому-либо из вариантов статистической модели, и надо иметь экспериментальные доказательства корректности его использования в исследуемой области ядер.

Вернувшись к современному состоянию модельного описания процессов образования и распада возбужденных компаунд-ядер, можно отметить, что в настоящее время существует ряд стандартных моделей и программ расчета, как статистического, так и динамического характера, которые используются для анализа разными авторами. К сожалению, в них часто применяются диаметрально противоположные по физическому смыслу наборы модельных параметров, включая соотношение времен жизни по различным каналам распада, что приводит к большому разнобою в выводах и заключениях даже при анализе одного и того же экспериментального массива данных, особенно в случаях, когда анализ проводится на ограниченном экспериментальном материале (например, анализируются отдельно сечения деления, или среднее число нейтронов на акт деления, или угловые распределения осколков деления). С другой стороны, к настоящему времени уже имеется обширный и разнообразный экспериментальный материал, позволяющий сделать выводы о реальных возможностях статистической модели в применении к распаду возбужденных делящихся компаунд-ядер. В обзоре мы старались, в основном, рассматривать и обсуждать экспериментальные данные, полученные в последние 10–12 лет и поэтому не попавшие в предыдущие обзоры с близкой тематикой.

В заключение несколько слов о выбранной последовательности в изложении материала. В следующем разделе обзора дано краткое описание используемого нами варианта статистической модели, обоснован выбор величин модельных параметров и приведены основные математические соотношения, использующиеся в расчетах. В третьем разделе приведены результаты анализа экспериментальных данных по делению доактинидных ядер. Обсуждаются чувствительность различных делительных характеристик к выбранному набору параметров и проблема выбора критического углового момента при анализе деления компаунд-ядер. Делаются предложения по дальнейшему развитию экспериментальных исследований в этой области ядер. В четвертом разделе обсуждаются результаты исследования испарительных каналов девозбуждения компаунд-ядер с $83 \leq Z \leq 98$. Показана применимость статистического подхода к распаду ядер с энергией возбуждения вплоть до 160 МэВ. Обсуждается влияние оболочечных эффектов на характеристики распада и дается обоснование выбора минимального набора универсальных параметров, используемых при анализе. Из анализа числа предделительных нейтронов делаются выводы о соотношении времен деления и испарения частиц. В пятом разделе обсуждается статистическая модель испарения кластеров из возбужденных компаунд-ядер. Показан вклад различных ступеней нейтронного испарительного каскада в полный выход кластеров, проанализировано влияние оболочечных эффектов и деформации ядер на выход кластеров. В последнем разделе проанализированы закономерности в поведении сечений образования трансфермиевых элементов в реакциях горячего слияния и сделаны оценки сечений образования новых сверхтяжелых ядер, в том числе в реакциях с ионами ^{48}Ca.

2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

2.1. Физическая картина. Из самых общих соображений процессы, идущие с образованием компаунд-ядра, можно разделить на три стадии: а) образование промежуточной возбужденной системы; б) формирование компаунд-ядра; в) девозбуждение компаунд-ядра. Основными каналами девозбуждения ядра являются последовательное испускание (испарение) частиц или фрагментов (кластеров), а также деление.

В соответствии с принципами статистической физики мы считаем, что вероятность определенного конечного состояния системы пропорциональна его статистическому весу. Отметим, что, в отличие от динамических моделей, в которых конечные состояния системы находятся по известным начальным условиям, в статистической модели перебираются все возможные конечные состояния и рассчитываются их относительные вероятности. При этом пренебрегают различием матричных элементов, описывающих переходы из начального состояния в специфические конечные, с учетом принципа детального равновесия. Согласно этому принципу вероятность перехода W_{12} системы из начального состояния в конечное связана с вероятностью обращенного во времени перехода W_{21} соотношением $W_{12}/\rho_2 = W_{21}/\rho_1$, где ρ_1 и ρ_2 — плотность соответствующих состояний системы. Зная вероятности для различных каналов девозбуждения составного ядра, можно вычислить средние значения для любых измеряемых физических величин (средняя множественность данного типа частиц, средняя масса, заряд, кинетическая энергия осколков деления и т.д.). Ясно, что такой подход оправдан только до тех энергий возбуждения, когда между актами испускания частиц проходит время, достаточное для релаксации ядра к новому равновесному состоянию (на рис. 1 приведено сравнение времени испарения нейтрона при различных энергиях возбуждения и времени, необходимого для термализации компаунд-ядра). Простейшие оценки показывают, что это условие нарушается только тогда, когда энергия возбуждения компаунд-ядра при пересчете на один нуклон становится одного порядка с энергией связи нуклона. Для реакций с полной передачей импульса ограничения, связанные с временем, необходимым для образования компаунд-ядра (нижняя линия на рис. 1), наступают только вблизи границы Ферми, т.е. при энергиях налетающих ионов, близких к $\sim$ 20 $\div$ 30 МэВ/нуклон.

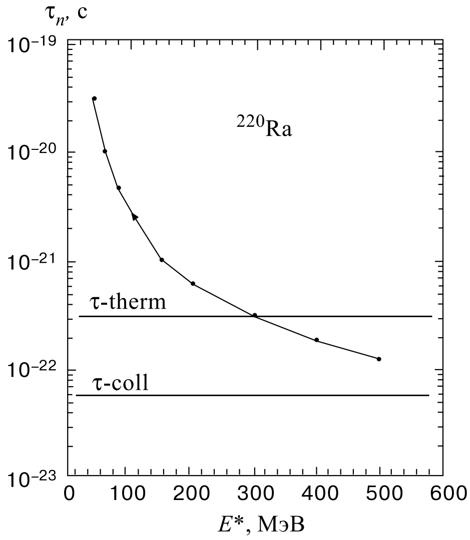

Рис. 1. Время испарения нейтронов при различных энергиях возбуждения и время термализации компаунд-ядра

2.2. Сечения образования компаунд-ядер. Механизм образования компаунд-ядра достаточно сложный, и существует большое число работ, посвященных этой теме. Так как в данной работе основное внимание уделено процессам девозбуждения компаунд-ядра, то мы рассмотрим только вопросы, связанные с критическим угловым моментом для образования составного ядра и учетом связи каналов, при исследовании подбарьерного слияния. В общем случае парциальное сечение образования компаунд-ядра можно записать в следующем виде:

$$\sigma_\ell = \pi\lambda^2(2\ell+1)T_\ell P_\ell, \tag{1}$$

где T_ℓ есть коэффициент прохождения, а P_ℓ — вероятность образования компаунд-ядра после прохождения через барьер. Для одномерного барьера слияния в параболической аппроксимации коэффициент прохождения может быть записан как

$$T_\ell = \left(1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\omega_\ell}(V_{b\ell} - E)\right]\right)^{-1}, \tag{2}$$

где $V_{b\ell}$ — высота барьера взаимодействия, включающего в себя ядерный, кулоновский и центробежный потенциалы, а $\hbar\omega_\ell$ — кривизна этого барьера для ℓ-й парциальной волны. Обычно в расчетах в качестве ядерного потенциала мы использовали действительную часть оптического потенциала в форме Саксона — Вудса или в форме, предложенной Иго:

$$\hbar\omega_\ell = \left|\frac{\hbar^2}{2\mu}\,\frac{d^2V_{b\ell}}{dr^2}\right|_{r=R_{b\ell}}^{1/2}. \tag{3}$$

Известно, что, если не возникает ограничений по угловому моменту, то суммирование по всем парциальным сечениям должно приводить к полному сечению образования компаунд-ядра. Однако при возрастании энергии падающего иона увеличивается вклад реакций неполного слияния, и поэтому обычно суммирование проводят до некоторого критического момента, после которого компаунд-ядро уже не образуется. Для определения величины $\ell_{\rm cr}$ вводятся различные физические модели, основанные на наличии кармана в суммарном потенциале взаимодействия, равенстве сил ядерного притяжения сумме кулоновского взаимодействия и центробежного отталкивания, существовании критической дистанции и других (см. работу [8] и ссылки в ней). Не останавливаясь на деталях, отметим, что в [9] нами также была предложена модель для определения $\ell_{\rm cr}$.

Рассмотрим теперь коэффициент P_ℓ, характеризующий вероятность образования компаунд-ядра после прохождения через барьер. В приближении резкого обрезания (например, модель потенциального кармана) считается, что $P_\ell = 1$ при $\ell \le \ell_{\rm cr}$. Другими словами, наличие потенциального кармана всегда приводит к слиянию с образованием компаунд-ядра, и этот процесс не зависит от глубины кармана. В случае отсутствия кармана образование компаунд-ядра не происходит, и таким образом определяется $\ell_{\rm cr}$. Вместе с тем при переходе к более тяжелым компаунд-ядрам или к более симметричным партнерам взаимодействия потенциальный карман становится менее глубоким, и процессы типа квазиделения начинают играть существенную роль. В работе [9] мы ввели зависимость функции P_ℓ от глубины потенциального кармана и показали, что учет этого фактора одновременно улучшает согласие сечений деления и угловых распределений осколков деления для доактинидных ядер.

При анализе реакций, проходящих вблизи или ниже барьера взаимодействия, необходимо учитывать возможные эффекты усиления сечения образования компаунд-ядра, связанные со статической деформацией ядер-партнеров, возможной связью каналов вибрационных и ротационных возбуждений или реакций передач с каналом захвата ядер в основном состоянии. В простейшем виде формулу для коэффициентов прохождения можно представить как в случае проницаемости через одномерный барьер, но с учетом усреднения по флуктуирующим радиусам ядер партнеров:

$$T_\ell(E) = \int\int T_\ell(E, R_1, R_2) W(R_1, R_2) dR_1 R_2. \tag{4}$$

2.3. Основные соотношения для ширин распада компаунд-ядер в статистической модели. Наиболее важной величиной при вычислении ширин распада компаунд-ядра в статистической модели является плотность уровней. Мы будем использовать модель ферми-газа, которая благодаря простоте и универсальности широко используется при анализе и систематике данных о различных характеристиках распада возбужденных компаунд-ядер. В рамках статистического подхода плотность уровней можно записать следующим образом:

$$\rho(Z, N, E^*) = k_{\rm rot} k_{\rm vib} \frac{\sqrt{\pi}}{24 a^{1/4} E^{*5/4}} \exp(2\sqrt{aE^*}), \tag{5}$$

где a — параметр плотности уровней, с феноменологическим учетом оболочечных эффектов по Игнатюку (см., напр., монографию [1] и ссылки в ней)

$$a_\nu(E^*) = \tilde{a}(1 + \frac{[1 - \exp(-E^*/D)]\, \Delta W_\nu(A, Z)}{E^*}), \tag{6}$$

$\tilde{a} = 0,11A - 6,3 \cdot 10^{-5} A^2$, E^* — энергия возбуждения составного ядра, а $W_\nu(A, Z)$ — оболочечная поправка к массе ядра, образовавшегося после испускания частицы ν, $D = 18,5$ МэВ — общепринятая величина для «длины ослабления» оболочечных эффектов, $k_{\rm rot}$ и $k_{\rm vib}$ — коэффициенты ротационного и вибрационного усиления плотности уровней. В большинстве расчетов мы не учитывали этих коэффициентов, так как введение каждого из них требует как минимум трех дополнительных произвольных параметров. В дальнейшем мы остановимся на этом более подробно при анализе реальных экспериментов. Через параметр плотности уровней удобно также описывать связь энергии возбуждения с температурой и энтропией рассматриваемой системы: $E^* = at^2$ и $S = 2(aE^*)^{1/2}$.

Расчет испарительных ширин в статистической модели основывается на формализме Вайскопфа и Эвинга. Мы несколько модифицировали эту модель, допуская возможность испарения, наряду с нуклонами, α-частиц и более тяжелых фрагментов. Это позволило нам провести детальный анализ возможности испарения кластеров из нагретых ядер. Испарительные ширины рассчитывались по формуле

$$\Gamma_\nu^\ell(E) = \frac{(2\ell+1)(2S_\nu+1)m_\nu}{2\pi^2\rho_c(E_c)} \int_0^{E^*} \sigma_\nu(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon \times$$

$$\times \int_0^{E^*-\varepsilon} \rho_2(E^* - E'(\ell) - \varepsilon)\rho_1(E')dE', \qquad (7)$$

где $E^* = E - E_\nu - E_{\rm rot}^\ell$ — энергия возбуждения, распределяемая между фрагментами из условия постоянства температуры, ρ_1 и ρ_2 — плотности конечных состояний для фрагмента и остаточного ядра, m_ν, S_ν и E_ν — приведенная масса, спин и энергия связи частицы ν, а $\sigma_\nu(\varepsilon)$ — сечение обратной реакции захвата частицы ν с энергией ε с дочерним ядром. Для нуклонов и α-частиц сечения обратной реакции рассчитывались по оптической модели, для более тяжелых фрагментов — в модели резкого края.

Для того чтобы испытать деление, сферическое ядро должно вначале вытянуться, затем принять форму эллипсоида или фигуры с шейкой (седловая конфигурация) и уже в точке разрыва разделиться на два осколка. Для описания процесса деления необходимо знать зависимость потенциальной энергии ядра от коллективных переменных. В последнее время для описания этой зависимости используется макро-микроскопическая модель, предложенная Струтинским (см. работу [2] и ссылки в ней):

$$V = E_{\rm macr}(\beta_\lambda) + \delta E_{\rm shell}(\beta_\lambda)\delta E_{\rm pair}(\beta_\lambda, \Delta). \qquad (8)$$

Для макроскопической части используется модель Краппе — Никса [10], а оболочечная и парная поправки рассчитываются на основе одночастичного спектра в потенциале Саксона — Вудса, β_λ — набор деформационных параметров (в первом приближении квадрупольная и октупольная деформации), Δ — энергетическая щель, связанная с парной энергией.

Делительная ширина рассчитывалась по классической формуле Бора и Уиллера

$$\Gamma_f^\ell(E) = \frac{2\ell+1}{2\pi\rho_c(E_c)} \int_0^{E-E_{\rm rot}^{sp}(\ell)-B_f(\ell)} \rho_f(E - E_{\rm rot}^{sp}(\ell) - B_f(\ell) - \varepsilon)d\varepsilon, \qquad (9)$$

где $E_{\rm rot}^{sp}(\ell)$ является ротационной энергией в седловой точке, а $B_f(\ell)$ — барьер деления ядра. В нашей модели полный барьер деления вычислялся как сумма величин его жидкокапельной и оболочечной компонент по формуле

$$B_f(\ell) = CB_f^{ld}(\ell) + \Delta W^{\rm exp}, \qquad (10)$$

где C — свободный параметр, B_f^{ld} — барьер деления в модели вращающейся жидкой капли CPS, $\Delta W^{\rm exp}$ — поправка к барьеру деления составного ядра, равная оболочечной поправке к массе его основного состояния. В барьере деления мы пренебрегали малой величиной оболочечной поправки в седловой точке, что хорошо выполняется при анализе доактинидных ядер, где деформация ядра в седловой точке велика, и сверхтяжелых ядер, где весь барьер деления связан с оболочечной поправкой в основном состоянии.

Известно, что компаунд-ядра, образованные в реакциях с тяжелыми ионами, наряду с высокой энергией возбуждения имеют также большой угловой момент. Это обстоятельство приводит к заметной анизотропии осколков деления. Традиционно угловые распределения осколков деления описываются в статистической модели переходного состояния для седловой точки (или точки разрыва), предложенной О.Бором и развитой В.Струтинским и И.Халперном. В таком подходе вероятность для компаунд-ядра разделиться под определенным углом по отношению к его оси симметрии зависит от углового момента и момента инерции в переходном состоянии. Это приводит к определенной функциональной зависимости от величины $\ell^2 \sin^2\theta/4K_0^2$, где K_0^2 — полуширина распределения проекции момента на ось деления:

$$K_0^2 = \frac{1}{\hbar^2} T J_{\rm eff},$$

T — температура ядра, а $J_{\rm eff}$ — эффективный момент инерции в седловой точке:

$$\frac{1}{J_{\rm eff}} = \frac{1}{J_{||}} - \frac{1}{J_{\perp}}\ ,$$

$J_{||}$ и $J_{\perp}$ — моменты инерции относительно осей симметрии ядра — параллельный и перпендикулярный моменты соответственно.

3. ДЕЛЕНИЕ ДОАКТИНИДНЫХ КОМПАУНД-ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Исследования доактинидных ядер являются прекрасным тестом для анализа различных модельных предположений, используемых для описания деления ядер. В этой области ядер сечение деления составляет относительно малую часть от полного сечения реакции. Как результат, исследуемые характеристики являются чувствительными к основным параметрам, определяющим сечения деления ядра. Изучение деления компаунд-ядер вблизи $Z = 82$ и $N = 126$ позволяет исследовать влияние оболочечных эффектов на характеристики распада компаунд-ядер в зависимости от энергии возбуждения и углового момента.

3.1. Сечения и угловые распределения осколков деления. В работах [9, 11] нами были измерены и проанализированы сечения деления и угловые распределения осколков для 25 компаунд-ядер в диапазоне от ^{124}Ba до

^{210}Po и в широкой области энергий возбуждения. Анализ полученных результатов, выполненный в рамках статистической модели, позволил получить хорошее описание экспериментальных данных и сделать определенные физические выводы. При анализе использовались следующие формулы для расчета полных сечений деления и угловых распределений:

$$\sigma_f = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\rm cr}} \sigma_\ell \sum_{i=0}^{m} \frac{\Gamma^\ell_{fi}}{\Gamma^\ell_{fi} + \sum\limits_{\nu=n,p,\alpha} \Gamma^\ell_{\nu i}} \Pi^{i-1}_{k=0} \sum_{\eta=n,p,\alpha} \frac{\Gamma^\ell_{\eta k}}{\Gamma^\ell_{fk} + \sum\limits_{\nu=n,p,\alpha} \Gamma^\ell_{\nu k}}, \tag{11}$$

$$W(\theta) \simeq \sum_{\ell=0}^{\ell_{\rm cr}} (2\ell+1) \sum_{i=0}^{m} \sigma_f(\ell_i, N_i, Z_i) I_0\left(\frac{\ell_i^2 \sin^2\theta}{4K^2_{0i}}\right) \exp\left(-\frac{\ell_i^2 \sin^2\theta}{4K^2_{0i}}\right), \tag{12}$$

где $\ell_{\rm cr}$ — максимальный или критический угловой момент, N_i и Z_i — числа нейтронов и протонов в соответствующем дочернем ядре, ℓ_i — угловой момент дочернего ядра после вылета нейтрона, протона и α-частицы соответственно. В формулах (11) и (12) m — число предшествующих делению ступеней испарительного каскада.

В отличие от большинства других работ, в которых учитывался только жидкокапельный барьер деления, основными параметрами в рамках нашего подхода являлись: характер функциональной зависимости полного барьера деления и его абсолютная величина; отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах девозбуждения (обычно в этой области ядер величина отношения $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n$ принималась равной 1,1÷1,3); величина $\ell_{\rm cr}$, в выборе которой также существовал определенный произвол. Проведенный анализ показал, что для слабоделящихся ядер расчетная делительная ширина очень сильно зависит от выбранного значения критического углового момента и вида распределения образующихся компаунд-ядер по угловым моментам, особенно при небольших энергиях возбуждения. С увеличением энергии возбуждения полные сечения деления начинают также сильно зависеть от величины отношения $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n$. Большой объем экспериментальных данных, имевшийся в нашем распоряжении, позволил детально проанализировать и установить допустимые пределы изменения указанных величин и их влияние на расчетные дифференциальные, интегральные сечения и угловые распределения осколков деления. Наилучшее согласие расчетов со всей совокупностью экспериментальных данных было достигнуто при численных значениях для коэффициента $C \sim 0,85$ и отношения $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n \sim 1,05$. Для иллюстрации полученной при этом степени согласия в описании экспериментальных данных на рис. 2 и 3 приведено сравнение расчетных и экспериментальных сечений деления и угловых распределений осколков для некоторых из изученных реакций. На рис. 4 приведено сравнение значений полных барьеров деления (для изотопов свинца) и их жидкокапельных компонентов, полученных из анализа экспериментальных данных, с величинами барьеров для тех же ядер, рассчитанных по модели жидкой капли с использованием параметризации Майрса — Святецкого [13]. Как следует из рисунка, расчетная кривая хорошо согласуется с экспериментом в области значений $Z^2/A = 28 \div 32$, где оболочечные поправки относительно малы. В области значений $Z^2/A = 32 \div 35$ полные барьеры деления перестают уменьшаться и практически имеют постоянную величину, что связано с быстрым ростом величин оболочечных поправок по мере приближения к дважды магическому ядру ^{208}Pb.

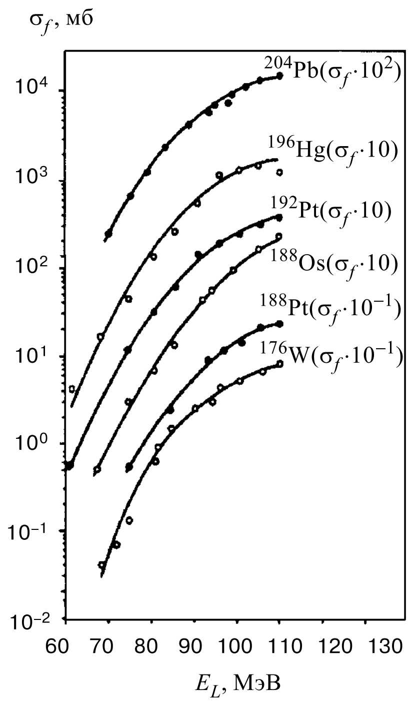

Рис. 2. Делительные функции возбуждения для компаунд-ядер в диапазоне от W до Pb, измеренные в реакции $(^{12}\mathrm{C}, f)$. Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета (по оси абсцисс — энергия ионов углерода в лаб. системе координат)

Отдельно следует подчеркнуть, что величины барьеров деления, полученные из анализа характеристик делительной моды распада в реакциях с тяжелыми ионами, хорошо согласуются с данными, полученными при исследовании делительной моды распада доактинидных компаунд-ядер в реакциях с легкими частицами — протонами, дейтронами и α-частицами [5]. В обоих случаях для анализа экспериментальных данных использовалась статистическая модель, но в реакциях с тяжелыми ионами мы имеем дело со значительно большим диапазоном энергий возбуждения и, тем более, угловых моментов. Хорошее согласие величин барьеров, извлекаемых из столь различных экспериментов, свидетельствует, что статистическая модель правильно описывает основные характеристики делительной моды распада компаунд-ядер в широком диапазоне изменения их энергий возбуждения и угловых моментов.

Наряду с определением абсолютных величин барьеров деления, была предпринята попытка экспериментально определить вид изоспиновой зависимости поверхностной энергии ядра и, соответственно, жидкокапельных барьеров деления. Для этого в работе [12] были измерены функции возбуждения деления для пяти компаунд-ядер свинца (^{199}Pb, ^{200}Pb, ^{201}Pb, ^{202}Pb и ^{204}Pb), полученных в реакциях $\mathrm{Os}(^{12}\mathrm{C}, f)$ на мишенях из разделенных изотопов осмия высокого обогащения. Извлеченные из анализа экспериментальных данных величины для жидкокапельных барьеров деления вместе с данными из работы [5] (черные точки) приведены во вставке на рис. 4. Там же сплошной линией показаны значения для жидкокапельных барьеров, предсказываемые капельной моделью со стандартным значением коэффициента k при изоспиновом члене: $k = 1,78$. Как видно из рисунка, использование в расчетах более высоких значений для коэффициента k (например, $k = 3,0$ из [10]) может улучшить согласие с экспериментом. Однако делать из этого факта однозначный вывод преждевременно, так как жидкокапельные барьеры для исследованных изотопов свинца получаются при вычитании из полного барьера довольно значительной оболочечной поправки и поэтому точность их определения не очень велика.

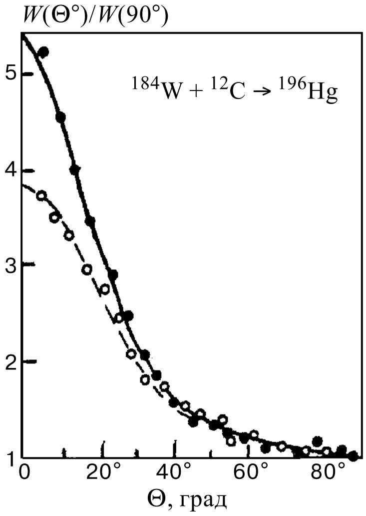

Рис. 3. Экспериментальные и расчетные угловые распределения осколков деления компаунд-ядра ^{196}Hg для двух значений энергии ионов углерода: 106 МэВ (черные точки и сплошная линия); 60 МэВ (светлые кружки и пунктирная линия)

Используя результаты измерений делительных функции возбуждения для пяти изотопов свинца и практически свободные от модельных предположений математические соотношения, можно получить экспериментальные величины сечений деления на каждой из ступеней испарительного каскада. Так как для компаунд-ядер свинца отношение $\Gamma_n/\Gamma_{\mathrm{tot}} \sim 0,95$, то основной вклад в эмиссионное деление вносит деление после испарения нейтронов. Поэтому из выражения (11) можно получить следующее соотношение:

$$\sum_{i=0}^{k} \sigma_f^i = \frac{\sigma_f^{\exp}(A,E)\sigma_c(A-k-1,E_k) - \sigma_f^{\exp}(A-k-1,E_k)\sigma_c(A,E)}{\sigma_c(A-k-1,E_k) - \sigma_f^{\exp}(A-k-1,E_k)}, \quad (13)$$

где $\sum_{i=0}^{k} \sigma_f^i$ — сумма сечений деления исходного и дочерних ядер, образующихся в процессе испарения k нейтронов, E_k — энергия возбуждения дочерних ядер. В соотношение (13) входят только экспериментальные сечения деления $\sigma_f^{\exp}$ и хорошо известные сечения образования составных ядер в реакциях с ионами углерода. При наличии функций возбуждения деления для цепочки изотопов компаунд-ядер одного элемента из соотношения (13) можно рассчитать сумму сечений деления любого числа дочерних ядер, и, следовательно, сечения каждого из них в отдельности. На рис. 5 представлены экспериментальные и расчетные функции возбуждения деления пяти компаунд-ядер свинца, на рис. 6 — экспериментальные сечения доэмиссионного деления для трех компаунд-ядер $^{200,201,202}\mathrm{Pb}$. Для наглядности они представлены в виде отношения $\sigma_f^0/\sigma_f^{\exp}$, где σ_f^0 — сечение доэмиссионного деления, а $\sigma_f^{\exp}$ — полное сечение деления того же ядра. Как видно из рисунка, при энергиях возбуждения ~ 90 МэВ отношение $\sigma_f^0/\sigma_f^{\exp}$ составляет величину $\sim 20\%$ и увеличивается до 70% при уменьшении энергии возбуждения до $40{\div}50$ МэВ. Ранее, для компаунд-ядер, полученных в реакциях с тяжелыми ионами, подобной информации не существовало. Удовлетворительное согласие результатов расчетов с измеренными полными и парциальными сечениями эмиссионного деления является дополнительным подтверждением справедливости использованных в статистической модели предположений о влиянии оболочечных эффектов на основные характеристики процесса девозбуждения компаунд-ядер.

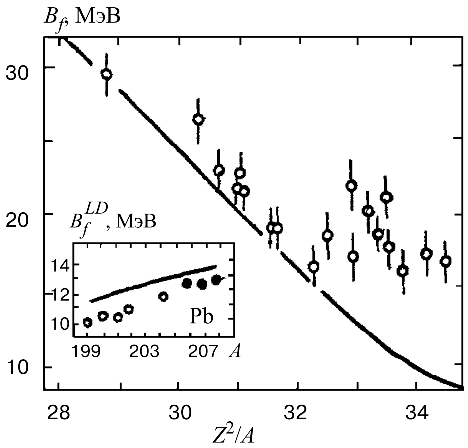

Рис. 4. Зависимость барьеров деления от параметра делимости Z^2/A: светлые точки — экспериментальные данные, кривые — барьеры деления, рассчитанные по модели жидкой капли

Интересную дополнительную информацию о форме ядра в переходном состоянии удалось получить из анализа угловых распределений осколков деления компаунд-ядер, полученных в реакциях неполного слияния. Измерение угловых распределений осколков деления, в совпадении с легкой заряженной частицей, вылетающей под малым углом по отношению к направлению пучка ионов, позволяет изучать угловые распределения осколков практически вплоть до 180° в системе центра масс и более надежно определять их отклонение от функции вида $1/\sin\theta$. Так, например, угловые распределения осколков деления в реакциях $^{197}\mathrm{Au}(^{22}\mathrm{Ne}, f)$ и $^{197}\mathrm{Au}(^{22}\mathrm{Ne}, \alpha f)$ были исследованы в работе [14] (результаты приведены на рис. 7). Каждое угловое распределение нормировано на сечение деления под углом 90° в соответствующей системе центра масс. Угловое распределение осколков деления компаунд-ядра $^{219}\mathrm{Ac}$, рассчитанное с учетом вкладов эмиссионного деления, хорошо согласуется с экспериментальным при отношении $J_{\rm sph}/J_{\rm eff} = 1,2$, в то время как для реакции неполного слияния наблюдается аномально большая угловая анизотропия, которая не объясняется в рамках традиционной модели и указывает на то, что в случае реакции неполного слияния величина K_0^2 не достигает своей равновесной величины.

В заключение раздела заметим, что анализ делительных функций возбуждения и угловых распределений осколков деления, сделанный для доактинидных компаунд-ядер, позволил получить ответы на ряд вопросов, связанных с механизмом их девозбуждения, и определить допустимый диапазон варьирования численных значений для основных параметров статистической модели и их влияние на расчетные дифференциальные и интегральные сечения, а также угловые распределения осколков деления. В отличие от распространенного мнения о достаточности использования для описания процессов, протекающих в реакциях с тяжелыми ионами, только жидкокапельной модели была показана необходимость учета оболочечных эффектов как в плотности уровней, так и в барьере деления. Только с учетом оболочечных эффектов возможно правильное теоретическое описание функции возбуждения делительной моды распада, сечений испарительных каналов и среднего числа предделительных нейтронов [15,16] (подробно этот вопрос будет рассмотрен в следующем разделе). Показана необходимость учета эмиссионного деления в расчетах сечений деления и в анализе угловых распределений осколков. Вместе с тем также установлено, что сильное влияние углового момента на делительные характеристики компаунд-ядра приводит к значительной неопределенности в выборе численных значений для основных параметров статистической модели, и для их определения необходимы дополнительные данные, которые можно получить при исследовании сечений образования ядер-продуктов в xn-, pxn- и αxn-каналах девозбуждения компаунд-ядер или при изучении каналов распада с испусканием кластеров. Этим вопросам и будут посвящены два следующих раздела.

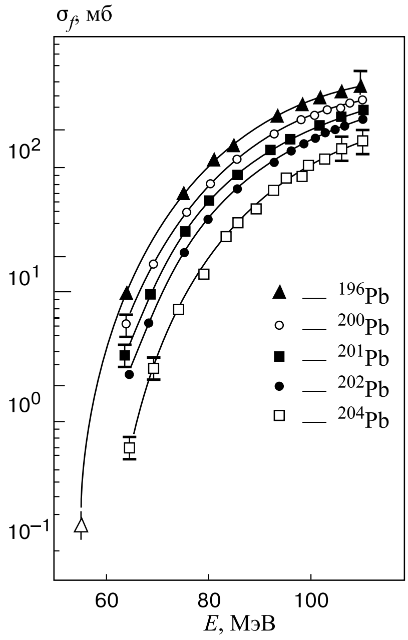

Рис. 5. Экспериментальные и расчетные делительные функции возбуждения для пяти различных компаунд-ядер свинца, полученных в реакции с ионами углерода

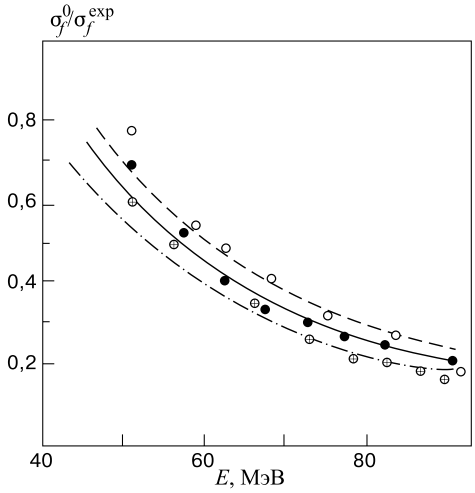

Рис. 6. Зависимость отношения сечения доэмиссионного деления к полному сечению деления для трех компаунд-ядер ^{200,201,202}Pb от энергии возбуждения. Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчетов

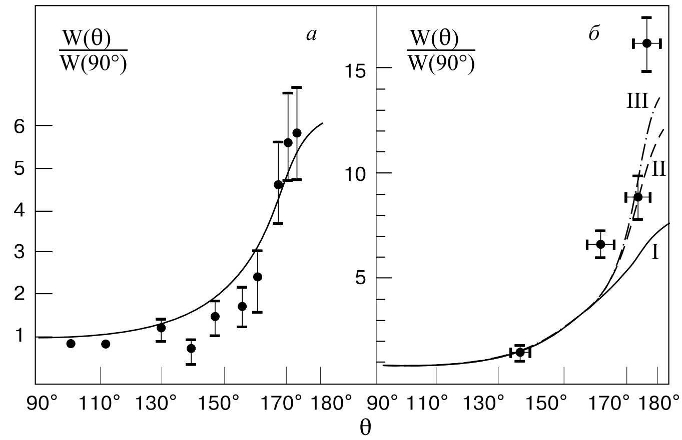

Рис. 7. Угловые распределения осколков деления в случаях реакций: *а*) полного, *б*) неполного слияния

4. СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ В ОБЛАСТИ ДЕЛЯЩИХСЯ КОМПАУНД-ЯДЕР С $Z \sim 83 \div 92$

В последнее время появилось много новых данных о характеристиках испарительных каналов при распаде компаунд-ядер с $Z \simeq 83 \div 92$, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. В данной области ядер делительный канал девозбуждения уже является доминирующим, и поэтому даже небольшие изменения величин делительных параметров нуклидов приводят к существенному изменению вероятности распада по другим, конкурирующим каналам. Большая удаленность образующихся в реакциях ядер от линии β-стабильности и быстрое уменьшение жидкокапельного барьера деления с ростом Z делают экспериментальные данные в этой области критичными к параметрам модели, определяющим зависимость барьера деления от зарядового и массового чисел нуклида, а также степени нейтронного дефицита. Кроме того, сечения образования испарительных продуктов с числами нейтронов, близкими к $N \simeq 126$, должны быть весьма чувствительными к оболочечным эффектам в делительном и испарительном каналах, поскольку расчетные величины оболочечных поправок для нуклидов с числом нейтронов, близким к магическому, равны или даже несколько превышают жидкокапельный барьер деления. Дополнительный интерес к исследованиям в данной области ядер придают также имеющиеся здесь хорошие экспериментальные возможности для изучения характеристик распада компаунд-ядер вплоть до предельных температур с использованием чисто нейтронного канала испарения в случае нейтроноизбыточных ядер или чисто протонного канала испарения для протоноизбыточных ядер. И, наконец, достаточно подробный набор данных в этой области ядер можно использовать как хорошую базу для разработки количественных подходов в оценках сечений образования сверхтяжелых ядер в реакциях полного слияния, в том числе в реакциях с ионами ^{48}Ca.

4.1. Экспериментальные данные и результаты анализа. Основной массив экспериментальных данных для этой области ядер получен сравнительно недавно (в течение 6–8 последних лет) в исследованиях, проведенных в ЛЯР ОИЯИ. Поэтому вначале кратко остановимся на использовавшейся в этих экспериментах методике.

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов $^{20,22}\mathrm{Ne}$, $^{24,26}\mathrm{Mg}$, $^{27}\mathrm{Al}$, $^{31}\mathrm{P}$, $^{35}\mathrm{Cl}$, $^{40}\mathrm{Ar}$ и $^{40}\mathrm{Ca}$. Продукты реакций полного слияния отделялись от продуктов реакций глубоконеупругих передач и бомбардирующих ионов с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА. Это трехступенчатый электростатический сепаратор с телесным углом захвата 15 мср и полосой пропускания $\pm 10\%$ по электрической жесткости. При быстродействии, близком к одной микросекунде, он обеспечивает эффективное разделение продуктов реакций полного слияния, продуктов реакций передач и бомбардирующего пучка ионов. Эффективность сепарации продуктов полного слияния зависит от массы бомбардирующего иона и для компаунд-ядер с $A \geq 200$ меняется от 3% (для реакций с ионами кислорода) до 25% для реакций с ионами аргона и кальция. Регистрация ядер отдачи и измерение энергий их α-распадов осуществлялись в фокальной плоскости сепаратора детектирующей системой из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с временным разрешением 0,5 нс и восьмистрипового полупроводникового детектора с полным размером 50×70 мм и разрешением 30 кэВ для α-частиц с энергией в диапазоне от 6 до 9 МэВ. Идентификация нуклида проводилась по энергии его α-распада и функции возбуждения. В проведенных экспериментах были измерены функции возбуждения для xn-, pxn- и αxn-каналов девозбуждения компаунд-ядер $^{191,193,199}\mathrm{Bi}$, $^{200,202}\mathrm{Po}$, $^{199,205,207}\mathrm{At}$, $^{210,212,216,218,220}\mathrm{Ra}$, $^{212}\mathrm{Rn}$, $^{217,219}\mathrm{Ac}$, $^{221,223,225,227}\mathrm{Pa}$ и $^{228,230}\mathrm{U}$ в области энергий возбуждения от 40 до 160 МэВ (см. работы [17, 18] и ссылки в них).

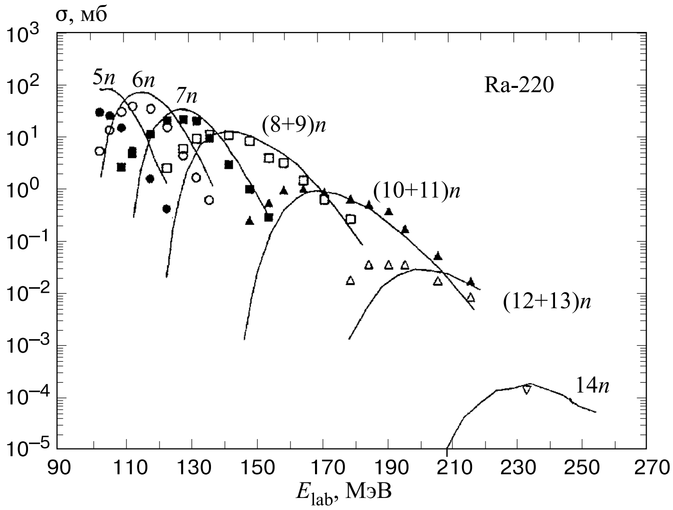

Рис. 8. Функции возбуждения для xn-каналов в реакции $^{22}\mathrm{Ne} + {}^{198}\mathrm{Pt}$. Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета по статистической модели с учетом оболочечных эффектов при значениях параметров: $C = 0,63$ и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,00$

Представление о характере экспериментальных данных, полученных в этих работах, дает рис. 8, на котором приведены результаты измерений функций возбуждения в xn-канале девозбуждения компаунд-ядра $^{220}\mathrm{Ra}$, образующегося в реакции $^{22}\mathrm{Ne} + {}^{198}\mathrm{Pt}$. Линиями на рисунке показаны результаты расчетов, сделанных по статистической модели. Видно, что расчет хорошо воспроизводит как абсолютные величины сечений в максимумах выходов, так и форму функций возбуждения, хотя такая задача в расчетах не ставилась.

Для сравнения с расчетом мы использовали в первую очередь данные о величинах сечений в максимумах функции возбуждения. Это связано с тем, что таким образом снимаются вопросы, связанные с описанием второстепенных деталей функций возбуждения (например, «хвостов») и поэтому можно более четко выделить общие закономерности в поведении модели, проявляющиеся при анализе большого массива экспериментальных данных. Во-вторых, при расчетах функций возбуждения для испарительных каналов необходимо знать сечение образования составного ядра, связанное с величинами ℓ_{cr} и $\Delta\ell_{\mathrm{cr}}$. Эти величины могут несколько различаться в разных моделях, однако в области делящихся ядер, при энергиях бомбардирующих ионов выше барьера взаимодействия, сечение испарительных реакций в максимуме функций возбуждения практически полностью обусловлено вкладом парциальных волн с $\ell \leq 30 - 40$ [19], то есть существенно меньших, чем ℓ_{cr} в рассматриваемых нами реакциях. Поэтому способ выбора ℓ_{cr} и $\Delta\ell_{\mathrm{cr}}$ не влияет на величины сечений образования испарительных продуктов в максимумах функций возбуждения.

Прежде чем остановиться на уже описанном во второй главе обзора варианте статистической модели и универсальном наборе модельных параметров, мы исследовали несколько других вариантов расчета. Прежде всего представлялось интересным определить реальные возможности для чисто жидкокапельного приближения. Вариант расчета с использованием чисто жидкокапельного приближения был предложен достаточно давно и широко использовался при расчетах сечений образования испарительных продуктов, особенно в трансурановой области ядер. Обоснованность использования такого подхода была и остается предметом дискуссии (см., напр., обзор [4]).

В рамках этой дискуссии достаточно интересный результат был получен в работе [20], в которой на примере анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов астатина и полония с $A \approx 200$ было показано, что при фиксированном параметре $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ расчеты, сделанные в чисто жидкокапельном приближении и в приближении с одновременным уменьшением оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения как в плотности уровней, так и в барьере деления, приводят практически к совпадающим значениям коэффициента $C = 0,9 - 1,0$. Тем самым была в некоторой степени обоснована правомерность использования жидкокапельного приближения при низких энергиях возбуждения для нуклидов с большой величиной оболочечной поправки в случае, если с ростом энергии возбуждения оболочечные эффекты исчезают одновременно как в плотности уровней, так и в барьере деления. Такой вывод является неплохим аргументом для использования жидкокапельного приближения при расчетах сечений образования испарительных продуктов и позволяет рассматривать жидкокапельное приближение как некоторый модельный вариант расчета, описывающий ситуацию, в которой происходит одновременное ослабление оболочечных эффектов в плотности уровней и барьере деления с ростом энергии возбуждения.

На рис. 9 кружками, квадратами и треугольниками изображены измеренные в реакциях $^{22}\mathrm{Ne} + {}^{194,196,198}\mathrm{Pt}$ значения сечений для xn- и pxn-каналов девозбуждения в максимумах их выходов в зависимости от числа нуклонов в

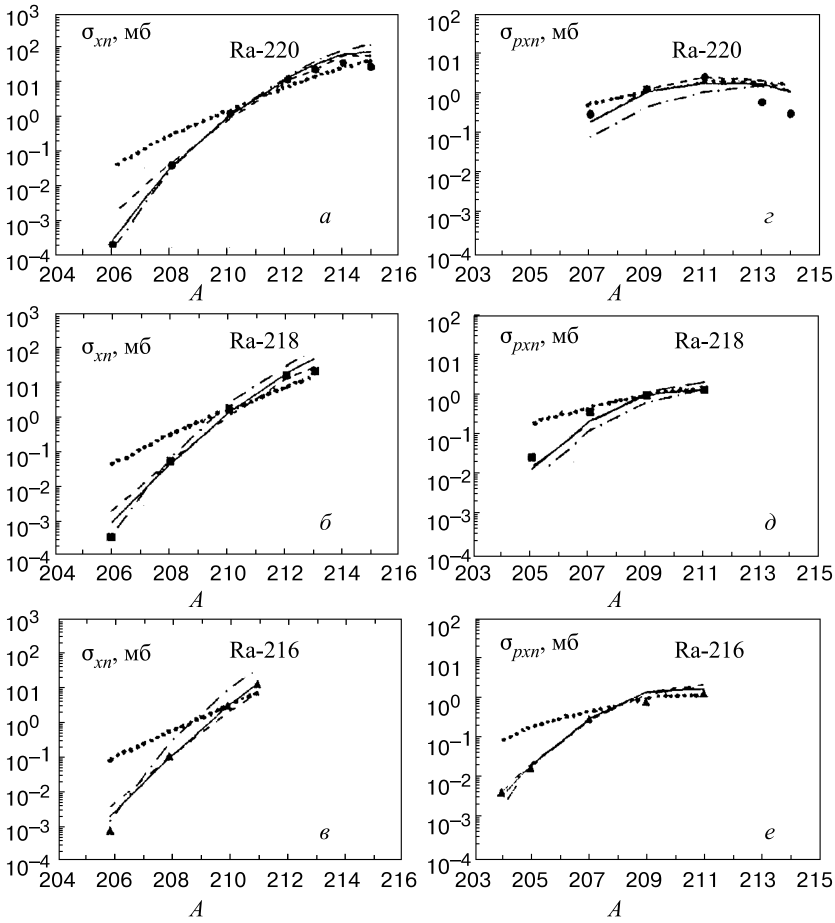

Рис. 9. Сравнение экспериментальных и расчетных величин сечений в максимумах выходов для xn-каналов (слева) и pxn-каналов девозбуждения компаунд-ядер ^{216,218,220}Ra. Линиями показаны результаты расчетов при трех значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$: 0,95 (штриховая), 1,00 (сплошная), 1,05 (штрихпунктирная). Пунктиром показаны результаты расчетов, полученные в приближении полного отсутствия оболочечных эффектов

конечном продукте испарительного каскада. Пунктиром показаны результаты расчетов, полученные в чисто жидкокапельном приближении при значениях параметров $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,0$ и $C = 0,9$. Вопрос о выборе правильного значения для параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ мы обсудим ниже, а здесь рассмотрим только возможности капельного и оболочечного подходов при их использовании для описания сечений. Из рис. 9 следует, что результаты расчетов, учитывающие влияние оболочечных эффектов, правильно воспроизводят относительный ход экспериментальных сечений. Вариант расчета с использованием чисто жидкокапельного приближения приводит к более слабому падению сечений с ростом нейтронного дефицита, чем это следует из эксперимента. Такой характер расхождений результатов расчета с экспериментальными данными является типичным при использовании жидкокапельного приближения, и это неоднократно отмечалось нами ранее при изучении сечений образования нейтронодефицитных изотопов Po, At и Ac [20–22]. К еще большим трудностям приводят попытки описать в рамках чисто жидкокапельного приближения весь полученный в наших экспериментах массив данных (около 15 реакций) о сечениях образования испарительных продуктов от свинца до урана в реакциях с ионами с $A \leq 40$. В этом случае, при условии фиксирования параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,0$, приходится плавно увеличивать значения коэффициента C от 0,65 до 0,9 при переходе от компаунд-ядер Bi с числом нейтронов $N \approx 110$ к компаунд-ядрам $\mathrm{Ra} - \mathrm{Ac}$ с $N \approx 128 \div 132$, а затем резко уменьшать его значение до $C = 0,65$ при переходе к компаунд-ядрам $\mathrm{Pa} - \mathrm{U}$ с $N \approx 136 \div 138$ [22]. Таким образом, в рамках жидкокапельного приближения коэффициент C как бы «отслеживает» вначале рост оболочечной поправки для основного состояния от нуля (для Bi) до $6 - 8$ МэВ (для $\mathrm{Ac} - \mathrm{Ra}$) и затем ее последующее падение до нуля при переходе к $\mathrm{Pa} - \mathrm{U}$. Необходимость столь сложного варьирования коэффициента для достижения согласия с экспериментальными данными практически полностью исключает возможность использования жидкокапельного приближения для расчетов характеристик процесса девозбуждения в исследуемой области ядер.

В то же время весь обсуждавшийся выше массив экспериментальных данных хорошо описывается в рамках варианта модели с учетом оболочечных эффектов как в параметре плотности уровней, так и в барьере деления ядер (см. формулы (6) и (10)). На рис. 10 показано сравнение экспериментальных и расчетных значений сечений в максимумах выхода для xn-канала девозбуждения во всей исследованной области ядер. Расчеты сделаны при фиксированном значении параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,00$. Значения коэффициентов C, использовавшиеся при расчетах сечений, приведены на рис. 11. Из рисунков следует, что, несмотря на широкую область изменений Z и N конечных ядер и большой диапазон изменения абсолютных величин сечений (почти восемь порядков), расчет очень хорошо воспроизводит весь набор экспериментальных данных при значениях параметра C, варьируемых в очень узком диапазоне $C = 0,6 \div 0,7$. Единственное предположение, которое приходится при этом делать, состоит в том, что величины жидкокапельных барьеров деления для образующихся в этих реакциях нейтронодефицитных нуклидов необходимо уменьшить на $30 - 40\%$, по сравнению с предсказаниями модели Коэна — Плазила — Святецкого [23].

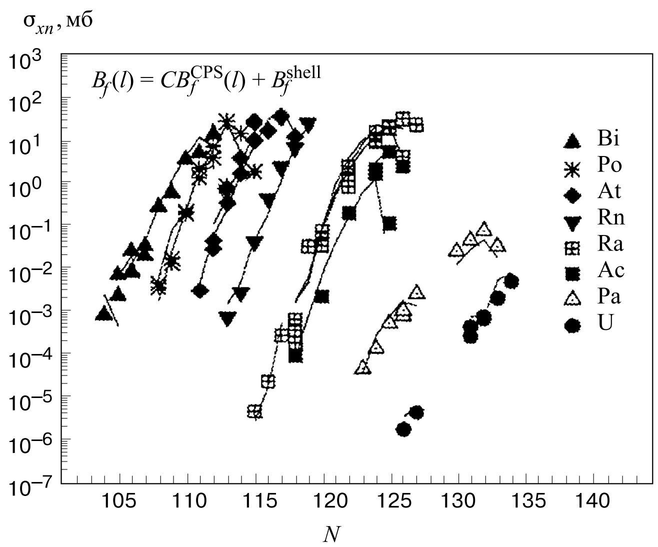

Рис. 10. Расчетные (линии) и экспериментальные величины сечений в максимумах функций возбуждения для xn-реакций в области ядер от Bi до U

Можно напомнить, что на необходимость уменьшения коэффициента C вплоть до величин, равных $0,6 - 0,7$, для правильного описания в рамках испарительной модели сечений деления компаунд-ядер в области от Rh до Os, указывал еще М.Бланн в работе [24], опубликованной в 1978 г. Отсутствие в то время надежных экспериментальных данных о барьерах деления для нейтронодефицитных нуклидов тяжелее Os привело к заключению о том, что наблюдаемый эффект является свойством только для легких делящихся ядер, что нашло свое отражение в модели расчета барьеров деления, предложенной Сирком [25]. В свете обсуждаемых нами новых экспериментальных данных о делимости ядер в области от Bi до U вывод о локальном характере понижения барьеров теряет свою аргументированность, и возможны поиски новых подходов для объяснения всего набора данных от Rh до U.

Из рис. 11 также следует, что для правильного описания сечений образования небольшой группы нейтронодефицитных изотопов Pa и U с $N \simeq$ $\simeq 126$ необходимо дополнительно уменьшать величину коэффициента C. Так, например, в случае компаунд-ядер протактиния, образующихся в реакциях $^{22}\mathrm{Ne} + {}^{205}\mathrm{Tl}$ и $^{24,26}\mathrm{Mg} + {}^{197}\mathrm{Au}$, для правильного описания сечений образования испарительных продуктов необходимо использовать численные значения коэффициентов, равные $C = 0,65$ и 0,52 в областях с $N \geq 128$ и $N \leq 127$ соответственно. То же самое приходится делать при описании сечений образования изотопов урана. Наиболее естественным объяснением такого поведения единственного подгоночного параметра представляется заключение, что используемый нами способ учета оболочечных эффектов является хорошим, но только первым приближением.

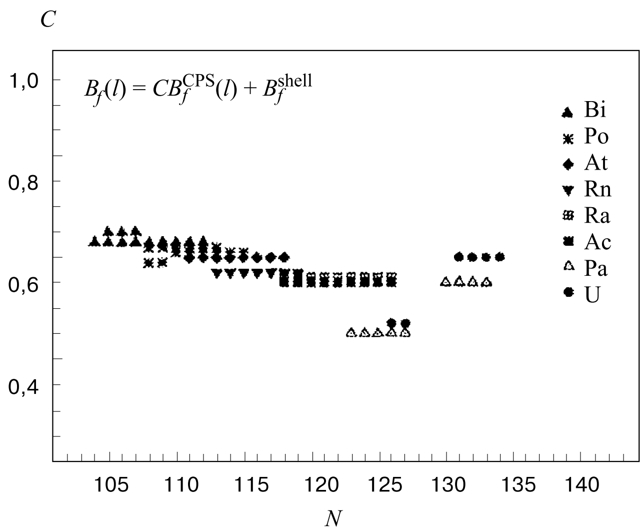

Рис. 11. Оптимальные значения коэффициента C в области ядер от Bi до U

Рассмотрим несколько возможных вариантов изменения в модели расчета, которые могут улучшить согласие экспериментальных и расчетных значений сечений образования для нуклидов с четко выраженной оболочечной структурой. В работе [26] нами были проанализированы возможности и физическая обоснованность широко распространенного подхода, связанного с уменьшением величины параметра D в выражении (6) для параметра плотности уровней. Было показано, что уменьшение этого параметра до значений $6 - 10$ МэВ приводит к усилению оболочечного эффекта в плотности уровней при низких энергиях возбуждения. В свою очередь, это приводит к существенному уменьшению сечений образования испарительных продуктов с ярко выраженной оболочечной структурой и, как следствие, к исчезновению скачкообразного изменения коэффициента C при пересечении нейтронной оболочки $N = 126$. Однако в настоящее время нет никаких теоретических предпосылок для того, чтобы считать, что у нейтронодефицитных ядер оболочечные эффекты в плотности уровней выражены гораздо сильнее, чем у ядер вблизи дорожки стабильности. Напомним, что значение $D = 18,5$ МэВ было получено из анализа большого массива экспериментальных данных о плотности уровней, в том числе и для ядер с числами нейтронов и протонов, близкими к $N = 126$ и $Z = 82$.

Нами были также проанализированы возможности, связанные с изменением способа учета оболочечного эффекта в барьере деления. Так, мы провели расчеты, в которых нормирующий коэффициент C в формуле (10) использовался как множитель при полном барьере деления (включающем как капельный, так и оболочечный компонент барьера), что эквивалентно ослаблению влияния оболочечной поправки в барьере деления [26]. Был рассмотрен вариант расчета, при котором оболочечная поправка в барьере деления зависела от углового момента так же, как и жидкокапельный компонент барьера деления. Оказалось, что в этом случае результаты расчетов получаются очень близкими к результатам расчетов, сделанных в чисто жидкокапельном приближении [20]. Наконец, так как в основном мы рассматривали девозбуждение компаунд-ядер с энергией возбуждения ≥ 40 МэВ, то и сделанный нами ранее вывод о том, что $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1$, относится, в принципе, к этому диапазону энергий возбуждения. Не исключено, что при более низких энергиях это равенство может нарушаться. Поэтому мы рассмотрели возможность энергетической зависимости отношения $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ согласно приведенному соотношению [27]:

$$\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu(E_f^*) = 1 + K\exp\left(\frac{-E_f^*}{D}\right). \tag{14}$$

Величина $D = 18,5$ МэВ идентична «длине ослабления» в параметре плотности уровней, E_f^* — энергия возбуждения в седловой точке, а K — свободный параметр. Расчеты показали, что все эти варианты позволяют уменьшить вариации параметра C, однако не приводят ни к каким качественно новым заключениям.

На рис. 12 точками показаны экспериментальные значения сечений образования конечных ядер-продуктов в максимумах функции возбуждения для xn-, pxn- αxn-каналов девозбуждения исследованных компаунд-ядер Ра. Результаты расчетов с использованием некоторых из перечисленных вариантов учета оболочечных эффектов показаны линиями. Штриховая линия — стандартный вариант расчета, $C = 0,65$ и 0,52 при расчете сечений образования испарительных продуктов в реакциях $^{22}\mathrm{Ne} + {}^{205}\mathrm{Tl}$ и $^{24,26}\mathrm{Mg} + {}^{197}\mathrm{Au}$ соответственно. Сплошная линия — вариант, когда на коэффициент C умножаются оба компонента барьера деления, коэффициент $C = 0,68$. И, наконец, пунктирная линия — результаты расчета со значением $D = 10,5$ МэВ и $C = 0,65$.

Рассмотрим, что может дать учет эффекта коллективного усиления в плотности уровней, на который достаточно часто ссылаются как на наиболее физически обоснованную причину расхождения экспериментальных результатов и расчета по стандартной статистической модели. Еще в работах Бора и Моттельсона было показано, что полная плотность уровней должна включать коллективные и внутренние возбуждения, см. формулу (5). Для

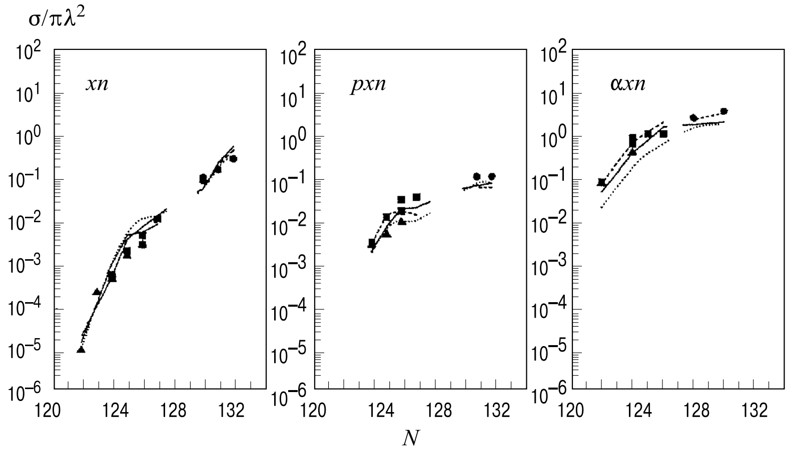

Рис. 12. Экспериментальные и расчетные значения для приведенных сечений образования испарительных продуктов в реакциях $^{24,26}\mathrm{Mg} + {}^{197}\mathrm{Au}$ и $^{20,22}\mathrm{Ne} + {}^{205}\mathrm{Tl}$

деформированных ядер коллективное усиление связано с наличием ротационного усиления, а в случае сферических ядер — вибрационного. При проведении конкретных расчетов сечений образования испарительных продуктов эта идея впервые была использована в работе [28], а наиболее полно вопрос рассмотрен недавно в работе [29] при исследовании выходов тяжелых ядер с $N \geq 126$ в реакции $^{238}\mathrm{U}(950$ МэВ/н$) + \mathrm{Cu}$.

Оказалось, что введение коллективного усиления — проблема более сложная, чем можно было ожидать, так как эффект коллективного усиления плотности уровней должен плавно исчезать с увеличением энергии возбуждения, а это требует введения фермиевской функции с двумя свободными параметрами E_{cr} и d_{cr}. Кроме того, в случае ротационного усиления необходимо вводить параметры (эти величины в большинстве случаев экспериментально не измерены) квадрупольной деформации для основного состояния ($\beta_2 \sim 0,2-0,3$, $\sim 220-230$) и для седловой точки ($\beta_2 \sim 1,0$). В случае учета вибрационного усиления необходимо добавочно вводить еще три параметра, два из которых связаны с эффективной деформацией ядра в вибрационных состояниях и один просто нормировочный коэффициент. В данном подходе авторам работы [29] удалось улучшить согласие результатов расчета с экспериментальными данными. Мы провели аналогичные расчеты для компаунд-ядер протактиния [30] и установили, что, действительно, можно получить описание экспериментальных данных с близким к постоянному значением коэффициента C, считая, что с уменьшением N квадрупольная деформация компаунд-ядер уменьшается, а ядра с $N \leq 127$ являются сферическими. К сожалению, проделав весь комплекс расчетов, мы пришли к выводу, что введение коллективного усиления требует использования слишком большого числа новых дополнительных параметров. При существующей на данный момент ситуации введение коллективного усиления не помогает нам в ответе на вопрос о границах применимости статистической модели при описании процесса девозбуждения тяжелых компаунд-ядер.

В заключение отметим, что при анализе большой совокупности экспериментальных данных мы сознательно стремились использовать в расчетах минимальное количество физических предположений и параметров, что, естественно, несколько огрубляет модель, но зато позволяет сделать некоторые определенные выводы. Главный из них — это тот факт, что использование простой капельной модели для описания процесса девозбуждения компаунд-ядер не подтверждается экспериментальными данными по сечениям образования конечных ядер-продуктов в каналах испарения. Во-вторых, хотя необходимость уменьшения в расчетах жидкокапельного барьера деления для нейтронодефицитных ядер на 30–40% и является в определенной степени модельной, полученный результат требует проведения дальнейших исследований, включая критический анализ параметров капельных моделей [23, 25].

4.2. Ширины распада высоковозбужденных ядер и возможности их описания в статистической модели девозбуждения компаунд-ядер. Вернемся к рис.9, на котором приведено сравнение величин сечений образования испарительных продуктов в xn- и pxn-каналах в реакциях $^{22}\mathrm{Ne} + {}^{194,196,198}\mathrm{Pt}$ с результатами расчетов, сделанных для трех наборов параметров:

$$\text{а) } \tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 0,95, \quad C = 0,45; \quad \text{б) } \tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,00, \quad C = 0,63;$$

$$\text{в) } \tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,05, \quad C = 0,88.$$

Видно, что для всех трех вариантов расчетные кривые достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными и не выходят за пределы ошибок измерения. Таким образом, можно сделать вывод, что тестирование расчетов только по величинам сечений, даже в тех случаях, когда измерения сделаны для длинных цепочек конечных ядер и в большом диапазоне энергий возбуждения, не позволяет сделать однозначный выбор и одновременно определить как параметр $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$, так и значение коэффициента C. Более того, из приведенного сравнения следует, что при правильно подобранном коррелированном изменении этих параметров можно получить хорошее согласие расчетов с величинами сечений для различных наборов этих параметров. Поэтому необходимо использовать дополнительные экспериментальные данные для того, чтобы определить величины параметров C и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ независимо друг от друга.

Хорошие результаты получаются при использовании в качестве дополнительных данных величин отношения сечений образования одних и тех же нуклидов в реакциях с различным числом ступеней в испарительном каскаде. Это связано с тем, что влияние на делимость параметров $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ и C различно при различных энергиях возбуждения. Параметр $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ в большей степени определяет делимость ядер при высоких энергиях возбуждения и задает число шансов деления, в то время как параметр C — определяет делимость при энергиях возбуждения вблизи барьера деления. Измерение отношения сечений позволяет экспериментально определить величины приведенных нейтронных и делительных ширин на первых ступенях каскада девозбуждения и значение параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$.

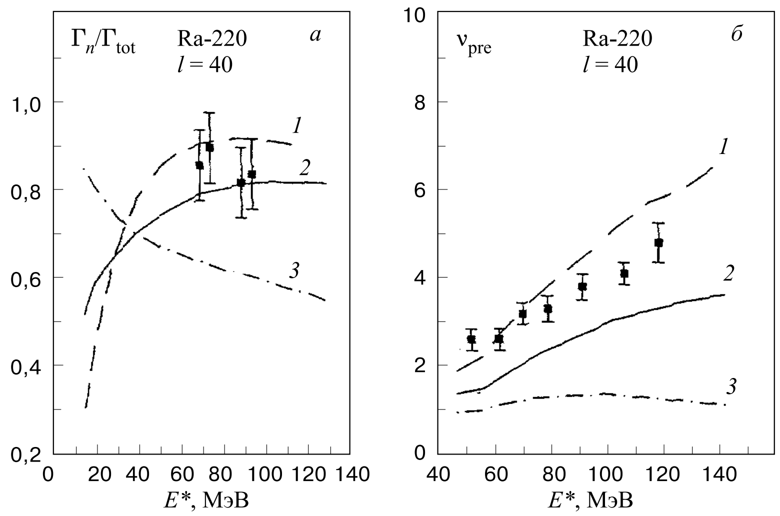

Рис. 13. Сравнение экспериментальных и расчетных значений парциальных нейтронных ширин (*а*) и числа предделительных нейтронов (*б*) для компаунд-ядер ^{218,220}Ra. Кривые *1–3* соответствуют значениям $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 0,95;\ 1;\ 1,05$

На рис. 13,*а* линиями показаны усредненные по угловым моментам ℓ расчетные значения приведенных нейтронных ширин $\langle\Gamma_n/\Gamma_{\rm tot}\rangle$ на первой ступени каскада испарения для компаунд-ядра ^{220}Ra в зависимости от энергии возбуждения при трех значениях отношения $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$. Усреднение проведено в диапазоне угловых моментов ℓ от 0 до 40, так как этот набор моментов полностью определяет значения сечений в максимуме выходов в данной области ядер. Кроме того, в этом диапазоне парциальные и средние значения $\langle\Gamma_n/\Gamma_{\rm tot}\rangle$ практически совпадают. Можно отметить, что расширение интервала интегрирования до значений, равных $\ell_{\rm cr} \approx 70$, приводит к уменьшению величин $\langle\Gamma_n/\Gamma_{\rm tot}\rangle$ в 1,5 раза.

Точками на рис. 13,*а* показаны экспериментальные значения величин $\langle\Gamma_n/\Gamma_{\rm tot}\rangle$ для компаунд-ядер ^{218,220}Ra, полученные из отношений сечений образования нейтронодефицитных изотопов ^{208,210,212}Ra в реакциях с испарением 6, 8 и 10 нейтронов. Точность измерения отношений сечений в экспериментах составляла $\pm 15\%$ и, следовательно, точность определения $\langle \Gamma_n/\Gamma_{\rm tot}\rangle$ была $\pm(7-8)\%$. Полученные экспериментальные значения $\Gamma_n/\Gamma_{\rm tot}$ близки к единице, что свидетельствует о том, что вклад в делительный канал распада компаунд-ядер $^{218,220}\mathrm{Ra}$ с начальной энергией возбуждения $E^* = 80 - 100$ МэВ вносят много ступеней испарительного каскада. Из сравнения экспериментальных и расчетных данных следует, что вариант расчета с $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,05$ существенно расходится с экспериментальными данными. Таким образом, мы имеем убедительный экспериментальный аргумент в пользу использования в расчетах только значений $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu \leq 1,00$. Используя полученные значения приведенных ширин, можно оценить среднее время выхода компаунд-ядер $^{220}\mathrm{Ra}$ с угловыми моментами $\ell \leq 40$ на седловую точку. Так, например, для энергий возбуждения 100 и 80 МэВ и $\ell = 30$ оно будет равно $2,7\cdot 10^{-20}$ с и $3,6\cdot 10^{-20}$ с соответственно, что на порядок величины больше, чем времена испарения нейтронов при тех же энергиях возбуждения.

Рассмотрим, как ограничение возможного диапазона варьирования параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ скажется на расчетном числе председловых нейтронов, и сравним его с числом предделительных нейтронов, измеренных экспериментально. На рис. 13,*б* линиями показаны расчетные зависимости числа председловых нейтронов от энергии возбуждения для всех трех наборов расчетных параметров. Для энергии возбуждения 100 МэВ (при интегрировании по ℓ до 40) расчет дает числа предделительных нейтронов, испущенных до достижения ядром седловой точки, равные 3 и 5 при значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1$ и $0,95$ соответственно. Точками на рис. 13,*б* показаны экспериментальные данные для полного числа предделительных нейтронов в зависимости от энергии возбуждения, полученные в работе [31] для компаунд-ядра $^{213}\mathrm{Fr}$. Из рисунка видно, что при использовании значения параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$, равного или меньшего единицы, расчетные значения совпадают или даже превосходят экспериментальные величины. Такой, необычный на первый взгляд, характер расхождения, в принципе, легко объясним: вклад парциальных волн с $\ell \leq 40$ в полное сечение слияния составляет $\approx 30 \div 40\%$, и поэтому основная часть сечения делительной моды будет определяться более высокими значениями угловых моментов. Если предположить, что в экспериментах по измерению $\bar{\nu}_{\rm pre}$ измеряются осколки деления составных ядер с угловыми моментами вплоть до $\ell_{\rm cr}$, то в рассматриваемой реакции при энергии возбуждения, равной ~ 100 МэВ, необходимо учитывать в расчете все парциальные волны вплоть до $\ell_{\rm cr} \simeq 70$. В этом случае получаются расчетные значения $\bar{\nu}^{\rm calc}_{\rm pre} = 1,8$ и 2,8 при значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1$ и 0,95 соответственно. Таким образом, даже в этом случае доля председловых нейтронов в полном числе предделительных нейтронов составляет от 50 до 80%. Различие хотя и наблюдается, но оно не очень велико и не носит драматического характера. Если же при сравнении с экспериментом мы будем руководствоваться результатами, полученными в расчетах с использованием значения параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,05$, то наши выводы будут прямо противоположными.

Проведенный анализ показывает, что вопрос о реалистичности параметров, использующихся в расчетах по статистической модели, является чрезвычайно важным и может существенно повлиять на интерпретацию экспериментальных данных. Поэтому при проверке активно разрабатываемых в последнее время динамических моделей необходимо четко выделять из экспериментальных результатов и использовать для сравнения только ту их часть, которая принципиально не может быть описана статистической моделью с ее минимальным набором требований к процессу, а именно: чтобы процесс был полностью термализован и соотношения между различными модами распада определялись только их статистическими весами в фазовом пространстве. В противном случае получаемые из сравнения значения для динамических параметров будут в большей мере отражать недостатки использованного в расчетах варианта статистической модели, чем реальные динамические характеристики ядерной материи.

5. ЭМИССИЯ КЛАСТЕРОВ КОМПАУНД-ЯДРАМИ

Известно, что в реакциях с тяжелыми ионами наблюдается очень большой выход заряженных частиц и кластеров, который вначале однозначно связывался с прямыми реакциями или реакциями глубоконеупругих передач. Причем, зачастую, для тяжелых компаунд-ядер оспаривалась возможность испарения даже α-частиц. В работе [32] впервые было экспериментально доказано, что в реакции $^3\mathrm{He} + \mathrm{Ag}$ кластеры с $Z = 3 \div 11$, вылетающие в заднюю полусферу с $\theta = 120^\circ \div 160^\circ$, связаны с распадом возбужденного компаунд-ядра. Эта работа не осталась незамеченной и привлекла внимание к изучению механизма испускания кластеров. Для анализа полученных результатов Л.Моретто применил разработанный им единый подход к испусканию частиц и делению ядер [33], в котором используется стандартное выражение для делительной ширины в формализме Бора и Уиллера, а свободными параметрами для кластера с фиксированным Z являлись условный барьер для резко асимметричного деления и отношение параметров плотности уровней для равновесного состояния компаунд-ядра и в седловой точке (изотопное распределение кластеров не учитывалось). В целом, в этой простой модели удалось получить достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными, хотя имелись определенные нерегулярные вариации параметров для каждого из типов кластеров.

В наших работах [34–36] для анализа и количественного описания этих и других аналогичных экспериментальных данных был использован альтернативный — чисто испарительный подход. По существу, это первая серьезная попытка описать вылет заряженных фрагментов из компаунд-ядер в объединенной статистической модели испарения частиц и кластеров. Испарительные ширины для нуклонов и ядер $^{3\div8}$He, $^{4\div11}$Li, $^{7\div11}$Be, $^{9\div14}$B, $^{10\div16}$C, $^{13\div18}$N, $^{14\div21}$O, $^{17\div23}$F, $^{18\div25}$Ne, $^{22\div27}$Na рассчитывались по формуле (7), а окончательная формула для расчетов сечений испарения кластеров из компаунд-ядра с учетом нескольких ступеней нейтронного испарительного каскада имела вид

$$\sigma = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\rm cr}} \sigma_c^\ell \sum_{\imath=0}^{m} \frac{\Gamma_{\nu,\ell}^{(\imath)}}{\Gamma_{f,\ell}^{(\imath)} + \sum\limits_{n,p} \Gamma_{n(p),\ell}^{(\imath)} + \sum\limits_{\nu} \Gamma_{\nu,\ell}^{(\imath)}} \times$$

$$\times \prod_{k=0}^{\imath-1} \frac{\Gamma_{n,\ell}^{(k)}}{\Gamma_{f,\ell}^{(k)} + \sum\limits_{n,p} \Gamma_{n(p),\ell}^{(k)} + \sum\limits_{\nu} \Gamma_{\nu,\ell}^{(k)}}, \tag{15}$$

где σ_c^ℓ — парциальное сечение образования компаунд-ядра, m — число ступеней нейтронного испарительного каскада. Расчеты проводились отдельно для каждой парциальной волны с шагом по энергии возбуждения, равным 1 МэВ. В расчетах учитывались оболочечные эффекты в параметре плотности уровней и в барьерах деления, а также изменение плотности уровней в остаточных ядрах, образующихся после вылета кластеров. При вычислениях использовались экспериментальные значения энергий связи и спинов для каждого из изотопов в испарительной цепочке, приводящей к образованию в выходном канале кластера с данным Z. Величина углового момента, уносимого кластером, учитывалась при расчете кулоновского барьера для вылета кластеров, энергии вращения остаточного ядра и тепловой энергии остаточного ядра.

Наибольший интерес представлял анализ данных для реакции $^3\mathrm{He} + \mathrm{Ag}$, для которой имелась наиболее полная информация по вылету кластеров различных типов, и функции возбуждения были измерены в широком диапазоне энергий ионов ^{3}He от 50 до 130 МэВ. Кроме того, имелась возможность провести совместный анализ данных по выходу кластеров, полученных в таких, на первый взгляд, различных реакциях, как $^3\mathrm{He} + \mathrm{Ag}$ (130 МэВ) и $p + \mathrm{Ag}$ (480 МэВ). При анализе данных, полученных в реакциях с протонами высокой энергии, расчеты проводились в предположении, что можно разделить процесс на две стадии: быструю, в результате которой после вылета неравновесных частиц остаются возбужденные компаунд-ядра с некоторым распределением по Z, A и энергии возбуждения; и собственно испарительную, в процессе которой происходит девозбуждение образовавшихся на первой стадии компаунд-ядер. Детали расчетов, связанных с быстрой стадией процесса, даны в работе [35].

С использованием разработанной модели также проведены расчеты сечений испарения фрагментов из возбужденных компаунд-ядер с $Z = 65$, 80, и 97, образующихся в реакциях $^{40}\mathrm{Ar} + \mathrm{Ag}, \mathrm{Sm}, \mathrm{Au}$ при энергии ионов $^{40}\mathrm{Ar}$, равной 336 МэВ, а также в реакциях $^{12}\mathrm{C} + \mathrm{Th}$ и $^{52}\mathrm{Cr} + \mathrm{Ta}$ [34, 36].

Обсудим основные результаты, полученные при использовании испарительной модели для описания выходов кластеров. На рис. 14 приведены зависимости полных сечений образования кластеров с фиксированным Z от энергии бомбардирующих ионов $^{3}\mathrm{He}$. Отметим, что у компаунд-ядер In, образующихся в реакции, угловой момент мал $\sim 15 - 20\hbar$, и поэтому вклад эффектов, связанных с угловым моментом, невелик. Деление как канал распада отсутствует и поэтому тоже не влияет на результаты расчетов. Более всего расчеты чувствительны к параметру r_0, входящему в формулу для расчета кулоновского барьера при взаимодействии кластера и ядра-остатка. Для реакций с ионами $^{3}\mathrm{He}$, $^{12}\mathrm{C}$ и протонами высокой энергии хорошее согласие расчета и экспериментальных данных было получено при значении этого параметра $r_0 = 1,25$ фм. Переход к реакциям с более тяжелыми ионами (такими, как Ar и Cr) и, как следствие, резкое увеличения среднего углового момента компаунд-ядер, приводит к необходимости увеличения этого параметра до $r_0 = 1,30$ фм. Это может свидетельствовать либо об увеличении деформации ядер, образующихся в испарительном канале, либо о том, что существенная доля кластеров испаряется из долгоживущей промежуточной системы.

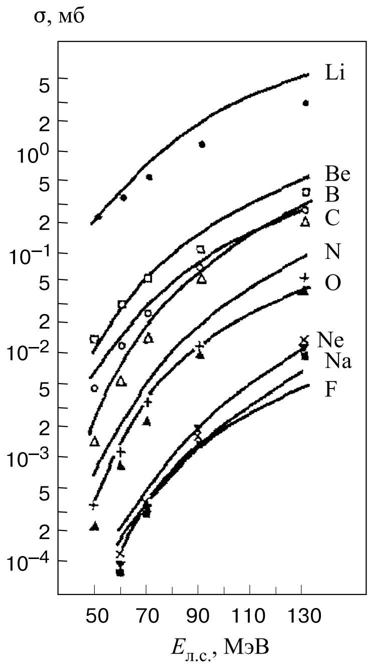

Рис. 14. Зависимость полного сечения образования кластеров от энергии бомбардирующих ионов $^{3}\mathrm{He}$. Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета по испарительной модели

Зарядовые и массовые распределения для кластеров, образующихся в реакциях $p + \mathrm{Ag}$ и $^{3}\mathrm{He} + \mathrm{Ag}$, приведены на рис. 15. Зарядовые распределения отнормированы при значении $Z = 11$. Совпадение поведения сечений выходов кластеров в этих двух реакциях и согласие расчета с экспериментальными данными (в том числе и по изотопным выходам) явно указывает на общий, а именно испарительный механизм образования фрагментов как в реакциях с ионами $^{3}\mathrm{He}$, так и с протонами высокой энергии. Расчеты также показывают, что в выход кластеров с заданным Z сравнимый вклад дают от 3 до 5 изотопов, образующихся на различных ступенях нейтронного испарительного каскада. Так, при энергии ионов ^{3}He, равной 90 МэВ, доля сечения, связанная с вылетом кластеров после испарения нескольких нейтронов, составляет $\sim 30 \div 40\%$, и эта доля увеличивается с ростом энергии возбуждения [34].

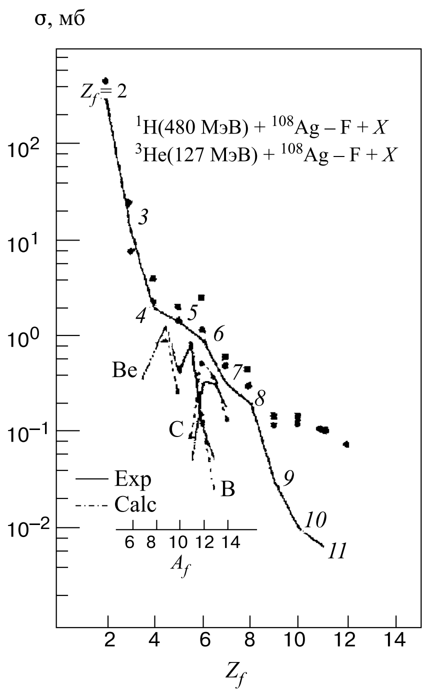

Рис. 15. Сравнение экспериментальных (точки) и рассчитанных (линии) зарядовых и массовых распределений для кластеров, образующихся в реакциях $p+\mathrm{Ag}$ и $^3\mathrm{He}+\mathrm{Ag}$

На рис. 16 показано значительное различие зарядовых распределений для кластеров, образующихся в реакциях с легкими (^{12}C) и тяжелыми (^{40}Ar, ^{52}Cr) ионами. Видно, что если для ионов ^{12}C, так же, как и для ионов ^{3}He, наблюдается падение выходов кластеров с увеличением их зарядового числа, то в реакциях с более тяжелыми ионами характер зависимости существенно меняется. Так, в реакциях с ионами ^{40}Ar выход фрагментов практически не зависит от Z, а в реакциях с ионами ^{52}Cr, как следует из рисунка, наблюдается даже некоторый рост выхода с увеличением Z.

И, наконец, в реакции $^{40}\mathrm{Ar}+{}^{197}\mathrm{Au}$ при вылете кластеров с $Z \geq 7$ образуются ядра с $N \sim 126$, т.е. ядра со значительной оболочечной поправкой. Поэтому выход кластеров начинает определяться влиянием оболочечных эффектов, что хорошо видно на рис. 17, на котором показаны результаты расчетов выходов с учетом оболочечных эффектов (кривая *1*) и без учета (кривая *2*). Видно, что для фрагментов с $Z = 10, 11$ разница между двумя вариантами расчета достигает порядка величины, и отказ от учета оболочечных эффектов в плотности уровней приводит к необоснованному завышению расчетного выхода этих нуклидов.

В заключение имеет смысл сделать небольшое резюме и кратко подвести основные итоги. Проведенный анализ показал, что в рамках единой обобщенной испарительной модели можно получить хорошее количественное описание для 90% экспериментальных данных о сечениях и относительных выходах как нуклонов, так и кластеров из возбужденных компаунд-ядер. При этом практически отсутствует необходимость использования свободно варьируемых модельных параметров. На разнообразном экспериментальном

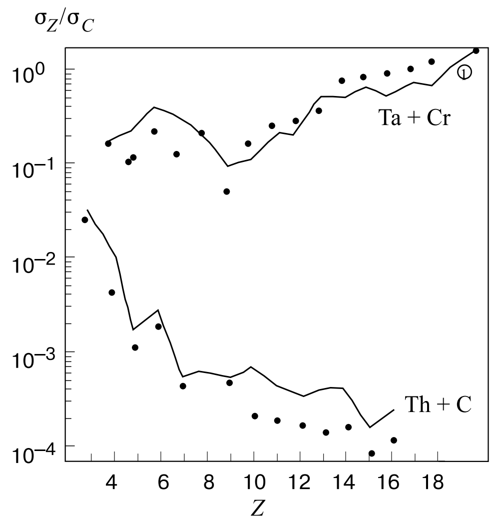

Рис. 16. Распределения зарядовых выходов кластеров, образующихся в реакциях с ионами ^{12}C и ^{52}Cr. Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета

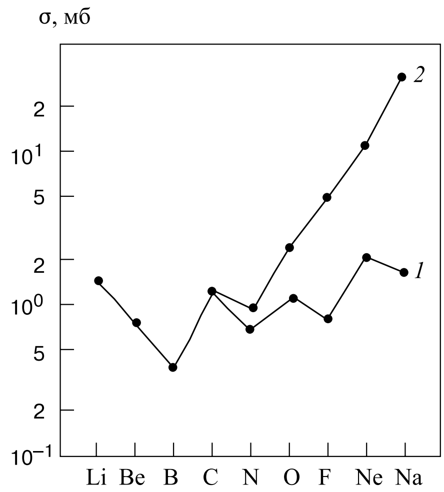

Рис. 17. Расчетные величины выходов кластеров в реакции $^{197}Au + ^{40}Ar$, полученные с учетом оболочечных эффектов (кривая *1*) и без учета (*2*)

материале продемонстрирована необходимость обязательного учета в расчетах оболочечных эффектов в испарительном и делительном каналах, а также вклад эмиссионного механизма в выход кластеров и осколков деления.

6. СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ В ТРАНСУРАНОВОЙ ОБЛАСТИ ЯДЕР

В последние годы снова возрос интерес к реакциям «горячего» слияния, в которых для синтеза новых элементов используются актинидные мишени и образующиеся компаунд-ядра имеют энергию возбуждения порядка $30 \div 50$ МэВ [37]. Так как это направление синтеза вплоть до семидесятых годов было основным, то в литературе имеется большое количество экспериментальных данных о поперечных сечениях таких реакций, протекающих с испарением 4–6 нейтронов и приводящих к различным изотопам трансфермиевых элементов вплоть до элемента с порядковым номером 106. Таким образом, имеется обширный экспериментальный материал, позволяющий провести систематический анализ.

На рис. 18,*а* приведены значения десятичных логарифмов сечений, соответствующих максимумам функций возбуждения для реакций с испарением 4 нейтронов в зависимости от значений X — параметра делимости исходного составного ядра. Треугольниками изображены величины $\sigma_{4n}^{\max}$ для реакций, вызванных ионами B и C, кружками — N, O, F, квадратами — Ne, Mg, Al. Обращает на себя внимание «спокойное», без всяких особенностей поведение $\sigma_{4n}^{\max}$. Точки достаточно равномерно группируются вокруг прямой линии, что свидетельствует об экспоненциальной зависимости $\sigma_{4n}^{\max}$ от параметра X. Аналогичная картина наблюдается и для поперечных сечений реакций с испарением 5 нейтронов (рис. 18,*б*). Таким образом, можно констатировать, что в рассмотренной нами достаточно широкой области компаунд-ядер и реакций не наблюдается резких изменений в поведении величин сечений для xn-реакций, и поэтому экспериментальные данные могут быть описаны с помощью сравнительно простого алгоритма.

Естественно использовать для этой цели соотношения статистической модели ядерных реакций, хотя для трансфермиевых элементов уже могут возникать сомнения в их обоснованности при расчетах делительных ширин, так как в этом случае величина барьера деления и ядерная температура близки друг к другу. Однако экспериментальные данные о числе предделительных нейтронов, полученные в последнее время, свидетельствуют о том, что и в трансфермиевой области деление компаунд-ядра остается достаточно медленным процессом. Это обстоятельство, а также экспоненциальный характер уменьшения величин сечений xn-реакций, приводящих к образованию трансфермиевых элементов, с увеличением параметра делимости X указывают на то, что можно использовать формализм статистической теории ядерных реакций для описания величин сечений испарительных реакций и в этой области ядер. В расчетах использовался уже описанный нами в предыдущих разделах статистический код. Основной целью являлось оптимальное описание значений поперечных сечений в максимумах функций возбуждения.

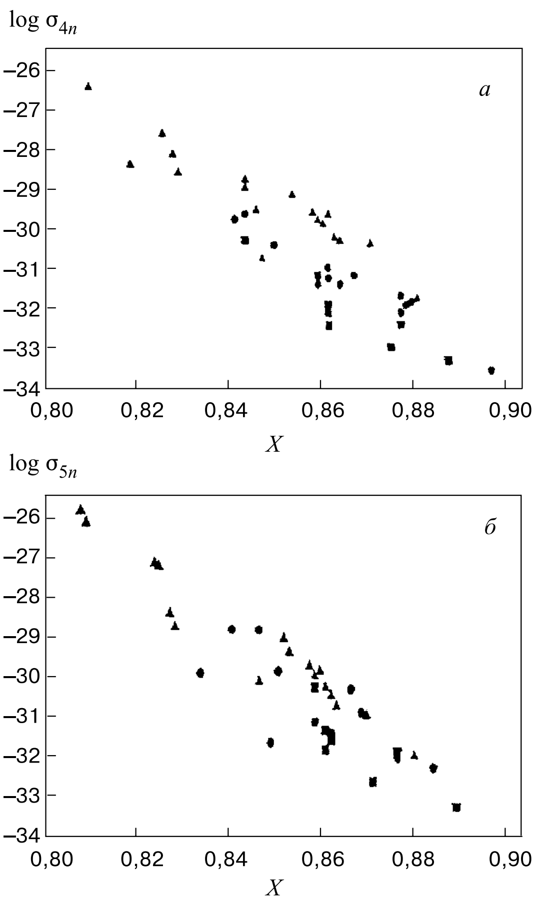

Рис. 18. Значения десятичных логарифмов сечений, соответствующих максимумам функций возбуждения реакций с испарением 4 (*а*) и 5 (*б*) нейтронов в зависимости от параметра делимости компаунд-ядра (пояснения в тексте)

Поперечные сечения для образования составного ядра рассчитывались по формуле

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k^2}\sum_{\ell=0}^{\ell_{\rm cr}} \frac{2\ell+1}{1+\exp(2\pi(V_B(\ell)-E)/\hbar\omega_\ell)}\ , \tag{16}$$

где $V_B(\ell)$ — высота барьера взаимодействия и ω_ℓ — кривизна этого барьера. Расчеты проводились в двух вариантах. В первом оболочечные эффекты в испарительном и делительном каналах учитывались по стандартной схеме:

$$a(E) = \tilde{a}[1+(1+\exp(-0,054E))\Delta W/E],\ B_f(\ell) = B_f^{\rm CPS}(\ell)+\Delta B, \tag{17}$$

где $\tilde{a} = A/10$, а ΔW и ΔB брались равными оболочечным поправкам к жидкокапельным массам основных состояний ядра, образующегося после испарения нейтрона. Величина жидкокапельного барьера деления $B_f^{\mathrm{CPS}}(\ell)$ рассчитывалась по модели вращающейся заряженной капли [16]. Отношение $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n$ в расчетах считалось равным единице. Во втором случае для учета оболочечных эффектов использовались те же соотношения, но величины ΔW и ΔB рассматривались как свободные параметры. Их численные значения были определены из сравнения расчета с экспериментальными данными, полученными в реакции $^{238}\mathrm{U} + {}^{18}\mathrm{O}$, для которой с большой точностью были измерены функции возбуждения каналов с испарением от 4 до 8 нейтронов [38]. Наилучшее согласие результатов расчета с экспериментальными данными было получено при значениях параметров $\Delta W = 0$ и $\Delta B = 1,1$ МэВ. Полученные значения параметров были зафиксированы, и расчеты для всех остальных реакций проводились с ними.

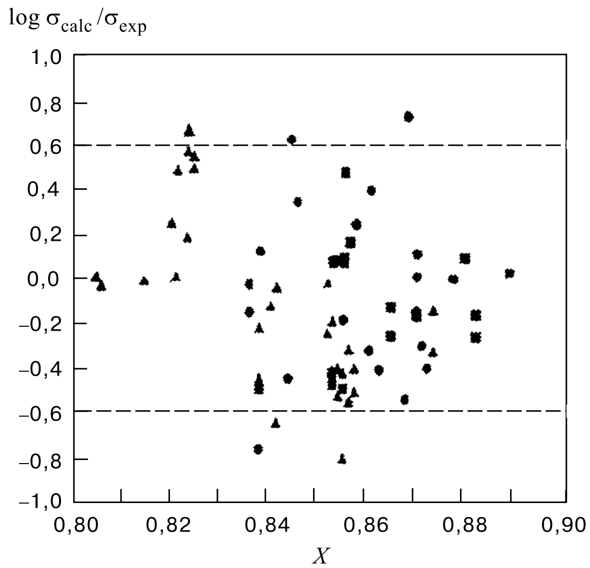

Рис. 19. Значения десятичных логарифмов для отношений величин расчетного и экспериментального сечений в максимумах функций возбуждения для реакций с испарением 4, 5 и 6 нейтронов в зависимости от делительного параметра X. Пояснения в тексте

Хорошее согласие результатов расчетов с экспериментом было получено в обоих вариантах расчетов. Рассмотрим подробнее результаты, полученные во втором варианте, так как он заведомо является более простым и, следовательно, более удобным для экстраполяций. На рис. 19 приведены значения десятичного логарифма отношения величин расчетного и экспериментального сечений в максимумах функций возбуждения для реакций с испарением 4, 5 и 6 нейтронов в зависимости от делительного параметра X. Штриховые линии ограничивают интервал $-0,6 < \log(\sigma_{\rm calc}/\sigma_{\rm exp}) < 0,6$, то есть для точек, лежащих между этими линиями, выполняется неравенство $1/4 < \sigma_{\rm calc}/\sigma_{\rm exp} < 4$. Из рис. 19 видно, что подавляющее большинство точек лежит внутри этого интервала.

Следует заметить, что величины барьеров деления для трансфермиевых элементов B_f существенно меньше, чем энергии связи нейтронов. В результате после нейтронного каскада ядро с большой вероятностью может оказаться внутри интервала энергий возбуждения $(B_n - B_f)$ и испытать деление, так как нейтрон уже вылететь не может, а γ-распад является более медленным процессом, чем деление. Поэтому шанс выжить будут иметь только те ядра, у которых после нейтронного каскада энергия возбуждения будет меньше, чем B_f. Расчеты показывают, что этот фактор уменьшает выход тяжелых ядер на несколько порядков величины и является важнейшей причиной, обуславливающей малый выход трансфермиевых ядер в реакциях полного слияния. При энергиях возбуждения, превышающих энергию связи нейтрона, делимость ограничивает сечение образования испарительных продуктов не столь существенно. Получаемые в расчетах средние по нейтронному каскаду значения для отношения $\langle\Gamma_n/\Gamma_f\rangle$ плавно меняются в трансфермиевой области в диапазоне $0,1 \div 0,5$. Этот результат качественно отличается от общепринятого мнения, что отношение σ_{xn}/σ_c полностью определяется величиной $\langle\Gamma_n/\Gamma_f\rangle$ и что для трансфермиевых ядер она $\sim 0,01$. Отметим, что согласие результатов расчета и экспериментальных данных наблюдается в реакциях со всеми исследованными ионами, вплоть до Mg и Al, в реакциях с которыми изучались изотопы 102–105 элементов. Это согласие указывает на то, что для всех исследованных ионов отсутствуют заметные ограничения на сечение слияния и образования компаунд-ядра.

С использованием данной модели расчета нами были сделаны численные оценки сечений образования различных изотопов 107–110 элементов в реакциях с ионами ^{22}Ne, ^{26}Mg, ^{27}Al и ^{34,36}S [39]. Сравнение оценочных значений с полученными впоследствии экспериментально величинами [40–42] показало, что модель неплохо предсказывает сечения образования новых изотопов сверхтяжелых элементов. В реакциях с ионами Ne и Mg расчет завысил величины сечений на фактор 5–8, что при общем уровне сечений от единиц до нескольких десятков пикобарн можно признать хорошим результатом. Ситуация заметно ухудшается при переходе к реакциям с использованием ионов серы. В этом случае расчетные сечения оказались завышенными на полтора порядка величины по сравнению с экспериментальными.

Наиболее вероятной причиной такого расхождения расчета с экспериментом является то обстоятельство, что вероятность полного слияния с образо-

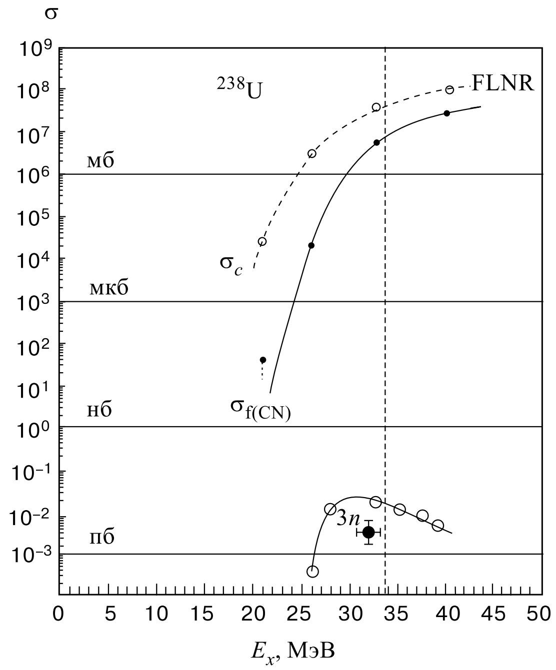

Рис. 20. Величины расчетного и экспериментального сечений полного слияния и сечений для канала с испарением трех нейтронов в реакции $^{48}\mathrm{Ca} +^{238}\mathrm{U}$

ванием компаунд-ядра начинает уменьшаться при переходе к более тяжелым компаунд-ядрам или к более симметричным партнерам во входном канале из-за возрастающей роли процессов типа квазиделения. К сожалению, проверенная опытом модель расчета сечения полного слияния при доминирующей роли процессов типа квазиделения пока отсутствует. Поэтому для улучшения точности оценки сечений не остается ничего другого, как использовать в расчетах величину сечения полного слияния, измеренную экспериментально. Такой подход был использован нами при оценке сечений образования новых изотопов сверхтяжелого элемента $^{282,283}112$ в реакции $^{48}\mathrm{Ca} + {}^{238}\mathrm{U}$. В исследуемой реакции сечение полного слияния $\sigma_{f(CN)}$, измеренное по сечению деления компаунд-ядра [43], оказалось на порядок величины меньше, чем расчетное сечение σ_c (см. рис. 20). С использованием статистической модели и экспериментальных величин сечения слияния были рассчитаны функции возбуждения для реакций с испарением 3 и 4 нейтронов. Полученные недавно экспериментальные данные о сечении образования в $3n$-реакции изотопа $^{283}112$ [44], как видно из рисунка, находятся почти в идеальном согласии с расчетом. Согласие расчета с экспериментом свидетельствует о том, что статистический механизм девозбуждения хорошо «работает» вплоть до самых тяжелых компаунд-ядер. С другой стороны, использование в расчетах экспериментальных значений сечения полного слияния говорит о необходимости продолжения экспериментальных и теоретических исследований с целью разработки динамической модели слияния тяжелых ядер, способной к количественному прогнозу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Игнатюк А.В.** — Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. **Струтинский В.М.,** — ЖЭТФ, 1963, т.40, с.1900; ЯФ, 1965, т.1, с.82.
3. **Brack M., Damgaard J., Jensen A.S. et al.** — Rev. Mod. Phys., 1972, v.44, p.320.
4. **Ньютон Дж.О.** — ЭЧАЯ, 1990, т.21, вып.4, с.821.
5. **Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Иткис М.Г. и др.** — ЭЧАЯ, 1985, т.16, вып.4, с.709.
6. **Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Пустыльник Б.И.** — ЯФ, 1970, т.11, с.982.
7. **Broza U., Grosmann S., Muller A.** — Phys. Rep., 1974, v.197, p.167.
8. **Galin J., Guerreau M., Lefort M. et al.** — Phys. Rev., 1974, v.C9, p.1018.
9. **Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Пустыльник Б.И. и др.** — ЯФ , 1983, т.37, с.809.
10. **Krappe H.J., Nix J.P., Sierk A.J.** — Phys. Rev., 1979. v.C20, p.992.
11. **Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Музычка Ю.А. и др.** — ЯФ, 1984, т.39, с.1093.
12. **Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Пустыльник Б.И. и др.** — ЯФ, 1980, т.32, с.1197.
13. **Myers W.D., Swiatecki W.S.** — Ark. Fysik, 1967, v.36, p.598.
14. **Музычка Ю.А., Пустыльник Б.И.** — В сб.: Труды Меж. школы-семинара по физ. тяж. ионов, ОИЯИ Д7-83-644, Дубна, 1983, с.420.
15. **Hinde D.J., Leigh J.R., et al.** — Nucl. Phys., 1982, v.A385, p.109.
16. **Bogdanov D.D., Kozulin E.M., Muzychka Yu.A., et al.** — In: Proc. Int. Workshop «Dynamical Aspects of Nuclear Fission», ed. Kristiak J. **Pustylnik B.I.** — JINR, E7-92-95, Dubna, 1992, p.86.
17. **Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A626, p.857.
18. **Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A620, p.229.
19. **Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др.** — ЯФ, 1995, т.58, вып.5, с.791.
20. **Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др.** — ЯФ, 1990, т.52, вып.3(9), с.640.
21. **Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.** — Nucl. Phys., 1994, v.A568, p.323.
22. **Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.** — Nucl. Phys., 1995, v.A583, p.169.
23. **Cohen S., Plasil F., Swiateski W.J.** — Ann. of Phys., 1974, v.82, p.557.
24. **Beckerman M., Blann M.** — Phys. Rev., 1978, v.C17, No.5, p.1615.
25. **Sierk A.J.** — Phys. Rev., 1986, v.C33, p.2039.
26. **Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.** — Preprint JINR E7-97-246, Dubna, 1997.

27. **Veselsky M., Bogdanov D.D., Pustylnik B.I., Yeremin A.V.** — In: Proc.of an 2nd Inter. Workshop «Nucl. Fission and Fission -product Spectroscopy», Seyssins, France, April, 1998. Ed. by G.Fronti, H.Faust, S.Oberstadt and F.-J.Hambsch. AIP Conf. Proc. 447, Woodbury, New York, 1999, p.291.

28. **Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.М.** — ЯФ, 1983, т.37, с.316.

29. **Junghans A.R., de Jong M., Clerk H.-G. et al.** — Preprint IKDA 97/24. Darmstadt, 1997.

30. **Богданов Д.Д, Еремин А.В., Кабаченко А.П. и др.** — ЯФ, 1998, т.61, вып.4, с.1

31. **Hinde D.J., Hilscher D., Rossner H. et al.** — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.1229.

32. **McMahan M.A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1985, v.54, p.1995.

33. **Moretto L.G.** — Nucl. Phys., 1975, v.A247, p.211.

34. **Музычка Ю.А., Пустыльник Б.И.** — ЯФ, 1987, т.45, с.90.

35. **Авдейчиков В.В., Музычка Ю.А., Пустыльник Б.И.** — В сб.: Труды Межд. школы-семинара, ОИЯИ, Д7-87-68, Дубна, 1987, с.589.

36. **Музычка Ю.А., Пустыльник Б.И.** — Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1989, №6(36)-89, с.43.

37. **Flerov G.N., Ter-Akopian G.M.** — Prog. Part. Nucl. Sci., 1987, v.19, p.197.

38. **Донец Е.Д., Щеголев В.А., Ермаков Е.А.** — ЯФ, 1965, т.2, с.1015.

39. **Музычка Ю.А., Пустыльник Б.И.** — Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1993, №4(61)-93, с.54.

40. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Oganessian Yu.Ts. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1994, v.73, p.624.

41. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Oganessian Yu.Ts. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1995, v.75, p.1903

42. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Oganessian Yu.Ts. et al.** — Phys. Rev. C, 1996, v.54, p.620.

43. **Itkis M.G., Oganessian Yu.Ts., Kozulin E.M. et al.** — Nuovo Cimento, 1998, v.111, p.783.

44. **Oganessian Yu.Ts., Yeremin A.V., Gulbekian G.G. et al.** — Eur. Phys. J., 1999, v.A5, p.63.

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

УДК 539.172.3

ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Б.С. Ишханов, Н.П. Юдин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

Р.А. Эрамжян

Государственный научный центр «Институт ядерных исследований РАН», Москва

Проблема гигантских резонансов (GR) — их экспериментальный поиск, изучение свойств и природы — является одной из центральных в ядерной физике. В настоящем обзоре прослеживается развитие и расширение взглядов на GR, обсуждается, что «получилось» спустя более чем три десятилетия из первых попыток в рамках теории среднего поля понять природу одного из GR — гигантского дипольного резонанса.

The problem of Giant Resonance's (GR) — their searches and investigations — is one of a central problem of nuclear physics. In the review we follow the developments and extending of views on GR's, discuss what «happened» with GR's after more than three decades from the first attempts to understand the nature of one of them — giant dipole resonance-in the frame of a medium field concept.

1. ГИГАНТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС

1. Гигантским дипольным резонансом (GR) называют широкий максимум в кривой поглощения γ-квантов атомными ядрами (рис. 1). По современным данным энергия ω_m этого максимума плавно зависит от массового числа A:

$$\omega_m \approx 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \text{ МэВ}, \tag{1}$$

а ширина меняется от 4 МэВ в $^{208}\mathrm{Pb}$ до 15 МэВ в $^{23}\mathrm{Na}$ [1].

Гигантский дипольный резонанс (GDR) был открыт в 1947 г. Болдуином и Клайбером в первых экспериментах после вступления в строй бетатрона с достаточно высокой энергией электронов [2]. Однако о существовании GDR ряд физиков догадывался раньше. В 1937 г. Боте и Гентнер [3] измерили сечение (γ, n)-реакции на ядре $^{65}\mathrm{Cu}$ при энергии $\omega \approx 17$ МэВ (γ-кванты получались в реакции $\mathrm{Li}(p,\gamma)$). Обсуждая полученное ими большое сечение, ~ 50 мб, авторы выдвинули предположение о его резонансном происхождении. А.Б.Мигдал [4] фактически предсказал явление GDR, показав, опираясь на довольно общие соображения, что основная доля электрических дипольных переходов должна располагаться в тяжелых ядрах в области $\omega_{\mathrm{GDR}} \approx 16$ МэВ. Однако современный уровень обсуждения природы GDR начинается с пионерской работы Гольдхабера и Теллера [5], в которой явление GDR было связано с возбуждением собственных протонно-нейтронных колебаний ядра. Выбрав в качестве модельной реализации этой концепции модель двух несжимаемых взаимопроникающих жидкостей (протонной и нейтронной), авторы нашли для частоты ω_{GDR} упомянутых дипольных колебаний выражение

$$\omega_{\mathrm{GDR}} \cong \frac{2,08}{r_0} A^{-1/3} \sqrt{\frac{2\beta}{M}}, \tag{2}$$

где r_0 — параметр, связывающий радиус R ядра с массовым числом A:

$$R = r_0 A^{-1/3},$$

β — коэффициент при энергии симметрии в формуле Вейцзеккера для энергии связи, M — масса нуклона.

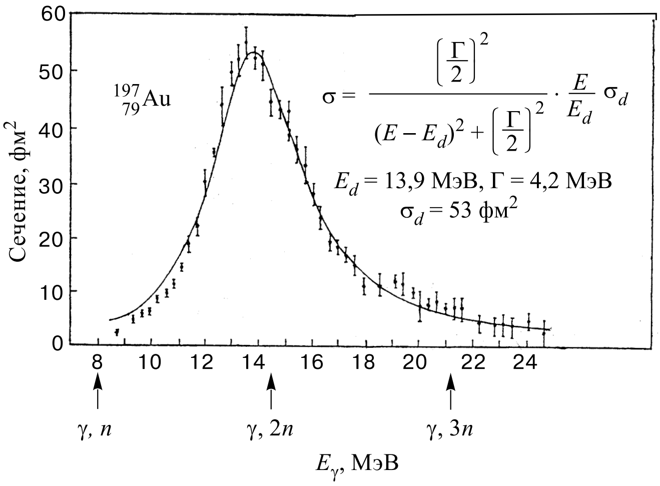

Рис. 1. Зависимость сечения σ (в единицах фм^2) поглощения фотона ядром $^{197}\mathrm{Au}$ от энергии E_γ фотона. Стрелками указаны пороги реакций $(\gamma,\, n)$, $(\gamma,\, 2n)$, $(\gamma,\, 3n)$

2. Работа Гольдхабера — Теллера появилась в 1948 г., год спустя после открытия GDR. Примерно в то же время начиналась победная поступь оболочечной концепции строения атомного ядра, за обоснование которой Мейер и Йенсен были впоследствии удостоены Нобелевской премии. В рамках этой концепции ядро представляет собой в первом приближении не жидкость, а газ нуклонов, помещенный в среднее (самосогласованное) поле. Такое ядро, казалось, сильно отличается от ядра Гольдхабера — Теллера, и необходим

был новый подход к теории GDR. Первая попытка интерпретировать GDR в терминах, как теперь говорят, теории среднего поля была сделана Вилкинсоном [6] в 1956 г. Вилкинсон показал, что в модели среднего поля имеет место явление GDR, обусловленное группированием по энергии дипольных переходов из заполненной оболочки в свободную. Говоря современным языком, GDR у Вилкинсона формировался частично-дырочными ph-конфигурациями (p — нуклон в свободной оболочке, h — вакансия в заполненной оболочке). Ширина резонанса возникала как следствие разброса энергий независимых ph-конфигураций. Правда, энергия GDR в такой модели для тяжелых ядер оказывалась примерно в два раза меньше наблюдаемой, но общая концепция была столь привлекательной, что эта теория GDR не только не была отброшена, а, напротив, привлекла всеобщее внимание.

Таким образом, появились две интерпретации GDR:

— GDR как возбуждение собственных протонно-нейтронных колебаний. Эта концепция апеллировала к жидкостным представлениям о ядре, которые, казалось бы, противоречили независимости движения нуклонов, являющейся основой оболочечной модели;

— GDR как группирование независимых оболочечных переходов, не соответствующих возбуждению какой-либо одной степени свободы ядра. Это теория «нерезонансного» GDR.

3. В дальнейшем мы увидим, что эти два различных взгляда на GDR фактически не были приведены к единой концепции, хотя и нельзя не восхищаться идеями, высказанными в последующем развитии ядерной физики. По существу, в настоящее время следует говорить о двух формах GDR. При одной из них — она, видимо, является главной — противоречие между оболочечной моделью и моделью Гольдхабера — Теллера снимается за счет «небольшой» модификации подхода Вилкинсона. Эта модификация состояла во введении остаточного взаимодействия, которое, с одной стороны, не разрушало оболочечного каркаса ядра, а с другой — формировало когерентное состояние, которое соответствовало возбуждению одной коллективной степени свободы ядра — протонно-нейтронным осцилляциям.

При другой форме GDR имеет место ситуация, близкая к вилкинсоновской. В этом случае явление GDR реально соответствует возбуждению не одной, а многих независимых степеней свободы, соответствующих переходам нуклонов из разных оболочек. Такая форма получила название конфигурационного расщепления GDR. Она характерна для легких ядер с незаполненными оболочками (например, ядер $2s$-$1d$-оболочки) [7].

4. Рассмотрим теперь логику развития линии, «примиряющей» подход Гольдхабера — Теллера с теорией среднего поля (оболочечная модель). Решающий концептуальный шаг здесь был сделан Бринком [8], Эллиотом и Флауерсом [9] и особенно Брауном и Больстерли [10]. Бринк обратил внимание на то, что в осцилляторном среднем поле из ph-конфигураций, напри-

мер типа $1d_{5/2}1p_{3/2}^{-1}$, соответствующих перемещениям нуклонов из оболочки $1p_{3/2}$ в соседнюю $1d_{5/2}$-оболочку, можно сформировать $1p$-состояние по разности $R_p - R_n$ центров тяжести протонов и нейтронов. Это как раз и есть возбуждение, рассматриваемое в модели Гольдхабера — Теллера. Поэтому единственное, что нужно было сделать, чтобы согласовать два подхода к GDR, — это энергетически выделить «бринковскую» комбинацию ph-конфигураций из всех других конфигураций. В работах Эллиота и Флауерса, Брауна и Больстерли было показано, как это можно сделать. Именно остаточное взаимодействие так перемешивает ph-конфигурации, что бринковская суперпозиция сильно смещается вверх по энергии. В результате легко устраняется основной дефект вилкинсоновского подхода — слишком низкое положение максимума GDR.

5. После осознания роли остаточного взаимодействия наступила «эра» своеобразной частично-дырочной индустрии — множества расчетов по наперед заданной схеме. Аппаратом этой индустрии явилось приближение хаотических фаз — RPA. Уравнения RPA для магических ядер могут быть получены разными способами: 1) методом функций Грина [11], 2) способом, зависящим от времени Хартри — Фока [12], 3) методом приближенного вторичного квантования [13]. Все они приводят к следующей системе уравнений:

$$[\omega - (\epsilon_1 - \epsilon_2)]\chi_{12} = (n_2 - n_1)\Sigma_{1'2'}\langle 12|V|1'2'\rangle\chi_{1'2'}, \tag{3}$$

где χ_{12} — «волновая» функция состояния, $1,\ 2$ — индексы частиц и дырок в представлении, диагонализирующем гамильтониан среднего поля, $n_{1,2} = 0,\ 1$ — числа заполнения одночастичных состояний, $\epsilon_{1,2}$ — одночастичные энергии, $\langle 12|V|1'2'\rangle$ — одночастичное ph-взаимодействие. Множитель $(n_2 - n_1)$ позволяет индексам $1,\ 2$ принимать значения, равные p, h и h, p, где p — состояния частицы, т. е. состояния, энергия которых выше поверхности Ферми $(\epsilon_p > E_F)$, h — дырки $(\epsilon_h \leq E_F)$. Главными параметрами этой системы уравнений являются энергии одночастичных состояний (ϵ_p, ϵ_h), их волновые функции и оператор взаимодействия. Одночастичные энергии и волновые функции обычно находят, решая одночастичное уравнение Шредингера с некоторым апробированным ядерным потенциалом Хартри — Фока или близким к нему потенциалом Вудса — Саксона. Проблема остаточных взаимодействий является более сложной.

Прежде всего, остаточное взаимодействие есть в действительности не пустотный потенциал NN-взаимодействия, а амплитуда NN-рассеяния в ядерной среде, учитывающая в качестве главного фактора принцип Паули. Далее, должен быть задан рецепт превращения NN-амплитуды в амплитуду V_{ph} частично-дырочного канала. Наконец, ph-взаимодействие должно быть согласовано со средним полем [11, 14]. В соответствии с разными способами решения этих вопросов имеется несколько вариантов ph-взаимодействия.

В теории ферми-жидкости ph-амплитуда просто параметризуется (пренебрегая спин-орбитальной и тензорной частями взаимодействия):

$$F = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)C[f + f'\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2 + (g + g'\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2)\boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2], \qquad (4)$$

где $C \cong 302$ МэВ·фм, а $\sigma_1\sigma_2$ и $\tau_1\tau_2$ — произведение спиновых и изоспиновых матриц Паули, f, f', g, g' — фундаментальные для теории константы, значения которых можно найти в [15].

В приближении G-матрицы [16], которое представляется наиболее фундаментальным, сначала находится G-амплитуда NN-рассеяния в ядерном веществе. При этом в уравнение для G-амплитуды входит пустотное NN-взаимодействие. Переход из pp- в ph-канал осуществляется тривиально: G-амплитуда одинакова в pp- и ph-каналах.

Скирмовское [17] ph-взаимодействие получается также чисто геометрическим преобразованием ядерных NN-амплитуд Скирма. Последние представляют собой феноменологические амплитуды, получаемые в результате разложения NN-амплитуд в ядерной материи в ряд по относительным импульсам нуклонов.

Наконец, широкое распространение получил еще один феноменологический подход к ph-взаимодействию, в котором вводится факторизованное мультиполь-мультипольное, в случае GDR — диполь-дипольное взаимодействие [18]. В этом случае решение уравнений RPA требует гораздо меньше усилий. Многочисленные исследования показали, что все эти современные подходы в основных чертах согласуются друг с другом [16].

6. Типичные результаты RPA-расчетов показаны на вставке к рис. 2 на примере ядра $^{208}\mathrm{Pb}$ [19]. Как видно из этого рисунка и RPA-расчетов с учетом континуума, RPA-приближение при разумном выборе остаточного взаимодействия:

— правильно воспроизводит энергию GDR;

— в главных чертах соответствует возбуждению одной коллективной степени свободы (один доминирующий уровень);

— не объясняет ширину кривой поглощения.

Таким образом, при учете остаточного взаимодействия основные проблемы теории среднего поля перемещаются с энергии GDR на проблему его ширины.

В заключение сделаем несколько замечаний о «коллективности» GDR — важном понятии для проблемы GR в целом. В теории Гольдхабера — Теллера GDR есть следствие возбуждения некоторой нормальной координаты, соответствующей синхронному скоррелированному движению большого числа нуклонов, и в этом смысле GDR является коллективным возбуждением. В теории среднего поля (RPA) коллективность GDR проявляется в «правильном» сложении (т. е. с нужными весами и знаками) большого числа ph-

конфигураций (бринковская суперпозиция). Например, в ядре $^{208}\mathrm{Pb}$ основной уровень, ответственный за GDR (его называют дипольным), является суперпозицией 15–20 ph-конфигураций со сравнимыми весами. Вопрос о соотношении двух подходов детальнее обсуждается в [20]. Коллективность GDR делает его нечувствительным к деталям структуры ядра и приводит к плавной зависимости его характеристик от массового числа A. С общефизической точки зрения GDR представляет собой одно из элементарных возбуждений ядра [21]. Мы встретимся с этим вопросом еще раз в разделах 3 и 4.

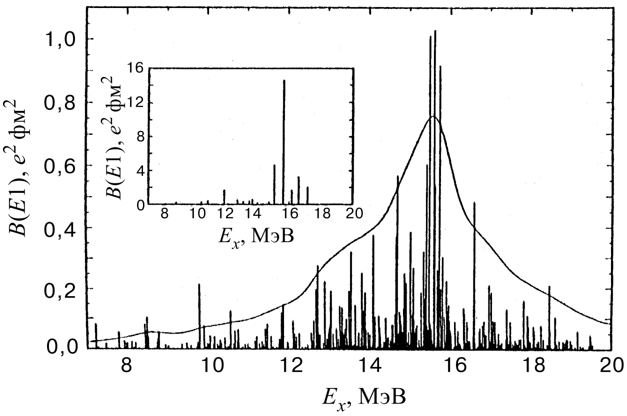

Рис. 2. Структура GDR в ядре $^{208}\mathrm{Pb}$ с учетом $2p2h$-состояний. На вставке — распределение интенсивностей $E1$-переходов в приближении RPA [19]. По оси ординат отложена приведенная вероятность $B(E1)$; по горизонтальной оси — энергия E_x возбуждения ядра

7. Обсуждая вопрос о ширине GDR, Гольдхабер и Теллер указали на необходимость введения «трения» для дипольных колебаний. В рамках оболочечной модели можно указать следующие наиболее важные механизмы этого трения:

— затухание (фрагментация) Ландау. Оно возникает за счет взаимодействия RPA-сформированных дипольных осцилляций с попадающими в область GDR ph-конфигурациями, которые сами практически не возбуждаются под действием дипольных фотонов. Это связано с тем, что они обусловлены либо переходами через оболочку, либо переходами с переворачиванием спина;

— взаимодействие ph-дипольных колебаний с огромным числом конфигураций типа $2p2h$: две частицы — две дырки;

— испускание нуклонов в непрерывный спектр.

Наиболее важным механизмом трения для GDR в $^{208}\mathrm{Pb}$ является (см. рис. 2) возбуждение дипольными колебаниями $2p2h$-состояний. Этот же результат остается справедливым и для сферических ядер с незаполненными оболочками. Правда, аппарат RPA в этих ядрах должен быть модифицирован [13, 18] — RPA-приближение формулируется для другого типа квазичастиц, появляющихся в результате преобразования Боголюбова — Валатина для операторов рождения и поглощения нуклонов. Этим преобразованием учитывается спаривательное взаимодействие между нуклонами.

8. Концептуально RPA-приближение для деформированных ядер не отличается от такового для сферических ядер с незаполненными оболочками. То же преобразование Боголюбова — Валатина, те же уравнения RPA, но записанные теперь в базисе других одночастичных состояний, соответствующих несферическому потенциалу Вудса — Саксона. В результате GDR в несферических ядрах состоит из двух ветвей, соответствующих продольным и поперечным вибрациям, т. е. вдоль и перпендикулярно оси симметрии ядра. Этот результат практически тот же, что и в рамках обобщения на несферичные ядра модели Гольдхабера — Теллера [22]. В вытянутых ядрах большей энергией обладают поперечные колебания, а вероятность их возбуждения в два раза больше вероятности возбуждения продольных. Принципиально меняется, однако, механизм трения: в несферических ядрах основную роль в формировании ширины играет не взаимодействие с $2p2h$-конфигурациями, а затухание Ландау. Это можно видеть из рис. 3, взятого из работы [23], на котором изображена кривая поглощения в ядре ^{238}U, рассчитанная на базе деформированных ph-состояний. Как видно из рисунка, рассчитанное сечение хорошо согласуется с экспериментальным даже без учета $2p2h$-состояний.

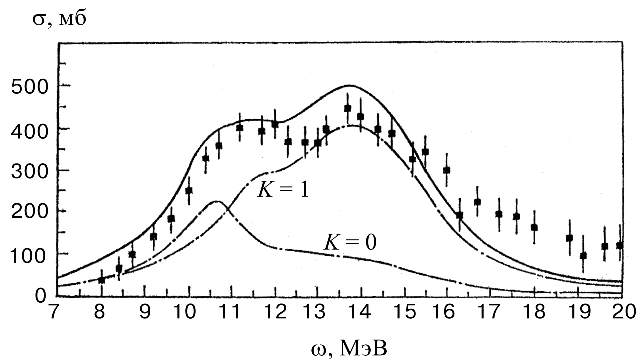

Рис. 3. Зависимость сечения σ поглощения фотона от его энергии ω для ядра ^{238}U (сплошная линия). Штрихпунктирные кривые с $K = 0$ и $K = 1$ соответствуют продольным и поперечным возбуждениям ядра

9. Таким образом, в настоящее время мы хорошо понимаем природу GDR в тех случаях, когда он соответствует возбуждению затухающей степени сво-

боды дипольных вибраций. Такая ситуация реализуется в средних и тяжелых ядрах. Однако при движении к легким ядрам с незаполненными оболочками появляются факторы, создающие новую ситуацию с GDR. Главными чертами этой новой ситуации являются [7]:

— незначительная роль $2p2h$-конфигураций;

— вылет нуклонов из ядра осуществляется вследствие распада ph-конфигураций, непосредственно возбуждаемых при поглощении γ-квантов. Именно это свойство позволило распутать сложную структуру GDR в легких ядрах;

— аномально большая ширина GDR или, лучше сказать, аномально широкая зона поглощения.

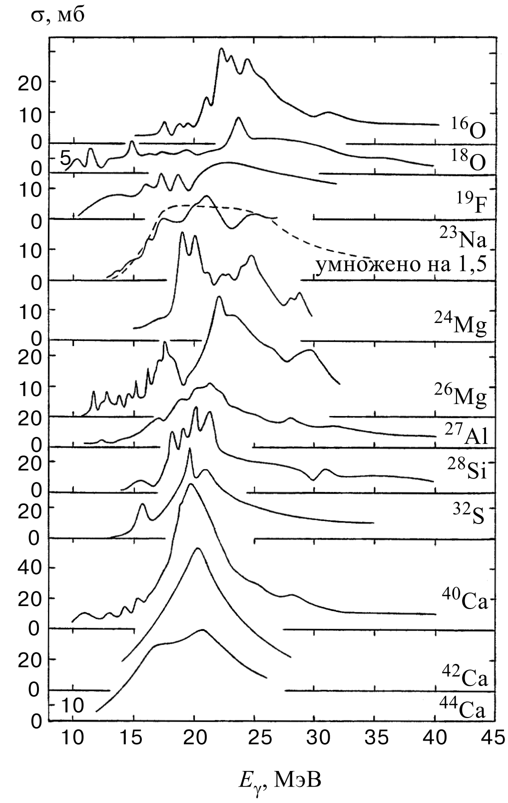

Рис. 4. Зависимость сечения σ (в мб) поглощения фотона от его энергии E_γ (в МэВ) для ряда ядер $2s$-$1d$-оболочки

Для примера на рис. 4 приведены кривые поглощения ядер для $2s$-$1d$-оболочки [7]. Как видно, зона поглощения у них простирается до энергий

свыше 30 МэВ. Разумеется, и в этой ситуации формально можно говорить о возбуждении дипольных осцилляций и об очень сильном их затухании. Однако такой подход не является физическим и конструктивным. Физика явления была интерпретирована как новая форма GDR, которая получила название «конфигурационного расщепления GDR». Общая картина в этом случае ближе к вилкинсоновской, чем к картине Гольдхабера — Теллера. Именно расщепление исходных вилкинсоновских ph-конфигураций оказывается столь большим, что ph-взаимодействие не может сформировать степень свободы, соответствующую дипольным вибрациям. Соответственно, GDR оказывается распределенным по независимым ph-состояниям, соответствующим переходам между разными оболочками. Основные факторы, определяющие новую форму GDR, состоят в следующем:
— супермультиплетное расщепление (проявление SU_4-симметрии) уровней. Наиболее четко оно выражено в ядрах $1p$-оболочки;
— резкое различие энергий дырок в заполненной и незаполненной оболочках. Оно оказывается гораздо большим, чем предсказывается обычным потенциалом Вудса — Саксона. Этот фактор действует в ядрах $1p$- и $2s$-$1d$-оболочек. Есть, однако, указания на то, что в ядрах $1f$-$2p$-оболочки оно также имеет место [24].

Вопрос о том, имеется ли конфигурационное расщепление GDR в более тяжелых ядрах, требует дополнительного исследования.

10. GDR является наиболее изученным резонансом. Хотя и здесь имеется ряд серьезных вопросов. Например, слабо изучен его высокоэнергичный «хвост». Мы рассмотрели его природу в некоторых деталях, чтобы при обсуждении других резонансов иметь набор основных понятий и факторов, определяющих явление гигантских резонансов.

2. ДРУГИЕ ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ

1. С общефизической точки зрения GDR представляет собой «отклик» ядра на зависящее от времени внешнее однородное электрическое поле («дипольное» поле). Внешние поля, однако, могут быть разной мультипольности и природы. Соответственно, возникает проблема коллективного отклика ядра на эти поля и, следовательно, проблема других резонансов. Возможные типы внешних полей легко могут быть указаны. Во-первых, это поля, не действующие на спиновые переменные нуклонов, т. е. поля типа $f(r)Y_{LM}(\mathbf{n})$, где $Y_{LM}(\mathbf{n})$ — сферическая функция ранга L, r — координата, $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении $\mathbf{r}$, $f(r)$ — некоторая радиальная функция. По сложившейся традиции резонансы, возбуждаемые такими полями, называют электрическими. Разумеется, поле может быть изоскалярным или изовекторным ($f(r)Y_{LM}\tau_3$, τ_3 — изотопическая матрица Паули). Такие поля передают ядру

орбитальный момент L, спиновый момент $S = 0$ и изотопический спин $T = 0, 1$ в зависимости от того, является ли поле изоскалярным или изовекторным. Во-вторых, это поля, которые действуют одновременно, вообще говоря, на спиновые и пространственные переменные. Такие поля обычно задаются формулой (для простоты без учета изоспина)

$$f(r)(Y_L \otimes \boldsymbol{\sigma})_J, \tag{5}$$

где символ $\otimes$ обозначает прямое произведение тензорных операторов Y_L и σ с формированием тензора ранга J. При действии на ядро такого поля ему передается полный момент J и спиновый $S = 1$. Соответствующие резонансы называются спиновыми или спиново-волновыми.

Из изложенного следует, что типы GR должны определяться квантовыми числами S, T, L, передаваемыми ядру спиновым, изоспиновым и орбитальным моментами.

2. Атомное ядро, вообще говоря, не обязано «откликаться» на внешнее воздействие возбуждением коллективного состояния и, соответственно, гигантским резонансом в эффективном сечении. Оболочечная структура ядра, однако, почти предопределяет существование гигантских резонансов, но не гарантирует формирования коллективных степеней свободы. Это мы видели на примере вилкинсоновской модели GDR. Поэтому главным вопросом в проблеме GR, пожалуй, является не существование локализованного по энергии отклика ядра на внешнее поле (т. е. GR), а вопрос о том, связан ли этот отклик с возбуждением коллективной степени свободы. Разумеется, решающим здесь является свидетельство эксперимента. Для общей ориентировки в ситуации с резонансами, возникающей в

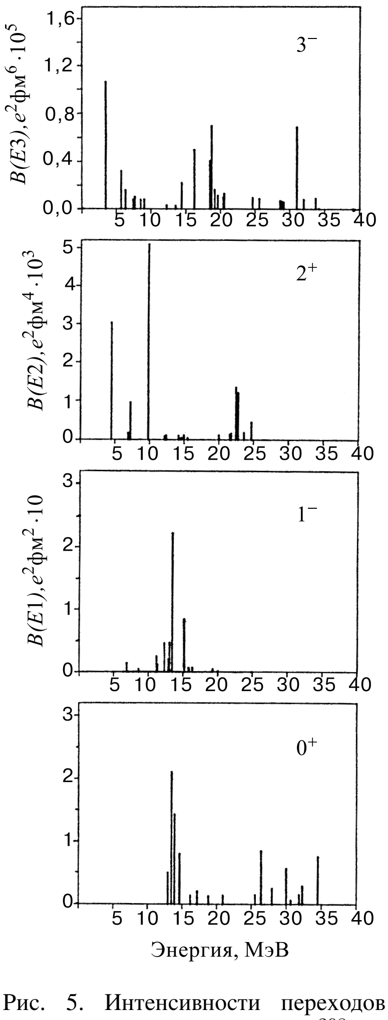

Рис. 5. Интенсивности переходов различной мультипольности в ^{208}Pb. По вертикальной оси отложены приведенные вероятности $B(EL)$ переходов в единицах e^2фм^2. Интенсивность переходов $0^+ \to 0^+$ приведена в единицах фм^2

ph-теории среднего поля с одним из стандартных остаточных взаимодействий, на рис. 5 представлены приведенные вероятности $B(EL)$ некоторых типов переходов в ядре $^{208}\mathrm{Pb}$ [25, 26]. Как видно из рисунка, переходы разных типов отличны от нуля в широкой области энергий и сильно перекрываются, что усложняет их экспериментальное исследование.

Из-за большого числа таких резонансов и их перекрывания в спектре возбуждения ядра их экспериментальное обнаружение и исследование растянулись на десятилетия.

Когда говорят о гигантском резонансе, то, опираясь на опыт GDR, молчаливо предполагают, что
— имеется достаточно большой максимум («резонанс») в сечении реакции, используемой для исследования резонанса; но, как мы только что видели, такой резонанс не обязательно отвечает коллективной степени свободы;
— критерием того, что максимум соответствует возбуждению некоторой нормальной координаты, обычно считается степень исчерпанности GR соответствующего ему энергетически взвешенного правила сумм (EWSR). EWSR определяется соотношением

$$\mathrm{EWSR} = \sum_f (\omega_f - \omega_i)|\langle f|Q|i\rangle|^2 = \frac{1}{2}\langle i|[Q,[H,Q]]|i\rangle, \tag{6}$$

где Q — оператор одного из указанных выше внешних полей, H — гамильтониан ядра, i, f — основное и конечное состояния ядра. Двойной коммутатор может быть с хорошей точностью выражен через среднеквадратичный радиус ядра [27]. Например, для электрических резонансов с $L \geq 2$

$$\mathrm{EWSR} = \frac{1}{8M\pi^2} L(L+1)^2 \frac{Z^2}{A} \langle r^{2L-2}\rangle. \tag{7}$$

Состояние считается коллективным, т. е. отвечает возбуждению нормальной координаты, если экспериментальное EWSR сравнимо с теоретическим.

Как уже отмечалось, этого, вообще говоря, недостаточно, для того чтобы быть уверенным в том, что мы имеем дело с нормальной координатой. Необходим дополнительно сильный сдвиг по энергии из области оболочечной локализации резонанса.

3. Чтобы коллективное состояние с EWSR $\sim 100\%$ проявило себя как гигантский резонанс, необходимо подобрать реакцию, в которой бы эффективно возникало соответствующее этому состоянию внешнее поле. Например, GDR нельзя не заметить в фотоядерном канале, но трудно обнаружить в неупругом рассеянии α-частиц. Поэтому для исследования каждого резонанса необходимо подобрать реакцию, в которой он может наблюдаться наиболее отчетливо.

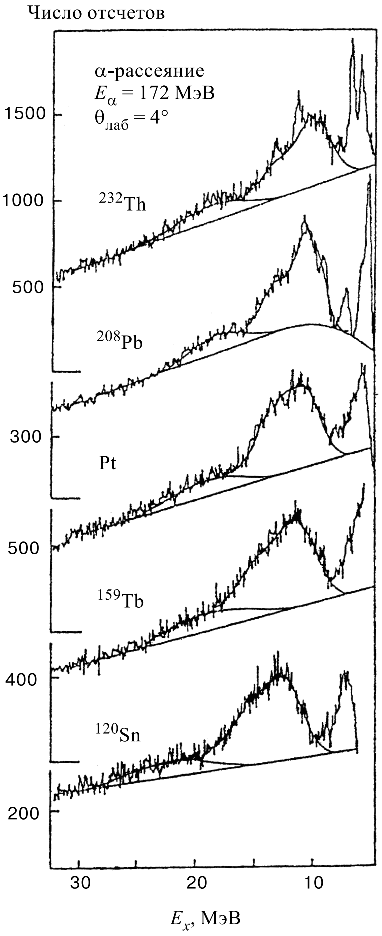

Рис. 6. Спектры неупругорассеянных α-частиц с энергией $E_\alpha = 172$ МэВ для ряда тяжелых ядер. Угол рассеяния $\theta_{лаб} = 4°$. По вертикальной оси отложено число отсчетов, по горизонтальной — энергия E_x возбуждения ядер. Сплошными линиями (почти прямыми) указаны возможные способы разделения спектров на фон и вклад мультиполей. Резонансоподобные кривые — вклад мультиполей. Левый максимум соответствует GMR, правый — GQR [31]

Основные данные о GR, отличных от GDR, получены с помощью нефотонных проб — реакций (e, e'), (α, α'), (p, p'), (p, n), (π^+, π^0), $(^3\mathrm{He}, t)$, (μ, ν_μ) и т.д. Использование различных проб и сравнение результатов, полученных при зондировании ядер этими пробами, позволили распутать довольно сложную картину расположения и перекрывания разных резонансов.

Прорыв в область исследования других GR впервые был сделан в конце 60-х — начале 70-х гг. при экспериментальном изучении процессов захвата отрицательных мюонов ядрами [28]. Тогда было показано, что эти процессы носят резонансный характер. Резонансный характер поглощения был предсказан в середине 60-х гг. в НИИЯФ МГУ и ряде других центров [29]. В современной трактовке речь шла о возбуждении спинового резонанса. Однако в (μ, ν_μ)-процессе не удается непосредственно измерить спектр возбуждения ядра. Поэтому основное внимание уделялось реакциям (p, p'), (e, e'), (p, n) и т.д.

Изоскалярные электрические резонансы проще всего исследовать, зондируя ядро α-частицами (реакции (α, α')), поскольку α-частицы обладают нулевым спином и изоспином и, следовательно, передают ядру-мишени только орбитальный момент. Однако впервые квадрупольный резонанс был обнаружен в реакциях (e, e') и (p, p') [30].

На рис. 6 представлены типичные спектры неупругорассеянных α-частиц на ядрах с их мультипольной расшифровкой (GMR , GQR — монопольный и квадрупольный резонансы) [31]. Главными сложностями получения информации о GR с помощью таких реакций является их идентификация и выделение «подложки» (непрерывного фона), на которой проявляется резонанс. Как обычно, идентификация резонансов осуществляется сравнением рассчитанных (методом искаженных волн, DWIA) и измеренных угловых распределений α-частиц. Выделение подложки, отмеченной на рис. 6 сплошной линией, является весьма сложной задачей и вносит главную неопределенность при нахождении параметров описываемого резонанса.

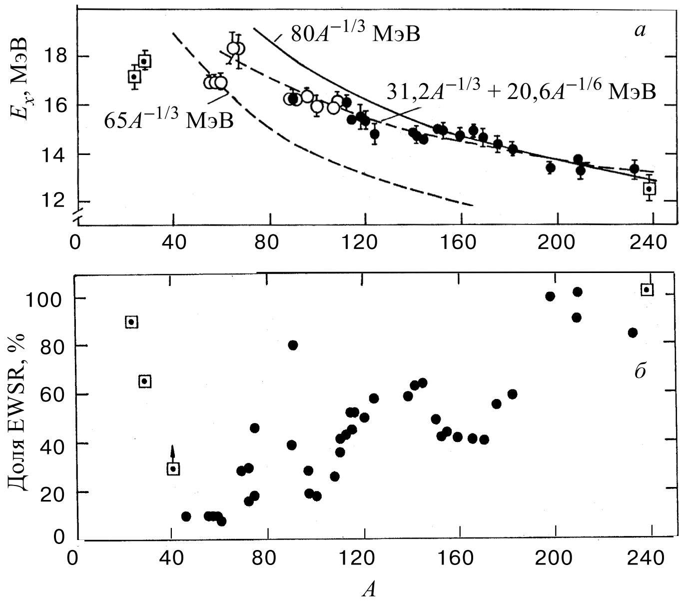

Рис. 7. Систематика данных об изоскалярном GMR [32]. На рис. *а* приведены данные о GMR для ядер с различными массовыми числами A. Пунктирная кривая $31,1A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6}$ суть кривая для GDR. Она показывает, что энергии GMR и GDR практически совпадают для всех ядер. На рис. *б* показана доля (в %) от EWSR наблюдаемых магнитных переходов

4. Основные сведения об изоскалярных монопольном и квадрупольном резонансах приведены на рис. 7, 8. Средние энергии (центроиды) GMR выражаются формулой

$$\omega_{\text{GMR}} = 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \text{ МэВ}. \tag{8}$$

Изоскалярный GMR представляет большой интерес для астрофизиков, поскольку его энергия определяется «жесткостью» дыхательной моды колебаний атомного ядра и, следовательно, непосредственно связана с сжимаемостью K ядерной материи. Хотя переход к ядерной материи от конечного

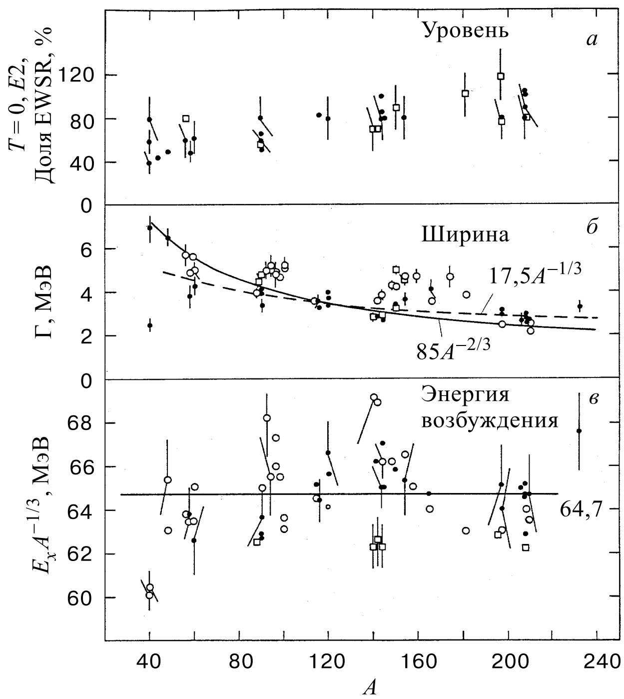

Рис. 8. Систематика данных об изоскалярном GQR [33]. На рис. *а* показана доля от EWSR наблюдаемого GQR; на рис. *б* и *в* — ширина Г (в МэВ) GQR и центр тяжести его энергии возбуждения соответственно

ядра является нетривиальной задачей [34], тем не менее тщательный анализ систематики GMR позволяет получить следующее значение сжимаемости:

$$K = 9\rho^2 \frac{d^2(E/A)}{d\rho^2} \cong (242 \pm 10) \text{ МэВ}, \tag{9}$$

где ρ — плотность ядерной материи, E/A — удельная энергия связи.

Центроиды изоскалярного квадрупольного резонанса представлены формулой

$$\omega_{\text{GQR}} = 64,7A^{-1/3} \text{ МэВ}. \tag{10}$$

В тяжелых ядрах (например, в ^{208}Pb) GQR является хорошей иллюстрацией общих представлений о формировании коллективных степеней свободы, обсуждавшихся в разд. 1.

Без остаточного взаимодействия $2\hbar\omega$-квадрупольные переходы, т. е. переходы через оболочку, группируются в области 12–16 МэВ. В области около 4 МэВ имеются очень слабые уровни, соответствующие $0\hbar\omega$-переходам, т. е. переходам типа $\hbar_{11/2} \to \hbar_{9/2}$. Включение остаточного взаимодействия приводит к сильному перераспределению переходов. Во-первых, в области 10 МэВ появляется очень сильный уровень, исчерпывающий основную часть квадрупольных переходов. Об изменении свойств этого уровня можно судить по тому, что до включения взаимодействия функция радиальной зависимости переходной плотности для его прообраза имела узел, после же включения — узел исчезает. Сильный сдвиг по энергии, изменение характера переходной плотности, большое EWSR — все это говорит о том, что мы наблюдаем формирование коллективной степени свободы. Во-вторых, происходит «накачка» слабых уровней в области 4 МэВ квадрупольными переходами, вследствие чего в этой зоне возникает заметная доля квадрупольных переходов. Интересно отметить, что появление относительно сильных квадрупольных переходов в области 4 МэВ обусловлено тем, что в этой зоне уже до диагонализации имелись ph-уровни. При их отсутствии усиления квадрупольных переходов в этой области не было бы. Аналогичная ситуация имеет место в дипольных переходах в ядре ^{16}O: в отсутствие слабого по дипольной силе уровня при 25 МэВ не было бы при этой энергии дополнительного максимума GDR.

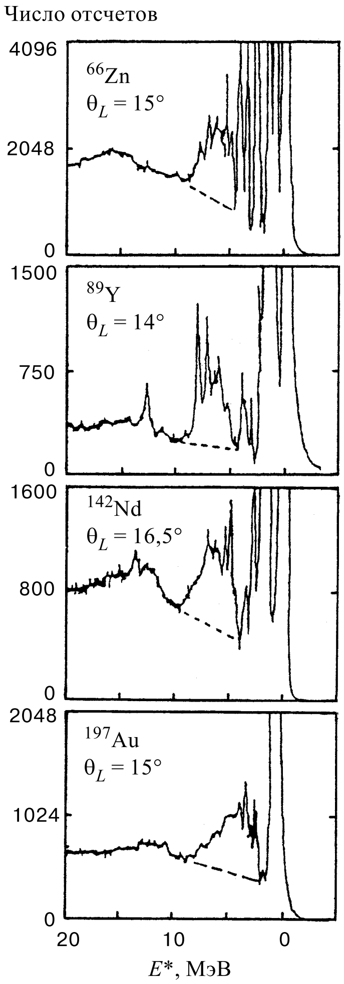

Рис. 9. Спектры неупругорассеянных α-частиц в области LEGOR. θ_L — углы рассеяния в л.с. Пунктир показывает возможный способ выделения фона, соответственно, LEGOR должен находиться над ним

В целом картина распределения изоскалярных квадрупольных переходов в ядре ^{208}Pb напоминает картину конфигурационного расщепления GDR, рассмотренную в разд. 1. И здесь, и там остаточное взаимодействие из-за оболочечных эффектов не может сформировать только одно коллективное состояние (разумеется, речь идет о ph-приближении).

Мотивы «конфигурационного расщепления» появляются и в изоскалярном октупольном резонансе. Здесь оболочечная структура ядра приводит к тому, что изоскалярный GOR реализуется в двух формах: низкоэнергетической (LEGOR) и высокоэнергетической (HEGOR). Низкоэнергетический октупольный резонанс формируется на базисе частично-дырочных переходов между соседними оболочками $(1\hbar\omega)$, высокоэнергетический — создается переходами через три оболочки $(3\hbar\omega)$.

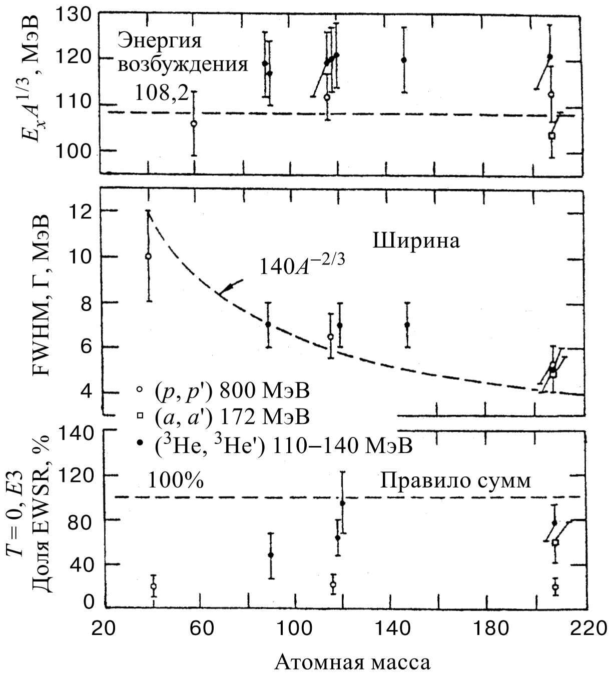

Рис. 10. Систематика данных о HEGOR [35]. На верхнем рисунке показана зависимость энергии HEGOR от массового числа A, на среднем — его ширины Г, на нижнем — доли наблюдаемых переходов от EWSR

LEGOR в ряде ядер показан на рис. 9. Для большинства ядер его энергия выражается формулой

$$\omega_{\mathrm{LEGOR}} \approx 32A^{-1/3}\ \text{МэВ}. \tag{11}$$

Интересно отметить, что в ядре $^{208}\mathrm{Pb}$ LEGOR как резонанс отсутствует. Возбуждение коллективной степени свободы, разумеется, не исчезло: соответствующее ей когерентное ph-состояние 3^- сильно опустилось вниз, став первым возбужденным состоянием. Оно исчерпывает почти всю силу октупольных переходов $1\hbar\omega$, но не может фрагментировать из-за отсутствия других уровней.

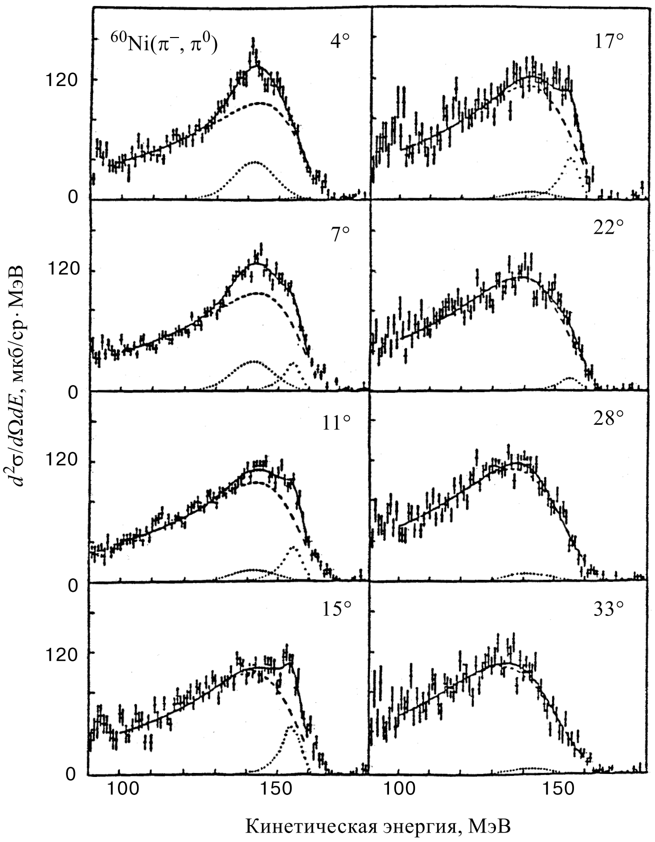

Рис. 11. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния (π^-, π^0) на ^{60}Ni [36]. Энергия налетающих пионов — 165 МэВ, угол вылета нейтральных пионов указан в верхнем правом углу каждого рисунка. По горизонтальной оси отложена кинетическая энергия π^0 в МэВ. Пунктиром отмечен предполагаемый фон. Точечные кривые — IVGMR (левый пик) и GDR (правый пик)

HEGOR располагается при заметно больших энергиях, и сведения о нем скудны. Некоторые данные о HEGOR показаны на рис. 10. В частности, энергия его центроида представлена формулой

$$\omega_{\text{HEGOR}} = 108,2A^{-1/3} \text{ МэВ}. \tag{12}$$

В заключение отметим, что, по-видимому, резонансы с $L > 4$ обнаружить не удастся из-за их большой ширины и сложности выделения подложки.

5. У каждого изоскалярного резонанса должен существовать двойник — изовекторный резонанс. Более или менее надежно идентифицирован изовекторный GMR. На рис. 11 приведены спектры нейтральных пионов в реакции (π^-, π^0) на ^{60}Ni. Выделена подложка (пунктир) и вклады изовекторных GMR (слева) и GDR (справа), соотношение между которыми меняется с изменением угла вылета π^0. Данных об изовекторном GQR пока недостаточно, хотя результаты анализа реакций (e, e') и (p, γ') указывают, что этот резонанс может находиться в области энергий:

$$\omega_{\mathrm{GQR}} \sim 130/A^{-1/3}\ \text{МэВ}. \tag{13}$$

6. Спин-изоспиновые моды ($S = 1$, $T = 1$, 0) должны возбуждаться под действием полей типа $(Y_L \otimes \sigma)_J$ и формироваться $(\sigma_1\sigma_2)$ и $(\sigma_1\sigma_2)(\tau_1\tau_2)$ частями ph-взаимодействия. Зондирование этих мод возможно с помощью проб, действующих на спиновые переменные, т. е. с помощью (e, e'), (π, π') и (p, p').

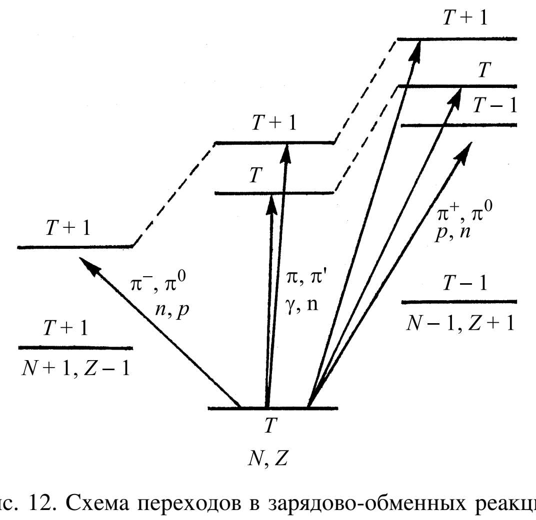

Рис. 12. Схема переходов в зарядово-обменных реакциях

Выдающуюся роль в зондировании спиновых мод играли и играют зарядово-обменные реакции (n, p), (p, n), $(\pi^{\pm}, \pi^0)$, $(^3\mathrm{He}, t)$, (μ^-, ν_μ) и т. д., в которых ядро-мишень (N, Z) превращается в соседние ядра $(N + 1, Z - 1)$ и $(N - 1, Z + 1)$. В частично-дырочных терминах такие превращения соответствуют возбуждению конфигураций $p\bar{n}$ и $n\bar{p}$, где через $\bar{p}$ и $\bar{n}$ обозначены дырочные одночастичные состояния. Появляющиеся в таких процессах резонансы обладают зарядом, равным ± 1 по отношению к основному состоянию ядра (N, Z).

Общая схема, иллюстрирующая переходы, возникающие в зарядово-обменных процессах, изображена на рис. 12. Эти переходы вызываются операторами (полями) $\tau_{\pm}$ (разумеется, умноженными на некоторые пространственно-спиновые операторы) и возбуждают состояния с изоспинами $T+1$ при движении «налево» и $T \pm 1, T$ — при перемещении «направо», где $T = (N-Z)/2$ — изоспин ядра-мишени. Формально в таких процессах зондируются возбуждения по отношению к основному состоянию соседнего ядра. Однако сохранение изотопического спина позволяет связать вероятности переходов под действием оператора $\tau_{\pm}$ в состояния $T+1, T$ соседних ядер с вероятностями переходов (с оператором τ_3) в ядре-мишени.

Особый случай образуют возбуждения с изоспином $T-1$ в правом соседнем ядре, которые представляют собой возбуждения над основным состоянием соседнего ядра $(N-1, Z+1)$. Эти состояния не имеют аналогов в ядрах слева и при передаваемом орбитальном моменте $L = 0$ называются гамов-теллеровскими (GT) соответственно тому, что оператор их возбуждения совпадает с оператором гамов-теллеровских β-переходов.

На рис. 13 показаны энергетические спектры нейтронов в реакции (p,n) на ядре ^{208}Pb с энергией протонов 200 МэВ. Огромный пик при нулевом угле вылета нейтрона соответствует нулевому переданному орбитальному моменту и отвечает, следовательно, возбуждению спин-монопольного или гамов-теллеровского резонанса. При ненулевых углах вылета нейтронов (при которых передается ненулевой орбитальный момент) видны резонансы спин-дипольного и спин-квадрупольного типов, которые возбуждаются операторами $(Y_1 \times \sigma)_{\tau_+}$ и $(Y_2 \times \sigma)_{\tau_+}$. Каждый из этих резонансов формируется состояниями с разными моментами — 0^-, 1^-, 2^- в первом случае и 1^+, 2^+, 3^+ — во втором. Выделение отдельных компонент этих резонансов с разными J является одной из задач эксперимента.

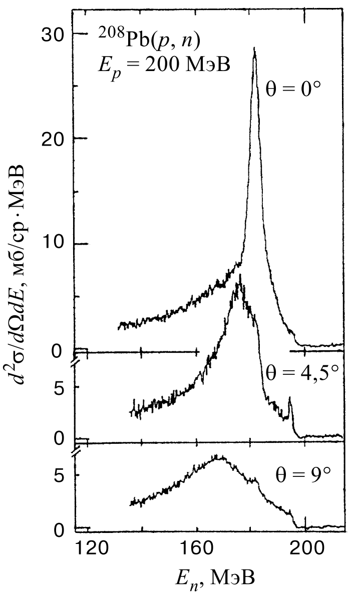

Рис. 13. Дифференциальные сечения реакции (p,n) на ^{208}Pb [38] в зависимости от энергии и угла θ вылета нейтронов

В реакциях типа (p,n), как мы уже видели, возбуждаются три группы уровней с изоспинами $T-1$, T, $T+1$. По чисто геометрическим сообра-

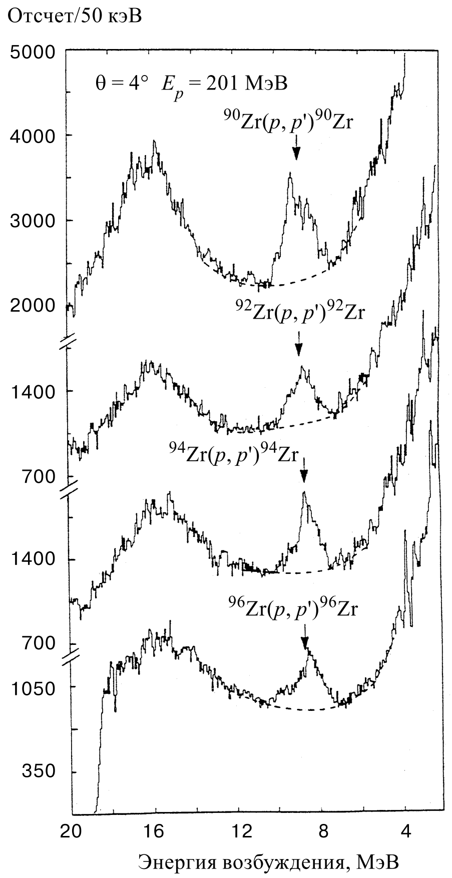

Рис. 14. Спектр протонов в реакции (p, p') на ряде изотопов циркония. Угол вылета протонов — 4°. Стрелкой отмечен $M1$-резонанс [39]

жениям (соотношение коэффициентов Клебша — Гордана) доминируют возбуждения с $T-1$. Поэтому резонансы в (p,n)-реакции — это практически GT-резонансы с изоспином $T-1$. Этим объясняется их большая ширина — они находятся в среде $2p2h$-состояний с тем же изоспином $T-1$. Напротив, изобар-аналог (IAS) основного состояния ядра (N,Z) имеет изоспин T, и его ширина формируется взаимодействием с фоном уровней с изоспином, не равным изоспину основного состояния. С этим связана его аномально малая ширина.

7. Наряду с электрическими и спиновыми резонансами следует ожидать существования в ядрах магнитных резонансов, соответствующих, например, осцилляциям магнитных моментов. Реально, однако, ситуация с магнитными

резонансами оказывается более сложной. Наиболее изученными среди магнитных переходов являются $M1$-переходы. В ядрах до $A \cong 60$ $M1$-переходы концентрируются на нескольких уровнях и знакомая нам коллективизация отсутствует. В более тяжелых ядрах появляются «мотивы» гигантских резонансов. Для иллюстрации на рис. 14 приведен спектр неупругорассеянных протонов на ряде изотопов Zr. Отмеченные стрелкой максимумы интерпретированы как $M1$-резонансы.

На рис. 15 приведена зависимость от A средних энергий $M1$-переходов ($M1$-резонансов), идентифицированных с помощью реакций (p, p') [40].

В целом можно сказать, что магнитные переходы носят более одночастичный характер и не могут сравниться по масштабности с электрическими и спин-монопольными резонансами.

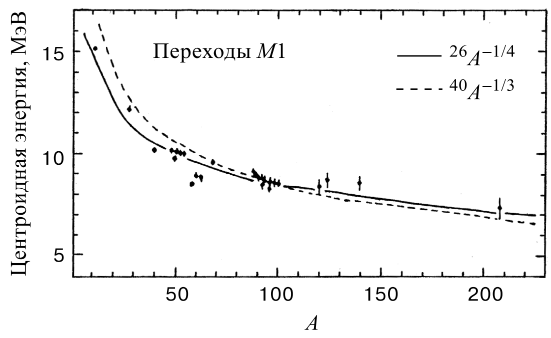

Рис. 15. Зависимость центроида энергии $M1$-резонанса от массового числа A по данным реакции (p, p') [40]

В деформированных ядрах имеются [41] $M1$-состояния, коллективные по орбитальному моменту. Эти «резонансы» возбуждаются орбитальным оператором $\sum l_i \tau_3(i)$ (l_i — оператор орбитального момента i-го нуклона) и соответствуют «ножничным» (scissor) вращательным колебаниям протонов относительно нейтронов. Энергия ω_{SCM1} их возбуждения невелика:

$$\omega_{\mathrm{SCM1}} = 2 - 3 \text{ МэВ}. \tag{14}$$

Интересно отметить, что наряду с ножничной модой магнитных колебаний в деформированных ядрах имеются чисто спиновые переходы, которые смещаются вверх по энергии за счет остаточного взаимодействия типа $(\sigma_1\sigma_2)(\tau_1\tau_2)$ (см. рис. 16).

Из магнитных переходов более высокой мультипольности уверенно регистрируются $M2$-переходы. Их центроид расположен в области энергий

$$\omega_{M2} \approx 44A^{-1/3}. \tag{15}$$

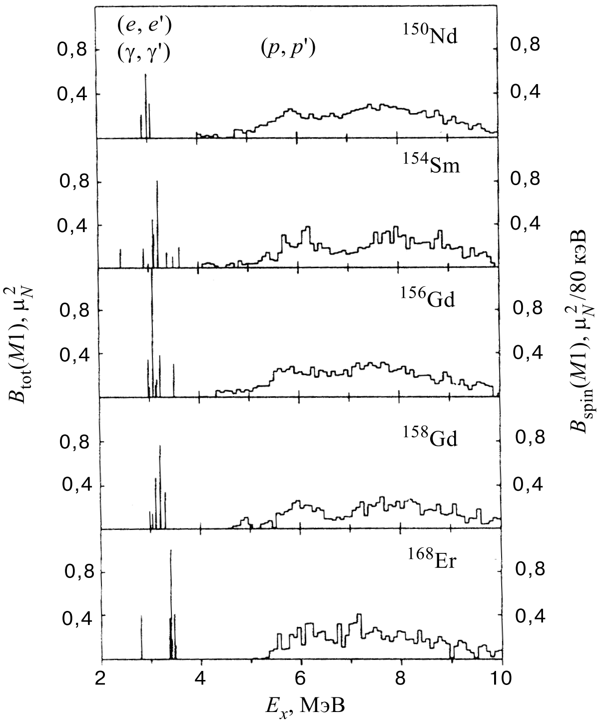

Рис. 16. Приведенные вероятности $M1$-переходов в ряде деформированных ядер, определенные из реакций (e, e'), (γ, γ') и (p, p'). Слева вертикальными линиями отмечены орбитальные $M1$-переходы («ножничный» резонанс); справа — гистограммы $M1$-спиновых переходов, оторвавшихся и сместившихся вверх по энергии за счет $(\sigma_1\sigma_2)(\tau_1\tau_2)$ — части нуклон-нуклонного взаимодействия; интенсивность спиновых переходов усреднена по энергетическому интервалу $\Delta E = 80$ кэВ

В тяжелых ядрах эти переходы подавлены по сравнению с рассчитанными по оболочечной модели более чем в два раза [42] (см. п. 8).

Отметим также, что экспериментально исследуются магнитные переходы до очень больших мультиполей (в $^{208}\mathrm{Pb}$ до $L = 14$). Однако эти переходы относятся к особым состояниям с максимально возможным спином (stretched states) [43] и считаются неколлективными.

8. Для гамов-теллеровских переходов имеет место правило сумм в концептуальном плане, аналогичное правилу сумм для дипольных радиационных переходов:

$$S_{\beta^+}(\mathrm{GT}) - S_{\beta^-}(\mathrm{GT}) = 3(N - Z), \tag{16}$$

где $S_{\beta^\pm}(\mathrm{GT}) = \sum_f |\langle f|1/2\boldsymbol{\sigma}\tau_\pm|i\rangle|^2$, и суммирование идет по всем состояниям f конечного ядра. В ядрах с большим избытком нейтронов $S_{\beta^-}(\mathrm{GT}) \approx 0$ и имеет место следующая оценка минимального $S_{\beta^+}^{\min}(\mathrm{GT})$:

$$S_{\beta^+}^{\min}(\mathrm{GT}) = 3(N - Z). \tag{17}$$

Анализ данных (p, n)-экспериментов привел к неожиданному заключению: в области GT-резонанса заключено не более 60% GT-переходов.

Обсуждаются два механизма подавления гамов-теллеровских переходов. Первый из них связан с примесью к состояниям GT-резонанса конфигураций типа $\Delta - h$ (Δ-частица — нуклонная дыра). Хотя Δ-резонанс отделен от нуклонных состояний большой энергетической щелью, при благоприятных условиях (отталкивательное взаимодействие Δh- и ph-конфигураций) даже малая примесь может существенно уменьшить интенсивность GT-переходов.

Второй механизм является чисто ядерным и связан с влиянием $2p2h$-состояний, которые лежат вне области GT-резонанса. Взаимодействие частично-дырочных GT-состояний с состояниями $2p2h$ может «перекачивать» часть GT-переходов в область более высоких энергий.

Близкая ситуация имеет место и для $M1$-переходов. Вместо правила сумм в этом случае исходными являются предсказания для интенсивности $M1$-переходов одночастичной оболочечной модели. Предсказываемая этой моделью интенсивность $M1$-переходов явно не «добиралась» на опыте. Например, в ядре ^{48}Ca вместо предсказываемых $B(M1) = 12\mu_0^2$ на опыте было обнаружено всего лишь $4,3\mu_0^2$. Микроскопические оболочечные [44] и RPA [45] расчеты уменьшают теоретическое значение $B(M1)$ до $(7 - 8)\mu_0^2$. Остающееся расхождение, как и в случае GT-резонанса, может быть связано либо с примесью Δh-, либо $2p2h$-состояний.

В тяжелых ядрах типа $^{208}\mathrm{Pb}$ проблема недостающих $M1$-переходов была в конечном счете решена с помощью прекрасных (γ, γ')-экспериментов с поляризованными фотонами [46]. Интенсивность найденных в $^{206}\mathrm{Pb}$, $^{208}\mathrm{Pb}$ $M1$-переходов оказалась сравнимой с RPA-расчетами с учетом $2p2h$-конфигураций [47].

3. ДВУХФОНОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

1. Интерпретация GR как элементарных возбуждений атомных ядер фактически предопределяет существование двухфононных состояний типа (GDR)^2 = DGDR, (GQR)^2 = DGQR и т. д. с примерно удвоенной энергией основного GR. Об этом также свидетельствует наличие в низкоэнергетической части спектра ядер двухфононных состояний типа $(2^+)^2$, $(3^-)^2$. Вместе с тем решающее слово здесь принадлежит, как всегда, эксперименту, по-

скольку можно привести факторы, действие которых препятствует формированию простого осцилляторного спектра:
— принцип Паули, запрещающий независимое размещение частиц и дырок в фазовом пространстве одночастичных состояний;
— обменные эффекты во взаимодействии фононов;
— возрастание роли взаимодействий типа частица-частица и дырка-дырка.

2. Одним из наиболее простых случаев двухфононных возбуждений являются $2p2h$-состояния типа GDR, построенные над одним из ph-состояний. Пример такого типа явления изображен на рис. 17. На нем показано дифференциальное сечение (под углом $\theta = \pi/2$) $d\sigma/d\Omega$ реакции (p, γ) на $^{27}\mathrm{Al}$ с возбуждением в конечном ядре $^{28}\mathrm{Si}$ различных ph-состояний [48]. Цифры в правом верхнем углу — энергии этих ph-состояний. На каждом рисунке приведены энергии возбуждения частично-дырочных уровней конечного ядра $^{28}\mathrm{Si}$. Как видно, возникающие в спектре γ-квантов структуры сильно напоминают GDR над основным состоянием $^{28}\mathrm{Si}$. Утверждение, что GDR над возбужденными состояниями в основных своих характеристиках совпадает с GDR над основным состоянием, известно в литературе как гипотеза Акселя — Бринка [49]. Впервые она была высказана Бринком в 1955 г. в диссертации. Формально к категории «GDR над возбужденным состоянием» относится резонанс с $L = 1$, возбуждаемый в реакциях перезарядки пионов: $(\pi^{\pm}, \pi^0)$. В этом случае возбуждаемый в соседнем ядре справа GDR с T, $T + 1$ (под действием оператора $Y_L \cdot \tau_+$) является GDR ядра-мишени (см. рис. 12), перенесенным в соседнее ядро, т. е. GDR, построенный над изобар-аналогом основного состояния исходного ядра.

3. Впечатляющий прорыв в изучении высоковозбужденных двухфононных вибраций был совершен с помощью реакции столкновения тяжелых ионов (HI). Механизмы возбуждения ядер в «касательных» неупругих HI-столкновениях зависят от энергии налетающих частиц. При $E \leq 50$ МэВ/N доминирует ядерное взаимодействие, в котором преобладает изоскалярная часть без переворачивания спинов. Соответственно, в этой области энергий должны возбуждаться изоскалярные резонансы, конкретнее, GQR и DGQR. При энергии $E > 100$ МэВ/N начинает преобладать механизм кулоновского возбуждения. Соответственно, в этой области энергий будет доминировать возбуждение GDR и DGDR. Не останавливаясь на деталях очень поучительной и трудоемкой процедуры идентификации DGR-состояний, приведем два иллюстрирующих примера наблюдения GDR на ядрах $^{40}\mathrm{Ca}$ и $^{208}\mathrm{Pb}$.

На рис. 18 представлены [50]:
— инклюзивный спектр неупругорассеянных ядер $^{40}\mathrm{Ca}$ в столкновении $^{40}\mathrm{Ca} + {}^{40}\mathrm{Ca}$;
— спектр $^{40}\mathrm{Ca}$ на совпадение с протонами, испущенными из ядра-мишени;
— спектр, исправленный на множественность протонов.
Внизу рис.18,*в* показана кривая возбуждения двухфононного состояния DGQR.

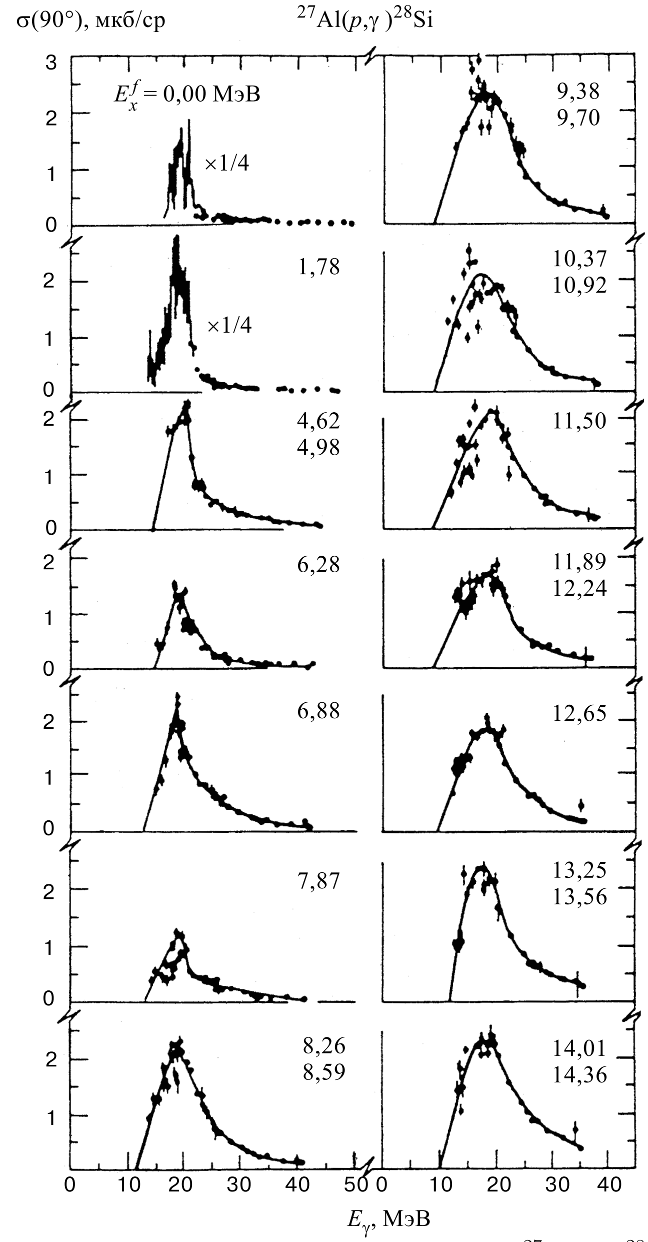

Рис. 17. Зависимость дифференциального сечения σ реакции $^{27}\mathrm{Al}(p,\gamma)^{28}\mathrm{Si}$ от энергии E_γ фотона

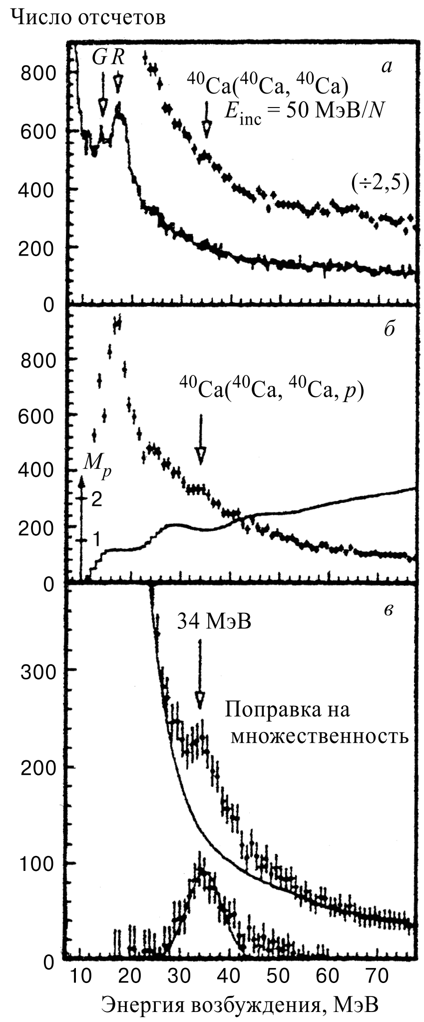

Рис. 18. *а*) Инклюзивный спектр ядер ^{40}Ca в реакциях столкновения ядер ^{40}Ca и ^{40}Ca (энергия налетающих ядер равна 50 МэВ/N). *б*) Тот же спектр ядер ^{40}Ca при совпадении с вылетающими назад протонами. Сплошная кривая — поправка на множественность протонов. *в*) Тот же спектр, что и на рис. *б*, исправленный на множественность протонов. Сплошная кривая — возможный вариант фонового вклада. Точки внизу — спектр после вычитания фона. Резонансоподобная кривая — результат гауссовской подгонки

На рис. 19 показано сечение кулоновского возбуждения ядра ^{208}Pb при взаимодействии его с ядром ^{136}Xe, обладающим энергией 700 МэВ/N [51].

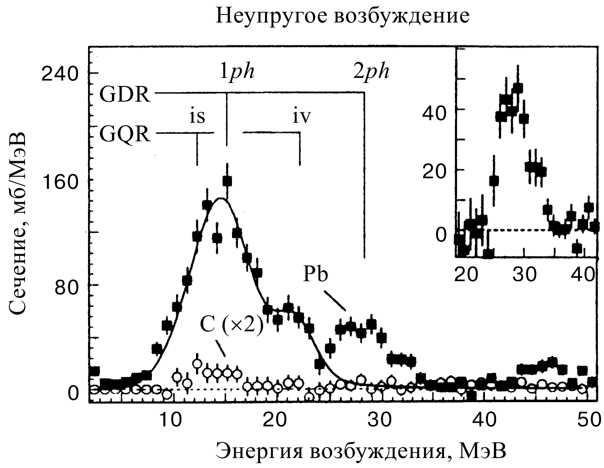

Рис. 19. Сечение возбуждения ядер ^{208}Pb при их облучении ядрами ^{136}Xe с энергией 700 МэВ/N [51]. Точки, отмеченные с помощью ($C \times 2$), относятся к столкновениям ^{136}Xe с ядрами ^{12}C. Сплошная линия — результат расчета сечения методом Вейцзеккера — Вильямса в предположении о возбуждении только GDR и GQR. На вставке в правом верхнем углу более детально представлена область двухфононного возбуждения

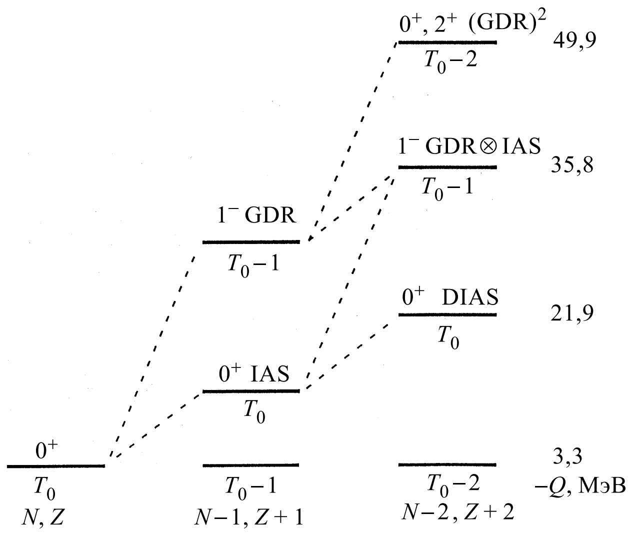

Рис. 20. Схема переходов при двойной перезарядке

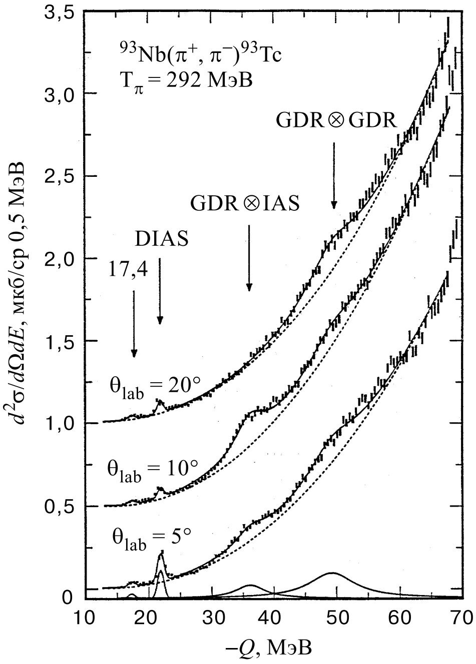

Рис. 21. Дифференциальное сечение реакции $^{93}\mathrm{Nb}(\pi^+,\pi^-)^{93}\mathrm{Tc}$ при $T_\pi =$ $= 292$ МэВ [52]. Пунктирные кривые — предполагаемый фон, сплошные — результат подгонки, резонансоподобные кривые внизу — вклад резонансов. По горизонтальной оси отложена «исчезающая» в реакции энергия Q, определяющая энергию возбуждения ядра ^{93}Te. Стрелками отмечены максимумы, соответствующие двойному изобар-аналогу (DIAS), гигантскому дипольному резонансу над изобар-аналоговым состоянием (GDR $\otimes$ IAS) и двойному гигантскому дипольному резонансу (DGDR= = GDR $\otimes$ GDR)

На рисунке четко видны GDR, изовекторный GQR и в области 25–26 МэВ — DGDR. О двухфононном характере этого максимума свидетельствует сплошная кривая, иллюстрирующая вероятность поглощения одного виртуального фотона с возбуждением GDR и GQR.

4. Двухфононные вибрации могут возбуждаться также в реакциях (π^+,π^-) (двойная перезарядка, DCX) [52]. Общая схема переходов, возникающих в DCX, изображена на рис. 20. На рис. 21 приведено дифференциальное сечение реакции (π^+,π^-) на ^{93}Ni в зависимости от энергии возбуждения конечного ядра. Стрелками указаны максимумы, соответствующие двойному изобар-аналогу (DIAS), гигантскому дипольному резонансу над изобар-аналоговым состоянием (GDR $\otimes$ IAS) и двойному гигантскому дипольному резонансу (DGDR $=$ GDR $\otimes$ GDR).

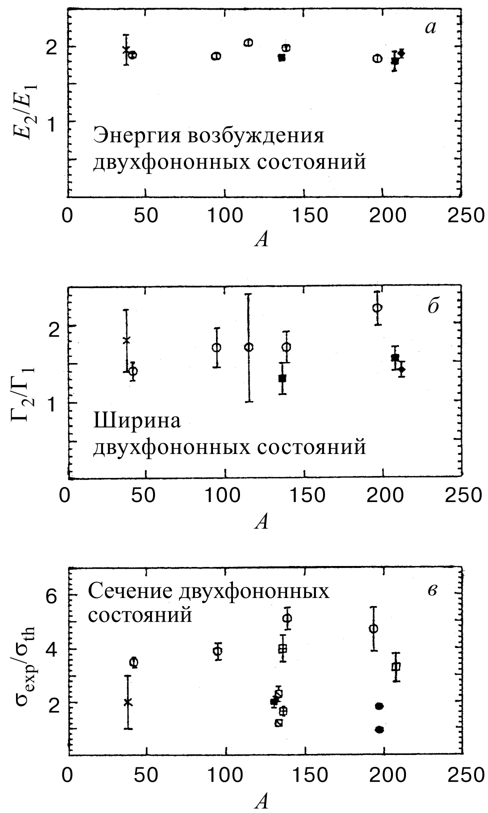

Рис. 22. Систематика данных о высоковозбужденных двухфононных состояниях (типа DGDR, DGQR, ...) [53]; приведены данные разных групп для разных реакций

На рис. 22 представлены суммарные данные об основных свойствах GDR и DGDR — отношение их энергий E_2/E_1 (рис. 22,*а*), ширин Γ_2/Γ_1 (рис. 22,*б*), а также экспериментальных и теоретических сечений возбуждения двухфононных состояний (рис. 22,*в*) [53].

5. Из представленных выше данных можно сделать следующие выводы:

— твердо установлено существование двухфононных состояний — DGQR, DGDR;

— энергии двухфононных DGDR-состояний совпадают с удвоенной энергией однофононных состояний. Это доказывает, что GR можно рассматривать как элементарное возбуждение;

— при распаде двухфононного состояния каждый фонон распадается независимо от существования другого. Это приводит к значительному (по сравнению с ожидаемой) уменьшению ширины двухфононного состояния, поскольку плотность $2p2h$-состояний следует брать при энергии, в два раза меньшей энергии возбуждения двухфононного состояния. Далее, казалось бы, ширина Γ_2 этого состояния должна равняться $2\Gamma_1$, где Γ_1 — ширина однофононного состояния. Однако то, что фононы, входящие в состав двухфононного возбуждения, сами имеют ширину, приводит к эффекту наложения ширин, что в конечном счете дает $\Gamma_2 \approx \sqrt{2}\Gamma_1$.

Наконец, отметим, что наблюдаемое превышение в несколько раз экспериментальных сечений возбуждения двухфононных состояний по сравнению с теоретическими пока объяснения не имеет.

4. GDR В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ

1. В нагретых ядрах, т.е. в ядрах с отличной от нуля температурой T, равной, например, 1–2 МэВ, движение нуклонов из-за нарастающей вероятности парных столкновений становится гораздо более хаотическим и заранее не ясно, окажется ли коллективное движение нуклонов достаточно жестким, чтобы противостоять температурному хаосу. Поэтому открытие существования дипольных осцилляций в сильно возбужденных ($E^* \sim 100$ МэВ) ядрах [54] явилось одним из замечательных достижений последних 15 лет.

2. Столкновение тяжелых ионов, например, $^{40}\mathrm{Ar}$ с $^{70}\mathrm{Ge}$ или $^{16}\mathrm{O}$ с $^{150}\mathrm{Nd}$ с энергией масштаба 5–10 МэВ/N может привести к образованию высоковозбужденного ($E^* \sim 100$ МэВ) составного ядра. На рис. 23,*а* показан инклюзивный спектр высокоэнергичных фотонов, испущенных составным ядром $^{110}\mathrm{Sn}$, образовавшимся при столкновении $^{40}\mathrm{Ar}$ с $^{70}\mathrm{Ge}$. На рис. 23,*б* изображен тот же спектр, с устраненным фоном тормозного излучения и поделенный на статистический экспоненциальный фактор типа $\mathrm{e}^{-\omega/T}$, где ω — энергия фотона и T — температура. Сплошная кривая соответствует статистической подгонке, которая в простейшем случае производится с помощью формулы

$$\frac{d\Gamma(\omega)}{d\omega} = \frac{\omega^2}{\pi\hbar c}\sigma_{\mathrm{abs}}(\omega)\mathrm{e}^{-\omega/T}, \tag{18}$$

следующей из принципа детального баланса. Здесь σ_{abs} — универсальное сечение поглощения фотонов (проявляется гипотеза Акселя — Бринка), имеющая вид

$$\sigma_{\mathrm{abs}} \propto \frac{(\Gamma\omega)^2}{(\omega^2-\omega_m^2)^2+(\omega\Gamma)^2}, \tag{19}$$

ω_m, Γ — энергия и ширина GDR. Как видно из рис. 23,*б*, GDR четко выделяется и из получившейся кривой можно определить обычные параметры GDR — энергии максимумов, ширины Γ и EWSR. Не вдаваясь в дальнейшие детали совсем непростой процедуры извлечения параметров GDR, обратимся к рис. 24, показывающему результаты изучения большого числа высоковозбужденных ядер. Из этих рисунков можно сделать следующие выводы:

— существование дипольных осцилляций является универсальным свойством нагретых ядер; при этом спектр γ-квантов носит статистический характер (в отличие, например, от случая реакции (p, γ));

— частота этих осцилляций, т. е. энергия максимума GDR, мало отличается от частоты GDR в холодных ядрах;

— GDR в нагретых ядрах соответствует хорошо коллективизированному состоянию. Его EWSR для большинства ядер примерно совпадает с теоретическим.

— ширина GDR в горячих ядрах превышает его ширину в холодных и растет с увеличением энергии возбуждения (или температуры). Однако при $E^* \approx 130$ МэВ наступает ее насыщение при $\Gamma \approx 13$ МэВ (рис. 25).

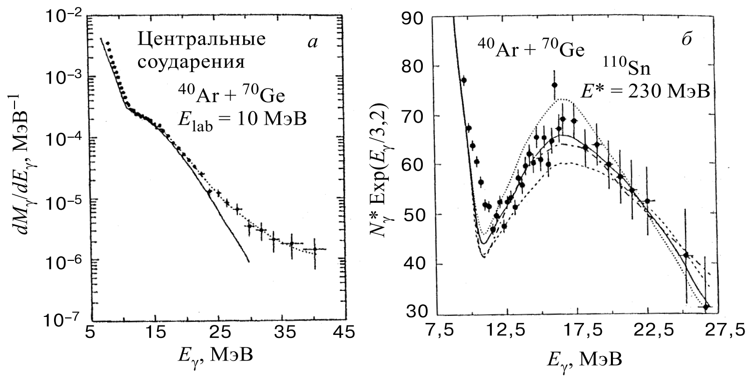

Рис. 23. *а*) Спектр γ-квантов при столкновении $^{40}\mathrm{Ar} + {}^{70}\mathrm{Ge}$ [55]. Сплошная кривая — статистическая подгонка, точечная — с учетом тормозного излучения в NN-столкновениях. *б*) Тот же спектр после устранения тормозного излучения и умножения на $\mathrm{e}^{E_\gamma/3,2}$. Разные кривые соответствуют разным параметрам GDR и плотности уровней

3. Обсудим теперь коротко результаты, приведенные на рис. 23–26. Прежде всего, впечатляет практическая независимость энергии GDR от температуры. Однако расчеты типа RPA с заменой чисел $n_i = 0,\ 1$ заполнения (см. (3)) одночастичных состояний их температурным распределением:

$$n_i = \frac{1}{1 + \exp\left(\dfrac{\epsilon_i - \mu}{T}\right)}, \tag{20}$$

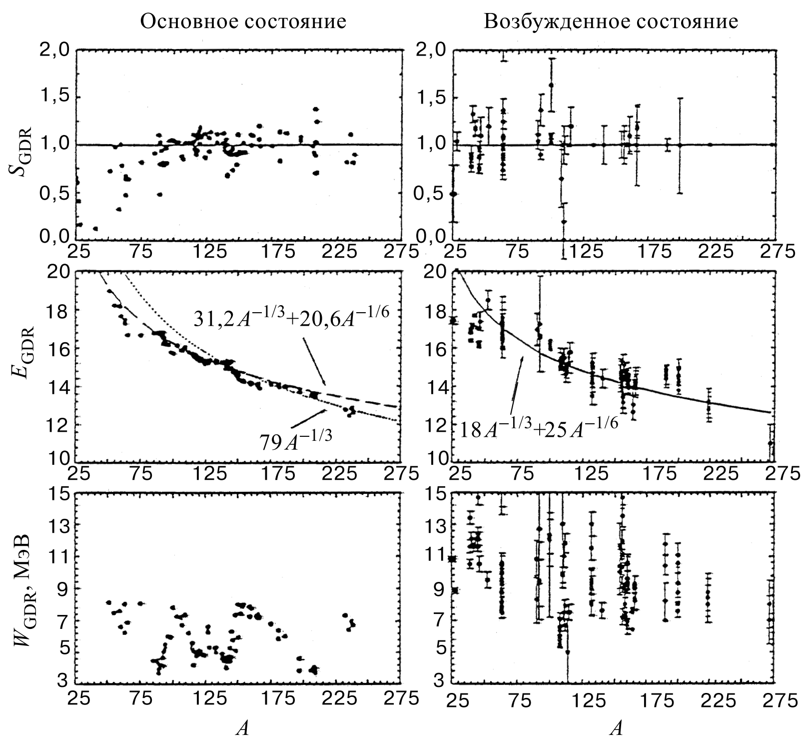

Рис. 24. Параметры GDR в холодных и горячих ядрах [56]. На верхних рисунках представлена степень исчерпанности EWSR для GDR; на средних — энергия GDR, на нижних — ширины GDR

проведенные для ^{40}Ca [54], показали, что такого свойства GDR действительно следует ожидать. Более того, оказалось, что вклад $2p2h$-состояний в ширину GDR не увеличивается существенно в сравнении с холодными ядрами [59]. В связи с этим возникает вопрос о механизмах увеличения ширины GDR. В настоящее время считается наиболее вероятным, что возрастание ширины Γ обусловлено термодинамическими флуктуациями деформации, в которых, например, нагретое сферическое ядро на время флуктуации становится сильно деформированным. Возникающее за счет этого дополнительное расщепление GDR и увеличивает его ширину. В пользу такой интерпретации увеличения Γ свидетельствует рис. 26. Из этого рисунка можно видеть, что в несферических ядрах, сохраняющих свою деформацию при возбуждении, ширины GDR в холодных и горячих ядрах примерно одинаковы. Напротив, ширина GDR в холодных сферических ядрах значительно меньше, чем в нагретых.

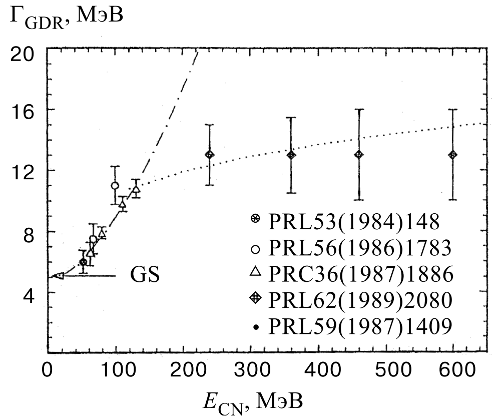

Рис. 25. Зависимость ширины GDR от энергии возбуждения E ядра Sn. Штрих-пунктирная и точечная кривые соответствуют определенным моделям [56]

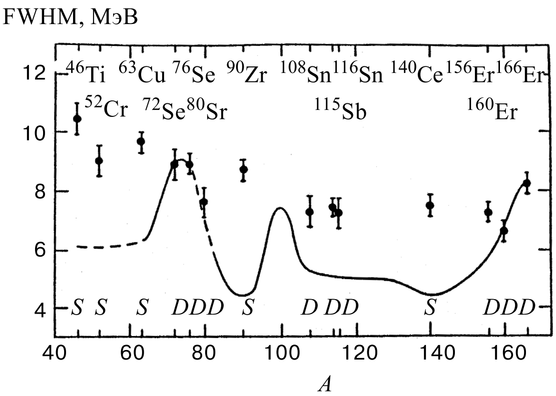

Рис. 26. Сравнение ширин в холодных и нагретых ядрах [57]. Точки соответствуют ширинам ядер, указанных вверху. Температура ядер $T = 1 - 2$ МэВ, угловой момент $J \leq 25$. Сплошная кривая — ширина GDR для холодных ядер, определенных с помощью одно-(S) или двухлоренцевских (D) кривых

Очень интересным эффектом является насыщение ширины (рис.25). Наиболее простыми выглядят две гипотезы о природе этого явления. Обе они связаны с сильным ростом испарительной ширины GDR (вылета нуклонов в непрерывный спектр). Первая из них выглядит следующим образом. При возбуждении $E^* > 130$ МэВ ядро не успевает испустить γ-кванты, а охлаждается посредством испускания нуклонов до энергии, примерно равной 130 МэВ, начиная с которой измеряется спектр фотонов. Вторая гипотеза связывает явление насыщения ширин Γ с тем, что при бóльших, чем 130 МэВ, энергиях возбуждения время жизни составного ядра становится столь малым, что GDR принципиально не может сформироваться (для этого необходимо, очевидно, чтобы соответствующие ему осцилляции успели бы совершить хотя бы одно колебание). Разумеется, могут быть и менее тривиальные причины насыщения.

4. В нагретых ядрах GDR может служить как индикатором того, что происходит с ядром при больших возбуждениях, так и средством зондирования нетривиальных явлений физики ядра. Мы укажем здесь только три таких явления.

А. Исследование GDR в нагретом ядре $^{166}\mathrm{Eu}$ при температуре $T \cong$ $\cong$ 1,5 МэВ и среднем моменте количества движения $\langle J \rangle = 22\hbar$ показало, что GDR состоит из двух перекрывающихся максимумов с энергиями 12,6 и 16,4 МэВ. При этом величина верхнего из них равняется примерно 0,67 от нижнего. Такая ситуация отвечает сплюснутому ядру, в то время как в основном состоянии ядро $^{166}\mathrm{Eu}$ является вытянутым. Отсюда следует, что при $T \approx 1,5$ МэВ и $\langle J \rangle \approx 22\hbar$ ядро $^{166}\mathrm{Eu}$ меняет свою форму. Таким образом, GDR является своеобразным зондом изменения формы ядра, происходящего при больших температурах и моментах.

Б. При слиянии двух тяжелых ионов образуется, скорее всего, состояние с большим числом частиц и дырок. Между тем GDR соответствует частично-дырочным осцилляциям. В результате мы получаем совсем необычную ситуацию для проявления неравновесных процессов: у холодных ядер предравновесная динамика начинается с ph и идет в направлении многочастичных состояний; в то же время в горячих ядрах процессы происходят в обратном направлении. Особенности предравновесной динамики, возникающей при столкновении тяжелых ионов, сейчас широко обсуждаются в литературе [60].

В. GDR нагретых ядер может быть использован для зондирования динамики больших деформаций в процессах деления [61].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на концептуальном уровне прослежено развитие и усложнение наших представлений о GR. Гигантские резонансы представляют собой коллективный отклик системы нуклонов на внешние поля различной природы и свидетельствуют о формировании в ядрах коллективных степеней свободы. В различных реакциях эффективно создаются различные внешние поля. Поэтому проблема возбуждения в них GR является исключительно актуальной. Можно без преувеличения сказать, что на протяжении нескольких последних десятилетий вопросы существования GR и их проявлений в реакциях являлись центральными в ядерной физике. В настоящее время теоретический и экспериментальный статус GR характеризуется высокой степенью разработанности. Тем не менее нам хотелось бы отметить две стороны современного статуса GR. С одной стороны, начиная с 60-х годов фактически не появилось ни одной концепции, которую не понимали бы физики, занимающиеся в то время проблемой GR. С другой стороны, современная физика GR существенно отличается от физики 60-х годов. Эти отличия состоят в следующем.

В отношении эксперимента:

— открыто и исследовано множество новых резонансов: монопольный, квадрупольный, октупольный, гамов-теллеровский, спин-дипольный т. д.;

— доказано существование двухфононных GR, т. е. GR, построенных над возбужденными неколлективными и коллективными состояниями;

— установлено, что GDR возбуждается в сильно нагретых ядрах (энергия возбуждения до 130 МэВ).

В теоретическом плане:

— четко установлены оболочечные аспекты GR, которые проявляются в конфигурационном расщеплении GDR, существовании $0\hbar\omega$- и $2\hbar\omega$-ветвей GQR, а также $1\hbar\omega$- и $3\hbar\omega$-ветвей GOR, в полупрямых нуклонных распадах GR;

— в основных чертах количественно решена проблема остаточных взаимодействий и их согласования со средним полем;

— на количественном уровне выяснена роль $2p2h$-конфигураций в проблеме GR;

— установлена явная связь приближения RPA с жидкостной моделью.

Несмотря на огромные достижения и многолетние усилия по выявлению нормальных колебаний ядер, эта область физики является по-прежнему живой, бросающей вызов интеллекту физиков-ядерщиков и технологии.

В заключение отметим, что характер обзора — взгляд на проблемы гигантских резонансов, так сказать, с высоты птичьего полета — приводит к тому, что многие важные детали остаются за его рамками. Поэтому помимо уже цитированных обзоров [7,16,26,43,53] мы приводим ряд дополнительных [62–67], в которых эти детали могут быть найдены.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Berman B.L.** — Atomic Data and Nuclean Data Tables, 1975, v.15, p.319.
2. **Baldwin G.C., Klaiber G.S.** — Phys. Rev., 1947, v.71, p.3.
3. **Bothe W., Gentner W.** — Z. Phys., 1937, v.106, p.236.
4. **Мигдал А.Б.** — ЖЭТФ, 1945, т.15, с.81.
5. **Goldhaber M., Teller E.** — Phys. Rev., 1948, v.74, p.1046.
6. **Wilkinson D.H.** — Physica, 1956, v.22, p.1039.
7. **Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G.** — Phys. Rep., 1986, v.136, No.4–6, p.230;
   Neudatchin V.G., Shevchenko V.G., Yudin N.P. — Phys. Lett., 1964, v.10, p.180;

Эрамжян Р.А. — Изв. АН СССР, 1964, т.28, с.1181;
Ишханов Б.С. и др. — УФН, 1990, т.160, с.57.

8. **Brink D.M.** — Nucl. Phys., 1957, v.4, p.215.
9. **Elliot J.P., Flowers B.H.** — Proc. Roy. Soc., 1956, v.A242, p.57.
10. **Brown G.E., Bolterserly M.** — Phys. Rev. Lett., 1959, v.3, p.472.
11. **Мигдал А.Б.** — Теория конечных ферми-систем. М.: Наука, 1983.
12. **Negele J.W.** — Rev. Mod. Phys., 1982, v.54, p.913.
13. **Baranger M.** — Phys. Rev., 1960, v.120, p.957.
14. **Khodel V.A., Saperstein E.E.** — Phys. Rep., 1982, v.95, p.183.
15. **Kamerdziev S. et al.** — Nucl. Phys., 1994, v.A569, p.313;
Chekomazov G.A., Urin M.H. — Phys. Lett., 1995, v.B354, p.7.
16. **Krewald S., Nakayama K., Speth J.** — Phys. Rep., 1988, v.161, p.105.
17. **Vautherin D., Brink D.M.** — Phys. Rev., 1972, v.C5, p.626.
18. **Соловьев В.Г.** — Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Наука, 1989.
19. **Ponomarev V.Yu. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.1168.
20. **Ишханов Б.С. и др.** — УФН, 1995, т.165, с.1345.
21. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** — Статистическая физика. Ч.2. М.: Наука, 1978.
22. **Danos M.** — Ann. J. Phys., 1952, v.10, p.265.
23. **Малов А.А., Соловьев В.Г.** — ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.301.
24. **Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.** — ЯФ, 1993, т.56, с.1.
25. **Wambach J.** — Thesis, University Bonn, 1979.
26. **Speth J.,Wambach J.** — Theory of Giant Resonances. In: Electric and Magnetic Resonances in Nuclei. World Scientific, Singapor, 1991, ed. Speth J.
27. **Бор О., Моттельсон Б.** — Структура атомного ядра. М.: Мир, 1977, т.11.
28. **Evseev V.S. et al.** — Phys. Rev., 1969, v.B28, p.553;
Войтковска Й. и др. — ЯФ, 1971, т.14, с.524;
Plett M.E., Sobottka S.O. — Phys. Rev., 1971, v.C3, p.1003.
29. **Balashov V.V. et al.** — Phys. Lett., 1964, v.9, p.168;
Foldy L.L., Walecka I.D. — Nuovo Cim., 1964, v.34, p.1026;
Barloo J. et al. — Phys. Lett., 1964, v.9, p.84.
30. **Pitthan R., Walcher Th.** — Phys. Lett., 1971, v.B36, p.563;
Lewis M.B., Bertrand F.E. — Nucl. Phys., 1972, v.A196, p.337.
31. **Morsch H.P. et al.** — Phys. Lett., 1982, v.B119, p.311.
32. **Buenard M.** — Journ. de Phys., 1984, v.45, No.C4, p.115;
Lui et al. — Phys. Rev., 1988, v.C31, p.1643.
33. **Van der Woude A.** — Giant Multipole Resonances, 1980. Proc. Giant Mult. Res., Top. Conf., Oakridge, 1979, ed. Bertrand F.E.
34. **Shlomo S., Youngblood D.H.** — Nucl. Phys., 1994, v.A569, p.303.
35. **Moss J.M. et al.** — Phys. Rev., 1978, v.C18, p.741.
36. **Carey J.A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.239.
37. **Erell A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, p.2134; Phys. Rev., 1986, v.C34, p.1822.

38. **Gaarde C.** — Journal de Physique, 1984, v.C4, p.405;
Gaarde C. et al. — Nucl. Phys., 1989, v.A369, p.258.

39. **Grawley G.M. et al.** — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.87.

40. **Djalali C., Moflet M.** — In: Proc. 4th Int. Conf. Nucl. Reaction Mechanisms, Varenna, 1985, ed. Gardieli E., p.401.

41. **Bohle D., Richter A. et al.** — Phys. Lett., 1984, v.B137, p.27;
Iudice N.L., Palumbo F. — Phys. Rev. Lett., 1978, v.41, p.1532.

42. **Richer A., Knüpfer W.** — In: Proc. Int. School on Electron and Pion Interact. with Nuclei at Intermediate Energies, Rome, 1979, p.241.

43. **Raman S., Fagg L.W., Hicks R.S.** — In: Electric and Magnetic Resonances in Nuclei, ed. Speth I., World Scientific, 1991.

44. **McGrory J.B., Wiedenthal B.H.** — Phys. Lett., 1981, v.B103, p.173.

45. **Suzuki T., Krewald S., Speth J.** — Phys. Lett., 1981, v.B107, p.9.

46. **Laszewski R.M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p.1710;
Laszewski R.M. et al. — Phys. Rev., 1986, v.C34, p.2013.

47. **Cha D., Schwesinger B. et al.** — Nucl. Phys., 1984, v.A430, p.321.

48. **Dowell D.H. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1983, v.50, p.1191.

49. **Brink D.** — Thesis, Oxford University, 1955;
Axel P. — Phys. Rev., 1962, v.126, p.671.

50. **Scarpacci J.A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1993, v.71, p.3766.

51. **Schmidt R. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.1767.

52. **Mordechai S. et al.** — Phys. Rev., 1988, v.C38, p.2709.

53. **Chomaz Ph., Frascaria N.** — Phys. Rep., 1995, v.252, p.275.

54. **Newton J.O. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1981, v.46, p.1383.

55. **Bracco A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, p.2080.

56. **Zelazny Z. et al.** — Nucl. Phys., 1994, v.A569, p.1c.

57. **Snover K.A.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1986, v.36, p.545.

58. **Sagawara H., Bertsch G.F.** — Phys. Lett., 1984, v.B146, p.138.

59. **Bortington P.F., Broglia R.A.** — In: Proc. Topical Meeting of Phase Space Approach to Nuclear Dynamic, Trieste, ed. Di Toro M., Singapore, 1985.

60. **Bonasera A. et al.** — Nucl. Phys., 1994, v.A569, p.215c.

61. **Thoennessen M.** — Nucl. Phys., 1996, v.A599, p.1c;
Mikhailov I.N. et al. — CSNSM Preprint, 95-35, Orsay, France.

62. **Камерджиев С.П., Тертычный Г.Я., Целяев В.И.** — ЭЧАЯ, 1997, т.28, с.333.

63. **Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Пятов Н.И., Фаянс С.А.** — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.864.

64. **Osterfeld F.** — Rev. Mod. Phys., 1992, v.64, p.491.

65. **Drozdz S., Nishizaki S., Speth J., Wambach J.** — Phys. Rep., 1990, v.197, p.3.

66. **Lipparini E., Stringari S.** — Phys. Rep., 1989, v.175, p.105.

67. **Egido J.L., Ring P.** — J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1993, v.19, p.1.

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

УДК 539.172.4

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НА ПРОЦЕСС КАСКАДНОГО γ-РАСПАДА В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ НЕЙТРОНА

Э.В.Васильева, А.М.Суховой, В.А.Хитров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Выполнен комплексный анализ как спектроскопической информации, так и усредненных интенсивностей двухквантовых каскадов при захвате нейтронов ядрами из области масс $114 \leq A \leq 200$. Он показывает, что параметры процесса каскадного γ-распада компаунд-состояния в диапазоне энергии связи нейтрона невозможно рассчитать с точностью современного эксперимента без учета структуры возбуждаемых при этом уровней практически для всего интервала доступных для него возбуждений. Вся совокупность имеющейся информации о параметрах таких каскадов может быть объяснена качественно простейшим образом доминирующим влиянием колебаний ядра (фононы с энергией в сотни кэВ) в структуре волновых функций уровней в интервале от 1–2 до 3–4 МэВ.

Complex analysis of the spectroscopic information and averaged intensities of the two-step γ-cascades following thermal neutron capture in nuclei from the mass region $114 \leq A \leq 200$ has been performed. It was shown that parameters of cascade γ-decay of compound nucleus in all energy interval below B_n cannot be calculated with an acceptable precision, which is achieved in experiment, without accounting for the structures of the states involved. All the totality of available information on these cascades can be qualitatively explained as a dominant influence of nuclear vibrations (energy of phonons equals several hundreds keV) on structures of wave functions of levels in the excitation energy interval 1–2 MeV to 3–4 MeV.

1. ВВЕДЕНИЕ

Диапазон ядерных возбуждений от основного состояния до нейтронного резонанса предоставляет уникальную возможность изучения свойств ядра в области их наиболее сильного изменения. Именно здесь низколежащие уровни, волновая функция которых содержит только несколько простых и обычно хорошо известных компонент, трансформируются в компаунд-состояния. Их волновая функция содержит, согласно оценке В.Г.Соловьева [1], $\sim 10^6 - 10^9$ слагаемых. Этот диапазон изменения свойств ядра ассоциируется с известными переходами классических систем от состояния «порядка» к состоянию «хаоса».

Ясно, что экспериментальное изучение свойств ядра именно в этой области его возбуждений обещает дать весьма существенную информацию о свойствах ядерной материи. Несмотря на относительную малость этого интервала энергий возбуждения и исключительную простоту процесса возбуждения состояний ядра в нем (как захват медленного нейтрона с последующим γ-распадом, так и другие ядерные реакции), до середины 80-х годов не существовало методики систематического извлечения детальной и надежной информации о свойствах ядра с высокой плотностью уровней в диапазоне возбуждений от $\sim$1–2 МэВ до энергии связи нейтрона B_n. Это происходило по очень простой причине — расстояние между состояниями при таких энергиях возбуждения сравнимо и зачастую много меньше энергетического разрешения современных спектрометров γ-излучения. К тому же возможности полного и однозначного восстановления схемы распада высоковозбужденных состояний ядра по спектру излучаемых γ-квантов реально не существует из-за исключительной сложности и неоднозначности решения такой обратной задачи при том количестве возможных переходов, которое сопровождает γ-распад достаточно тяжелого немагического ядра. В то же время исключительная важность изучения свойств состояний, лежащих на несколько МэВ ниже энергии связи нейтрона, для развития теории ядра в целом и квазичастично-фононной модели ядра в частности, многократно подчеркивалась В.Г.Соловьевым.

Очень эффективный подход к решению этой проблемы появился, когда в Дубне было продемонстрировано [2], что хорошо известный метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов с использованием весьма ординарных Ge(Li)-детекторов с относительной эффективностью даже на уровне $\simeq 10\%$ позволяет накопить за приемлемое время эксперимента (несколько сотен часов) $5000 \div 15000$ и более случаев регистрации каскадов с заданным значением $E_1 + E_2 = B_n - E_g =$const в пиках полного поглощения обоих переходов из мишени, облучаемой тепловыми нейтронами. Что весьма существенно, даже без использования техники антикомптоновской защиты количество фоновых совпадений той же самой суммарной энергии не намного превышает количество полезных событий. Это справедливо для каскадов, энергия конечного уровня E_g которых не превышает $500 \div 1000$ кэВ. И этот фон может быть статистически точно вычтен из получаемых в режиме «of-line» спектров — распределений интенсивности двухквантовых каскадов, связывающих компаунд-состояние с заданным низколежащим уровнем без выполнения дополнительного эксперимента.

Возможность резкого увеличения эффективности извлечения информации из $\gamma\gamma$-совпадений, накапливаемых в таком технически традиционном эксперименте, определяется несколькими факторами:

а) получаемые распределения интенсивностей содержат информацию о максимально возможном количестве каскадов (включая континуум слабых, не разрешенных экспериментально в форме изолированных пиков) в минимальном количестве спектров при однозначной фиксации как начального, так и конечного уровней, связанных ими;

б) количественная информация извлекается из области трехмерного пространства «энергия—энергия—количество событий», характеризуемой минимально возможным фоном;

в) имеется возможность использовать численный метод улучшения разрешения [3], не уменьшающий эффективность эксперимента;

г) с помощью алгоритма [4], использующего метод максимального правдоподобия, каскады с наибольшей интенсивностью, наблюдаемые в спектрах в виде пар разрешенных пиков, можно практически однозначно с высокой достоверностью [5] разместить в схеме распада возбужденных состояний изучаемого ядра даже без привлечения информации из других экспериментов;

д) как результат применения методики [4], весьма существенная часть зарегистрированной интенсивности каскадов может быть однозначно соотнесена [6] с энергий возбуждения промежуточного уровня каскада без использования техники измерения времени его жизни (реально отсутствующей для изучаемого процесса с его характерными временами порядка 10^{-12}–10^{-15} с);

е) в отличие от традиционных методов анализа совпадений, полученные из эксперимента распределения интенсивностей двухквантовых каскадов могут быть прямо использованы для проверки модельных представлений о базовых параметрах каскадного γ-распада — плотности уровней с заданными квантовыми числами и ширинах каскадных переходов.

К настоящему времени необходимые для проведения соответствующего анализа эксперименты выполнены в Дубне, Риге (Латвия) и Ржеже (Чехия), а полученные данные проанализированы в Дубне для 42 ядер из области $114 \leq A \leq 200$, то есть в области ядер, представляющих максимальные трудности для их изучения, получена обильная и детальная информация. Большой ее объем позволяет надеяться на получение весьма ценных данных о свойствах ядра.

С точки зрения теоретиков [1], нет никакой необходимости в детальном изучении структуры волновой функции отдельно взятого состояния ядра для энергий возбуждения выше 1–3 МэВ. Интерес представляют только некоторые их параметры, усредненные по большему или меньшему интервалу энергий возбуждения ядра. Это, в первую очередь, плотность $\rho = D^{-1}$ состояний, параметры которых (например, спины, четность и т.д.) находятся в заданных интервалах значений, и средняя приведенная вероятность (радиационная силовая функция)

$$f = \Gamma_{\lambda i}/(E_\gamma^3 A^{2/3} D_\lambda) \tag{1}$$

появления при их распаде $E1$- или $M1$-перехода со средней шириной $\Gamma_{\lambda i}$ и энергией E_γ, связывающего состояния λ и i. Представляют интерес и вариации этих параметров относительно среднего значения. Как параметры ρ и f, так и их вариации могут быть определены в рамках модельных представлений о свойствах ядерной материи. Модели, предсказывающие такие параметры с максимальной точностью, следует рассматривать как максимально соответствующие реальности. Конкретные факторы, учитываемые моделью, отражают степень влияния структуры возбужденных состояний на исследуемый процесс.

Те же величины определяют такие важные для практики параметры ядра, как полная радиационная ширина Γ_λ компаунд-состояния и спектр продуктов реакции. В обсуждаемом здесь эксперименте это интенсивность $I_{\gamma\gamma}$ каскадов из двух последовательно испущенных переходов в произвольном, но достаточно малом по сравнению с энергией связи нейтрона B_n интервале энергий их промежуточного уровня и спектр первичных γ-переходов как полная сумма их интенсивности по всем возможным конечным уровням двухквантовых каскадов.

2. ОБЪЕКТИВНЫЕ ОСНОВАНИЯ НЕОБХОДИМОСТИ РАЗВИТИЯ НОВЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О СВОЙСТВАХ ЯДРА, ПРОЯВЛЯЮЩИХСЯ ПРИ РАСПАДЕ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ

Разнообразная и существенная информация о свойствах ядра была получена к настоящему времени из большого числа экспериментов по изучению реакции (n, γ) практически для всех возможных ядер-мишеней. Основной проблемой их анализа является практическая невозможность решения обратной задачи — определения величин $\Gamma_{\lambda i}$ и ρ из данных эксперимента. Типичным примером здесь являются полные радиационные ширины [7] и полные спектры γ-излучения, измеренные [8] при захвате тепловых нейтронов. Примеры использования этой информации для тестирования существующих ядерных моделей можно найти в [9]. Хотя эти параметры процесса полностью детерминируются числом доступных для возбуждения состояний ядра и вероятностью появления γ-перехода, определить плотность уровней и ширины из данных [7, 8] с точностью эксперимента реально невозможно. Тем не менее в комбинации с теоретическими представлениями о происходящих в ядре процессах (газ невзаимодействующих ферми-частиц [10] или сверхтекучесть ядерной материи [11]) эти экспериментальные данные позволили создать и параметризовать достаточно корректные модели плотности уровней. А использование представлений о динамике ядерных возбуждений дало модели, пригодные для расчета парциальных ширин $E1$- и $M1$-переходов типа [12–14]. Основной постулат, используемый в подобном анализе — представление о неселективности реакции (n, γ), то есть представление о том, что основные параметры процесса γ-распада для требуемой точности расчета могут быть получены без учета влияния деталей структуры волновой функции на плотность уровней и ширины переходов, по крайней мере, для достаточно высоковозбужденных состояний.

Как результат, модельные представления [10–14] обеспечивают возможность расчета спектра испускаемого γ-излучения с максимальным отклонением в несколько раз. В отдельных же случаях параметры каскадного γ-распада могут быть воспроизведены с помощью перечисленных моделей с точностью в несколько десятков процентов. Но, как видно из выражения для полной радиационной ширины, определяемой через средние (по достаточно малому интервалу) значения парциальных ширин $\Gamma_{\lambda i}$ и плотности уровней ρ_i в некотором интервале энергий ΔE возбуждения i:

$$\Gamma_\lambda = \sum_i \Gamma_{\lambda i}(\rho_i \Delta E), \tag{2}$$

соответствие экспериментальной и полной расчетной ширины может быть достигнуто за счет компенсации превышения, например, модельной плотности уровней в некотором интервале энергий возбуждения, занижением ширин первичных переходов либо в этом, либо в любом другом интервале.

Максимальные на сегодняшний день возможности для получения информации о свойствах возбужденных состояний ядра ниже B_n обеспечивают экспериментальные данные о вероятности появления двухквантовых каскадов $I_{\gamma\gamma}$, связывающих компаунд-состояние λ с заданными конечными уровнями ядра g и возбуждающих при этом $n_{\lambda i} = \rho_i \Delta E$ промежуточных состояний из интервала i. Экспериментально измеряемая интенсивность определяется как неизвестными значениями парциальных ширин первичных и вторичных переходов, так и неизвестной плотностью уровней следующим образом:

$$I_{\gamma\gamma} = \sum_{J,\pi} (\Gamma_{\lambda i} / < \Gamma_{\lambda i} > m_{\lambda i}) n_{\lambda i} (\Gamma_{ig} / < \Gamma_{ig} > m_{ig}). \tag{3}$$

В этом выражении полные радиационные ширины распадающихся состояний λ и i представлены в виде произведения средней по спектру парциальной ширины на число m возбуждаемых при их распаде уровней. В таком представлении видно, что интенсивность каскадов определяется отношениями парциальных ширин и комбинацией числа состояний в различных интервалах энергии возбуждения ядра. С учетом связи между экспериментальным значением полной радиационной ширины и этими же параметрами из выражения (2) интенсивность каскадов может быть представлена в форме

$$\Gamma_\gamma I_{\gamma\gamma} = \sum_{J,\pi} \Gamma_{\lambda i} n_{\lambda i} (\Gamma_{ig} / < \Gamma_{ig} > m_{ig}). \tag{4}$$

Суммирование в (3) и (4) для обеспечения соответствия расчетных и экспериментальных величин должно быть выполнено по всем возможным значениям J^{π} промежуточных, конечных уровней каскадов и, при необходимости, по обоим значениям спина компаунд-состояния, возбуждаемого тепловым нейтроном. Символы $<>$ здесь использованы для определения усредненных по спектру всех возможных значений парциальных ширин первичных и вторичных переходов каскадов, возбуждающих $m_{\lambda i}$ и m_{ig} уровней соответственно. Правила отбора по мультипольности однозначно определяют интервал спинов и четность уровней, которые следует учесть в расчете.

Главное заключение, следующее из анализа данных по интенсивностям каскадов, состоит в весьма существенной несовместимости результатов эксперимента и расчетов в рамках представлений статистической теории γ-распада компаунд-состояния тяжелого ядра, в первую очередь, при использовании модельных представлений о ядре как о системе невзаимодействующих ферми-частиц. Основной фактор, определяющий это расхождение, — превышение модельно заданной плотности уровней [10] над реально возбуждаемой в реакции (n,γ) в достаточно широком интервале энергии возбуждения ядра. Это заключение прямо следует из:

а) превышения экспериментальной интенсивности каскадов над результатами соответствующих расчетов по выражению (3),

б) качественно обратно пропорциональной зависимости $I_{\gamma\gamma}$ от плотности уровней при ее независимости от абсолютного значения парциальных ширин каскадных переходов.

Последний вывод однозначно следует из формы связи между числом уровней $m_{\lambda i}, n_{\lambda i}$ и m_{ig}, возбуждаемых дипольными переходами в различных интервалах энергии возбуждения ядра, входящих в выражение (3). Парциальные же ширины первичных и вторичных переходов определяют интенсивность каскадов $I_{\gamma\gamma}$ только через отношение к их средней по всему возможному спектру величине. Практически обратную пропорциональность интенсивности каскадов плотности уровней обеспечивает вторичный переход каскада за счет того, что вероятность его появления при распаде промежуточного уровня обратно пропорциональна числу m_{ig} всех состояний, лежащих ниже (то есть интегралу от их плотности).

К сожалению, даже представления наиболее современной модели плотности уровней — обобщенной модели сверхтекучего ядра (ОМСЯ) не могут обеспечить соответствия расчетных и экспериментальных значений $I_{\gamma\gamma}$. В своем раннем варианте [11] ОМСЯ при возбуждениях ниже нескольких МэВ предсказывает плотность уровней много меньшую, чем та, которая соответствует наблюдаемому в эксперименте числу промежуточных уровней каскадов. А ее современный вариант [15] скорее всего базируется на существенно отличающихся от реальности представлениях о переходе ядра из сверхтекучего состояния в обычное (см. разд. 4). Такое заключение прямо следует из анализа приведенной ниже формы энергетической зависимости плотности уровней, без которой невозможно воспроизвести экспериментально наблюдаемую интенсивность каскадов. Ее невозможно получить при использовании параметров фазового перехода сверхтекучего состояния в обычное, которые применяются авторами ОМСЯ в настоящее время [15]. Эта ситуация объективно обусловлена как весьма существенными проблемами описания свойств ядра в области максимального изменения его свойств, так и явной недостаточностью базиса экспериментальных данных, пригодных, подчеркнем здесь, для разработки его более современных моделей.

Если учесть, что представления модели невзаимодействующего ферми-газа реально невозможно изменить так, чтобы модифицированная модель могла бы обеспечить увеличение расчетной интенсивности каскадов в несколько раз, то практически единственно возможным остается модификация представлений ОМСЯ. Ее цель — определить как области несоответствия модельной и реальной плотности возбуждаемых уровней, так и выявить основные факторы, учет которых мог бы уменьшить это расхождение. Данные по экспериментально измеренным интенсивностям двухквантовых каскадов позволяют в какой-то мере достичь желаемого двумя способами. Любой каскад в эксперименте наблюдается либо в «сплошном» распределении суперпозиции их большого числа, либо в форме достаточно изолированных и разрешенных экспериментально пар пиков. Поэтому анализ может быть выполнен как для дискретного набора определенных экспериментально интенсивностей индивидуальных каскадов, так и для усредненной по некоторому интервалу возбуждений всей их сумме.

Поскольку наиболее важным параметром в теоретических представлениях о ядре является плотность состояний, то наибольшее количество полученной нами экспериментальной информации обусловлено изучением и выявлением факторов, определяющих расхождение ее реальных значений с существующими теоретическими представлениями. Возможности для этого предоставляет анализ спектроскопической информации и усредненных по небольшому интервалу энергии возбуждения интенсивностей всех каскадов.

2.1. Наблюдаемая регулярность спектра наиболее интенсивно возбуждаемых состояний. Плотность уровней в представлениях ОМСЯ получена в рамках адиабатического подхода, то есть в представлении о том, что суммарная энергия внутренних (фермионных) возбуждений ядра много больше энергии его колебательных (бозонных) возбуждений. Ясно, и авторы ОМСЯ это многократно подчеркивали, что такой подход гарантирует расхождение модельных представлений и реальности при небольших возбуждениях ядра. Для их устранения необходимо установить, каким образом известные фононные возбуждения (типа одно-, двухфононных состояний сферических или β, γ-полос деформированных ядер) с характерной энергией $0,5 \div 1$ МэВ трансформируются в вибрационные возбуждения с квантами много меньшей энергии. Для этого прежде всего необходимо оценить суммарную энергию вибрационных возбуждений ядра и энергии соответствующих квантов практически для всего интервала состояний, возбуждаемых при захвате медленного нейтрона, то есть требуется экспериментальная информация о том, как изменяются параметры ядра, обусловленные его колебаниями, из-за взаимодействия фононов с квазичастицами при увеличении энергии возбуждения и соответствующем усложнении структуры волновой функции возбужденного состояния тяжелого ядра. Это могло бы создать базис для дальнейшего развития модельных представлений типа ОМСЯ ниже B_n.

Определить экспериментально хотя бы основные компоненты волновой функции для произвольного (за небольшими исключениями) состояния с энергией возбуждения выше, например, ~ 1 МэВ в нечетном по N и/или Z и выше ~ 2 МэВ в четно-четном ядрах сейчас невозможно. Поэтому возникает проблема выявления хотя бы относительной роли вибрационных возбуждений при энергиях ниже нескольких МэВ в любом ядре. В первую очередь, необходима экспериментальная оценка реальной энергии фононов в этой области энергий возбуждения. Теоретические разработки в этом направлении осуществлены группой В.Г.Соловьева в рамках представлений квазичастично-фононной модели ядра на базисе параметров модельного ядерного гамильтониана, установленных при изучении низколежащих возбужденных состояний ядра. Ясно, что полученные к настоящему времени выводы теоретического исследования проблемы взаимодействия квазичастиц с фононами могут быть справедливыми только в случае сохранения соотношения роли различных типов ядерных взаимодействий при повышении энергии возбуждения ядра. Поскольку в принципе это может быть не так, то для установления реальной ситуации мы обязаны учитывать возможность того, что параметры модельного гамильтониана при увеличении энергии возбуждения изменяются. И именно степень этого изменения должен определить или хотя бы оценить эксперимент.

Некоторые возможности для изучения обсуждаемой проблемы предоставляют два обстоятельства, сопутствующие вибрационному типу возбуждений, а именно:

а) его гармоничность для чисто колебательных состояний;

б) усиление вероятности перехода при распаде состояний, волновая функция которых содержит заметные компоненты вибрационного типа.

Еще при анализе первых экспериментальных данных по интенсивностям двухквантовых каскадов было установлено [16], что в их спектре наблюдаются такие каскады, интенсивность которых не может быть объяснена случайными портер-томасовскими флуктуациями ширин каскадных переходов (для модельно фиксированных плотности уровней и силовых функций каскадных переходов). При этом в измеренных распределениях интенсивностей двухквантовых каскадов зачастую можно визуально наблюдать практическую эквидистантность положений пиков, соответствующих регистрации переходов наиболее сильных каскадов. Несколько позднее [17] был выполнен анализ распределений расстояний между промежуточными уровнями наиболее интенсивных каскадов с целью оценки значений возможных периодов эквидистантности в положениях троек наиболее интенсивных каскадов. Хотя он не в состоянии даже в принципе дать однозначный ответ на этот вопрос в силу специфики решаемой задачи, было показано, что имеются основания считать наблюдаемую регулярность в спектрах не случайной.

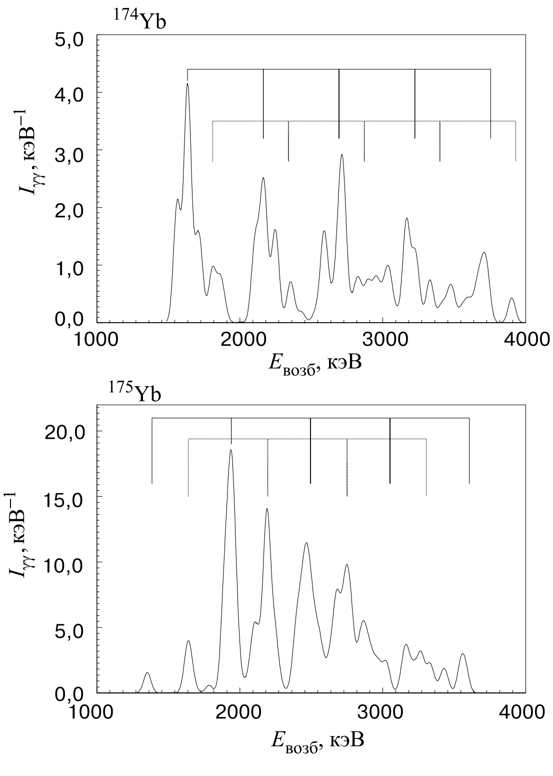

Рис. 1. Сглаженное распределение экспериментальных интенсивностей $I_{\gamma\gamma}$ (нормировано на 10^4 распадов компаунд-состояния) наиболее сильных каскадов в ^{174,175}Yb в зависимости от энергии возбуждения $E_{возб}$ их промежуточного уровня. Порог отбора — 5 на 10^4 распадов компаунд-состояния. Помечены «полосы» практически эквидистантных состояний с найденным наиболее вероятным периодом эквидистантности T

Более современное решение проблемы было предложено в [18]. Методика анализа проста: интенсивности каскадов, превышающие значение некоторого варьируемого порога, «размазывались» по небольшому интервалу энергии возбуждения. Обычно это делалось для всех ядер путем использования функции Гаусса с параметром $\sigma = 25$ кэВ как формы линии каскада единичной интенсивности. Пример суперпозиции всех каскадов в зависимости от энергии возбуждения для пары соседних по A ядер приведен на рис. 1.

Отметим два обстоятельства:

а) в соседних по A ядрах значения найденного периода эквидистантности должны быть достаточно близки, как это наблюдается для приведенных здесь в качестве примера изотопах Yb;

б) столь четкое проявление практической эквидистантности не может наблюдаться во всех ядрах из-за наложений эквидистантных «полос» друг на друга даже в тех случаях, когда весь спектр ядерных возбуждений определяют только такие структуры (соответствующие тесты выполнены в [17]).

Численный анализ оценки вероятности появления эквидистантности в аналогичных распределениях для всех изученных ядер и различных порогов регистрации выполнялся с помощью автокорреляционной функции вида

$$A(T) = \sum_{E} f(E) f(E+T) f(E+2T), \tag{5}$$

суммирующей значения распределений $f(E)$, типа приведенных на рис. 1, в заданных каналах спектра E. Он позволяет определить относительную вероятность (рис. 2) того, что наиболее интенсивные каскады и их близкие мультиплеты связаны с возбуждением как минимум трех состояний вибрационных «полос», отстоящих друг от друга практически на одном и том же расстоянии.

Не вызывает проблем (при необходимости) и приблизительная коррекция энергетической зависимости интенсивности каскадов. В соответствии с предложениями [18] она может быть сделана без привлечения каких-либо модельных представлений путем деления распределения $f(E)$ на аналогичное, но полученное, например, для $\sigma = 250$ кэВ.

Как правило, в произвольном ядре можно выделить две или более «полосы» практически эквидистантных состояний с одним и тем же периодом T и иногда с большим числом состояний в них. Наиболее важно, что период возможной эквидистантности довольно плавно варьируется при изменении числа бозонных пар незаполненных нуклонных оболочек (с учетом магического числа $N = 100$ деформированного потенциала [19]). Данные по наиболее вероятным периодам эквидистантности приведены на рис. 3 для четно-четных и нечетных по N и/или Z ядер раздельно, поскольку наклон прямой, относительно которой, возможно, распределены выявленные периоды эквидистантности, для ядер этих типов несколько отличается.

Достаточно закономерный характер изменения наиболее вероятного периода регулярности T при изменении A позволяет предположить, что слу-

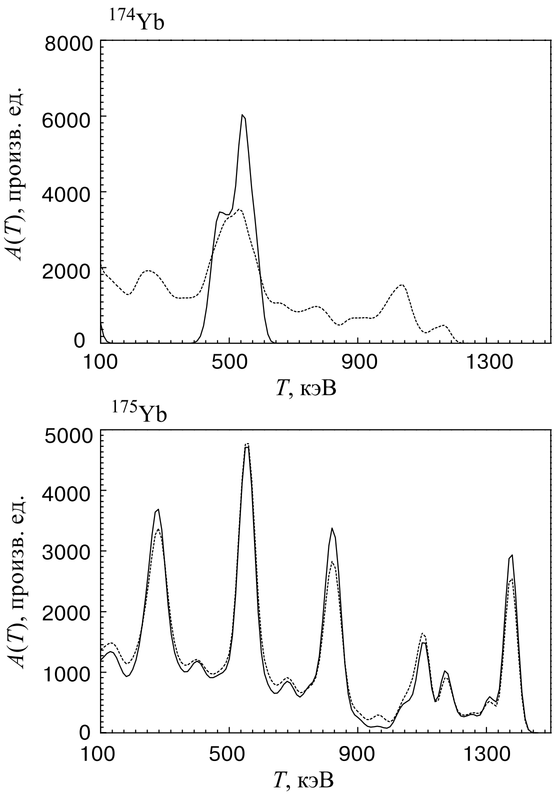

Рис. 2. Автокорреляционные функции $A(T)$ для троек наиболее интенсивных каскадов для различных значений периодов эквидистантности T. Пороги отбора 5 (пунктирная) и 25 (сплошная линия) случаев на 10^4 распадов

чайное появление выделенной упорядоченности в спектре возбужденных состояний маловероятно, хотя при современном состоянии эксперимента не исключено. И поэтому в настоящее время в рамках простейшей гипотезы промежуточные уровни наиболее интенсивных каскадов могут рассматриваться как «полосы» состояний, структура волновых функций которых отличается на целое число вибрационных квантов. К тому же для наиболее интенсивных каскадов энергии этих квантов практически одинаковы (невозмущенные, либо искаженные в одинаковой степени колебания ядра), то есть, по какой-то причине в интервале возбуждений от 1–2 до 3–4 МэВ или несколько большем заметная часть энергии ядра концентрируется на возбуждении его колебаний, включая почти гармонические. Такое заключение, безусловно, носит в значительной мере качественный характер и не исключает возможности альтернативного объяснения эффекта. Но оно дает простейшее объяснение причины выявленного несоответствия между теоретическими представлениями и наблюдаемыми в эксперименте параметрами изучаемого процесса. И именно поэтому его можно принять на уровне рабочей гипотезы, и даже в какой-то степени рабочей модели, требующей дальнейшего эксперименталь-

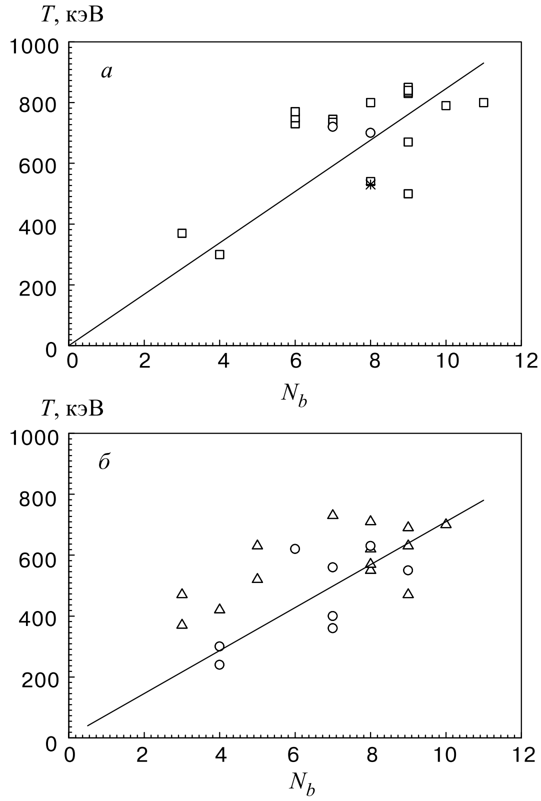

Рис. 3. Зависимость выделенного периода эквидистантности T в изученных к настоящему времени четно-четных (*а*), четно-нечетных и нечетно-нечетных ядрах (*б*) от числа бозонных пар N_b незаполненных нуклонных оболочек: *а*) кружки — энергия d-бозонов, воспроизводящих в расчетах по IBM схему низколежащих уровней ^{112,114}Cd; звездочка — нечетно-четное составное ядро ^{177}Lu; *б*) кружки — нечетно-нечетные, треугольники — четно-нечетные составные ядра

ного и теоретического обоснования и развития. Естественно, анализ [18] не исключает возможности существенного различия энергий фононов в одном и том же ядре даже в случае, если они действительно определяют весь спектр состояний, наблюдаемых в эксперименте, или его часть (наиболее сильно проявляющуюся в эксперименте).

Основной недостаток полученного заключения о возможном существовании в ядре вибрационных «полос», головным состоянием которых является возбужденный уровень ядра с достаточно сложной ($E_{\text{возб}} \neq 0$) структурой его волновой функции (например, многоквазичастичной), это невозможность определения абсолютной вероятности случайного появления упорядоченности спектра. Выражение (5) дает только относительное значение вероятности существования найденного периода эквидистантности. К тому же в каждом ядре в силу особенностей анализа [18] выделяется только единственное значение T. Математическое моделирование ситуации, с нашей точки зрения, не может быть выполнено, так как не имеется высокодостоверных данных о плотности состояний с заданным J^{π} до 3–4 МэВ в деформированном ядре; нет таких же данных о силовых функциях дипольных переходов и форме распределения их отклонения от среднего значения. Поэтому нет возможности смоделировать спектр, идентичный представленному на рис. 1, но с гарантированным отсутствием эквидистантности. Потенциальные возможности решения этой и ряда других проблем обсуждаются в разд. 5.

2.2. Наиболее вероятные значения плотности уровней и силовых функций дипольных переходов, проявляющиеся в каскадном γ-распаде компаунд-состояния. Из эксперимента извлекаются спектры, дающие относительную вероятность появления заданной пары переходов с энергиями E_1 и E_2. Порядок их следования для любой пары квантов эксперимент определить не может, и поэтому при одинаковом разрешении все полученные спектры являются суммой двух зеркально-симметричных частей. Но соотношения (3) и (4) записаны для интенсивности каскадов в функции энергии возбуждения $E_{\text{возб}} = B_n - E_1$ их промежуточного уровня. То есть для определения плотности возбужденных состояний и парциальных ширин каскадных переходов из этих уравнений требуется определить долю интенсивности, соответствующую каскадам с заданными первичными переходами с энергией E_1 в интервале ΔE. Методика разложения экспериментальных спектров на две части, соответствующие регистрации только первичного или только вторичного перехода, изложена в [6]. Она может быть применена к ядрам с любой плотностью уровней. Единственное условие ее применимости — статистика накопленных совпадений должна позволять выделить в форме разрешенных пиков основную часть каскадов с промежуточными уровнями с энергией до 3–4 МэВ. Метод использует тот безусловный факт, что из-за наличия энергетической зависимости плотности уровней и ширин каскадных переходов основная часть интенсивности каскадов с достаточно высоколежащими промежуточными уровнями формирует в экспериментальном спектре сплошное распределение, а с низколежащими — небольшое количество достаточно интенсивных и поэтому разрешенных экспериментально пиков. При увеличении статистики полезных событий систематическая погрешность определения формы зависимости интенсивности каскадов от энергии их промежуточного уровня уменьшается.

Практически применение методики [6] к экспериментальным данным, полученным с Ge-детекторами даже умеренной эффективности, обеспечивает получение вполне достоверной информации как о ρ, так и о $\Gamma_{\lambda i}$. В роли погрешности результатов, полученных с помощью методики [6], выступает сумма интенсивности каскадов, промежуточные уровни которых лежат ниже $0,5B_n$, а каждый из них имеет интенсивность, меньшую порога регистрации индивидуального каскада. Методика ее оценки по форме распределения случайных интенсивностей каскадов в заданном интервале энергий их промежуточных уровней детально описана в [20]. Там же приведены соответствующие значения для большей части изученных нами ядер.

Выражения (2), (3) или (3), (4) формально содержат $2N$ неизвестных величин, если определять из них сумму плотностей уровней обеих четностей и сумму силовых функций $E1$- и $M1$-переходов. Вклад переходов высших мультипольностей в интенсивности каскадов много меньше ошибки эксперимента. Поскольку интенсивности каскадов определены в N интервалах, а полная ширина — сумма по ним, то, казалось бы, что системы уравнений (2)–(4) имеют решения в бесконечном интервале значений. Но реальная ситуация значительно более благоприятна: величины ρ и $\Gamma_{\lambda i}$ не являются полностью независимыми, а интервал значений плотности уровней и парциальных ширин резко ограничивается физикой изучаемого процесса. В результате любое возможное увеличение плотности уровней, например, должно быть скомпенсировано уменьшением ширин для того, чтобы расчет по выражениям (2)–(4) давал бы значения полной ширины и интенсивности каскадов, соответствующие экспериментальным.

Формальное алгебраическое условие, ограничивающее диапазон значений определяемых параметров для любого интервала энергий возбуждения промежуточных уровней, это система из $2N$ неравенств: а) $\rho > 0$ и б) $\Gamma_{\lambda i} > 0$.

Как установлено нами [21], все это приводит к весьма существенному сужению интервала возможных вариаций ρ и $\Gamma_{\lambda i}$. В результате плотность уровней и сумма парциальных ширин каскадных переходов может быть определена с достаточно малой неоднозначностью, обусловленной только недостаточным объемом экспериментальных данных. По степени расхождения между найденными значениями плотности уровней, парциальных ширин и модельными представлениями на этот счет могут быть выявлены, хотя бы качественно, те особенности ядра, которые обуславливают наличие неизбежных расхождений. И этого оказалось достаточно для осуществления селекции модельных представлений о важнейших параметрах ядра.

Значения ρ и $\Gamma_{\lambda i}$ в принципе могут быть определены двумя следующими способами.

1. Поиск [22] наиболее вероятной плотности возбужденных состояний, обеспечивающей наилучшее воспроизведение экспериментальных интенсивностей каскадов, при заданных модельных предположениях о радиационных силовых функциях, либо определение наиболее вероятных значений силовых функций (точнее, суммы радиационных силовых функций $E1$- и $M1$-переходов) — для различных модельных представлений о плотности уровней из (3) или (4), соответственно, раздельно. Относительная разность найденных плотности уровней или суммы силовых функций в таком подходе всегда меньше расхождения между используемыми модельными значениями величины другого параметра ядра. Такая редукция ошибок искомой величины по сравнению с вариациями модельной возникает из-за положительной корреляции числителя и знаменателя отношения значений каждого из задаваемых модельно в выражениях (3) или (4) параметров расчета.

Важнейший результат такого рода анализа заключается в полной невозможности одновременно воспроизвести Γ_λ и $I_{\gamma\gamma}$ при фиксировании в (1) и (2) модельной плотности [10] любыми вариациями силовых функций для основной массы исследованных ядер. В этом случае для любых возможных значений силовых функций расчетная интенсивность каскадов с первичными переходами с $E_1 < 2 - 3$ МэВ всегда намного меньше экспериментально наблюдаемой. Это является серьезнейшим экспериментальным аргументом как для исключения представлений о ядре как о системе частиц невзаимодействующего ферми-газа, так и для обоснования необходимости дальнейшего экспериментального и теоретического изучения свойств ядра ниже B_n.

2. Одновременная случайная вариация некоторых исходных параметров ρ и $\Gamma_{\lambda i}$ (в некотором достаточно малом интервале их изменения) вплоть до достижения полного соответствия экспериментальных и расчетных величин Γ_λ и $I_{\gamma\gamma}$. Реализация этой идеи — итерационный процесс, на каждом шаге которого производится небольшое случайное изменение искомых функциональных зависимостей и накопление всех таких изменений, которые увеличивают соответствие модельных и экспериментальных данных. Варьирование начальных значений искомых параметров в широком интервале исходных возможных (и даже принципиально невозможных) значений в совокупности со случайным характером процесса приближения расчетных величин к экспериментальным значениям дает некоторый спектр случайных значений ρ и $\Gamma_{\lambda i}$, удовлетворяющих (2) и (3) одновременно. При многократном повторении процесса может быть определено среднее и дисперсия этих величин во всех N интервалах энергии возбуждения ядра. Так как нет никаких оснований ожидать, что случайные значения искомых параметров регулярно смещены относительно истинного их значения в какую-то сторону, а отклонения имеют только максимальные/минимальные значения, можно считать, что истинное значение искомого параметра лежит в промежутке между

найденными его минимальными и максимальными выборочными случайными значениями.

Постулируя, что среднее соответствует наиболее вероятному их значению, а дисперсия набора найденных из многократно повторенного итерационного процесса параметров эквивалентна их погрешности, мы смогли получить данные о наиболее вероятных плотности уровней и сумме силовых функций почти для 30 ядер из области возбуждений, где они либо отсутствовали, либо (в случае ρ) были определены в экспериментах другого типа, но с большими или меньшими методическими неопределенностями их извлечения из экспериментальных данных.

Следует добавить, что, в отличие от общепринятых способов определения величины ρ из спектров — продуктов ядерных реакций, предлагаемая методика имеет максимальную чувствительность для минимальных значений плотности уровней. Это следствие того, что наблюдаемая интенсивность каскадов (выражение (3)) возрастает при уменьшении плотности уровней изучаемого ядра, то есть, как минимум, анализ интенсивности каскадов дополняет и уточняет существующие методы определения плотности уровней в области ее минимальных значений, где и следует ожидать максимального несоответствия между модельными представлениями и реальностью.

На рис. 4 приведена зависимость числа уровней, возбуждаемых дипольными переходами в интервале 100 кэВ в составных ядрах, от энергии возбуждения промежуточного уровня. Треугольники — эксперимент, число наблюдаемых промежуточных уровней двухквантовых каскадов, гистограмма — наиболее вероятные ожидаемые их значения для нулевого порога регистрации каскада [20]. Точки с погрешностями — наиболее вероятные значения, удовлетворяющие соотношениям (3), (4). Пунктирная и сплошная линии соответствуют моделям [10, 11] (параметры [11] подобраны индивидуально для воспроизведения экспериментального расстояния между нейтронными резонансами).

Наиболее вероятная плотность возбуждаемых при захвате теплового нейтрона состояний выглядит следующим образом (рис. 4): до энергии возбуждения 1–2 МэВ (в зависимости от четности числа нуклонов в ядре) имеющиеся данные не противоречат представлениям модели ферми-газа с параметрами из [10]. От 1–2 МэВ до некоторого порогового значения E_b плотность уровней изменяется с энергией возбуждения ядра значительно слабее, чем предполагают любые существующие теоретические представления на этот счет. Выше значения $E_b \approx 3$ для нечетных и ≈ 4 МэВ для четных по N ядер плотность уровней, скорее всего, лучше соответствует предсказаниям обобщенной модели сверхтекучего ядра (ОМСЯ) в ее простейшей первоначальной форме [11] с некоторыми непринципиальными вариациями ее параметров, обеспечивающими совпадение расчетной плотности и расстояния между нейтронными резонансами, определенного в эксперименте.

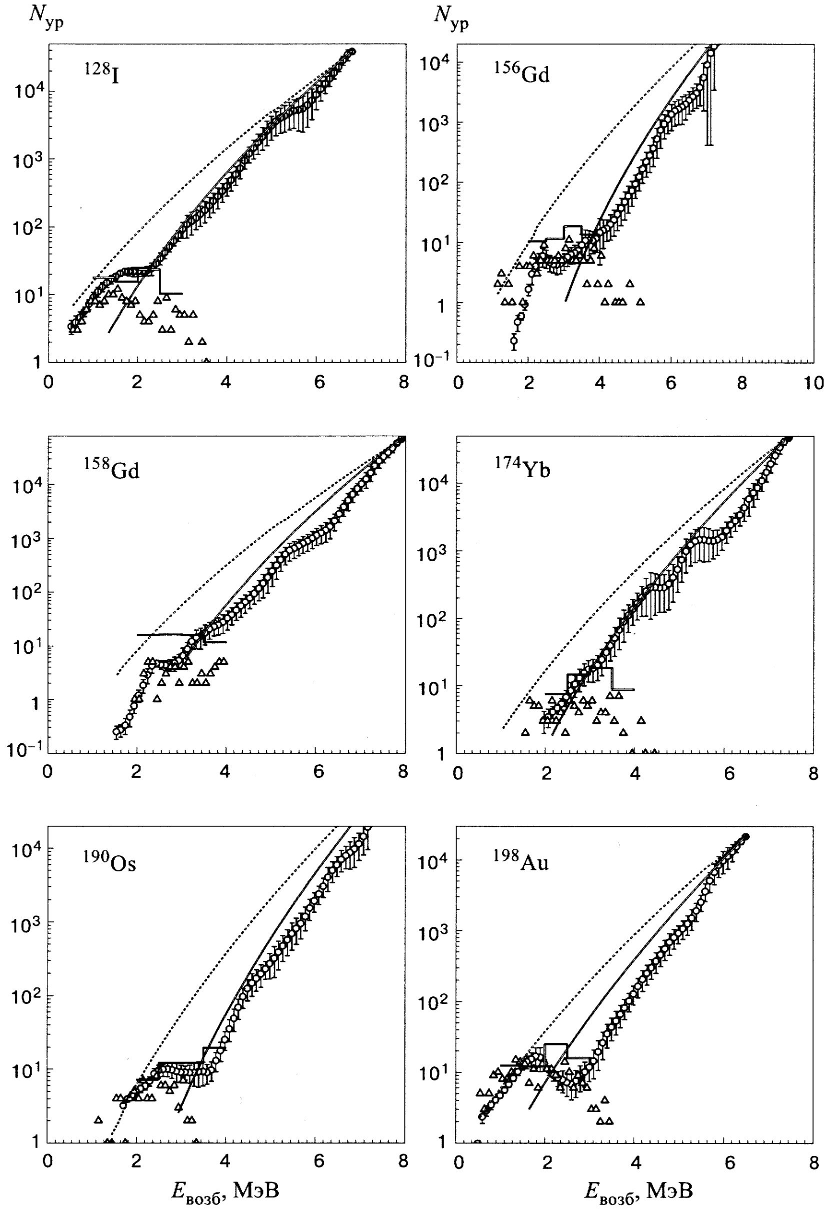

Рис. 4. Энергетическая зависимость числа уровней, возбуждаемых первичными дипольными переходами в некоторых ядрах

Такое поведение плотности уровней в районе энергии возбуждения E_b может означать качественное изменение свойств ядра. Наблюдаемая упорядоченность спектра [18] промежуточных состояний наиболее интенсивных каскадов позволяет предположить в рамках введенной выше рабочей гипотезы, что при энергиях возбуждения от 1–2 до 3–4 МэВ (или несколько более) доминирующее влияние на свойства ядра оказывают возбуждения вибрационного типа (небольшое число фононов большой энергии, как можно предполагать). А очень быстрое экспоненциальное (или близкое к нему) возрастание плотности уровней выше E_b определяет тип их наиболее вероятной структуры как доминирующее влияние внутренних возбуждений с участием довольно большого числа квазичастиц. Если первый вывод следует из сопоставления энергии возбуждения ядра с найденными периодами эквидистантности, то второй детерминируется значениями параметра a модели ферми-газа, необходимыми для воспроизведения достаточно высокой плотности уровней. К сожалению, других аргументов по поводу типа доминирующих компонент волновой функции состояний выше 1–2 МэВ (нечетные или четные ядра соответственно) у нас нет. Поэтому сделанные выводы следует рассматривать как предварительные, нуждающиеся в дополнительном теоретическом анализе и дальнейшей экспериментальной разработке.

На рис. 5 приведена зависимость наиболее вероятной суммы силовых функций дипольных $E1$- и $M1$-переходов радиационного захвата тепловых нейтронов в ядрах-мишенях от энергии E_1. Сплошные линии — данные модельных представлений [12, 13] в сумме с отнормированным на эксперимент значением [14] $f(M1)$ =const.

Сравнение (рис. 5) экспериментальных результатов по найденным суммам силовых функций с предсказаниями наиболее часто используемых экспериментаторами моделей [12–14] показывает следующее.

а) Найденные значения сумм силовых функций $E1$- и $M1$-переходов, скорее всего, отражают наиболее общие свойства структуры состояний, связанных соответствующим переходом (включая, вероятно, компаунд-состояние). Это можно видеть, например, из сопоставления полученных результатов в ^{156,158}Gd, где практически одинаковые условия эксперимента (значения J^π уровней, связанных каскадами, и полные радиационные ширины компаунд-состояний) таковы, что расхождение полученных сумм силовых функций для пары изотопов гадолиния обязано быть меньшим, чем в любых других комбинациях сопоставления таких данных. При принципиально одной и той же форме зависимости плотности уровней от энергии возбуждения наиболее вероятные значения сумм силовых функций отличаются в этом случае как по абсолютной величине, так и по степени их зависимости от энергии первичного перехода. Отличие рассматриваемой пары изотопов — это различное отношение Γ_n^0/D_λ для резонансов, определяющих сечение захвата тепловых нейтронов. В ^{157}Gd оно примерно в 1,5 раза превышает аналогичное значение для ^{155}Gd. По знаку этого отношения и по форме наблюдаемого отклонения найденных силовых функций ситуация в изотопах Gd соответствует рассматриваемой ниже для ^{181}Hf и ^{183}W.

б) Степень зависимости $f(E1) + f(M1)$ от энергии существенно отличается от предсказаний моделей [12–14]. Это справедливо, по крайней мере, для четно-четных составных ядер в области $4s$-максимума нейтронной силовой функции. Величина и форма энергетической зависимости найденных сумм силовых функций исключают при этом с большой вероятностью возможность их описания суперпозицией двух кривых Лоренца, соответствующих гигантским дипольным (электрическому и магнитному) резонансам с постоянной шириной.

в) Значения суммы силовых функций возрастают при переходе от околомагических ($|\Delta N|$ не превышает ~ 5) ядер к далеким от магических и при переходе от высоковозбужденных состояний к простым по структуре низколежащим уровням, которые возбуждаются рассматриваемым γ-переходом (т.е. при увеличении E_γ).

г) Не исключено, что плотность уровней в районе энергии связи нейтрона (хотя бы в некоторых ядрах) локально, но заметно отклоняется от относительно монотонной зависимости, приведенной в [18, 21] и на рис. 4. Эту возможность необходимо ввести для того, чтобы объяснить причину расхождений между найденными абсолютными значениями сумм силовых функций и их модельно предсказанными значениями в ряде соседних по A ядер. В соответствии с (1) единственными факторами, определяющими значение силовых функций, являются парциальная ширина и расстояние D_λ между компаунд-состояниями λ, то есть эффект «излома» (и, соответственно, изменение D_λ) в энергетической зависимости плотности уровней при $E_{\text{возб}} = E_b$, ярко проявляющийся (см. [18, 21], а также рис. 4) при небольших энергиях возбуждения, возможно, существует и в районе B_n. Хотя возможные отклонения плотности уровней от монотонной зависимости, если даже они имеются при более высоких возбуждениях, могут проявляться там в меньшей степени (рис. 4).

Естественно, что в обоих способах определения значений плотности уровней и радиационных силовых функций в максимальной степени использовалась имеющаяся экспериментальная информация о ядре — это плотность уровней при энергии связи нейтрона, энергии возбуждения и квантовые числа хорошо установленных низколежащих уровней и мод их распада до энергии возбуждения $\simeq 1 - 2$ МэВ для нечетных и четных ядер соответственно. Спектроскопические данные брались из соответствующих компиляций (энергии низколежащих уровней и моды их распада, естественно, с максимальным учетом информации, полученной нами ранее при анализе параметров наиболее интенсивных двухквантовых каскадов). Дополнительно фиксировалось (на основании [23]) отношение ширин $M1$- и $E1$-переходов для их энергии, несколько меньшей, чем энергия связи нейтрона B_n. Поэтому все расхожде-

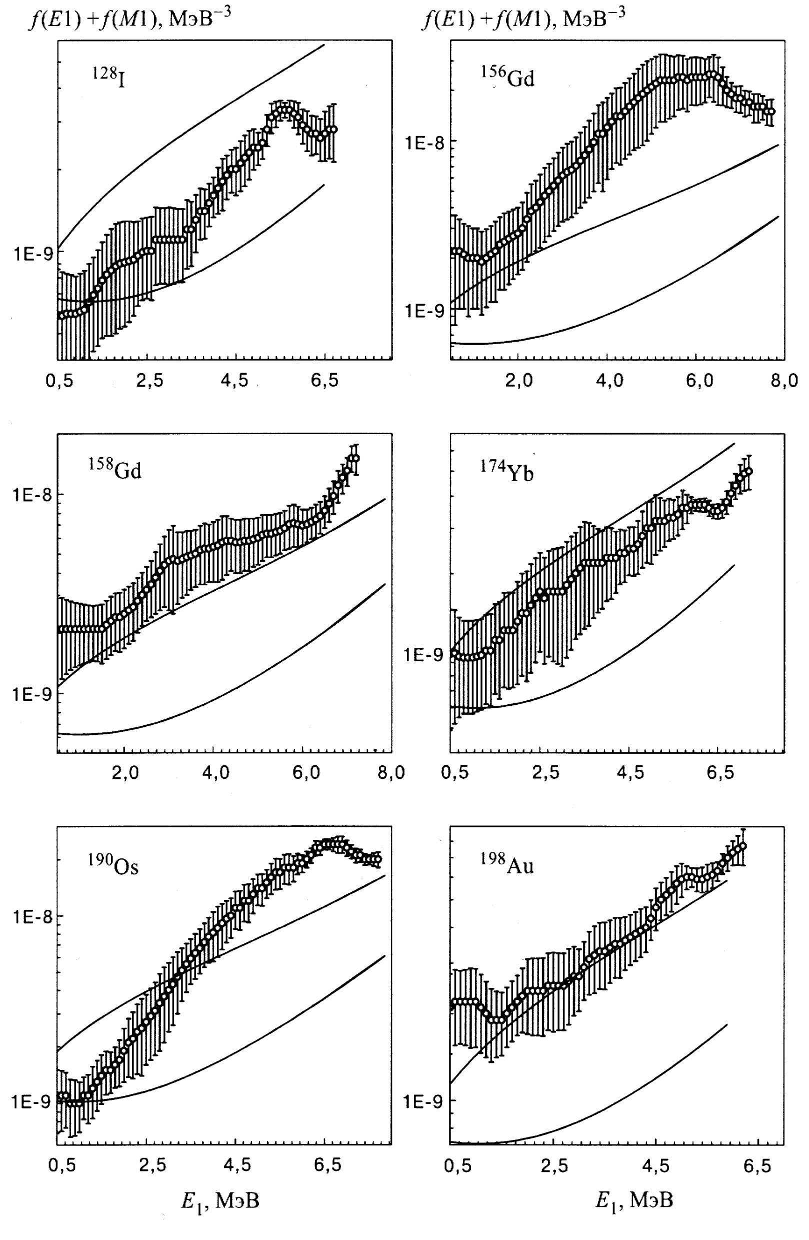

Рис. 5. Зависимость суммы силовых функций дипольных $E1$- и $M1$-переходов от энергии первичного перехода каскада E_1

ния между существующими представлениями о ядре и наблюдаемыми параметрами процесса каскадного γ-распада следует отнести к области возбуждений от $\sim 1 - 3$ МэВ до B_n, до нас никем детально не изучавшейся.

*О неадекватности модельных расчетов и эксперимента.*Информация о значениях плотности уровней и силовых функциях дипольных переходов каскадов, удовлетворяющих соотношениям (3) и (4), получена в рамках двух предположений:

а) плотность уровней не зависит от их четности;

б) силовые функции для переходов одной и той же мультипольности и энергии не зависят от энергии распадающегося уровня.

Очевидно, что степень соответствия этих предположений реальности неизвестна и может быть установлена только в дальнейших экспериментах. Необходимость упрощения решаемой задачи обусловлена как тем, что возможностей современных ЭВМ явно недостаточно для реализации итерационного процесса, аналогичного описанному в [22] (но с определением всех без исключения параметров выражений (3) и (4)), так и тем, что интервал их возможных значений при этом неизбежно расширится, то есть возможности селекции моделей по степени их соответствия полученным данным при детализации расчета явно сократятся.

Необходимо заметить, что до настоящего времени не имеется методик, позволяющих определить плотность уровней для состояний с различной четностью в произвольном интервале энергии возбуждения раздельно (за исключением областей нейтронных резонансов и низколежащих уровней). То же относится и к проблеме определения силовых функций γ-переходов для распада состояния с произвольной энергией возбуждения.

Для минимизации влияния предположения (а) данные о плотности уровней, обеспечивающей воспроизведение интенсивности каскадов и полной радиационной ширины компаунд-состояния, приведены для суммы $\rho(\pi = -)+$ $+\rho(\pi = +)$. Но имеющееся их несоответствие с экспериментом при небольших энергиях возбуждения, в первую очередь, в околомагических ядрах, требует разработки не только новых методик эксперимента, но и алгоритмов его анализа.

Проверка степени применимости первого приближения выполнена в рамках анализа, описанного в [22]. Плотность уровней для нечетно-нечетных ядер определена раздельно из интенсивностей каскадов, заканчивающихся уровнями с различной их четностью. Найденное таким образом значение оказалось практически одинаковым в деформированных ядрах и существенно отличающимся — в околомагических. Поэтому можно предположить, что приближение (а) не очень существенно искажает полученные для деформированных ядер результаты. К сожалению, одинаковая четность конечных уровней каскадов не позволила проверить справедливость этого заключения для четно-четных и четно-нечетных ядер.

Предположение (б) введено для того, чтобы минимизировать количество параметров, от которых зависят выражения (3) и (4). Оно, возможно, влияет на полученные результаты в меньшей степени, чем первое предположение, поскольку корреляция отношений парциальных ширин вторичных переходов к полным ширинам распадающихся уровней i существенно снижает влияние различия формы энергетической зависимости силовых функций первичных и вторичных переходов на определяемые значения плотности и парциальных ширин (рис. 4, 5) и полностью устраняет возможное несоответствие абсолютных значений силовых функций первичных и вторичных переходов.

Необходимо добавить, что описываемая процедура определения параметров процесса каскадного γ-распада была выполнена в предположении, что средняя интенсивность каскада, возбуждающего состояния с одним и тем же значением J^π в узком интервале энергий, не зависит от структуры их волновых функций. Если это не так, то, как приведено ниже, можно получить приблизительную оценку различия средней интенсивности каскадов, возбуждающих состояния с одинаковым J^π, но с разной структурой. Естественно, что окончательный ответ на вопрос о реальном соотношении средних интенсивностей каскадов, возбуждающих промежуточные уровни принципиально различной структуры, может дать только эксперимент, выполненный на необходимом для этого уровне.

3. ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ИЗ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ДАННЫХ РЕАКЦИИ $(n, 2\gamma)$

Найденная из экспериментальных данных по интенсивностям каскадов и полным радиационным ширинам плотность уровней и сумма силовых функций весьма заметно отличаются от существующих модельных представлений на этот счет. Если же учесть, что каждому экспериментальному значению $I_{\gamma\gamma}$ соответствует некоторый интервал возможных значений плотности и парциальных ширин, то становится очевидной необходимость поиска дополнительных аргументов справедливости сделанных выше заключений о степени несоответствия реальной плотности уровней и модельных представлений на этот счет. Дополнительную возможность проверки полученных значений наиболее вероятной плотности уровней предоставляет анализ формы распределения отклонения интенсивностей каскадов от их среднего значения. К настоящему времени в каждом из деформированных ядер, для которых выполнен эксперимент по изучению каскадного γ-распада, определены энергии и интенсивности нескольких сотен каскадов наибольшей интенсивности. Во многих случаях достаточно однозначно установлена и энергия их промежуточного уровня.

По самой сути изучаемого явления интенсивность любого каскада является случайной величиной, хотя бы из-за неизбежных [24] вариаций ширин их первичного перехода. В ситуации, когда в экспериментальных спектрах все пики наблюдаются на фоне флуктуирующей, но слабо меняющейся в среднем подложки, могут быть определены параметры только тех каскадов, интенсивность которых превышает некоторое пороговое значение L_c. Поэтому сумма числа наблюдаемых промежуточных уровней в заданном интервале энергий возбуждения всегда будет меньше реального значения $\rho\Delta E$. Но эта сумма для $L_c = 0$ обеспечивала бы возможность прямого безмодельного определения важнейшей для теории величины в достаточно широкой области возбуждений, причем там, где, по нашим данным, происходит наиболее существенное изменение свойств ядра.

В какой-то степени эта проблема была решена в предложенной в [20] методике статистического анализа параметров распределения, описывающего разброс наблюдаемых интенсивностей каскадов:

$$i_{\gamma\gamma} = i_1 i_2 / \sum_g i_2. \tag{6}$$

Здесь i_1 и i_2 — интенсивности первичного и вторичного переходов каскадов, нормированные на один распад, а g — все возбуждаемые вторичными переходами уровни. Ясно, что если аппроксимировать форму этого распределения в области $i_{\gamma\gamma} > L_c$, то его экстраполяцией к нулевому порогу чувствительности можно определить все параметры распределения, в данном случае — наиболее вероятное число промежуточных уровней, среднюю интенсивность каскадов заданного типа и долю интенсивности, соответствующую области $i_{\gamma\gamma} < L_c$. Анализ, выполненный в [20], показал, что полученные таким образом значения плотности уровней в достаточной степени соответствуют приведенным в п. 2.2 данным о плотности уровней. (Результаты анализа [20] представлены на рис. 4 в виде гистограммы.)

Поиск параметров распределения случайных величин, естественно, возможен только в случае, когда форма этого распределения известна. Поскольку в выражении (6) случайными являются обе величины, его определяющие, то интенсивности каскадов должны соответствовать распределению более широкому, чем каждое из них. Ситуация существенно усложняется тем, что никаких данных о параметрах распределения случайных интенсивностей вторичных переходов каскадов в настоящее время не имеется. Однако лет двадцать тому назад был выполнен ряд экспериментов по сопоставлению флуктуаций интенсивностей γ-переходов при захвате резонансных нейтронов с теоретическим распределением Портера—Томаса. Ограниченный объем проанализированных экспериментальных данных не позволяет сделать заключение о полной применимости представления [24] о гауссовской форме распределения амплитуд парциальных переходов с нулевым средним для всех рассматриваемых нами ядер и значений энергий переходов. Тем не менее в качестве первого приближения распределение Портера—Томаса может быть использовано для описания спектра значений величины i_1. Некоторым обоснованием для этого является то, что количество компонент волновых функций компаунд-состояния, определяющих амплитуду γ-перехода, весьма велико [1], и число положительных и отрицательных слагаемых в матричном элементе первичного перехода каскада должно быть приблизительно одинаковым. В противном случае распределение [24] не соответствовало бы эксперименту ни в какой области энергий переходов.

Проблема влияния флуктуаций ширин вторичных переходов на интенсивности каскадов не является существенной. Суммированием интенсивностей каскадов, возбуждающих один и тот же промежуточный уровень и заканчивающихся различными вторичными переходами i_2, можно достичь [20] того, что дисперсия величины $i_{\gamma\gamma}$ будет более чем на 90% определяться флуктуациями интенсивностей первичных переходов i_1. Справедливость такого утверждения несложно проверить, определив экспериментально дисперсию отношения

$$r = \sum_f i_{\gamma\gamma}/i_1 \tag{7}$$

для имеющихся данных по интенсивностям каскадов и их первичных переходов. Последние изучены практически для всех стабильных ядер-мишеней (хотя во многих случаях в недостаточном объеме и со слишком большой погрешностью). Очевидно, что из-за ограниченного количества наблюдаемых в эксперименте конечных уровней каскадов f отношение r меньше единицы и является случайной величиной. Но ее дисперсия стремится к нулю, когда число $f \to g$, то есть различие в формах распределений каскадов и первичных переходов исчезает в случае гипотетического эксперимента, в котором интенсивности двухквантовых каскадов определены для всех возможных конечных уровней.

Очень серьезную проблему в анализе [20] представляет учет энергетической зависимости интенсивности каскадов. Из приведенных нами результатов по определению формы энергетической зависимости силовых функций с высокой вероятностью следует вывод о том, что соответствия зависимости $f(E1)$ и $f(M1)$ от энергии перехода моделям [12–14] в любом ядре не существует. Нельзя даже исключить и такой ситуации, когда энергетическая зависимость $f(E1)$ и $f(M1)$ в какой-то степени различна в нейтронных резонансах с различной Γ_n^0. На такую возможность указывает наличие [25] сильной корреляции интенсивностей наблюдаемых каскадов и приведенной нейтронной ширины в четно-нечетных составных ядрах. Естественно, последняя гипотеза подлежит экспериментальной проверке, хотя она логически вытекает не только из данных [25], но и позволяет дать хотя бы предварительное качественное объяснение наблюдаемым в различных ядрах вариациям сумм силовых функций (рис. 5).

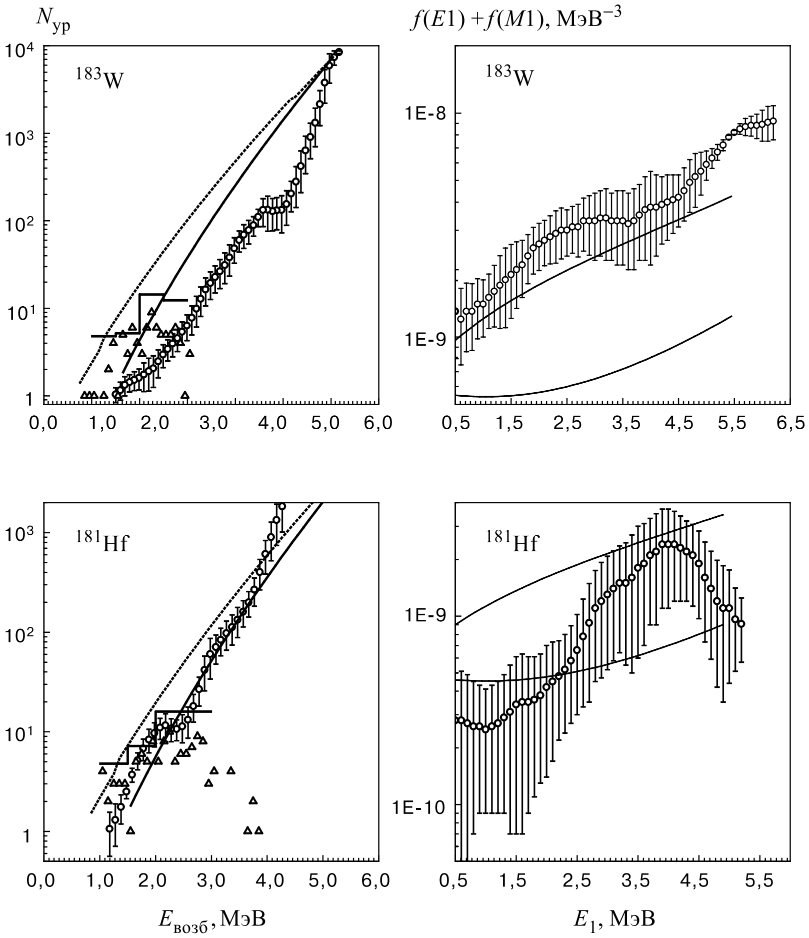

Рис. 6. Сопоставление наиболее вероятных значений плотности уровней и сумм силовых функций в составных ядрах ^{181}Hf и ^{183}W. Обозначения аналогичны рис. 4 и 5

Достаточно ярким примером, иллюстрирующим это утверждение, является пара ядер — ^{181}Hf и ^{183}W. По своим основным параметрам они либо идентичны, либо достаточно близки: четность числа нуклонов, плотность уровней, полная радиационная ширина, структура конечных уровней каскадов и т.д. Основное различие — в ^{183}W относительное значение приведенной нейтронной ширины меньше, чем для компаунд-состояния ^{181}Hf, то есть вклад одночастичных компонент волновой функции в матричные элементы первичных переходов и, естественно, их соотношение с многочастичными компонентами существенно различаются. Очень различаются в этих ядрах силовые функции первичных переходов, необходимые для воспроизведения экспериментальных интенсивностей каскадов (рис. 6). Такой «сильный» вывод, разумеется, может быть принят только в том случае, когда приведенный результат будет воспроизведен с помощью достаточно точной модели. Единственный аргумент в пользу соответствия данных рис. 6 реальности состоит в том, что силовые функции переходов возрастают вместе с одновременным относительным увеличением доли многоквазичастичных и вибрационных компонент в волновой функции компаунд-состояния (за счет относительного уменьшения Γ_n^0). Отсюда следует заключение чисто качественного характера об увеличении значений силовых функций за счет влияния коллективных эффектов на матричный элемент γ-перехода.

К сожалению, это только косвенный аргумент в поддержку предположения, что структура волновой функции компаунд-состояния существенно влияет на силовые функции γ-переходов. Но прямой эксперимент по проверке такого предположения возможен на любом источнике резонансных нейтронов при использовании современных высококачественных HPGe-детекторов.

Заметим, что в ряде ядер логарифмическая производная $S = f(E1)+$ $+f(M1)$ меняет знак при изменении энергии γ-перехода хотя бы один раз. Отсюда прямо следует, что какой-то универсальной энергетической зависимости среднего значения интенсивности каскадов от энергии их первичного перехода ждать не следует. Единственная возможность исключения неизвестного параметра в таком случае состоит в изучении формы распределения интенсивностей каскадов, энергия промежуточного уровня которых находится в достаточно малом интервале энергии. Авторы [20] использовали для анализа 4 и более интервала энергий промежуточных уровней шириной 0,5 МэВ каждый. Тестовые варианты расчетов показали, что в целом для всего набора проанализированных ядер смещение искомого параметра — числа состояний в заданном интервале их энергий — не наблюдается, хотя среднеквадратичное его расхождение для расчетов без учета энергетической зависимости и с коррекцией интенсивности каскадов на E_γ^3 в среднем достигает одной десятой от искомой величины. Примеры результатов проделанного анализа приведены на рис. 7. Добавим, что для сопоставления с аппроксимирующей зависимостью нетрудно рассчитать распределение кумулятивных сумм для случая, когда плотность возбужденных состояний соответствует модели [10], а суммарная их интенсивность равна экспериментальной. Но, как правило, экспериментальная интенсивность в несколько раз превышает значение, полученное в расчете при использовании модели невзаимодействующего ферми-газа. Учет этого расхождения в анализе, типа приведенного в [20], весьма существенно увеличивает степень расхождения между экспериментально наблюдаемой и ожидаемыми кумулятивными суммами интенсивностей каскадов, тем самым давая дополнительный аргумент в пользу лучшего соответствия реальности найденных в [20, 21] и приведенных на рис. 4 значений наиболее вероятной плотности возбужденных состояний деформированного ядра по сравнению с моделью [10].

Расхождение предсказаний модели [10] и найденных значений ρ ниже граничной энергии E_b, по крайней мере качественно, может быть объяснено также и возможной весьма существенной селективностью реакции (n,γ) для медленных нейтронов, то есть каскады с промежуточными уровнями ниже E_b можно разделить на две или больше групп. Небольшое число каскадов имеют средние интенсивности, существенно превышающие средние интенсивности большого числа каскадов из других групп.

Данные [20] позволяют оценить соотношение средних интенсивностей каскадов в случае справедливости такой гипотезы. Расхождение между числом уровней, которое дает анализ [20], и предсказаниями модели ферми-газа [10] в районе 3–4 МэВ составляет как минимум порядок. Неопределенной является суммарная интенсивность группы «слабых» каскадов. Логично предположить, например, что их сумма сравнима с ненаблюдаемой (находящейся ниже порога чувствительности) долей интенсивности каскадов другой группы. Соответствующие данные показывают, что обычно (рис. 7) на долю каскадов с $i_{\gamma\gamma} < L_c$ приходится не более 1/5 наблюдаемой интенсивности. Учитывая, что найденное выше число возбужденных состояний в ~ 10 раз меньше предсказаний [10], можно оценить, что средняя интенсивность каскадов с различным типом структуры волновой функции (но одинаковым J^π) их промежуточных уровней может различаться более чем в 50 раз. Только в таком гипотетическом случае могут быть справедливыми представления модели невзаимодействующего ферми-газа и предсказываемая плотность уровней и несправедливы результаты, приведенные на рис. 4. Отметим, что при меньшем различии средних интенсивностей каскадов факт селективности реакции можно было бы прямо установить по расхождению формы аппроксимированной и наблюдаемых кумулятивных сумм для интенсивностей каскадов, несколько превышающих L_c.

Отсутствие экспериментальных данных нужного качества не позволяет сделать окончательное заключение о том, какая из двух возможных ситуаций более соответствует реальности. Но и в случае сильного отклонения реальной плотности возбужденных состояний от предсказаний модели невзаимодействующего ферми-газа, и в случае сильной селективности реакции (n,γ) наблюдается принципиальное расхождение между существующими представлениями о ядре и происходящими в нем процессами. Его причина может быть связана только с сильным влиянием структуры возбужденных состояний ядра на развитие процесса γ-распада практически для всего интервала B_n. Наблюдаемый эффект для окончательного объяснения требует соответствующей

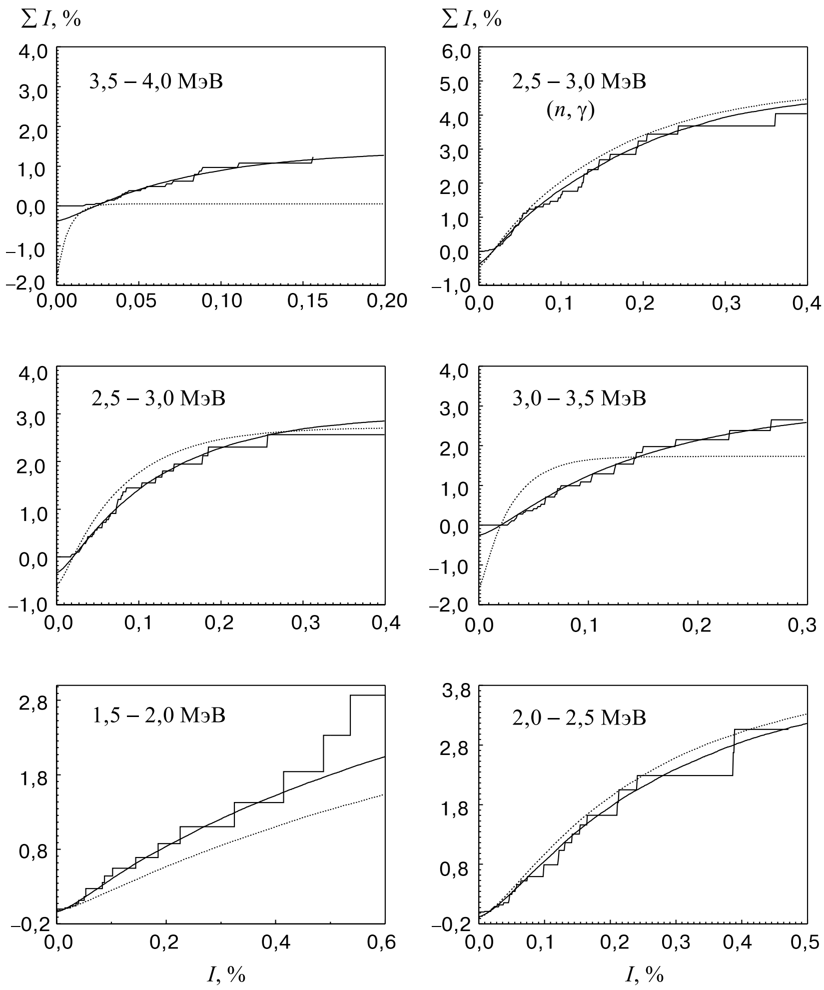

Рис. 7. Кумулятивные суммы $\sum I$ интенсивности наблюдаемых экспериментально в ^{168}Er каскадов (гистограмма) (процент распадов компаунд-состояния), аппроксимированная зависимость (сплошная линия) и ожидаемая для числа уровней, предсказываемых [10] (пунктир), для различных интервалов энергии возбуждения в зависимости от интенсивности индивидуальных каскадов. Для сопоставления приведены результаты аналогичного анализа интенсивностей первичных γ-переходов (n,γ) для интервала энергий возбуждаемых ими уровней $2,5 \div 3$ МэВ

теоретической интерпретации и, разумеется, выполнения более информативного эксперимента.

4. ВОЗМОЖНАЯ КАРТИНА ПРОЦЕССОВ, РАЗВИВАЮЩИХСЯ В ТЯЖЕЛОМ ЯДРЕ ПОСЛЕ ЗАХВАТА МЕДЛЕННОГО НЕЙТРОНА

Безусловно, обоснованная реалистичная картина процессов, происходящих в ядре при энергии его возбуждения выше 2–3 МэВ, может быть получена только после разработки соответствующих теоретических моделей плотности уровней и парциальных ширин каскадных переходов. Тем не менее, как из-за их отсутствия, так и из-за невозможности планирования эффективного эксперимента без наличия каких-либо представлений об изучаемом процессе, мы вынуждены развивать предельно простую (и в какой-то степени отличающуюся от существующей) картину процессов, происходящих в тяжелом ядре в энергетической области, ранее детально не изученной, то есть вводить рабочую гипотезу.

Ограниченные возможности использованных в нашем эксперименте спектрометров делают наши представления, к сожалению, качественными и предварительными. Тем не менее можно говорить, как о максимально вероятных, о наиболее существенных и наиболее общих чертах ядерных процессов для интервала возбуждений от 1–2 МэВ до B_n. С учетом этого замечания в первом приближении общая картина свойств ядра, проявляющихся при захвате медленного нейтрона, заключается в следующем.

1) Наиболее интенсивные каскады возбуждают специфический набор промежуточных уровней ядра. Характерной их особенностью является то, что они имеют практически постоянные (с точностью $\sim 5-10\%$) расстояния между, как минимум, тройками промежуточных уровней наиболее интенсивных каскадов и/или их мультиплетов. Как правило, в ядре наблюдаются [18] две (и более) такие «полосы». Гармонический характер спектра промежуточных уровней максимально интенсивных по сравнению со всей остальной массой каскадов дают наиболее вероятное (но не единственное) объяснение их природы как наличие в структуре волновых функций одного, двух и более фононов. Головными состояниями этих полос должны быть возбужденные уровни более-менее сложной (но неизвестной) структуры. Последнее качественно следует из достаточно большой энергии головного уровня «полосы» и теоретических представлений по поводу усложнения структуры ядерных состояний при повышении энергии возбуждения ядра. Возможность существования состояний с несколькими фононами с теоретической точки зрения ординарна. Степень их фрагментации в соответствии с выводами [26] должна быть малой. Но крайне неожиданным является то, что предположительно такие состояния столь сильно проявляются в эксперименте как по величине интенсивности каскадов, которые их возбуждают, так и по практической гармоничности спектра. Последнее означает, что при повышении энергии возбуждения ядра от 1–2 до 3–4 МэВ наиболее вероятно, что возбуждение ко-

лебаний его поверхности становится значительно более предпочтительным, чем внутренние возбуждения квазичастичного типа. Интервал, где ярко проявляется эта ситуация, невелик: порядка 2 МэВ в ядрах с любой четностью нуклонов. Подчеркнем еще раз, что эта качественная картина требует минимального изменения существующих теоретических представлений о ядре.

2) Если действительно в эксперименте проявляются фононные (вибрационные) возбуждения с энергиями в сотни кэВ, то, во-первых, они описываются статистикой Бозе, а во-вторых, являются формой весьма упорядоченного движения ядерной материи. Квазичастичные (фермионные) и бозонные возбуждения при большем их количестве обычно рассматривают [27] как статистический ансамбль, характеризующийся определенным значением энтропии S, температуры T и их плотности ρ. Связь между энергией возбуждения и этими параметрами в системе из одного сорта частиц в настоящее время хорошо установлена теоретически. Но наличие малого количества бозонных возбуждений с достаточно большой энергией фононов в системе с большим количеством квазичастиц должно менять параметры статистического ансамбля. В первую очередь указанное обстоятельство должно уменьшать энергию, приходящуюся на долю возбуждений фермионного типа. Однозначная связь между энергией фермионной системы, ее температурой и энтропией при этом должна обуславливать уменьшение и температуры ядра (по сравнению с ее значением $T \simeq \sqrt{U/a}$ для чисто фермионной системы), и плотности уровней. Сосуществование двух систем возбуждений различного типа изучено в большей или меньшей степени как в квзичастично-фононной модели ядра, так и в модели взаимодействующих бозонов. Напомним, что определение плотности уровней для такой системы уже сделано теоретически в обобщенной модели сверхтекучего ядра [11, 15]. Учет сверхтекучих свойств ядра при энергиях возбуждения выше энергии связи нейтрона несколько изменяет форму предсказываемой этой моделью энергетической зависимости плотности уровней по сравнению с классическими моделями ферми-газа. Но тем более это необходимо проделать для энергий возбуждения ниже B_n, то есть требуется разработка квантово-механической модели плотности уровней, максимально корректно учитывающей сверхтекучие свойства ядра и предсказывающей плотность уровней в интервале энергии возбуждения от 1–2 до 3–5 МэВ с точностью в несколько десятков процентов.

В то же время, по нашему мнению, практические потребности как описываемого здесь эксперимента, так и, например, астрофизики и техники реакторов требуют разработки достаточно простой модели плотности уровней, учитывающей эффекты сверхтекучести ядра и предсказывающей как значения плотности состояний с заданными J^π, так и силовых функций с точностью в несколько десятков процентов и ниже энергии связи нейтрона. В частности, максимально соответствующие реальности представления о плотности уровней требуются при оценке [28] ядерных констант. Необходимость учета именно сверхтекучести следует из приведенных выше результатов. В какой степени это возможно хотя бы при дальнейшем развитии ОМСЯ в области возбуждений ниже B_n? В своем современном варианте [15] эта модель прямо использует идею ядерного фазового перехода. Но если полученные нами к настоящему времени данные по радиационным силовым функциям и особенно по плотности уровней достаточно точно отражают основные особенности ядра (а не какой-то специфической части его возбужденных состояний), то соответствующие разработки ОМСЯ нуждаются в весьма серьезной коррекции. Прежде всего это заключение следует отнести к энергии возбуждения ядра в точке фазового перехода, которая следует из известного соотношения БКШ-теории [29], связывающего корреляционную функцию нуклонов δ с температурой фазового перехода T_k:

$$T_k = \delta/1,76 \tag{8}$$

и определяющего соответствующую энергию возбуждения ядра U через параметр плотности уровней a по выражению

$$U = aT_k^2 \tag{9}$$

или его более точным вариантам.

Для типичных в случае деформированного ядра значений $\delta \sim 1$ МэВ и $a \sim 20$ МэВ$^{-1}$ определенная из (9) энергия возбуждения ядра в точке фазового перехода превышает не только полученное нами выше значение E_b, но и энергию связи нейтрона B_n. К тому же функциональные зависимости ОМСЯ для энтропии и других параметров этой модели исключают возможность наличия «излома», типа приведенного на рис. 4, 5, ниже принятой в [15] энергии фазового перехода. Это расхождение может означать, что либо процесс фазового перехода в ядре существенно отличается от аналогичного явления в конденсированных средах, либо авторы [15] учли не все факторы, определяющие развитие такого процесса, либо наблюдаемая нами в области E_b картина обусловлена какими-то факторами, не имеющими отношения к фазовому переходу сверхтекучее — обычное состояния.

Некоторые выводы дало сопоставление [18, 30] ядра с системой из двух жидких изотопов гелия в точке ее фазового перехода. Экстраполяция на ядро изученных экспериментально термодинамических характеристик смеси жидких изотопов гелия в точке фазового перехода сверхтекучее — обычное состояния позволяет прояснить его свойства в области потенциально возможного перехода от преимущественно бозонных возбуждений к фермионным. Наиболее существенный факт, который следует учесть при развитии моделей плотности уровней с использованием идеи фазового перехода состоит в том, что температура такого перехода в смеси фермионов и бозонов уменьшается по сравнению с чисто бозонной (фермионной) системой. Эффект изучен количественно на смеси жидких изотопов гелия [31].

Второй фактор, который, видимо, следует учитывать в новых или модифицированных моделях, это концентрация энергии возбуждения преимущественно бозонной частью ядерной системы. Именно с учетом увеличения ядерной теплоемкости [32] авторы [18, 30] смогли получить необходимую для описания наблюдаемых интенсивностей каскадов практически постоянную плотность уровней. Этот эффект, естественно, требует подтверждения или опровержения в рамках достаточно строгих квантово-механических расчетов.

Подход [18, 30] позволил дать хотя бы качественное и грубое объяснение наиболее серьезному разногласию между экспериментально наблюдаемыми интенсивностями каскадов и расчетом, использующим ферми-газовые представления о ядре: усиление интенсивности двухквантовых каскадов в деформированных ядрах с любой четностью нейтронов при энергиях их возбуждения на 2–3 МэВ ниже B_n обусловлено существенным уменьшением плотности уровней в нижней половине возбужденных состояний по сравнению с ферми-газовыми представлениями. Как результат, вероятность возбуждения одного из вышележащих уровней при этом неизбежно возрастает. При этом простейшая модель [18, 30] дает практически постоянную плотность уровней (без чего воспроизвести экспериментальные интенсивности каскадов реально не удается) в рамках учета фундаментальных особенностей изменения внутренних параметров системы в точке ее фазового перехода второго рода.

Необходимо отметить, что «ступенчатый» характер плотности уровней при небольших возбуждениях был предсказан теоретически в [27]. Но, к сожалению, полученные нами результаты не согласуются с соответствующими предсказаниями:

а) ширина полученной структуры приблизительно в два раза превышает предсказываемую в [27];

б) наблюдается только одна ступенька.

Если второе расхождение с предсказаниями [27] вполне объяснимо недостаточной точностью определения интенсивности каскадов и слишком большой шириной интервала их усреднения, то первое расхождение носит принципиальный характер. И его следует интерпретировать как недостаточную степень соответствия реальности модельных представлений о ядре.

5. ПЕРСПЕКТИВЫ МЕТОДИКИ. ХАРАКТЕР ИНФОРМАЦИИ, КОТОРУЮ ТРЕБУЕТСЯ ПОЛУЧИТЬ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА

Приведенные здесь заключения сделаны на основе анализа интенсивностей каскадов, определенных только при захвате тепловых нейтронов и только для ограниченной группы низколежащих состояний ядра — конечных уровней каскадов. Единственная причина тому — недостаточная эффективность использованных в эксперименте Ge-детекторов. Но эксперимент, анализ которого дал вышеприведенные результаты, может быть выполнен при использовании современных спектрометров в индивидуальных резонансах любых ядер, причем с набором необходимой статистики совпадений для каждого из низколежащих резонансов. А информация может быть получена практически для 100% интенсивности первичных переходов вместо достигнутой к настоящему времени величины $20-50\%$.

При этом потери статистики в накапливаемых совпадениях из-за их отбора в довольно узких окнах спектра времени пролета, например, для ИБР-30, легко компенсируются при использовании серийно производимых HPGe-детекторов с относительной эффективностью даже в $30-40\%$, вместо использованных нами при изучении каскадов при захвате тепловых нейтронов 10% детекторов.

В результате могут быть получены детальные и окончательные ответы на следующие вопросы.

1. Существуют ли реально невозмущенные или слабо искаженные взаимодействием с квазичастицами колебания ядра с энергией кванта в несколько сот кэВ при энергиях возбуждения до 3–4 МэВ и несколько выше?

2. Какова реальная зависимость от энергии возбуждения плотности уровней ядра с заданными J^π и какими факторами она определяется? Действительно ли имеется реально «излом» в плотности уровней для $E_b \sim 3$–4 МэВ? И если имеется, то в какой степени он соответствует изменению параметра ρ, полученного в рамках хотя и простейшей модели [18, 30], но учитывающей наиболее фундаментальные свойства материи? Не следует ли объяснить наблюдаемые эффекты расхождения найденной плотности уровней с модельными предсказаниями только селективностью изучаемого процесса?

3. В какой мере структура состояний, связываемых γ-переходом, влияет на его парциальную γ-ширину во всем диапазоне энергий возбуждения ниже B_n? Какими параметрами определяется наблюдаемое несоответствие эксперимента и простых модельных представлений о силовых функциях каскадных γ-переходов?

4. При каких энергиях возбуждения применение представлений статистической теории γ-распада компаунд-состояния может обеспечить требуемую точность расчета его параметров?

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данные эксперимента и их интерпретация показывают, что существует настоятельная потребность в развитии теоретического описания свойств ядра в области перехода от «простых» состояний при $E_{\text{возб}} \leq 1$–2 МэВ к состояниям максимальной сложности (например, нейтронным резонансам). На достигнутом к настоящему времени уровне исследования этой проблемы более-менее однозначным представляется только несостоятельность представлений о «плавном» изменении свойств ядра при его переходе от состояния «порядка» к состоянию «хаоса», являющихся, например, базисом ферми-газовых моделей плотности уровней.

Полученные к настоящему времени экспериментальные данные о процессе каскадного γ-распада возбужденных состояний из области энергий возбуждения $E_{ex} \sim B_n$ вполне однозначно показывают, как минимум, что более-менее общепринятые при анализе эксперимента представления о свойствах ядра нуждаются в достаточно серьезной коррекции и дальнейшем развитии.

Основной физический вывод, который следует из результатов выполненных до сих пор экспериментов и их анализа, состоит в том, что ниже энергии 3–4 МэВ свойства возбужденных состояний ядра, проявляющиеся при захвате тепловых нейтронов, определяются в первую очередь его колебаниями. Можно также сделать качественное заключение о том, что при больших энергиях возбуждения структура уровней определяется преимущественно квазичастичными компонентами их волновой функции. Более простого объяснения наблюдаемого расхождения эксперимента с результатами расчетов на базисе существующих представлений о ядре мы найти не смогли. Другие возможные гипотезы требуют более радикальных изменений представлений о поведении ядерной материи.

Авторы выражают свою искреннюю глубочайшую признательность профессору Ю.П.Попову, предложившему начать экспериментальные исследования в рассматриваемой здесь области ядерных возбуждений и высказавшему идеи, логическое развитие которых определило высокую результативность исследований. Не меньшую благодарность у нас вызывает его постоянный интерес и поддержка наших усилий по изучению никем не исследованной детально области возбуждений в наиболее труднодоступных для эксперимента ядрах.

Мы также благодарны В.А.Бондаренко, Я.Гонзатко, П.Т.Прокофьеву, Г.Л.Резвой, Л.И.Симоновой, И.Томандлу за великолепные экспериментальные данные, полученные в Риге и Ржеже, которые в совокупности с нашими данными позволили дать максимально обоснованную на сегодняшний день картину происходящих в тяжелом ядре процессов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 99-02-17863.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Соловьев В.Г.** — ЭЧАЯ, 1973, т. 3, вып. 4, с. 770.
2. **Бонева С.Т., Васильева Э.В., Попов Ю.П. и др.** — ЭЧАЯ, 1991, т.22, вып. 2, с.479.
3. **Суховой А.М., Хитров В.А.** — ПТЭ, 1984, № 5, с.27.
4. **Попов Ю.П. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, № 5, с.891.
5. **Бонева С.Т., Васильева Э.В., Суховой А.М.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, № 11, с.2023.

6. **Boneva S.T., Khitrov V.A., Sukhovoj A.M. et al.** — Z. Phys. A., 1991, v.338, p.319; **Boneva S.T., Khitrov V.A., Sukhovoj A. M. et al.** — Nucl. Phys., 1995, v.A589, p.293.
7. **Mughabghab S.F.** — Neutron Cross Sections. NY.: Academic Press, 1984, v.1, part B.
8. **Groshev L.V. et al.** — Nuclear Data Table, 1968, v. 5, №1–2.
9. **Захарова С.М., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н.** —- Ядерные константы, 1971, вып.7; **Ломаченков И.А., Фурман В.И.** — Сообщение ОИЯИ, Р4-85-466, Дубна, 1985.
10. **Dilg W., Schantl W., Vonach H. et al.** — Nucl. Phys., 1973, v.A217, p.269.
11. **Ignatyuk A.V.** — In: Proc. IAEA Consultants Meeting on the Use of Nuclear Theory Neutron Nuclear Data Evaluation (Trieste, Italy, December 1975) IAEA-190, 1976, v.1, p.211.
12. **Axel P.** — Phys. Rev., 1962, v.126, No. 2, p.671.
13. **Kadmenskii S.G., Markushev V.P., Furman W.I.** — Sov. J. Nucl. Phys., 1983, v.37, p.165.
14. **Блатт Дж., Вайскопф В.** — Теоретическая ядерная физика. М.: ИЛ, 1953.
15. **Растопчин Е.М., Свирин М.И., Смиренкин Г.Н.** — ЯФ, 1990, т.52, с.1258.
16. **Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А. и др.** — ЯФ, 1984, т.40, вып.3, с.573.
17. **Васильева Э.В. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1993, т.57, №9, с.118;
18. **Суховой А.М., Хитров В.А.** — Изв. РАН, сер. физ., 1997, т.61, №11, с.2068; **Khitrov V.A., Sukhovoj A.M.** — In: Int. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, May 19–24, 1997, Trieste, Italy. Ed. Reffo G., Ventura A., Grandi G., Italian Physical Society, Bologna, Italy, 1997, p.750.
19. **Strutinsky V. M. et. al.** — Z. Phys., 1977, v.A346, p.35.
20. **Суховой А.М., Хитров В.А.** — ЯФ, 1999, т.62, №1, с.24.
21. **Khitrov V.A., Sukhovoj A.M.** — In: VI Int. Sem. on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, 13–16 May 1998; JINR E3-98-202, Dubna, 1998, p.207.
22. **Khitrov V.A., Sukhovoj A.M.** — In: VII Int. Sem. on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, 25–28 May 1999; JINR E3-99-212, Dubna, 1999, p.197.
23. **Kopecky J.** — Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics. 1981, p.423.
24. **Porter C.F., Thomas R.G.** — Phys. Rev., 1956, v.104, No. 2, p.483.
25. **Бонева С.Т. и др.** — ЭЧАЯ, 1991, т.22, вып.6, с.1433.
26. **Малов Л.А., Соловьев В.Г.** — ЯФ, 1977, т.26, вып.4, с.729.
27. **Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б.** — Радиационный захват нейтронов. Под ред. Белановой Т.С. М.: Энергоатомиздат, 1986, с. 248.
28. **Maslov V.M.** — In: Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 19–24, 1997, Trieste, Italy. Ed. Reffo G., Ventura A., Grandi G., Italian Physical Society, Bologna, Italy, 1997, p.1320.
29. **Bardin J., Cooper L., Schriffer J.** — Phys. Rev., 1957, v.108, p.1175.
30. **Boneva S.T., Popov Yu.P., Sukhovoj A.M. et al.** — In: Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 19–24, 1997, Trieste, Italy. Ed. Reffo G., Ventura A., Grandi G., Italian Physical Society, Bologna, Italy, 1997, p.799.
31. **Kerr E.C.** — In: Proc. LT-5, 1958, Madison, p.158.
32. **Sano M., Yamasaki S.** — Progr. of Theor. Phys., 1963, v.29, p.397.

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

УДК 539.172.2

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЯХ В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

В.М.Мазур

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород, Украина

В обзоре изложены экспериментальные данные по исследованию сечений возбуждения изомерных состояний ядер и изомерных отношений в реакциях (γ, n) в области энергий гигантского дипольного резонанса. Охвачен широкий круг ядер с $A = 45 \div 197$. Приведено сравнение экспериментальных значений изомерных отношений с расчетами, а также с результатами из других реакций $(n, 2n)$, (p, n) и др.

Present survey presents the experimental data on the nuclear isomer states excitation and isomeric ratios in the (γ, n)-reactions within the giant dipole resonance energy region. A wide circle of nuclei with $A = 45 \div 197$ has been overviewed. The experimental isomeric ratio values are compared with calculated ones as well as those of other reactions, i.e. $(n, 2n)$, (p, n), etc.

ВВЕДЕНИЕ

Важным средством исследования свойств и характеристик атомных ядер являются ядерные реакции. Используя в качестве зондов различные частицы: протоны, нейтроны, гамма-кванты и т.д., можно определить как целый ряд общих свойств ядер, так и параметры их отдельных уровней. Исследования, проводимые на фотонных пучках, имеют ряд преимуществ. Первое из них состоит в том, что взаимодействие гамма-квантов с ядрами происходит посредством электромагнитных сил, свойства которых наиболее изучены и хорошо известны. Электромагнитное взаимодействие значительно слабее по сравнению с ядерным, что позволяет при анализе использовать теорию возмущений и т.д. Исследование фотоядерных реакций сыграло определяющую роль в формировании современных представлений о высоколежащих коллективных возбуждениях в ядрах типа гигантских резонансов. Гигантский дипольный $E1$-резонанс — широкий максимум в области $14 \div 18$ МэВ — главная особенность в сечениях поглощения гамма-квантов ядрами. Он является наиболее изученной коллективной модой. Существующие методы его исследования (экспериментальные и теоретические) обеспечивают получение наиболее надежной, разнообразной и относительно легко интерпретируемой информации.

В настоящее время развитие экспериментальных исследований гигантского $E1$-резонанса в значительной мере связано с изучением различных каналов его распада, и в первую очередь таких, в результате которых возможно изучение заселения определенных, выделенных состояний ядер-продуктов. В качестве выделенных могут быть использованы изомерные состояния, время жизни которых значительно, а спин J_m отличается от спина J_g основного состояния на несколько единиц.

Особенностью фотоядерных экспериментов является то, что основная масса результатов в них получена на пучках тормозного гамма-излучения электронных ускорителей, и непосредственно в таких экспериментах измеряется выход фотоядерной реакции $\Upsilon(E_{\gamma\,\max})$, связанный с ее сечением σ соотношением:

$$\Upsilon(E_{\gamma\,\max}) = k \int\limits_{E_{\text{пор}}}^{E_{\gamma\,\max}} \sigma(E)\Phi(E, E_{\gamma\,\max})dE, \tag{1}$$

где k — нормировочный множитель, $E_{\text{пор}}$ — порог фотоядерной реакции, $E_{\gamma\,\max}$ — максимальная энергия тормозного спектра $\Phi(E, E_{\gamma\,\max})$. Детально процедура фотоядерного эксперимента описана в работе [1].

Таким образом, из фотоядерных экспериментов по возбуждению изомеров получают данные двух видов: выходы Υ и сечения σ. Непосредственно из эксперимента получают изомерные отношения выходов:

$$d = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_g} \text{ или } \eta = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_{\text{tot}}} = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_m + \Upsilon_g} = \frac{1}{1 + 1/(\Upsilon_m/\Upsilon_g)} = \frac{1}{1+1/d}.$$

Используя соотношение (1), процедура решения которого известна [2–4], можно извлечь сечения и получить изомерные отношения сечений:

$$r = \frac{\sigma_m}{\sigma_g} \text{ или } R = \frac{\sigma_m}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g} = \frac{1}{1 + 1/(\sigma_m/\sigma_g)} = \frac{1}{1+1/r}.$$

Здесь Υ_m, Υ_g, Υ_{tot} и σ_m, σ_g, σ_{tot} — выходы и сечения возбуждения изомерного m и основного g состояний, а также полные выходы и сечения реакций.

Экспериментальные исследования возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n) появились практически одновременно с началом систематических измерений сечений фотонуклонных реакций. В начале 60-х годов были проведены исследования возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n) на ядрах $^{59}\text{Co}, ^{81}\text{Br}, ^{90}\text{Zr}, ^{92}\text{Mo}, ^{115}\text{In}, ^{121}\text{Sb}$ [5–10]. В работах [5, 6] Кац с сотрудниками, исследовав реакцию (γ, n) и измерив сечение возбуждения изомерных и основных состояний ядер $^{80}\text{Br}, ^{89}\text{Zr}, ^{91}\text{Mo}, ^{114}\text{In}$, получили изомерные отношения сечений для этих ядер. В работах [7, 8] в реакции

(γ, n) были получены изомерные отношения выходов для ядер $^{59}\mathrm{Co}, {}^{121}\mathrm{Sb}$. К концу 60-х годов круг исследуемых ядер расширился [8–14]. В реакции (γ, n) были проведены исследования возбуждения короткоживущих изомеров с $T_{1/2} = 10^{-6} \div 10^{-1}$ с [14], в которых получены пороги реакций, сечения и интегральные сечения возбуждения изомерных состояний.

В начале 70-х годов на основе статистической теории предложена каскадно-испарительная модель анализа изомерных отношений $r = \sigma_m/\sigma_g$ в реакциях (γ, n), $(n, 2n)$ [15] и начаты попытки количественного описания относительной вероятности заселения метастабильного и основного состояний, что, в свою очередь, стимулировало проведение экспериментальных исследований в этом направлении. Неплохой перечень работ по измерению изомерных отношений до 1985 г. приведен в работе [16]. Из этого обзора следует, что изомерные отношения в реакциях (γ, n) в отдельных энергетических точках измерялись для ~ 30 атомных ядер, а сечения $\sigma_m(E)$ измерялись всего на ~ 10 ядрах.

В последнее время наблюдается новый подъем интереса к исследованиям реакций $(\gamma, n)^m$. С одной стороны, это объясняется крайней недостаточностью информации по данному вопросу. Каталог изотопов [17] показывает, что для более чем 100 ядер имеется возможность изучения сечений возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n). В то же время имеется в наличии $\sim 10\%$ потенциальной информации. К тому же, как справедливо отмечалось в работе [16], значительная часть информации об изомерных отношениях получена в 60-х годах и нуждается в уточнении на новом экспериментальном уровне: на более интенсивных гамма-пучках новых ускорителей с использованием для регистрации наведенной гамма-активности более совершенной полупроводниковой гамма-спектрометрии и изотопически обогащенных мишеней.

Характерной чертой новых работ является комплексность исследований, тщательность измерений энергетических зависимостей изомерных отношений (ИО) $d = f(E)$, сечений $\sigma_m = f(E)$, попытки исследовать эволюцию ИО в зависимости от массы изотопов $d = f(A)$, спина изомерных состояний $d = f(J_m)$ и т.д. Появилась уверенность, что в исследованиях возбуждений изомеров можно получить информацию для уточнения вида функции распределения плотности ядерных уровней, ее энергетической и спиновой составляющих, а также выяснения механизмов распада высоковозбужденных коллективных состояний.

К настоящему времени стала понятна ограниченность различных вариантов каскадно-испарительной модели [18]. Несмотря на относительную простоту, прозрачность схемы вычислений, физическую адекватность каскадно-испарительной модели, для согласования результатов расчета с экспериментом даже в случае реакции (γ, n) приходится вводить модельные параметры. Выяснилось, что в ряде случаев в реакции (γ, n) существенный вклад, а иногда и определяющий, дает полупрямой механизм [19], и использование каскадно-испарительной модели затруднительно. Тем не менее каскадно-испарительная модель до настоящего времени осталась основным инструментом анализа экспериментальных данных. В этом плане фотоядерные данные очень удобны для апробации различных модельных подходов: фотоны привносят в ядро относительно малые изменения (по сравнению с сильнодействующими частицами) в области энергий меньше 30 МэВ. Основным механизмом поглощения гамма-квантов является электрический дипольный, т.е. гамма-кванты привносят в ядро момент $\ell = 1$, и эта величина практически не зависит от энергии. По-видимому, дальнейший прогресс в понимании и описании механизмов фотовозбуждения изомерных состояний может быть достигнут в накоплении экспериментального материала, сопоставлении результатов, полученных в различных реакциях с фотонейтронными данными, комплексном анализе данных экспериментов, совершенствовании расчетов.

Этой цели должен способствовать и настоящий обзор экспериментальных работ по исследованию возбуждения изомерных состояний ядер в реакции (γ, n) в области энергий дипольного резонанса, их анализ и сопоставление с результатами из других реакций. Ниже приведен обзор результатов исследований возбуждения изомерных состояний изотопов $^{44}\mathrm{Sc}$, $^{73,77,79,81}\mathrm{Se}$, $^{85,87}\mathrm{Sr}$, $^{129-137}\mathrm{Ba}$, $^{121,123,129}\mathrm{Te}$, $^{141}\mathrm{Nd}$, $^{144}\mathrm{Sm}$, $^{152}\mathrm{Eu}$, $^{164}\mathrm{Ho}$, $^{167}\mathrm{Er}$, $^{179}\mathrm{Hf}$, $^{183}\mathrm{W}$, $^{184}\mathrm{Re}$ и $^{196}\mathrm{Au}$, полученных в последнее время.

1. ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРОВ ЯДЕР fpg-ОБОЛОЧКИ

1.1. Скандий-45. С точки зрения изучения изомерных отношений выходов $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g$ в реакциях $(\gamma, n)^m$ $^{45}\mathrm{Sc}$ является удобным ядром. Скандий — моноизотопен. Периоды полураспада $^{44m}\mathrm{Sc}$, $^{44g}\mathrm{Sc}$ составляют $T^m_{1/2} = 2,44$ сут и $T^g_{1/2} = 3,92$ ч. Интенсивность гамма-линий, сопровождающих распад изомерного 6^+- и основного 2^+-состояний, значительна. Поэтому возбуждение изомерного состояния $^{44m}\mathrm{Sc}$ и измерение изомерного отношения в реакции (γ, n) предпринималось в ряде работ [20–26]. В этих работах получена информация об изомерных отношениях при отдельных максимальных энергиях тормозного гамма-спектра, в основном при энергии $E_{\gamma\,\max}$ выше гигантского дипольного резонанса. Систематические исследования изомерных отношений реакций $^{45}\mathrm{Sc}(\gamma,\mathrm{n})^{44\mathrm{m}}\mathrm{Sc}$ и изучение кривой $d = f(E)$ в области гигантского $E1$-резонанса проведены в работах [27, 28].

Измерение изомерных отношений выходов в реакции $^{45}\mathrm{Sc}(\gamma, n)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ проводилось в области энергий $12 \div 21$ МэВ. Идентификация изомерного состояния осуществлялась по фотопику с энергией 0,271 МэВ, основного — по пику 1,157 МэВ. Экспериментальные изомерные отношения вычислялись по формуле [29]:

$$d = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_g} = \left[\frac{1/\lambda_m \left(1 - \mathrm{e}^{-\lambda_m t_{\text{обл}}}\right) \mathrm{e}^{-\lambda_m t_{\text{охл}}} \left(1 - \mathrm{e}^{-\lambda_m t_{\text{изм}}}\right)}{1/\lambda_g \left(1 - \mathrm{e}^{-\lambda_g t_{\text{обл}}}\right) \mathrm{e}^{-\lambda_g t_{\text{охл}}} \left(1 - \mathrm{e}^{-\lambda_g t_{\text{изм}}}\right)} \times \right.$$

$$\left. \times \left(\frac{N_g}{N_m} \frac{\xi_m K_m \alpha_m}{\xi_g K_g \alpha_g} - p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) - p \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right]^{-1}. \qquad (2)$$

Здесь N_g, N_m — количество импульсов в фотопике основного и изомерного состояний, $\xi_{m,g}$ — фотоэффективность детектора, $\alpha_{m,g}$ — интенсивность линий, $K_{m,g}$ — самопоглощение изучаемых линий в образце, p — коэффициент ветвления, $\lambda_{m,g}$ — постоянные распада, $t_{\text{обл}}$, $t_{\text{охл}}$, $t_{\text{изм}}$ — время облучения, охлаждения и измерения наведенной активности. Полученные экспериментальные результаты показаны на рис. 1 темными точками. Для сравнения на рис. 1 светлой точкой и крестиком обозначены изомерные отношения, полученные в работах [25, 26] при энергии $E_{\gamma\,\max} = 22$ МэВ. Из рис. 1 видно, что хотя порог реакции $^{45}\mathrm{Sc}(\gamma, n)^{44m}\mathrm{Sc}$ равен 11,3 МэВ, порог возбуждения изомерного состояния $6^{+}\ {}^{44m}\mathrm{Sc}$ составляет $(12 \pm 0,2)$ МэВ. Выше порога изомерное отношение Υ_m/Υ_g быстро нарастает и при $E_{\gamma\,\max} = 22$ МэВ выходит на плато и достигает значения $(0,21 \pm 0,03)$, что в пределах ошибок согласуется с ранее полученными результатами. На рис. 1 сплошной линией показан результат аппроксимации $d = f(E)$ кривой типа $d = A{\cdot}\mathrm{th}[B(E-E_0)]$. Подгонка осуществлялась методом наименьших квадратов. При этом получены следующие значения параметров: $A = (0,218 \pm 0,007)$, $B = (0,228 \pm 0,02)$ МэВ$^{-1}$, $E_0 = (11,6 \pm 0,07)$ МэВ.

Сечение $\sigma_m(E)$ реакции $^{45}\mathrm{Sc}(\gamma, n)^{44m}\mathrm{Sc}$ приведено на рис. 1. На этом же рисунке для сравнения приведено полное сечение реакции $^{45}\mathrm{Sc}(\gamma, n)^{44}\mathrm{Sc}$ [28]. Полученная оценка изомерных отношений сечений σ_m/σ_g в области $14 \div 16$ МэВ примерно на 10% превышает изомерное отношение выходов Υ_m/Υ_g, а в области выше 20 МэВ практически совпадает с ними. (На рис. 1 $E^* = E_{\gamma\,\max} - E_{\text{пор}}$.) Погрешность определения r составляет $\sim 15\%$.

Для сравнения с экспериментом были выполнены расчеты изомерных отношений по основанной на статистической теории каскадно-испарительной модели [15, 31, 32]. При расчетах предполагалось: материнским ядром поглощается дипольный гамма-квант. Затем испаряется нейтрон с энергией ε_n. Возбужденные состояния дочернего ядра переходят в основное и изомерное путем испускания каскада дипольных гамма-квантов, последний из которых и заселяет изомерное или основное состояние. Плотность уровней считалась по формуле Бете — Блоха:

$$\rho(U, J) = \frac{2J + 1}{24\sqrt{2} a^{1/4} U^{5/4} \sigma^3} \exp\left\{ 2\sqrt{aU} - \frac{\left(J + \frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right\}. \qquad (3)$$

Здесь a — параметр плотности уровней, U — энергия возбуждения, σ — параметр ограничения спина, J — спины состояний. Более подробно процедура расчетов приведена в работе [28]. Результат теоретического анализа показан на рис. 1 штрихпунктирной линией. Согласия с экспериментом удается достичь для энергии $18 \div 23$ МэВ при фиксации параметра ограничения спина $\sigma = 3$.

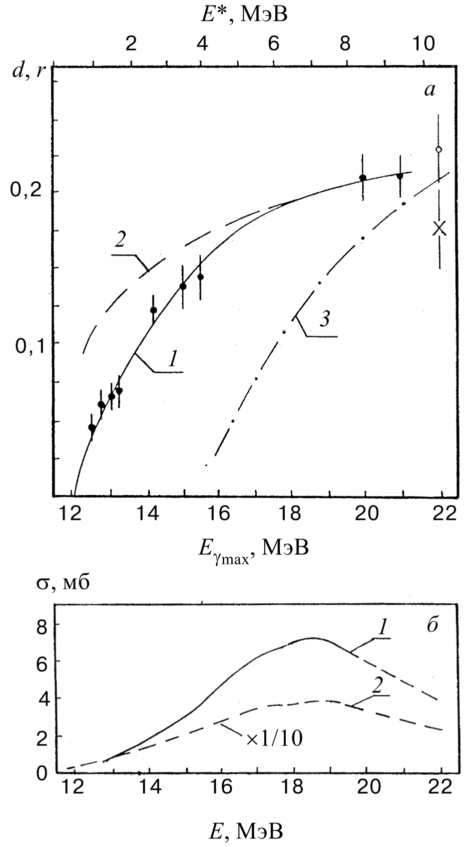

Рис. 1. *а*) Зависимость изомерных отношений выходов (*1*) и сечений (*2*) реакции $^{45}\mathrm{Sc}(\gamma,n)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ от энергии. *б*) Сечение реакции $^{45}\mathrm{Sc}(\gamma,n)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ и сравнение его с полным фотонейтронным сечением (*2*)

Как видно из рис. 1, расчеты для $(\gamma,n)^m$-реакции качественно сходны с экспериментальной кривой. Некоторое смещение теоретической кривой в области больших энергий наблюдается для расчетных изомерных отношений и для других ядер. Возможный путь устранения этого расхождения — использование статистической модели ферми-газа с обратным сдвигом [33, 34].

Ядро $^{44}\mathrm{Sc}$ является одним из немногих ядер, которое можно получить, и, следовательно, изучить относительные выходы возбуждения изомерного 6^+- и основного 2^+-состояний в различных реакциях:

$$^{45}\mathrm{Sc}(\gamma,n)^{44m,g}\mathrm{Sc}, \quad ^{45}\mathrm{Sc}(n,2n)^{44m,g}\mathrm{Sc}, \quad ^{41}\mathrm{K}(\alpha,n)^{44m,g}\mathrm{Sc},$$
$$^{44}\mathrm{Ca}(p,n)^{44m,g}\mathrm{Sc}, \quad ^{44}\mathrm{Ca}(\alpha,p3n)^{44m,g}\mathrm{Sc}, \quad ^{46}\mathrm{Ti}(\gamma,pn)^{44m,g}\mathrm{Sc}.$$

Одной из первых работ такого рода является работа Татарчука и др. [20]. В ней получена оценка изомерного отношения для реакции $^{46}\mathrm{Ti}(\gamma,pn)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ при $E_{\gamma\,\max} = 48$ МэВ, $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g < 0,02$, отношения $\Upsilon_m/\Upsilon_g = 0,16$ для реакции $^{45}\mathrm{Sc}(\gamma,n)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ при энергии $E_{\gamma\,\max} = 24$ МэВ, при 36 МэВ — 0,19, при 48 МэВ — 0,19, что близко к значениям d, полученным в работе [28] для энергии $E_{\gamma\,\max} = 21$ МэВ. В работе [20] для реакции $^{45}\mathrm{Sc}(n,2n)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ получено изомерное отношение $\sigma_m/\sigma_g = 0,72$. Для этого случая авторами сделан анализ по статистической теории и получен параметр ограничения по спину $\sigma = 2,8 \pm 0,3$. Это согласуется с данными работы [35] для $E_n = 14,4$ МэВ $\sigma_m/\sigma_g = 0,572$ и $\sigma = 2,5$. Здесь уместно упомянуть, что в работе [21] в реакции $^{45}\mathrm{Sc}(n,2n)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ получено $r = \sigma_m/\sigma_g = 0,91 \pm 0,0$ при $E_n = 14,1$ МэВ. Согласие статистических расчетов (по схеме, аналогичной расчетам [31,32]) достигается при $\sigma = 3,68$. Значительная величина r для реакции $(n,2n)$ объясняется значительными угловыми моментами, привносимыми нейтронами. В работе Карои и др. [36] получены близкие к упомянутым величинам изомерные отношения $\sigma_m/\sigma_g = 0,71 \pm 0,06$ для реакции $(n,2n)$ при $E_n = 15,0$ МэВ. Вычисления по статистической модели дали $\sigma = 3,5 \pm 0,1$. Параметры ограничения спина σ для реакции $(n,2n)$ близки к значению, полученному в работе [28] для реакции (γ,n).

Интересно сравнить изомерные отношения для реакции (γ,n), полученные в работах [27, 28], с отношениями сечений возбуждения изомерной пары $J_g^\pi = 2^+$, $J_m^\pi = 6^+$ ядра $^{44}\mathrm{Sc}$ в реакции $^{44}\mathrm{Ca}(p,n)^{44}\mathrm{Sc}$ и $^{44}\mathrm{Ca}(\alpha,p3n)^{44}\mathrm{Sc}$ [37] (рис. 2), а также $^{41}\mathrm{K}(\alpha,n)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ [38] и $^{45}\mathrm{Sc}(d,t)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ [39] (рис. 3).

Стрелками на рис. 2 показаны пороги реакции. Сплошными кривыми изображены результаты расчетов по каскадно-испарительной модели. Расчеты выполнялись с помощью программы RAIN-VO23 [40]. Для вычисления плотности уровней использовано выражение из модели ферми-газа с обратным смещением и феноменологическим учетом оболочечной поправки из работы [41]. Параметры плотности уровней брались из систематики, приведенной в упомянутой работе. При моделировании $(\alpha,p3n)$-реакции учитывались все возможные последовательности испускания частиц: $p3n$, $2npn$, $3np$. Из рисунка видно, что использованный в [37] вариант каскадно-испарительной модели хорошо воспроизводит экспериментальные значения в обеих реакциях. Это должно говорить о преобладании статистического механизма. Как отмечают сами авторы [37], этот результат в общем-то нетривиален, поскольку в сечение образования $^{44}\mathrm{Sc}$ в (p,n)-реакции заметный вклад может дать меха-

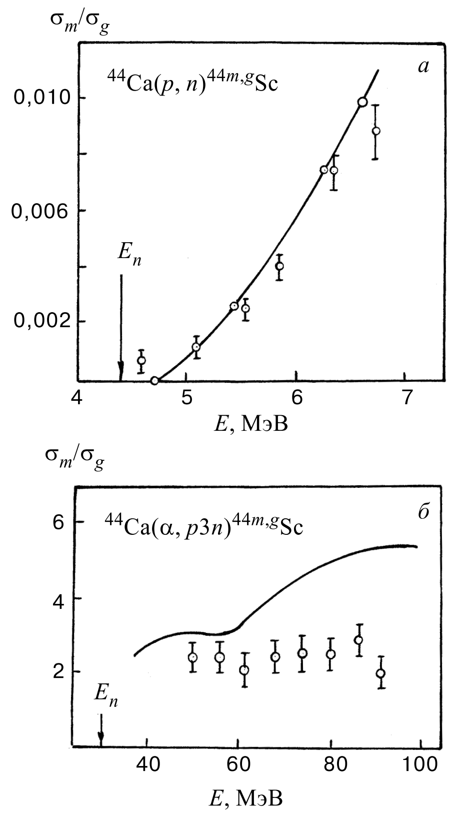

Рис. 2. Изомерные отношения, полученные для ^{44}Sc в реакциях (p,n) и $(\alpha,p3n)$. Сплошная линия — расчет по каскадно-испарительной модели

низм прямого выбивания нейтрона протоном, а в $(\alpha,p3n)$-реакции — предравновесный механизм эмиссии частиц. Тот факт, что прямой механизм не проявляется на фоне статистического в (p,n)-реакции, объясняется тем, что реакция идет на четно-четном околомагическом ядре-мишени ^{44}Ca и сопровождается разрывом двух пар. А удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных изомерных отношений в $(\alpha,p3n)$-реакции в диапазоне энергий от порога до 55 МэВ может быть связано с тем, что энергии возбуждения оставшейся после вылета из ядра высокоэнергетической предравновесной частицы недостаточно для реализации выходного канала. Другими словами, предравновесный механизм эмиссии первой частицы может привести только к пропорциональному уменьшению и $\sigma_m(E_\alpha)$, и $\sigma_g(E_\alpha)$, что не отразится на значении изомерного отношения.

Сравнение экспериментальных изомерных отношений, полученных в (γ,n)-реакции, с изомерным отношением для $(\alpha,p3n)$-реакции показывает, что в последнем случае r на порядок выше. Такое отличие укладывается в статистическую схему, поскольку α-частицы привносят в ядро значительный угловой момент, и при этом заселяется преимущественно высокоспиновое состояние 6^+.

В то же время сопоставление r для (γ,n)- и (p,n)-реакций дает противоположную картину. В рассматриваемом энергетическом интервале r для (p,n)-реакции на порядок меньше, чем для (γ,n). Простым объяснением этому может быть различие механизмов этих двух реакций. В пользу последнего утверждения может служить отношение величин интегральных сечений $(\gamma,2n)$- и (γ,n)-реакций на ^{45}Sc: $\int\limits_{21,5}^{28,5}\sigma(\gamma,2n)/\int\limits_{21,5}^{28,5}\sigma(\gamma,n)$ [30], что указывает на большую ($>50\%$) долю вклада полупрямых процессов в сечение реакции (γ,n). Однако для уточнения необходимо расширить энергетический диапазон исследования (p,n)-реакции.

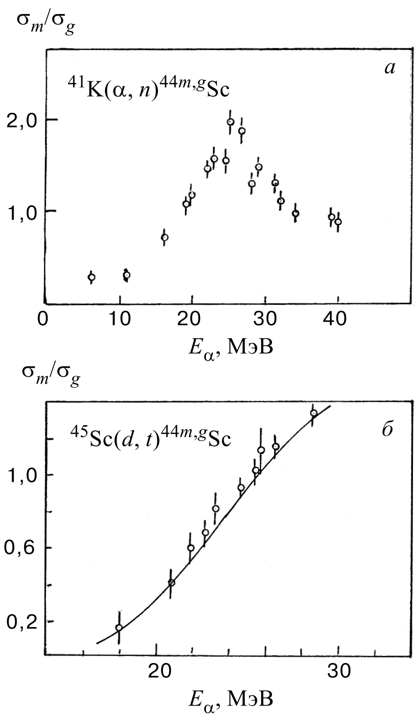

Рис. 3. Зависимость изомерного отношения от энергии, полученная в реакциях *а*) (α,n) и *б*) (d,t) для ^{44}Sc

В широком энергетическом диапазоне получено изомерное отношение σ_m/σ_g для реакций $^{41}\mathrm{K}(\alpha,n)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ [38] и $^{45}\mathrm{Sc}(d,t)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ [39] (рис. 3). И хотя авторами не проведено сравнение с расчетами по статистической теории, сравнивая при одинаковых энергиях возбуждения остаточного ядра изомерные отношения, полученные в реакциях $^{44}\mathrm{Ca}(\alpha,p3n)^{44m,g}\mathrm{Sc}$ и $^{41}\mathrm{K}(\alpha,n)^{44m,g}\mathrm{Sc}$, можно отметить их близость по величине, что указывает на сходность механизмов этих реакций. Изомерное отношение в реакции (d,t) при низких энергиях сравнимо с ИО в реакции (γ,n) [27], а при энергии $\mathrm{E}_d > 25$ МэВ сравнимо с ИО в реакции (α,n).

Из вышесказанного следует, что к настоящему времени для ядра ^{44}Sc накоплен достаточно полный и обширный экспериментальный материал по исследованию возбуждения изомерного состояния 6^+ в различных реакциях. В то же время отсутствует единый последовательный подход для описания изомерных отношений в различных реакциях, хотя для этого имеются довольно хорошие предпосылки. Достижению этой цели должны способствовать и имеющиеся данные [42] по измерению сечений парциальных фотонуклонных каналов распада гигантского $E1$-резонанса на ядре ^{45}Sc.

1.2. Селен-74, 78, 80, 82. Систематика низколежащих спектров и разрывностей в измеренных одночастичных заселенностях уровней указывает на наличие перехода формы в конфигурациях основного состояния из сплюснутой в сферическую при переходе от $N = 40$ к $N = 42$ и из сферической в несколько деформированную, вытянутую между $N = 42$ и $N = 44$. Реакция срыва и подхвата указывает на сосуществование различных форм на тех же ядрах [43, 44]. Эта сложная структура предсказывалась теоретическими расчетами, выполненными как по методу Хартри — Фока, так и по динамической коллективной модели. Сложность свойств упомянутых ядер, по-видимому, отображается тем, что одночастичная модель не может последовательно учесть все обнаруженные экспериментальные свойства этих ядер [45]. По-видимому, первой работой, посвященной измерению изомерного состояния на изотопах селена, было исследование, проведенное в 1956 г. бразильскими учеными [46]. При $E_{\gamma\,\max} = 20$ МэВ для ядер ^{82}Se было получено изомерное отношение выходов $\Upsilon_m/\Upsilon_g = 1,0 \pm 0,05$, что несколько превышает современные значения. В последние годы наблюдается активизация измерений, и возбуждение изомеров изотопов селена в (γ, n)-реакции исследуется в ряде лабораторий. Фам Зуи Хиэн с сотрудниками [47] для изотопа ^{74}Se при энергии $E_{\gamma\,\max} = 14,5$ МэВ получил $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g = 7,5$, что соответствует $\eta = \Upsilon_m/(\Upsilon_m + \Upsilon_g) = 0,89$. Полученные результаты сравниваются с изомерными отношениями из реакции $(n, 2n)^m$ и расчетами, проведенными по статистической модели. Обсуждается схема низколежащих уровней ядра ^{73}Se. Экспериментальные данные по реакции $^{74}\mathrm{Se}(\gamma, n)^{73m,g}\mathrm{Se}$, по-видимому, подтверждают схему, в которой $J_g^\pi = 9/2^-$ и $J_m^\pi = 3/2^-$. Изомерное состояние является наинизшим компонентом ротационной полосы с $k^\pi = 3/2^-$.

Наиболее полно процессы возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n) на изотопах селена исследовались в работе [48]. Прямым результатом измерений были кривые выходов $\Upsilon(E_{\gamma\,\max})$ реакций $^{78}\mathrm{Se}(\gamma, n)^{77m}\mathrm{Se}$, $^{80}\mathrm{Se}(\gamma, n)^{79m}\mathrm{Se}$, $^{82}\mathrm{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\mathrm{Se}$. Использовались изотопически обогащенные мишени. Измерения проводились с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ, а в области порогов — с шагом $\Delta E = 0,25$ или 0,125 МэВ. Анализ кривых выходов показал, что порог реакции $^{74}\mathrm{Se}(\gamma, n)^{75m}\mathrm{Se}$ составляет $(12,3 \pm 0,2)$ МэВ, порог реакции $^{78}\mathrm{Se}(\gamma, n)\ ^{77m}\mathrm{Se}$ — $(11,15 \pm 0,10)$ МэВ, $^{80}\mathrm{Se}(\gamma, n)^{79m}\mathrm{Se}$ — $(10,05 \pm 0,10)$ МэВ и $^{82}\mathrm{Se}(\gamma, n)^{81m}\mathrm{Se}$ — $(9,85 \pm 0,15)$ МэВ. Пороги реакции (γ, n) составляют для ^{74,78,80,82}Se 12,1; 10,5; 9,9 и 9,3 МэВ соответственно. Для ^{74}Se и ^{80}Se в пределах ошибок пороги реакции $(\gamma, n)^m$ равны энергетическому порогу, т.е. сумме энергии порога реакции (γ, n) и энергии изомерного уровня. (Поскольку спин изомерного состояния этих ядер $J_m^\pi = 3/2^-,\ 1/2^-$, а основное состояние материнского ядра 0^+, то при распаде состояний гигантского дипольного резонанса 1^- никаких запретов по угловому моменту для заселения изомерных уровней не возникает.) Спектроскопические характеристики изотопов селена [17] приведены в табл.1.

Таблица 1. Спектроскопические характеристики ядер селена

Изотоп	J^π	$T_{1/2}$	Число γ-квантов на распад, %	Коэффициент ветвления	E_γ, МэВ
^{73m}Se	$3/2^-$	38,9 мин	2,27	0,73	0,254
^{73g}Se	$9/2^+$	7,1 ч	94,9		0,361
^{77m}Se	$7/2^+$	17,5 с	51,5		0,162
^{79m}Se	$1/2^-$	3,89 мин	9,1		0,0955
^{81m}Se	$7/2^+$	57,3 мин	8,7	0,995	0,1030
^{81g}Se	$1/2^-$	18,5 мин	0,288		0,2899

Для ядер ^{78}Se и ^{82}Se экспериментальные (эффективные) пороги реакции $(\gamma, n)^m$ заметно ($\sim 0,5$ МэВ) превышают энергетический порог этой реакции. Это связано с тем, что при распаде гигантского дипольного резонанса для заселения метастабильного состояния возникает запрет по угловому моменту. Поскольку основное состояние материнского ядра имеет $J^\pi = 0^+$, то при распаде состояний 1^- гигантского резонанса для заселения уровней с $J^\pi = 7/2^+$ необходимо, чтобы нейтроны уносили момент $\ell_n = 3$ (при $\ell_n = 2$ существует запрет по четности). Как показали расчеты по оптической модели [49], в спектре нейтронов, вылетающих из ядра с энергией $\sim 0,5$ МэВ, появляются нейтроны с угловым моментом $\ell = 3$. С ростом энергии их доля быстро увеличивается. При наличии полупрямого канала реакции (γ, n) с помощью такого механизма заселения изомерного состояния можно объяснить возникновение эффективного порога. С другой стороны, повышение эффективного порога на 0,5 МэВ может быть связано с наличием при этой энергии соответствующих активационных уровней, из которых посредством каскада гамма-квантов заселяется изомерное состояние. Для ^{77}Se таким уровнем может быть состояние с $J = 1/2$, $E = 0,491$ МэВ и $J = 3/2$, $E = 0,467$ МэВ.

Измеренные кривые выхода реакции $(\gamma, n)^m$ для ядер ^{78,80,82}Se использовались для расчета сечений. Расчет велся методом Пенфольда — Лисса [2] с шагом $\Delta E = 1$ МэВ. Полученные экспериментальные сечения приведены на рис. 4. Все сечения имеют одногорбую форму с максимумом при энергии ~ 16 МэВ. Сечения аппроксимированы по методу наименьших квадратов

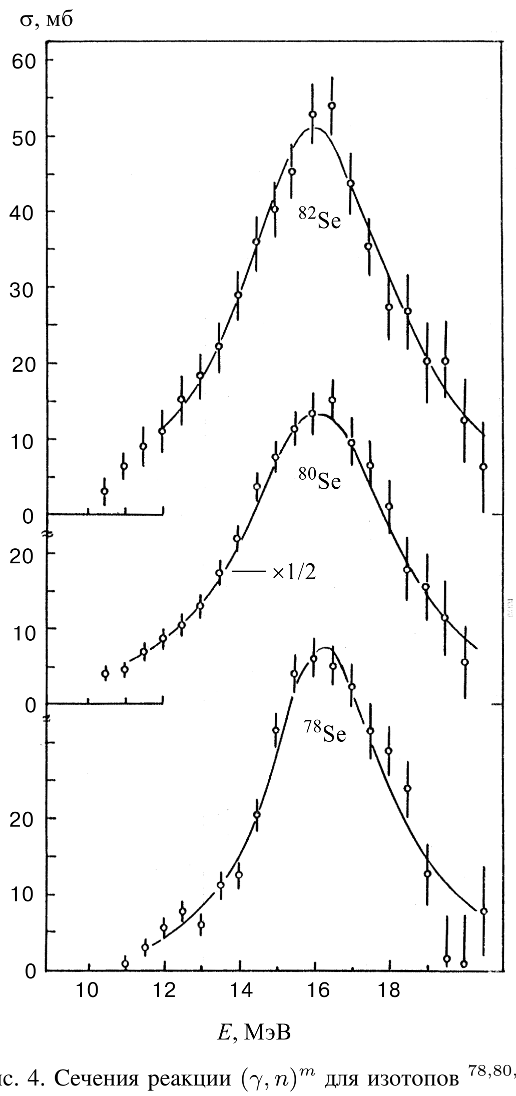

Рис. 4. Сечения реакции $(\gamma, n)^m$ для изотопов ^{78,80,82}Se

кривыми Лоренца (сплошные кривые на рис. 4):

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma_0^2 E^2}{(E_0^2 - E^2)^2 - \Gamma_0^2 E^2}. \tag{4}$$

Параметры аппроксимации: сечение в максимуме σ_0, энергия резонанса E_0, его полуширина Γ_0 приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры кривых Лоренца

Изотоп	σ_0, мб	Γ_0, МэВ	E_0, МэВ	χ^2
^{78}Se	$43,2 \pm 1,7$	$3,65 \pm 0,25$	$16,25 \pm 0,077$	13,1
^{80}Se	$77,9 \pm 2,0$	$4,94 \pm 0,24$	$16,04 \pm 0,071$	4,8
^{82}Se	$51,1 \pm 2,2$	$4,76 \pm 0,35$	$16,00 \pm 0,11$	4,1

Поскольку основные состояния дочерних ядер ^{73}Se и ^{81}Se нестабильны, то имеется возможность получить непосредственно из эксперимента кривую изомерных отношений выходов $\eta = \Upsilon_m/(\Upsilon_m + \Upsilon_g) = \Upsilon_m/\Upsilon_{\text{tot}}$ или $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g$. Для расчета изомерных отношений использовалась формула (2).

Полученные экспериментальные изомерные отношения выходов η для ядер ^{74,82}Se показаны кружками на рис. 5. Характер их поведения как функции энергии различен: для ^{82}Se — это растущая от порога функция, выходящая на насыщение в области выше 20 МэВ, для ^{74}Se — это спадающая функция. Такое поведение кривых $\eta = f(E)$ обусловлено спинами метастабильных состояний ($7/2^+$ для ^{81m,g}Se и $1/2^-$ для ^{73m}Se).

Зависимость изомерного отношения η от энергии в области гигантского $E1$-резонанса впервые измерена в [48] для ядер ^{74}Se, ^{82}Se. Практически одновременно измерены $\eta = f(E)$ в [50] и несколько позже подобная работа проведена в Дубне [51]. Полученные результаты [50, 51] находятся в хорошем согласии с данными работы [48].

Измеренные сечения σ_m для ядер ^{78,80,82}Se [48], а также наличие литературных данных по полным фотонейтронным сечениям σ_n [30] позволили получить изомерные отношения сечений $R = \sigma_m/\sigma_{\text{tot}}$. Для ядер всех исследуемых изотопов селена в области максимума сечения σ_n (т.е. там, где ошибка определения r минимальна) получены изомерные отношения сечений. При $E = 16,0$ МэВ для ^{73}Se имеем $R = 0,84 \pm 0,08$; для ^{77}Se $R = 0,34 \pm 0,06$, для ^{79}Se $R = 0,56 \pm 0,07$ и для ^{81}Se $R = 0,36 \pm 0,06$.

На рис. 5 сплошными линиями показаны результаты расчетов изомерных отношений R по каскадно-испарительной модели для ядер ^{74,78,80,82}Se. На этом же рисунке (крестики) приведены экспериментальные изомерные отношения сечений $R = \sigma_m/(\sigma_m + \sigma_g) = \sigma_m/\sigma_{\text{tot}}$ при энергии 16 МэВ. При этом для определения R значения полного фотонейтронного сечения реакции (γ, n) брались из работы [30]. Расчет $R(E)$ велся без свободных параметров (кривая *1*) и с фиксацией параметров ограничения спина. Кривые *2, 3* соответствуют фиксации $\sigma = 3$ и $\sigma = 2$ соответственно. И хотя расчеты дают качественно правильную картину поведения изомерных отношений как функций энергии, количественного согласия удается достичь при фиксации σ. При этом для ^{74}Se $\sigma = 2,0$, ^{78}Se — 1,8, ^{80}Se — 2,8, ^{82}Se — 2,0 [48].

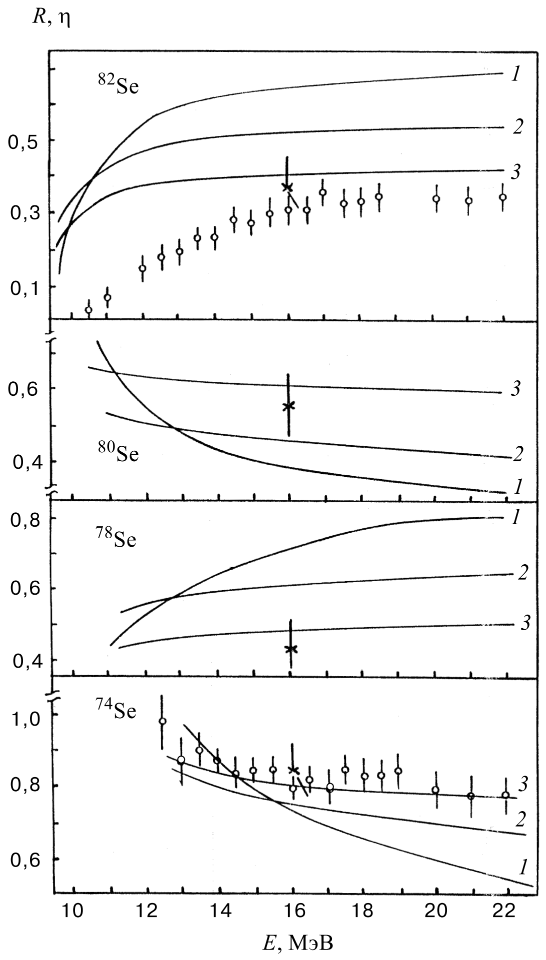

Рис. 5. Экспериментальные изомерные отношения выходов (○) и сечений (×) для изотопов селена и их сравнение с расчетом по каскадно-испарительной модели. Кривые: *1* — расчет без свободных параметров; *2* — расчет при фиксации $\sigma = 3$; *3* — $\sigma = 2$

Для сравнения в табл. 3 приведены изомерные отношения для изотопов селена, полученные в реакции (n, γ) и $(n, 2n)$. Видно, что так же, как и в реакции (γ, n), с ростом энергии наблюдается рост изомерного отношения на ядре ^{81}Se и спад на ядре ^{73}Se. Хотя необходимо отметить, что в реакции $(n, 2n)$ более выражено заселение высокоспинового состояния изомерной пары.

Таблица 3. Изомерные отношения для изотопов селена, полученные в реакциях (n,γ), $(n,2n)$

Ядро-продукт	Тип реакции	Энергия $E_п$, МэВ	σ_m/σ_g	σ	Ссылка
^{77}Se	(n,γ)	тепл.нейтр.	$0,210 \pm 0,034$	—	[52]
^{79}Se	–”–	–”–	$0,37 \pm 0,08$	—	
^{81}Se	–”–	–”–	$0,114 \pm 0,007$	—	
^{73}Se	$(n,2n)$	15,0	0,78	4,2	[36]
^{81}Se	–”–	15,0	0,78	2,9	
^{73}Se	$(n,2n)$	14,7	0,65	2,6	[53]
^{77}Se	–”–	14,7	0,51	2,7	
^{79}Se	–”–	14,7	0,17	3,3	
^{81}Se	–”–	14,7	0,73	$3 \pm 0,5$	
^{73}Se	$(n,2n)$	13,7	0,14		[54]
	–”–	14,2	0,15		
	–”–	15,0	0,14		
	–”–	15,2	0,17		
	–”–	15,9	0,16		
	–”–	16,3	0,14		
	–”–	16,6	0,12		
	–”–	17,1	0,165		
	–”–	17,6	0,165		
^{73}Se	$(n,2n)$	14,5	0,44		[47]

1.3. Ядра ^{86}Sr, ^{88}Sr, ^{90}Zr, ^{92}Mo. Ядра с замкнутой оболочкой $N = 50$ являются объектом активного исследования с точки зрения изучения как структуры уровней в реакциях срыва и подхвата нейтронов [55, 56], так и изомерных отношений на этих ядрах в реакциях (γ,n), $(n,2n)$ и т.д. Спектроскопические факторы, полученные посредством анализа (p,d)- и (d,p)-реакций, дают полезные сведения о структуре возбужденных состояний ядер $1g_{9/2}$-оболочки. С другой стороны, анализ экспериментальных данных по изомерным отношениям в реакциях (γ,n), $(n,2n)$ в рамках статистической теории позволяет получить информацию о спиновой зависимости плотности ядерных уровней.

Начало исследований возбуждения изомеров ядер $1g_{9/2}$-оболочки относится к 60-м годам. В этих работах была получена информация о значениях реакций $^{90}\mathrm{Zr}(\gamma,n)^{89m,g}\mathrm{Zr}$ и $^{92}\mathrm{Mo}(\gamma,n)^{91m,g}\mathrm{Mo}$ в области гигантского $E1$-резонанса, оценено изомерное отношение сечений для этих ядер [5]. В

Таблица 4. Спектроскопические характеристики ядер с $N = 50$

Ядро-мишень	$E_{\text{пор}}(\gamma, n)$, МэВ	Спин ядра-мишени	Дочернее ядро	J_g^π	J_m^π	E_m, кэВ
$^{86}\mathrm{Sr}$	11,5	0^+	$^{85}\mathrm{Sr}$	$9/2^+$	$1/2^-$	239
$^{88}\mathrm{Sr}$	11,2	0^+	$^{87}\mathrm{Sr}$	$9/2^+$	$1/2^-$	388
$^{90}\mathrm{Zr}$	11,9	0^+	$^{89}\mathrm{Zr}$	$9/2^+$	$1/2^-$	588
$^{92}\mathrm{Mo}$	13,1	0^+	$^{91}\mathrm{Mo}$	$9/2^+$	$1/2^-$	653

дальнейшем информация о возбуждении изомерных состояний этих ядер в реакции (γ, n), в основном, касалась изомерных отношений выходов для ядер $^{92}\mathrm{Mo}$, $^{90}\mathrm{Zr}$, $^{88}\mathrm{Sr}$ при определенных фиксированных максимальных энергиях тормозного спектра $E_{\gamma\,\max}$ [5, 47, 57–61].

Наиболее обширная информация о фотовозбуждении изомерного состояния $2p_{1/2}^{-1}$ имеется для ядра $^{89}\mathrm{Zr}$. Для этого ядра измерялось сечение возбуждения в реакции (γ, n) [5, 60], изомерное отношение сечений в зависимости от энергии гамма-квантов и изомерное отношение выходов для различных $E_{\gamma\,\max}$ [47, 57–59]. К сожалению, наблюдается заметный разброс данных.

В работах [62–64] детально исследовано фотовозбуждение изомерных состояний $J_m^\pi = 1/2^-$ в реакции (γ, n) на ядрах $^{86}\mathrm{Sr}$, $^{88}\mathrm{Sr}$, $^{90}\mathrm{Zr}$, $^{92}\mathrm{Mo}$ в области гигантского $E1$-резонанса. В работах [62, 63] измерение кривых выходов $\Upsilon_m(E_{\gamma\,\max})$ реакций $^{86}\mathrm{Sr}(\gamma, n)^{85m}\mathrm{Sr}$, $^{88}\mathrm{Sr}(\gamma, n)^{87m}\mathrm{Sr}$, $^{90}\mathrm{Zr}(\gamma, n)^{89m}\mathrm{Zr}$ и $^{92}\mathrm{Mo}(\gamma, n)^{91m}\mathrm{Mo}$ проводилось в области энергий $10 \div 18$ МэВ с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Спектроскопические данные исследуемых ядер приведены в табл. 4.

Анализ экспериментальных выходов $\Upsilon_m(E_{\gamma\,\max})$ показал, что пороги реакции $(\gamma, n)^m$ составляют: на $^{86}\mathrm{Sr}$ — $(11,75 \pm 0,15)$ МэВ, на $^{88}\mathrm{Sr}$ — $(11,5 \pm 0,1)$ МэВ, на $^{90}\mathrm{Zr}$ — $(12,7 \pm 0,1)$ МэВ и на $^{92}\mathrm{Mo}$ — $(13,4 \pm 0,15)$ МэВ. На всех вышеупомянутых ядрах порог возбуждения изомерных состояний в пределах ошибок совпадает с расчетным, т.е. энергия порога реакции (γ, n) плюс энергия метастабильного состояния.

В области гигантского дипольного резонанса при поглощении гамма-квантов ядрами $^{86,88}\mathrm{Sr}$, $^{90}\mathrm{Zr}$, $^{92}\mathrm{Mo}$, основное состояние которых имеет $J^\pi = 0^+$, возбуждается состояние 1^-. И хотя в припороговой области спектр вылетающих нейтронов не имеет испарительного характера [65], однако, ввиду низкой энергии вылетающих нейтронов, ими уносится малый момент $\ell = 0, 1$. Поэтому никакого дополнительного запрета по угловому моменту не возникает, и изомерные состояния ядер $^{85m,87m}\mathrm{Sr}$, $^{89\mathrm{m}}\mathrm{Zr}$, $^{91}\mathrm{Mo}$, имеющие $J_m^\pi = 1/2^-$, заселяются непосредственно при достижении гамма-квантами энергетического порога реакции $A(\gamma, n)(A-1)^m$.

Полученные из экспериментальных кривых выходов реакций сечения возбуждения метастабильных состояний ядер ^{85,87}Sr, ^{89}Zr, ^{91}Mo представлены на рис. 6. Указанные ошибки статистические. Все приведенные сечения в общих чертах повторяют форму сечения (γ, n)-реакции: они имеют одногорбый вид с максимумом в районе 16–17 МэВ, что в пределах ошибок совпадает с положением гигантского $E1$-резонанса на исследуемых ядрах. Однако по абсолютной величине сечения реакции $(\gamma, n)^m$ заметно меньше.

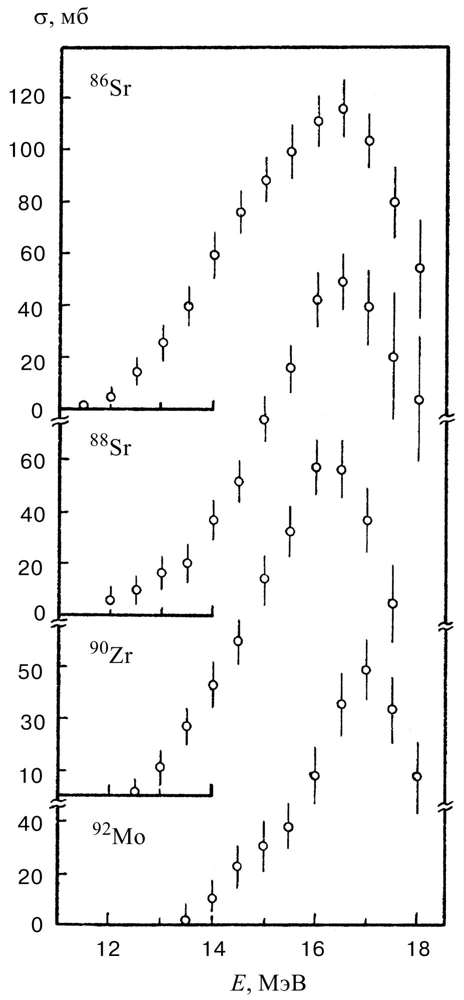

Рис. 6. Зависимость сечений реакции $(\gamma, n)^m$ от энергии для ядер ^{86,88}Sr, ^{90}Zr, ^{92}Mo

С использованием ранее измеренных полных фотонейтронных сечений и экспериментальных сечений возбуждения изомеров в работе [62] были получены экспериментальные изомерные отношения сечений $R = \sigma_m/\sigma_n$. При энергии 16,5 МэВ (т.е. в районе максимума) получены следующие изомерные отношения сечений: для ^{85m}Sr — $0,60 \pm 0,08$; для ^{87m}Sr — $0,60 \pm 0,08$; для ^{89m}Zr — $0,60 \pm 0,08$ и для ^{91m}Mo — $0,52 \pm 0,10$, при энергии 17,0 МэВ для ^{91m}Mo $R_{\text{эксп}} = 0,60 \pm 0,10$.

С целью уточнения полученных результатов для ^{90}Zr помимо изомерных отношений сечений измерены изомерные отношения выходов $\eta = \Upsilon_m/(\Upsilon_m + \Upsilon_g)$ двумя методами:

1) с использованием известной формулы (2), регистрируя одновременно фотопики распада изомерного и основного состояний;

2) используя то обстоятельство, что изомерное состояние имеет период полураспада значительно меньше, чем основное состояние ($T^m_{1/2} \ll T^g_{1/2}$), изомерное отношение η можно получить как отношение двух независимых выходов.

Полученные этими двумя способами экспериментальные изомерные отношения выходов $\eta(E_{\gamma\,\max}) = \Upsilon_m/(\Upsilon_m + \Upsilon_g)$ для $^{90}\mathrm{Zr}$ при различных $E_{\gamma\,\max}$ приведены в табл. 5, из нее видно, что результаты способов 1 и 2 хорошо согласуются между собой и с наиболее точными результатами других авторов [47, 58, 59].

Таблица 5. Изомерные отношения выходов η для $^{90}\mathrm{Zr}$

$E_{\gamma\,\max}$		14,0	15,0	16,0	20,0
Способ	1	$0,68 \pm 0,08$	$0,73 \pm 0,07$	$0,70 \pm 0,05$	$0,59 \pm 0,02$
	2	$0,66 \pm 0,04$	$0,62 \pm 0,03$	$0,60 \pm 0,03$	$0,60 \pm 0,03$

1.4. Обсуждение результатов. Рассмотренные выше ядра с $A = 74 \div 92$ лежат в области оболочки $N = 50$. Низколежащие состояния их дочерних ядер определяются в основном $1g_{9/2}^{-1}$, $2p_{1/2}^{-1}$ нейтронными дырками, $2d_{5/2^-}$, $3s_{1/2}$- и $2p_{3/2^-}$ нейтронными частичными конфигурациями. В рассматриваемых ядрах состояния $2p_{1/2}^{-1}$ являются изомерными. В этих ядрах с увеличением числа нейтронов происходит заполнение оболочки $1g_{9/2}$. На этой оболочке $^{74}\mathrm{Se}$ не имеет нейтронов (мы имеем полумагическое число нейтронов $N = 40$), изотопы $^{88}\mathrm{Sr}$, $^{90}\mathrm{Zr}$, $^{92}\mathrm{Mo}$ характеризуются магическим числом $N = 50$ для нейтронов и заполненной подоболочкой $1g_{9/2}$.

Низколежащие состояния дочерних исследуемых ядер имеют спины и четности, соответствующие нейтронным конфигурациям $1g_{9/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$. При этом для всех рассматриваемых ядер в изомерных парах высокоспиновые состояния формируются подоболочкой $1g_{9/2}$, а низкоспиновые $2p_{3/2}$ или $2p_{1/2}$.

Анализ сечений реакции $(\gamma, n)^m$ на ядрах $^{74}\mathrm{Se}$, $^{76}\mathrm{Se}$, $^{78}\mathrm{Se}$, $^{80}\mathrm{Se}$, $^{82}\mathrm{Se}$, $^{88}\mathrm{Sr}$, $^{90}\mathrm{Zr}$, $^{92}\mathrm{Mo}$ показывает [62–64], что для ядер с числом нейтронов, соответствующим заполненной $1g_{9/2}$-подоболочке, сечения характеризуются уменьшением ширины Γ_0 примерно в 1,4 раза по сравнению с нуклонами, удаленными от магического числа $N = 50$.

Как известно, ширина гигантского дипольного резонанса непосредственно связана с параметром деформации β. Ширина Γ_0 полного сечения фотопоглощения σ_{tot} (соответственно, и ширина полного фотонейтронного сечения σ_n) растет с увеличением β, и сечение приобретает двугорбую форму для сильнодеформированных ядер ($\beta = 0,3$).

В данном случае объяснение уменьшения ширины Γ также, вероятнее всего, связано с уменьшением параметра деформации по мере заполнения оболочки $N = 50$ (см. табл. 6). Из таблицы видно, что по мере заполнения оболочки параметр деформации уменьшается, спектр низкоэнергетических

Таблица 6. Характеристики низкоэнергетических уровней ядер вблизи оболочки $N = 50$

Изотоп	E_{2^+}	E_{0^+}	E_{4^+}/E_{2^+}	β
^{76}Se	0,559	1,122	2,38	0,33
^{78}Se	0,614	1,498	2,34	0,3
^{80}Se	0,666	1,479	2,58	0,25
^{82}Se	0,655		1,99	0,2
^{88}Sr	1,836	3,151	2,15	
^{90}Zr	2,186	1,752	1,40	
^{92}Mo	1,509	2,517	1,51	

возбуждений становится характерным для жестких ядер, при этом ширина сечения фотопоглощения $\sigma_{\rm tot}$ также уменьшается.

Деформация может иметь заметное влияние на величину изомерных отношений, поскольку она может привести к повышенному весу высокоспиновых состояний [66]. Наличие такого эффекта должно привести к росту изомерного отношения σ_h/σ_n с увеличением β. (Здесь σ_h — сечение возбуждения высокоспиновой компоненты изомерной пары $(1g_{9/2})$, σ_l — низкоспиновой, σ_n — полное сечение (γ, n)-реакции, $\sigma_n = \sigma_h + \sigma_l$.) Однако такого не происходит. На рис. 7 приведена зависимость изомерных отношений σ_h/σ_n, взятых при энергии максимума дипольного резонанса для ядер в области $40 \leq N \leq 50$, от N. Видно, что имеется тенденция роста σ_h/σ_n с уменьшением β. По-видимому, в данном случае вышеупомянутый механизм не играет существенной роли.

При анализе данных об изомерных отношениях в реакции (γ, n) на ядрах изотопов Se, Sr, ^{90}Zr, ^{92}Mo обнаруживаются и некоторые другие закономерности. На рис. 7,*а* приведены заселенности θ внешних подоболочек ядер в области $40 \leq N \leq 50$ в зависимости от количества нейтронов [64]. Как видно из рисунка, в рассматриваемых ядрах в интервале $40 \leq N \leq 50$ происходит в основном заселение нейтронной подоболочки $1g_{9/2}$. Из сравнения рис. 7,*а* и 7,*б* видна определенная корреляция между $\theta_n(N)$ для оболочки $1g_{9/2}$ и $\sigma_h/\sigma_n = f(N)$; по мере роста заселенности этой подоболочки растет изомерное отношение. Корреляция еще более отчетлива, если сопоставить σ_h/σ_n и N/Σ, где N — число нейтронов на подоболочке $1g_{9/2}$, а Σ — суммарное число нейтронов на внешних подоболочках $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $1g_{9/2}$. Изомерное отношение σ_h/σ_n, полученное для ^{81}Br, также согласуется с этой зависимостью [67]. (Функция N/Σ показана сплошной линией на рис. 8). То обстоятельство, что изомерное отношение σ_h/σ_n практически

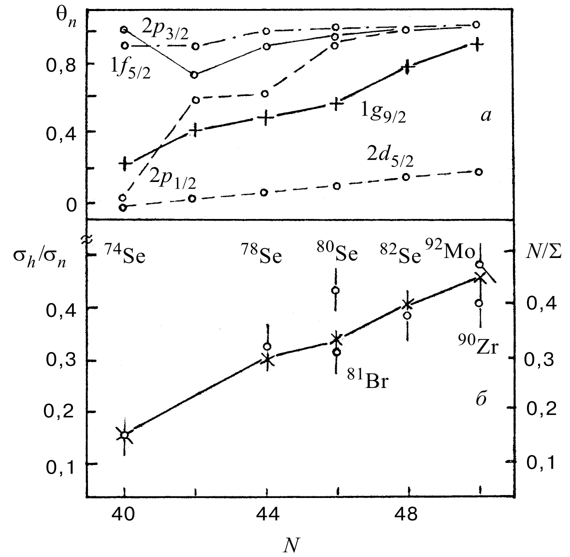

Рис. 7. Корреляция изомерного отношения и заселенности θ_n оболочки $1g_{9/2}$ в области $40 \leq N \leq 50$: *а*) зависимость заселенности внешних подоболочек ядер от количества нейтронов, *б*) зависимость изомерного отношения σ_h/σ_n от количества нейтронов. Крестиками и сплошной линией приведено соотношение N/Σ

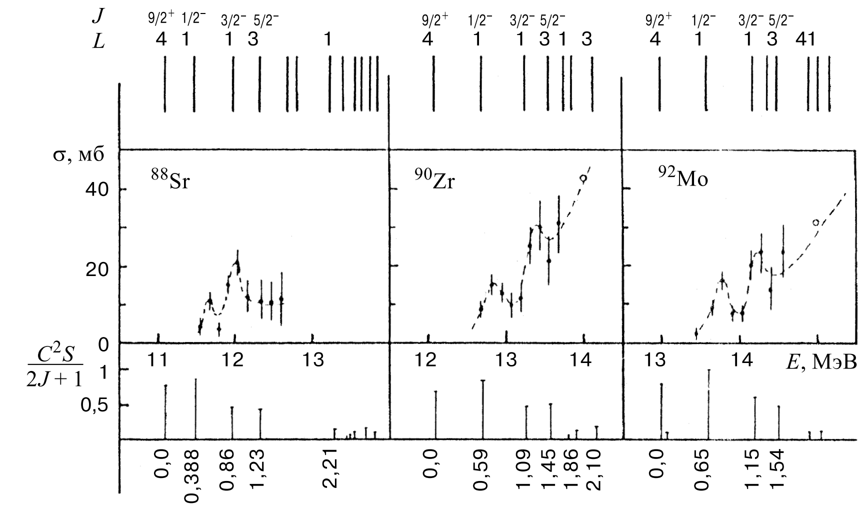

Рис. 8. Сечения реакции (γ, n) в припороговой области для магических ядер ^{88}Sr, ^{90}Zr, ^{92}Mo и сравнение их с нормированными спектроскопическими факторами, полученными из реакции (p, d)

линейно растет с увеличением количества нейтронов N на внешней $1g_{9/2}$-оболочке, может служить указанием на важную роль полупрямых процессов при заселении изомерных состояний в реакции $(\gamma, n)^m$.

Для магических ядер с $N = 50$, т.е. ^{88}Sr, ^{90}Zr, ^{92}Mo в работах [62, 63] предпринято более детальное изучение сечения реакции $A(\gamma, n)(A-1)^m$ в области порогов реакции. Кривые выходов $\Upsilon_m(E)$ снимались с шагом $\Delta E = 0,125$ МэВ, сечения $\sigma(E)$ рассчитывались с шагом $\Delta E = 0,250$ МэВ. Результаты расчетов приведены на рис. 8. Как видно из рис. 8, сечения в припороговой области $(\gamma, n)^m$-реакции на ядрах ^{88}Sr, ^{90}Zr, ^{92}Mo имеют структуру. Анализ показывает, что эта структура связана с низколежащими дырочными уровнями, принадлежащими $2p^{-1}_{3/2}$-подоболочке с $J^\pi = 1/2^-$, $E = 0,588$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $E = 1,09$ МэВ на ядре ^{89}Zr, $J^\pi = 1/2^-$, $E = 0,653$ МэВ и $J^\pi = 3/2^-$, $E = 1,15$ МэВ на ядре ^{91}Mo и $J^\pi = 1/2^-$, $E = 0,388$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $E = 0,86$ МэВ на ядре ^{87}Sr. В сечении реакции $^{86}\mathrm{Sr}(\gamma, n)^{85m}\mathrm{Sr}$ обнаружить структуру не удалось. По-видимому, найденная структура связана в основном с $2p^{-1}_{1/2}$, $2p^{-1}_{3/2}$ нейтронными дырками или $2d_{3/2}$ нейтронными частичными конфигурациями.

Удобным инструментом для исследования оболочечной структуры ядер и природы одночастичных низколежащих возбужденных состояний являются реакции срыва и подхвата [66]. На рис. 9 приведено сопоставление нормированных спектроскопических факторов c^2s, полученных в реакции (p, d) [55], и сечений реакции $(\gamma, n)^m$ на исследуемых в работах [62, 63] ядрах, принадлежащих замкнутой оболочке $N = 50$.

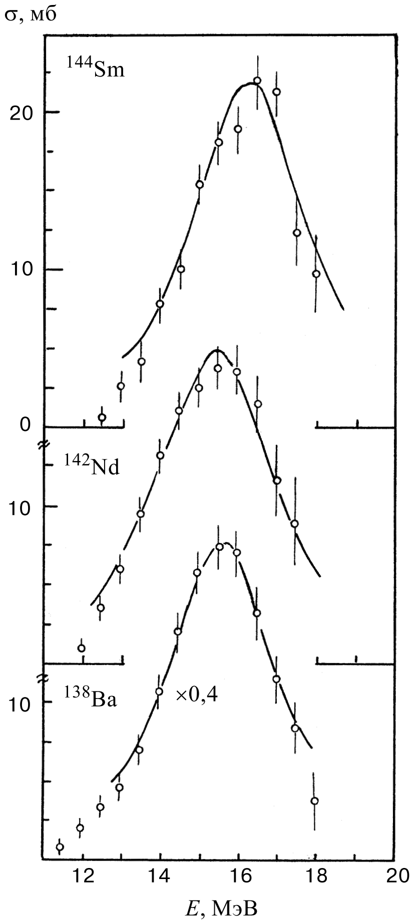

Рис. 9. Сечение реакции $(\gamma, n)^m$ для ядер ^{138}Ba, ^{142}Nd, ^{144}Sm

На рис. 8 видна заметная корреляция величины спектроскопических факторов, полученных для состояний $2p^{-1}_{3/2}$ и $2p^{-1}_{1/2}$ и структуры в сечениях возбуждения изомерных состояний в реакции $A(\gamma,n)(A-1)^m$ в припороговой области. Такое поведение рассматриваемых величин может указывать на значительность вклада полупрямых процессов в сечение $A(\gamma,n)(A-1)^m$ реакции в рассматриваемой области энергий.

По-видимому, в районе порога реакции $(\gamma,n)^m$ на ядрах ^{88}Sr, ^{90}Zr, ^{92}Mo определяющую роль в заселении изомерного состояния $1p_{1/2}$ ядер ^{87}Sr, ^{89}Zr, ^{91}Mo играют прямые переходы на метастабильный уровень или на соответствующие активационные уровни с малым J (в соответствии со спектроскопическими факторами), из которых ограниченным числом переходов (одним) заселяется изомерное состояние. При этом вклад каждого активационного уровня нетрудно определить. При росте энергии возбуждения этих ядер увеличивается энергия вылетающих нейтронов и, соответственно, уширяется спектр их распределения по угловым моментам. Растет и энергия возбуждения дочерних ядер. Характеристики каскада гамма-квантов, заселяющих изомерное состояние, усложняются. Это приводит к тому, что при более высоких энергиях структура в выходе (сечений) реакции $(\gamma,n)^m$ на ядрах ^{88}Sr, ^{90}Zr, ^{92}Mo, обусловленная структурой уровней дочерних ядер, сглаживается.

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ОБОЛОЧКИ $h_{11/2}$

Характеристики гигантского дипольного резонанса (ГДР) для ядер с $A = 110 \div 150$ изучались в ряде работ [66–70]. Систематические исследования были в основном посвящены определению сечений полного поглощения гамма-квантов ядрами методом суммирования парциальных фотонейтронных реакций (γ,n), $(\gamma,2n)$ и т.д. Было показано, что переходный характер области от сферических ядер к деформированным ведет к расщеплению гигантского дипольного резонанса: кривая полного сечения фотопоглощения из одногорбой формы принимает двугорбую. Для ядер, принадлежащих к замкнутой оболочке с числом нейтронов $N = 82$, было показано наличие структуры в полных фотонейтронных сечениях в области $9 \div 12$ МэВ. Возможным объяснением такой структуры является проявление простых $1p$-$1h$-состояний, в которых дырка лежит в низколежащих оболочках $N = 82$ (например, в $2s$-$2d$-оболочке).

Систематические исследования распадных характеристик гигантского дипольного резонанса с возбуждением изомерных состояний до 1985 г. практически не проводились. Имелось несколько работ по измерению в отдельных энергетических точках изомерных отношений выходов [16].

Настоящий раздел посвящен исследованию изомерных отношений и сечений реакции $(\gamma,n)^m$ на ядрах с $A = 110 \div 150$, находящихся вблизи замкнутой оболочки $N = 82$. В основном для этого района основные и низколежащие

Таблица 7. Интегральные сечения возбуждения $\sigma_{\text{инт}}$ изомеров $h_{11/2}$ и изомерные отношения в реакции (γ, n)

Реакция	$E_{\text{пор}}$, МэВ	$\sigma_{\text{инт}}$, мб·МэВ	σ_m/σ_g
$^{109}\mathrm{Pd}(\gamma,n)^{107m}\mathrm{Pd}$	9,43	67(7)	0,054(6)
$^{110}\mathrm{Pd}(\gamma,n)^{109m}\mathrm{Pd}$	9,0	77(8)	0,060(7)
$^{116}\mathrm{Cd}(\gamma,n)^{115m}\mathrm{Cd}$	8,87	199(20)	0,18(2)
$^{118}\mathrm{Sn}(\gamma,n)^{117m}\mathrm{Sn}$	9,69	90(18)	0,11(2)
$^{120}\mathrm{Tl}(\gamma,n)^{119m}\mathrm{Tl}$	10,67	209(22)	0,20(2)
$^{122}\mathrm{Tl}(\gamma,n)^{121m}\mathrm{Tl}$	10,14	307(28)	0,26(2)
$^{124}\mathrm{Tl}(\gamma,n)^{123m}\mathrm{Tl}$	9,67	379(30)	0,31(3)
$^{130}\mathrm{Tl}(\gamma,n)^{129m}\mathrm{Tl}$	8,51	460(45)	0,45(5)
$^{136}\mathrm{Xe}(\gamma,n)^{135m}\mathrm{Xe}$	8,52	160(40)	0,10(2)
$^{134}\mathrm{Ba}(\gamma,n)^{133m}\mathrm{Ba}$	9,75	256(20)	0,17(1)
$^{136}\mathrm{Ba}(\gamma,n)^{135m}\mathrm{Ba}$	9,38	259(20)	0,15(1)
$^{138}\mathrm{Ba}(\gamma,n)^{137m}\mathrm{Ba}$	9,27	162(12)	0,12(1)
$^{138}\mathrm{Ce}(\gamma,n)^{137m}\mathrm{Ce}$	9,98	157(20)	0,19(2)
$^{140}\mathrm{Ce}(\gamma,n)^{139m}\mathrm{Ce}$	9,95	223(20)	0,14(1)
$^{142}\mathrm{Nd}(\gamma,n)^{141m}\mathrm{Nd}$	10,66	110(15)	0,61(10)
$^{144}\mathrm{Sm}(\gamma,n)^{143m}\mathrm{Sn}$	11,25	91(9)	0,47(4)

возбужденные состояния их дочерних ядер являются чистыми нейтронными дырочными состояниями $2d^{-1}_{3/2}$, $3s^{-1}_{1/2}$, $1h^{-1}_{11/2}$, при этом состояния $1h^{-1}_{11/2}$ являются метастабильными.

Наиболее полно исследование возбуждения изомерных $h_{11/2}$-состояний проведено в [71–73]. В работе [72] исследованы изомерные отношения при энергии гамма-квантов $E_{\gamma\,\max} = 25$ МэВ для 16 изотопов от $^{109}\mathrm{Pd}$ до $^{144}\mathrm{Sm}$. Результаты измерений приведены в табл. 7.

Как видно из табл. 7, изомерные отношения и интегральные сечения наиболее низкие для самых тяжелых ядер, которые соответствуют началу и концу острова изомерии этих состояний. Максимальные значения изомерных отношений имеют изотопы олова и теллура.

Ядра теллура находятся вблизи магического по числу протонов ядра Sn ($Z = 50$) и характеризуются небольшим значением параметра деформации β этих изотопов. Изомерное отношение для них растет с увеличением числа нейтронов. Самое большое значение $\Upsilon_m/\Upsilon_g = 0,45$ имеет $^{129}\mathrm{Tl}$. Оно является наибольшим среди исследованных состояний $h_{11/2}$. Для изотопов бария зависимость изомерных отношений от числа нейтронов имеет противоположную тенденцию: с приближением к магическому числу $N = 82$ изомерное отношение уменьшается. Поскольку свойства стабильных изотопов бария значительно меняются с изменением числа нейтронов в ядре, они являются удобным объектом для исследования влияния числа N на величину изомерного отношения.

Энергетические зависимости $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g = f(E_{\gamma\,\max})$ и дифференциальные сечения возбуждения изомерных состояний $h_{11/2}$ получены для изотопов Ba, $^{142}\mathrm{Ne}$, $^{144}\mathrm{Sm}$ [71, 73].

2.1. Барий. Процессы заселения изомерных состояний в реакции (γ, n) для изотопов бария $^{130,132,134,136,138}\mathrm{Ba}$ детально исследованы в работе [71]. Измерения проводились на тормозном пучке микротрона в области энергий 10–25 МэВ с шагом $\Delta E = 1$ МэВ. Полученные сечения реакции $(\gamma, n)^m$ имеют одногорбый характер с максимумом при энергии ~ 15 МэВ. Сечения аппроксимировались лоренцевскими кривыми (4). Параметры аппроксимации: σ_0, E_0, Γ_0, а также спины и четности основного J_g и изомерного J_m состояний, энергия изомера и интегральные сечения $\sigma_{\text{инт}}$ приведены в табл. 8.

Таблица 8. Характеристики изомеров Ba и параметры аппроксимации сечений реакции $(\gamma, n)^m$ на изотопах бария [73]

Ядерная реакция	J_g^π	J_m^π	E_m, МэВ	E_0, МэВ	Γ_0, МэВ	σ_0, МэВ	$\sigma_{\text{инт}}$, МэВ·мб
$^{130}\mathrm{Ba}(\gamma,n)^{129m}\mathrm{Ba}$	$1/2^+$	$11/2^-$	0,277	15,3	3,1	72	347
$^{132}\mathrm{Ba}(\gamma,n)^{131m}\mathrm{Ba}$	$1/2^+$	$9/2^-$	0,187	15,1	2,9	64	293
$^{134}\mathrm{Ba}(\gamma,n)^{133m}\mathrm{Ba}$	$1/2^+$	$11/2^-$	0,288	15,1	3,1	52	256
$^{136}\mathrm{Ba}(\gamma,n)^{135m}\mathrm{Ba}$	$1/2^+$	$11/2^-$	0,268	15,2	3,2	52	259
$^{138}\mathrm{Ba}(\gamma,n)^{137m}\mathrm{Ba}$	$1/2^+$	$11/2^-$	0,661	15,2	2,6	39	162

Изомерные отношения выходов для всех изотопов бария являются растущими функциями: быстро нарастают выше порога и при энергиях 20–25 МэВ достигают насыщения. При этом ИО для $^{137}\mathrm{Ba}$ минимальны, для $^{129}\mathrm{Ba}$ максимальны. В области энергий выше гигантского дипольного резонанса ИО меняются слабо, что говорит о том, что в фотоядерных реакциях с вылетом одного нейтрона энергетический центр тяжести находится в районе ГДР $13 \div 17$ МэВ [73].

Здесь необходимо отметить, что в работе [71] также исследованы сечения и ИО выходов для реакции $^{138}\mathrm{Ba}(\gamma, n)^{137m}\mathrm{Ba}$. Измерения проводились в области $10 \div 18$ МэВ с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Полученное сечение приведено на рис. 9. Указанные ошибки — статистические. Сплошной кривой на этом рисунке показан результат аппроксимации сечения лоренцевской кривой, параметры которой приведены в табл. 9. С использованием литературных данных по полным сечениям реакции (γ, n) [30] в работе [71] получены изомерные отношения сечений R и выходов η.

Для ИО сечений для ядра $^{138}\mathrm{Ba}$ при энергии 16,0 МэВ получено $R = 0,16 \pm 0,03$. Изомерные отношения выходов приведены на рис. 10. Крестиком на рисунке показано ИО, полученное для $^{138}\mathrm{Ba}$ при энергии 15,3 МэВ в работе [77]. Наличие значительного углового момента $11/2^-$ метастабильного состояния $^{137}\mathrm{Ba}$ по сравнению с моментом 1^- возбужденного материнского ядра $^{138}\mathrm{Ba}$ обуславливает повышение эффективного порога реакции $^{138}\mathrm{Ba}(\gamma, n)^{137m}\mathrm{Ba}$ на $\sim 1,7$ МэВ. Результаты работ [71] и [73] хорошо согласуются друг с другом.

Уменьшение ИО с увеличением N можно объяснить влиянием целого ряда факторов: значениями спинов изомерного и основного состояний, плотностью уровней конечного ядра, энергией связи нейтрона и др.

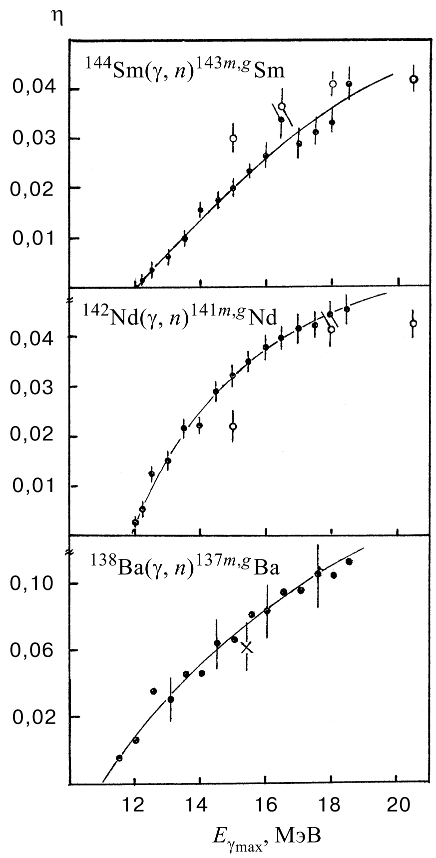

Рис. 10. Зависимость изомерных отношений выходов от максимальной энергии тормозного излучения для ядер $^{138}\mathrm{Ba}$, $^{142}\mathrm{Nd}$, $^{144}\mathrm{Sm}$

2.2. Неодим-142, самарий-144. Впервые ИО выходов для неодима, по-видимому, было получено в работе [61] при энергии $E_{\gamma\,\max} = 70$ МэВ. Затем ИО $d = 0,55$ измерено при $E = 55$ МэВ в работе [18]. Недавно [75] для реакции (γ, n) на ядрах $^{142}\mathrm{Nd}$ и $^{144}\mathrm{Sm}$ измерены ИО в четырех точках при $E_{\gamma\,\max} = 15$; 16,5; 18 и 20 МэВ. Получены следующие значения: $d = 0,022$;

0,045; 0,050 и 0,052 для ^{142}Nd и $d = 0,031$; 0,039; 0,043 и 0,044 для ^{144}Sm. Изомерные отношения, близкие к этим значениям, получены в Дубне при $E_{\gamma\,\max} = 25$ МэВ: $d = 0,061(10)$ для ^{142}Nd и $d = 0,047(4)$ для ^{144}Sm [72].

В работе [71] измерение выходов реакций $^{144}\mathrm{Sm}(\gamma,n)^{143m}\mathrm{Sm}$ и $^{142}\mathrm{Nd}(\gamma,n)^{141m}\mathrm{Nd}$ проводилось с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Поскольку основные состояния ядер ^{141}Nd и ^{143}Sm нестабильны, а периоды распада изомерных состояний $T^m_{1/2}$ значительно меньше, чем основного, то ИО вычислялись по формуле

$$\eta = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_{\mathrm{tot}}} = \frac{N_m}{N_g}\,\frac{C_g\,\xi_g\,K_g\,\alpha_g\,\dfrac{1}{\lambda_g}(1-\mathrm{e}^{-\lambda_g t_{\text{обл}}})\,\mathrm{e}^{-\lambda_g t'_{\text{охл}}}(1-\mathrm{e}^{-\lambda_g t_{\text{изм}}})}{C_m\,\xi_m\,K_m\,\alpha_m\,\dfrac{1}{\lambda_m}(1-\mathrm{e}^{-\lambda_m t_{\text{обл}}})\,\mathrm{e}^{-\lambda_m t_{\text{охл}}}(1-\mathrm{e}^{-\lambda_m t_{\text{изм}}})}.$$

Здесь N_g, N_m — количество импульсов в фотопике основного изомерного состояния, $\xi_{m,g}$ — фотоэффективность детектора, $\alpha_{m,g}$ — интенсивность линий, $K_{m,g}$ — самопоглощение изучаемых линий в образце, $C_{m,g}$ — просчеты и наложения регистрирующей аппаратуры, $\lambda_{m,g}$ — постоянные распада, $t_{\text{обл}}$ — время облучения, $t_{\text{охл}}$, $t_{\text{изм}}$, $t'_{\text{охл}}$, $t'_{\text{изм}}$ — время охлаждения и измерения изомерного и основного состояний.

Полученные экспериментальные значения $\eta_{\text{эксп}}$ для ^{141}Nd и ^{143}Sm показаны точками на рис. 10. Сплошной линией на рисунке показан результат аппроксимации экспериментальной кривой $\eta(E)$ функцией вида $\eta = A\cdot\mathrm{th}[B(E_0 - E)]$. При этом получены следующие значения параметров: $A = 0,049 \pm 0,02$, $B = 0,23 \pm 0,015$, $E_0 = (11,24 \pm 0,02)$ МэВ для ^{141}Nd и $A = 0,064 \pm 0,009$, $B = 0,11 \pm 0,02$, $E_0 = (12,18 \pm 0,02)$ МэВ. Параметр E_0 имеет смысл порога реакции $(\gamma,n)^m$.

На рис. 10 светлыми точками нанесены результаты измерения изомерных отношений в области 15–18 МэВ, полученные в работе [75]. На рис. 10 также приведены экспериментальные сечения реакций $^{144}\mathrm{Sm}(\gamma,n)^{143m}\mathrm{Sm}$, $^{142}\mathrm{Nd}(\gamma,n)^{141m,g}\mathrm{Nd}$. Сплошной линией на рисунке показаны результаты подгонки сечения лоренцевской кривой. Параметры аппроксимации приведены в табл. 9. Приведенные сечения позволяют получить оценку изомерного отношения сечения $R = \sigma_m/\sigma_{\mathrm{tot}}$. Такая оценка получена и составляет при энергии 16 МэВ $R = 0,056 \pm 0,010$ для неодима и $R = 0,57 \pm 0,010$ для самария. Изомерные отношения сечений несколько превышают изомерные отношения выходов, что является следствием несовпадения порогов реакций (γ,n) и $(\gamma,n)^m$.

2.3. Анализ экспериментальных результатов для реакции $(\gamma,n)^m$ в случае ядер с числом нейтронов $N = 82$. При изучении реакции (γ,n) представляется интересным выяснить ее механизм. В табл. 10 для исследуемых изотопов ^{138}Ba, ^{142}Nd и ^{144}Sm приведены значения E_n — энергии порога

Таблица 9. Параметры лоренцевских кривых, аппроксимирующих сечения $(\gamma, n)^m$-[71] и (γ, n)-реакций [30]

Ядро	σ_0, мб	E_0, МэВ	Γ_0, МэВ	χ^2	σ_L, мб	E_L, МэВ	Γ_L, МэВ
^{138}Ba	$51,4 \pm 1,6$	$15,5 \pm 0,1$	$3,29 \pm 0,14$	2,7	356	15,29	4,89
^{142}Nd	$19,8 \pm 0,9$	$15,4 \pm 0,1$	$3,51 \pm 0,24$	8,5	359	14,94	4,44
^{144}Sm	$22,0 \pm 1,0$	$16,2 \pm 0,1$	$3,4 \pm 0,23$	16	383	15,32	4,45

Таблица 10. Энергии порогов реакций (γ, n) и $(\gamma, n)^m$

Ядро	$E_n(\gamma, n)$, МэВ	E_{iso}, МэВ	$E_{\text{расч}}$, МэВ	$E_{\text{эфф}}$, МэВ	ΔE, МэВ
^{138}Ba	8,8	0,661	9,5	$11,0 \pm 0,15$	1,5
^{142}Nd	9,8	0,756	10,6	$11,9 \pm 0,2$	1,0
^{144}Sm	10,6	0,754	10,4	$12,2 \pm 0,2$	0,8

(γ, n)-реакции, $E_{\text{расч}} = E_n + E^m$, где E^m — энергия изомерного уровня, $E_{\text{эфф}}$ — экспериментальный эффективный порог реакции $(\gamma, n)^m$ и $\Delta E = E_{\text{эфф}} - E_{\text{расч}}$.

Из анализа приведенных данных видно, что для всех исследуемых реакций $^{138}\mathrm{Ba}(\gamma, n)^{137m}\mathrm{Ba}$, $^{142}\mathrm{Nd}(\gamma, n)^{141m,g}\mathrm{Nd}$ и $^{144}\mathrm{Sm}(\gamma, n)^{143m,g}\mathrm{Sm}$ наблюдается систематическое превышение экспериментального порога над расчетным $E_{\text{эфф}} > E_{\text{расч}}$ на 1–1,5 МэВ. Спин основного состояния изучаемых ядер 0^+. При поглощении гамма-квантов возбуждаются состояния гигантского дипольного резонанса с $J^\pi = 1^-$. Изомерные состояния остаточных ядер характеризуются спином, равным $11/2^-$. Наличие такого высокого порога ΔE реакции $(\gamma, n)^m$ может быть обусловлено требованием сохранения углового момента и четности при непосредственном заселении отдельных состояний при вылете нейтронов из материнского ядра. Рассмотрим эту ситуацию подробнее. Непосредственное заселение состояний $J^\pi = 11/2^-$ у ядер ^{137}Ba, ^{141}Nd и ^{143}Sm может осуществляться только нейтронами с $\ell_n = 4$ и более. Расчеты по оптической модели [48] показывают, что заметные значения коэффициентов T_l при $\ell = 4$ получаются для нейтронов, вылетающих с энергией $E_n = 1 - 1,5$ МэВ. Это соответствует энергии возбуждения 11,0 МэВ для ^{138}Ba и $\sim 12,5$ МэВ для ^{144}Sm, что в пределах ошибок совпадает с экспериментально определенными в работе [71] порогами реакции $(\gamma, n)^m$.

Анализ схем уровней изучаемых ядер [76] показывает, однако, что во всех этих ядрах имеется $7/2^-$-уровень, распад которого идет на $11/2^-$-состояние.

Вероятнее всего, что это $(2^+ + h11/2^-)$-состояние, появляющееся за счет взаимодействия вибрационного кора с $h11/2^-$-одночастичным состоянием. Эти уровни имеют энергию 1,79 МэВ у ^{137}Ba ($\Delta = E(7/2^-) - E(11/2^-) = = 1,1$ МэВ), 1,81 МэВ у ^{141}Nd ($\Delta = 1,0$ МэВ) и 1,31 МэВ у ^{143}Sm ($\Delta = 0,6$ МэВ). Для непосредственного заселения этих состояний необходимы нейтроны с $\ell_n = 2$ и более, и расчеты по оптической модели [49] показывают, что нейтроны с энергией $0,1 \div 0,3$ МэВ имеют значения коэффициентов T_l для $\ell_n = 2$, соответствующие доле таких нейтронов в несколько процентов. В этом случае $\Delta E = 1,3 \pm 0,1$ для ^{137}Ba, $1,2 \pm 0,1$ для ^{141}Nd и $0,8 \pm 0,1$ для ^{143}Sm. Как видно, согласие с экспериментом очень хорошее (см. табл. 10). Таким образом, из этих данных можно сделать вывод, что в припороговой области изомерные состояния с $J^\pi = 11/2^-$ для ядер ^{137}Ba, ^{141}Nd и ^{143}Sm заселяются как непосредственно, так и из нижайших $7/2^-$-состояний, которые возбуждаются при вылете из материнского ядра нейтронов с $\ell \geq 2$.

Анализ формы сечений для $(\gamma, n)^m$-реакции также показывает некоторые особенности. Сплошными линиями на рис. 9 показаны результаты подгонки сечений σ_m лоренцевскими кривыми. Параметры аппроксимации σ_0, E_0, Γ_0 приведены в табл. 9. В этой таблице приведены для сравнения параметры лоренцианов σ_L, E_L, Γ_L, аппроксимирующих полные фотонейтронные сечения $\sigma_n = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + ...$ [30].

Анализируя характеристики сечений σ_m, можно отметить уменьшение их ширин Γ_0 по сравнению с Γ_L примерно на 1 МэВ и систематический сдвиг максимумов E_0 в сторону больших энергий по сравнению с E_L. Эти обстоятельства вызваны двумя причинами. Во-первых, значительным повышением порога реакции $(\gamma, n)^m$ по сравнению с (γ, n), что связано, прежде всего, с наличием значительного $(11/2^-)$ момента изомерного состояния, во-вторых, с видом функции $\eta = f(E)$ — быстрый рост изомерных отношений с увеличением энергии E способствует смещению максимума лоренциана в сторону больших энергий.

Для изучаемых ядер проведен расчет изомерных отношений по каскадно-испарительной статистической модели [31, 32]. Отметим, что согласие расчетных и экспериментальных данных удается получить при фиксации параметра ограничения спина σ в формуле плотности уровней. При этом получены следующие значения: $\sigma = 3$ для ^{138}Ba и $\sigma = 1,5$ для ^{142}Nd и ^{144}Sm. В общем-то, это также несколько неожиданный результат, т.к. ядра находятся в одной оболочке по нейтронам и протонам, и величина параметра σ должна быть примерно одинаковой для всей области ядер.

Определенные аномалии наблюдаются и в абсолютных значениях изомерных отношений. Для этого рассмотрим величины Υ для наиболее точно измеряемой области энергий $E_{\gamma\,\max} \geq 16$ МэВ. Как уже отмечалось, исследуемые ядра ^{138}Ba, ^{142}Nd и ^{144}Sm принадлежат замкнутой оболочке $N = 82$

и поэтому должны быть близки по своим параметрам. Действительно, у всех стабильных ядер оболочки $N = 82$ от $^{136}\mathrm{Xe}$ до $^{144}\mathrm{Sm}$ и их дочерних ядер очень близки характеристики: у них практически идентичны спектры низкоэнергетичных возбуждений ($3/2^+$ — основное и $1/2^+$ — первое возбужденное состояния), энергии изомерных ($J^\pi = 11/2^-$) уровней, параметры деформации β_0 и т.д. В то же время то, что для $^{137}\mathrm{Ba}$ изомерные отношения в два раза больше, чем для $^{141}\mathrm{Nd}$ и $^{143}\mathrm{Sm}$, оказалось несколько неожиданным. Ясно, что в рамках каскадно-испарительной модели, не учитывающей каких-то индивидуальных особенностей, объяснить это нельзя.

На рис. 11 точками показаны ИО выходов при энергии $E_{\gamma\,\max} = 18$–20 МэВ для ядер с $N = 82$: $^{136}\mathrm{Xe}$, $^{138}\mathrm{Ba}$, $^{140}\mathrm{Ce}$, $^{142}\mathrm{Nd}$ и $^{144}\mathrm{Sm}$, взятые из работы [74], и крестиками — из работы [76]. Видно, что ядра можно условно разбить на две группы. К одной отнести $^{136}\mathrm{Xe}$, $^{138}\mathrm{Ba}$ и $^{140}\mathrm{Ce}$, для которых $\eta = 0,1$, к другой — $^{142}\mathrm{Nd}$ и $^{144}\mathrm{Sm}$, для которых $\eta = 0,05$.

Одним из возможных механизмов, приводящих к значительному различию в изомерных отношениях для исследуемых ядер, является различный вклад статистических и прямых процессов в области максимума гигантского резонанса и выше. При энергиях выше порога $(\gamma, 2n)$-реакции ($\sim 16 - 20$ МэВ) такой вклад довольно легко оценить, сопоставляя интегральные сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, n)$: $k = \int \sigma(\gamma, 2n)dE / \int \sigma(\gamma, n)dE$ и интегрируя от порога E_n (γ, n)-реакции до $(E_n + 5)$ МэВ. (Информация о $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, n)$ имеется в [30].) Оценка по соотношениям статистической теории показывает [77, 78], что для $^{138}\mathrm{Ba}$ и $^{140}\mathrm{Ce}$ примеси прямых реакций не превышают 20%, в то время как для $^{142}\mathrm{Nd}$ и $^{144}\mathrm{Sm}$ они могут составлять более 50%.

Такой же большой вклад ($\sim 70\%$) прямых процессов для реакции (γ, n) в области $E > 20$ МэВ наблюдался в нейтронодефицитном магическом $N = 50$ ядре $^{92}\mathrm{Mo}$ в [79]. Наличие такого эффекта авторы объяснили распадом сотояний $(T + 1)$ гигантского резонанса $^{92}\mathrm{Mo}$ на высоколежащее аналоговое состояние $^{91}\mathrm{Mo}$. Поскольку при этом канал $(\gamma, 2n)$ запрещен, то повышается вклад $\sigma(\gamma, n)$. Так как порог возбуждения аналогового состояния $B_{\bar{n}}$ для $^{92}\mathrm{Mo}$ составляет 19,6 МэВ, а порог реакции $(\gamma, 2n)$ — 22,8 МэВ, то при открытии канала $(\gamma, 2n)$ имеются все условия для заселения состояния $(T + 1)$ молибдена-91.

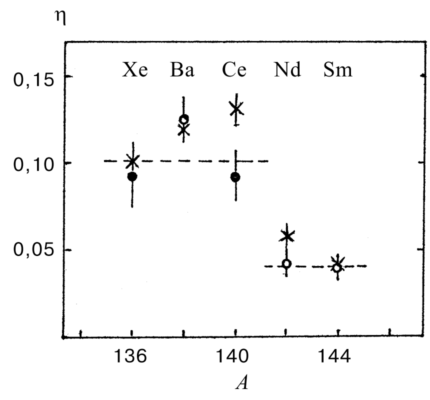

Рис. 11. Зависимость изомерных отношений выходов реакции $(\gamma, n)^m$ для ядер оболочки $N = 82$ от массы ядер A

К сожалению, в данном случае для $^{142}\mathrm{Nd}$ и $^{144}\mathrm{Sm}$ такое объяснение, по-видимому, не может быть применено. Известно, что для тяжелых ядер $(T+1)$ дипольной компонентой можно пренебречь. И хотя энергетический интервал между T и $(T+1)$ составляет всего несколько МэВ, отношение интегральных сечений σ_{-1} для T- и $(T+1)$-компонент дает [77]:

$$\frac{\sigma_{-1}(T+1)}{\sigma_{-1}(T)} = \frac{1}{T+1}\left(1 - \frac{3T}{2A^{2/3}}\right),$$

что в случае ядер оболочки $N = 82$ составляет всего $0,02 \pm 0,04$. Более того, пороги заселения аналоговых состояний $B_{\bar{n}}$ лежат выше порогов $(\gamma, 2n)$.

Тем не менее для ядер $^{142}\mathrm{Nd}$ и $^{144}\mathrm{Sm}$ при энергиях больше 16 МэВ нельзя исключить значительного вклада полупрямого канала (γ, n); при этом преимущественно заселяются низкоспиновые ($J^{\pi} = 1/2^{+}$, $J^{\pi} = 3/2^{+}$) состояния изомерной пары.

Однако, по-видимому, следует обратить внимание и на возможную зависимость R от заселения протонных подоболочек. В ядрах Xe, Ba и Ce протоны находятся в $g_{7/2}$-подоболочке, а в Nd и Sm — в $d_{5/2}$-подоболочке. Таким образом, полученные данные [71–73] об изомерных отношениях и сечениях $(\gamma, n)^{m}$-реакций, по-видимому, указывают на сложность механизма заселения изомерных состояний ядер $1h_{11/2}$ и на значительный вклад в ИО нестатистических процессов.

3. ТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА

3.1. Европий-153. В природе имеются два стабильных изотопа европия: $^{151}\mathrm{Eu}$ и $^{152}\mathrm{Eu}$ — яркие представители переходной области; для них наблюдается резкое изменение свойств поверхности ядра. Гигантский дипольный резонанс в сечениях фотопоглощения на ядре $^{151}\mathrm{Eu}$ имеет одногорбую форму, характерную для сферического ядра, а на ядре $^{153}\mathrm{Eu}$ — двугорбую, что типично для деформированных ядер. Нечетно-нечетные изотопы $^{150}\mathrm{Eu}$, $^{152}\mathrm{Eu}$ и $^{154}\mathrm{Eu}$ имеют изомерные состояния со спин-четностью 8^{-} и 0^{-}. Спектрометрические характеристики основных и изомерных состояний в изотопах европия: их спины и четности J^{π}, нуклонные конфигурации, спектроскопические квадрупольные моменты Q, параметры деформации приведены в табл. 11 [80].

В работе [80] проведены измерения изомерных отношений выходов $\Upsilon(0^{-})/\Upsilon(5^{-})$ в реакциях $^{151}\mathrm{Eu}(\gamma, n)^{150m,g}\mathrm{Eu}$, $\Upsilon(0^{-})/\Upsilon(3^{-})$ и $\Upsilon(8^{-})/\Upsilon(3^{-})$ в реакциях $^{153}\mathrm{Eu}(\gamma, n)^{152m_1,m_2}\mathrm{Eu}$. Измерения проводились в диапазоне граничных энергий $13 \div 22$ МэВ с шагом 1 МэВ. Полученные изомерные отношения выходов приведены на рис. 12. Изомерные отношения $\Upsilon(0^{-})/\Upsilon(5^{-})$ падают с увеличением энергии, а $\Upsilon(8^{-})/\Upsilon(3^{-})$ растет. Последняя характе-

Таблица 11. Спектрометрические характеристики изотопов европия

Изотоп	E, кэВ	J^π	Нуклонные конфигурации	Q, б	β_2
^{150g}Eu	0	5^-	$p(d_{5/2}) + n(f_{5/2})$	1,13(5)	0,11(1)
^{150m}Eu	42,1	0^-	$p(d_{5/2}) - n(f_{5/2})$		(0,10)
^{151g}Eu	0	$5/2^+$	$p(d_{5/2})$	0,903(10)	0,13(1)
^{152g}Eu	0	3^-	$p[413]5/2 + n[505]11/2$	2,54(22)	0,29(3)
^{152m_1}Eu	45,6	0^-	$p[411]3/2 + n[532]3/2$		0,19
^{152m_2}Eu	147,8	8^-	$p[413]5/2 + n[505]11/2$		0,29
^{153g}Eu	0	$5/2^+$	$p[413]5/2$	2,412(2)	0,32(1)
^{154g}Eu	0	3^-	$p[413]5/2 + n[505]11/2$	2,84(10)	0,33
^{154m}Eu	160	8^-	$p[413]5/2 + n[505]11/2$		0,33

ристика согласуется с полученной в работах [81, 82] зависимостью $\Upsilon(8^-)/\Upsilon(3^-) = f(E_{\gamma\,\max})$ для более узкого диапазона энергий.

Измеренное изомерное отношение $\sigma(0^-)/\sigma(3^-)$ в реакции $^{151}\mathrm{Eu}(n,\gamma)^{152}\mathrm{Eu}$ [80] для изомера с $J^\pi = 0^-$ составило в случае тепловых нейтронов 0,52(1). Это ИО лежит в интервале известных значений 0,43 [83]÷0,65 [84]. В случае изомеров с $J^\pi = 8^-$ в реакции (n,γ) на изотопах ^{151}Eu и ^{153}Eu получены оценки ИО $(\sigma(8^-)/\sigma(3^-))$, составляющие $\sim 7\cdot10^{-4}$ для ^{152}Eu и $\sim 3\cdot10^{-4}$ для ^{154}Eu.

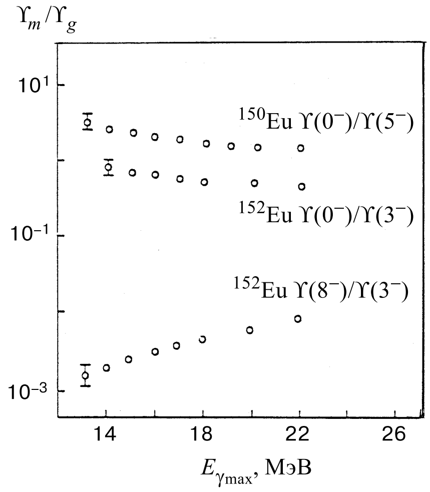

Рис. 12. Зависимость отношений выходов ядер Eu в изомерном и основном состояниях от граничной энергии тормозного излучения

В работе [81] проведено изучение сечений образования изомерных состояний с $J^\pi = 8^-$ и $J^\pi = 0^-$ в реакции $^{153}\mathrm{Eu}(\gamma,n)^{152m_1,m_2}\mathrm{Eu}$ и энергетической зависимости ИО $d = \Upsilon(8^-)/\Upsilon(0^-) = f(E_{\gamma\,\max})$. Измерения выходов проведены в области энергий $8 \div 18$ МэВ с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Сечения σ_{8^-} и σ_{0^-} рассчитывались из кривых выходов методом Пенфольда — Лисса [2] с шагом 1 МэВ. Полученные сечения приведены на рис. 13. К сожалению, в работе [81] не измерялся выход заселения основного состояния. Однако, используя литературные данные по полным сечениям реакции (γ, n), можно оценить величины изомерного отношения $R = \sigma(0^-)/\sigma_n = \sigma(0^-)/(\sigma(0^-) + \sigma(3^-))$. Такая оценка равна при энергии 9 МэВ — 0,2; 12 МэВ — 0,43; 14 МэВ — 0,47 и 15,5 МэВ — 0,56. Погрешность определения ИО $\sim 20\%$.

Поскольку реакции (γ, n) и (n, γ) идут через составное ядро, то представляет заметный интерес сравнить результаты по ИО сечений, полученных в реакциях $^{151}\mathrm{Eu}(n,\gamma)^{152m_1,m_2}\mathrm{Eu}$ и $^{153}\mathrm{Eu}(\gamma,n)^{152m_1,m_2}\mathrm{Eu}$ при сравнимых энергиях. Энергия возбуждения $^{152}\mathrm{Eu}$ в реакции $^{151}\mathrm{Eu}(\gamma,n)^{150m,g}\mathrm{Eu}$ при захвате теплового нейтрона составляет $\sim 6,3$ МэВ. Максимальная энергия возбуждения дочернего ядра в реакции (γ, n) равна $E_\gamma - E_{\text{пор}}$, где $E_{\text{пор}}$ — энергия порога (γ, n)-реакции. В табл. 12, 13 приведены ИО сечений $\sigma(8^-)/\sigma(0^-)$ и $\sigma(0^-)/(\sigma(0^-) + \sigma(3^-))$ реакции (n, γ), полученные в [84, 85], и (γ, n) [81].

Таблица 12. Изомерные отношения сечений возбуждения состояний 8^- и 0^- в реакциях (n, γ) и (γ, n)

Фильтр	σ_{m2}/σ_{m1}	E_γ, МэВ	$E - E_{\text{п}}$, МэВ	$\sigma_{m_2}/\sigma_{m_1}$
Cd	$(1,05 \pm 0,05)10^{-3}$	12,5	3,9	$(3,9 \pm 0,8)10^{-3}$
Cd + B	$(0,85 \pm 0,07)10^{-3}$	14,0	5,4	$(10,4 \pm 1,0)10^{-3}$
Sc	$(1,1 \pm 0,2)10^{-3}$	15,5	6,9	$(15,8 \pm 2,4)10^{-3}$

Таблица 13. Отношение сечений возбуждения изомерного 0^-- и основного 3^--состояний ядра $^{152}\mathrm{Eu}$ в реакциях (n, γ) и (γ, n)

	$\sigma_{m_1}/(\sigma_{m_1} + \sigma_g)$	E_γ, МэВ	$E - E_{\text{п}}$, МэВ	$\sigma_{m_1}/(\sigma_{m_1} + \sigma_g)$
Тепловые нейтроны	$0,394 \pm 0,005$	9,0 12,0	0,4 3,4	$0,20 \pm 0,04$ $0,43 \pm 0,08$
Эпикадм. нейтроны	$0,399 \pm 0,004$	14,0	5,4	$0,47 \pm 0,10$
Нейтроны 2 кэВ	$0,412 \pm 0,005$	15,5	6,9	$0,54 \pm 0,10$
Нейтроны 55 кэВ	$0,411 \pm 0,008$			
Нейтроны 144 кэВ	$0,366 \pm 0,006$			

Картина заселения изомерных отношений в реакциях (γ, n) и (n, γ) близка, но не идентична. Так, например, тепловые нейтроны привносят в ядро $\ell = 0$, и ИО практически полностью определяются характеристиками каскада гамма-квантов. При поглощении гамма-кванта ядру передается практически фиксированный момент $\ell = 1$. Однако характеристики возбужденных состояний дочернего ядра при этом определяются энергией ε и моментом ℓ улетающего нейтрона. (Более детальное сопоставление механизмов возбуждения изомеров в реакциях (γ, n) и (n, γ) приведено в [80].)

Как видно из табл. 12, 13, изомерные отношения $\sigma(0^-)/(\sigma(0^-)+ +\sigma(3^-))$ при сравнимых энергиях возбуждения близки. В случае изомерного отношения $\sigma(8^-)/\sigma(0^-)$ полученные значения ИО для реакции (γ, n) на порядок больше, чем для (n, γ).

Порог реакции (γ, n) на ядре $^{153}\mathrm{Eu}$ составляет 8,6 МэВ [30]. Оценка порога возбуждения изомерного состояния 0^- составляет $(8,9 \pm 0,2)$ МэВ. Обращает на себя внимание аномально высокий «эффективный» порог реакции $^{153}\mathrm{Eu}(\gamma, n)^{152m_2}\mathrm{Eu}$ с возбуждением уровня 8^-, составляющий $(11,5\pm 0,2)$ МэВ и превышающий на ~ 3 МэВ энергетический порог заселения состояния 8^- в реакции (γ, n).

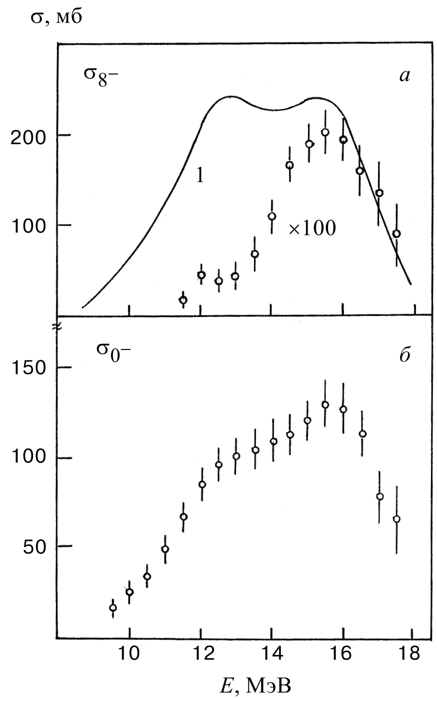

Рис. 13. Сечения возбуждения изомерного 8^--уровня (*а*) и изомерного 0^--уровня (*б*) в реакции $^{153}\mathrm{Eu}(\gamma, n)^{152m_1,m_2}\mathrm{Eu}$. Кривая 1 — полное сечение (γ, n)-реакции на ядре $^{153}\mathrm{Eu}$

Как видно из табл. 11, основными состояниями нечетно-четных ядер являются одночастичные протонные $d_{5/2}$ для сферического $^{151}\mathrm{Eu}$ и $[413]_{5/2}$ для деформированного $^{153}\mathrm{Eu}$. В нечетно-четных ядрах конфигурации основных 3^-- и изомерных 8^--уровней определяются этими протонными состояниями и нейтронными $f_{5/2}$ для сферического $^{150}\mathrm{Eu}$ и $[505]_{11/2}$ для деформированных $^{152}\mathrm{Eu}$ и $^{154}\mathrm{Eu}$. В то же время изомерный уровень 0^- в $^{152}\mathrm{Eu}$ имеет другую конфигурацию: он формируется из протонного $[411]_{3/2}$ и нейтронного $[532]_{3/2}$ состояний. В ядре $^{152}\mathrm{Eu}$ основной 3^-- и изомерный 0^--уровни имеют заметно разные значения параметров квадрупольной деформации, в то же время β_2 изомерного уровня 8^- значителен и близок к параметру деформации основного состояния. Таким образом, при исследовании реакций $^{151}\mathrm{Eu}(n,\gamma)^{152m_1m_2}\mathrm{Eu}$ и $^{153}\mathrm{Eu}(\gamma,n)^{152m_1m_2}\mathrm{Eu}$ появляется возможность изучить влияние деформации на заселение изомеров $^{152}\mathrm{Eu}$. В работе [80] был сделан важный вывод о том, что вероятность заселения изомерных 8^- (деформированного) и 0^- (сферического) состояний $^{152}\mathrm{Eu}$ слабо зависит (или не зависит) от того, сферическим или деформированным является материнское ядро. Этот вывод подтверждают и результаты работы [81].

При распаде состояний гигантского $E1$-резонанса $^{153}\mathrm{Eu}$ необходимая величина $J^\pi = 8^-$ дочернего ядра может быть достигнута каскадом дипольных гамма-квантов из четырех переходов или испусканием быстрых нейтронов с $\ell = 4$. То обстоятельство, что у $^{152}\mathrm{Eu}$ очень высокий (3 МэВ) «эффективный» порог возбуждения в реакции (γ,n) состояния 8^-, по-видимому, связано не с деформацией, а с механизмом заселения уровня 8^-, наличием высоко расположенных (3,4 МэВ) активационных уровней.

Как отмечалось выше, изомерные отношения $\sigma(8^-)/\sigma(0^-)$, полученные для реакции (γ,n), на порядок больше, чем для (n,γ). Отсюда следует, что заселение высокоспинового 8^--изомера происходит эффективнее, когда ядру одновременно передается (или уносится) значительный угловой момент. В каскаде же гамма-квантов это состояние заселяется гораздо менее эффективно. Это приводит к тому, что, например, в реакциях $(n,2n)$ должен наблюдаться рост ИО по сравнению с реакциями (γ,n).

3.2. Тяжелые деформированные ядра. Все рассматриваемые здесь ядра $^{165}\mathrm{Ho}$, $^{168}\mathrm{Er}$, $^{180}\mathrm{Hf}$, $^{184}\mathrm{W}$ принадлежат к группе сильнодеформированных аксиально-симметричных ядер и описываются близкими характеристиками. Дочерние ядра, полученные в реакции (γ,n), стабильны. Сечения фотопоглощения σ_{tot} для них имеют вид двугорбых кривых, типичный для таких ядер [86, 87]. Возбуждение изомерных состояний наиболее полно изучалось в работах [88, 89]. Характеристики ядер: спин-четности основных состояний материнских ядер $J^\pi_{g_0}$, пороги реакции (γ,n), энергии метастабильных состояний E_m, спин-четности основных J^π_g- и изомерных J^π_m-состояний дочерних ядер приведены в табл. 14.

Гольмий-165. Изомерное состояние ^{164}Ho с $J^\pi = 6^-$ и энергией 0,14 МэВ имеет период полураспада $T_{1/2} = 37$ мин, основное состояние 1^+ распадается с периодом $T_{1/2} = 29,0$ мин. Поскольку основное состояние ^{164}Ho нестабильно, то для расчета изомерного отношения выходов Υ_m/Υ_g в работах [88, 89] использовалось соотношение (2). Интенсивность заселения изомерного состояния определялась по гамма-линии $E_m = 0,0375$ МэВ, а основного — как среднее интенсивности двух линий: $E_1 = 0,0735$ МэВ и $E_2 = 0,0915$ МэВ. Полученные экспериментальные ИО $\eta = \Upsilon_m/(\Upsilon_m + \Upsilon_g)$ приведены на рис. 14. Порог реакции $^{165}\mathrm{Ho}(\gamma,n)^{164m,g}\mathrm{Ho}$ в пределах оши-

Таблица 14. Характеристики ядер

Материнские ядра	J^{π}_{g0}	Порог реакции (γ, n), МэВ	Дочернее ядро	J^{π}_{g}	J^{π}_{m}	E_m, МэВ	$\Delta J = (J^{\pi}_{g} - J^{\pi}_{m})$
^{165}Ho	$7/2^-$	8,0	^{164}Ho	1^+	6^-	0,140	5
^{168}Er	0^+	7,8	^{167}Er	$7/2^+$	$1/2^-$	0,208	3
^{180}Hf	0^+	7,4	^{179}Hf	$9/2^+$	$1/2^-$	0,377	4
^{184}W	0^+	7,4	^{183}W	$1/2^-$	$11/2^+$	0,304	5

бок совпадает с энергетическим порогом реакции $(\gamma, n)^m$, что обусловлено небольшой разницей спинов изомерного состояния ^{164}Ho ($J^{\pi} = 6^-$) и основного состояния материнского ядра ^{165}Ho ($J^{\pi} = 7/2^+$).

Сечение реакции $(\gamma, n)^m$ для ^{165}Ho приведено на рис. 15. Рассчитанные по этим значениям изомерные отношения $R = \sigma_m/(\sigma_m + \sigma_g)$ составляют при энергии $E = 14$ МэВ $R = 0,37 \pm 0,03$ и при $E = 15$ МэВ $R = 0,33 \pm 0,03$. Расчет по испарительно-капельной модели [31, 32] дает удовлетворительное согласие с экспериментом при фиксации параметра $\sigma = 3$.

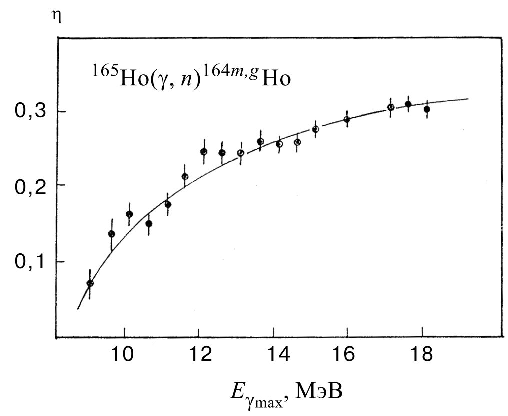

Рис. 14. Зависимость изомерного отношения выходов реакции $^{165}\mathrm{Ho}(\gamma, n)^{164m,g}\mathrm{Ho}$ от максимальной энергии тормозного спектра

Изомерные отношения в реакции $(n, 2n)$ при эквивалентных энергиях возбуждения остаточного ядра [39, 90] получаются близкими к полученным величинам R. В работе [90] при энергии нейтронов 14,0 МэВ получено значение $R = 0,37 \pm 0,04$. Проведенные расчеты по каскадно-испарительной модели дали параметр ограничения спина $\sigma = 3,8$. Полученные результаты указывают на бóльшую вероятность заселения изомерного (высокоспинового) состояния 6^- в реакции $(n, 2n)$ по сравнению с реакцией (γ, n).

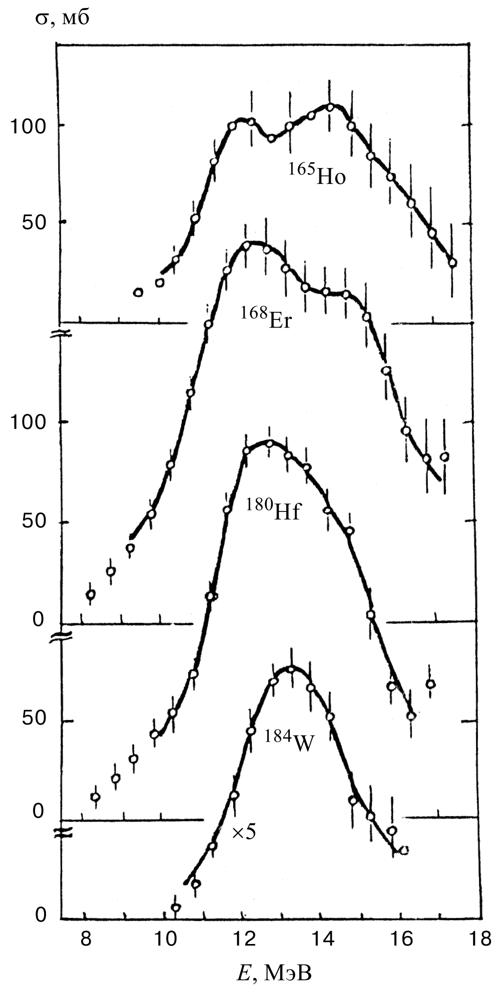

Рис. 15. Сечения возбуждения изомерных состояний в реакции $(\gamma, n)^m$ для ядер ^{165}Ho, ^{168}Er, ^{180}Hf и ^{184}W

Эрбий-168, гафний-180, вольфрам-184. Дочерние ядра, полученные в реакции (γ, n) на ядрах ^{168}Er, ^{180}Hf, ^{184}W, стабильны. Поэтому в работах [89, 91] с целью изучения возбуждения метастабильных состояний измерялись абсолютные выходы реакции $(\gamma, n)^m$. Отметим, что определение выхода образования изомера ^{167m}Er велось по линии 0,207 МэВ, ^{179m}Hf — по линии 0,217 МэВ и ^{183m}W — по линии 0,1079 МэВ. Характеристики гамма-переходов взяты из работ [16, 74]. В качестве мишеней использовались изотопически обогащенные изотопы.

Измеренные значения Υ_m составляют значительную часть от выхода реакции (γ, n) на этих ядрах. Выходы $\Upsilon_m(E)$ имеют пороги, и их значения для эрбия-168 и гафния-180 совпадают с энергетическими порогами реакции (γ, n) (энергия порога (γ, n)-реакции плюс энергия изомерного уровня). Для вольфрама порог реакции $(\gamma, n)^m$ на 2,5 МэВ выше порога реакции (γ, n).

Полученные из кривых выхода сечения реакций $^{168}\mathrm{Er}(\gamma, n)^{167m}\mathrm{Er}$, $^{180}\mathrm{Hf}(\gamma, n)^{179m}\mathrm{Hf}$ и $^{184}\mathrm{W}(\gamma, n)^{183m}\mathrm{W}$ представлены на рис. 15. Указанные ошибки статистические. Неопределенность энергетической шкалы составляет менее 1%.

Сравнение этих сечений с полными сечениями σ_{tot} реакции (γ, n) [30] показывает, что сечения σ_m составляют примерно половину сечений σ_{tot}. Максимумы сечений σ_m и σ_n для изотопов $^{180}\mathrm{Hf}$ и $^{168}\mathrm{Er}$ в пределах ошибок совпадают, максимум же сечения для $^{184}\mathrm{W}$ несколько смещен в сторону больших энергий.

Полученные экспериментальные сечения σ_m аппроксимированы суммой двух лоренцианов. Параметры аппроксимации: σ_1, E_1, Γ_1, σ_2, E_2, Γ_2 приведены в табл. 15.

Таблица 15. Параметры лоренцевских кривых

Параметр	^{165}Ho	^{168}Er	^{180}Hf	^{184}W
σ_1	$67,1 \pm 1,7$	$151,8 \pm 2,8$	$157,7 \pm 4,0$	$25,7 \pm 1,3$
Γ_1	$1,89 \pm 0,06$	$3,26 \pm 0,04$	$3,11 \pm 0,04$	$3,16 \pm 0,15$
E_1	$11,95 \pm 0,02$	$12,0 \pm 0,02$	$12,4 \pm 0,02$	$13,2 \pm 0,06$
σ_2	$98,0 \pm 0,8$	$116,1 \pm 1,2$	$91,8 \pm 3,2$	—
Γ_2	$4,15 \pm 0,1$	$4,18 \pm 0,15$	$2,93 \pm 0,14$	—
E_2	$14,5 \pm 0,03$	$14,8 \pm 0,03$	$14,3 \pm 0,04$	—

Наличие полных сечений фотопоглощения и полных сечений σ_n реакции (γ, n) [30] дает возможность получить для исследуемых ядер экспериментальные изомерные отношения сечений $R = \sigma_m/(\sigma_m + \sigma_g) = \sigma_m/\sigma_n$. Полученные значения $R_{\text{эксп}}$ составляют для реакции $^{168}\mathrm{Er}(\gamma, n)^{167m}\mathrm{Er}$ — 0,58 при $E = 12,25$ МэВ и 0,65 при $E = 13,25$ МэВ, для реакции $^{180}\mathrm{Hf}(\gamma, n)^{179m}\mathrm{Hf}$ — 0,51 при $E = 12,25$ МэВ и 0,55 при $E = 13,25$ МэВ и для реакции $^{184}\mathrm{W}(\gamma, n)^{183m}\mathrm{W}$ соответствующая величина составляет 0,055 и 0,07. Погрешность определения $R \sim$ 15–20%.

Наименьшее значение $R_{\text{эксп}}$ получено для ^{184}W $(\Delta J = 5)$. В то же время $R_{\text{эксп}}$ для реакций $^{168}\mathrm{Er}(\gamma, n)^{167m}\mathrm{Er}$ и $^{180}\mathrm{Hf}(\gamma, n)^{179m}\mathrm{Hf}$ в пределах 20% совпадают. Развитие каскадов гамма-квантов при снятии возбуждения ядер $^{167}\mathrm{Er}$ и $^{179}\mathrm{Hf}$ идет в основном из состояний с малыми спинами.

В обоих случаях ядра ^{168}Er и ^{180}Hf после поглощения дипольного гамма-кванта переходят из основного состояния 0^+ в 1^-. Спектры испускаемых нейтронов ввиду близости характеристик ядер практически идентичны. В обоих случаях изомерное состояние имеет $J^\pi = 1/2^-$, а наличие в ядре ^{179}Hf конкурирующего (находящегося между изомерным и основным состояниями) уровня $7/2^-$ делает эти ядра в известном смысле близнецами. Наличие небольшого расхождения ($R_{\text{эксп}}$ для ^{168}Er несколько больше) может быть связано с двумя причинами — с разницей энергий изомерных состояний (0,208 МэВ для ^{167m}Er и 0,377 МэВ для $^{179m}\mathrm{Hf}$) и с отличием четности состояний (для эрбия $J^\pi_m = 1/2^-$, $J^\pi_g = 7/2^+$, для гафния $J^\pi_m = 1/2^-$, а спин-четность конкурирующего уровня $J^\pi_{\text{конк}} = 7/2^-$).

То обстоятельство, что характеристики уровней, учитываемых при последнем (решающем) переходе каскада гамма-квантов для ядер ^{167}Er и ^{179}Hf, кроме четности, практически совпадают, по-видимому, представляет удобный случай для исследования влияния четности на величину изомерного отношения. Однако близость изомерных отношений для обоих ядер указывает на незначительность влияния четности последнего перехода на величину $R_{\text{эксп}}$.

Последовательный теоретический подход каскадно-испарительной модели не дает достаточно удовлетворительного описания изомерных отношений . Для ^{168}Er и ^{180}Hf они несколько занижены, а для ^{184}W значительно завышено по сравнению с $R_{\text{эксп}}$. К согласию с опытом приводит фиксация параметра ограничения по спину σ в формуле Бете — Блоха (3). При этом для ^{168}Er получено согласие при $\sigma = 2,0$, для ^{180}Hf — при $\sigma = 2,2$ и для ^{184}W — при $\sigma = 3,0$.

3.3. Рений-185. Нечетно-четные ядра Re лежат в переходной области от сильнодеформированных аксиально-симметричных ядер к сферическим. Образующийся в реакции (γ, n) нестабильный изотоп ^{184}Re имеет высокоспиновый изомер с $J^\pi = 8^+$ и $T_{1/2} = 165$ сут. Основное состояние имеет $J^\pi = 3^-$ и $T_{1/2} = 38$ сут. В работах [81, 92] изомерное отношение выходов Υ_m/Υ_g определялось по гамма-линиям с энергией 903 и 921 кэВ, принадлежащих распаду ^{184g}Re и ^{184m}Re соответственно. Для облучения использовались мишени из обогащенного ^{185}Re (96%). Участок аппаратурного гамма-спектра от распада ^{184}Re приведен на рис. 16.

Полученные экспериментальные изомерные отношения выходов $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g$ для реакции $^{185}\mathrm{Re}(\gamma, n)^{184m,g}$Re показаны точками на рис. 17. Погрешность определения составила $\sim 3\%$. Сплошной кривой на рис. 17 показана зависимость $d = A{\cdot}\mathrm{th}[B(E - E_0)]$. Аппроксимация осуществлялась методом наименьших квадратов. Оптимальная подгонка получена для $A = 0,0549 \pm 0,02$, $B = 0,0467 \pm 0,02$, $E_0 = 9,84 \pm 0,01$.

Порог реакции (γ, n) на ядре ^{185}Re составляет 7,8 МэВ. Экспериментальная энергия порога реакции $^{185}\mathrm{Re}(\gamma, n)^{184m}$Re равна $(9,8 \pm 0,14)$ МэВ. Если

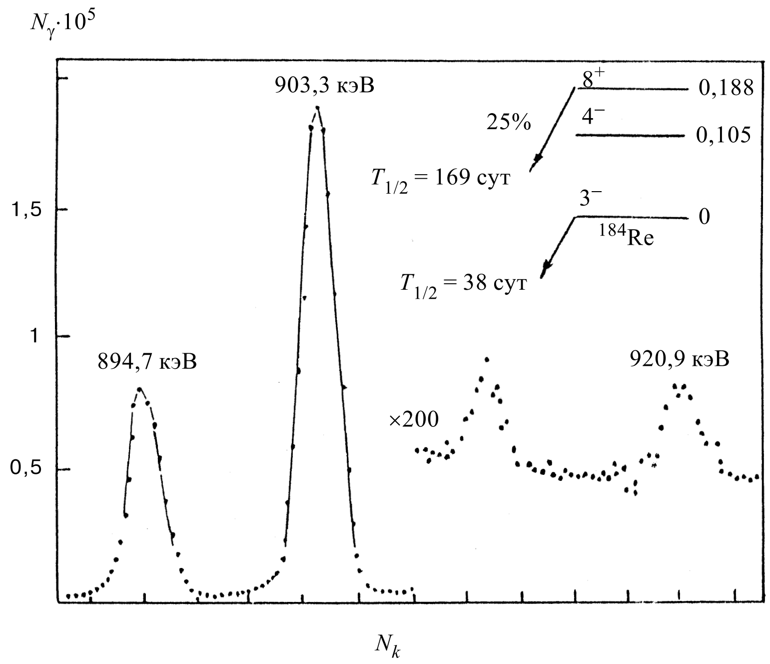

Рис. 16. Участок экспериментального γ-спектра и фрагмент схемы распада ^{184}Re

учесть, что энергия изомерного уровня ^{184}Re равна 0,188 МэВ, то видно, что $E^m_{\text{пор}}$ больше $E^n_{\text{пор}}$ на 1,8 МэВ. Наличие значительного эффективного порога, как и в случае ^{153}Eu, связано со значительным угловым моментом изомерного состояния $(J^\pi = 8^+)$ и заметной разницей углового момента материнского ядра $(J^\pi = 5/2^+)$ и изомерного состояния дочернего ядра $(J^\pi = 8^+)$.

Имеющиеся в литературе данные по полным сечениям (γ, n)-реакции [30] позволили рассчитать сечение реакции $^{185}\text{Re}(\gamma, n)^{184m,g}\text{Re}$. Полученное сечение σ_m и его сравнение с сечением $\sigma(\gamma, n)$ приведено на рис. 18. Из сопоставления σ_m и $\sigma(\gamma, n)$ следует, что изомерные отношения сечений равны $R = 0,0185$ при $E = 13,5$ МэВ, 0,027 при $E = 14,5$ МэВ

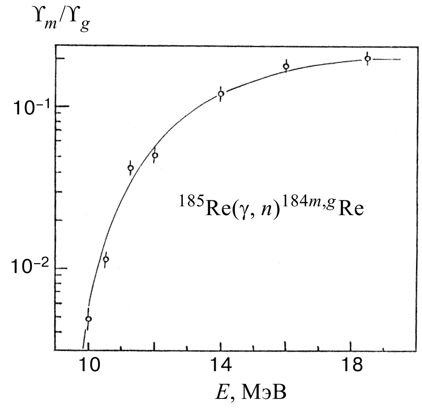

Рис. 17. Зависимость от энергии изомерного отношения выходов реакции $^{185}\text{Re}(\gamma, n)^{184m,g}\text{Re}$

и 0,039 при $E = 15,5$ МэВ. Оценка погрешности определения R составляет $\sim 15\%$. Приведенный в работе расчет изомерных отношений сечений дает согласие с экспериментом при фиксации параметра ограничения спина $\sigma \simeq 3,0$.

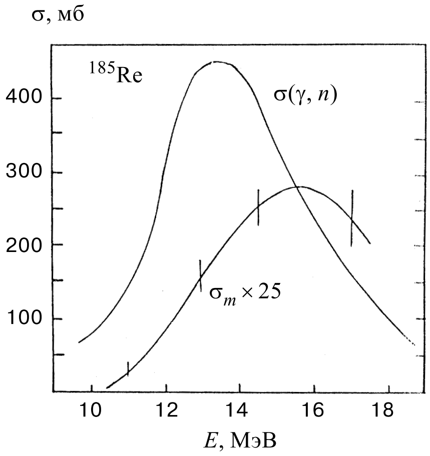

Рис. 18. Зависимость сечения реакции $^{185}\mathrm{Re}(\gamma, n)^{184m}\mathrm{Re}$ от энергии и сравнение его с полным фотонейтронным сечением $\sigma(\gamma, n)$

Представляется интересным сравнить ИО для реакции (γ, n) с изомерными отношениями для ^{184m}Re, полученными в других реакциях.

В работе [90] с помощью быстрых нейтронов 14,8 МэВ исследована реакция $^{185}\mathrm{Re}(n, 2n)^{184m,g}\mathrm{Re}$. Полученное изомерное отношение $\sigma_m/\sigma_{\mathrm{tot}} = 0,15 \pm 0,08$ значительно выше, чем полученное в работах [81, 92] при аналогичных энергиях γ-квантов. Такое расхождение объясняется заметным угловым моментом, привносимым в ядро быстрым нейтроном.

На первый взгляд, аналогичная картина должна была бы наблюдаться и в реакции (p, n). Однако такого не происходит. В работе [85] измерено изомерное отношение σ_m/σ_g в реакции $^{184}\mathrm{W}(p, n)^{184}\mathrm{Re}$ в области энергий протонов $4 \div 26$ МэВ. Полученные значения σ_m/σ_g приведены в табл. 16. Видно, что σ_m/σ_g малы и сравнимы с величинами, полученными в реакции (γ, n). Такое поведение изомерных отношений, по-видимому, связано с механизмом реакции (p, n), значительным вкладом прямых процессов и преимущественным заселением состояний ядра ^{184}Re с низкими спинами.

Таблица 16. Изомерные отношения сечений в реакции $^{184}\mathrm{W}(p, n)^{184m,g}\mathrm{Re}$

E_p, МэВ	σ_m/σ_g	E_p, МэВ	σ_m/σ_g
3,8	$0,028 \pm 0,003$	12,0	$0,040 \pm 0,005$
4,7	$0,040 \pm 0,004$	20,0	$0,058 \pm 0,005$
5,45	$0,043 \pm 0,004$	23,0	$0,10 \pm 0,01$
6,15	$0,058 \pm 0,004$	26,0	$0,15 \pm 0,03$
6,7	$0,075 \pm 0,005$		

Возбуждение метастабильного состояния 8^+ ^{184}Re исследовалось и в (α, n)-реакции [92]. Экспериментальная зависимость σ_m/σ_g для реакции $^{181}\mathrm{Ta}(\alpha, n)^{184m,g}\mathrm{Re}$ носит сложный характер и приведена на рис. 19. Обращает на себя внимание нехарактерный обратный ход зависимости σ_m/σ_g от энергии при $E_\alpha < 15$ МэВ. Объяснение этого может быть связано с наличием сильного квазиупругого рассеяния α-частиц или повышенным вылетом в области низких энергий составного ядра из низкоспиновых состояний протонов. Это приводит к обеднению низкоспиновых состояний, что приводит к увеличению σ_m/σ_g.

На рис. 19 проведено сравнение полученных данных $\sigma_{8^+}/\sigma_{3^-}$ для реакций (γ, n), (p, n), (α, n): кривая *а* (темные точки) σ_m/σ_g — для реакции (γ, n) [92], кривая *б* (крестики) — для реакции (p, n) [85] и кривая *г* (светлые точки) — для реакции (α, n) [81].

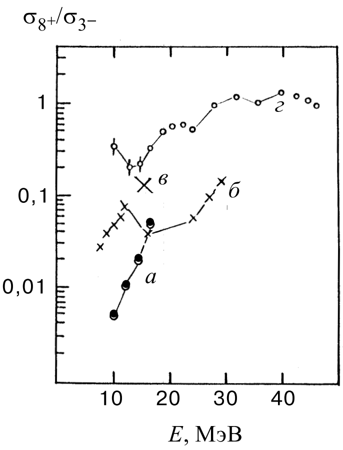

Рис. 19. Сравнение изомерных отношений для ядра ^{184}Re, полученных для реакции (γ, n) (*а*) с результатами, полученными в реакциях: *б*) (p, n), *в*) $(p, 2n)$ и *г*) (α, n)

Как видно, общий ход зависимостей (p, n)- и (α, n)-реакций подобен. Результаты расчета изомерного отношения для (p, n)-реакции в рамках каскадно-испарительной модели [85, 93] для различных параметров показали, что расчетная кривая для (p, n)-реакции явно уходит от экспериментальных значений с повышением энергии налетающих протонов. В то же время для (α, n)-реакций проведенный расчет по аналогичной схеме в области $20 \div 40$ МэВ дает удовлетворительное согласие с экспериментом. По-видимому, такое различие указывает на то, что механизм реакции (p, n) отличается от (α, n) и (γ, n).

3.4. Золото-197. Изотоп ^{197}Au принадлежит к сферическим ядрам. Возникающий в реакции (γ, n) нестабильный изотоп ^{196}Au имеет изомер ^{196m}Au ($J^\pi = 12^-$, $T_{1/2} = 9,7$ ч) и основное состояние ^{196g}Au ($J^\pi = 2^-$, $T_{1/2} = 6,18$ сут). В работе [94] в области энергий $10 \div 70$ МэВ исследована зависимость от энергии изомерных отношений выходов в реакциях $^{197}\mathrm{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\mathrm{Au}$ и $^{197}\mathrm{Au}(e, e'n)^{196m,g}\mathrm{Au}$. Измерения проведены по активационной методике. Полученная для реакции (γ, n) зависимость относительных ИО $\kappa = d(E_{\gamma\,\max})/d(E_{\gamma\,\max} = 52 \text{ МэВ}) = f(E_{\gamma\,\max})$ имеет вид кривой насыщения и приведена на рис. 20. Из анализа $\kappa = f(E_{\gamma\,\max})$ видно, что реакция $(\gamma, n)^m$ на золоте имеет порог ~ 12 МэВ, что существенно выше порога (γ, n)-реакции 8,1 МэВ.

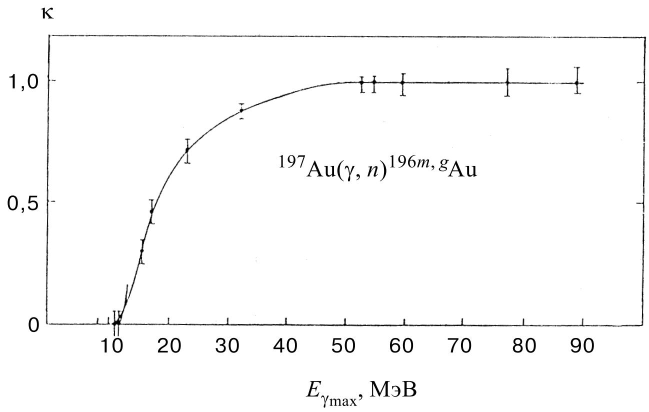

Рис. 20. Зависимость от граничной энергии тормозного излучения относительных изомерных отношений $\kappa = d(E_{\gamma\,\max})/d(E_{\gamma,\max} = 52$ МэВ) для реакции $^{197}\mathrm{Au}(\gamma,n)^{196m,g}\mathrm{Au}$

Следует отметить [94], что особенно велика вероятность возбуждения состояния $J^{\pi} = 12^{-}$ в реакциях с тяжелыми ионами при больших передаваемых моментах [95, 96]. Так, изомерное отношение сечений $\sigma_{12^-}/\sigma_{2^-}$ в реакции $^{192}\mathrm{Os}(^{11}\mathrm{B},\alpha 3n)^{196m,g}\mathrm{Au}$ под действием ионов ^{11}B при среднем вносимом моменте $\ell = 15$ по данным работы [95] составляет $3 \cdot 10^{-1}$. Как показано в работе [95], при уменьшении передаваемого момента отношение выходов ^{196m}Au и ^{196g}Au довольно резко уменьшается и при среднем вносимом моменте $\ell = 3$ составляет $1,7 \cdot 10^{-2}$. В случае реакций $(e,e'n)$ и особенно (γ,n), когда практически имеет место только дипольное ($\ell = 1$) с небольшой примесью квадрупольного ($\ell = 2$) поглощения, вероятность возбуждения состояния $J^{\pi} = 12^{-}$ невелика и составляет при $E_{\gamma\,\max} = 50$ МэВ $(6,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$, что согласуется с ранее полученным значением $5 \cdot 10^{-4}$ [97]. В области насыщения вклад квадрупольного поглощения в ИО составляет $\sim 9\%$.

Из сопоставления изомерных отношений выходов в реакции (γ,n) и $(e,e'n)$ в работе [54] сделан вывод, что наблюдаемое в области энергий возбуждения $\sim 12 \div 20$ МэВ резкое увеличение изомерного отношения не связано, как это можно было предположить, с увеличением доли квадрупольных поглощений, а должно быть связано с механизмом заселения высокоспиновых состояний. Наиболее вероятным является предположение, что это заселение происходит в результате каскадов из большого числа гамма-переходов, условия образования которых становятся все благоприятнее с увеличением энергии возбуждения. Возможно [94], что частично этот рост связан с увеличением моментов, уносимых квазипрямыми нейтронами, наблюдаемыми при энергиях выше ~ 20 МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассматривая современное состояние экспериментального изучения возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n) в области гигантского дипольного резонанса, можно отметить следующее.

— За последнее время на современной экспериментальной базе измерены зависимости изомерных отношений выходов от энергии гамма-квантов, исследована эволюция ИО с изменением массы ядер, получены сечения возбуждения изомеров для широкого круга ядер в области $45 < A < 200$.

— Для магических ядер с $N = 50$ обнаружена структура сечений $(\gamma, n)^m$-реакции в припороговой области, связанная со спектром низкоэнергетических возбуждений дочерних ядер.

— Величина изомерного отношения заселения высокоспиновой компоненты изомерной пары для ядер fpg-оболочки коррелирует с количеством нейтронов на уровнях $1g_{9/2}$, что может быть связано с полупрямым механизмом $(\gamma, n)^m$-реакции.

— Для ядер, принадлежащих оболочке $N = 82$, обнаружен эффект резкого уменьшения заселения изомерного состояния $1h_{11/2}$ с увеличением A при переходе $Z = 58$–60.

— Для ядра $^{152}\mathrm{Eu}$ показано, что при распаде высоковозбужденных состояний, в отличие от низколежащих, вероятность заселения изомерных 8^- (деформированного) и 0^- (сферического) состояний $^{152}\mathrm{Eu}$ слабо зависит (или не зависит) от того, сферическим или деформированным было материнское ядро.

— Основным механизмом заселения изомерных состояний тяжелых ядер в реакции (γ, n) является статистический.

— В настоящее время отсутствует целостный теоретический подход к описанию изомерных отношений. Из сравнения экспериментальных ИО с результатами расчетов в рамках каскадно-испарительной модели следует сделать вывод, что последовательные расчеты не дают согласия с экспериментом, и удовлетворительное описание ИО достигается введением параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ишханов Б.С., Капитонов И.М.** — Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд. МГУ, 1979.
2. **Penfold A.S., Leis J.E.** — Phys. Rev., 1959, v.114, p.1332.
3. **Тихонов А.Г.** — Доклады АН СССР, 1963, т.151, с.3.
4. **Жучко В.Е.** — ЯФ, 1977, т.25, с.299.
5. **Katz L., Barker R., Montalblette R.** — Can. J. Phys., 1953, v.31, p.250.
6. **Johns H.E., Katz L., Dougles R.A., Haslam R.N.H.** — Phys. Rev., 1950, v.80, p.1062.

7. **Christian D., Martin D.** — Iowa State College Report, 1951, No.18, p.197.
8. **Apers D., Capnou P., Gilly L.** — J. Inorg. Nucl. Chem., 1957, v.5, No.1, p.23.
9. **Silva E., Goldenberg J.** — Ann. Acad. Brasil Science, 1956, v.28, p.275.
10. **King A., Voigt A.** — Phys. Rev., 1957, v.105, p.1310.
11. **Ferrero F., Ferroni S., Malvani R. et al.** — Nuovo Cim., 1959, v.11, p.110.
12. **Farinelli V., Ferrero F., Malvani R. et al.** — Phys. Rev., 1958, v.112, p.1994.
13. **Decowski P., Grochulski W., Marcincowski H. et al.** — Nucl. Phys., 1968, v.A112, p.513.
14. **Duffield R.D., Vegora S.H.** — Phys. Rev., 1958, v.117, p.1958.
15. **Huizenga J.R., Vandenboch R.** — Phys. Rev., 1960, v.120, p.1305.
16. **Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В.** — АЭ, 1987, т.62, вып.4, с.236.
17. **Lederer C.M., Shirley V.** — Table of Isotopes, 7-th Ed., New York, Willey, 1978.
18. **Bartsch H., Huber K., Kneissl et al.** — Nucl. Phys., 1976, v.A256, p.243.
19. **Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В.** — Укр. физ. журн., 1990, т.35, с.173.
20. **Tatarczuk Y.R., Medikus H.A.** — Phys. Rev., 1966, v.143, p.818.
21. **Völpel R.** — Nucl. Phys., 1972, v.A182, p.411.
22. **Walter W., Hummel J.** — Phys. Rev., 1966, v.150, p.867.
23. **Carver J.H., Costa G.E., Sherword T.R.** — Nucl. Phys., 1962, v.37, p.449.
24. **Нога В.И., Ткачук С.Ф., Ранюк Ю.Н.** — ЯФ, 1981, т.34, с.1431.
25. **Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В.** — АЭ, 1985, т.58, с.47.
26. **Erikson M., Jonson G.** — Nucl. Phys., 1975, v.242, p.507.
27. **Желтоножский В.А., Ломоносов В.И., Мазур В.М. и др.** — АЭ, 1990, т.88, с.441.
28. **Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Мазур В.М. и др** — Препринт КИЯИ-88-54, 1988.
29. **Vänska R., Rieppo R.** — Nucl. Instr. and Meth., 1981, v.179, p.525.
30. **Deitrich S.S., Berman B.L.** — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1988, v.38, p.199.
31. **Арифов Л.Я., Мазитов В.С., Уланов В.Г.** — ЯФ, 1981, т.34, с.1028.
32. **Биган З.М., Мазур В.М., Торич З.З.** — Препринт КИЯИ-85-15, 1985.
33. **Vonach H.K., Hille M.** — Nucl. Phys., 1969, v.A127, p.289.
34. **Didl W., Schant W., Vonach H., Uhl M.** — Nucl. Phys., 1973, v.217, p.269.
35. **Rayburn L.A.** — Phys. Rev., 1961, v.122, p.16.
36. **Karolyi J., Csikai J., Reto G.** — Nucl. Phys., 1968, v.A122, p.234.
37. **Богила Е.А., Гаврилюк В.И., Желтоножский В.А. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1991, т.55, с.921.
38. **Matsuo T., Matuszek J.M., Dudley J.R.** — Phys.Rev., 1965, v.139, p.886.
39. **Macoroa A., Vignau H., Caracoche M.C. Nassiff S.J.** — J. Inorg. Nucl. Chem., 1965, v.27, p.1719.
40. **Богила Е.А., Коломиец В.М.** — Препринт КИЯИ-88-28, 1988, с.50.
41. **Игнатюк А.А., Смиренкин Г.Н., Тишен А.С.** — ЯФ, 1975, т.21, с.485.
42. **Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.** — ЯФ, 1995, т.58, с.1180.

43. **Mordechai S. et al.** — Phys. Rev., 1978, v.18, p.2498.
44. **Lecompt R., Kajrys G., Landsberger S.** — Phys. Rev., 1982, v.25, p.2812.
45. **Bar-Touv J., Mordechai S.** — J. Phys. G. Nucl. Phys., 1984, v.10, p.785.
46. **Silva E., Goldenberg J.** — Ann. Academ. Brasil. Science, 1956, v.28, No.3, p.275.
47. **Фам Зуи Хиен, Нго Куанг Зуи и др.** — ЯФ, 1982, т.35, с.257.
48. **Мазур В.М., Соколюк И.В., Биган З.М.** — ЯФ, 1991, т.54, с.895.
49. **Марчук Г.И., Колесов В.Б.** — Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1970.
50. **Бабаджанов Р.Д., Громов Ю.А. и др.**— В сб.: Тез. докл. 40 сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1990, с.304.
51. **Антонов А.Д., Балабанов Н.П., Белов А.Г. и др.** — В сб.: Тез. докл. 41 сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1991, с.286.
52. **Manhart W., Vonach H.K.** — Zeit. für Physik, 1968, v.210, p.13.
53. **Minetti B., Pasquarelli G.** — Nucl. Phys., 1967, v.A100, p.186.
54. **Abbond A., Decowski W. et al.** — Nucl. Phys., 1969, v.A139, p.42.
55. **Taketani H., Adachi M., Odawa M. et al.** — Nucl. Phys., 1973, v.A204, p.385.
56. **Winter Ch., Kruche B., Lieb K.F.** — Nucl. Phys., 1986, v.A460, p.501.
57. **Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В.** — В сб.: Тез. докл. XXXIX сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ташкент: Наука, 1989, с.316.
58. **Давыдов М.Г. и др.** — АЭ, 1987, т.63, с.362.
59. **Бодров И.В. и др.** — ЯФ, 1994, т.57, с.1347.
60. **Costa S. et al.** — Nucl. Phys., 1965, v.72, p.158.
61. **Haustein P.E., Voigt A.F.** — J. Inorg. Nucl. Chem., 1971, v.33, p.289.
62. **Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В.** — Укр. физ. журн., 1990, т.35, с.173.
63. **Mazur V.M., Bigan Z.M., Sokoluk I.V.** — Lazer Phys., 1995, v.5, p.273.
64. **Желтоножский В.А., Мазур В.М., Решитько С.В.** — Укр. физ. журн., 1992, т.37, с.1628.
65. **Beglan R.J., Bowman C.S., Berman B.L.** — Phys. Rev. C, 1971, v.3, p.672.
66. **Игнатюк А.В.** — Статистические свойства возбужденных оболочек ядер. М.: Энергоиздат, 1983.
67. **Мазур В.М., Бохинюк В.С., Биган З.М. и др.** — Укр. физ. журн., 1992, т.37, с.1632.
68. **Carlos P., Beil H., Bergère R. et al.** — Nucl. Phys., 1971, v.A172, p.437.
69. **Beil H., Bergère R., Carlos P. et al.** — Nucl.Phys., 1971, v.A172, p.426.
70. **Беляев С.Н., Семенов В.А.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1991, т.55, с.963.
71. **Мазур В.М., Желтоножский В.А., Биган З.М.** — ЯФ, 1995, т.58, с.1.
72. **Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П.** — ЯФ, 1996, т.59, с.585.
73. **Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П.** — ЯФ, 1996, т.59, с.389.
74. **Давыдов М.Г., Мантонжин В.А. и др.** — В сб.: Тез. докл. 27 сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1977, с.239.
75. **Hoand Dac Luc et al.** — Bulg. J. Phys., 1987, v.14, No.2, p.152.
76. **Browne E., Fireston R.B.** — Table of Radioactive Isotopes, Ed. V.S.Shirley, N.Y., 1986.

77. **Berman B.L., Fultz S.C.** — Rev. Mod. Phys., 1975, v.47, No.3, p.713.
78. **Blatt J.M., Weisskopf V.V.** — Theoretical Nuclear Physics. NY., Willey, 1966.
79. **Beil H., Bergère R., Carlos P. et al.** — Nucl. Phys., 1974, v.227, p.426.
80. **Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Жучко В.Е. и др.** — ЯФ, 1997, т.60, с.217.
81. **Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Мазур В.М. и др.** — ЯФ, 1999, т.63, с.941.
82. **Мазур В.М., Биган З.М., Гошовский М.В. и др.** — В сб.: Научные труды ИЭФ-96, ИЭФ НАН Украины, Ужгород, 1996, с.216.
83. **Von Egidy T., Kaiser W., Mampe W. et al.** — Z. Phys., 1978, v.A286, p.341.
84. **Пшеничный В.И., Грицай Е.А.** — ЯФ, 1990, т.51, с.621.
85. **Гаврилюк В.И., Желтоножский В.А., Решитько С.В., Харламов В.Б.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.1006.
86. **Гуревич Г.М., Лазарева Л.Е., Мазур В.М., Солодухов Г.В.** — Письма в ЖЭТФ, 1976, т.26, с.411.
87. **Gurevich G.M., Lazareva L.E., Mazur V.M. et al.** — Nucl. Phys., 1981, v.A351, p.257.
88. **Бордош С.И., Бохинюк В.С., Мазур В.М. и др.** — В сб.: Тез. докл. 43 Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М.: Наука, 1993, с.235.
89. **Мазур В.М., Торич З.З., Биган З.М., Бохинюк В.С.** — Укр. физ. журн., 1999, т.44, с.1065.
90. **Gursio G., Sona P.** — Nuovo Cimento, 1968, v.B54, p.719.
91. **Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В.** — Препринт КИЯИ-84-13, Киев, 1984.
92. **Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Мазур В.М. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.171.
93. **Богила Е.А., Коломиец В.М.** — Укр. физ. журн., 1989, т.34, с.7.
94. **Джилавян Л.З., Лазарева Л.Е. и др.** — ЯФ, 1981, т.33, с.591.
95. **Флеров Г.Н. и др.** — ЯФ, 1967, т.6, с.17.
96. **Оганесян Ю.Ц., Пенионжкевич Ю.Э.** — Препринт ОИЯИ Д6-8846, Дубна, 1975, с.145.
97. **Сорокин А.А., Пономарев В.Н.** — В сб.: Тез. докл. XXVIII сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1978, с.258.

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

УДК 538.915;538.954

ПРИБЛИЖЕНИЕ ХАРТРИ—ФОКА—БОГОЛЮБОВА В МОДЕЛЯХ С ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Н.Н.Боголюбов (мл.)

Математический институт им. В.А.Стеклова РАН, Москва

Рассмотрена точно решаемая модель с парным четырехфермионным взаимодействием, представляющая интерес в теории сверхпроводимости. Показано, что можно построить асимптотически точное решение для этой модели, используя метод аппроксимирующих гамильтонианов. Доказана теорема, позволяющая вычислить асимптотически точно в термодинамическом пределе плотность свободной энергии при достаточно общих условиях, наложенных на параметры модельной системы. Предложен приближенный метод исследования моделей с четырехфермионным взаимодействием общего вида, основанный на идее построения некоторого аппроксимирующего гамильтониана и позволяющий исследовать термодинамические свойства этих моделей и корреляционные функции. Указанный метод объединяет стандартный для метода аппроксимирующего гамильтониана подход к исследованию моделей с сепарабельным взаимодействием со схемой приближенных вычислений Хартри—Фока—Боголюбова, основанной на идее самосогласованности. В качестве иллюстрации эффективности предлагаемого подхода рассмотрена модель Бардина—Купера—Шриффера, играющая важную роль в теории сверхпроводимости.

An exactly solvable model with four-fermion interaction which is of interest in the theory of superconductivity is considered. It is shown that the asymptotically exact solution for this model can be constructed in terms of an approximating Hamiltonian method. A theorem is proved that enables one to calculate the asymptotically exact expression for the free energy in the thermodynamic limit under sufficiently general conditions imposed on the parameters of a model system under discussion. An approximate method for the investigation of the general models with four-fermion interactions is also proposed, which combine the ideas of the above approximating Hamiltonian scheme for the models with separable interactions and the Hartree—Fock—Bogolubov method based on the idea of self-consistency. The BCS model for ordinary superconductivity is treated by the way of illustration.

1. ТОЧНО РЕШАЕМАЯ МОДЕЛЬ С ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Обсудим кратко основы метода аппроксимирующего гамильтониана применительно к анализу моделей с четырехфермионным взаимодействием [1–12]. Из обширного разнообразия этих моделей мы, в свою очередь, выделим прежде всего те модели достаточно общего вида, для которых может быть найдено точное решение. Модели, описывающие системы взаимодействующих фермионов с четырехфермионным парным взаимодействием, представляют собой важный пример такого рода моделей. Асимптотически точные решения таких моделей были исследованы в работе Н.Н.Боголюбова, Д.Н.Зубарева и Ю.А.Церковникова [1]. В этой работе был предложен приближенный метод, основанный на использовании аппроксимирующих (пробных) гамильтонианов, и был приведен ряд аргументов, свидетельствующих в пользу предположения о том, что полученное этим методом решение является асимптотически точным в обычном термодинамическом пределе $V \to \infty$. В работе [1] была рассмотрена модель с гамильтонианом

$$H = H_0 + H_{\text{int}}, \qquad H_0 = \sum_{(p,s)} (E(p) - \mu) a^\dagger_{ps} a_{ps},$$
$$H_{\text{int}} = -\frac{1}{V} \sum_{(p,p')} J(p,p') a^\dagger_{-p,-1/2} a^\dagger_{p,1/2} a_{p',1/2} a_{-p',-1/2}, \tag{1.1}$$

где $a^\dagger_{p,\pm 1/2}, a_{p,\pm 1/2}$ — ферми-операторы и V — объем системы. Предполагается, что ядро $J(p,p')$ является вещественной ограниченной функцией, которая равна нулю за пределами некоторой области изменения своих аргументов. Суммирование в H_{int} по квазиимпульсам p, p' осуществляется в пределах энергетического слоя $E_F - \omega < E(p) < E_F + \omega$.

Как известно, для гамильтонианов этого типа можно получить приближенное выражение для свободной энергии, которое становится асимптотически точным в пределе $V \to \infty$. Эта идея может быть реализована посредством введения так называемого «пробного гамильтониана» $H_0(C)$, который является квадратичной по ферми-операторам формой, содержащей произвольные комплексные параметры C. Этот гамильтониан может быть легко диагонализован, и соответствующая свободная энергия может быть вычислена явно.

В работе [1] были высказаны предположения о том, что приближенная свободная энергия $F_0(C)$ равна точной свободной энергии F в пределе $V \to \infty$. Изначально этот результат был получен методами теории возмущений. Обоснование вывода о равенстве свободных энергий базировалось на том факте, что каждый член ряда теории возмущений, построенного для вычисления поправок к данному приближенному решению, асимптотически мал в пределе $V \to \infty$. Однако вопрос о сходимости ряда теории возмущений не был детально исследован. В работе [2] та же проблема была проанализирована без использования методов теории возмущений. Исследовалась модель типа модели Бардина—Купера—Шриффера (БКШ) [6]:

$$H = \sum_{(f)} T_f a^\dagger_f a_f - \frac{1}{2V} \sum_{(f,f')} J(f,f') a^\dagger_f a^\dagger_{-f} a_{-f'} a_{f'} + \nu\,\mathcal{A}, \tag{1.2}$$

$$\mathcal{A} = \frac{1}{2} \sum_{(f)} W(f)(a_{-f} a_f + a^\dagger_f a^\dagger_{-f}), \qquad \nu \geq 0,$$

где $f = (p, \sigma)$, $-f = (-p, -\sigma)$, здесь σ — спиновое квантовое число, принимающее значения $1/2$ или $-1/2$, и p — квазиимпульс, принимающий обычные квазидискретные значения $p_{(d)} = \frac{2\pi n_{(d)}}{L}$, где для фиксированной величины L $(L^3 = V)$ индекс $n_{(d)}$ пробегает последовательность целых чисел. $T_f = \frac{p^2}{2m} - \mu$, μ — химический потенциал и a_f, $a_f^\dagger$ — операторы, удовлетворяющие обычным антикоммутационным соотношениям статистики Ферми—Дирака. Функции $J(f, f')$, $W(f)$ являются вещественными функциями со свойствами

$$J(f, f') = J(f', f) = -J(-f, f'), \qquad W(-f) = -W(f).$$

Например,

$$J(f, f') = \frac{1}{2} J(p, p')\{\delta(\sigma - \sigma') - \delta(\sigma + \sigma')\}, \qquad J(p, p') = J(p', p) = J(-p, p'),$$

где $\delta(\sigma - \sigma')$ — символ Кронекера. Вспомогательный член $\nu\mathcal{A}$ в (1.2), нарушающий симметрию, введен с целью отбора физически содержательных решений. В работе [2] была исследована цепочка уравнений для функций Грина. Было показано, что функция Грина для точно решаемой модели с гамильтонианом H_0 удовлетворяет аналогичной цепочке уравнений, полученной для точного гамильтониана H с ошибкой порядка $1/V$. Однако со строго математической точки зрения аргументы такого рода нельзя было признать исчерпывающе убедительными. Тем не менее работы [1, 2] внесли значительный вклад в исследование асимптотически точных решений. В то же время мы должны отметить, что строгое доказательство асимптотической точности результатов, полученных в [1, 2], столкнулось с существенными математическими трудностями. Проблема существования асимптотически точного решения, как чисто математическая проблема, была впервые исследована Н.Н.Боголюбовым для частного случая нулевой температуры [3]. Он исследовал модель, описываемую гамильтонианом (1.2), в предположении, что ядро $J(f, f')$ может быть факторизовано, т. е.

$$J(f, f') = \lambda(f) \cdot \lambda(f').$$

Кроме того, предполагалось, что функции $\lambda(f)$, $T(f)$ удовлетворяют следующим условиям:

$$\lambda(-f) = -\lambda(f), \qquad T(-f) = T(f),$$

$$\left.\begin{array}{c} |\lambda(f)| \leq \text{const} \\ T(f) \to \infty \end{array}\right\}, \qquad \text{если} \qquad |f| \to \infty, \tag{1.3}$$

$$\frac{1}{V} \sum_{(f)} \frac{\lambda^2(f)}{\sqrt{\lambda^2(f)x + T^2(f)}} > 1$$

для достаточно малого положительного x. Именно эта модель была всесторонне исследована в случае нулевой температуры [3]. Было показано, что модель является точно решаемой в пределе $V \to \infty$, в том смысле, что асимптотические значения энергии основного состояния, функций Грина и корреляционных функций, характеризующих динамическое поведение системы, могут быть точно вычислены в этом пределе. Вычисление указанных величин в случае произвольной температуры $\theta \neq 0$ также представляет значительный интерес. Однако для этого случая прямое использование подхода [3] оказалось невозможным.

Таким образом, данный подход был изначально применим только для исследования свойств основного состояния системы. Некоторые из последующих работ, в частности [4, 5], были посвящены более сложной проблеме обобщения метода на случай модельных гамильтонианов типа (1.2) при ненулевой температуре.

Обратимся теперь к более детальному рассмотрению модельных ферми-систем с притяжением с гамильтонианом вида

$$H = \sum_{(f)} T_f a_f^\dagger a_f - \frac{1}{2V} \sum_{(f,f')} \lambda(f)\lambda(f')\, a_f^\dagger a_{-f}^\dagger a_{-f'} a_{f'}. \tag{1.4}$$

Мы используем традиционные обозначения $f = (p, \sigma)$, $-f = (-p, -\sigma)$ для совокупности четырех квантовых чисел — импульса p и проекции спина σ, которые определяют состояние свободного фермиона.

$$V = L^3, \quad p_x = \frac{2\pi n_x}{L}, \quad p_y = \frac{2\pi n_y}{L}, \quad p_z = \frac{2\pi n_z}{L},$$

n_x, n_y, n_z – целые числа, $T_f = \frac{p^2}{2m} - \mu$, где μ — химический потенциал. Для стандартной модели БКШ [6] предполагается, что

$$\lambda(f) = \begin{cases} J\varepsilon(\sigma) = \text{const}, & \left|\frac{p^2}{2m} - \mu\right| \leq 0, \\ 0 \qquad \text{для} & \left|\frac{p^2}{2m} - \mu\right| > 0, \end{cases} \qquad \varepsilon(\sigma) = \pm 1. \tag{1.5}$$

В данной работе мы не опираемся буквально на эти сильные ограничения, наложенные на функции T_f, $\lambda(f)$. Для наших целей достаточно наложить более слабые условия: функции $\lambda(f)$, T_f вещественны и $\lambda(-f) = -\lambda(f)$,

$$\frac{1}{2V} \sum_{(f)} |\lambda_f| \leq k_1 = \text{const}, \qquad \frac{1}{V} \sum_{(f)} |T_f \cdot \lambda_f| \leq k_2 = \text{const}, \tag{1.6}$$

$$\frac{1}{V} \sum_{(f)} \lambda_f^2 \leq k_3 = \text{const}, \qquad \text{если} \qquad V \to \infty.$$

Эти условия гарантированно выполняются в случае (1.5). Уместно также отметить, что в этом случае удельная свободная энергия соответствующей системы, состоящей из невзаимодействующих фермионов, конечна.

Выполнив тождественное преобразование, мы можем переписать (1.4) в виде

$$H = H^0 + H_1,$$

где «аппроксимирующий гамильтониан» H^0 имеет вид

$$H^0 = \sum_{(f)} T_f a_f^\dagger a_f - \left\{ \sum_{(f)} (C a_{-f} a_f + C^* a_f^\dagger a_{-f}^\dagger) \right\} + 2VC^*C\,,$$

$$H_1 = -2V \left(\frac{1}{2V} \sum_{(f)} \lambda_f a_f^\dagger a_{-f}^\dagger - C \right) \left(\frac{1}{2V} \sum_{(f)} \lambda_f a_{-f} a_f - C^* \right)$$

и C, C^* являются c-числами. Так как H^0 квадратичен по ферми-операторам, то он может быть диагонализован посредством $(u - v)$-преобразования:

$$a_f = u(f)\alpha_f - v(f)\alpha_{-f}^\dagger,$$

и удельная свободная энергия, определяемая как

$$f_{H_0}(C) = -\frac{\theta}{V} \ln \mathrm{Sp}\ \mathrm{e}^{-\frac{H^0}{\theta}},$$

может быть легко вычислена. Здесь $\theta = kT$ — температура в энергетических единицах, V — объем системы. В дальнейшем используется также обратная температура $\beta = 1/kT$. Комплексный параметр C, присутствующий в пробном гамильтониане H^0, определяется из условия абсолютного минимума удельной свободной энергии $f_{H^0}(C)$:

$$f_{H^0}(C) = \min,$$

которое приводит к уравнению

$$\frac{\partial f_{H^0}}{\partial C} = 0, \qquad C = \langle J \rangle_{H^0} = \frac{\mathrm{Sp}\ J\ \mathrm{e}^{-\frac{H^0}{\theta}}}{\mathrm{Sp}\ \mathrm{e}^{-\frac{H^0}{\theta}}}, \tag{1.7}$$

где

$$J = \frac{1}{2V} \sum_{(f)} \lambda(f)\, a_f^\dagger a_{-f}^\dagger.$$

Мы разрабатываем метод, который позволяет доказать асимптотическую малость разности $f_{H^0} - f_H$ свободных энергий, вычисленных на основе аппроксимирующего и модельного гамильтонианов, соответственно, при произвольной температуре. В этих целях удобно будет рассмотреть вспомогательную модельную систему с гамильтонианом, содержащим источники, интенсивность которых характеризуется параметром ν:

$$\Gamma = T - 2VJ \cdot J^\dagger - V\,(\nu J + \nu^* J^\dagger). \tag{1.8}$$

Гамильтониан (1.8) совпадает для $\nu = 0$ с гамильтонианом H, где

$$T = \sum_{(f)} T_f a_f^\dagger a_f.$$

Соответствующий пробный (аппроксимирующий) гамильтониан имеет вид

$$\Gamma^0 = T - 2V(CJ^\dagger + C^* J) - V(\nu J + \nu^* J^\dagger) + 2V|C|^2. \tag{1.9}$$

Отсюда очевидно, что

$$\Gamma = \Gamma^0 + \mathcal{U},$$

где

$$\mathcal{U} = -2V(J - C)(J^\dagger - C^*). \tag{1.10}$$

Вычислим теперь вышеупомянутую разность между удельными свободными энергиями. Для этого заметим, что $\Gamma = \Gamma^0 + \mathcal{U}$, и введем промежуточный вспомогательный гамильтониан:

$$\Gamma^t = \Gamma^0 + t\,\mathcal{U},$$

который совпадает с пробным гамильтонианом Γ^0, если $t = 0$, и с исходным гамильтонианом Γ, если $t = 1$. Предполагается, что параметр C в промежуточном гамильтониане фиксирован и не зависит от t. Рассмотрим статсумму и свободную энергию для промежуточного гамильтониана:

$$f_t(C) = -\frac{\theta}{V}\ln Q_t, \qquad Q_t = \mathrm{Sp}\,\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}}, \qquad Q_t = \mathrm{e}^{-\frac{V\cdot f_t}{\theta}}. \tag{1.11}$$

Заметим, что $f_{t=1}(C) = f_\Gamma$ и, следовательно, не зависит от C. Дифференцируя (11) дважды по t, мы имеем

$$\frac{\partial^2 Q_t}{\partial t^2} = -\frac{V}{\theta}\frac{\partial^2 f_t}{\partial t^2} Q_t + \frac{V^2}{\theta^2}\left(\frac{\partial f_t}{\partial t}\right)^2 Q_t.$$

С другой стороны, принимая во внимание, что

$$\frac{\partial^2 Q_t}{\partial t^2} = \frac{1}{\theta^2}\int_0^1 \mathrm{Sp}\,\left\{\mathcal{U}\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}\tau}\mathcal{U}\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}(1-\tau)}\right\} d\tau,$$

мы получаем

$$-\frac{V}{\theta}\frac{\partial^2 f_t}{\partial t^2}+\frac{V^2}{\theta^2}\left(\frac{\partial f_t}{\partial t}\right)^2=\frac{1}{\theta^2 Q}\int_0^1 \mathrm{Sp}\ \left\{\mathcal{U}\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}\tau}\mathcal{U}\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}(1-\tau)}\right\}d\tau.$$

Учитывая, что

$$\frac{\partial f_t}{\partial t}=\frac{1}{V}\frac{\mathrm{Sp}\,\mathcal{U}\,\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}}}{\mathrm{Sp}\ \mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}}}=\frac{1}{V}\langle\mathcal{U}\rangle,$$

мы также находим, что

$$-\frac{\partial^2 f_t}{\partial t^2}=\frac{1}{\theta V}\left\{\frac{1}{Q}\int_0^1 \mathrm{Sp}\,\mathcal{U}\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}\tau}\mathcal{U}\,\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}(1-\tau)}d\tau-\langle\mathcal{U}\rangle^2\right\}=$$

$$=\frac{1}{\theta VQ}\int_0^1 \mathrm{Sp}\ \left\{\mathcal{B}\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}\tau}\mathcal{B}\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma^t}{\theta}(1-\tau)}\right\}d\tau,$$

где $\mathcal{B}=\mathcal{U}-\langle\mathcal{U}\rangle$. Переходя к матричному представлению, в котором гамильтониан диагонален, мы получаем

$$-\frac{\partial^2 f_t}{\partial t^2}=\frac{1}{\theta VQ}\int_0^1\sum_{(n,m)}\mathcal{B}_{nm}\cdot\mathcal{B}_{mn}\mathrm{e}^{-\frac{(E^t_m-E^t_n)}{\theta}\tau}\cdot\mathrm{e}^{-\frac{E^t_n}{\theta}}d\tau=$$

$$=\frac{1}{\theta VQ}\int_0^1\sum_{(n,m)}|\mathcal{B}_{nm}|^2\mathrm{e}^{-\frac{(E^t_m-E^t_n)}{\theta}\tau}\mathrm{e}^{-\frac{E^t_n}{\theta}}d\tau\geq 0,$$

$$-\frac{\partial^2 f_t}{\partial t^2}\geq 0.$$

Отсюда следует, в частности, что

$$\frac{\partial f_t}{\partial t}\ \equiv\ \frac{1}{V}\,\langle\mathcal{U}\rangle_t$$

убывает с увеличением параметра t. Таким образом, мы имеем

$$f_{\Gamma^0}(C)-f_\Gamma=-\int_0^1\frac{\partial f_t}{\partial t}dt=-\int_0^1\frac{\langle\mathcal{U}\rangle}{V}dr\geq 0.$$

Так как это соотношение выполняется для произвольного C, то

$$\min_{(C)}f_{\Gamma^0}(C)\geq f_\Gamma,\qquad f_{\Gamma^0}\geq f_\Gamma.$$

Проинтегрируем обе стороны следующего неравенства:

$$\langle\mathcal{U}\rangle_t\geq\langle\mathcal{U}\rangle_\Gamma,\qquad 0\leq t\leq 1.$$

Подставляя (1.10) вместо $\mathcal{U}$, мы видим, что для любого $C = C'$ выполняется следующее неравенство:

$$f_{\Gamma^0}(C) - f_\Gamma \leq 2\langle (J - C)(J^\dagger - C^*)\rangle_\Gamma.$$

В частности, положим $C = \langle J\rangle_\Gamma$ и заметим, что

$$f_{\Gamma^0} = \min_{(C)} f_{\Gamma^0}(C) \leq f_{\Gamma^0}(\langle J\rangle_\Gamma).$$

Таким образом,

$$f_{\Gamma^0} - f_\Gamma \leq f_{\Gamma^0}(\langle J\rangle_\Gamma) - f_\Gamma \leq 2\langle (J - \langle J\rangle_\Gamma)(J^\dagger - \langle J^\dagger\rangle_\Gamma)\rangle_\Gamma$$

и в итоге

$$0 \leq f_{\Gamma^0} - f_\Gamma \leq 2\langle (J - \langle J\rangle)(J^\dagger - \langle J^\dagger\rangle)\rangle. \tag{1.12}$$

Вернемся к нашей основной проблеме. Мы хотим показать, что разность $f_{\Gamma^0} - f_\Gamma$ асимптотически мала в пределе $V \to \infty$. Как следует из (1.12), для того чтобы это утверждать, мы должны доказать асимптотическую малость термодинамического среднего в правой части (1.12). Обрисуем общий метод оценки этого среднего. Прежде всего отметим, что

$$|\Gamma J - J\Gamma| \leq K = \text{const},$$

где $K = |\nu|k_3 + k_2 + 2k_1k_3$. Учитывая, что энергия системы Γ пропорциональна V, естественно предположить, что операторы Γ и $J, J^\dagger$ асимптотически коммутируют в пределе $V \to \infty$. Таким образом, если бы мы пренебрегли некоммутативностью оператора Γ с операторами $J, J^\dagger$ для любого конечного V, то, дифференцируя свободную энергию по ν и ν^*, могли бы получить

$$-\theta\frac{\partial^2 f}{\partial\nu\partial\nu^*} = V\frac{\text{Sp}\,(J\cdot J^\dagger \mathrm{e}^{-\frac{\Gamma}{\theta}})}{\text{Sp}\,\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma}{\theta}}} - V\frac{(\text{Sp}\,J\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma}{\theta}})(\text{Sp}\,J^\dagger\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma}{\theta}})}{(\text{Sp}\,\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma}{\theta}})^2} =$$

$$= V\langle (J - \langle J\rangle)(J^\dagger - \langle J^\dagger\rangle)\rangle,$$

или, что эквивалентно,

$$-\frac{\theta}{V}\frac{\partial f^2}{\partial\nu\partial\nu^*} = \langle (J - \langle J\rangle)(J^\dagger - \langle J^\dagger\rangle)\rangle. \tag{1.13}$$

Наша проблема будет решена, если докажем, что производные второго порядка $\frac{\partial^2 f}{\partial\nu\partial\nu^*}$ ограничены. Но мы не можем доказать это утверждение непосредственно. Все, что можно сделать, так это исходить из очевидной ограниченности первых производных:

$$\frac{\partial f}{\partial\nu} = \langle J\rangle, \quad \left|\frac{\partial f}{\partial\nu}\right| \leq |\langle J\rangle| \leq \frac{1}{2V}\sum_{(f)}|\lambda_f| = k_1 = \text{const}.$$

Кроме того, как мы уже отмечали, операторы J и $J^\dagger$ на самом деле не коммутируют и, следовательно, равенство (1.13) должно быть скорректировано.

Асимптотическая малость разности двух вышеупомянутых удельных свободных энергий может быть доказана в два этапа. Сначала мы должны построить оценку для среднего (1.13), выраженную через производную второго порядка свободной энергии $\frac{\partial^2 f}{\partial\nu\partial\nu^*}$ с учетом некоммутативности операторов Γ и J, $J^\dagger$. Затем, исходя строго из этой оценки и избегая гипотезы о том, что производные свободной энергии второго порядка ограничены, мы предложим метод, с помощью которого докажем асимптотическую малость разности $f_{\Gamma^0} - f_\Gamma$ в пределе $V \to \infty$.

Дифференцируя соответствующее выражение для свободной энергии, мы имеем

$$-\frac{1}{\theta}\frac{\partial^2 f}{\partial\nu\partial\nu^*} = \frac{V}{\theta^2}\int_0^1 \frac{\mathrm{Sp}\,(De^{-\frac{\tau}{\theta}\Gamma}D^\dagger e^{-\frac{(1-\tau)}{\theta}\Gamma})d\tau}{\mathrm{Sp}\,e^{-\frac{\Gamma}{\theta}}}, \tag{1.14}$$

где $D = J - \langle J\rangle$. Переходя к матричному представлению, в котором гамильтониан Γ диагонален, находим, что

$$-\frac{1}{\theta}\frac{\partial^2 f}{\partial\nu\partial\nu^*} = \frac{V}{\theta}\int_0^1 D_{nm}e^{-\frac{\tau}{\theta}E_m}D^\dagger_{mn}e^{-\frac{(1-\tau)}{\theta}E_n}d\tau\cdot Q^{-1} =$$
$$= \frac{V}{\theta^2}\sum_{(n,m)}|D_{nm}|^2\int_0^1 e^{-\frac{\tau}{\theta}E_m}e^{-\frac{(1-\tau)}{\theta}E_n}d\tau\cdot Q^{-1} =$$
$$= \frac{V}{\theta}\frac{1}{Q}\sum_{(n,m)}\frac{|D_{nm}|^2}{E_n - E_m}\left(e^{-\frac{E_m}{\theta}} - e^{-\frac{E_n}{\theta}}\right).$$

Таким образом, мы видим, что

$$-\frac{\partial^2 f}{\partial\nu\partial\nu^*} = V\sum_{(n,m)}\frac{|D_{nm}|^2}{Q}\frac{e^{-\frac{E_m}{\theta}} - e^{-\frac{E_n}{\theta}}}{E_n - E_m} \ge 0. \tag{1.15}$$

Воспользуемся неравенством Гельдера*, которое в нашем случае удобно записать в виде:

$$\sum_{(k)}|u_k|^2 \le \left(\sum_{(k)}\frac{|u_k|^2}{p_k}\right)^{2/3}\cdot\left(\sum_{(k)}|u_k|^2p_k^2\right)^{1/3} \tag{1.16}$$

---

*Неравенство Гельдера:

$$\left|\sum ab\right| \le \left(\sum|a|^p\right)^{1/p}\cdot\left(\sum|b|^q\right)^{1/q},$$

где $p > 0$ и $q > 0$, $1/p + 1/q = 1$. Следовательно, $p > 1$ и $q > 1$. Выберем $p = 3/2$ и $q = 3$.

$$\left(p_k \geq 0, \qquad \left|\frac{u_k}{\sqrt{p_k}}\right| = \text{finite}\right),$$

$$\sum_{(k)} |u_k|^2 = \sum_{(k)} \left(\frac{|u_k|^{1/3}}{p^{2/3}}\right) \left(|u_k|^{2/3} \cdot p^{2/3}\right),$$

$$p = |E_n - E_m|,$$

$$|u_k|^2 = |J_{nm}|^2 \cdot |\mathrm{e}^{-\frac{E_m}{\theta}} - \mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}}| \cdot V \cdot Q^{-1}.$$

Подставляя два последних выражения для p и $|u_n|^2$ в (1.16), мы получаем:

$$\frac{V}{Q} \sum_{(n,m)} |D_{nm}|^2 \cdot |\mathrm{e}^{-\frac{E_m}{\theta}} - \mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}}| \leq$$

$$\leq \left(\frac{V}{Q} \sum_{(n,m)} \frac{|D_{nm}|^2 \cdot |\mathrm{e}^{-\frac{E_m}{\theta}} - \mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}}|}{|E_n - E_m|}\right)^{2/3} \times$$

$$\times \left(\frac{V}{Q} \sum_{(n,m)} |D_{nm}|^2 \cdot |E_n - E_m|^2 \cdot |\mathrm{e}^{-\frac{E_m}{\theta}} - \mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}}|\right)^{1/3}.$$

Ввиду (1.15) имеем

$$\frac{V}{Q} \sum_{(n,m)} |D_{nm}|^2 \cdot |\mathrm{e}^{-\frac{E_m}{\theta}} - \mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}}| \leq \left(-\frac{\partial^2 f}{\partial\nu\partial\nu^*}\right)^{2/3} \times$$

$$\times \left(\frac{V}{Q} \sum_{(n,m)} |D_{nm}| \cdot |E_n - E_m|^2 (\mathrm{e}^{-\frac{E_m}{\theta}} - \mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}})\right)^{1/3}.$$

Проделаем простое преобразование:

$$\frac{V}{Q} \sum_{(n,m)} |D_{nm}|^2 \cdot |E_n - E_m| \cdot \left(\mathrm{e}^{-\frac{E_m}{\theta}} + \mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}}\right) =$$

$$= \frac{V}{Q} \mathrm{Sp}\, \mathrm{e}^{-\frac{\Gamma}{\theta}} \left\{(\Gamma D - D\Gamma)(D^\dagger\Gamma - \Gamma D^\dagger) + (D^\dagger\Gamma - \Gamma D^\dagger)(\Gamma D - D\Gamma)\right\} =$$

$$= V\langle(\Gamma J - J\Gamma)(\Gamma J - J\Gamma)^\dagger + (\Gamma J - J\Gamma)^\dagger(\Gamma J - J\Gamma)\rangle \leq 2VK^2,$$

с помощью которого можно показать, что

$$\frac{V}{Q} \sum_{(n,m)} |D_{nm}|^2 \cdot |E_n - E_m| \cdot \left|\mathrm{e}^{-\frac{E_m}{\theta}} - \mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}}\right| \leq \left(-\frac{\partial f}{\partial\nu\partial\nu^*}\right)^{2/3} \cdot (2VK^2)^{1/3}.$$

Заметим, далее, что

$$\frac{V}{Q}\sum_{(n,m)}|D_{nm}|^2\mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}} \le \theta\frac{V}{Q}\sum_{(n,m)}\frac{|D_{nm}|^2}{(E_n-E_m)}\left(\mathrm{e}^{-\frac{E_m}{\theta}}-\mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}}\right)+$$

$$+\sum_{(n,m)}|D_{nm}|^2\cdot|\mathrm{e}^{-\frac{E_m}{\theta}}-\mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}}|,$$

где

$$\frac{V}{Q}\sum_{(n,m)}|D_{nm}|^2\mathrm{e}^{-\frac{E_n}{\theta}}=\frac{V}{Q}\mathrm{Sp}\,D\cdot D^\dagger\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma}{\theta}}=V\langle D\cdot D^\dagger\rangle=$$

$$=V\langle(J-\langle J\rangle)(J^\dagger-\langle J^\dagger\rangle)\rangle.$$

В результате мы приходим к неравенству

$$\langle(J-\langle J\rangle)(J^\dagger-\langle J^\dagger\rangle)\rangle\le-\frac{\partial^2 f}{\partial\nu\partial\nu^*}\frac{\theta}{V}+\frac{(2K^2)^{1/3}}{V^{2/3}}\cdot\left(-\frac{\partial^2 f}{\partial\nu\partial\nu^*}\right)^{2/3}. \quad (1.17)$$

Из (1.12) и (1.17) видно, что наша проблема была бы решена, если бы мы могли показать, что производные второго порядка ограничены в пределе $V\to\infty$. К сожалению, прямое доказательство этого утверждения отсутствует, вследствие чего мы вынуждены полагаться лишь на ограниченность производных первого порядка. Поэтому мы должны разработать метод, не опирающийся на свойство ограниченности производных второго порядка, при помощи которого могли бы доказать асимптотическую малость разности удельных свободных энергий

$$f_{\Gamma^0}-f_\Gamma.$$

Заметим, что $f(\nu,\nu^*)$ зависит только от абсолютного значения $r=|\nu|$: $f(\nu,\nu^*)=f(r)$ и не зависит от фазового множителя параметра ν. Следовательно, $f(\nu,\nu^*)=f(\sqrt{\nu\nu^*})$. Дифференцируя f по ν и ν^*, получаем

$$\frac{\partial f}{\partial\nu^*}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\nu}{\nu^*}}f'_r(r),\qquad \frac{\partial^2 f}{\partial\nu\partial\nu^*}=\frac{1}{4r}(f'_r+f''_r r)=\frac{1}{4r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial f}{\partial r}\right)\le 0.$$

Так как $|\Gamma J-J\Gamma|\le K=\mathrm{const}$, то мы можем переписать неравенство (1.17) в виде

$$D(r)\le\frac{\theta}{4V}\left(-f''_r-\frac{1}{r}f'_r\right)+\left(-f''_r-\frac{1}{r}f'_r\right)^{2/3}\frac{K^{2/3}}{2V^{2/3}},$$

где ввели обозначения

$$D(r)=\langle(J-\langle J\rangle)(J^\dagger-\langle J^\dagger\rangle)\rangle.$$

Проинтегрируем (1.17) по r и покажем, что

$$\int_{r_0}^{r_1} rD(r)dr \to 0, \qquad \text{если} \qquad V \to \infty.$$

Фактически, мы имеем

$$\int_{r_0}^{r_1} rD(r)dr \le \frac{\theta}{4V} r\frac{\partial f}{\partial r}\Big|_{r_1}^{r_0} + \frac{K^{2/3}}{2V^{2/3}} \int_{r_0}^{r_1} r^{1/3} \left(-\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial f}{\partial r}\right)\right)^{2/3} dr \equiv$$

$$\equiv \int_{r_0}^{r_1} u(r)v(r)dr,$$

где

$$u(r) = r^{1/3}, \qquad v(r)\left(-\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial f}{\partial r}\right)\right)^{2/3}.$$

Воспользуемся неравенством Гельдера в форме

$$\int |uv|dr \le \left(\int |u|^3 dr\right)^{1/3} \cdot \left(\int |v|^{3/2} dr\right)^{2/3},$$

с тем чтобы преобразовать правую часть последнего неравенства. Замечая, что

$$\left|\frac{\partial f}{\partial r}\right| \le 2k_1, \tag{1.18}$$

мы получаем

$$\int_{r_0}^{r_1} rD(r)dr \le \frac{\theta}{2V} k_1(r_0 + r_1) + \frac{1}{2V^{2/3}} \left(2k_1 K(r_0 + r_1)\right)^{2/3} \left(\frac{r_1^2 - r_0^2}{2}\right)^{1/3}. \tag{1.19}$$

Откуда следует, что этот интеграл асимптотически убывает по мере того, как $V \to \infty$. Вернемся к неравенству (1.12):

$$0 \le f_{\Gamma^0} - f_\Gamma \le 2\langle (J - \langle J\rangle)(J^\dagger - \langle J^\dagger\rangle)\rangle.$$

Обозначая $a = f_{\Gamma^0} - f_\Gamma$ и используя соотношение (1.19), мы находим, что

$$\int_{r_0}^{r_1} ra(r)dr \le \frac{\theta k_1(r_0 + r_1)}{V} + \frac{(2kK(r_0 + r_1)^{2/3}\left(\frac{r_1^2 - r_0^2}{2}\right)^{1/3}}{V^{2/3}}.$$

Помня о том, что первые производные $\frac{\partial f}{\partial r}$ ограничены (см. (1.18)) и $|a'_r(r)| \le$ $\le 4k_1$, положим $r_0 = r + l$, $r_1 = r + 2l$ и воспользуемся следующим равенством:

$$a(\xi)\int_{r+l}^{r+2l} rdr = \int_{r+l}^{r+2l} ra(r)dr,$$

где $r + l \le \xi \le r + 2l$. Ввиду очевидного тождества:

$$a(r) = a(\xi) - \int_r^{\xi} a'_r dr,$$

можно показать, что

$$a(\xi) \le \frac{\int_{r+l}^{r+2l} ra(r)dr}{\frac{1}{2}\left[(r+2l)^2 - (r+l)^2\right]} + 4k_1 2l \le 8kl + \frac{2\theta k}{VL} + \frac{(4kK)^{2/3}}{l^{2/3}V^{2/3}}.$$

Выбирая l из условия

$$8kl = \frac{(4kK)^{2/3}}{l^{2/3}V^{2/3}}, \qquad l = \frac{K^{2/5}}{2V^{2/5}k^{1/5}},$$

мы в итоге находим

$$0 \le f_{\Gamma^0} - f_{\Gamma} \le \frac{8(k^2K)^{2/5}}{V^{2/5}} + \frac{4\theta\left(\frac{k^3}{K}\right)^{2/5}}{V^{3/5}} \le \frac{L}{V^{2/5}}, \qquad L = \text{const}. \tag{1.20}$$

Таким образом, разность $f_{\Gamma^0} - f_{\Gamma}$ стремится к нулю в пределе $V \to \infty$. Можно также перейти к пределу $r = |\nu| \to 0$ в неравенстве (1.20). В этом случае

$$0 \le f_{H^0} - f_H \le \frac{L}{V^{2/5}}, \qquad L = \text{const}.$$

Ясно, что эта оценка равномерна по отношению к $\theta \ge 0$ и, следовательно, она имеет место и для $\theta = 0$. Полученная оценка для разности свободных энергий (1.20) является частным случаем более общей теоремы, которая обсуждается ниже [4, 5]. Вариант метода с некоторыми модификациями, в частности, касающимися применения неравенства Гельдера в мажорационных оценках, был также рассмотрен в работе [8].

Отметим в заключение, что в рамках метода аппроксимирующих гамильтонианов для данной модели можно также асимптотически точно вычислить корреляционные функции и функции Грина. В частности, можно показать, что

$$|\langle A(t)B(\tau)\rangle_{\Gamma} - \langle A(t)B(\tau)\rangle_{\Gamma^0}| \le \eta\left(\frac{1}{V}, \delta\right)|t - \tau| + \eta'\left(\frac{1}{V}, \delta\right), \tag{1.21}$$

где $A, B = a_f, a_f^{\dagger}, a_{-f}, a_{-f}^{\dagger}$. Здесь $r = |\nu| \ge \delta$ и

$$\eta\left(\frac{1}{V}, \delta\right) \to 0, \qquad \eta'\left(\frac{1}{V}, \delta\right) \to 0, \quad \text{если} \quad V \to \infty,$$

для любого фиксированного значения $\delta > 0$. Подчеркиваем, что эти неравенства выполняются для $r \geq \delta$. Среднее $\langle A(t)B(\tau)\rangle_{\Gamma^0}$ может быть легко вычислено, и мы видим, что

$$\lim_{r\to 0}\left\{\lim_{V\to\infty}\langle A(t)B(\tau)\rangle_{\Gamma^0}\right\} = \lim_{V\to\infty}\langle A(t)B(\tau)\rangle_{H^0}.$$

В наших работах [4, 5] был рассмотрен более широкий класс модельных систем, в которых на операторы накладывались некоторые специальные ограничения. Приведем в качестве примера модельную систему с отрицательным взаимодействием, описываемую гамильтонианом:

$$H = T - 2V\sum_{(1\leq\alpha\leq s)} g_\alpha J_\alpha J_\alpha^\dagger, \tag{1.22}$$

где все параметры g_α положительны. Если мы выберем операторы T и J_α в форме

$$J_\alpha = \frac{1}{2V}\sum_{(f)}\lambda_\alpha(f)a_f^\dagger a_{-f}^\dagger, \qquad T = \sum_{(f)} a_f^\dagger a_f, \tag{1.23}$$

то придем к гамильтониану типа модели БКШ. Фактически, как будет видно из последующего рассмотрения, необязательно задавать операторы T и J_α строго в форме (1.23).

Теорема 1. Пусть операторы T и J_α в гамильтониане (1.22) удовлетворяют условиям

$$|J_\alpha| \leq M_1, \qquad T = T^\dagger, \qquad |TJ_\alpha - J_\alpha T| \leq M_2,$$
$$|J_\alpha J_\beta - J_\beta J_\alpha| \leq \frac{M_3}{V}, \qquad |J_\alpha^\dagger J_\beta - J_\beta J_\alpha^\dagger| \leq \frac{M_3}{V}, \tag{1.24}$$

где M_1, M_2, M_3 — являются постоянными в пределе $V \to \infty$ при $1 \leq \alpha \leq s$ и $1 \leq \beta \leq s$. И пусть удельная свободная энергия, вычисленная для гамильтониана T, ограничена некоторой постоянной:

$$|f(T)| \leq M_0. \tag{1.25}$$

Тогда, если построить пробный гамильтониан в виде

$$H(C) = T - 2V\sum_{(\alpha)} g_\alpha(C_\alpha J_\alpha^\dagger + C^* J_\alpha - C_\alpha C_\alpha^*), \tag{1.26}$$

где $C_1, ..., C_s$ — комплексные параметры, то имеет место следующее неравенство:

$$0 \leq \min_{(C)} f(H_0(C)) - f(H) \leq \mathcal{E}\left(\frac{1}{V}\right), \tag{1.27}$$

и $\mathcal{E}\left(\frac{1}{V}\right) \to 0$ в пределе $V \to \infty$ равномерно по отношению к θ на любом интервале $0 < \theta \leq \theta_0$, где θ_0 — произвольная фиксированная температура*.

Эта теорема нашла многочисленные приложения. Так, с ее помощью Хертель и Тирринг вычислили свободную энергию в термодинамическом пределе для модели, описывающей систему притягивающихся фермионов [9].

Мы также должны отметить, что существование предела свободной энергии, вычисленной для гамильтониана (1.22),

$$\lim_{V\to\infty} f(H), \tag{1.27a}$$

само по себе не следует из вышеупомянутых неравенств.

Рассмотрим теперь случай, когда операторы T и J_α в (1.22) имеют вид (1.23). Тогда условия теоремы выполнены, если потребуем

$$\frac{1}{V}\sum_{(p)} |T(p)\lambda_\alpha(p,\sigma)| \leq Q_0\,, \quad \frac{1}{V}\sum_{(p)} |\lambda_\alpha(p,\sigma)| \leq Q_1, \quad \frac{1}{V}\sum_{(p)} |\lambda_\alpha(p,\sigma)|^2 \leq Q_2\,, \tag{1.28}$$

где Q_0, Q_1, Q_2 — некоторые постоянные** . Кроме того, будем предполагать следующие ограничения:

$$|\lambda_\alpha(p,\sigma)| \leq \bar{Q} = \mathrm{const} \qquad (\alpha = 1, 2, ..., s)\,.$$

Далее мы сформулируем теорему, которая позволяет более детально исследовать свойства свободных энергий, соответствующих гамильтонианам (1.22) и (1.26), а также доказать существование предела (1.27a).

Теорема 2. Пусть операторы T и J_α в гамильтониане (1.22) имеют вид (1.23) и функции $T(f)$, $\lambda_\alpha(p,\sigma)$ удовлетворяют условиям (1.28). Предположим, что функции $\lambda_\alpha(p,\sigma)$ непрерывны в пространстве E, за исключением, возможно, множества меры нуль. Тогда

$$|f_V\{H(C)\} - f_\infty\{H(C)\}| \leq \delta_V$$

---

*Мы обозначаем удельную свободную энергию для произвольного гамильтониана H как $f(H)$ или, если мы хотим подчеркнуть факт зависимости от объема V, как $f_V(H)$.
Под $\min_{(C)} f(C)$ мы всегда подразумеваем абсолютный минимум функции $f(C)$ в пространстве комплексных параметров C.

**Можно согласовать выбор этих постоянных с соответствующими постоянными в неравенствах (1.24):

$$M_1 = Q_1, \qquad M_2 = 2Q_0, \qquad M_3 = Q_2.$$

Условия (1.28) очевидно выполняются, если

$$|\lambda_\alpha(p,\sigma)| \leq \frac{A}{(p^2+B)^3},$$

где A и B — некоторые положительные постоянные.

для $|C_\alpha| \leq 2M_1$, $\alpha = 1, 2, ..., s$, и это неравенство равномерно по отношению к θ на любом интервале вида $0 < \theta < \theta_0$. $f_\infty\{H(C)\}$ определена как обычно и обладает непрерывными частными производными произвольного порядка по комплексным переменным $C_1, ..., C_s$, $\quad C_1^*, ..., C_s^*$. Кроме того, можно показать, что

а) эти функции достигают абсолютного минимума в пространстве комплексных чисел (C) в некоторых точках $C = \bar{C}$, т. е.

$$\min_{(C)} f_\infty\{H(C)\} = f_\infty\{H(\bar{C})\};$$

б) выполняется неравенство

$$|f_V(H) - f_\infty\{H(\bar{C})\}| \leq \bar{\delta}_V \tag{1.29}$$

и

$$\bar{\delta} = \mathcal{E}\left(\frac{1}{V}\right) + \delta_V \to 0$$

равномерно по отношению к θ на любом интервале $0 < \theta \leq \theta_0$.
Эта теорема была впервые доказана в [4].

Для конкретного выбора операторов в форме (1.23) аппроксимирующий гамильтониан, упоминаемый в теореме 2, принимает вид

$$H_0(C) = \sum_{(f)} T(f) a_f^\dagger a_f - \frac{1}{2} \sum_{(f)} \left\{\Lambda^*(f) a_{-f} a_f + \Lambda(f) a_f^\dagger a_{-f}^\dagger\right\} + 2V \sum_{(\alpha)} g_\alpha C_\alpha C_\alpha^*, \tag{1.30}$$

где $\Lambda^*(f) = 2\sum_{(\alpha)} C_\alpha \lambda_\alpha^*(f)$. Вводя новые ферми-операторы α_f, $\alpha_f^\dagger$, такие, что

$$a_f = u_f \alpha_f - v_f \alpha_{-f}^\dagger,$$

$$u_f = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{T_f}{E_f}}, \quad v_f = -\frac{\Lambda(f)}{\sqrt{2}|\Lambda(f)|}\sqrt{1 - \frac{T_f}{E_f}}, \quad E_f = \sqrt{T^2(f) + |\Lambda(f)|^2},$$

перепишем (1.30) в виде

$$H_0(C) = \sum_{(f)} E_f \alpha_f^\dagger \alpha_f + V\left\{2\sum_{(\alpha)} g_\alpha C_\alpha^* C_\alpha - \frac{1}{2V}\sum_{(f)}(E_f - T_f)\right\}.$$

Удельная свободная энергия, соответствующая этому гамильтониану, представима в форме

$$f_V = 2\sum_{(\alpha)} g_\alpha C_\alpha C_\alpha^* - \frac{1}{2V}\sum_{(f)}(E(f) - T(f)) + \frac{\theta}{V}\sum_{(f)} \ln(1 + \mathrm{e}^{-\frac{E(f)}{\theta}}). \tag{1.31}$$

Как следует из теоремы 2, f_V аппроксимируется в пределе $V \to \infty$ предельной свободной энергией*:

$$f_\infty\{H_0(C)\} = 2\sum_{(\alpha)} g_\alpha C_\alpha^* C_\alpha - \frac{1}{2(2\pi)^3}\int\{E(f) - T(f) - 2\theta\ln(1 + \mathrm{e}^{-\frac{E(f)}{\theta}})\}d\vec{f}. \tag{1.32}$$

2. ОБЩАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим теперь более общую модель с четырехфермионным взаимодействием [11]:

$$H = \sum_{(f,f')} \Omega(f',f) a_f^\dagger a_{f'} + \frac{1}{2}\sum_{(f_1,f_2,f_2',f_1')} U(f_1,f_2,f_2',f_1') a_{f_1}^\dagger a_{f_2}^\dagger a_{f_2'} a_{f_1'} +$$

$$+ \frac{1}{2}\sum_{(f,f')} j_-(f',f,t) a_f^\dagger a_{f'}^\dagger + \frac{1}{2}\sum_{(f,f')} j_+(f',f,t) a_f a_{f'}, \tag{2.1}$$

где $U(f_1,f_2,f_2',f_1')$ — симметричные функции по отношению к перестановке аргументов:

$$(1 \leftrightarrow 2): \quad \{f_1 \leftrightarrow f_2, \quad f_1' \leftrightarrow f_2'\}$$

и $\Omega(f',f) = \Omega_0(f',f) + j(f',f,t)$. Эта модель включает как частный случай модель, рассмотренную выше. Отметим, что в (2.1) мы ввели вспомогательные источники:

$$\frac{1}{2}\sum_{(f,f')} j_-(f',f,t) a_f^\dagger a_{f'}^\dagger, \qquad \frac{1}{2}\sum_{(f,f')} j_+(f',f,t) a_f a_{f'} \quad \text{и} \quad \sum_{(f,f')} j(f',f,t) a_f^\dagger a_{f'},$$

которые выбраны таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения полного импульса и в то же время нарушался закон сохранения числа частиц.

Для модели (2.1) введем некоторый аппроксимирующий гамильтониан, который строится аналогично аппроксимирующему гамильтониану упрощенной модели, рассмотренной выше. В основе построения лежит следующее приближение:

$$a_{f_1}^\dagger a_{f_2}^\dagger a_{f_2'} a_{f_1'} \to \langle a_{f_1}^\dagger a_{f_1'}\rangle a_{f_2}^\dagger a_{f_2'} - \langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2'}\rangle a_{f_2}^\dagger a_{f_1'} + \langle a_{f_2}^\dagger a_{f_2'}\rangle a_{f_1}^\dagger a_{f_1'} -$$

$$- \langle a_{f_2}^\dagger a_{f_1'}\rangle a_{f_1}^\dagger a_{f_2'} + \langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}^\dagger\rangle a_{f_2'} a_{f_1'} + \langle a_{f_2'} a_{f_1'}\rangle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}^\dagger. \tag{2.2}$$

*Альтернативный подход, в котором с самого начала объем V полагается бесконечным, с тем чтобы избежать анализа процедуры предельного перехода $V \to \infty$, был разработан в [10].

Определим функцию

$$W(f_1, f_2; f_2', f_1') = U(f_1, f_2; f_2', f_1') - U(f_1, f_2; f_1', f_2'),$$

которая антисимметрична в том смысле, что

$$W(f_1, f_2; f_2', f_1') = -W(f_2, f_1; f_2', f_1'),$$
$$W(f_1, f_2; f_2', f_1') = -W(f_1, f_2; f_1', f_2').$$

Тогда аппроксимирующий гамильтониан для модели (2.1) имеет вид

$$H_a = \sum_{(f,f')} K(f', f) a_f^\dagger a_{f'} + \frac{1}{2} \sum_{(f,f')} K_-(f', f) a_f^\dagger a_{f'}^\dagger + \frac{1}{2} \sum_{(f,f')} K_+(f', f) a_f a_{f'},$$
$$K(f', f) = j(f', f, t) + \Omega_0(f', f) + \sum_{(f_1,f_2)} W(f_1, f; f', f_2)\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}\rangle, \tag{2.3}$$
$$K_+(f', f) = j_+(f', f, t) + \frac{1}{2} \sum_{(f_1,f_2)} W(f_1, f_2; f, f')\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}^\dagger\rangle =$$
$$= j_+(f', f, t) + \sum_{(f_1,f_2)} U(f_1, f_2; f, f')\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}^\dagger\rangle,$$

так как $\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}^\dagger\rangle = -\langle a_{f_2}^\dagger a_{f_1}^\dagger\rangle$, и

$$K_-(f', f) = j_-(f', f, t) + \frac{1}{2} \sum_{(f_1,f_2)} W(f, f'; f_1, f_2)\langle a_{f_1} a_{f_2}\rangle =$$
$$= j_-(f', f, t) + \sum_{(f_1,f_2)} U(f, f'; f_1, f_2)\langle a_{f_1} a_{f_2}\rangle.$$

Уравнения движения для гамильтониана (2.3) представимы в виде

$$i\frac{da_f^\dagger}{dt} = -\sum_{(f')} \left\{K(f, f') a_{f'}^\dagger + K_+(f, f') a_{f'}\right\},$$
$$i\frac{da_f}{dt} = \sum_{(f')} \left\{K(f', f) a_{f'} + K_-(f', f) a_{f'}^\dagger\right\}. \tag{2.4}$$

Эти уравнения позволяют выписать соответствующие уравнения для корреляционных функций $\langle a_f^\dagger a_g\rangle$, $\langle a_f a_g\rangle$, $\langle a_f^\dagger a_g^\dagger\rangle$:

$$i\frac{d\langle a_f^\dagger a_g\rangle}{dt} = -\sum_{(f')} \left\{K(f, f')\langle a_{f'}^\dagger a_g\rangle + K_+(f, f')\langle a_{f'} a_g\rangle\right\} +$$

$$+\sum_{(f')}\Big\{K(f',g)\langle a_f^\dagger a_{f'}\rangle + K_-(f',g)\langle a_f^\dagger a_{f'}^\dagger\rangle\Big\},$$

$$i\frac{d\langle a_f a_g\rangle}{dt} = \sum_{(f')}\Big\{K(f',f)\langle a_{f'}a_g\rangle + K_-(f',f)\langle a_{f'}^\dagger a_g\rangle\Big\} +$$

$$+\sum_{(f')}\Big\{K(f',g)\langle a_f a_{f'}\rangle + K_-(f',g)[\delta_{f,f'} - \langle a_{f'}^\dagger a_f\rangle]\Big\}, \tag{2.5}$$

$$i\frac{d\langle a_f^\dagger a_g^\dagger\rangle}{dt} = -\sum_{(f')}\Big\{K(f,f')\langle a_{f'}^\dagger a_g^\dagger\rangle + K_+(f,f')[\delta_{g,f'} - \langle a_g^\dagger a_{f'}\rangle]\Big\} -$$

$$-\sum_{(f')}\Big\{K(g,f')\langle a_f^\dagger a_{f'}^\dagger\rangle + K_+(g,f')\langle a_f^\dagger a_{f'}\rangle\Big\}.$$

Далее мы будем называть уравнения (2.5) системой уравнений Хартри—Фока—Боголюбова. Обозначим

$$\begin{aligned} a_f^\dagger(t)a_g(t) &= A_1(f,g,t), \qquad & j(f,g,t) &= \eta_1(f,g,t),\\ a_f^\dagger(t)a_g^\dagger(t) &= A_2(f,g,t), \qquad & j_+(f,g,t) &= \eta_2(f,g,t),\\ a_f(t)a_g(t) &= A_3(f,g,t), \qquad & j_-(f,g,t) &= \eta_3(f,g,t). \end{aligned} \tag{2.6}$$

Затем введем функции Грина в виде

$$\left\{\frac{\delta\langle A_\alpha(f,g,t)\rangle}{\delta\eta_\beta(g_1,g_2,\tau)}\right\}_{\eta=0} = \langle\langle A_\alpha(f,g,t)A_\beta(g_2,g_1,\tau)\rangle\rangle. \tag{2.7}$$

Запаздывающие и опережающие функции Грина вводятся стандартным образом [12]:

$$\begin{aligned} \langle\langle A_\alpha(t)A_\beta(\tau)\rangle\rangle^{\mathrm{ret}} &= \theta(t-\tau)\langle A_\alpha(t)A_\beta(\tau) + A_\beta(\tau)A_\alpha(t)\rangle,\\ \langle\langle A_\alpha(t)A_\beta(\tau)\rangle\rangle^{\mathrm{adv}} &= -\theta(\tau-t)\langle A_\alpha(t)A_\beta(\tau) + A_\beta(\tau)A_\alpha(t)\rangle,\\ \langle\langle A_\alpha(t)A_\beta(\tau)\rangle\rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty}\langle\langle A_\alpha A_\beta\rangle\rangle_E \mathrm{e}^{-iE(t-\tau)}dE, \end{aligned} \tag{2.8}$$

и спектральное представление двухвременных корреляционных функций имеет вид

$$\begin{aligned} \langle A_\beta(\tau)A_\alpha(t)\rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} J_{\alpha\beta}(\omega)\mathrm{e}^{-i\omega(t-\tau)}d\omega,\\ \langle A_\alpha(t)A_\beta(\tau)\rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} J_{\alpha\beta}(\omega)\mathrm{e}^{\beta\omega}\mathrm{e}^{-i\omega(t-\tau)}d\omega. \end{aligned} \tag{2.9}$$

Если мы определим функцию

$$\langle\langle A_\alpha A_\beta \rangle\rangle_E = \frac{i}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} J_{\alpha\beta}(\omega)\frac{\mathrm{e}^{\beta\omega}+1}{E-\omega}d\omega$$

на комплексной плоскости E, то

$$\langle\langle A_\alpha A_\beta \rangle\rangle_E^{\mathrm{ret}} = \langle\langle A_\alpha A_\beta \rangle\rangle_{E+i0}, \quad \langle\langle A_\alpha A_\beta \rangle\rangle_E^{\mathrm{adv}} = \langle\langle A_\alpha A_\beta \rangle\rangle_{E-i0}.$$

Варьируя уравнения Хартри—Фока—Боголюбова по источникам $\eta_\beta(t)$ (см. (2.6)) и полагая затем все источники равными нулю, мы приходим к системе уравнений для функций Грина:

$$E\langle\langle a_f^\dagger a_g; A_\beta(g_2,g_1)\rangle\rangle_E = -\sum_{(f')}\Omega_0(f,f')\langle\langle a_{f'}^\dagger a_g; A_\beta\rangle\rangle_E -$$

$$- \sum_{(f_1,f_2,f')}\Big\{W(f_1,f';f,f_2)\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}\rangle_0\langle\langle a_{f'}^\dagger a_g; A_\beta\rangle\rangle_E + W(f_1,f';f,f_2)\times$$

$$\times\langle a_{f'}^\dagger a_g\rangle_0\langle\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}^\dagger; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+U(f_1,f_2;f',f)\langle A_{f_1}^\dagger a_{f_2}^\dagger\rangle_0\langle\langle a_{f'} a_g; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+U(f_1,f_2;f'f)\langle a_{f_1} a_g\rangle_0\langle\langle a_{f_1}^\dagger a_{f-2}^\dagger; A_\beta\rangle\rangle_E\Big\} +$$

$$+\sum_{(f')}\langle\langle a_f^\dagger a_{f'}; A_\beta\rangle\rangle\Omega_0(f',g) +$$

$$+\sum_{(f_1,f_2,f')}\Big\{W(f,g;f',f_2)\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}\rangle_0\langle\langle a_f^\dagger a_{f'}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+W(f_1,g;f',f_2)\langle a_f^\dagger a_{f'}\rangle_0\langle\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+U(g,f';f_1,f_2)\langle a_{f_1} a_{f_2}\rangle_0\langle\langle a_f^\dagger a_{f'}^\dagger; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+U(g,f';f_1,f_2)\langle a_f^\dagger a_{f'}^\dagger\rangle_0\langle\langle a_{f_1} a_{f_2}; A_\beta\rangle\rangle_E\Big\} + I_{1,\beta}, \tag{2.10}$$

$$E\langle\langle a_f a_g; A_\beta\rangle\rangle_E = \sum_{(f_1,f_2,f')}\Big\{W(f_1,f;f',f_2)\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}\rangle_0\langle\langle a_{f'} a_g; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+W(f_1,f;f',f_2)\times\langle a_{f'} a_g\rangle_0\langle\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+U(f,f';f_1,f_2)\langle a_{f_1} a_{f_2}\rangle_0\langle\langle a_{f'}^\dagger a_g; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+U(f,f';f_1,f_2)\langle a_{f_1}^\dagger a_g\rangle_0\langle\langle a_{f_1} a_{f_2}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+W(f_1, g; f', f_2)\langle a^\dagger_{f_1} a_{f_2}\rangle_0 \langle\langle a_f a_{f'}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+W(f_1, g; f', f_2)\langle a_f a_{f'}\rangle_0 \langle\langle a^\dagger_{f_1} a_{f_2}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+ U(g, f'; f_1, f_2)(\delta_{f,f'} - \langle a^\dagger_f a_{f'}\rangle_0)\langle\langle a_{f_1} a_{f_2}; A_\beta\rangle\rangle_E - U(g, f'; f_1, f_2)\times$$

$$\times\langle a_{f_1} a_{f_2}\rangle_0 \langle\langle a^\dagger_f a_{f'}; A_\beta\rangle_E \Big\} +$$

$$+I_{3,\beta} + \sum_{(f')} \Omega_0(f', f)\langle\langle a_{f'} a_g; A_\beta\rangle\rangle_E + \sum_{(f)} \Omega_0(f', g)\langle\langle a_f a_{f'}; A_\beta\rangle\rangle_E,$$

$$E\langle\langle a^\dagger_f a^\dagger_g; A_\beta\rangle\rangle_E =$$

$$-\sum_{(f')} \Big\{\Omega_0(f, f')\langle\langle a^\dagger_{f'} a^\dagger_g; A_\beta\rangle\rangle_E + \Omega_0(g, f')\langle\langle a^\dagger_f a^\dagger_{f'}; A_\beta\rangle\rangle_E\Big\} -$$

$$-\sum_{(f_1, f_2, f')} \Big\{W(f_1, f'; f, f_2)\langle a^\dagger_{f_1} a_{f_2}\rangle_0 \langle\langle a^\dagger_{f'} a^\dagger_g; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+W(f_1, f'; f, f_2)\langle a^\dagger_{f'} a^\dagger_g\rangle_0 \langle\langle a^\dagger_{f_1} a_{f_2}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+U(f_1, f_2; f', f)[\delta_{g,f'} - \langle a^\dagger_g a_{f'}\rangle_0]\langle\langle a^\dagger - f_1 a^\dagger_{f_2}; A_\beta\rangle\rangle_E -$$

$$-U(f_1, f_2; f', f_2)\langle a^\dagger_{f_1} a^\dagger_{f_2}\rangle_0 \langle\langle a^\dagger_g a_{f'}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+W(f_1, f'; g, f_2)\langle a^\dagger_f a^\dagger_{f'}\rangle_0 \langle\langle a^\dagger_{f_1} a_{f_2}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+W(f_1, f'; g, f_2)\langle a^\dagger_{f_1} a_{f_2}\rangle_0 \langle\langle a^\dagger_f a^\dagger_{f'}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+U(f_1, f_2; f', g)\langle a^\dagger_{f_1} a^\dagger_{f_2}\rangle_0 \langle\langle a^\dagger_f a_{f'}; A_\beta\rangle\rangle_E +$$

$$+U(f_1, f_2; f', g)\langle a^\dagger_f a_{f'}\rangle_0 \langle\langle a^\dagger_{f_1} a^\dagger_{f_2}; A_\beta\rangle\rangle_E + I_{3,\beta}.$$

Здесь

$$I_{1,1} = -i\langle a^\dagger_{g_2} a_g\rangle_0 \frac{\delta(f - g_1)}{2\pi} + i\langle a^\dagger_f a_{g_1}\rangle_0 \frac{\delta(g - g_2)}{2\pi},$$

$$I_{3,1} = i\langle a_{g_1} a_g\rangle_0 \frac{\delta(f - g_2)}{2\pi} + i\langle a^\dagger_f a_{g_1}\rangle_0 \frac{\delta(g - g_2)}{2\pi},$$

$$I_{2,1} = i\langle a^\dagger_{g_2} a^\dagger_g\rangle_0 \frac{\delta(f - g_1)}{2\pi} - i\langle a^\dagger_f a_{g_2}\rangle_0 \frac{\delta(g - g_1)}{2\pi},$$

$$I_{1,2} = -i\langle a_{g_2} a_g\rangle \frac{\delta(f - g_1)}{2\pi}, \qquad I_{2,3} = 0,$$

$$I_{2,2} = -\frac{i}{2\pi}[\delta(g - g_2) - \langle a^\dagger_g a_{g_2}\rangle_0]\delta(f - g_1) - \frac{i}{2\pi}\langle a^\dagger_f a_{g_2}\rangle_0 \delta(g - g_1),$$

$$I_{1,3} = \frac{i}{2\pi}\langle a_f^\dagger a_{g_1}^\dagger\rangle_0 \delta(g - g_2),$$

$$I_{2,3} = \frac{i}{2\pi}\langle a_{g_1}^\dagger a_g\rangle_0 \delta(f - g_2) + \frac{i}{2\pi}[\delta(f - g_1) - \langle a_{g_1}^\dagger a_f\rangle_0]\delta(g - g_2), \qquad I_{3,3} = 0.$$

Уравнения Хартри—Фока—Боголюбова без источников не позволяют корректно вычислить так называемые «нулевые» или «аномальные» средние:

$$\langle a_f^\dagger a_g\rangle_0, \qquad \langle a_f^\dagger a_g^\dagger\rangle_0, \qquad \langle a_f a_g\rangle_0.$$

Следовательно, необходимо переосмыслить саму процедуру вычисления таких средних. Например, можно воспользоваться аппроксимирующим гамильтонианом в форме (2.3), положив в нем $\eta = 0$:

$$H^0_{\mathrm{app}} = \sum_{(f,f')} K^{(0)}(f', f) a_f^\dagger a_{f'} +$$

$$+ \frac{1}{2}\sum_{(f,f')} K_-^{(0)}(f', f) a_f^\dagger a_{f'}^\dagger + \frac{1}{2}\sum_{(f,f')} K_+^{(0)}(f', f) a_f a_{f'} + \mathrm{const},$$

где

$$K^{(0)}(f', f) = \Omega_0(f', f) + \sum_{(f,f_2)} W(f_1, f; f', f_2)\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}\rangle_0,$$

$$K_+^{(0)}(f', f) = \sum_{(f,f_2)} U(f_1, f_2; f, f')\langle a_{f_1}^\dagger a_{f_2}^\dagger\rangle_0,$$

$$K_-^{(0)}(f', f) = \sum_{(f,f_2)} U(f, f'; f_1, f_2)\langle a_{f_1} a_{f_2}\rangle_0.$$

В результате приближенные самосогласованные уравнения для вычисления аномальных средних будут иметь вид

$$\frac{\mathrm{Sp}\ \left\{a_f^\dagger a_g \mathrm{e}^{-\beta H^0_{\mathrm{app}}}\right\}}{\mathrm{Sp}\ \mathrm{e}^{-\beta H^0_{\mathrm{app}}}} = \langle a_f^\dagger a_g\rangle_0, \qquad \frac{\mathrm{Sp}\ \left\{a_f^\dagger a_g^\dagger \mathrm{e}^{-\beta H^0_{\mathrm{app}}}\right\}}{\mathrm{Sp}\ \mathrm{e}^{-\beta H^0_{\mathrm{app}}}} = \langle a_f^\dagger a_g^\dagger\rangle_0,$$

$$\frac{\mathrm{Sp}\ \left\{a_f a_g \mathrm{e}^{-\beta H^0_{\mathrm{app}}}\right\}}{\mathrm{Sp}\ \mathrm{e}^{-\beta H^0_{\mathrm{app}}}} = \langle a_f a_g\rangle_0.$$

Однако возможен также и альтернативный подход, основанный на технике функций Грина. Рассмотрим прежде всего случай $\eta \neq 0$ и выпишем динамические уравнения для следующих запаздывающих и опережающих функций Грина, построенных из ферми-операторов*:

$$G_1(f,t;f'\tau) = \langle\langle a_f^\dagger(t)a_{f'}(\tau)\rangle\rangle = \theta(t-\tau)\langle a_f^\dagger(t)a_{f'}(\tau) + a_{f'}(\tau)a_f^\dagger(t)\rangle,$$

$$G_2(f,t;f'\tau) = \langle\langle a_f(t)a_{f'}(\tau)\rangle\rangle = \theta(t-\tau)\langle a_f(t)a_{f'}(\tau) + a_{f'}(\tau)a_f(t)\rangle.$$

Мы получим следующую систему уравнений для этих функций Грина:

$$i\frac{\partial}{\partial t}G_{(1)} = -\left(\sum_{(g)} G_{(1)}K(f,g) + \sum_{(g)} G_{(2)}K_+(f,g)\right) + i\delta(t-\tau)\delta_{ff'},$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}G_{(2)} = -\sum_{(g)} G_{(2)}K(g,f) + \sum_{(g)} G_{(1)}K_-(g,f).$$

Здесь функция K зависит от t в общем случае и, таким образом, уместно обозначать ее как $K(g,f,t)$. Проанализируем теперь случай, когда источники равны нулю, т. е. $\eta = 0$. Тогда $G_{(\alpha)}$ зависит только от разности переменных $t-\tau$, что является следствием временной однородности:

$$G_{(\alpha)}(f,t;f',\tau) = G_{(\alpha)}(f,f',t-\tau).$$

Следовательно, удобно воспользоваться энергетическим E-представлением рассматриваемых функций Грина:

$$\langle\langle a_f^\dagger a_{f'}\rangle\rangle_E = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} G_{(1)}(f,f',t)\mathrm{e}^{iEt}dt,$$

$$\langle\langle a_f a_{f'}\rangle\rangle_E = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} G_{(2)}(f,f',t)\mathrm{e}^{iEt}dt$$

и соответствующим образом преобразовать динамические уравнения:

$$E\langle\langle a_f^\dagger a_{f'}\rangle\rangle_E + \sum_{(g)}\left\{K^{(0)}(f,g)\langle\langle a_g^\dagger a_{f'}\rangle\rangle_E + K_+^{(0)}(f,g)\langle\langle a_g a_{f'}\rangle\rangle_E\right\} =$$

$$= \frac{i}{2\pi}\delta(f-f'),$$

*Равным образом допустимо рассматривать причинные функции Грина:

$$G(f,t;f',\tau) = \langle T\{a_f^\dagger(t)a_{f'}(\tau)\}\rangle = \theta(t-\tau)\langle a_f^\dagger(t)a_{f'}(\tau)\rangle - \theta(\tau-t)\langle a_{f'}(\tau)a_f^\dagger(t)\rangle,$$

вместо опережающих и запаздывающих функций Грина.

$$E\langle\langle a_f a_{f'}\rangle\rangle_E + \sum_{(g)} \left\{ K^{(0)}(f,g)\langle\langle a_g a_{f'}\rangle\rangle_E + K_{-}^{(0)}(f,g)\langle\langle a_g^\dagger a_{f'}\rangle\rangle_E \right\} = 0.$$

Рассмотрим в качестве примера гамильтониан БКШ [6]. Мы воспользуемся спектральным E-представлением для корреляционных функций и функций Грина, состоящих из пар ферми-операторов a_f, $a_{f'}^\dagger$ и $a_g^\dagger$, в форме

$$\langle A(t)B(\tau)\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} J_{AB}(\omega) \mathrm{e}^{\frac{\omega}{\theta}} \mathrm{e}^{-i\omega(t-\tau)} d\omega,$$

$$\langle B(\tau)A(t)\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} J_{AB}(\omega) \mathrm{e}^{-i\omega(t-\tau)} d\omega, \qquad \langle AB\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} J_{AB}(\omega) \mathrm{e}^{\frac{\omega}{\theta}} d\omega,$$

$$\langle\langle AB\rangle\rangle_E = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} J_{AB}(\omega) \frac{\mathrm{e}^{\beta\omega}+1}{E-\omega} d\omega.$$

Гамильтониан БКШ имеет вид

$$H = \sum_{(f)} T(p)\, a_f^\dagger a_f - \frac{1}{2V} \sum_{(f,f')} J(f)J(f')\, a_f^\dagger a_{-f}^\dagger a_{-f'} a_{f'},$$

где

$$f = (\vec{p}, \sigma), \quad \sigma = \pm\frac{1}{2}, \quad \vec{p} = \left(\frac{2\pi n^{(1)}}{L}, \frac{2\pi n^{(2)}}{L}, \frac{2\pi n^{(3)}}{L} \right),$$

$$T(p) = \frac{p^2}{2m} - \lambda, \quad \lambda > 0,$$

$$J(f) = \varepsilon(\sigma_1 - \sigma_2) J(p), \qquad \varepsilon(\sigma) = \begin{cases} +1, & \sigma > 0 \\ -1, & \sigma < 0 \end{cases}.$$

Предполагается, что $J(p)$ — симметричная функция, так что $J(-f) = -J(f)$.

Законы сохранения для импульса и проекции спина приводят к следующим правилам отбора для средних:

$$\langle a_f^\dagger a_{f'}\rangle = \delta(f-f')\langle a_f^\dagger a_f\rangle, \quad \langle a_f^\dagger a_{f'}^\dagger\rangle = \delta(f+f')\langle a_f^\dagger a_{-f}^\dagger\rangle,$$

$$\langle a_f a_{f'}\rangle = -\delta(f+f')\langle a_{-f} a_f\rangle$$

и аналогичным правилам отбора для функций Грина $\langle\langle a_f^\dagger a_{f'}\rangle\rangle_E$, $\langle\langle a_f^\dagger a_{f'}^\dagger\rangle\rangle$, $\langle\langle a_f a_{f'}\rangle\rangle_E$.

В случае модели БКШ мы, в частности, имеем

$$U(f_1, f_2; f_2', f_1') = -\frac{1}{V} J(f_1)J(f_1')\delta(f_1+f_2)\delta(f_1'+f_2'),$$

$$W(f_1, f_2; f_2', f_1') = -\frac{2}{V} J(f_1)J(f_1')\delta(f_1+f_2)\delta(f_1'+f_2')$$

и

$$K^{(0)}(f,f') = T(p)\delta(f-f') + \sum_{(f_1)} W(f_1,f;f',f_1)\langle a^\dagger_{f_1} a_{f_1}\rangle_0 =$$

$$= T(p)\delta(f-f') + \delta(f-f')\left(-\frac{2}{V}|J(f)|^2\langle a^\dagger_{-f} a_{-f}\rangle_0\right) = \delta(f-f')T(p).$$

$$K^{(0)}_+(f',f) = \delta(f+f')\left(\frac{1}{V}\sum_{(f_1)} J(f_1)\langle a^\dagger_{f_1} a^\dagger_{-f_1}\rangle_0\right) J(f) = -\delta(f+f')C^* J(f'),$$

$$K^{(0)}_-(f',f) = \sum_{(f_1)} U(f,f';-f_1,f_1)\langle a_{-f_1} a_{f_1}\rangle =$$

$$= \delta(f+f')\left(-\frac{1}{V}\sum_{(f_1)} J(f_1)\langle a_{-f_1} a_{f_1}\rangle\right) J(f) = -\delta(f+f')CJ(f).$$

Соответствующая система уравнений для модели БКШ имеет вид

$$\{E+T(p)\}\langle\langle a^\dagger_f a_f\rangle\rangle_E - C^* J(f)\langle\langle a_{-f} a_f\rangle\rangle_E = \frac{i}{2\pi},$$

$$-CJ(f)\langle\langle a^\dagger_f a_f\rangle\rangle_E + \{E-T(p)\}\langle\langle a_{-f} a_f\rangle\rangle_E = 0,$$

откуда следует, что

$$\langle\langle a^\dagger_f a_f\rangle\rangle_E = \frac{i}{2\pi}\frac{E-T(p)}{E^2-T^2(p)-|C|^2J^2},$$

$$\langle\langle a_{-f} a_f\rangle\rangle_E = \frac{i}{2\pi}\frac{CJ(f)}{E^2-T^2(p)-|C|^2J^2}.$$

Положим

$$E(p) = \sqrt{T^2(p)+|C|^2|J|^2}.$$

Следовательно,

$$\frac{1}{E^2-E^2(p)} = \frac{1}{2E(p)}\left\{\frac{1}{E-E(p)} - \frac{1}{E+E(p)}\right\},$$

$$\langle\langle a^\dagger_f a_f\rangle\rangle_E = \frac{i}{2\pi}\frac{E-T(p)}{2E(p)}\left\{\frac{1}{E-E(p)} - \frac{1}{E+E(p)}\right\},$$

$$\langle\langle a_{-f} a_f\rangle\rangle_E = \frac{i}{2\pi}\frac{CJ(f)}{2E(p)}\left\{\frac{1}{E-E(p)} - \frac{1}{E+E(p)}\right\}.$$

После очевидных преобразований мы находим спектральные плотности в виде

$$J_{a_f^\dagger a_f}(\omega) = \frac{\omega - T(p)}{2E(p)} \frac{1}{1 + \mathrm{e}^{\beta\omega}} \left\{ \delta(\omega - E(p)) - \delta(\omega + E(p)) \right\},$$

$$J_{a_{-f} a_f}(\omega) = \frac{CJ(f)}{2E(p)(1 + \mathrm{e}^{\beta\omega})} \left\{ \delta(\omega - E(p)) - \delta(\omega + E(p)) \right\}$$

и соответствующие выражения для средних:

$$\langle a_f^\dagger a_f \rangle_0 = \frac{E(p) - T(p)}{2E(p)} \frac{\mathrm{e}^{\beta E(p)}}{1 + \mathrm{e}^{\beta E(p)}} + \frac{E(p) + T(p)}{2E(p)} \frac{\mathrm{e}^{-\beta E(p)}}{1 + \mathrm{e}^{-\beta E(p)}},$$

$$\langle a_{-f} a_f \rangle = \frac{CJ(f)}{2E(p)} \left\{ \frac{\mathrm{e}^{\beta E(p)}}{1 + \mathrm{e}^{\beta E(p)}} - \frac{{}^{-\beta E(p)}}{1 + \mathrm{e}^{-\beta E(p)}} \right\} =$$

$$= \frac{CJ(f)}{2E(p)} \mathrm{th} \frac{\beta E(p)}{2}, \qquad \mathrm{th} x = \frac{1 - \mathrm{e}^{-2x}}{1 + \mathrm{e}^{-2x}}.$$

Во всех выражениях введено обозначение

$$C = \frac{1}{V} \sum_{(f)} J(f) \langle a_{-f} a_f \rangle.$$

Таким образом, мы пришли к известному уравнению для щели в модели БКШ:

$$C = C \frac{1}{V} \sum_{(f)} |J(f)|^2 \frac{1}{2E(p)} \mathrm{th} \frac{\beta E(p)}{2}.$$

Уравнение

$$1 = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{|J(p)|^2}{E(p)} \mathrm{th} \frac{\beta E(p)}{2} d\vec{p}$$

имеет единственное решение, если $\beta > \beta_0$, где обратная критическая температура β_0 определяется из уравнения

$$1 = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{|J(p)|^2}{T(p)} \mathrm{th} \frac{\beta T(p)}{2} d\vec{p}.$$

Уместно также подчеркнуть, что общие выражения для функций Грина (2.10) не только являются некоторыми формальными соотношениями, но позволяют вычислить поправочный член для уравнения щели, выведенного при анализе корреляционной функции вида $\langle\langle a_f a_{-f}; a_f^\dagger a_{-f}^\dagger \rangle\rangle_E$ в теории сверхпроводимости, основанной на модели БКШ (см. [11]).

Читателям, интересующимся применением различных вариантов метода Хартри—Фока—Боголюбова в задачах теории твердого тела и квантовой статистической механики предлагаем ознакомиться также с работами [13–16].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Боголюбов Н.Н., Зубарев Д.Н., Церковников Ю.А.** — Докл. АН СССР, 1957, т.117, с.788. [Sov. Phys. Doklady, 1957, v.2, p.535].
2. **Боголюбов Н.Н., Зубарев Д.Н., Церковников Ю.А.** — ЖЭТФ, 1960, т.39, с.120. [Sov. Phys. JETP, 1960, v.12, p.88].
3. **Боголюбов Н.Н.** — Препринт ОИЯИ, Матем. инст. им. В.А.Стеклова АН СССР, Р-511, Дубна, 1960.
   Боголюбов Н.Н. — Избранные труды. Киев: Наукова думка, 1971, т.3 с.110.
4. **Bogolubov N.N., Jr.** — Physica, 1966, v.32, p.933.
   Bogolubov N.N., Jr. — Method for Studying Model Hamiltonians. Pergamon Press, Oxford, 1972.
   Боголюбов Н.Н. (мл.) — Метод исследования модельных гамильтонианов. М.: Наука, 1974.
5. **Боголюбов Н.Н. (мл.)** — Теор. мат. физ., 1970, т.4, с.412.
   Боголюбов Н.Н. (мл.) — Теор. мат. физ., 1970, т.5, с.136.
6. **Bardeen J., Cooper L.N., Schriffer J.R.** — Phys. Rev., 1957, v.108, p.1117.
7. **Боголюбов Н.Н., Толмачев В.В., Ширков Д.В.** — Новый метод в теории сверхпроводимости. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
   Bogolubov N.N., Tolmachev V.V., Shirkov D.V. — A New Method in the Theory of Superconductivity. Consultants Bureau, N.Y., 1959.
8. **Боголюбов Н.Н. (мл.), Плечко В.Н., Репников Н.Ф.** — Теор. мат. физ., 1975, т.24, с.357. [Theor. Math. Phys., 1975, v.24, 242].
9. **Hertel P., Thirring W.** — Commun. Math. Phys., 1971, v.24, p.22.
10. **Боголюбов Н.Н. (мл.), Петрина Д.Я.** — Теор. мат. физ., 1977, т.33, с.231.
11. **Bogolubov N.N., Jr., Soldatov A.V.** — Int. J. Mod. Phys., 1996, v.B10, p.579.
12. **Боголюбов Н.Н., Боголюбов Н.Н. (мл.)** — Введение в квантовую статистическую механику. М.: Наука, 1984, с.92.
    Bogolubov N.N., Bogolubov N.N., Jr. — An Introduction to Quantum Statistical Mechanics. Gordon and Breach Science Publ., 1994.
13. **Anderson P.W.** — Concepts in Solids. World Scientific, Singapore, 1997.
14. **Popov V.N.** — Functional Integrals and Collective Modes. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987.
15. **Боголюбов Н.Н. (мл.), Садовников Б.И.** — Некоторые вопросы статистической механики. М.: Высшая школа, 1975.
16. **Griffin A.** — Phys. Rev. B, 1996, v.53, p.9341.

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

УДК 539.17

КВАНТОВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ЯДЕРНАЯ ОПТИКА

А.И.Ахиезер, Ю.А.Бережной, В.В.Пилипенко

Харьковский государственный университет, Харьков, Украина
Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины, Харьков

Рассмотрено современное состояние дифракционной теории ядерных столкновений. Обсуждаются общие принципы квантовой дифракции и поведение дифференциальных сечений и поляризационных характеристик упругого рассеяния частиц ядрами. Использовано разложение амплитуд рассеяния на ближнюю и дальнюю составляющие для анализа процессов рассеяния. Изучены различные процессы взаимодействия тяжелых ионов с ядрами. Приведены результаты анализа экспериментальных данных.

The current status of the diffraction theory of nuclear collisions is considered. The general principles of quantum diffraction and the behavior of differential cross sections and polarization observables of elastic scattering of particles by nuclei are discussed. The decomposition of scattering amplitudes into near-side and far-side components is used for the analysis of scattering processes. Different processes of heavy ion-nucleus interaction are studied. Results of the analysis of experimental data are presented.

1. ВВЕДЕНИЕ

Микрообъекты обладают как корпускулярными, так и волновыми свойствами. Существование последних приводит к возникновению различных интерференционных картин, наблюдаемых при взаимодействии микрочастиц. К ним относятся дифракционное и радужное рассеяния, проявления которых характерны прежде всего для ядерных столкновений. Эти типы рассеяний аналогичны хорошо известным оптическим явлениям. Поэтому их совокупность обычно называют ядерной оптикой.

Явление дифракции света открыл Франческо Мариа Гримальди (1618—1663). Оно было впервые описано в труде «Physico-mathesis de lumine, coloribus et iride» («Физико-математический трактат о свете, цветах и радуге»), вышедшем в 1665 г. после его смерти. Именно Гримальди ввел термин «дифракция» (от латинского «diffractus» — разломанный), сохранившийся в физике до сих пор [1]. В дальнейшем дифракцию света изучали многие другие ученые, что позволило выяснить природу различных дифракционных картин в оптике и создать их теорию (подробнее см. [2, 3]). Дифракционные явления в оптике наблюдаются в том случае, когда когерентный световой поток распространяется вблизи края непрозрачного экрана, поглощающего падающий на него свет. Эти явления, характеризующиеся отсутствием резкой границы между областями света и тени, представляют собой отклонения от геометрической оптики и непосредственно связаны с волновой природой света.

Взаимодействие квантовых объектов (молекул, атомов, атомных ядер, элементарных частиц) в определенных условиях может приводить к появлению дифракционной картины, аналогичной оптической дифракции света. Дифракция является общей квантово-механической картиной столкновений частиц в области достаточно больших энергий, если хотя бы одна из них имеет конечные размеры и сильно поглощает налетающие частицы. Дифракция содержится во всех моделях процессов рассеяния, как макроскопических, в которых рассеиватель рассматривается феноменологически в качестве однородной бесструктурной поглощающей мишени, так и микроскопических, в которых учитывается рассеяние налетающей частицы отдельными составляющими частями рассеивателя.

Атомные ядра в определенной, довольно широкой области энергий сильно поглощают налетающие на них адроны, т.е. ведут себя по отношению к ним как непрозрачные поглощающие экраны. Поэтому в таких условиях для интенсивности упругорассеянных адронов ядрами будет наблюдаться дифракционная картина. Если энергия налетающих частиц становится очень большой, то длина их свободного пробега в ядерном веществе может оказаться сравнимой с линейным размером ядра. Это означает, что ядро уже не будет сильно поглощать все попадающие в него частицы, т.е. оно станет для них полупрозрачным. Кроме того, граница ядра не является резкой, так как плотность ядерной материи постепенно уменьшается в поверхностной области ядра. Полупрозрачность и размытие границы ядра меняют определенным образом дифракционную картину рассеяния, которую также изменяют и другие свойства сталкивающихся частиц — их кулоновское взаимодействие, наличие спинов, несферичность ядер и т.д.

В дифракционной теории ядерного рассеяния, как и в оптической модели, многочастичная задача сводится к двухчастичной. Однако описание процесса взаимодействия налетающей частицы с ядром производится в этом случае с помощью параметризованной определенным образом в пространстве моментов или прицельных параметров матрицы рассеяния, а не на основе комплексного потенциала. Такой подход позволяет описать не только упругое рассеяние, но и неупругое рассеяние с возбуждением коллективных состояний в ядрах, а также различные ядерные реакции.

Кроме дифракционного рассеяния, существует еще один тип ядерного рассеяния, имеющий аналогию в оптике. Это радужное рассеяние, которое характеризуется затуханием осцилляций дифференциального сечения и наличием широкого максимума (радужный максимум) в области не очень малых углов, за которым сечение быстро убывает. Ядерная радуга наблюдается в основном при рассеянии легких ядер ^{3}He, ^{4}He, ^{6}Li и некоторых других с энергиями $E \gtrsim 25$–30 МэВ/нуклон средними и тяжелыми ядрами.

Дифракционная теория ядерного взаимодействия позволяет также описать различные ядерные реакции (зарядово-обменные реакции, расщепление сложных частиц, реакции передачи нуклонов и др.). Такие процессы не имеют аналогии в оптике. Поэтому ядерная дифракция намного разнообразнее и богаче оптической дифракции. Дифракционная теория позволяет получить из анализа экспериментальных данных важную информацию о ядерной структуре и механизмах разных ядерных процессов. Различные вопросы дифракционных ядерных процессов и радужного рассеяния изложены в [4–11].

2. КВАНТОВЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КАРТИНЫ

Принцип неопределенности, являющийся одним из важнейших утверждений квантовой механики, накладывает определенные ограничения на измерения канонически сопряженных физических величин. Именно существование пар наблюдаемых величин, операторы которых не коммутируют между собой, определяет возникновение различных интерференционных картин, наблюдаемых при взаимодействии квантовых объектов. Такие явления связаны с определенным типом измерений квантовых величин, приведенным ниже.

Любое измерение квантовой наблюдаемой величины можно рассматривать как процесс выделения одного или большего числа собственных значений a_i из спектра данной физической величины A. При выделении полосы конечной ширины $C = \Delta a$ из непрерывного во всей бесконечной области спектра собственных значений оператора A наблюдается определенная интерференционная картина в распределении интенсивности в спектре собственных значений оператора B сопряженной наблюдаемой величины, коммутатор которого с оператором A определяется выражением

$$[A, B] = i\hbar. \tag{2.1}$$

Наиболее простым примером сопряженных величин являются координата x и импульс p_x, когда выделение области Δx обуславливает возникновение дифракционной картины шириной $\Delta p_x \gtrsim \hbar/\Delta x$ для сопряженной величины импульса. Квантовая дифракция не ограничивается этим простейшим случаем. Она наблюдается для любой пары величин A и B, коммутатор которых имеет форму (2.1), в результате чего справедливо соотношение неопределенностей для их дисперсий

$$< (\Delta A)^2 >< (\Delta B)^2 > \ \gtrsim \ \frac{1}{4}\hbar^2. \tag{2.2}$$

В действительности в квантовой механике дифракционные явления наблюдаются для любых пар сопряженных физических величин, если область C содержит достаточно большое число собственных значений a_i. В частности, это относится к операторам, имеющим дискретный спектр, который можно считать квазинепрерывным в том смысле, что амплитуды и фазы волновых функций сильно размыты по области C. Это случай «больших квантовых чисел», т.е. он соответствует квазиклассическому пределу. К таким операторам относятся, например, угол и орбитальный момент. Для них коммутационное соотношение имеет форму

$$[\varphi, l_z] = i\hbar, \tag{2.3}$$

а соотношение неопределенностей, равное

$$< (\Delta\varphi)^2 >< (\Delta l_z)^2 > \ \gtrsim \ \frac{1}{4}\hbar^2, \tag{2.4}$$

не строго точно, так как спектр оператора l_z дискретный и ограниченный. Однако для больших собственных значений $l_i \gg \hbar$ спектр оператора l_z можно рассматривать как квазинепрерывный (квазиклассический случай), т.е. обычная форма соотношения неопределенностей является хорошим приближением. Такая ситуация имеет место в области достаточно высоких энергий для многих процессов взаимодействия в ядерной физике и физике элементарных частиц, когда рассеиватель сильно поглощает налетающие частицы, а его характерный линейный размер велик по сравнению с длиной волны налетающей частицы.

Другим примером является интерференционная картина дифракции в представлении прицельного параметра, также рассматриваемая в области высоких энергий. В этом случае сопряженной переменной для прицельного параметра будет переданный импульс. Разновидностью представления прицельного параметра является приближение эйконала, широко используемое для описания разных квантовых процессов.

Рассмотрим подробнее возникновение различных квантовых интерференционных картин, используя подход, развитый в [12]. Если квантовое измерение определяется проекционным оператором

$$T = \int_C |a' > da' < a'|, \tag{2.5}$$

то изменение вектора состояния $|\psi>$ в a-представлении в результате измерения T равно

$$< a|\psi >_C \ = \ < a|T|\psi > \ = \int_C da' < a|a' >< a'|\psi > . \tag{2.6}$$

Произведенное измерение T изменяет также волновую функцию в b-представлении:

$$< b|\psi >_C \;\; = \;\; < b|T|\psi > \;\; = \int\limits_C da' < b|a' >< a'|\psi > . \qquad (2.7)$$

Интерференционная картина в b-пространстве определяется интенсивностью

$$I_C(b) = |< b|\psi >_C|^2 . \qquad (2.8)$$

Собственная функция $< b|a >$ равна

$$< b|a >= \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \exp\left(-\frac{iab}{\hbar}\right) . \qquad (2.9)$$

Выделяя в волновой функции $< a|\psi >$ амплитуду $\eta(a)$ и фазу $\Omega(a)$

$$< a|\psi >= \eta(a) \exp\left(\frac{i\Omega(a)}{\hbar}\right) , \qquad (2.10)$$

для волновой функции $< b|\psi >_C$ получаем выражение

$$< b|\psi >_C \;\; = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int\limits_C da \; \eta(a) \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\Omega(a) - ab\right]\right\} . \qquad (2.11)$$

По аналогии с основным предположением классической оптической теории дифракции следует полагать, что фаза $\Omega(a)$ медленно меняется в области $C = \Delta a$. Поэтому фазу $\Omega(a)$ можно разложить в ряд в окрестности некоторой точки a_0, находящейся в области C:

$$\Omega(a) = \Omega(a_0) + (a - a_0)\Omega'(a_0) + \frac{1}{2}(a - a_0)^2\Omega''(a_0) + \frac{1}{6}(a - a_0)^3\Omega'''(a_0) + \ldots . \qquad (2.12)$$

Если в разложении фазы (2.12) основную роль играет линейный по a член, то будет наблюдаться дифракционная картина, аналогичная дифракции Фраунгофера в оптике; если основную роль в (2.12) играет квадратичный по a член, то имеет место дифракционная картина, являющаяся аналогом оптической дифракции Френеля; если же квадратичный по a член в (2.12) очень мал $|\Omega''(a_0)| \ll |\Omega'(a_0)|$, $|\Omega''(a_0)| \ll |\Omega'''(a_0)|$, а кубический член того же порядка величины, что и линейный, то возникает картина радужного рассеяния, представляющая собой интерференционную картину, не являющуюся дифракционной.

В случае дифракции Фраунгофера в (2.12) нужно ограничиться только линейным по a членом. Тогда выражение (2.11) принимает форму

$$< b|\psi >_C \;\; = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar}[\Omega(a_0) - a_0 b_0]\right\} \int da \;\eta_C(a) \exp\left[-\frac{i}{\hbar}(b - b_0)a\right], \tag{2.13}$$

где $b_0 = \Omega'(a_0)$, $\eta_C(a)$ — амплитуда волновой функции $< a|\psi >_C$. Таким образом, волновая функция $< b|\psi >_C$ в рассматриваемом случае представляет собой с точностью до фазового множителя преобразование Фурье от амплитуды $\eta_C(a)$.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от одной длинной и узкой щели шириной 2δ, середина которой определяется величиной a_0. При этом амплитуда $\eta_C(a)$ предполагается постоянной в области щели $C = 2\delta$:

$$\eta_C(a) = \begin{cases} \eta_0, & -\delta \le a \le \delta, \\ 0, & a < -\delta, \;\; a > \delta. \end{cases} \tag{2.14}$$

Подставляя (2.14) в (2.13), находим

$$< b|\psi >_C \;\; = \frac{2\eta_0\delta}{\sqrt{2\pi\hbar}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\Omega(a_0) - a_0 b_0\right]\right\} \frac{\sin \pi\xi}{\pi\xi}, \tag{2.15}$$

где введено обозначение $\xi = (b - b_0)\delta/\pi\hbar$.

Для интенсивности $I_C(b)$ с помощью формул (2.8), (2.15) получаем

$$I_C(b) = I_C(b_0)\left(\frac{\sin\pi\xi}{\pi\xi}\right)^2, \quad I_C(b_0) = \frac{2|\eta_0|^2\delta^2}{\pi\hbar}. \tag{2.16}$$

Теперь рассмотрим дифракцию Фраунгофера от круглого отверстия радиуса R. При этом волновая функция (2.6) будет двумерной $< a_1 a_2|\psi >_C$, и предполагается, что она постоянна в области отверстия:

$$< a_1 a_2|\psi >_C \;\; = \begin{cases} \eta_0 \exp(i\Omega_0), & \rho \le R, \\ 0, & \rho > R, \end{cases} \tag{2.17}$$

где $\rho = \sqrt{a_1^2 + a_2^2}$.

Обобщая формулу (2.11) на двумерный случай и используя (2.17), имеем

$$< b_1 b_2|\psi >_C \;\; = \frac{1}{2\pi\hbar} \int\int da_1 da_2 < a_1 a_2|\psi > \exp\left[-\frac{i}{\hbar}(a_1 b_1 + a_2 b_2)\right]. \tag{2.18}$$

Подчеркнем, что в этом случае фаза волновой функции $< a_1 a_2|\psi >_C$ считается постоянной и не раскладывается в ряд. Переходя в (2.18) к полярным координатам $a_1 = \rho\cos\varphi$, $a_2 = \rho\sin\varphi$, $b_1 = b\cos\chi$, $b_2 = b\sin\chi$, находим

$$\begin{aligned} < b_1 b_2|\psi >_C &= \frac{\eta_0 \exp{(i\Omega_0)}}{2\pi\hbar} \int\limits_0^R d\rho\rho \int\limits_0^{2\pi} d\varphi \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\rho b \cos{(\varphi-\chi)}\right] = \\ &= \frac{R^2\eta_0 \exp{(i\Omega_0)}}{\hbar} \frac{J_1(Rb/\hbar)}{Rb/\hbar}. \end{aligned} \tag{2.19}$$

Подставляя (2.19) в (2.8), получаем для интенсивности картину Эйри для дифракции Фраунгофера от круглого отверстия:

$$I_C(b) = I_C(0)\left[\frac{2J_1(Rb/\hbar)}{Rb/\hbar}\right]^2, \qquad I_C(0) = \frac{|\eta_0|^2 R^4}{4\hbar^2}. \tag{2.20}$$

Перейдем теперь к дифракции Френеля от края полуплоскости $a_0 \le a < < \infty$. В этом случае основной вклад в интеграл формулы (2.11) дает окрестность точки стационарной фазы $a_s \in C$, определяемой из условия $\Omega'(a_s) = b$. Если точка a_s существует, то разложение фазы вблизи этой точки с точностью до членов второго порядка по a (предполагается, что $\Omega''(a_s) \neq 0$) имеет вид

$$\Omega(a) = \Omega(a_s) + (a - a_s)b + \frac{1}{2}(a - a_s)^2\Omega''(a_s). \tag{2.21}$$

Подставляя (2.21) в (2.11), находим

$$< b|\psi >_C = \frac{\eta(a_s)}{\sqrt{2\pi\hbar}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\Omega(a_s) - a_s b\right]\right\} \int\limits_{-\infty}^{a_0} da \exp\left[\frac{i\Omega''(a_s)}{2\hbar}(a - a_s)^2\right]. \tag{2.22}$$

Делая в (2.22) замену переменных $a = a_s - \exp{(i\pi/4)}\sqrt{2\hbar/\Omega''(a_s)}t$, имеем

$$< b|\psi >= \frac{\eta(a_s)}{2\sqrt{\Omega''(a_s)}} \mathrm{e}^{i\tau} \mathrm{erfc}\left[\mathrm{e}^{-\frac{i\pi}{4}}\sqrt{\frac{\Omega''(a_s)}{2\hbar}}(a_s - a_0)\right], \tag{2.23}$$

где $\tau = (i/\hbar)[\Omega(a_s) - a_s b] + i\pi/4$, а функция $\mathrm{erfc}\,(z)$ равна

$$\mathrm{erfc}\,(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int\limits_z^\infty dt \mathrm{e}^{-t^2}. \tag{2.24}$$

Используя разложение $\Omega'(a_s) \approx \Omega'(a_0) + (a_s - a_0)\Omega''(a_0)$ и учитывая соотношения $\Omega'(a_s) = b$, $\Omega'(a_0) = b_0$, получаем

$$a_s = a_0 + \frac{b - b_0}{\Omega''(a_0)}. \tag{2.25}$$

Замечая, что $\Omega''(a_s) \approx \Omega''(a_0)$, находим

$$< b|\psi >_C \ = \frac{\eta(a_s)\exp(i\tau)}{2\sqrt{\Omega''(a_s)}} \mathrm{erfc}\left(\mathrm{e}^{-\frac{i\pi}{4}} u\right), \tag{2.26}$$

где введено обозначение $u = (b - b_0)/\sqrt{2\hbar\Omega''(a_0)}$.

Подставляя (2.26) в (2.8), получаем выражение для интенсивности в случае дифракции Френеля от полуплоскости:

$$I_C(b) = I_C(b_0)\frac{1}{4}\left|\mathrm{erfc}\left(\mathrm{e}^{-\frac{i\pi}{4}} u\right)\right|^2, \qquad I_C(b_0) = \frac{|\eta(a_s)|^2}{\Omega''(a_s)}. \tag{2.27}$$

Интенсивность $I_C(b)$ можно также выразить через интегралы Френеля:

$$I_C(b) = \frac{1}{2} I_C(b_0)\left\{\left[\frac{1}{2} - C(w)\right]^2 + \left[\frac{1}{2} - S(w)\right]^2\right\}, \tag{2.28}$$

где $w = \sqrt{2/\pi}u$, а интегралы Френеля определяются формулами

$$C(w) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\int\limits_0^w dt\cos t^2, \qquad S(w) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\int\limits_0^w dt\sin t^2. \tag{2.29}$$

Наконец, рассмотрим картину радуги. Если существует точка радуги $a_r \in C$, определяемая из уравнения $\Omega''(a_r) = 0$, то фазу можно разложить в ряд вблизи этой точки:

$$\Omega(a) = \Omega(a_r) + (a - a_r)b_r + \frac{1}{6}(a - a_r)^3\Omega'''(a_r), \tag{2.30}$$

где $b_r = \Omega'(a_r)$, и предполагается, что линейный и кубический члены разложения (2.30) сравнимы по величине. В этом случае имеем

$$\begin{aligned} < b|\psi >_C \ &= \frac{\eta(a_r)}{\sqrt{2\pi\hbar}}\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\Omega(a_r) - a_r b\right]\right\} \times \\ &\times \int\limits_{-\infty}^{+\infty} da\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[(a - a_r)(b_r - b) + \frac{1}{6}(a - a_r)^3\Omega'''(a_r)\right]\right\}. \end{aligned} \tag{2.31}$$

Используя определение функции Эйри

$$\mathrm{Ai}(z) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt\exp\left[i\left(zt + \frac{1}{3}t^3\right)\right], \tag{2.32}$$

находим

$$< b|\psi >_C \;=\sqrt{\frac{2\pi}{\hbar}}\left[\frac{2\hbar}{\Omega'''(a_r)}\right]^{1/3}\eta(a_r)\exp\left\{\frac{i}{\hbar}[\Omega(a_r)-a_r b]\right\}\mathrm{Ai}(z), \quad (2.33)$$

где введено обозначение $z=(b_r-b)/[\Omega'''(a_r)/2\hbar]^{1/3}$.

Подставляя (2.33) в (2.8), получаем приближение Эйри для картины радуги

$$I_C(b)=I_C(b_r)[\mathrm{Ai}(z)]^2, \qquad I_C(b_r)=\frac{2\pi}{\hbar}\left[\frac{2\hbar}{\Omega'''(a_r)}\right]^{2/3}|\eta(a_r)|^2\,. \qquad (2.34)$$

Отметим, что картина радуги является интерференционной, но не дифракционной картиной, имеющей оптическую аналогию — прохождение света через прозрачную каплю жидкости с однократным внутренним отражением.

В заключение укажем на простую общую форму квантового аналога оптического принципа Бабине. Для любого измерения T можно ввести дополнительное измерение T', которое выделяет такую область значений спектра C', что область $C+C'$ содержит весь спектр собственных значений оператора A. Очевидно, что связь оператора T' с оператором T определяется выражением $T'=1-T$. Соответственно имеет место соотношение

$$< b|\psi >_C + < b|\psi >_{C'} \;=\; < b|\psi >\,. \qquad (2.35)$$

Равенство (2.35) представляет собой квантовую форму принципа Бабине, которая является следствием полноты набора векторов состояний $|a>$:

$$T+T'=\int\limits_C |a>da<a| + \int\limits_{C'} |a>da<a| = \int\limits_{C+C'} |a>da<a| = 1. \quad (2.36)$$

3. МОДИФИКАЦИИ КВАНТОВЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН

Рассмотренные выше простые примеры интерференционных картин соответствовали дифракции на объектах с резкими границами (щель, отверстие, полуплоскость в оптической аналогии) и картине радуги в отсутствие сильного поглощения. В действительности, в квантовых процессах, представляющих собой рассеяние микрообъектов, дифракционные области имеют размытые диффузные границы, а картина радуги модифицируется сильным поглощением. Таким образом, реальные квантовые интерференционные картины отличаются от идеализированных картин (2.16), (2.19), (2.27), (2.34). Эти модификации можно рассмотреть в общем виде.

Наиболее просто размытие границы учитывается в случае фраунгоферовской дифракции. Будем полагать, что амплитуда волновой функции для дифракции на объекте с размытой границей $\eta_{\tilde{C}}(a)$ связана с амплитудой на объекте с резкой границей $\eta_C(a)$ с помощью свертки

$$\eta_{\tilde{C}}(a) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} da' \eta_C(a') \Phi_d(a - a') = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\alpha \eta_C(a - \alpha) \Phi_d(\alpha). \tag{3.1}$$

Размывающая функция $\Phi_d(\alpha)$ характеризуется шириной d и удовлетворяет условиям

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\alpha \Phi_d(\alpha) = 1, \qquad \lim_{d \to 0} \Phi_d(\alpha) = \delta(\alpha). \tag{3.2}$$

Подставляя (3.1) в (2.13), получаем

$$< b|\psi >_{\tilde{C}} \;\; = \;\; < b|\psi >_C F(\zeta d), \tag{3.3}$$

где $\zeta = (b - b_0)/\hbar$, а фактор $F(zd)$ определяется формулой

$$F(zd) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt \Phi_d(t) \mathrm{e}^{izt}. \tag{3.4}$$

Интенсивность $I_{\tilde{C}}(b)$ в этом случае имеет вид

$$I_{\tilde{C}}(b) = I_C(b) |F(\zeta d)|^2, \tag{3.5}$$

где величина $I_C(b)$ определяется дифракцией на объекте с резкой границей.

Величина $|F|^2$ плавно убывает с ростом b от максимальной величины $|F(0)|^2 = 1$ при $b = b_0$, обуславливая затухание фраунгоферовских осцилляций, которые тем сильнее, чем больше ширина d размывающей функции. Этот эффект подавления вторичных дифракционных максимумов есть обобщение оптического явления аподизации, заключающегося в модификации функции зрачка. Обычно аподизация в оптике используется для улучшения разрешающей способности оптической системы (например, закрывание центральной части линзы телескопа).

Рассмотрим теперь влияние размытия границы на френелевскую дифракционную картину. Определим величину $\eta_C(a)$ формулой

$$\eta_C(a) = \begin{cases} 1, & a \geq 0, \\ 0, & a < 0. \end{cases} \tag{3.6}$$

Тогда для $\eta_{\tilde{C}}(a)$ находим

$$\eta_{\tilde{C}}(a) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} da' \eta_C(a-a')\Phi_d(a') = \int\limits_{-\infty}^{a} da' \Phi_d(a'). \tag{3.7}$$

Согласно (3.6) имеем $d\eta_C(a-a')/da = \delta(a-a')$. Поэтому получаем соотношения

$$\Phi_d(a) = \frac{d\eta_{\tilde{C}}(a)}{da}, \qquad F(zd) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt \frac{d\eta_{\tilde{C}}(t)}{dt} \mathrm{e}^{izt}. \tag{3.8}$$

Подставляя (3.7) в (2.11), имеем

$$< b|\psi >_{\tilde{C}} \; = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} da \eta_{\tilde{C}}(a_0 - a) \exp\left\{\frac{i}{\hbar}[\Omega(a) - ab]\right\}, \tag{3.9}$$

где величина a_0 определяет положение края полуплоскости.

Интеграл в формуле (3.9) нельзя оценить методом стационарной фазы, так как основной вклад в него дает окрестность точки a_0, где функция $\eta_{\tilde{C}}(a_0 - a)$ быстро меняется. Поэтому используем в этом случае иной подход. Функцию $\eta_{\tilde{C}}(a)$ удобно представить в виде

$$\eta_{\tilde{C}}(a) = \frac{i}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} db' \frac{\exp(-\frac{iab'}{\hbar})}{b' + i0} F\left(\frac{b'd}{\hbar}\right). \tag{3.10}$$

Подставляя $F(zd)$ в форме (3.8) в формулу (3.10), можно легко убедиться в ее справедливости. Подставляя затем (3.10) в (2.11), находим

$$< b|\psi >_{\tilde{C}} \; = \frac{i}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} db' \frac{\exp(-\frac{ia_0 b'}{\hbar})}{b' + i0} F\left(\frac{b'd}{\hbar}\right) < b - b'|\psi >, \tag{3.11}$$

где функция $< b - b'|\psi >$ равна

$$< b - b'|\psi >= \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} da \exp\left\{\frac{i}{\hbar}[\Omega(a) - a(b - b')]\right\}. \tag{3.12}$$

Интеграл в (3.12) можно оценить методом стационарной фазы:

$$< \beta|\psi >= \frac{\exp(i\pi/4)}{\sqrt{\Omega''(a_\beta)}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\Omega(a_\beta) - a_\beta \beta\right]\right\}, \tag{3.13}$$

где величина a_β зависит от $\beta = b - b'$.

Подставляя (3.13) в (3.11) и делая замену $b' = b - \beta$, имеем

$$< b|\psi >_{\tilde{C}} \;= \frac{i}{2\pi} \exp\left(\frac{i\pi}{4} - \frac{ia_0 b}{\hbar}\right) \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\beta}{\sqrt{\Omega''(a_\beta)}} \times$$

$$\times \frac{F[(b-\beta)d/\hbar]}{b-\beta+i0} \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\Omega(a_\beta) - (a_\beta - a_0)\beta\right]\right\}. \qquad (3.14)$$

Осциллирующая часть подынтегрального выражения в формуле (3.14) имеет точку стационарной фазы, определяемую из уравнения

$$\frac{da_\beta}{d\beta}\left[\Omega'(a_\beta) - \beta\right] + a_0 - a_\beta = 0. \qquad (3.15)$$

Из (3.15) получаем $a_{\beta_s} = a_0$, $\beta_s = \Omega'(a_0) = b_0$. Поэтому основной вклад в интеграл формулы (3.14) дают окрестность точки стационарной фазы $\beta_s = b_0$ и окрестность полюса $\beta_p = b$. В области $b > b_0$ основной вклад в интеграл дает точка стационарной фазы. В этом случае медленно меняющуюся функцию F можно вынести за знак интеграла в точке $\beta_s = b_0$, и мы получаем

$$< b|\psi >_{\tilde{C}} \;= F(\zeta d) < b|\psi >_C, \qquad (3.16)$$

$$< b|\psi >_C \;= \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int\limits_{-\infty}^{a_0} da \exp\left\{\frac{i}{\hbar}[\Omega(a) - ab]\right\} \approx \; < b|\psi > \frac{1}{2}\mathrm{erfc}\left(\mathrm{e}^{-\frac{i\pi}{4}} u\right), \qquad (3.17)$$

где функция $< b|\psi >$ определяется выражением (3.13).

Чтобы оценить интеграл в формуле (3.14) в области $b < b_0$, воспользуемся равенством

$$\frac{1}{b-\beta+i0} = -2\pi i\delta(b-\beta) + \frac{1}{b-\beta-i0}. \qquad (3.18)$$

В этом случае находим

$$< b|\psi >_{\tilde{C}} \;= \; < b|\psi > -F(\zeta d)[< b|\psi > - < b|\psi >_C]. \qquad (3.19)$$

Поэтому окончательно можно написать

$$< b|\psi >_{\tilde{C}} \;= \begin{cases} < b|\psi > [1 - F(\zeta d)] + < b|\psi >_C F(\zeta d), & b \le b_0, \\ < b|\psi >_C F(\zeta d), & b \ge b_0. \end{cases} \qquad (3.20)$$

Используя соотношение $\operatorname{erfc}(z) + \operatorname{erfc}(-z) = 2$ и формулу (3.13), имеем

$$I_{\tilde{C}}(b) = I_{\tilde{C}}(b_0) \begin{cases} \left|1 - \frac{1}{2}\operatorname{erfc}\left(-\mathrm{e}^{-\frac{i\pi}{4}}u\right)F(\zeta d)\right|^2, & u \le 0, \\ \left|\frac{1}{2}\operatorname{erfc}\left(\mathrm{e}^{-\frac{i\pi}{4}}u\right)F(\zeta d)\right|^2, & u \ge 0, \end{cases} \tag{3.21}$$

где $I_{\tilde{C}}(b_0) = 4/\Omega''(a_\beta)$.

Этот результат описывает затухание осцилляций и сжатие френелевской картины, полученной ранее для полуплоскости с резкой границей.

Наконец, рассмотрим картину радуги, модифицированную сильным поглощением. Предполагаем, что все волны с $a \le a_0$ поглощаются рассеивателем. Тогда волновая функция $< b|\psi >_C$ выбирается в виде (2.11) с амплитудой $\eta_C(a - a_0)$, определяемой согласно (3.6):

$$< b|\psi >_{\tilde{C}} \; = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int da\eta_C(a-a_0)\exp\left\{\frac{i}{\hbar}[\Omega(a) - ab]\right\}. \tag{3.22}$$

Воспользовавшись разложением фазы (2.30), находим

$$< b|\psi >_{\tilde{C}} \; = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\Omega(a_r) - a_r b\right]\right\} \times$$

$$\times \int\limits_{a_0}^{\infty} da \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[(a-a_r)(b_r-b) + \frac{1}{6}(a-a_r)^3\Omega'''(a_r)\right]\right\}. \tag{3.23}$$

Окончательно можно представить функцию $< b|\psi >_{\tilde{C}}$ в форме

$$< b|\psi >_{\tilde{C}} \; = \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar}}\left[\frac{2\hbar}{\Omega'''(a_r)}\right]^{1/3} \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\Omega(a_r) - a_r b\right]\right\}\mathrm{Ai}(z,\kappa), \tag{3.24}$$

где введено обозначение $\kappa = [\Omega'''(a_r)/2\hbar]^{1/3}(a_0 - a_r)$, а неполная функция Эйри определяется выражением

$$\mathrm{Ai}(z,\kappa) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{\kappa}^{\infty} dt \exp\left[i\left(zt + \frac{1}{3}t^3\right)\right]. \tag{3.25}$$

Подставляя (3.25) в (2.8), находим

$$I_{\tilde{C}}(b) = I_{\tilde{C}}(b_r)[\mathrm{Ai}(z,\kappa)]^2, \qquad I_C(b_r) = \frac{2\pi}{\hbar}\left[\frac{2\hbar}{\Omega'''(a_r)}\right]^{2/3}. \tag{3.26}$$

Картина радуги в присутствии сильного поглощения характеризуется следующими особенностями. В области $b < b_r$ у интенсивности есть осцилляции, которые быстро затухают. При $b > b_r$ экспоненциальное убывание интенсивности становится более быстрым вследствие поглощения.

4. ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ

Рассмотрим теперь различные процессы ядерного рассеяния на основе развитого выше подхода. Начнем с рассеяния нейтронов. Если энергия нейтронов достаточно велика, так что выполняется условие $\lambdabar \ll R$, то ядра оказываются сильно поглощающими для нейтронов. В этом случае наблюдаемая картина рассеяния аналогична дифракции света от черного шара или диска в оптике, т.е. это дифракционная картина фраунгоферовского типа [13].

Будем исходить из разложения амплитуды рассеяния по полиномам Лежандра

$$f(\theta) = \frac{i}{2k}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(1-S_l)P_l(\cos\theta), \tag{4.1}$$

где S_l — диагональный матричный элемент S-матрицы.

Если выполнено условие $\lambdabar \ll R$, то в амплитуду (4.1) вносит вклад большое число парциальных волн. При этом вследствие малого радиуса действия ядерных сил можно считать, что нейтрон поглощается ядром, если прицельный параметр $b \approx l\lambdabar$ меньше радиуса ядра R, и пролетает мимо него, если $b > R$. Иными словами, коэффициент проницаемости $\zeta_l = 1-|S_l|^2$ равен единице для $l \le kR = l_0$ ($k = 1/\lambdabar$ — волновой вектор нейтрона) и обращается в нуль при $l > l_0$. Поэтому получаем

$$S_l = \begin{cases} 0\,, & l \le l_0, \\ 1\,, & l > l_0. \end{cases} \tag{4.2}$$

Резкое разделение значений моментов, для которых коэффициент проницаемости равен нулю и единице, имеет приближенный характер. Это обстоятельство связано с неточностью квазиклассического рассмотрения, которое использовалось при определении S_l, а также с размытием ядерной поверхности, обусловленным быстрым и плавным уменьшением плотности ядерной материи в поверхностной области ядра. Поэтому введение граничного орбитального момента $l_0 = kR \gg 1$, разделяющего значения моментов для матрицы рассеяния (4.2), имеет смысл с точностью до величины порядка единицы. Тем не менее можно пользоваться величиной S_l в форме (4.2) для определения качественного поведения амплитуды и сечения рассеяния нейтронов при $kR \gg 1$.

Для вычисления амплитуды (4.1), представляющей собой сумму большого числа членов, можно воспользоваться формулой суммирования Пуассона

$$\sum_{l=0}^{\infty}\Phi\left(l+\frac{1}{2}\right) = \sum_{m=-\infty}^{\infty}(-1)^m\int_0^{\infty} dL\, \mathrm{e}^{2i\pi mL}\Phi(L), \tag{4.3}$$

где $L = l + 1/2$. Для амплитуды рассеяния находим

$$f(\theta) = \frac{i}{k} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m \int_0^{\infty} dLL \; \mathrm{e}^{2i\pi mL} \left[1 - S(L)\right] P_{L-\frac{1}{2}}(\cos\theta). \tag{4.4}$$

Оценки показывают, что члены с $m \neq 0$ малы по сравнению с основным членом $m = 0$, так как они содержат быстро осциллирующие множители $\exp(2i\pi mL)$, а основной вклад в амплитуду дают довольно большие величины L. Квазиклассический смысл величины m заключается в том, что она представляет собой число оборотов рассеиваемой частицы вокруг рассеивающего центра. Ясно, что в области достаточно больших энергий члены с $m \neq 0$ не играют существенной роли в (4.4). Можно показать, что суммарный вклад в амплитуду рассеяния членов с $m \neq 0$ по сравнению с основным членом с $m = 0$ является величиной порядка $1/L_0$, где $L_0 = l_0 + 1/2 \approx kR \gg 1$ [14, 15]. Поэтому амплитуду рассеяния можно представить в виде

$$f(\theta) = \frac{i}{k} \int_0^{\infty} dLL \;\; \left[1 - S(L)\right] P_{L-\frac{1}{2}}(\cos\theta). \tag{4.5}$$

Для $L \gg 1$ полиномы Лежандра можно заменить функцией Бесселя

$$P_{L-\frac{1}{2}}(\cos\theta) \approx J_0(L\theta). \tag{4.6}$$

Подставляя (4.2), (4.6) в (4.5) и учитывая, что $L_0 = kR$, получаем

$$f(\theta) = \frac{i}{k} \int_0^{kR} dLL \; J_0(L\theta) = iR \frac{J_1(kR\theta)}{\theta}. \tag{4.7}$$

Квадрат модуля амплитуды (4.7) определяет дифференциальное сечение рассеяния нейтронов ядрами:

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = R^2 \frac{J_1^2(kR\theta)}{\theta^2}. \tag{4.8}$$

Выражение для сечения (4.8) с точностью до коэффициента совпадает с отношением интенсивностей рассеянного черным шаром или диском и падающего света в оптике и описывает дифракционную картину фраунгоферовского типа. В такой картине доминируют малые углы рассеяния $\theta \lesssim \lambda/R$. На эту область углов рассеяния приходится около 84 % интенсивности нейтронов, рассеянных сильно поглощающими ядрами.

Используя формулы для интегральных сечений упругого рассеяния и реакции

$$\sigma_e = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left|1 - S_l\right|^2 , \tag{4.9}$$

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left(1 - \left|S_l\right|^2\right) , \tag{4.10}$$

для матрицы рассеяния в форме (4.2), находим $\sigma_e = \sigma_r = \pi R^2$, т.е. эти сечения в рассматриваемом случае совпадают с максимальным сечением шара с радиусом R. Соответственно полное сечение равно $\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r = 2\pi R^2$.

Выше предполагалось, что ядро поглощает все попадающие в него нейтроны, т.е. считалось, что длина пробега нейтрона в ядерном веществе мала по сравнению с линейным размером ядра. Такое предположение правильно в области энергий нейтронов $10 < E_n < 100$ МэВ, но оно становится неверным при $E_n > 100$ МэВ, так как при этом возникает заметная прозрачность ядра по отношению к попадающим в него нейтронам. В последнем случае ядерное вещество характеризуется комплексным показателем преломления. Это означает, что действительная и мнимая части фазы рассеяния одинаковы по порядку величины при $l \leq l_0$. Рассеяние нейтронов полупрозрачной сферой с радиусом R и комплексным показателем преломления впервые рассматривалось в [16].

Из экспериментов известно, что плотность ядерного вещества в поверхностной области ядра с шириной $d \ll R$ плавно меняется от величины ρ_0, характерной для внутренней области ядра, до нуля. Отсюда ясно, что величина S_l, характеризующая поглощающие свойства ядра по отношению к налетающим адронам, также должна плавно меняться на поверхности ядра от нуля до единицы. Такое поведение S_l существенно меняет дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов.

Согласно (4.5), (4.6) амплитуду рассеяния нейтронов ядрами можно представить в виде

$$f(\theta) = \frac{i}{k} \int_0^{\infty} dLL \ \left[1 - S(L)\right] J_0(L\theta). \tag{4.11}$$

Перейдем в (4.11) от переменной L к прицельному параметру $b = L/k$. Тогда получаем

$$f(\theta) = ik \int_0^{\infty} dbb \ \left[1 - S(b)\right] J_0(kb\theta). \tag{4.12}$$

Используя интегральное представление функции Бесселя

$$J_0(qb) = \frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} d\varphi \; \mathrm{e}^{iqb\cos\varphi}, \tag{4.13}$$

где переданный импульс равен $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ ($q = 2k\sin(\theta/2) \approx k\theta$), получим следующее выражение для амплитуды рассеяния в представлении прицельного параметра:

$$f(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b \;\; [1 - S(\mathbf{b})]\, \mathrm{e}^{i\mathbf{qb}}. \tag{4.14}$$

Для ядер с резкой границей поглощения согласно (4.2) матрица рассеяния равна

$$S_0(b) = \begin{cases} 0\;, & b \le R, \\ 1\;, & b > R. \end{cases} \tag{4.15}$$

Размытие ядерной поверхности можно учесть, выбирая $S(\mathbf{b})$ в форме

$$S(\mathbf{b}) = \int d^2b' \; S_0(b')\Phi_d(\mathbf{b}' - \mathbf{b}), \tag{4.16}$$

где размывающая функция $\Phi_d(\mathbf{b}' - \mathbf{b})$ должна подчиняться условиям

$$\int d^2b \; \Phi_d(\mathbf{b}) = 1, \quad \lim_{d\to 0} \Phi_d(\mathbf{b}' - \mathbf{b}) = \delta(\mathbf{b}' - \mathbf{b}). \tag{4.17}$$

Модель свертки (4.16) для учета размытия ядерной поверхности при дифракционном рассеянии частиц ядрами была впервые предложена в [17, 18] и получила в литературе название «fuzzy black disk model» (см., напр., [19, 20]). Используя (4.16), (4.17), находим

$$1 - S(b) = \int d^2b' \;\; [1 - S_0(b')]\, \Phi_d(\mathbf{b}' - \mathbf{b}). \tag{4.18}$$

Подставляя (4.18) в (4.14), получаем

$$f(\theta) = f_0(\theta) F_d(\theta), \tag{4.19}$$

где амплитуда рассеяния на ядре с резкой границей поглощения $f_0(\theta)$ определяется формулой (4.7).

Фактор затухания $F_d(\theta)$, учитывающий влияние размытия ядерной поверхности на амплитуду рассеяния, равен

$$F_d(\theta) = \int d^2b \; \Phi_d(b)\mathrm{e}^{i\mathbf{qb}}. \tag{4.20}$$

Выбирая $\Phi_d(b)$ в форме

$$\Phi_d(b) = \frac{d}{2(\pi^2 d^2 + b^2)^{3/2}}, \tag{4.21}$$

имеем

$$F_d(\theta) = \mathrm{e}^{-\pi d k \theta}. \tag{4.22}$$

Учет размытия ядерной поверхности приводит к экспоненциальному убыванию огибающей максимумов дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов ядрами, в то время как сечение для ядра с резкой границей поглощения (4.8) убывает как θ^{-3}. Экспоненциальное убывание сечения с ростом угла рассеяния подтверждается многочисленными экспериментальными данными. Отметим, что учет размытия ядерной поверхности не меняет амплитуду рассеяния на нулевой угол и, как следствие, полное сечение σ_t.

Величину $S(b)$, учитывающую размытие ядерной поверхности, можно выбирать в разных формах. Широко используется следующая параметризация $S(b)$:

$$S(b) = w(b), \quad w(b) = \left[1 + \exp\left(\frac{R-b}{d}\right)\right]^{-1}. \tag{4.23}$$

В этом случае для фактора затухания получается приближенное выражение [14, 15]

$$F_d(\theta) = \frac{\pi d k \theta}{\operatorname{sh} \pi d k \theta}. \tag{4.24}$$

Так как $\operatorname{sh} \pi d k \theta \sim \exp(\pi d k \theta)$ для $\pi d k \theta \gg 1$, то для параметризации матрицы рассеяния (4.23) огибающая максимумов дифференциального сечения упругого рассеяния также убывает экспоненциально с ростом θ .

Иногда для $S(b)$ используется параметризация [21], учитывающая как размытие ядерной поверхности, так и преломление рассеиваемых волн:

$$S(b) = \left[1 + \exp\left(\frac{R-b}{d} - i\gamma\right)\right]^{-1}, \tag{4.25}$$

где параметр γ характеризует преломление на ядерной поверхности ($\gamma > 0$).

Выражение (4.25) можно формально получить из (4.23), заменив радиус ядра R комплексной величиной $R - i\gamma d$. Считая γ малой величиной, $\gamma d \ll R$, можно разложить выражение (4.24) в ряд:

$$S(b) = w(b) + i\gamma d \frac{dw(b)}{db}. \tag{4.26}$$

Присутствие производной в мнимой части $S(b)$ является следствием того факта, что преломление играет существенную роль в основном на поверхности ядра.

Небольшую прозрачность ядерного вещества можно учесть, вводя в параметризацию $S(b)$ малый параметр $\varepsilon \ll 1$ [14, 15]:

$$S(b) = w(b) + \varepsilon[1 - w(b)] + i\gamma d \frac{dw(b)}{db}. \tag{4.27}$$

Используя формулы (4.12), (4.27), для амплитуды и дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов ядрами получаем выражения

$$f(\theta) = iR \frac{\pi k d\theta}{\operatorname{sh} \pi k d\theta} \left[\frac{J_1(kR\theta)}{\theta} - i\gamma k d J_0(kR\theta) \right], \tag{4.28}$$

$$\frac{d\sigma_e(\theta)}{d\Omega} = R^2 \left(\frac{\pi k d\theta}{\operatorname{sh} \pi k d\theta} \right)^2 \left[\frac{J_1^2(kR\theta)}{\theta^2} + \gamma^2 k^2 d^2 J_0^2(kR\theta) \right]. \tag{4.29}$$

Учет поверхностного преломления приводит к тому, что сечение в минимумах не обращается в нуль, так как функции Бесселя $J_0(kR\theta)$ и $J_1(kR\theta)$ с возрастанием угла θ осциллируют в противофазе.

Амплитуду рассеяния (4.14) можно также записать в форме

$$f(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2 b \; \omega(\mathbf{b}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}}, \tag{4.30}$$

где введено обозначение

$$\omega(\mathbf{b}) = 1 - S(\mathbf{b}). \tag{4.31}$$

Профильная функция $\omega(\mathbf{b})$ играет важную роль в дифракционной теории рассеяния. Она определяет свойства ядра как поглощающей среды по отношению к рассеиваемым волнам. Профильная функция $\omega(\mathbf{b})$ аналогична функции зрачка в оптике, а влияние полупрозрачности и размытия ядерной поверхности на дифференциальное сечение упругого рассеяния подобно аподизации (изменению функции зрачка) в оптике [3].

5. ДИФРАКЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЛУЧЕЙ

При дифракционном рассеянии заряженных частиц ядрами величина S_l даже при больших l отлична от единицы вследствие кулоновского взаимодействия, существующего при сколь угодно больших величинах прицельных параметров. Впервые дифракционное рассеяние заряженных частиц (протонов) поглощающими ядрами рассматривалось в [22], а в [23] эта теория была обобщена для рассеяния тяжелых заряженных частиц. Такой подход впоследствии получил название модели Ахиезера—Померанчука—Блэра и использовался для анализа различных экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов, дейтронов, ядер ^{3}He и ^{4}He ядрами (см., например, [24–28]).

В классическом описании кулоновского рассеяния точечных заряженных частиц прицельный параметр b связан с углом рассеяния θ формулой

$$b = \frac{n}{k}\,\mathrm{ctg}\frac{\theta}{2}, \tag{5.1}$$

где $n = Z_1 Z_2 e^2/\hbar v$ — кулоновский параметр; k и v — волновой вектор и скорость рассеиваемой частицы на бесконечности; Z_1 и Z_2 — зарядовые числа частицы и ядра.

Частица пролетает на наименьшем расстоянии ρ от рассеивающего центра, равном

$$\rho = \frac{n}{k}\left(1 + \mathrm{cosec}\frac{\theta}{2}\right). \tag{5.2}$$

Если рассеиватель имеет форму сферы с радиусом R, то мы можем определить критический угол θ_c, соответствующий касательной траектории. Этот угол определяется из соотношения

$$R = \frac{n}{k}\left(1 + \mathrm{cosec}\frac{\theta_c}{2}\right). \tag{5.3}$$

Критический угол θ_c соответствует критической величине прицельного параметра

$$b_c = \frac{n}{k}\,\mathrm{ctg}\frac{\theta_c}{2}. \tag{5.4}$$

В дальнейшем будем полагать, что все частицы с $\rho \le R$ поглощаются ядром, а все частицы с $\rho > R$ пролетают мимо ядра, рассеиваясь в его кулоновском поле. Так как длина волны рассеиваемой заряженной частицы мала по сравнению с линейным размером ядра, то можно использовать квазиклассическое приближение. Граничный момент l_0, соответствующий касательной траектории, в этом случае связан с b_c формулой

$$l_0(l_0+1) \approx \left(l_0 + \frac{1}{2}\right)^2 = (kb_c)^2\,. \tag{5.5}$$

Из (5.2) находим

$$\theta_c = 2\mathrm{arctg}\frac{n}{l_0 + \frac{1}{2}}. \tag{5.6}$$

В результате получаем формулу, связывающую граничный момент l_0 с ядерным радиусом:

$$l_0 + \frac{1}{2} = L_0 = kR\sqrt{1 - \frac{2n}{kR}}. \tag{5.7}$$

Если $n \ll kR$, то $l_0 + 1/2 \approx kR$, как и в случае рассеяния нейтронов. Таким образом, можно полагать, что заряженная частица с достаточно большой энергией ($kR \gg 1$) поглощается ядром, если $l \leq l_0$, т.е. в этом случае $S_l = 0$. Если же $l > l_0$, то заряженная частица рассеивается в кулоновском поле ядра. Иными словами, при $l > l_0$ фазы рассеяния такие же, как и для чисто кулоновского рассеяния. В последнем случае кулоновская фаза рассеяния ξ_l определяется выражением

$$\mathrm{e}^{2i\xi_l} = \frac{\Gamma(1+l+in)}{\Gamma(1+l-in)}. \tag{5.8}$$

Поэтому амплитуду дифракционного рассеяния необходимо вычислить для $S_l(n)$ в форме

$$S_l(n) = \begin{cases} 0\,, & l \leq l_0, \\ \exp\left(2i\xi_l\right), & l > l_0. \end{cases} \tag{5.9}$$

Величину $S_l(n)$ можно также представить в виде $S_l(n) = S_l \exp\left(2i\xi_l\right)$, где S_l — матрица рассеяния для нейтральных частиц, которая для ядра с резкой границей поглощения определяется выражением (4.2).

Для заряженных частиц амплитуда рассеяния (4.1) принимает вид

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\left(\mathrm{e}^{2i\xi_l}S_l - 1\right)P_l(\cos\theta). \tag{5.10}$$

Амплитуду рассеяния (5.10) удобно записать как сумму двух слагаемых:

$$f(\theta) = f_c(\theta) + f_n(\theta). \tag{5.11}$$

Здесь $f_c(\theta)$ — амплитуда кулоновского рассеяния заряженной частицы точечным зарядом, равным заряду ядра:

$$\begin{aligned} f_c(\theta) &= \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(\mathrm{e}^{2i\xi_l}-1)P_l(\cos\theta) = \\ &= -\frac{n}{2k\sin^2\frac{\theta}{2}}\ \mathrm{e}^{2i\xi_0 - 2in\ln\sin\frac{\theta}{2}}, \end{aligned} \tag{5.12}$$

где $\xi_0 = (1/2i)\ln\Gamma(1+in)/\Gamma(1-in)$ — кулоновская фаза для нулевого момента $l = 0$.

Величина $f_n(\theta)$ представляет собой ядерную часть амплитуды рассеяния, искаженную кулоновским взаимодействием:

$$f_n(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\mathrm{e}^{2i\xi_l}\left(S_l - 1\right)P_l(\cos\theta). \tag{5.13}$$

Переходя от суммирования к интегрированию, используя (4.6) и заменяя в интеграле переменную L прицельным параметром $b = L/k$, получаем

$$f_n(\theta) = ik \int\limits_0^R dbb\, \mathrm{e}^{2i\xi(kb)} J_0(kb\theta), \tag{5.14}$$

где учтено соотношение $L_0/k = R$ для $n \ll 1$. В этом случае амплитуду и дифференциальное сечение упругого дифракционного рассеяния заряженных частиц ядрами можно записать в виде [4]:

$$f(\theta) = iR\,(kR)^{2in} \left[\left(1 + \frac{4n^2}{k^2R^2}\right) \frac{1}{\theta} J_1(kR\theta) + \frac{2in}{kR\theta^2} J_0(kR\theta) \right], \quad n \ll kR, \tag{5.15}$$

$$\frac{d\sigma_e(\theta)}{d\Omega} = R^2 \left[\left(1 + \frac{8n^2}{k^2R^2}\right) \frac{1}{\theta^2} J_1^2(kR\theta) + \frac{4n^2}{k^2R^2\theta^4} J_0^2(kR\theta) \right], \quad n \ll kR. \tag{5.16}$$

Выражение (5.16) показывает, что учет кулоновского взаимодействия при $n \ll kR$ приводит к частичному заполнению минимумов дифференциального сечения, не изменяя положений экстремумов последнего.

Отметим, что при рассеянии заряженных частиц ядрами существуют две области, которые разделяет угол θ_c. В области $\theta < \theta_c$ основной вклад в сечение дает кулоновское рассеяние, а в области $\theta > \theta_c$ — ядерное дифракционное рассеяние. Поэтому область углов $\theta < \theta_c$ называется кулоновской, а область $\theta > \theta_c$ — ядерной. Из формулы (5.6) видно, что при слабом кулоновском взаимодействии, $n \ll kR$, критический угол $\theta_c \approx 2n/kR \ll 1$, т.е. в этом случае кулоновское рассеяние играет существенную роль только в области очень малых углов рассеяния и в минимумах дифференциального сечения. Формулы (5.15), (5.16) справедливы в ядерной области $\theta > \theta_c$.

При сравнении рассчитанных и экспериментально измеренных сечений необходимо учитывать размытие ядерной поверхности, полупрозрачность ядер и поверхностное преломление рассеиваемых волн. Поэтому амплитуду рассеяния для $\theta > \theta_c$ удобно записать в виде

$$f_n(\theta) = ik \int\limits_0^\infty dbb\, \mathrm{e}^{2i\xi(kb)} \left[1 - S(b)\right] J_0(kb\theta), \tag{5.17}$$

где $S(b)$ определяется выражением (4.27).

Учет поверхностного преломления приводит к появлению мнимой части матрицы рассеяния и ее интерференции с кулоновской фазой. В частности, эта интерференция приводит к различному поведению дифференциальных сечений в минимумах для упругого рассеяния частиц с противоположными знаками зарядов на одних и тех же ядрах (например, π^+ и π^-).

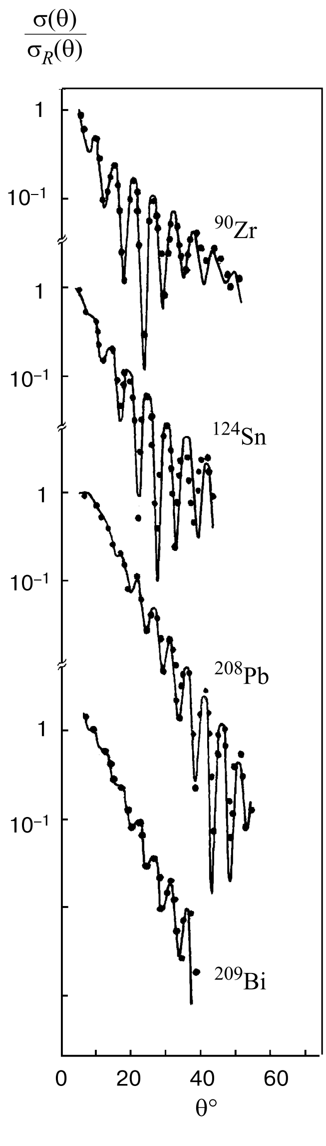

Рис. 1. Отношение $\frac{\sigma(\theta)}{\sigma_R(\theta)}$ для упругого рассеяния α-частиц с энергией 104 МэВ различными ядрами. Кривые рассчитаны в [29], экспериментальные данные из работы [30]

На рис. 1 показаны отношения дифференциальных сечений $\sigma(\theta)$ упругого рассеяния α-частиц с энергией 104 МэВ различными ядрами к резерфордовским сечениям $\sigma_R(\theta)$. На этом рисунке видны аномально глубокие минимумы сечений, обусловленные интерференцией ядерного и кулоновского взаимодействий. На рис. 1 показано, что дифракционная теория объясняет упругое рассеяние заряженных частиц ядрами.

Отметим, что в случае сильного кулоновского взаимодействия, которое имеет место при рассеянии тяжелых ионов средними и тяжелыми ядрами для $n \gg 1$, $n \sim l_0$ наблюдается сильная интерференция между ядерным и кулоновским взаимодействием. Этот случай требует специального рассмотрения, которое приведено в разд. 8.

6. ПОЛЯРИЗАЦИЯ НУКЛОНОВ ПРИ ДИФРАКЦИОННОМ РАССЕЯНИИ

Так как ядерное взаимодействие зависит от спинов, то при столкновении адронов, имеющих отличные от нуля спины, может возникнуть их поляризация. При рассеянии частиц со спином 1/2 ядрами с нулевыми спинами поляризация обусловлена спин-орбитальным взаимодействием [31]. Добавляя к комплексному оптическому потенциалу спин-орбитальный член, можно изучать на основе оптической модели поляризационные характеристики нуклонов, упруго рассеянных ядрами. Однако такие расчеты можно проводить только численно, что затрудняет качественное понимание механизма поляризационных явлений. Поляризация нуклонов на основе теории возмущений изучалась в [32]. Различные аспекты исследования спиновых явлений в рассеянии протонов ядрами рассмотрены в [33].

В S-матричном подходе [34–42] можно получить простые аналитические выражения для поляризационных наблюдаемых и проанализировать их поведение как функций угла рассеяния. Запишем амплитуду рассеяния частиц со спином 1/2 бесспиновыми ядрами в форме

$$\hat{f} = g(\theta) + h(\theta)\ \mathbf{n}\sigma, \tag{6.1}$$

где $g(\theta)$ — центральная часть амплитуды рассеяния, $h(\theta)$ — ее спин-орбитальная часть, σ — совокупность матриц Паули, $\mathbf{n} = [\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f]/\left|[\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f]\right|$ — единичный вектор, перпендикулярный плоскости реакции, $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_f$ — волновые векторы рассеиваемого нуклона во входном и выходном каналах.

Амплитуды $g(\theta)$ и $h(\theta)$ удобно представить в виде разложений по полиномам Лежандра

$$g(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}\ \left[(l+1)S_l^{+} + lS_l^{-} - (2l+1)\right]\ P_l(\cos\theta), \tag{6.2}$$

$$h(\theta) = -\frac{1}{2k}\frac{d}{d\theta}\sum_{l=0}^{\infty}\ \left[S_l^{+} - S_l^{-}\right]\ P_l(\cos\theta), \tag{6.3}$$

где $S_l^{\pm}$ — элементы матрицы рассеяния, соответствующие состояниям рассеиваемого нуклона с полным моментом $j = l \pm 1/2$.

Дифференциальное сечение $d\sigma_e/d\Omega$, поляризация $P(\theta)$ и функция поворота спина $Q(\theta)$ для упругого рассеяния первоначально не поляризованного пучка нуклонов определяются выражениями

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \left|g(\theta)\right|^2 + \left|h(\theta)\right|^2, \tag{6.4}$$

$$P(\theta) = \frac{2\mathrm{Re}\ g(\theta)h^*(\theta)}{\left|g(\theta)\right|^2 + \left|h(\theta)\right|^2}, \quad \mathbf{P} = \mathbf{n}P, \tag{6.5}$$

$$Q(\theta) = \frac{2\mathrm{Im}\ g(\theta)h^*(\theta)}{\left|g(\theta)\right|^2 + \left|h(\theta)\right|^2}. \tag{6.6}$$

Наблюдаемые $d\sigma_e/d\Omega$, $P(\theta)$ и $Q(\theta)$ образуют полный (но не единственно возможный) набор величин, дающих полную информацию об упругом рассеянии нуклонов ядрами с нулевым спином. Действительно, для определения двух комплексных функций $g(\theta)$ и $h(\theta)$ нужно знать только три действительные функции угла рассеяния, так как общая фаза амплитуды рассеяния ненаблюдаема [43].

Определим теперь величины $S_l^{\pm}$, связанные с фазами рассеяния $\delta_l^{\pm}$ соотношением $S_l^{\pm} = \exp\left(2i\delta_l^{\pm}\right)$. Фазы рассеяния в приближении эйконала связаны с оптическим потенциалом $U(r)$, включающим спин-орбитальное взаимодействие, формулой

$$\delta^{\pm}(b) = -\frac{1}{\hbar v}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dz\; U(r), \quad r = \sqrt{b^2+z^2}, \tag{6.7}$$

где b — прицельный параметр.

Оптический потенциал для рассеяния нейтральных частиц ядрами имеет форму

$$U(r) = V(r) + iW(r) + \mu_s \frac{r_s^2}{r}\; \frac{dV_s(r)}{dr}\; \mathbf{l}\boldsymbol{\sigma}, \tag{6.8}$$

где константа μ_s характеризует величину спин-орбитального взаимодействия; $r_s = R_s A^{-1/3}$, R_s — радиус спин-орбитальной части потенциала; функция $V_s(r)$ отличается от действительной центральной части потенциала $V(r)$ только величиной ее радиуса.

Действительная и мнимая части фазы рассеяния равны

$$\mathrm{Re}\; \delta^{\pm}(b) = -\frac{1}{\hbar v}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dz \left[V(r) + \mu_s \frac{r_s^2}{r}\; \frac{dV_s(r)}{dr}\; < \mathbf{l}\boldsymbol{\sigma} >\right], \tag{6.9}$$

$$\mathrm{Im}\; \delta^{\pm}(b) = -\frac{1}{\hbar v}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dz \left[W(r)\right], \tag{6.10}$$

где среднее значение оператора $\mathbf{l}\boldsymbol{\sigma}$ определяется выражением

$$< \mathbf{l}\boldsymbol{\sigma} > = \begin{cases} l, & j = l + 1/2, \\ -(l+1), & j = l - 1/2. \end{cases} \tag{6.11}$$

Обычно спин-орбитальную часть оптического потенциала выбирают чисто действительной. Поэтому $\mathrm{Im}\; \delta^{+}(b) = \mathrm{Im}\; \delta^{-}(b)$. Так как функция $V(r)$ близка к ступеньке, то вследствие наличия в потенциале спин-орбитального члена действительная часть потенциала (2.74) в соответствии с (6.11) будет иметь разные величины радиусов и глубин для параллельных и антипараллельных взаимных ориентаций векторов $\mathbf{l}$ и $\boldsymbol{\sigma}$. Такими же свойствами обладают действительные части фаз рассеяния $\mathrm{Re}\; \delta^{\pm}(b)$. Учитывая, что $|\mathrm{Re}\; \delta^{\pm}(b)| \ll 1$, представим величины $S_l^{\pm}$ в форме

$$S_l^{\pm} = \left[1 + 2i\mathrm{Re}\; \delta_l^{\pm}\right]\; \exp\left(-2\mathrm{Im}\; \delta_l^{\pm}\right), \tag{6.12}$$

где $l \approx kb$, $\delta_l^{\pm} = \delta^{\pm}(b)$.

Матрица рассеяния, описывающая дифракционное взаимодействие частиц с ядрами и учитывающая полупрозрачность ядерной материи и поверхностное преломление, согласно (4.23), (4.27) и (6.12) имеет вид

$$S_l^{\pm} = w(l) + \varepsilon\,[1 - w(l)] + i\tilde{\gamma}\frac{dw^{\pm}(l)}{dl}, \tag{6.13}$$

где $\tilde{\gamma} = \gamma k d$.

Функции $w^{\pm}(l)$ в (6.13) подобны величине $w(l)$, определенной в (4.23), и отличаются только величинами граничных моментов $l_0^{\pm} = l_0 \pm \nu$, т.е. размеры областей, в которых величины Re $\delta^{\pm}(l)$ существенно отличаются от нуля, немного различаются. Так как $\nu \ll l_0$, то

$$w^{\pm}(l) = w\,(l - l_0 \mp \nu) = w\,(l - l_0) \mp \nu\frac{dw\,(l - l_0)}{dl}. \tag{6.14}$$

Поэтому получаем

$$S_l^{+} - S_l^{-} = i\tilde{\gamma}\frac{d}{dl}\left[w^{+}(l) - w^{-}(l)\right] = -i\mu\frac{d^2w(l)}{dl^2}, \tag{6.15}$$

где константа $\mu = 2\tilde{\gamma}\nu$ характеризует величину спин-орбитального взаимодействия. Таким образом, матрица рассеяния с учетом спин-орбитального взаимодействия имеет форму [36]:

$$S_l^{\pm} = w(l) + \varepsilon\,[1 - w(l)] + i\tilde{\gamma}\frac{dw(l)}{dl} \mp i\mu\frac{d^2w(l)}{dl^2}. \tag{6.16}$$

Для определения амплитуд $g(\theta)$ и $h(\theta)$ перейдем в (6.2), (6.3) от суммирования по l к интегрированию по $L = l + 1/2$ с помощью формулы (4.3). Полагая для упрощения $\varepsilon = 0$ и используя (6.16), получаем

$$g(\theta) = \frac{i}{k}\int\limits_0^{\infty} dL\; L\; J_0(L\theta)\left[1 - w(L) - i\tilde{\gamma}\frac{dw(L)}{dL}\right], \tag{6.17}$$

$$h(\theta) = -\frac{i\mu}{k}\int\limits_0^{\infty} dL\; L\; J_1(L\theta)\frac{d^2w(L)}{dL^2}. \tag{6.18}$$

После замены переменных $b = L/k$ и интегрирования в (6.18) по частям находим

$$g(\theta) = ik\int\limits_0^{\infty} db\; b\; J_0(kb\theta)\left[1 - w(b) - \frac{i\tilde{\gamma}}{k}\;\frac{dw(b)}{db}\right], \tag{6.19}$$

$$h(\theta) = i\mu\theta \int\limits_0^\infty db\ b\ J_0(kb\theta) \frac{dw(b)}{db}. \tag{6.20}$$

Подставляя в (6.19), (6.20) функцию $w(b)$ в форме (4.23), имеем

$$g(\theta) = iR\ \frac{\pi k d\theta}{\mathrm{sh}\pi k d\theta} \left[\frac{J_1(kR\theta)}{\theta} - i\tilde{\gamma} J_0(kR\theta) \right], \tag{6.21}$$

$$h(\theta) = i\mu R\theta\ \frac{\pi k d\theta}{\mathrm{sh}\pi k d\theta}\ J_0(kR\theta). \tag{6.22}$$

Подставляя (6.21), (6.22) в (6.4)–(6.6), получаем

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = R^2 \left(\frac{\pi k d\theta}{\mathrm{sh}\pi k d\theta} \right)^2 \left[\frac{J_1^2(kR\theta)}{\theta^2} + \left(\tilde{\gamma}^2 + \mu^2\theta^2\right)\ J_0^2(kR\theta) \right], \tag{6.23}$$

$$P(\theta) = \frac{2\mu J_0(kR\theta) J_1(kR\theta)}{J_1^2(kR\theta)/\theta^2 + (\tilde{\gamma}^2 + \mu^2\theta^2)\ J_0^2(kR\theta)}, \tag{6.24}$$

$$Q(\theta) = -\frac{2\mu\tilde{\gamma}\theta J_0^2(kR\theta)}{J_1^2(kR\theta)/\theta^2 + (\tilde{\gamma}^2 + \mu^2\theta^2)\ J_0^2(kR\theta)}. \tag{6.25}$$

Из формулы (6.24) видно, что поляризация частиц в дифракционном ядерном рассеянии является знакопеременной функцией угла рассеяния θ, осциллирующей относительно своего нулевого значения. Согласно (6.25) функция поворота спина осциллирует, оставаясь знакопостоянной, а ее знак определяется знаком коэффициента $\mu\tilde{\gamma}$.

При рассеянии на малые углы, $kR\theta \ll 1$, удобно выделить зависимость от энергии коэффициента μ: $\mu = \kappa R k^3/2$, где константа κ не зависит от энергии. Учитывая, что $\tilde{\gamma} \ll kR$, получаем для поляризации формулу Ферми [31]:

$$P(\theta) = \frac{2\kappa k^2\theta}{1 + \kappa^2 k^4 \theta^2}. \tag{6.26}$$

Для функции поворота спина в области малых углов $kR\theta \ll 1$ имеем

$$Q(\theta) = -\frac{4\kappa\tilde{\gamma}k}{R\,(1 + \kappa^2 k^4\theta^2)}. \tag{6.27}$$

Если углы рассеяния не очень малы, $kR\theta \gg 1$, то функции Бесселя в (6.23), (6.24) можно заменить их асимптотическими выражениями. В этом случае находим связь между поляризацией и дифференциальным сечением для упругого дифракционного рассеяния [44]:

$$P(\theta) = \mu\theta^2 \frac{d}{dx}\ \ln \frac{d\sigma_e(x)}{d\Omega}, \qquad x = kR\theta \gg 1. \tag{6.28}$$

Соотношение (6.28) справедливо также для неупругого дифракционного рассеяния с возбуждением низколежащих колебательных состояний ядер [42]. Из (6.28) видно, что нули поляризации соответствуют экстремумам дифференциального сечения.

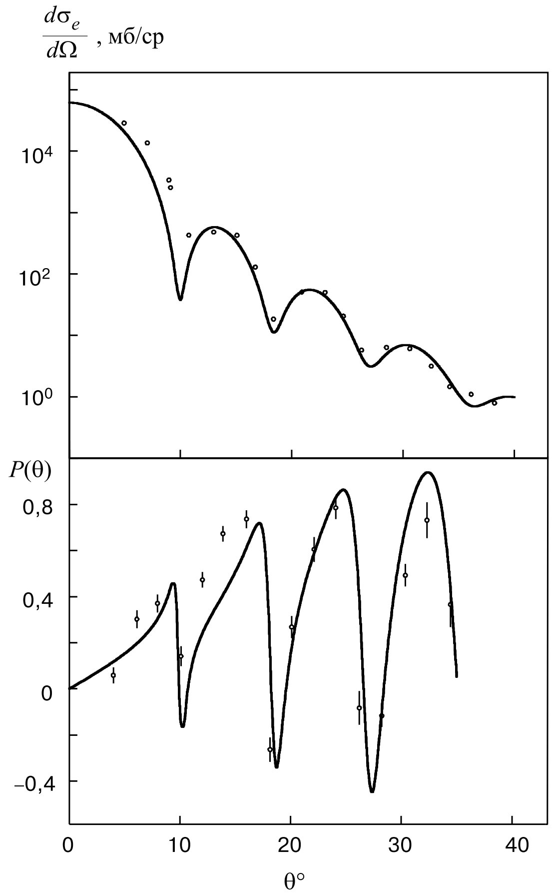

Рис. 2. Дифференциальное сечение $d\sigma_e/d\Omega$ и поляризация $P(\theta)$ для упругого рассеяния протонов с энергией 185 МэВ ядрами ^{208}Pb. Расчет из [46], экспериментальные данные из [47]

Анализ экспериментальных данных показал, что с увеличением энергии рассеиваемых частиц поляризация смещается в область своих положительных значений, оставаясь осциллирующей функцией угла рассеяния. В области достаточно больших энергий у поляризации могут даже совсем отсутствовать нули. Смещение поляризации в область положительных значений имеет место также с увеличением массового числа ядра-мишени при постоянной энергии. Такое поведение поляризации можно объяснить, если сделать радиус (граничный угловой момент) действительной части матрицы рассеяния бо́льшим, чем радиус ее мнимой части, которая включает также спин-орбитальное взаимодействие [42, 45].

В области углов $kR\theta \gg 1$ функция поворота спина равна

$$Q(\theta) = -\frac{2\mu\tilde{\gamma}\theta^3\cos^2\left(kR\theta - \frac{\pi}{4}\right)}{\sin^2\left(kR\theta - \frac{\pi}{4}\right) + \left(\tilde{\gamma}^2 + \mu^2\theta^2\right)\theta^2\cos^2\left(kR\theta - \frac{\pi}{4}\right)}. \tag{6.29}$$

На рис. 2 приведен пример рассчитанных по дифракционной теории и экспериментально измеренных величин $d\sigma_e/d\Omega$ и $P(\theta)$ для рассеяния протонов. Из рис. 2 видно, что поляризация упруго рассеянных протонов является осциллирующей функцией угла рассеяния.

7. РАЗЛОЖЕНИЕ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ НА БЛИЖНЮЮ И ДАЛЬНЮЮ СОСТАВЛЯЮЩИЕ

Амплитуды и дифференциальные сечения упругого рассеяния частиц промежуточных энергий ядрами обычно представляют собой сложные осциллирующие функции переданного импульса (или угла рассеяния). Поэтому для упрощения анализа сечений удобно представить амплитуды в виде суммы нескольких составляющих (субамплитуд), каждая из которых является плавной функцией q (или θ) и имеет определенный физический смысл. Обычно удобно разлагать амплитуду рассеяния на ближнюю («near-side») и дальнюю («far-side») части, которые в квазиклассическом пределе соответствуют рассеянию от ближнего и дальнего краев рассеивателя (см., например, [48]). Целесообразность такого разложения связана с тем, что различные картины дифференциальных сечений ядерного рассеяния возникают благодаря интерференции этих субамплитуд (дифракция Фраунгофера), тогда как некоторые эффекты в основном определяются только ближней амплитудой (дифракция Френеля, кулоновская радуга) или же только дальней амплитудой (ядерная радуга). Отметим, что в [49, 50] проводилось также разложение поляризационных наблюдаемых $P(\theta)$ и $Q(\theta)$ на ближнюю и дальнюю составляющие на основе оптической модели.

Рассмотрим разложение амплитуды на ближнюю и дальнюю части в S-матричном подходе. Будем исходить из выражения (4.30) для амплитуды рассеяния нейтронов ядрами. Выберем матрицу рассеяния в форме (4.23). Матрица рассеяния (4.23) и профильная функция, связанная с ней формулой (4.31), имеют простые полюса (полюса Редже) в точках

$$b_n = R + i\pi d(2n+1), \qquad n = 0, \pm1, \pm2, \ldots. \tag{7.1}$$

Так как матрица рассеяния (4.23) не зависит от азимутального угла вектора **b**, то можно выполнить интегрирование в (4.30) по этому углу. Интегрируя по частям, получаем следующее выражение для амплитуды рассеяния:

$$f(q) = -\frac{ik}{q}\int\limits_0^\infty dbb\ \omega'(b)J_1(qb). \qquad (7.2)$$

Заменим функцию Бесселя $J_1(qb)$ в (7.2) ее асимптотическим выражением для больших значений аргумента

$$J_1(qb) = \sqrt{\frac{2}{\pi qb}}\ \mathrm{Im}\ \mathrm{e}^{iqb-i\frac{\pi}{4}}, \qquad qb \gg 1. \qquad (7.3)$$

Учитывая, что функция $\omega'(b)$ экспоненциально убывает при $b<0$, распространим интегрирование на нижнем пределе в (7.2) до $-\infty$. Так как подынтегральная функция в (7.2) имеет резкий максимум в точке $b=R$, заменяем медленно меняющуюся величину $b^{1/2}$ на $R^{1/2}$ и получаем

$$f(q) = \frac{ik}{qd}\sqrt{\frac{2}{\pi d}}\ \mathrm{Im}\ \mathrm{e}^{i\frac{\pi}{4}}\ R^{1/2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} db\ \frac{\mathrm{e}^{iqb+\frac{b-R}{d}}}{\left(1+\mathrm{e}^{\frac{b-R}{d}}\right)^2}. \qquad (7.4)$$

Чтобы вычислить интеграл в правой части (7.4), выберем контур интегрирования, состоящий из действительной оси и полуокружности бесконечно большого радиуса с центром в начале координат, лежащей в верхней полуплоскости. Используя теорему о вычетах, находим

$$f(q) = \frac{ik}{q}\sqrt{\frac{2R}{\pi q}}\ \frac{\pi qd}{\mathrm{sh}\,\pi qd}\ \sin\left(qR-\frac{\pi}{4}\right), \qquad qR \gg 1. \qquad (7.5)$$

Учитывая в (7.4) только ближайший к действительной оси полюс, имеем

$$f_{n=0}(q) = ikd\ \sqrt{\frac{8\pi R}{q}}\ \mathrm{e}^{-\pi qd}\sin\left(qR-\frac{\pi}{4}\right), \qquad qR \gg 1. \qquad (7.6)$$

Квадрат модуля амплитуды (7.5) определяет дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов ядрами

$$\sigma(q) = \frac{2k^2R}{\pi q^3}\left(\frac{\pi qd}{\mathrm{sh}\,\pi qd}\right)^2\sin^2\left(qR-\frac{\pi}{4}\right), \qquad qR \gg 1. \qquad (7.7)$$

Амплитуда (7.5) и сечение (7.7) содержат фактор затухания (4.24), который определяется расстоянием от действительной оси до ближайшего полюса матрицы рассеяния. Положение этого полюса полностью определяется величинами R и d. Расстояние между максимумами сечения (7.7) равно $\Delta q = \pi/R$, а огибающая максимумов определяется величиной d.

Заменим синус в амплитуде (7.5) его выражением через экспоненты, т.е. перейдем от стоячих волн к бегущим. Тогда амплитуда рассеяния является суммой двух составляющих

$$f_N(q) = -\frac{k}{q}\sqrt{\frac{R}{2\pi q}}\,\frac{\pi q d}{\operatorname{sh}\pi q d}\,\mathrm{e}^{i\frac{\pi}{4}-iqR}, \tag{7.8}$$

$$f_F(q) = \frac{k}{q}\sqrt{\frac{R}{2\pi q}}\,\frac{\pi q d}{\operatorname{sh}\pi q d}\,\mathrm{e}^{-i\frac{\pi}{4}+iqR}. \tag{7.9}$$

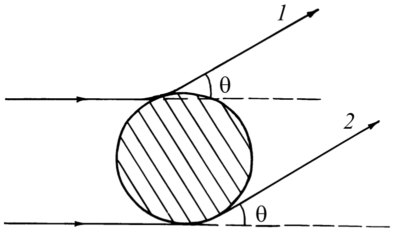

Рис. 3. Ближняя (*1*) и дальняя (*2*) траектории для рассеяния на угол θ

Амплитуда $f_N(q)$ описывает рассеяние ближним краем рассеивателя и называется ближней амплитудой, а амплитуда $f_F(q)$ описывает рассеяние дальним краем рассеивателя и называется дальней амплитудой. Такая терминология происходит из квазиклассического приближения, в котором она связана с траекториями, проходящими вблизи ближнего и дальнего краев рассеивателя (рис.3). Формулы (7.8), (7.9) показывают, что амплитуды $f_N(q)$ и $f_F(q)$ определяются волнами, бегущими вдоль противоположных краев рассеивателя (ядра), что проявляется в противоположных знаках фаз в экспонентах [48]. Амплитуды (7.8), (7.9) удовлетворяют соотношению

$$f_F(q) = f_N^*(q), \tag{7.10}$$

которое справедливо при наличии полного поглощения. В этом случае ближняя $\sigma_N(q)$ и дальняя $\sigma_F(q)$ составляющие сечения, определяемые квадратами модулей амплитуд (7.8), (7.9), совпадают друг с другом и являются плавными функциями переданного импульса q. Полная амплитуда (7.5) равна сумме ближней $f_N(q)$ и дальней $f_F(q)$ амплитуд, фазы которых отличаются на величину $2qR \approx 2kR\theta$. Это соответствует тому факту, что в квазиклассическом пределе длина пути дальнего луча превосходит длину пути ближнего луча на величину $2R\theta$. В результате интерференция амплитуд $f_N(q)$, $f_F(q)$ приводит к возникновению стоячей волны и к регулярным фраунгоферовским осцилляциям сечения (7.7).

Выясним теперь влияние рефракции на поведение амплитуд и дифференциальных сечений. В этом случае профильная функция $\omega(b)$ и матрица рассеяния $S(b)$ являются комплексными функциями. Учет рефракции на границе ядра эквивалентен замене граничного момента L_0 комплексной величиной [21, 51]. В представлении прицельного параметра это означает замену радиуса R в матрице рассеяния (4.23) величиной $R - i\gamma d$, где γ определяет величину преломления в веществе рассеивателя. Будем рассматривать слабое преломление, $\gamma d \ll R$. Так как зависимость матрицы рассеяния от b имеет вид $S(b) = S(b - R + i\gamma d)$, то добавка к радиусу величины $-i\gamma d$ сдвигает полюса матрицы рассеяния в комплексной плоскости прицельного параметра:

$$b_n = R - i\gamma d + i\pi d(2n+1), \qquad n = 0, \pm 1, \pm 2, ... \tag{7.11}$$

Будем полагать $\gamma < \pi$, так что полюса не переходят из верхней полуплоскости в нижнюю.

Амплитуду рассеяния в рассматриваемом случае можно получить путем замены радиуса R под знаком синуса в (7.5) величиной $R - i\gamma d$:

$$f(q) = \frac{k}{q}\sqrt{\frac{R}{2\pi q}}\,\frac{\pi q d}{\operatorname{sh}\pi q d}\left(\mathrm{e}^{iqR - i\frac{\pi}{4} + \gamma q d} - \mathrm{e}^{-iqR + i\frac{\pi}{4} - \gamma q d}\right). \tag{7.12}$$

Из (7.12) находим выражения для ближней и дальней амплитуд:

$$f_N(q) = -\frac{k}{q}\sqrt{\frac{R}{2\pi q}}\,\frac{\pi q d}{\operatorname{sh}\pi q d}\,\mathrm{e}^{-iqR + i\frac{\pi}{4} - \gamma q d}, \tag{7.13}$$

$$f_F(q) = \frac{k}{q}\sqrt{\frac{R}{2\pi q}}\,\frac{\pi q d}{\operatorname{sh}\pi q d}\,\mathrm{e}^{iqR - i\frac{\pi}{4} + \gamma q d}. \tag{7.14}$$

Учет рефракции приводит к появлению фактора $\exp(-\gamma q d)$ в амплитуде $f_N(q)$ и фактора $\exp(\gamma q d)$ в амплитуде $f_F(q)$. Теперь с ростом q амплитуда $f_N(q)$ и сечение $\sigma_N(q)$ убывают быстрее, чем величины $f_F(q)$ и $\sigma_F(q)$, т.е. рефракция меняет параметры убывания сечений $\sigma_N(q)$ и $\sigma_F(q)$, что видно из рис. 4, где при $q \gg 1/R$ графики соответствующих им величин $q\sigma(q)$ в полулогарифмическом масштабе представляют собой прямые линии. На рис. 4 показано, что в рассматриваемом случае дальняя амплитуда $f_F(q)$ с ростом q становится доминирующей и осцилляции суммарного сечения $\sigma(q)$ должны постепенно затухать. Действительно, амплитуда (7.12) приводит к следующему выражению для сечения:

$$\sigma(q) = \frac{2k^2 R}{\pi q^3}\left(\frac{\pi q d}{\operatorname{sh}\pi q d}\right)^2\left[\sin^2\left(qR - \frac{\pi}{4}\right) + \operatorname{sh}^2\gamma q d\right]. \tag{7.15}$$

Наличие рефракции меняет поведение сечения: слагаемое $\operatorname{sh}^2\gamma q d$ в квадратных скобках в (7.15), которое плавно возрастает с ростом q, приводит к заполнению минимумов сечения и к постепенному затуханию его осцилляций. Вычисление амплитуды рассеяния на основе метода Ватсона—Зоммерфельда, учитывающего вклады полюсов матрицы рассеяния, впервые было выполнено в [21, 52].

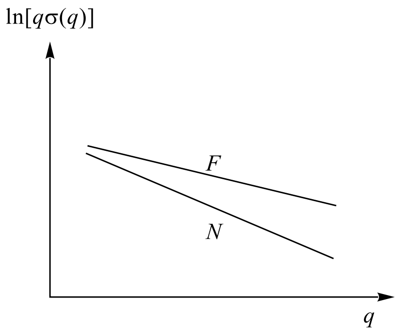

Рис. 4. Качественное поведение ближней и дальней составляющих сечения дифракционного рассеяния

Рассмотрим рассеяние заряженной частицы ядром в присутствии сильного поглощения. В этом случае матрицу рассеяния можно представить в виде произведения ядерной части $S(b)$, определяемой (4.23), и кулоновской части $\exp(2i\xi(b))$ (для простоты считаем заряд ядра точечным). В области ядерного рассеяния, $\theta > \theta_c$, представляющей основной интерес при рассеянии легких ядер ядрами, в (5.11) можно пренебречь кулоновской амплитудой $f_c(q)$. Используя для $f_n(q)$ выражение (5.17), в котором опустим единицу в квадратных скобках, дающую вклад только при $q = 0$, имеем

$$f(q) = -ik \int\limits_0^\infty dbb \, \exp(2i\xi(b)) \, S(b) J_0(qb), \qquad q \neq 0. \tag{7.16}$$

При рассеянии на большие углы, $qR \gg 1$, заменим в (7.16) функцию Бесселя ее асимптотикой $J_0(x) = [\exp(ix - i\pi/4) + \exp(-ix + i\pi/4)] / \sqrt{2\pi x}$, $x \gg 1$, и получим ближнюю и дальнюю амплитуды

$$f_N(q) = -\frac{ik}{\sqrt{2\pi q}} \mathrm{e}^{i\frac{\pi}{4}} \int\limits_0^\infty dbb^{1/2} \, \mathrm{e}^{2i\xi(b) - iqb} \, S(b), \qquad q \neq 0, \tag{7.17}$$

$$f_F(q) = -\frac{ik}{\sqrt{2\pi q}} \mathrm{e}^{-i\frac{\pi}{4}} \int\limits_0^\infty dbb^{1/2} \, \mathrm{e}^{2i\xi(b) + iqb} \, S(b), \qquad q \neq 0. \tag{7.18}$$

Так как $S(b) \approx 0$ при $b < 0$, то в формулах (7.17), (7.18) можно заменить нижние пределы интегрирования на $-\infty$. Для вычисления интеграла в (7.17) следует выбрать контур, состоящий из действительной оси и полуокружности бесконечно большого радиуса с центром в начале координат, лежащей в нижней полуплоскости, а в (7.18) следует использовать подобный контур, лежащий в верхней полуплоскости. Основной вклад в эти интегралы дают ближайшие к действительной оси полюсы матрицы рассеяния: $b_N = R - i\pi d$, $b_F = R + i\pi d$.

Разложение фазы $\xi(b)$ в ряд по малой величине $i\pi d$ имеет вид

$$2i\xi(R \pm i\pi d) = 2i\xi(R) \mp 2\pi d \frac{d}{dR} \, \xi(R) - i(\pi d)^2 \, \frac{d^2}{dR^2} \xi(R) + \ldots. \tag{7.19}$$

Так как главный вклад в амплитуды дает область больших прицельных параметров ($b > R$), то при достаточно сильном кулоновском взаимодействии, $n \gg 1$, можно приближенно вычислить кулоновскую фазу $\xi(b)$ с помощью формулы Стирлинга для Г-функции

$$\Gamma(x) \approx \sqrt{2\pi}\ \exp\left[\left(x - \frac{1}{2}\right)\ln x - x\right], \qquad |x| \gg 1. \tag{7.20}$$

В результате имеем

$$\xi(b) = \xi_0 - n \ln \frac{n}{\sqrt{k^2b^2 + n^2}} + kb \operatorname{arctg} \frac{n}{kb} - \frac{\pi}{4}, \quad kb \gg 1,\ n \gg 1, \tag{7.21}$$

где ξ_0 — кулоновская фаза для нулевого момента $l = 0$. Вычисляя производные от кулоновской фазы (7.21) и учитывая условие $kR \gg 1$, получаем

$$2i\xi(R \pm i\pi d) = 2i\xi(R) \mp \pi k\theta_c d + \frac{in(\pi kd)^2}{k^2R^2 + n^2} + \ldots. \tag{7.22}$$

Итак, находим следующие выражения для ближней и дальней амплитуд:

$$f_N(q) = -kd\sqrt{\frac{2\pi R}{q}}\ \exp\left(-iqR + i\frac{\pi}{4} + 2i\xi(R) + i\chi - \pi\,(q - q_c)\,d\right), \tag{7.23}$$

$$f_F(q) = kd\sqrt{\frac{2\pi R}{q}}\ \exp\left(iqR - i\frac{\pi}{4} + 2i\xi(R) + i\chi - \pi\,(q + q_c)\,d\right), \tag{7.24}$$

где введены обозначения $\chi = n(\pi kd)^2/(k^2R^2 + n^2)$, $q_c = k\theta_c$.

Из формул (7.23), (7.24) видно, что кулоновское взаимодействие приводит к различным величинам сечений $\sigma_N(q)$ и $\sigma_F(q)$, но не меняет характер их убывания с ростом переданного импульса q (рис. 5). При наличии сильного кулоновского взаимодействия и сильного поглощения доминирует составляющая $\sigma_N(q)$.

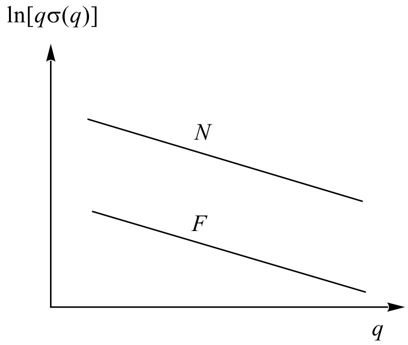

Рис. 5. Качественное поведение ближней и дальней составляющих сечения дифракционного рассеяния заряженных частиц

В общем случае наряду с поглощением и кулоновским взаимодействием необходимо также учитывать преломление рассеиваемых волн, обусловленное ядерным взаимодействием. Если ядерная рефракция невелика, то можно использовать матрицу рассеяния в форме (4.25) и ограничиться учетом вкладов в ближнюю и дальнюю амплитуды от ближайших к действительной оси полюсов в точках $b_N = R - i\gamma_N d$, $b_F = R + i\gamma_F d$, где $\gamma_N = \pi + \gamma$, $\gamma_F = \pi - \gamma$. Величины R, d и γ зависят от энергии и массовых чисел сталкивающихся частиц. В результате получаем

$$f_N(q) \sim \frac{1}{\sqrt{q}}\,\exp\left(-iqR - \gamma_N\,(q - q_c)\,d\right), \tag{7.25}$$

$$f_F(q) \sim \frac{1}{\sqrt{q}}\,\exp\left(iqR - \gamma_F\,(q + q_c)\,d\right). \tag{7.26}$$

Таким образом, учет ядерной рефракции приводит к более быстрому убыванию ближней амплитуды с ростом q по сравнению с дальней амплитудой. Соотношение $\gamma_N > \gamma_F$ является общим свойством ядерной рефракции (см. [48]), не зависящим от конкретной параметризации матрицы рассеяния. Сечения $\sigma_N(q)$ и $\sigma_F(q)$ могут пересекаться в некоторой точке $q_{\rm cr}$ ($\theta_{\rm cr}$), определяемой формулой

$$q_{\rm cr} = \frac{\gamma_N + \gamma_F}{\gamma_N - \gamma_F}\;q_c, \qquad \theta_{\rm cr} = \frac{\gamma_N + \gamma_F}{\gamma_N - \gamma_F}\;\theta_c. \tag{7.27}$$

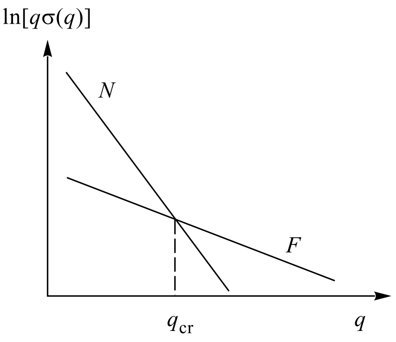

Рис. 6. Фраунгоферовское пересечение

Такое поведение сечений называется фраунгоферовским пересечением (рис.6). Оно обусловлено определенным сочетанием величин поглощения, ядерной рефракции и кулоновского взаимодействия сталкивающихся частиц. Фраунгоферовское пересечение наблюдается при $\theta_{\rm cr} < \pi$. Вблизи угла $\theta_{\rm cr}$ имеют место выраженные фраунгоферовские осцилляции сечения, вызванные интерференцией ближней и дальней амплитуд и затухающие при удалении от угла пересечения. В области малых углов рассеяния доминирует ближняя амплитуда, а при больших углах рассеяния — дальняя. Вдали от $\theta_{\rm cr}$ сечение упругого рассеяния является плавной функцией угла рассеяния θ, так как интерференция между $f_N(q)$ и $f_F(q)$ отсутствует, причем скорость убывания сечения до и после $\theta_{\rm cr}$ различна (рис. 7).

Различают медленное фраунгоферовское пересечение (γ_N и γ_F различаются не сильно) и быстрое пересечение (γ_N и γ_F сильно различаются). В случае медленного пересечения наблюдается много (десять и более) медленно затухающих фраунгоферовских осцилляций, а при быстром пересечении имеется лишь три-четыре быстро затухающих осцилляции. Такие картины угловых распределений обычно наблюдаются в рассеянии тяжелых ионов.

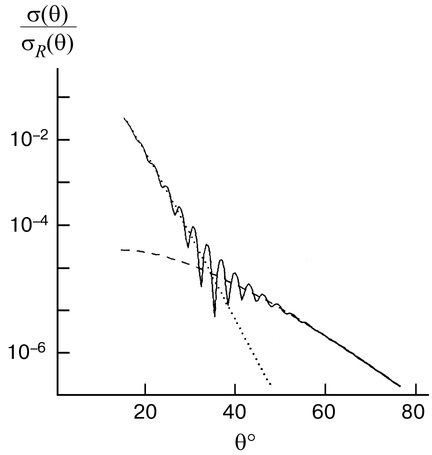

Рис. 7. Отношение сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ в случае фраунгоферовского пересечения: пунктирная линия — ближняя составляющая, штриховая — дальняя составляющая, сплошная — суммарное сечение упругого рассеяния

До сих пор при рассмотрении разложения амплитуды рассеяния на ближнюю и дальнюю составляющие использовались приближения, характерные для квазиклассического подхода: переход от суммирования по парциальным волнам к интегрированию, замена полиномов Лежандра их асимптотическими выражениями, приближенное вычисление интегралов в выражениях для амплитуды рассеяния. Однако желательно также провести аналогичное разложение точной амплитуды ядерного рассеяния, полученной из анализа экспериментальных данных, на ближнюю и дальнюю составляющие. Такие компоненты амплитуды должны в сумме давать точную полную амплитуду, чему не удовлетворяют приближенные квазиклассические выражения, а также они должны переходить в квазиклассические ближнюю и дальнюю амплитуды, когда условия рассеяния приближаются к квазиклассическому пределу. Для этого в разложении по парциальным волнам нужно разделить полиномы Лежандра на части, содержащие в асимптотике при $L \to \infty$ бегущие волны $\exp(\pm iL\theta)$ (плюс соответствует дальней амплитуде, а минус — ближней). Обычно подобное разложение осуществляется с помощью процедуры, предложенной Фуллером [53], в которой в качестве бегущих волн используются функции Лежандра второго рода:

$$Q_l^{(\pm)}(\cos\theta) = \mp Q_l(\cos\theta \mp i\nu), \quad \nu \to 0; \quad Q_l(z) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} \frac{dt}{z-t}\, P_l(t). \quad (7.28)$$

Таким образом, ближняя и дальняя амплитуды согласно [53] равны

$$f_{F,N}(\theta) = f_c^{(\pm)}(\theta) \mp \frac{1}{2\pi k}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)[S(L) - \mathrm{e}^{2i\xi_l}]Q_l^{(\pm)}(\cos\theta). \quad (7.29)$$

Здесь ξ_l — кулоновская фаза рассеяния (5.8), $f^{(\pm)}(\theta)$ — соответствующие данной процедуре дальняя и ближняя составляющие амплитуды кулоновского рассеяния.

Отметим, что выбор функций, представляющих бегущие волны, в виде (7.28) не является единственно возможным. Более того, могут быть использованы любые разумные функции, имеющие правильную асимптотику. Так, например, в [54] была предложена другая процедура разложения с бегущими волнами в форме, подсказанной соображениями перехода от квантово-механического рассмотрения к классическим траекториям. Преимущества функций (7.28) в их математических свойствах. Они удовлетворяют тем же рекуррентным соотношениям, что и полиномы Лежандра, обладают удобными аналитическими свойствами в комплексной плоскости аргумента и позволяют получить достаточно простые выражения для ближней и дальней частей кулоновской амплитуды [53]:

$$f_c^{(\pm)}(\theta) = \mp\frac{i}{2\pi}\int\limits_{-1}^{1} \frac{dt}{\cos\theta - t \mp i\nu}\; f_c(\arccos t) = \frac{1}{2} f_c(\theta)\times$$

$$\times\left\{1 \mp \frac{1+\mathrm{e}^{-2\pi n}}{1-\mathrm{e}^{-2\pi n}} \mp \frac{i}{\pi}\left[\ln\cos^2\frac{\theta}{2} + \int\limits_{-\ln\sin^2\frac{\theta}{2}}^{\infty} dt \frac{\mathrm{e}^{-t}\left[1-\mathrm{e}^{-\mathrm{int}}\right]}{1-\mathrm{e}^{-t}}\right]\right\}. \quad (7.30)$$

8. ДИФРАКЦИЯ ФРЕНЕЛЯ В РАССЕЯНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ЯДРАМИ

При ядерном рассеянии, аналогичном дифракции Фраунгофера в оптике, расстояния от рассеивателя до источника частиц и до точки наблюдения очень велики (бесконечны) по сравнению с размерами ядер. Однако наряду с дифракцией Фраунгофера в оптике существует также дифракция Френеля. В этом случае источник света и точка наблюдения расположены на конечном расстоянии от экрана или одно из этих расстояний конечно. Дифракция Френеля возникает вследствие интерференции между прямым лучом и лучом, рассеянным вблизи края экрана. На рис. 8 показаны три ситуации, в которых наблюдается оптическая френелевская дифракция, в зависимости от расположения источника света и точки наблюдения.

Характер возникающей дифракционной картины определяется величиной параметра $p = ka^2\,[(1/D_f) + (1/D_p)]$, где a — линейный размер экрана, D_f и D_p — расстояния от края экрана до источника света и до точки наблюдения. Если $p \ll 1$, то наблюдаемая картина соответствует дифракции Фраунгофера; если $p \gtrsim 1$, то возникает дифракционная картина френелевского типа [2]. В случае ядерного рассеяния кажется, что ситуация, приводящая к дифракции Френеля, неосуществима, так как нельзя расположить источник частиц или детектор на расстояниях от рассеивающего ядра, сравнимых с его линейными размерами. Такое рассуждение справедливо для рассеяния нейтронов и других нейтральных частиц. Однако ситуация существенно меняется в случае заряженных частиц.

Благодаря кулоновскому взаимодействию заряженные частицы рассеиваются ядром так, словно они вылетают из виртуального источника, расположенного на конечном расстоянии от ядра (рис. 9). Кулоновское взаимодействие должно быть достаточно сильным, чтобы оно приводило к существенной кривизне волнового фронта вблизи ядра. Если ядро сильно поглощает налетающие частицы и $\lambda\!\!\!^{-} \ll R$, то картина рассеяния аналогична дифракции Френеля от непрозрачного экрана в оптике. При углах рассеяния, близких к θ_c, картина рассеяния подобна дифракции волн, испущенных точечным источником F, от края полуплоскости, касательной к круглому отверстию радиуса b_c [55–57]. Расстояние D от виртуального источника F до рассеивающего центра равно (рис. 9):

$$D = \frac{b_c}{\sin\theta_c}. \tag{8.1}$$

Подставляя (5.4) в (8.1), получаем

$$D = \frac{n}{2k\sin^2\left(\frac{1}{2}\theta_c\right)}. \tag{8.2}$$

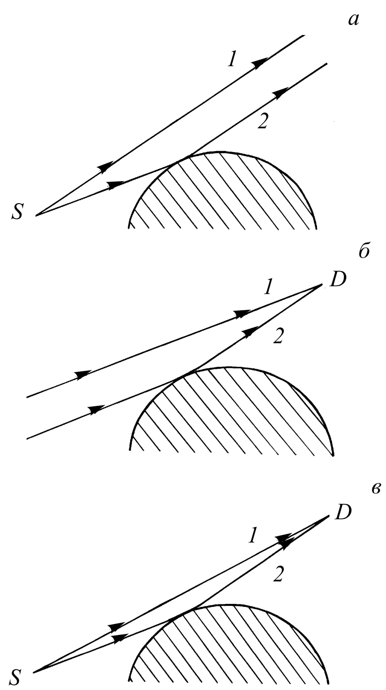

Рис. 8. Геометрия дифракции Френеля: *а*) расстояние от рассеивателя до источника S конечно, а до детектора — бесконечно; *б*) расстояние от рассеивателя до источника S бесконечно, а до детектора D — конечно; *в*) оба расстояния конечны

Условия дифракции Френеля выполняются, если $n \gg 1$, $n \sim kR$. Сильное электрическое поле вблизи поверхности ядра действует на падающие волны как рассеивающая линза, если заряды налетающей частицы и ядра-мишени имеют одинаковый знак, или как собирающая линза, если знаки зарядов противоположны. Фокусное расстояние такой линзы равно

$$\tilde{f} = D\,\cos\theta_c = \frac{n}{2k}\left[\operatorname{ctg}^2\left(\frac{\theta_c}{2}\right) - 1\right]. \tag{8.3}$$

Рассмотрим рассеяние на ядре с резкой границей на углы, близкие к θ_c. Тогда при $n \gg 1$ для полиномов Лежандра можно использовать асимптотику, справедливую при $L \gg 1$ в области углов рассеяния $1/L < \theta < \pi - 1/L$:

$$P_{L-\frac{1}{2}}(\cos\theta) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi L \sin\theta}} \left[\mathrm{e}^{i\left(L\theta - \frac{\pi}{4}\right)} + \mathrm{e}^{-i\left(L\theta - \frac{\pi}{4}\right)} \right]. \tag{8.4}$$

В результате, используя (5.13), получаем

$$f_n(\theta) = \frac{i}{k\sqrt{2\pi \sin\theta}} \int\limits_0^{L_0} dL \sqrt{L} \left[\mathrm{e}^{i\Phi_+(\theta,L)} + \mathrm{e}^{-i\Phi_-(\theta,L)} \right], \tag{8.5}$$

$$\Phi_\pm(\theta, L) = \frac{\pi}{4} - L\theta \pm 2\xi(L). \tag{8.6}$$

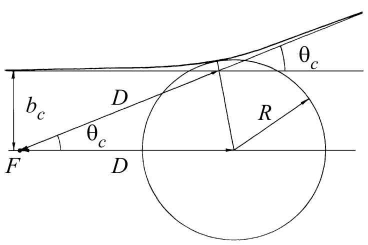

Рис. 9. Геометрия френелевского дифракционного рассеяния заряженных частиц

В (8.5) слагаемое, содержащее $\Phi_+(\theta, L)$, дает ближнюю амплитуду, а содержащее $\Phi_-(\theta, L)$ — дальнюю. Так как $n \gg 1$, а основной вклад в интеграл дают большие L, то можно использовать для кулоновской фазы приближенное выражение (7.21), заменив kb на L. Для вычисления амплитуды используем метод стационарной фазы. При этом стационарные точки определяются из уравнения

$$\frac{\partial \Phi_\pm(\theta, L)}{\partial L} = -\theta \pm \frac{d}{dL}\left[2\xi(L)\right] = 0. \tag{8.7}$$

Так как для $L \gg 1$ производная от кулоновской фазы равна $d\left[2\xi(L)\right]/dL = 2 \operatorname{arctg}(n/L)$, находим стационарные точки $\lambda_0^\pm = \pm n \operatorname{ctg} \theta/2 = \pm\lambda_0$. Стационарная точка $\lambda_0^- = -\lambda_0$ лежит вне интервала интегрирования, и в (8.5) можно пренебречь слагаемым с $\Phi_-(\theta, L)$. Во втором слагаемом разложим функцию $\Phi_+(\theta, L)$ в ряд в окрестности стационарной точки λ_0 с точностью до членов второго порядка:

$$\Phi_+(\theta, L) = \frac{\pi}{4} - \lambda_0\theta + 2\xi\left(\lambda_0\right) + \left(L - \lambda_0\right)^2 \xi''\left(\lambda_0\right). \tag{8.8}$$

Заменяя медленно меняющуюся величину $\sqrt{L}$ на $\sqrt{\lambda_0}$, имеем

$$f_n(\theta) = \frac{i}{k}\sqrt{\frac{\lambda_0}{2\pi\sin\theta}} \exp\left(i\left[\frac{\pi}{4}\lambda_0\theta + 2\xi\left(\lambda_0\right)\right]\right) \int\limits_0^{L_0} dL \, \exp\left(i\left(L - \lambda_0\right)^2 \xi''\left(\lambda_0\right)\right). \tag{8.9}$$

Делая замену переменных $x = (L - \lambda_0)\sqrt{-\xi''(\lambda_0)}$ и распространяя интегрирование на нижнем пределе до $-\infty$, получаем

$$\int\limits_0^{L_0} dL \;\exp\left(i\,(L-\lambda_0)^2\,\xi''(\lambda_0)\right) = \frac{\sqrt{\pi}\mathrm{e}^{-i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{-\xi''(\lambda_0)}}\left[1 - \frac{1}{2}\mathrm{erfc}\left(\mathrm{e}^{i\frac{\pi}{4}}u\right)\right], \quad (8.10)$$

где введены обозначения:

$$u = \sqrt{\frac{2L_0}{\sin\theta_c}}\sin\frac{1}{2}(\theta-\theta_c), \quad \mathrm{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_x^{\infty} dt\; e^{-t^2}. \quad (8.11)$$

Замечая, что $2\xi(\lambda_0) = 2\xi_0 - 2n\ln\sin\theta/2 + n\theta\ \mathrm{ctg}\ \theta/2 - \pi/2$, находим

$$f_n(\theta) = \frac{n}{2k\sin^2\frac{\theta}{2}}\;\exp\left(2i\left(\xi_0 - n\ln\sin\frac{\theta}{2}\right)\right)\left[1 - \frac{1}{2}\mathrm{erfc}\left(\mathrm{e}^{i\frac{\pi}{4}}u\right)\right]. \quad (8.12)$$

Учитывая (5.11) и (5.12), имеем

$$\begin{aligned} f_e(\theta) &= \frac{1}{2}f_c(\theta)\mathrm{erfc}\left(\mathrm{e}^{i\frac{\pi}{4}}u\right) = \\ &= \frac{1}{2}f_c(\theta)\left\{1 - [C(w)+S(w)] - i\,[C(w)-S(w)]\right\}, \end{aligned} \quad (8.13)$$

где введены обозначения

$$C(w) = \sqrt{2/\pi}\int\limits_0^w dt\;\cos t^2, \quad S(w) = \sqrt{2/\pi}\int\limits_0^w dt\;\sin t^2, \quad (8.14)$$

$$w = \sqrt{\frac{L_0}{\pi\sin\theta_c}}\;2\sin\frac{1}{2}(\theta-\theta_c). \quad (8.15)$$

Отношение дифференциального сечения упругого рассеяния к резерфордовскому сечению $\sigma_R(\theta) = |f_c(\theta)|^2$ определяется формулой [55]:

$$\frac{\sigma_e(\theta)}{\sigma_R(\theta)} = \frac{1}{4}\left|\mathrm{erfc}\left(\mathrm{e}^{i\frac{\pi}{4}}u\right)\right|^2 = \frac{1}{2}\left\{\left[\frac{1}{2} - C(w)\right]^2 + \left[\frac{1}{2} - S(w)\right]^2\right\}. \quad (8.16)$$

Выражение (8.16) описывает картину рассеяния, соответствующую дифракции Френеля в оптике. Отношение сечений $\sigma_e(\theta)/\sigma_R(\theta)$ совпадает с отношением интенсивностей рассеянного от края полуплоскости и падающего света в случае, когда источник расположен на конечном расстоянии от экрана, а точка наблюдения бесконечно удалена. Дифракция Френеля в ядерном рассеянии возникает вследствие интерференции кулоновской амплитуды и ядерной части амплитуды, которые в данном случае принадлежат к ближней амплитуде. Заметим, что выражение (8.16) является довольно грубым и описывает только качественный характер поведения сечения рассеяния. Для количественного описания экспериментально измеренных сечений необходимо учесть размытие ядерной поверхности, полупрозрачность ядра и ядерную рефракцию [55–57]. Поправки к формуле (8.15) исследовались в [58].

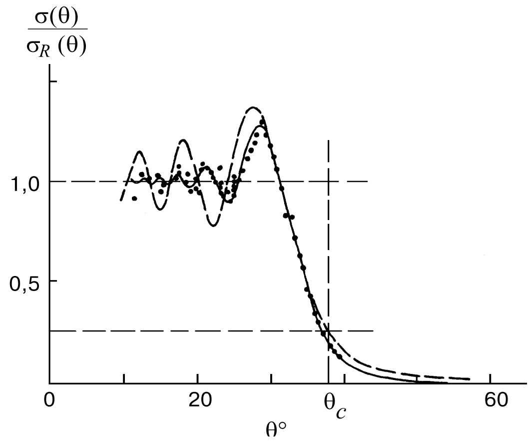

Рис. 10. Картина дифракции Френеля для отношения сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ при упругом рассеянии ядер ^{16}O с энергией 170,1 МэВ ядрами ^{208}Pb. Штриховая линия — расчет по дифракционной теории для ядер с резкой границей, сплошная линия — расчет с учетом размытия ядерной поверхности и полупрозрачности ядер [57]. Экспериментальные данные из работы [59]

На рис. 10 показано, что модель ядра с резкой границей описывает качественное поведение сечения упругого рассеяния ядер ^{16}O с энергией 170,1 МэВ ядрами ^{208}Pb, тогда как более аккуратные расчеты согласуются с экспериментальными данными.

Дифракция в ядерном рассеянии наблюдается при $L_0 \gg 1$, причем тип дифракционной картины определяется следующими условиями:

$$\begin{aligned} &L_0 \sin\theta_c \ll 1 \ \text{— дифракция Фраунгофера,} \\ &L_0 \sin\theta_c \gtrsim 1 \ \text{— дифракция Френеля.} \end{aligned} \tag{8.17}$$

Различные процессы рассеяния с одинаковыми значениями L_0 и $p = L_0 \sin\theta_c$ приводят к одинаковым дифракционным картинам, т.е. их дифференциальные сечения совпадают. Такое явление называется законом подобия или скейлингом для ядерной дифракции [56, 57].

На рис. 11 представлен случай скейлинга в упругом рассеянии различных ядер [57]. Этот пример демонстрирует совпадение дифференциальных

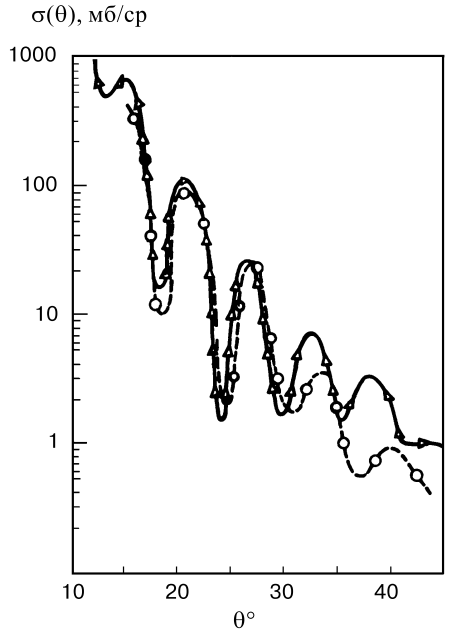

Рис. 11. Скейлинг сечений ядерного рассеяния. Треугольники — дифференциальное сечение упругого рассеяния α-частиц с энергией 104 МэВ ядрами ^{90}Zr [30] ($L_0 = 32,6$, $p = 4,89$), кружки — то же для упругого рассеяния ядер ^{16}O с энергией 168 МэВ ядрами ^{12}C [60] ($L_0 = 31,3$, $p = 4,64$). Кривые проведены через экспериментальные точки

сечений двух ядерных процессов, для которых существенно различаются как сталкивающиеся ядра, так и величины их энергий. Небольшой сдвиг сечений друг относительно друга обусловлен некоторым различием в значениях L_0 и p, а их расхождения в области больших углов вызвано вкладом недифракционных процессов.

9. РАДУЖНОЕ РАССЕЯНИЕ В ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

В ядерном рассеянии наряду с дифракционными явлениями существует другой важный интерференционный эффект, имеющий аналогию в оптике — радужное рассеяние. На возможность радужного рассеяния в атомных и ядерных столкновениях впервые указали Форд и Уилер в 1959 г. [61].

В оптике радужное рассеяние связано с преломлением и внутренним отражением лучей света в капле воды, размеры которой велики по сравнению с длиной волны света. Явление радужного рассеяния существует также в классической механике (см., напр., [62]). Здесь аналогия с оптической радугой состоит в наличии предельного угла рассеяния частиц, вблизи которого сгущаются классические траектории.

Явление радужного рассеяния существует также в квантовой механике [61]. Рассмотрим рассеяние быстрых частиц, $kR \gg 1$, в квазиклассическом приближении (см. [63, 64]). Будем исходить из амплитуды рассеяния (4.4). Так как основную роль в данном случае играют парциальные волны с большими моментами l, можно воспользоваться асимптотическим выражением (8.4) для полиномов Лежандра. Кроме того, опустим единицу в квадратных скобках в (4.4), которая дает вклад только при нулевом угле рассеяния. Амплитуда рассеяния принимает вид:

$$f(\theta) = \frac{1}{ik\sqrt{2\pi\sin\theta}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m \int_0^{\infty} dL\sqrt{L}\ \left[\mathrm{e}^{i\Phi_m^{(+)}(\theta,L)} + \mathrm{e}^{-i\Phi_m^{(-)}(\theta,L)}\right], \tag{9.1}$$

где введено обозначение $\Phi_m^{(\pm)}(\theta, L) = \pi/4 - L\theta \pm [2\delta(L) + 2\pi m L]$.

Фаза рассеяния $\delta(L)$ связана с матрицей рассеяния $S(L)$ формулой $S(L) = \exp[2i\delta(L)]$. Квазиклассические траектории определяются стационарными точками, которые находятся из уравнений $2\delta'(L) = \pm\theta - 2\pi m$. Эти уравнения совпадают с классической формулой [62], если определить квантовую функцию отклонения равенством

$$\Theta(L) = \frac{d}{dL} 2\delta(L). \tag{9.2}$$

Для частиц больших энергий вероятность совершения оборотов вокруг рассеивателя мала, и можно оставить в (9.1) только члены с $m = 0$:

$$f(\theta) = \frac{1}{ik\sqrt{2\pi\sin\theta}} \int_0^{\infty} dL\sqrt{L}\ \left[\mathrm{e}^{i\Phi_+(\theta,L)} + \mathrm{e}^{-i\Phi_-(\theta,L)}\right], \tag{9.3}$$

$$\Phi_\pm(\theta, L) = \frac{\pi}{4} - L\theta \pm 2\delta(L). \tag{9.4}$$

В (9.3) слагаемое с $\Phi_+(\theta, L)$ дает ближнюю амплитуду, а слагаемое с $\Phi_-(\theta, L)$ — дальнюю амплитуду согласно их квазиклассическому смыслу.

Если между частицей и рассеивателем существует сильное притяжение на малых расстояниях и отталкивание на больших расстояниях, то функция отклонения $\Theta(L)$ имеет вид, показанный на рис. 12. Здесь имеются две стационарные точки L_1 и L_2 функции $\Phi_+(\theta, L)$ при $\theta < \theta_r$, дающие вклад в ближнюю амплитуду. Мы не рассматриваем поведение $\Theta(L)$ при малых L, где также может существовать точка радуги.

Рассмотрим рассеяние вблизи угла радуги θ_r. При $\theta = \theta_r$ обе стационарные точки сливаются, $L_1 = L_2 = L_r$, так что возникает стационарная точка более высокого порядка. Разложим функцию $\Phi_+(\theta, L)$ в степенной ряд вблизи точки радуги. Так как $\Theta(L_r) = \theta_r$, $\Theta'(L_r) = 0$, то получаем

$$\Phi_+(\theta, L) = \frac{\pi}{4} - L_r\theta + (L - L_r)(\theta_r - \theta) + \frac{1}{6}(L - L_r)^3 \Theta''(L_r) + 2\delta(L_r). \quad (9.5)$$

Тогда амплитуда рассеяния равна

$$f(\theta) = \frac{i}{k}\sqrt{\frac{L_r}{2\pi \sin\theta}} \exp\left(i\left[2\delta(L_r) - L_r\theta - \frac{\pi}{4}\right]\right) \times$$
$$\times \int\limits_0^\infty dL \exp\left(i\left[(\theta_r - \theta)(L - L_r) + \frac{1}{6}\Theta''(L_r)(L - L_r)^3\right]\right). \quad (9.6)$$

В амплитуде (9.6) опущен вклад дальней составляющей, не содержащей стационарных точек. Таким образом, рассматриваемое радужное рассеяние, как и картина дифракции Френеля, определяется ближней составляющей амплитуды рассеяния (кулоновская радуга).

Так как основной вклад в интеграл в (9.6) дает окрестность точки L_r, то можно заменить нижний предел интегрирования на $-\infty$, что дает

$$f(\theta) = \frac{1}{k}\sqrt{\frac{2\pi L_r}{\sin\theta}}\left[\frac{2}{\Theta''(L_r)}\right]^{\frac{1}{3}} \mathrm{e}^{i\left[2\delta(L_r) - L_r\theta - \frac{\pi}{4}\right]} \mathrm{Ai}\left[\frac{\theta_r - \theta}{\left[\frac{1}{2}\Theta''(L_r)\right]^{\frac{1}{3}}}\right], \quad (9.7)$$

где $\mathrm{Ai}(z)$ — функция Эйри:

$$\mathrm{Ai}(z) = \frac{1}{\pi}\int\limits_0^\infty dt \cos\left(zt + \frac{1}{3}t^3\right). \quad (9.8)$$

Формула (9.7) называется приближением Эйри для радужного рассеяния. Заметим, что сечение, определяемое квадратом модуля амплитуды (9.7), конечно при $\theta = \theta_r$ в отличие от классического сечения [62].

Если присутствует поглощение налетающих частиц, то можно взять матрицу рассеяния в виде $S(L) = \eta(L)\mathrm{e}^{2i\delta(L)}$, где функция $\eta(L)$ меняется в интервале $0 \le \eta(L) \le 1$. В модели сильного поглощения с резкой границей имеем $\eta(L) = 0$ для $L \le L_0$ и $\eta(L) = 1$ при $L > L_0$. Предполагая, что квантовая функция отклонения имеет вид, показанный на рис. 12, используем в выражении для ближней амплитуды разложение (9.5) для рассеяния вблизи угла радуги. Пренебрегая вкладом дальней амплитуды, получаем

$$f(\theta) = \frac{1}{k}\sqrt{\frac{L_r}{2\pi \sin\theta}} \exp\left(i\left[2\delta(L_r) - L_r\theta - \frac{\pi}{4}\right]\right) \times$$

$$\times \int_{L_0}^{\infty} dL \ \exp\left(i\left[(\theta_r-\theta)(L-L_r)+\frac{1}{6}\Theta''(L_r)(L-L_r)^3\right]\right). \tag{9.9}$$

Введем неполную функцию Эйри

$$\mathrm{Ai}(u,v)=\frac{1}{2\pi}\int_{v}^{\infty} dt \ \mathrm{e}^{i\left(ut+\frac{1}{3}u^3\right)}. \tag{9.10}$$

Тогда амплитуда рассеяния принимает вид

$$f(\theta)=\frac{1}{k}\sqrt{\frac{2\pi L_r}{\sin\theta}}\left[\frac{2}{\Theta''(L_r)}\right]^{\frac{1}{3}} \exp\left(i\left[2\delta(L_r)-L_r\theta-\frac{\pi}{4}\right]\right)\mathrm{Ai}(u,v), \tag{9.11}$$

$$u=\frac{\theta_r-\theta}{\left[\frac{1}{2}\Theta''(L_r)\right]^{\frac{1}{3}}}, \qquad v=\left[\frac{1}{2}\Theta''(L_r)\right]^{\frac{1}{3}}(L_0-L_r). \tag{9.12}$$

В этом случае на освещенной стороне радуги, $\theta<\theta_r$, наблюдаются осцилляции сечения, быстро затухающие при удалении от угла радуги. На темной стороне, $\theta>\theta_r$, сечение быстро и плавно убывает, причем наличие поглощения увеличивает скорость убывания [64]. Рассмотренный случай кулоновской радуги в присутствии сильного поглощения важен для рассеяния тяжелых ионов сильно поглощающими ядрами. Заметим, что картина кулоновской радуги подобна картине дифракции Френеля. Эти два термина, описывающие рассеяние тяжелых ионов, соответствуют двум различным теоретическим подходам [7]. В квазиклассическом подходе кулоновская радуга обусловлена рефракцией рассеиваемых волн в случае, когда силы ядерного притяжения определенным образом сбалансированы кулоновским отталкиванием. При этом детали сечения кулоновского радужного рассеяния модифицированы наличием сильного поглощения. В дифракционной теории френелевская картина обусловлена наличием сильного поглощения и достаточно сильного кулоновского взаимодействия сталкивающихся частиц.

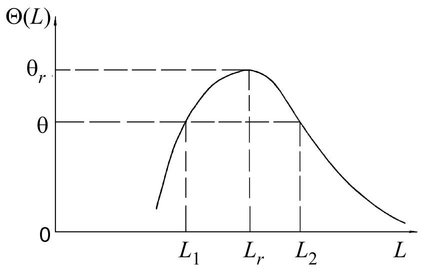

Рис. 12. Функция отклонения в случае кулоновской радуги

Для ядерных столкновений при промежуточных энергиях важную роль играет также другой случай радужного рассеяния, называемый ядерной радугой, присутствующей в дальней амплитуде. Этот эффект наблюдается в основном при упругом рассеянии легких ядер (D, ^{3}He, ^{4}He, ^{6}Li и др.) на средних и тяжелых ядрах при энергиях $E \gtrsim 25 - 30$ МэВ/нуклон. В этом случае кулоновское взаимодействие относительно невелико, ядерная рефракция оказывается довольно сильной, а умеренная величина поглощения приводит к небольшой прозрачности ядер.

В соответствии с (8.17) рассматриваемое рассеяние легких ядер должно происходить в фраунгоферовском режиме. Однако экспериментально наблюдаемые сечения упругого рассеяния ядер ^{3}He [65–67] и ^{4}He [30,68–70] при $E \gtrsim 25 - 30$ МэВ/нуклон обнаруживают существенные отклонения от фраунгоферовского поведения при достаточно больших углах рассеяния. В области малых углов имеется несколько фраунгоферовских осцилляций, а затем с ростом угла наблюдается постепенное заполнение минимумов, и в сечении формируется довольно широкий максимум, на который накладываются быстро затухающие фраунгоферовские осцилляции. Начиная с некоторого угла, имеет место быстрое (экспоненциальное) и плавное убывание сечения. Позднее подобное поведение сечений было обнаружено при упругом рассеянии ядер D, Li, Be, C и некоторых других. Картины рассеяния такого типа были впервые интерпретированы как проявление ядерной радуги в присутствии сильного поглощения в [69–71].

Характерная форма функции отклонения $\Theta(L)$ для рассеяния легких ядер в рассматриваемой области энергий показана на рис. 13. При больших L она принимает небольшие положительные значения, соответствующие квазиклассическим траекториям, лежащим полностью в области кулоновского отталкивания. При меньших значениях L траектории проходят через область сильного ядерного притяжения, и функция $\Theta(L)$ резко уходит в область своих отрицательных значений. При достаточно больших углах рассеяния сечение определяется в основном отрицательной ветвью $\Theta(L)$. При достаточно высоких энергиях функция отклонения имеет два экстремума: небольшой положительный максимум при $L = L_c > L_0$ (кулоновская радуга) и глубокий отрицательный минимум при $L = L_r < L_0$, который соответствует прохождению частиц через внутреннюю область ядра (ядерная радуга). В случае рассеяния легких ионов кулоновская радуга почти не сказывается на форме дифференциального сечения, тогда как ядерная радуга существенно его изменяет описанным выше образом.

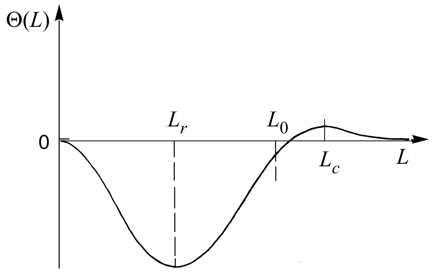

Рис. 13. Функция отклонения, содержащая точки ядерной (L_r) и кулоновской (L_c) радуги. L_0 — граничный момент области сильного поглощения

Рассмотрим качественно эффект ядерной радуги. Для этого представим амплитуду рассеяния в виде

$$f(\theta) = \frac{1}{ik\sqrt{2\pi \sin\theta}} \int\limits_0^\infty dL\sqrt{L}\ \eta\,(L) \left[\mathrm{e}^{i\Phi_+(\theta,L)} + \mathrm{e}^{-i\Phi_-(\theta,L)} \right], \tag{9.13}$$

где функции $\Phi_\pm(\theta, L)$ определяются формулой (9.4). Будем рассматривать только отрицательную ветвь функции отклонения. При углах $\theta < \theta_r = |\Theta\,(L_r)|$ уравнение $\Theta(L) = -\,\theta$ для стационарных точек функции $\Phi_-(\theta, L)$ имеет два действительных решения: $L_{s1} < L_r$ и $L_{s2} > L_r$. Если стационарные точки лежат вне поверхностной области, то функция $\eta(L)$ медленно меняется вблизи этих точек. Тогда можно вынести за знак интеграла ее значения в стационарных точках L_{s1} и L_{s2}. В результате для дальней составляющей сечения получаем выражение

$$\begin{aligned} \sigma_F(\theta) \quad &= \quad \frac{1}{k^2 \sin\theta} \left\{ \frac{L_{s1}\eta^2\,(L_{s1})}{|\Theta'\,(L_{s1})|} + \frac{L_{s2}\eta^2\,(L_{s2})}{|\Theta'\,(L_{s2})|} - 2\sqrt{\frac{L_{s1}L_{s2}}{|\Theta'\,(L_{s1})\,\Theta'\,(L_{s2})|}} \times \right. \\ &\left. \times\ \eta\,(L_{s1})\,\eta\,(L_{s2}) \sin\left[2\left(\delta\,(L_{s1}) - \delta\,(L_{s2})\right) + (L_{s1} - L_{s2})\,\theta\right] \right\}. \end{aligned} \tag{9.14}$$

Первые два слагаемых в (9.14), за исключением факторов η^2, представляют классические вклады в сечение от траекторий, отвечающих значениям L_{s1} и L_{s2}. Третий член в (9.14) описывает интерференцию этих двух вкладов, которая отсутствует в классической механике. Поэтому квазиклассическое сечение осциллирует на освещенной стороне радуги $\theta < \theta_r$. Пучности этих осцилляций аналогичны основной и дополнительным дугам радуги в оптике. На темной стороне радуги, $\theta > \theta_r$, действительные стационарные точки отсутствуют, но имеются пары взаимно сопряженных комплексных решений $L_s = L_{sR} \pm iL_{sI}$. Топография функции $\Phi_-(\theta, L)$ в комплексной плоскости L такова, что путь наибыстрейшего спуска должен пролегать через точку перевала с Im L_s >0, ближайшую к действительной оси. Тогда для дальней составляющей сечения в области $\theta > \theta_r$ находим

$$\sigma_F(\theta) = \frac{1}{k^2 \sin\theta} \left| \frac{L_s\eta^2\,(L_s)}{\Theta'\,(L_s)} \right| \ \mathrm{e}^{-2L_{sI}\theta}. \tag{9.15}$$

На темной стороне ядерной радуги квазиклассическое сечение быстро убывает с ростом угла благодаря множителю $\exp\left(-2L_{sI}\theta\right)$. Внутри теневой области величина L_s медленно меняется с ростом θ, так что сечение убывает почти по экспоненциальному закону, что связано с малостью величины размытия ядерной поверхности [48].

При $\theta = \theta_r$ сечения (9.14), (9.15) становятся бесконечными, т.е. данное приближение перестает быть справедливым. Здесь у функции $\Phi_-(\theta, L)$ возникает стационарная точка более высокого порядка. В этом случае можно применить приближение Эйри, которое дает

$$\sigma_F(\theta) = \frac{2\pi L_r}{k^2 \sin\theta} \left[\frac{2}{\Theta''(L_r)}\right]^{\frac{2}{3}} \eta^2(L_r) \left\{ \mathrm{Ai}\left[\frac{\theta - \theta_r}{\left[\frac{1}{2}\Theta''(L_r)\right]^{\frac{1}{3}}}\right]\right\}^2. \tag{9.16}$$

Формула (9.16) описывает поведение дальней составляющей сечения вблизи угла радуги θ_r. Оно конечно при всех углах и имеет максимум недалеко от угла радуги, эквивалентный сингулярности в классической механике и аналогичный основной дуге радуги в оптике. Множители η^2 в (9.14) существенно меняют картину радужного рассеяния в освещенной области $\theta < \theta_r$. Вклад внутренней траектории L_{s1} подавлен сильнее, чем вклад внешней траектории L_{s2} ($\eta(L_{s1}) < \eta(L_{s2})$). При движении в сторону малых углов рассеяния точка L_{s1} смещается в область малых L, а L_{s2} — в область больших L, где поглощение уменьшается. При достаточно малых θ преобладает вклад точки L_{s2}, и интерференция двух вкладов становится несущественной. Таким образом, поглощение приводит к затуханию радужных осцилляций с уменьшением угла рассеяния.

Если бы функция $\eta(L)$ медленно менялась при всех значениях L, то можно было бы пренебречь ближней составляющей амплитуды, а полученные выражения для дальней составляющей описывали бы качественное поведение сечения рассеяния легких ионов. Однако вдобавок к рассмотренным вкладам стационарных точек быстрое изменение $\eta(L)$ в поверхностной области порождает вклады фраунгоферовского типа (7.25) и (7.26) в ближнюю и дальнюю амплитуды. В дальней амплитуде можно отделить этот вклад от вкладов стационарных точек L_{s1} и L_{s2}, если эти точки лежат вне поверхностной области. Фраунгоферовские члены преобладают при малых углах рассеяния, где их интерференция приводит к появлению фраунгоферовских осцилляций сечения. Соотношение фраунгоферовского вклада и амплитуды радужного рассеяния определяется тем, насколько последняя подавлена наличием поглощения. Если поглощение велико, $\eta(L_s) \to 0$, то амплитуда имеет в основном фраунгоферовский характер. Однако при наличии заметной прозрачности в области малых L радужное рассеяние преобладает в определенной области углов.

Так как для ядерной радуги важны траектории, проходящие через внутреннюю область ядра, анализ таких сечений позволяет зондировать структуру этой области и получать ценную информацию о взаимодействии ядер. В частности, такой анализ полезен в оптической модели, так как он часто позволяет исключить дискретную неоднозначность потенциала [69, 70].

Эффект ядерной радуги может наблюдаться только при $\theta_r < \pi$. Так как угол радуги растет с уменьшением энергии, то существует некоторая критическая энергия E_{cr}, ниже которой ядерная радуга исчезает. При рассеянии на действительном потенциале $U(r)$ значение E_{cr} отвечает появлению закручивания и равно [70]: $E_{\mathrm{cr}} = [U(R) + U'(R)r/2]_{\max}$.

Рассмотренные выше простые формы S-матрицы не позволяют описать ядерную радугу. Часто используемая параметризация S-матрицы [25], содержащая точку ядерной радуги, также обычно не может описать сечения с выраженным радужным поведением. В [72–74] параметризация [25] была модифицирована путем введения модельно независимых поправок, содержащих большое число подгоночных параметров. В [75] радужные сечения анализировались на основе довольно сложной параметризации S-матрицы, подсказанной расчетами по оптической модели. В [76–78] была предложена S-матричная модель, которая содержит несколько параметров, имеющих ясный физический смысл, и позволяет описывать различные рефракционные эффекты в упругом рассеянии ядер, включая ядерную радугу:

$$S(L) = \eta(L) \exp\{2i[\delta_N(L) + \xi_c(L)]\}, \tag{9.17}$$

$$\eta(L) = \exp[\ln\varepsilon \; w(L, L_1, \Delta_1)], \quad 2\delta_N(L) = \delta_0 \; w^2(L, L_2, \Delta_2), \tag{9.18}$$

$$w(L, L_i, \Delta_i) = \mathrm{sh}\,(L_i/\Delta_i) \,/\, [\mathrm{ch}(L_i/\Delta_i) + \mathrm{ch}(L/\Delta_i)]\,. \tag{9.19}$$

Фаза $\xi_c(L)$ кулоновского рассеяния на однородно заряженной сфере радиуса R_c определяется квазиклассическим выражением [76–78]:

$$\xi_c(L) = \begin{cases} -\frac{1}{2}\sqrt{L_c^2 - L^2} - \frac{1}{4}p\ln\left[\frac{\left(aR_c^2 - p + \sqrt{L_c^2 - L^2}\right)^2}{p^2 + L^2}\right] - n + \\ +n\ln(kR_c - n + \sqrt{L_c^2 - L^2}) + L\left[\frac{1}{2}\mathrm{arctg}\left(\frac{L^2 + apR_c^2}{L\sqrt{L_c^2 - L^2}}\right) + \right. \\ \left. +\mathrm{arctg}\left(L\frac{n\sqrt{L_c^2 - L^2} - L^2 - nkR_c}{L^2\sqrt{L_c^2 - L^2} + nL^2 + n^2kR_c}\right) + \frac{\pi}{4}\right], & L < L_c, \\ \frac{n}{2}\ln(L^2 + n^2) + L\mathrm{arctg}\frac{n}{L} - n\ , & L \geq L_c, \end{cases} \tag{9.20}$$

где $a = \sqrt{nk/R_c^3}$, $L_c = \sqrt{k^2R_c^2 - 2nkR_c}$, $p = (3nk/R_c - k^2)/(2a)$. Параметр $\varepsilon \ll 1$ определяет прозрачность ядра в области малых моментов, δ_0 характеризует ядерную рефракцию. Параметры L_1, Δ_1 и L_2, Δ_2 определяют размеры и размытия областей сильного поглощения и ядерной рефракции. Отметим, что впервые симметризованная размытая ступенька (9.19) была предложена для описания ядерной плотности в [79, 80].

На рис. 14 представлены результаты расчетов сечений упругого радужного рассеяния на основе модели (9.17)–(9.20). Для рассеяния α–^{92}Zr при энергии E = 120 МэВ малая прозрачность ($\varepsilon = 0,011$) оказывается достаточной для проявления эффекта ядерной радуги (угол радуги $\theta_r = 72^\circ$ показан на рис. 14,a стрелкой). Особенно ясно он виден в дальней составляющей сечения, где наблюдаются два выраженных радужных максимума в области $\theta < \theta_r$.

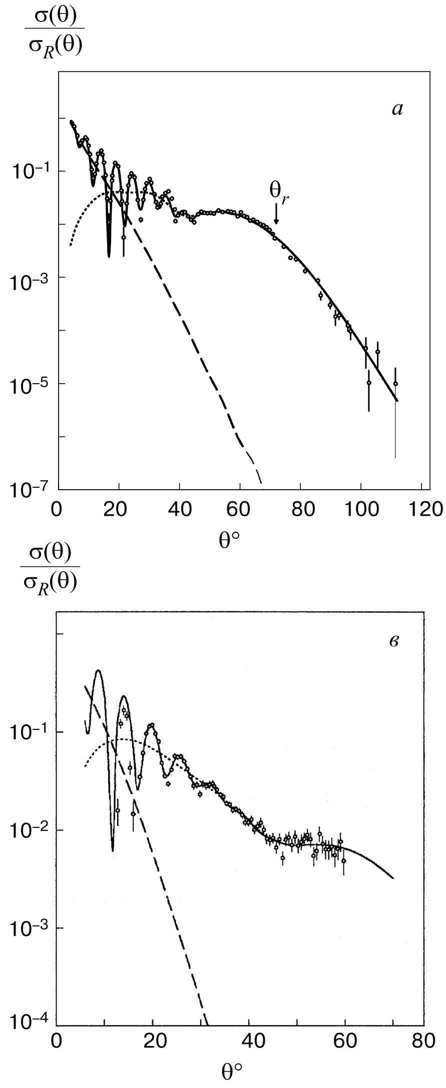

Рис. 14. Отношение сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ для упругого рассеяния: *а*) α–^{92}Zr при энергии 120 МэВ (расчет из [77], экспериментальные данные из [81]), *б*) ^{6}Li–^{40}Ca при 210 МэВ (расчет из [77], экспериментальные данные из [82]) и *в*) ^{9}Be–^{16}O при 158 МэВ (расчет из [78], экспериментальные данные из [83]). Сплошные линии показывают полные сечения, а штриховые и пунктирные — их ближние и дальние составляющие, рассчитанные по процедуре Фуллера [53]

Угловое распределение при достаточно больших углах рассеяния полностью определяется дальней составляющей, быстро и плавно убывающей в области тени $\theta > \theta_r$. Ближняя составляющая экспоненциально убывает как амплитуда фраунгоферовского типа. В области малых углов имеет место быстрое пересечение ближней и дальней составляющих и наблюдаются фраунгоферовские осцилляции в довольно узком диапазоне углов.

При рассеянии ${}^6\mathrm{Li}-{}^{40}\mathrm{Ca}$ прозрачность еще меньше ($\varepsilon = 0,0066$), и ядерная радуга выражена слабо («призрак» радуги [84]), как полка на дальней составляющей ($\theta_r = 40^\circ$). Основной чертой данного сечения является быстрое фраунгоферовское пересечение ближней и дальней составляющих.

Для более тяжелых ионов ${}^9\mathrm{Be}$ ядерная радуга наблюдается на легких ядрах мишени, например, на ${}^{16}\mathrm{O}$. Значение $\varepsilon = 0,003$ весьма мало, но дальняя составляющая имеет заметную радужную полку ($\theta_r = 73^\circ$) и полностью определяет поведение сечения при $\theta > 35^\circ$. Из-за большой разницы в скорости убывания ближней и дальней составляющих фраунгоферовские осцилляции затухают гораздо раньше, чем формируется радужная полка.

Радужное рассеяние также наблюдается в различных квазиупругих прямых ядерных реакциях (подробнее см. [85–87]).

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Все аспекты современной дифракционной теории ядерных столкновений невозможно изложить в одном обзоре. Поэтому перечислим кратко некоторые важные вопросы дифракционного взаимодействия частиц с ядрами и радужного рассеяния, базирующиеся на изложенных выше идеях и принципах, которые также относятся к ядерной оптике.

Интересным направлением в дифракционной теории является изучение взаимодействия сложных частиц с ядрами. Впервые влияние внутренней структуры дейтронов на сечения их взаимодействия с атомными ядрами изучалось в [88–90]. В [91–93] было теоретически предсказано дифракционное расщепление дейтронов в поле ядра, впоследствии наблюдавшееся экспериментально. В [94–97] исследовалась дейтронная реакция срыва. В дальнейшем была развита дифракционная теория взаимодействия трехнуклонных ядер с тяжелыми ядрами [98–100].

Важную роль в развитии теории ядерных столкновений сыграла модель многократного дифракционного рассеяния [101, 102], обобщенная впоследствии для рассеяния сложных частиц ядрами в [103–106]. В этой модели амплитуда рассеяния нуклона или ядра ядром строится из нуклон-нуклонных амплитуд и структурных факторов ядер. На основе модели [101, 102] в [107–109] была развита альфа-частичная модель с дисперсией для ядер ${}^{12}\mathrm{C}$ и ${}^{16}\mathrm{O}$, в которой амплитуда рассеяния налетающей частицы ядром строилась из амплитуд рассеяния этой частицы альфа-кластерами.

Наряду с упругим рассеянием теория описывает также различные неупругие процессы и поляризационные явления, не имеющие аналогии в оптике [46, 110–119]. Таким образом, ядерная оптика богаче и разнообразнее обычной оптики, а S-матричный подход, лежащий в ее основе, позволяет проводить анализ многочисленных ядерных процессов и выяснять механизмы их протекания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gliozzi M.** — Storia della fisica. Torino, 1965;
   Льоци М. — История физики. М.: Мир, 1970.
2. **Sommerfeld A.** — Optics. New York: Academic Press, 1964.
3. **Born M., Wolf E.** — Principles of Optics. Oxford: Pergamon Press, 1968;
   Борн М., Вольф Е. — Основы оптики. М.: Наука, 1973.
4. **Ахиезер А.И., Померанчук И.Я.** — Некоторые вопросы теории ядра. М.: Гос. издат. техн.-теор. лит., 1950.
5. **Satchler G.R.** — Direct Nuclear Reactions. Oxford: Clarendon Press, 1983.
6. **Ситенко А.Г.** — Теория ядерных реакций. М.: Энергоатомиздат, 1983.
7. **Brink D.M.** — Semi-Classical Methods for Nucleus-Nucleus Scattering. Cambridge: Cambridge University Press, 1985.
8. **Frahn W.E.** — Diffractive Processes in Nuclear Physics. Oxford: Clarendon Press, 1985.
9. **Sitenko A.G.** — Theory of Nuclear Reactions. Singapore: World Scientific, 1990.
10. **Nussenzweig H.M.** — Diffraction Effects in Semiclassical Scattering. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
11. **Akhiezer A.I., Berezhnoy Yu.A., Pilipenko V.V.** — Nuclear Diffraction. Amsterdam: Harwood Acad. Publ., 1997.
12. **Frahn W.E.** — Riv. Nuovo Cim., 1977, v.7, p.499.
13. **Placzec G., Bethe H.A.** — Phys. Rev., 1940, v.57, p.1075A.
14. **Frahn W.E., Venter R.H.** — Ann. Phys., 1963, v.24, p.243.
15. **Venter R.H.** — Ann. Phys., 1963, v.25, p.405.
16. **Fernbach S., Serber R., Taylor T.B.** — Phys. Rev., 1949, v.75, p.1352.
17. **Инопин Е.В., Бережной Ю.А.** — Укр. физ. журн., 1962, т.7, с.343.
18. **Inopin E.V., Berezhnoy Yu.A.** — Nucl. Phys., 1965, v.63, p.689.
19. **Germond J-F. et al.** — Phys. Rev. C., 1985, v.32, p.1087.
20. **Choudhury D.C., Guo T.** — Phys. Rev. C., 1989, v.39, p.1883.
21. **Ericson T.E.O.** Preludes in Theoretical Physics. Eds. A.de-Shalit, H.Feshbach, L.Van Hove. Amsterdam: North Holland, 1965, p.321.
22. **Akhiezer A.I., Pomeranchuk I.Ya.** — Journ. of Phys. (USSR), 1945, v.9, p.471.

23. **Blair J.S.** — Phys. Rev., 1954, v.95, p.1218.
24. **Kerlee D.D., Blair J.S., Farwell G.W.** — Phys. Rev., 1957, v.107, p.1343.
25. **McIntyre J.A., Wang K.H., Becker L.C.** — Phys. Rev., 1959, v.117, p.1337.
26. **Strutinsky V.M.** — Nucl. Phys., 1965, v.68, p.221.
27. **Sen-Gupta H.M., Rahman M., Khan A.H.** — Austr. Journ. Phys., 1967, v.20, p.265.
28. **Rahman M., Khan A.H., Sen-Gupta H.M.** — Austr. Journ. Phys., 1968, v.21, p.7.
29. **Бережной Ю.А., Шляхов Н.А.** — Укр. физ. журн., 1976, т.21, с.192.
30. **Hauser G. et al.** — Nucl. Phys. A., 1969, v.128, p.81.
31. **Fermi E.** — Nuovo Cim., 1954, v.11, p.407.
32. **Левинтов И.И.** — Докл. АН СССР, 1956, т.107, с.240.
33. **Заварзина В.П., Степанов А.В.** — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.932.
34. **Frahn W.E., Venter R.H.** — Ann. Phys., 1964, v.27, p.135.
35. **Hüfner J., de-Shalit A.** — Phys. Lett., 1965, v.15, p.52.
36. **Dar A., Kozlowsky B.** — Phys. Lett., 1966, v.20, p.314.
37. **Varma S.** — Nucl. Phys. A., 1967, v.97, p.282.
38. **Spencer M.B.** — Nucl. Phys. A., 1967, v.102, p.545.
39. **Hahne F.J.W.** — Nucl. Phys. A., 1968, v.106, p.660.
40. **Gubkin I.A.** — Nucl. Phys. A., 1968, v.111, p.605.
41. **Abul-Magd A.Y.** — Nucl. Phys. A., 1969, v.129, p.331.
42. **Бережной Ю.А., Шляхов Н.А.** — ЯФ, 1975, т.22, с.97.
43. **Glauber R.J., Osland P.** — Phys. Lett., 1979, v.B80, p.401.
44. **Rödberg L.S.** — Nucl. Phys., 1959, v.15, p.72.
45. **Ахиезер А.И., Бережной Ю.А., Хоменко Г.А., Шляхов Н.А.** — ЯФ, 1979, т.30, с.354.
46. **Berezhnoy Yu.A., Slipko V.A.** — Int. J. Mod. Phys. E., 1998, v.7, p.723.
47. **Van Oers W.T.H. et al.** — Phys. Rev., 1974, v.C10, p.307.
48. **Hussein M.C., McVoy K.W.** — Progr. Part. Nucl. Phys., 1985, v.12, p.103.
49. **Heck K., Grawert G., Mukhopadhyay D.** — Nucl. Phys. A., 1985, v.437, p.226.
50. **Farooq A., Rai G., Roman S.** — Nucl. Phys. A., 1987, v.469, p.313.
51. **Rowley N., Marty C.** — Nucl. Phys. A., 1976, v.266, p.494.
52. **Инопин Е.В.** — ЖЭТФ, 1965, т.48, с.1620.
53. **Fuller R.C.** — Phys. Rev. C., 1975, v.12, p.1561.
54. **Hatchell P.J.** — Phys. Rev. C., 1989, v.40, p.27.
55. **Frahn W.E.** — Nucl. Phys., 1966, v.75, p.577.
56. **Frahn W.E.** — Phys. Rev. Lett., 1971, v.26, p.568.
57. **Frahn W.E.** — Ann. Phys., 1972, v.72, p.524.
58. **Инопин Е.В., Шебеко А.С.** — ЯФ, 1970, т.11, с.140.
59. **Baker S.D., McIntyre J.A.** — Phys. Rev., 1967, v.161, p.1200.
60. **Hiebert J.C., Garvey G.T.** — Phys. Rev., 1964, v.B135, p.346.

61. **Ford K.W., Wheeler J.A.** — Ann. Phys., 1959, v.7, p.259.
62. **Mott N.F., Massey H.S.W.** — The Theory of Atomic Collisions. Oxford: Clarendon Press, 1965.
63. **Newton R.G.** — Scattering Theory of Waves and Particles. New York: McGraw-Hill, 1966.
64. **Frahn W.E.** — Wave Mechanics of Heavy Ion Collisions// Heavy-Ion, High Spin States and Nuclear Structure. Intern. Atomic Energy Agency, Vienna, 1975, v.1, p.157.
65. **Willis N. et al.** — Nucl. Phys. A., 1973, v.204, p.454.
66. **Hyakutake M. et al.** — Nucl. Phys. A., 1978, v.311, p.161.
67. **Djaloeis A. et al.** — Nucl. Phys. A., 1978, v.306, p.221.
68. **Brissaud I. et al.** — Nucl. Phys. A., 1972, v.191, p.145.
69. **Goldberg D.A., Smith S.M.** — Phys. Rev. Lett., 1972, v.29, p.500.
70. **Goldberg D.A. et al.** — Phys. Rev. C., 1973, v.7, p.1938.
71. **Goldberg D.A., Smith S.M., Burdzik G.F.** — Phys. Rev. C., 1974, v.10, p.1362.
72. **Cooper S.G., McEvan M.A., Mackintosh R.S.** — Phys. Rev. C., 1992, v.45, p.770.
73. **Berezhnoy Yu.A., Pilipenko V.V.** — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1985, v.11, p.1161.
74. **Бережной Ю.А. и др.** — ЭЧАЯ, 1987, т.18, с.289.
75. **Kauffmann S.K.** — Z. Phys. A., 1977, v.282, p.163.
76. **Пилипенко В.В.** — Доклады АН УССР, 1981, No.1, с.65.
77. **Berezhnoy Yu.A., Pilipenko V.V.** — Mod. Phys. Lett. A., 1995, v.10, p.2305.
78. **Berezhnoy Yu.A., Pilipenko V.V.** — Heavy Ion Phys., 1996, v.3, p.249.
79. **Елдышев Ю.Н., Лукьянов В.К., Поль Ю.С.** — ЯФ, 1972, т.16, с.506.
80. **Burov V.V., Eldyshev Yu.N., Lukyanov V.K., Pol Yu.S.** — JINR Preprint E4-8029, Dubna, 1972.
81. **Put L.W., Paans A.M.J.** — Nucl. Phys. A., 1977, v.291, p.93.
82. **Nadasen A. et al.** — Phys. Rev. C., 1989, v.39, p.536.
83. **Fulmer C.B. et al.** — Nucl. Phys. A., 1984, v.427, p.545.
84. **McVoy K.W., Satchler G.R.** — Nucl. Phys. A., 1984, v.417, p.157.
85. **Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Lyshko Yu.V. et al.** — Phys. Rev. C, 1988, v.38, p.1975.
86. **Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Ershov S.N. et al.** — Nucl. Phys. A, 1988, v.482, p.383c.
87. **Демьянова А.С., Оглоблин А.А.** — Известия РАН, сер. физ., 1996, т.60, с.6.
88. **Glauber R.J.** — Phys. Rev., 1955, v.100, p.242.
89. **Ахиезер А.И., Ситенко А.Г.** — ЖЭТФ, 1957, т.32, с.794.
90. **Berezhnoy Yu.A., Korda V.Yu.** — Int. J. Mod. Phys. E, 1994, v.3, p.149.
91. **Ахиезер А.И., Ситенко А.Г.** — Уч. зап. Харьк. ун-та, 1955, т.64, с.9.
92. **Glauber R.J.** — Phys. Rev., 1955, v.99, p.1515.
93. **Фейнберг Е.Л.** — ЖЭТФ, 1955, т.29, с.115.
94. **Serber R.** — Phys. Rev., 1947, v.72, p.1008.
95. **Ахиезер А.И., Ситенко А.Г.** — ЖЭТФ, 1957, т.33, с.1040.
96. **Strutinsky V.M.** — Phys. Lett. B., 1973, v.44, p.245.

97. **Berezhnoy Yu.A., Korda V.Yu.** — Nucl. Phys. A, 1993, v.556, p.453.

98. **Berezhnoy Yu.A., Korda V.Yu.** — Int. J. Mod. Phys. E, 1995, v.4, p.563.

99. **Akhiezer A.I., Soznik A.P., Berezhnoy Yu.A.** — Int. J. Mod. Phys. E, 1996, v.5, p.107.

100. **Berezhnoy Yu.A., Korda V.Yu.** — Int. J. Mod. Phys. E, 1997, v.6, p.161.

101. **Glauber R.J.** — Lectures in Theoretical Physics. Eds. W.E.Brittin, L.G. Dunham. Amsterdam: Interscience Publishers, 1959, v.1, p.315.

102. **Ситенко А.Г.** — Укр. физ. журн., 1959, т.4, с.152.

103. **Franco V.** — Phys. Rev., 1968, v.175, p.1376.

104. **Czyż W., Maximon L.C.** — Ann. Phys., 1969, v.52, p.59.

105. **Kofoed-Hansen O.** — Nuovo Cim., 1969, v.A60, p.621.

106. **Formánek J.** — Nucl. Phys. B, 1969, v.12, p.441.

107. **Berezhnoy Yu.A., Pilipenko V.V., Khomenko G.A.** — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1984, v.10, p.63.

108. **Berezhnoy Yu.A., Mikhailyuk V.P., Pilipenko V.V.** — J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1992, v.18, p.85.

109. **Berezhnoy Yu.A., Mikhailyuk V.P.** — Z. Phys. A: Hadrons and Nuclei, 1996, v.355, p.31.

110. **Дроздов С.И.** — ЖЭТФ, 1955, т.28, с.734.

111. **Инопин Е.В.** — ЖЭТФ, 1956, т.31, с.901.

112. **Blair J.S.** — Phys. Rev., 1959, v.115, p.928.

113. **Blair J.S.** — In: Proc. Conf. on Direct Interaction and Nuclear Reaction Mechanisms, Padua, September 3–8, 1962/Ed. E.Clemental and G.Villi. N.Y., Lond.: Gordon and Breach, 1963, p.669.

114. **Potgieter J.M., Frahn W.E.** — Phys. Lett., 1966, v.21, p.211.

115. **Austern N., Blair J.S.** — Ann. Phys., 1965, v.33, p.15.

116. **Abul-Magd A.Y.** — Phys. Lett., 1966, v.21, p.187.

117. **Бережной Ю.А., Пилипенко В.В.** — Изв. АН СССР., сер. физ., 1979, т.43, с.1006.

118. **Frahn W.E., Wiechers G.** — Phys. Lett. B, 1967, v.26, p.5.

119. **Frahn W.E., Wiechers G.** — Nucl. Phys. A, 1968, v.113, p.593.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ПОМЕЩЕННЫХ В ВЫПУСКЕ

УДК 539.172; 539.173

Компаунд-ядра в реакциях с тяжелыми ионами. *Пустыльник Б.И.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.2, с.273.

В рамках единого теоретического подхода проанализирован обширный экспериментальный материал о различных каналах распада компаунд-ядер: деления возбужденных доактинидных ядер; испарения нуклонов и заряженных частиц, приводящих к образованию конечных ядер-продуктов; эмиссии кластеров из возбужденных компаунд- ядер; образования тяжелых и сверхтяжелых ядер в реакциях полного слияния. Проведены расчеты сечений деления и сечений образования конечных ядер-продуктов после испарительно-делительного каскада, угловых распределений осколков деления, сечений вылета и спектров нуклонов, легких заряженных частиц и кластеров. Показано, что статистическая модель распада возбужденных компаунд-ядер с последовательным учетом оболочечных эффектов в ядрах-продуктах девозбуждения достаточно полно описывает структурные особенности отдельных компаунд-ядер и позволяет наглядно выделять и анализировать различные характеристики их распада. В сочетании с динамическими моделями, необходимыми для описания начальной стадии реакции, статистическая модель является хорошей основой для описания ядерных реакций с тяжелыми ионами при энергиях налетающих частиц вплоть до $10 \div 15$ МэВ/нуклон.

Ил. 20. Библиогр.: 44.

УДК 539.172.3

Гигантские резонансы в атомных ядрах. *Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.2, с.313.

На общефизическом уровне и в широком контексте дается обзор современного состояния проблемы гигантских резонансов (GR) в атомных ядрах. После небольшого исторического введения и обсуждения физики формирования и распада гигантского дипольного резонанса (GDR) в его двух формах, соответствующих возбуждению одной коллективной степени свободы (средние и тяжелые ядра) и нескольких оболочечных (форма GDR в легких ядрах), рассматриваются проблемы других GR:

— электрических GR, являющихся откликом ядра на воздействие внешних электрических полей различной мультипольности;

— спиновых GR, наиболее легко возбуждаемых при зондировании ядер заряженными полями, эффективно возникающими в реакциях типа (p, n), (μ, ν), (γ, π) и т. д.;

— магнитных GR;

— двухфононных возбуждений типа DGDR, DIAS;

— GDR в нагретых ядрах;

В заключение формулируются изменения в проблеме GR спустя три десятилетия после первых попыток понять в рамках теории среднего поля явление GDR.

Ил. 26. Библиогр.: 67.

УДК 539.172.4

Влияние структуры возбужденных состояний тяжелых ядер на процесс каскадного γ-распада в диапазоне энергии связи нейтрона. *Васильева Э.В., Суховой А.М., Хитров В.А.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.2, с.350.

Экспериментальная информация об интенсивности экспериментально разрешенных двухквантовых каскадов и о ее сумме для интервалов энергий возбуждения шириной 0,5 МэВ каждый позволила выполнить детальный и эффективный анализ факторов, определяющих развитие процесса каскадного γ-распада компаунд-состояний ядер с высокой плотностью уровней в них. Получена картина развития этого процесса в интервале возбуждений, практически равном энергии связи нейтрона.

Выполненный анализ показывает, что для расчета, например, усредненных сечений захвата нейтронов в деформированных ядрах, как минимум, и спектров испускаемых при этом γ-квантов с точностью, соответствующей достигнутой в эксперименте, необходим учет влияния структуры возбуждаемых уровней как на их плотность, так и на вероятности появления γ-квантов. Имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные данные по интенсивностям каскадов радиационного захвата тепловых нейтронов могут быть воспроизведены расчетом с точностью эксперимента только в рамках новых или сильно модернизированных представлений о параметрах, определяющих процесс радиационного захвата нейтрона.

Это весьма немонотонная (вероятно, ступенчатая) зависимость плотности участвующих в нем состояний от энергии возбуждения ядра и сумм силовых функций дипольных переходов от энергии γ-кванта. Интерпретация полученных результатов позволила наметить предварительное и только качественное объяснение наблюдаемых эффектов как переход ядра из состояния, в котором его свойства определяются преимущественно доминирующим влиянием колебаний поверхности, в состояние доминирующего влияния внутренних возбуждений. Энергия возбуждения, соответствующая переходу от возбуждений бозонного типа к фермионным, в изученных ядрах равняется ~ 3 для нечетно-нечетных и ~ 4 МэВ для четно-четных ядер. Указана аналогия из физики конденсированных сред (смесь жидких изотопов гелия), которая может быть использована для объяснения причины уменьшения энергии перехода по сравнению с аналогичной величиной для чисто бозонной системы.

Ил. 7. Библиогр.: 32.

УДК 539.172.2

Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса. *Мазур В.М.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.2, с.385.

В обзоре изложены экспериментальные данные по исследованию сечений возбуждения изомерных состояний ядер и изомерных отношений в реакции (γ, n) в области энергий гигантского дипольного резонанса. Охвачен широкий круг ядер с $A = 45 \div 197$. Приведено сравнение экспериментальных значений изомерных отношений с расчетами, а также с результатами из других реакций $(n, 2n)$, (p, n) и др.

Табл. 16. Ил. 20. Библиогр.: 97.

УДК 538.915;538.954

Приближение Хартри—Фока—Боголюбова в моделях с четырехфермионным взаимодействием. *Боголюбов (мл.)Н.Н.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.2, с.431.

Рассмотрена точно решаемая модель с парным четырехфермионным взаимодействием, представляющая интерес в теории сверхпроводимости. Показано, что можно построить асимптотически точное решение для этой модели, используя метод аппроксимирующих гамильтонианов. Доказана теорема, позволяющая вычислить асимптотически точно в термодинамическом пределе плотность свободной энергии при достаточно общих условиях, наложенных на параметры модельной системы. Предложен приближенный метод исследования моделей с четырехфермионным взаимодействием общего вида, основанный на идее построения некоторого аппроксимирующего гамильтониана и позволяющий исследовать термодинамические свойства этих моделей и корреляционные функции. Указанный метод объединяет стандартный для метода аппроксимирующего гамильтониана подход к исследованию моделей с сепарабельным взаимодействием со схемой приближенных вычислений Хартри—Фока—Боголюбова, основанной на идее самосогласованности. В качестве иллюстрации эффективности предлагаемого подхода рассмотрена модель Бардина—Купера—Шриффера, играющая важную роль в теории сверхпроводимости.

Библиогр.: 16.

УДК 539.17

Квантовая интерференция и ядерная оптика. *Ахиезер А.И., Бережной Ю.А., Пилипенко В.В.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.2, с.458.

Рассмотрено современное состояние дифракционной теории ядерных столкновений. Обсуждаются общие принципы квантовой дифракции и поведение дифференциальных сечений и поляризационных характеристик упругого рассеяния частиц ядрами. Использовано разложение амплитуд рассеяния на ближнюю и дальнюю составляющие для анализа процессов рассеяния. Изучены различные процессы взаимодействия тяжелых ионов с ядрами. Приведены результаты анализа экспериментальных данных.

Ил. 14. Библиогр.: 119.

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП.2

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENS

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале «Физика элементарных частиц и атомного ядра» (ЭЧАЯ) печатаются обзоры по актуальным проблемам теоретической и экспериментальной физики элементарных частиц и атомного ядра, проблемам создания новых ускорительных и экспериментальных установок, автоматизации обработки экспериментальных данных. Статьи печатаются на русском и английском языках. Редакция просит авторов при направлении статьи в печать руководствоваться изложенными ниже правилами.

1. Текст статьи должен быть напечатан на машинке через два интервала на одной стороне листа (обязательно представляется первый машинописный экземпляр). Поля с одной стороны должны быть не уже 3—4 см, рукописные вставки не допускаются. Экземпляр статьи должен включать аннотации и название на русском и английском языках, реферат на русском языке, УДК, сведения об авторах: фамилия и инициалы (на русском и английском языках), название института, адрес и телефон. Все страницы текста должны быть пронумерованы. Статья должна быть подписана всеми авторами. Текст статьи может быть напечатан на принтере с соблюдением тех же правил.

2. Формулы и обозначения должны быть вписаны крупно, четко, от руки темными чернилами (либо напечатаны на принтере и обязательно размечены). Желательно нумеровать только те формулы, на которые имеются ссылки в тексте. Номер формулы указывается справа в круглых скобках. Особое внимание следует обратить на аккуратное изображение индексов и показателей степеней: нижние индексы отмечаются знаком понижения $\cap$, верхние — знаком повышения $\cup$; штрихи необходимо четко отличать от единицы, а единицу — от запятой. Следует, по возможности, избегать громоздких обозначений и упрощать набор формул (например, применяя exp, дробь через косую черту).

Во избежание недоразумений и ошибок следует делать ясное различие между прописными и строчными буквами, одинаковыми по начертанию (V и v, U и u, W и w, O и o, K и k, S и s, C и c, P и p, Z и z), прописные подчеркиваются двумя чертами снизу, строчные — двумя чертами сверху (S и s, C и c). Необходимо делать четкое различие между буквами e, l, O (большой) и o (малой) и 0 (нулем), для чего буквы O и o отмечают двумя черточками, а нуль оставляют без подчеркивания. Греческие буквы подчеркиваются красным карандашом, векторы — синим, либо знаком снизу чернилами. Не рекомендуется использовать для обозначения величин буквы готического, рукописного и других малоупотребимых в журнальных статьях шрифтов, однако если такую букву нельзя заменить буквой латинского или греческого алфавита, то ее размечают простым карандашом (обводят кружком). В случае, если написание может вызвать сомнение, необходимо на полях дать пояснение, например, ζ — «дзета», ξ — «кси», k — лат., к — русск.

3. Рисунки представляют на отдельных листах белой бумаги или кальки с указанием на обороте номера рисунка и названия статьи. Тоновые фотографии должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте карандашом указать: «верх», «низ». Графики должны быть тщательно выполнены тушью или черными чернилами: не рекомендуется загромождать рисунок ненужными деталями: большинство надписей выносится в подпись, а на рисунке заменяется цифрами или буквами. Желательно, чтобы рисунки были готовы к прямому репродуцированию. Подписи к рисункам представляются на отдельных листах.

4. Таблицы должны быть напечатаны на отдельных листах, каждая таблица должна иметь заголовок. Следует указывать единицы измерения величин в таблицах.

5. Список литературы помещается в конце статьи. Ссылки в тексте даются с указанием номера ссылки на строке в квадратных скобках. В литературной ссылке должны быть указаны: для книг — фамилии авторов, инициалы, название книги, город, издательство (или организация), год

издания, том (часть, глава), цитируемая страница, если нужно; для статей — фамилии авторов, инициалы, название журнала, серия, год издания, том (номер, выпуск, если это необходимо), первая страница статьи. Если авторов более пяти, то указать только первые три фамилии.

Например:

1. **Лезнов А.Н., Савельев М.В.**— Групповые методы интегрирования нелинейных динамических систем. М.: Наука, 1985, с.208.
2. **Годен М.** — Волновая функция Бете: Пер. с франц. М.: Мир, 1987.
3. **Turbiner A.V.** — Comm. Math. Phys., 1988, v.118, p.467.
4. **Ушверидзе А.Г.** — ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.5, с.1185.
5. **Endo I., Kasai S., Harada M. et al.** — Hirosima Univ. Preprint, HUPD-8607, 1986.

6. Редакция посылает автору одну корректуру. Изменения и дополнения в тексте и рисунках не допускаются. Корректура с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в минимальный срок.

Редакторы **Е.К.Аксенова, Е.Ю.Шаталова.**
Художественный редактор **А.Л.Вульфсон.**
Корректор **Т.Е.Попеко.**

Сдано в набор 11.11.99. Подписано в печать 19.01.2000. Формат 60×90/16.
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл.печ.л. 15,7. Уч.-изд.л. 18,95.
Тираж 400. Заказ 51815. Цена 15 р.

141980 Дубна Московской области
ОИЯИ, Издательский отдел, тел. (09621) 65-165.

ISSN 0367—2026. Физика элементарных частиц и атомного ядра
2000. Том 31. Вып.2. 269—520.

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

539.172+;539.173

КОМПАУНД-ЯДРА В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

$\boxed{\text{Б.И.Пустыльник}}$

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

539.172.3

ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Б.С. Ишханов, Н.П. Юдин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

Р.А. Эрамжян

Государственный научный центр «Институт ядерных исследований РАН», Москва

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

539.172.4

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НА ПРОЦЕСС КАСКАДНОГО γ-РАСПАДА В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ НЕЙТРОНА

Э.В.Васильева, А.М.Суховой, В.А.Хитров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

539.172.2

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЯХ В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

В.М.Мазур

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород, Украина

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

538.915;538.954

ПРИБЛИЖЕНИЕ ХАРТРИ—ФОКА—БОГОЛЮБОВА В МОДЕЛЯХ С ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Н.Н.Боголюбов (мл.)

Математический институт им. В.А.Стеклова РАН, Москва

«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2000, ТОМ 31, ВЫП. 2

539.17

КВАНТОВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ЯДЕРНАЯ ОПТИКА

А.И.Ахиезер, Ю.А.Бережной, В.В.Пилипенко

Харьковский государственный университет, Харьков, Украина
Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины, Харьков