

JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

PHYSICS
OF ELEMENTARY
PARTICLES
AND ATOMIC
NUCLEI

PARTICLES & NUCLEI

SCIENTIFIC REVIEW JOURNAL

Founded in December 1970

VOL.31

PART 6

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 6

Выходит 6 раз в год

ДУБНА 2000

Главный редактор

А.М.БАЛДИН

Редакционная коллегия:

В.Л.АКСЕНОВ

(зам. главного редактора),

П.Н.БОГОЛЮБОВ,

С.К.БРЕШИН,

В.В.БУРОВ

(зам. главного редактора),

В.В.ВОЛКОВ,

Ц.Д.ВЫЛОВ,

Ю.П.ГАНГРСКИЙ,

П.И.ЗАРУБИН,

И.С.ЗЛАТЕВ,

П.С.ИСАЕВ

(ответственный секретарь),

В.Г.КАДЫШЕВСКИЙ

(зам. главного редактора),

К.КАУН,

Д.КИШ,

Н.Я.КРОО,

О.Н.КРОХИН,

Р.М.ЛЕБЕДЕВ,

И.Н.МИХАЙЛОВ,

НГУЕН ВАН ХЬЕУ

(зам. главного редактора),

Ю.Ц.ОГАНЕСЯН,

Ю.П.ПОПОВ,

А.Н.СИСАКЯН,

А.Н.ТАВХЕЛИДЗЕ,

А.А.ТЯПКИН,

А.И.ХРЫНКЕВИЧ,

Ч.К.ШИМАНЕ

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА НА ПОРОГЕ XXI ВЕКА

В.Л.Аксенов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Предметом современной нейтронной физики является исследование с помощью нейтронов в широком диапазоне энергий фундаментальных взаимодействий и симметрий, высоковозбужденных состояний атомных ядер, кристаллических и магнитных структур, динамических возбуждений в твердых телах и жидкостях. В обзоре проведен анализ состояния и перспектив решения наиболее актуальных и принципиальных проблем нейтронной физики. Основной вывод: нейтронная физика дает много информации для физики частиц, атомного ядра, конденсированного состояния вещества, химии, биологии, материаловедения, наук о Земле, однако в следующем столетии необходимо создать новые высокопоточные источники нейтронов. После 2010 года в мире число ядерных реакторов, используемых для физических исследований, уменьшится до 10–15. Дан анализ тенденций в развитии источников нейтронов. Рассмотрены возможности наиболее развитых нейтронных центров в мире. Обсуждаются наиболее перспективные проекты новых источников нейтронов.

The objectives of present-day neutron physics are neutron-aided investigations of fundamental interactions and symmetries, high excited states of nuclei, crystalline and magnetic structures, dynamic excitations in solids and liquids over a wide range of energies. The state-of-art and perspectives of the solution of most topical and principal problems of neutron physics are analyzed. The main conclusion is that neutron physics provides rich information for nuclear particle physics, physics of nucleus, condensed matter physics, chemistry, biology, materials science, and earth sciences. In the next century, however, new higher flux neutron sources must be created. By the year 2010 the number of nuclear reactors used for physical research will reduce to 10–15 reactors over the world. Trends in the development of neutron sources are analyzed. The possibilities of leading neutron research centers in the world are considered and most promising projects of neutron sources are discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронная физика возникла как новый раздел ядерной физики сразу же после открытия нейтрона в 1932 г. (см., например, обзор в специальном выпуске журнала «Успехи физических наук» [1]). На первом этапе нейтронная физика развивалась в двух направлениях: как физика элементарных частиц по изучению свойств самого нейтрона и как физика атомного ядра. Следующий этап был связан с открытием радиоактивности, вызываемой нейтронами, и открытием деления ядер. Этот этап завершился созданием ядерных реакторов и овладением ядерной энергией. Нейтронная физика стала научной основой ядерной энергетики.

Первый ядерный реактор был построен под руководством Э.Ферми в Чикаго в 1942 г. Первый реактор в Европе и Азии построен в Москве в

1946 г. под руководством И.В.Курчатова. Ядерные реакторы благодаря активности МАГАТЭ получили широкое распространение с конца 50-х годов, и уже в следующем десятилетии каждая индустриально развитая страна имела или стремилась иметь их, поскольку это было показателем экономического развития.

Помимо задач реакторной физики и техники, радиационных исследований, производства изотопов, ядерные реакторы с самого начала использовались для физических исследований при помощи выведенных пучков нейтронов. Эти исследования оказались настолько информативными и существенными, что с середины 60-х годов начали создавать источники нейтронов, уже специально ориентированные на пучковые эксперименты. Первый специализированный для пучковых физических исследований ядерный реактор был построен в Дубне в 1960 г. Это был первый в мире пульсирующий реактор ИБР. Позже, в 1965 г., в Брукхейвене (США) был построен специализированный пучковый реактор непрерывного действия. С этого времени начинается современный этап развития нейтронной физики.

Особенно большое распространение получили эксперименты по рассеянию медленных нейтронов в конденсированных средах (твердых телах и жидкостях), позволяющие изучать характеристики вещества на атомном и молекулярном уровне. В настоящее время около 80 % пучкового времени используется для исследований в этой области. Пионеры рассеяния нейтронов Бертрам Брокхауз и Клиффорд Шалл, выполнившие первые эксперименты в конце 40-х годов в США и Канаде, в 1994 г. были удостоены Нобелевской премии по физике.

За прошедшие 50 лет интенсивность источников нейтронов возросла примерно в 100 раз. Надо сказать, однако, что это мало по сравнению с ростом интенсивности источников других излучений, например, фотонов в лазерах или рентгеновских лучей на источниках синхротронного излучения. Заметим, что за прошедшее время значительно повысилась и эффективность использования источников нейтронов, тоже примерно в 100 раз, за счет создания холодных и горячих замедлителей, развития оптических элементов (монокроматоров, нейтронпроводов, анализаторов), усовершенствования детекторных систем и систем сбора информации. Так что прогресс в использовании нейтронов для исследований вещества не вызывает сомнений. Вместе с тем возможности таких исследований все-таки ограничены интенсивностями существующих источников нейтронов. Задача создания высокопоточных источников нейтронов является самой актуальной для нейтронного сообщества.

В этой связи в последние годы был проведен целый ряд обсуждений перспектив развития нейтронных источников и исследований с помощью нейтронов [2–5]. В данном обзоре мы, основываясь на итогах этих обсуждений, рассмотрим общие черты исследований вещества с помощью выведенных пучков нейтронов на следующем этапе развития нейтронной физики. В качестве

примеров использованы некоторые результаты, полученные в основном в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ. Обсуждаются состояние и перспективы развития источников нейтронов для исследований на выведенных пучках.

2. ЧАСТИЦЫ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Нейтрон реагирует на все известные силы, кроме электростатических, которые в реакциях с другими частицами в силу их большого дальнего действия часто маскируют тонкие эффекты. Поэтому нейтрон оказывается полезным в целом ряде направлений исследований фундаментальных взаимодействий и симметрий [4]. В табл. 1 перечислены некоторые задачи нейтронной физики, представляющие интерес для физики частиц, и их современный статус, обозначенный цифрами в скобках, которые означают, что эксперимент

- (1) — завершен,
- (2) — реализуем на существующих источниках,
- (3) — может быть продолжен на существующих источниках, но желательно иметь более интенсивный,
- (4) — завершен и может быть продолжен только на источниках следующего поколения,
- (5) — реализуем только на более интенсивных источниках.

Случаи (2) и (3) представляют программу исследований на ближайшие 10 лет, (4), (5) — задачи для последующего времени.

Многие из тем в табл. 1 возникли не так давно — в восьмидесятые годы. Некоторые темы изучаются давно и их можно комментировать. Например, дальнейшее уточнение заряда нейтрона на существующих источниках невозможно (современная оценка: $< 10^{-21}$ е). В то же время это очень важная величина. Стандартная модель элементарных частиц не содержит требования квантования заряда, т.е. не требует нулевого заряда у нейтрона, а согласно теориям великого объединения он должен равняться нулю. Совсем недавно, в 1998 г., появились сообщения об обнаружении массы нейтрино. Если дираковская масса нейтрино не равна нулю, то должно нарушаться зарядовое квантование, и, следовательно, атом водорода должен быть точно нейтральным, а нейтрон нет. Так что прямые измерения заряда нейтрона могут служить независимым тестом теории.

Электрический дипольный момент (ЭДМ) изучается в течение 50 лет. Установлена верхняя граница для его значения: 10^{-25} е.см. Ненулевое значение ЭДМ свидетельствовало бы о нарушении симметрии обращения времени. Уже несколько теорий возможных источников этого нарушения были закрыты в процессе измерения ЭДМ. В настоящее время на очереди, на-

Таблица 1. Свойства нейтрона и его взаимодействий

Наблюдаемая величина	Статус	Проблема
Масса: m_n/m_p	(4)	Модельно-независимое значение константы
$\hbar/m_n$	(4)	Эл.-магн. взаимодей. α
$m_p \approx 938,27 \text{ МэВ} = 1836,1 m_e$		
$m_n = 938,27 \text{ МэВ} = 1838,7 m_e$		
Заряд:		Квантование заряда
$Q_n = (-0,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-21} Q_e $	(4)	Теории великого объединения (ТВО)
Момент:		
магнитный монополюный $M_n = 0$	(4)	ТВО
магнитный дипольный	(1)	Кварковые модели
$\mu_n = -1,9130428(5) \mu_{\text{нук}}$		
$\mu_{\text{нук}} = e\hbar/2m_p c$		
*электрический дипольный	(3)	T -инвариантность, ТВО
$d_n = (2,6 \pm 4,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-26} \text{ е-см}$		Барион-антибарионная асимметрия Вселенной
Поляризуемость:		
электрическая	(4)	Квантовая
магнитная	(5)	хромодинамика
Время жизни:	(3)	Слабое кварк-лептонное взаимодей.: космология Большого Взрыва, астрофизика и физика Солнца, кварковые модели, проверка стандартной модели
$\tau_n = (888,4 \pm 2,9) \text{ с}$		
Длины рассеяния:		
нейтрон-электронного	(4)	Распределение заряда нейтрона
* нейтрон-нейтронного	(5)	Изоспиновая инвариантность
Пространственная четность:		
Вращение спина в немагнитной среде	(3)	
Поляризующее действие нейтрона	(3)	Кварк-кварковое электрослабое взаимодействие
n - p γ -асимметрия	(4)	
n - p γ -круговая поляризация	(4)	
Асимметрия в ядерных делениях	(3)	Мезоскопика
*Нарушение T -инвариантности в нейтронной оптике	(5)	ТВО, барионная асимметрия

Знаком (*) обозначены задачи, которым придается принципиальное значение.

пример, теории великого объединения с левой(правой) симметрией. Особый интерес представляет проверка гипотезы А.Д.Сахарова о преобладании вещества над антивеществом во Вселенной, возникшем после Большого Взрыва (проблема барионной асимметрии в космологии). Эти модели дают оценку

для ЭДМ 10^{-27} е·см. Так что для этого случая эксперимент по измерению ЭДМ нейтрона будет носить характер «да–нет».

Еще один пример — распад нейтрона. За последние 10 лет точность экспериментов увеличилась с 7 до 0,3 %. Измерения времени жизни нейтрона и коэффициентов корреляций при β -распаде имеют три главных применения. Первое — проверка предсказаний кварковой модели о силе эффективной слабой кварк-лептонной связи. Здесь достаточна точность порядка 1 %. Второе применение — слабые сечения рассеяния, которые определяют, например, изобилие изначальных частиц, температуру Солнца, потоки солнечных нейтрино, рождение нейтрино, $w^\pm$, Z^0 и другие слабые события в экспериментах физики частиц. В этих исследованиях также достаточна точность нейтронных данных на уровне 1 %. Наконец, по-видимому, наиболее важное применение изучения распада нейтрона состоит в проверке стандартной модели (СМ) в физике частиц. На больших ускорителях СМ интенсивно исследуется в секторе второй и третьей генерации частиц. Распад нейтрона связан со всеми четырьмя частицами первого поколения (кварки «up» и «down», электрон и антинейтрино). В СМ нужно только два параметра для описания распада нейтрона. Поскольку параметров в β -распаде много, то задача переопределена. Поэтому возможны разные тесты СМ. Эти тесты более строгие, чем аналогичные при высоких энергиях на ускорителях. В частности, это касается проверки существования правых токов, унитарности смешивания кварков и симметрии ароматов. Эксперименты должны продолжаться с большей точностью.

Надо отметить, что довольно мало параметров β -распада измерено с нужной точностью, поэтому можно ожидать, что эти эксперименты продолжатся еще не один десяток лет.

Весьма полезными для изучения свойств нейтрона оказались ультрахолодные нейтроны (УХН). Открытые экспериментально в 1968 г. в Дубне [6], они позволили провести наиболее точные измерения времени жизни нейтрона и получить значение, приведенное в табл. 1. Эти измерения были проведены совместно группой сотрудников ЛНФ ОИЯИ и ПИЯФ РАН на реакторе ВВР-М ПИЯФ РАН (Гатчина) с помощью оригинальной установки КОВШ, предложенной и разработанной в ЛНФ им. И.М.Франка [7]. В настоящее время эксперименты по изучению свойств УХН продолжаются на реакторе Европейского исследовательского нейтронного центра — Института им. Лауэ–Ланжевена (см., например, [8,9]).

Недавно сотрудниками ЛНФ им. И.М.Франка был предложен [10] новый способ генерации УХН на движущихся конверторах в сочетании с мощным импульсным реактором БИГР Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (Саров). Ожидаемая плотность УХН (до 10^5 см $^{-3}$) позволит не только повысить точность измерений, но и провести новые эксперименты, пока недоступные на существующих источниках. Мак-

симальная плотность УХН на реакторе ИЛЛ в настоящее время не превышает 10^2 см^{-3} . Первые пробные эксперименты на реакторе БИГР показали [11], что метод работает, и после оптимизации установки могут быть достигнуты рекордные плотности УХН.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Ядерная физика низких энергий в основном имеет дело с объектами на микроскопическом уровне, т.е. с квантовыми системами с конечным числом взаимодействующих частиц при низких температурах. С теоретической точки зрения такие системы представляют собой сложную проблему. Однако в ядерных спектрах содержится большая информация, поэтому многие современные концепции типа гигантских резонансов или квантового хаоса появились именно в ядерной физике.

В 80-е годы произошла в некотором смысле неожиданная революция: многие необычайно сложные ядерные спектры теперь неплохо поддаются описанию с помощью простых алгебраических формул типа Балмера. Эти формулы появились из бозонных и бозон-фермионных суперсимметричных формулировок динамической проблемы ядра. Многие успешные эксперименты по проверке теории были выполнены на ядерных реакторах, поскольку гамма-спектры после захвата нейтронов более информативны, чем соответствующие спектры из других ядерных реакций. Так что исследования в этой области имеют принципиальный характер и будут продолжены с улучшением детектирующей аппаратуры.

Другой интересной областью являются радиоактивные ядра, изучение которых дает простор для моделей с большим разнообразием комбинаций нейтронных и протонных чисел N и Z . Эти короткоживущие ядра являются действительно реальными ядрами, в которых проблема стабильности ядерного взаимодействия решается за предельно короткое время, сравнимое с временем распада. Интенсивные источники нейтронов дают уникальную возможность производства высокоинтенсивных, богатых нейтронами продуктов деления.

Взаимодействие нейтронов со сложными ядрами позволяет изучать эффекты проявления фундаментальных симметрий в нейтронных резонансах (см. табл. 1). В 1964 г. [12] были начаты экспериментальные исследования нарушения пространственной четности при радиационном захвате медленных поляризованных нейтронов неполяризованными ядрами ^{113}Cd . В дальнейшем [13] были обнаружены усиленные P -нечетные эффекты на ядрах ^{139}La , которые позволяют глубже понять структуру возбужденных состояний и механизм нарушения четности в ядрах. Для ядерной физики важна информация о матричных элементах слабого взаимодействия в ядрах, получение их рас-

пределения и сопоставление его с предсказаниями теории. Именно такую информацию дают исследования усиленных P -нечетных эффектов. В последние годы благодаря развитию техники эксперимента стало возможным изучение нарушения временной инвариантности в нейтронных резонансах [14]. Дальнейшее исследование эффектов нарушения P -четности и T -инвариантности при взаимодействии поляризованных нейтронов со сложными ядрами представляется весьма перспективным.

Остается актуальным изучение процессов деления, индуцированных медленными нейтронами. Хотя спонтанное и вынужденное деление ядер изучается более 50 лет, до сих пор нет полного понимания механизма и динамики этого явления. Это обусловлено тем, что деление является одним из наиболее сложных ядерных превращений, связанных с глубоким перераспределением массы и заряда исходного ядра при рождении сильнодеформированных и возбужденных осколков. Преимущество медленных нейтронов состоит в том, что только для s - и p -волновых нейтронных резонансов в полном сечении (n, f) -реакции и в энергетической зависимости углового распределения осколков деления появляется интерференция амплитуд деления $J^\pi K$ для различных компаунд-состояний. Эти амплитуды, характеризующиеся четностью π системы, спином J и его проекцией на ось деления K , являются определяющими для процесса деления.

Нейтронная физика оказалась весьма полезной для решения проблем астрофизики. Наиболее тяжелые элементы синтезируются через захват нейтронов как в ядрах красных гигантов (медленный процесс), так и при взрывах сверхновых (быстрый процесс). С помощью различных источников нейтронов можно изучать оба эти процесса: быстрый в реакциях деления, медленный — в радиационном захвате. Удастся воспроизводить процессы образования элементов: соответствующие температуры, времена, нейтронные и электронные потоки.

4. ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Макроскопические свойства вещества определяются взаимодействием атомов и молекул. Для изучения этих взаимодействий развиты различные физические методы. Значительная часть их состоит в изучении рассеяния излучений в веществе, что позволяет получить информацию о кристаллической структуре вещества в объеме и на поверхности, а также о динамике атомов и молекул.

По сравнению с другими видами излучений нейтроны имеют ряд преимуществ, отмеченных в табл. 2.

Любое исследование в области физики конденсированного состояния начинается с изучения атомной структуры соединения. В качестве примера

Таблица 2. Преимущества тепловых нейтронов

- Слабое взаимодействие с веществом, большая глубина проникновения
- Взаимодействие $\begin{matrix} \text{ядерное} \rightarrow \text{структура} \\ \text{электроны} \rightarrow \text{магнитное} \end{matrix}$
- Изотопическая зависимость амплитуды рассеяния
- $\lambda \sim d(1 \div 10 \text{ \AA})$, $E_n \sim 1 \div 100 \text{ МэВ}$ ($12 \div 1200 \text{ К}$)

использования нейтронов в структурных исследованиях можно привести расшифровку кристаллической структуры оксидомедных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Их открытие в 1986 г. было одним из ярких событий в физике конденсированного состояния в последние годы. Именно использование нейтронов позволило определить положения легкого кислорода на фоне таких тяжелых элементов, как иттрий, ртуть и барий [15], и тем самым сделать первый шаг в понимании механизма нового явления. Одним из препятствий в изучении механизма высокотемпературной сверхпроводимости является довольно сложная кристаллическая структура оксидомедных ВТСП и многообразие структурных дефектов. Вот почему ртутьсодержащие оксидомедные ВТСП с общей формулой $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ (рис. 1) привлекательны для исследователей, изучающих взаимосвязь между структурой и сверхпроводящими свойствами. Такие соединения, открытые в Московском государственном университете в 1993 г. [16], имеют высокую температуру сверхпроводимости и относительно простую кристаллическую структуру. Более того, первый член гомологического ряда практически не имеет дефектов упаковки вдоль оси c , которые имеются у других членов ряда, и, как полагают, он является одним из наиболее удобных соединений для структурных исследований [17]. Эти исследования продолжаются с целью создания соединений с еще более высокими температурами сверхпроводящего перехода [18, 19].

Способность нейтронов глубоко проникать в вещество позволяет исследовать новые материалы при реальных условиях температуры, давления и других внешних воздействий, что в совокупности с возрастающими возможностями увеличения дифракционного разрешения и нейтронных потоков делает структурную нейтронографию совершенно необходимой при изучении атомных и молекулярных структур новых материалов.

Важным свойством нейтрона, открывающим широкие возможности его использования для изучения свойств вещества в конденсированном состоянии, является наличие собственного магнитного момента. Магнетизм — одна из традиционных областей применения нейтронных методов. Это обусловлено тем, что нейтронные методы, по существу, являются наиболее информативными при изучении магнитных явлений. В последние годы нейтронное рассеяние все больше применяется для изучения систем с сильными элек-

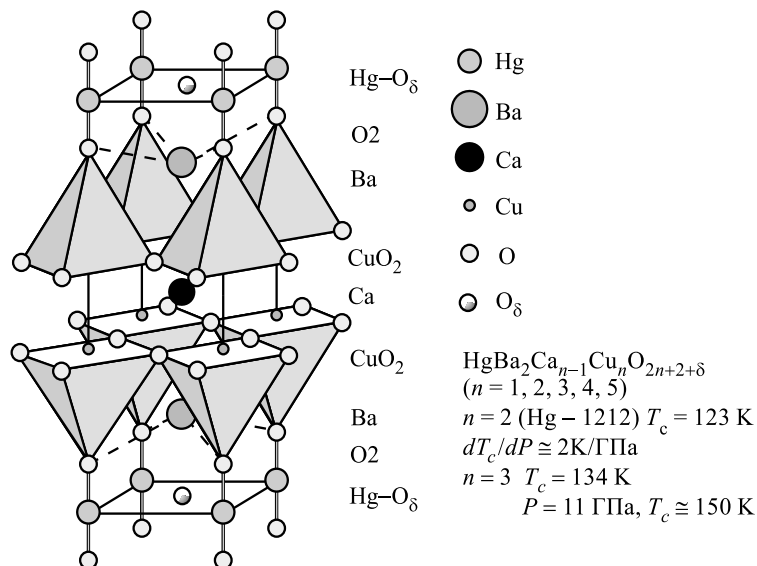


Рис. 1. Фрагмент кристаллической структуры ртутьсодержащих оксидомедных высокотемпературных сверхпроводников

тронными корреляциями, таких, как сверхпроводники, тяжелые фермионы, спин-пайерлсовские переходы, фуллерены, низкоразмерные магнетики. Эта тенденция будет развиваться в ближайшем будущем.

Для физики конденсированного состояния важное значение имеет исследование аморфных систем и жидкостей. Нейтроны, имея способность проникать глубоко в образец, позволяют эффективно изучать ближний порядок. Поскольку при этом взаимодействие нейтронов с веществом слабое, то имеется хорошая возможность сравнивать результаты с теоретическими расчетами. Аморфные материалы часто имеют лучшие, по сравнению с кристаллическими, механические и магнитные характеристики. Дальнейшее применение нейтронов в этой области требует развития методов, особенно поляризационного анализа, улучшения разрешения в малоугловом рассеянии, а также увеличения интенсивности поляризованных пучков на рефлектометрах.

5. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ

В последние годы в физике и химии конденсированного состояния вещества оформился большой раздел, получивший название «физика мягкого состояния (soft matter)». Мягкие материалы включают в себя очень широкий класс молекулярных соединений, таких, как полимеры, термотропные

жидкие кристаллы, мицеллярные растворы и лиотропные мезофазы амфифильных молекул, микроэмульсии и коллоидные суспензии.

Одной из наиболее развивающихся здесь областей использования нейтронов является исследование полимеров. Помимо общего интереса эта область исследований имеет очень перспективные промышленные применения. Полимерный гель представляет собой подвижную сетку связанных и пересекающихся полимерных цепочек, которая может очень сильно разбухать в хорошем растворителе. Гели являются отличной моделью для изучения молекулярных взаимодействий (ван дер Ваальса, гидрофобных, электростатических, водородных связей). Полимерные гели имеют также практическое значение. Например, гель-электрофорез является одним из основных инструментов аналитической биохимии. Одним из наиболее известных и изученных гелей является диаллилдиметиламмонийхлорид (DDACl) с формулой $(\text{CH}_2=\text{CH}-\text{CH}_2-\text{N}^+\text{Cl}^-(\text{CH}_3)_2-\text{CH}_2-\text{CH}=\text{CH}_2)_n$.

Два обстоятельства определяют успех применения нейтронов в данной области. Во-первых, возможность замены Н на D в качестве меток. Во-вторых, большие времена движения молекул соответствуют временам для некоторых методов рассеяния медленных нейтронов, особенно для метода спинового эха. Из современных проблем в этой области можно отметить проблему деформации и релаксации полимерных расплавов, а также их реакцию на сдвиги и деформации. Последние всегда присутствуют при производстве полимеров и их роль далека от понимания.

Другой большой класс материалов — это поверхностно-активные вещества (ПАВ), которые имеют широкое применение в нефтяной и химической промышленности. Изучение ПАВ в растворах представляет собой интенсивно развивающуюся область науки. Кроме чисто научного интереса, эти системы широко используются на практике (а именно в химии, фармацевтике и пищевой промышленности). ПАВ — это молекулы, состоящие из двух частей, каждая из которых демонстрирует очень разные свойства в отношении критерия растворимости. Простой пример представляет собой додецилсульфат натрия с формулой $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{11}\text{SO}_4^-\text{Na}^+$. Он содержит линейную парафиновую цепочку, состоящую из 12 атомов углерода, которая гидрофобна и липофильна (это означает, что он имеет сходство с жирами). Он также имеет группу SO_4^-Na^+ , которая, будучи ионизированной, сильно гидрофильна.

Одним из наиболее ярких свойств таких систем является их широкий полиморфизм. В частности, ПАВ в растворе образует мицеллярные, ламеллярные, два типа гексагональных и две принципиально различные кубические фазы различных симметрий. Некоторые из этих фаз показаны на рис. 2. В настоящее время для их исследования используют зеркальное отражение нейтронов, которое дает информацию о структуре вдоль нормали к поверхности материала. Увеличение потока нейтронов позволит изучать незеркальное отражение и, следовательно, упорядочение внутри слоев. Увеличение нейтрон-

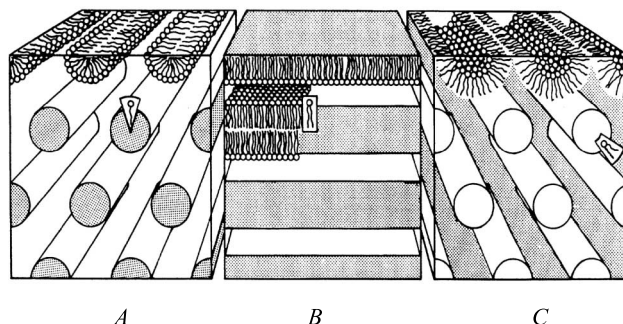


Рис. 2. Некоторые из фаз систем ПАВ/растворитель: *A* — гексагональная, *B* — ламеллярная и *C* — инвертированная гексагональная

ных потоков позволит обогатить арсенал нейтронных методов (поляризационный анализ, уменьшение $Q_{\min}$ для малоуглового рассеяния) при исследовании новых перспективных систем типа белок-полимерных слоев.

Новой областью является исследование системы полимерный гель/ПАВ. При определенных условиях ПАВ, смешанное с полимерным гелем, может проникать в полимерную сетку, и система проявляет новые физико-химические свойства. Например, вышеупомянутые полимерный гель DDACl и противоположно заряженное ионное ПАВ SDS смешиваются. Как показано в [20], SDS, проникая в решетку геля DDACl, превращается в одномерную, хорошо упорядоченную ламеллярную фазу с повторяющимся периодом 33 Å. Это подтверждается наличием нескольких ламеллярных дифракционных порядков в рентгеновской дифракционной картине.

Малоугловое рассеяние нейтронов (МУРН) — один из мощных методов для исследований как полимерных систем, так и ПАВ. Систематические исследования с помощью малоуглового рассеяния нейтронов систем полимерный гель/ПАВ начаты недавно на спектрометре ЮМО на высокопоточном пульсирующем реакторе ИБР-2 в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка (ОИЯИ, Дубна) в сотрудничестве с кафедрой физики полимеров и кристаллов физического факультета Московского государственного университета. Пример такого исследования продемонстрирован на рис.3 [21]. Показан только первый порядок дифракционного распределения нейтронов на полимерном геле DDACl с противоположно заряженным SDS в D₂O. В большем масштабе рассеяние прекрасно описывается степенной зависимостью (прямой участок на log-log графике, рис.3): $I(q) \sim q^{-\alpha}$ с показателем степени $\alpha = 3,7$. Это означает, что нейтроны рассеяны на поверхности с фрактальными размерами $D_s = 6 - \alpha = 2,3$. Вероятная интерпретация результата следующая. Молекулы SDS, проникая в гель DDACl, организуются в области с внутренней многослойной структурой. В результате взаимодействия

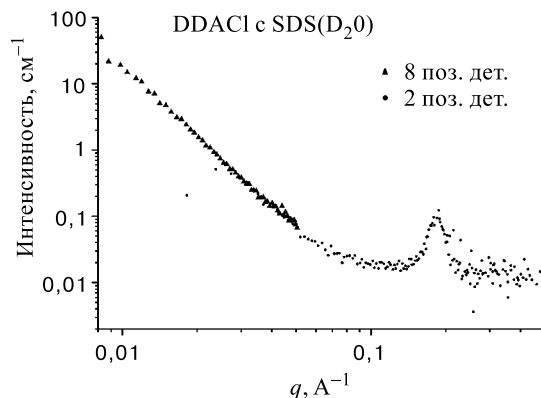


Рис. 3. Малоугловое рассеяние нейтронов в системе полимерный гель (диаллилдиметиламмонийхлорид)/ПАВ (додецилсульфат натрия)/D₂O

между ПАВ и полимерной сеткой образуется фрактальная поверхность SDS-доменов. Это новое, необычное явление. Обычно мультислойные области ПАВ в объеме растворителя имеют «гладкую» поверхность. Дальнейшие исследования будут направлены на выяснение того, насколько общим является это явление для систем полимерный гель/ПАВ, и изучение условий, при которых появляется фрактальная структура.

6. ХИМИЯ

Большую часть пользователей нейтронных пучков составляют химики, которых интересуют химические реакции, катализ и электрохимия. Область (Q, ω) , доступная для нейтронов, и сопряженное с ней реальное пространство и время (от 0,1 до 1000 Å; от 10^{-15} до 10^{-8} с) делают возможным исследование пикосекундных явлений на атомном уровне. Вместе с другими преимуществами рассеяния нейтронов, такими, как изотопический контраст, магнитное взаимодействие и проникновение в образцы, это служит полезным дополнением к рентгеновскому методу, методу ядерно-магнитного резонанса и оптико-спектроскопическому методу, которые также незаменимы для решения проблем современной химии. Они могут быть объединены в следующие широкие области исследований [4]: реакции твердого состояния; молекулярная вибрационная спектроскопия; протонная и ионная проводимость; структура жидкого состояния, динамика и реакции; синтез и свойства цеолитов; каталитическое состояние и реактивность; электрохимические реакции. Около 90 % исследований основано на разнице сечений рассеяния нейтрона на водороде и дейтерии.

Новые возможности открывают дифракционные исследования в реальном времени, в особенности исследования реакций в твердой фазе [22, 23]. В случае простых реакций, с малым числом промежуточных фаз, достаточно проследить за эволюцией во времени нескольких дифракционных пиков, измеренных при фиксированном угле рассеяния. Значительно более сложный анализ потребовался в эксперименте в реальном времени по синтезу соединения $YBa_2Cu_3O_x$ (Y123) из исходных компонентов Y_2O_3 , $BaCO_3$ и CuO на воздухе (рис.4 [22]). Образец помещался в муфельную печь с большим внутренним объемом и с широкими входным и выходным окнами, закрытыми прозрачными для нейтронов экранами. Размеры окон позволяли установить несколько детекторов на больших и малых углах рассеяния, которые регистрировали дифракционные спектры в диапазоне межплоскостных расстояний от 1 до 30 Å. Образец представлял собой стехиометрическую для

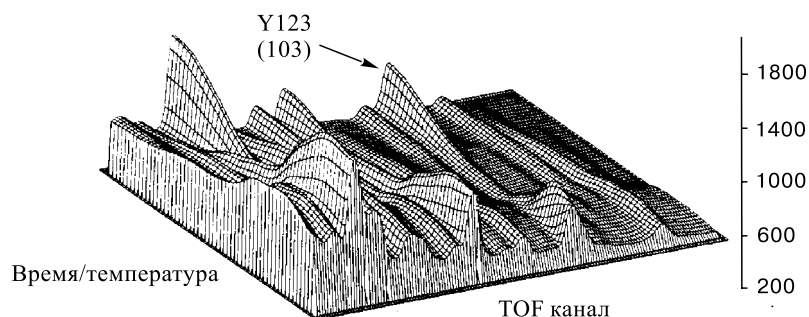


Рис. 4. Серия нейтронных дифракционных спектров, полученная в процессе синтеза высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_x$

Y123 смесь исходных компонентов в контейнере из платиновой фольги. Его исходная масса составляла около 10 г. Приведенные в [22] результаты получены в режиме задания максимального значения (940°C) температуры и плавного выхода на него. После достижения 940°C температура в течение 6 ч поддерживалась при этом значении, затем было проведено постепенное (за ~ 3 ч) охлаждение образца до 160°C . Обработка нейтронограмм включала несколько этапов: идентификацию дифракционных пиков, прослеживание их эволюции, определение интегральных интенсивностей пиков и структурный анализ по методу Ритвельда. Было показано, что в ходе реакции синтеза Y123 можно выделить три стадии: распад исходных компонентов, образование про-

межуточных фаз и формирование конечной фазы. Анализ кинетики идущей реакции показал, что она хорошо описывается уравнением реакции, идущей на двумерных границах раздела фаз.

7. БИОЛОГИЯ

Биология является одной из наиболее перспективных областей применения нейтронов. Биофизические эксперименты с нейтронами можно разделить на два типа. Первый тип экспериментов направлен на изучение общих принципов физики и химии макромолекул. Второй тип экспериментов направлен на изучение функционирования конкретных биологических систем. Интересно, что развитие источников синхротронного излучения не только не оттеснило нейтроны, но еще более выявило их уникальность. Способность нейтронов «видеть» водород лучше, чем это могут делать фотоны, как в статике, так и в динамике, позволяет успешно определять детали структуры и функционирования биологических систем. Можно отметить целый ряд важных результатов, полученных с помощью нейтронов, по изучению комплексов белок–белок и белок–нуклеиновые кислоты, взаимодействия макромолекул с растворителем (тРНК, мембранные белки), динамики белков, моделей биологических мембран. Будущие эксперименты предполагают использование всех методов рассеяния нейтронов, но при этом требуется повышение потока нейтронов, которое может быть достигнуто как путем создания высокопоточных источников, так и улучшением нейтронпроводов и детекторов. Эффективность может быть повышена также за счет совместного использования различных методов, таких, как синхротронное излучение и ЯМР.

В качестве примера современных исследований приведем изучение структуры рибосомы методами рассеяния нейтронов и синхротронного излучения, проводимого в последние годы совместно Институтом белка РАН (Пушино), ЛНФ ОИЯИ, Институтом кристаллографии РАН (Москва) и Европейской лабораторией по молекулярной биологии (Гренобль, Франция).

С физической точки зрения рибосома является молекулярной машиной с размерами около 250 Å, синтезирующей белки из аминокислот по программе, закодированной в специальной матричной РНК. Общая схема процесса биосинтеза белка показана на рис. 5 [24]. С химической точки зрения рибосома является нуклеопротеидом, состоящим из специальных рибосомных РНК и различных рибосомных белков. Комбинация нескольких десятков макромолекул разной химической структуры образует уникальную частицу, в которой все стадии процесса биосинтеза белка строго координированы в пространстве и времени.

Создание пространственной модели рибосомы высокого разрешения и структурное описание механизма биосинтеза белка невозможно без четкого

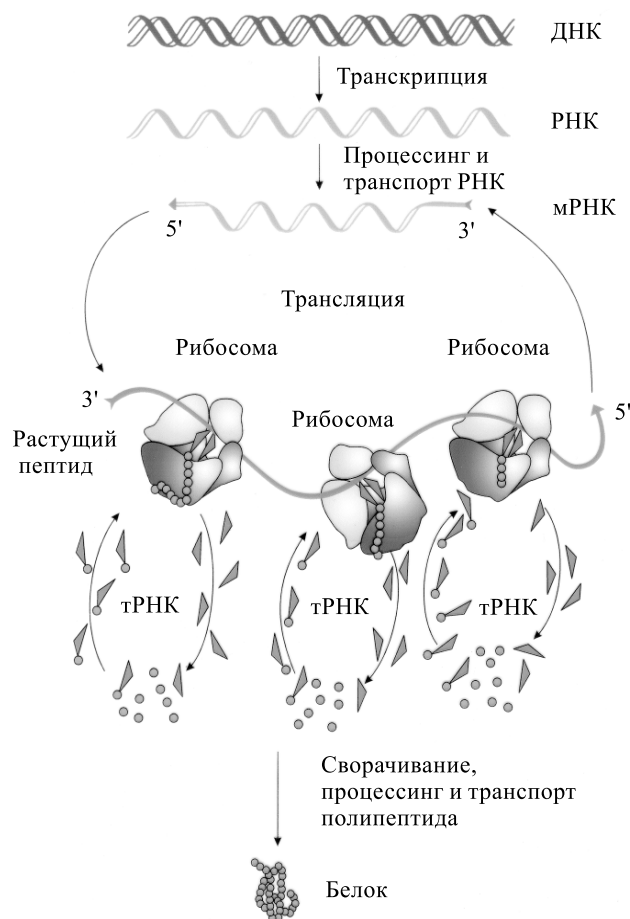


Рис. 5. Общая схема процесса биосинтеза белка

разграничения в структуре рибосомы компонентов, соответствующих РНК и белку. Огромные успехи криоэлектронной микроскопии и рентгеновской дифракции, достигнутые за последние годы, тем не менее, не позволили провести такое разграничение, поскольку контраст между РНК и белком в них довольно мал. Эта проблема довольно легко решается методом вариации контраста в малоугловом рассеянии нейтронов. В настоящее время разработан общий подход к построению моделей рибосомных частиц, основанный на анализе методом сферических гармоник экспериментального набора кривых рассеяния рентгеновских лучей и нейтронов [24]. Главное достоинство этого подхода состоит в возможности прямой визуализации положения РНК

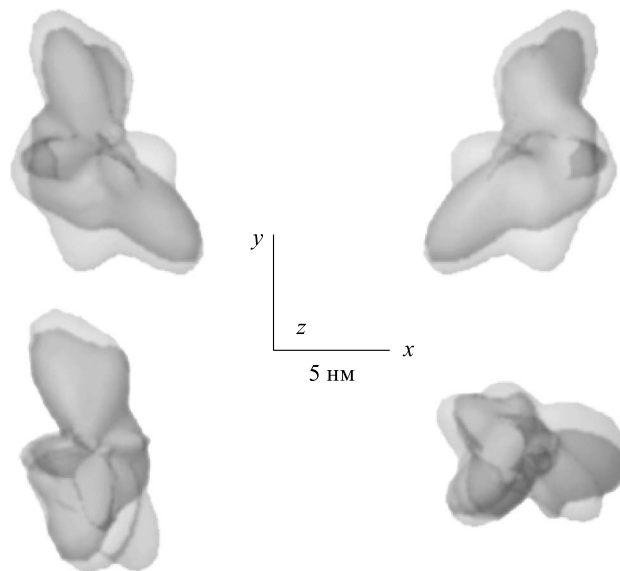
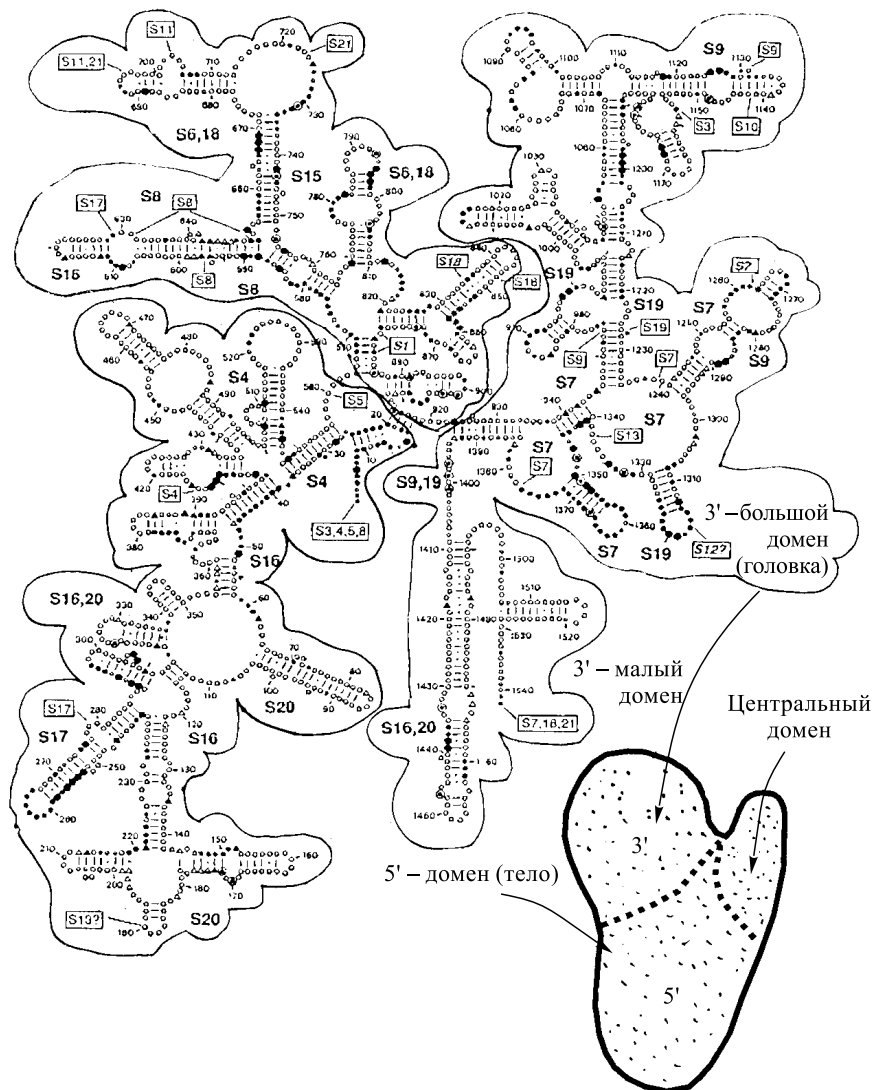


Рис. 6. Структурная модель 30S-субчастицы рибосомы *Thermus thermophilus* (серый) и ее РНК (темный) с пространственным разрешением 35 Å

в рибосомных частицах без использования априорной информации. Один из примеров такого построения для 30S-субчастицы рибосомы из теплолюбивой бактерии *Thermus thermophilus* с пространственным разрешением 35 Å показан на рис. 6 [25]. Примечательно, что белки данной бактерии кристаллизуются и структура многих из них известна. Это дает основание надеяться на локализацию отдельных белков с использованием модели [25].

Недавно был предложен новый подход, позволяющий получать олигонуклеотид направленным разрезанием рибосомной РНК с помощью специального фермента рибонуклеазы на довольно большие РНК-белковые комплексы, соответствующие отдельным доменам 30S-субчастицы рибосом. Таких доменов в 30S-субчастице три: 5', центральный и 3', причем каждый из них соответствует отдельной части 30S-рибосомной частицы. Так, домен 5' образует «тело», центральный домен занимает «выступ», а домен 3' располагается в «головке» 30S-субчастицы (рис. 7). Первым результатом применения такого подхода является возможность отделения «головки» 30S-субчастицы от ее двухдоменного «туловища», а последующее изучение с помощью нейтронного рассеяния и электронной микроскопии показало, что хотя при таком обезглавливании 30S-субчастицы «туловище» весьма компактно, однако входящие в его состав два домена («тело» и «выступ») не строго фиксированы и имеют определенную небольшую подвижность друг относительно друга [26].

Центральный домен (выступ)


 Рис. 7. Схема вторичной структуры 16S РНК из бактерии *T.thermophilus*

Другим ключевым вопросом структурной рибосомологии является вопрос об изменениях самой рибосомной частицы в процессе одного из этапов биосинтеза белка — транслокации. Использование метода вариации контраста в рассеянии нейтронов для целой 70S-рибосомной частицы бактерии

Escherichia coli, выращенной параллельно на протонированной и дейтерированной среде, позволило установить, что компактность 70S-рибосомной частицы меняется при транслокации [27]. Дальнейшие исследования показали, что эти изменения в основном затрагивают 30S-субчастицу рибосом; при этом расстояние между центрами тяжести обеих субчастиц также изменяется. На основании этих результатов была предложена модель работы рибосомы как динамической машины. Рибосома осциллирует между двумя конформерами, отличающимися по геометрическим размерам. Активной (пульсирующей) частью является 30S-субчастица. Движение ее головки относительно пассивной 50S-субчастицы и составляет главный механический акт при транслокации [28].

8. МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

В отдельную область исследований с использованием нейтронов выделяют материаловедение, задачей которого является изучение свойств материалов при изменении микроструктуры. К таким микроструктурам относятся точечные дефекты, дислокации, межфазные границы и внутренние соединения с микротрещинами, порами и т.п. Материаловедение непосредственно связано с методами производства: порошковой металлургией, механической плавкой, молекулярно-лучевой эпитаксией и т.д.

Интенсивно развивается в последнее время дифрактометрия внутренних напряжений. Преимущества нейтронов, по сравнению с рентгеновскими лучами, состоят в высокой проникающей способности и больших углах рассеяния, что позволяет в перспективе уменьшить «масштабный» объем до размеров $50 \times 50 \times 50$ мкм. В настоящее время он составляет примерно 1 мм^3 [23]. Для решения задач материаловедения весьма успешно используется нейтронная рефлектометрия.

В качестве примера приведем исследование проблемы пиннинга вихрей, с которой связано увеличение критического тока. Нейтроны могут идентифицировать вихревую решетку и помочь определить наилучший способ изготовления, например, сверхпроводящих лент.

При значениях поля ниже критического магнитный поток проникает в сверхпроводник в смешанном состоянии в форме вихрей, каждый из которых несет один квант потока. Новые эффекты возникают в тонких сверхпроводящих пленках во внешнем магнитном поле, приложенном параллельно поверхности пленки, когда ее толщина совпадает по порядку величины с глубиной проникновения. Приведенная размерность и наличие поверхностного барьера делают величину первого критического поля больше, чем у массивных сверхпроводников. При величине поля, равной критической, только один ряд вихрей проникает в пленку. По мере того как поле продолжает расти, ряды

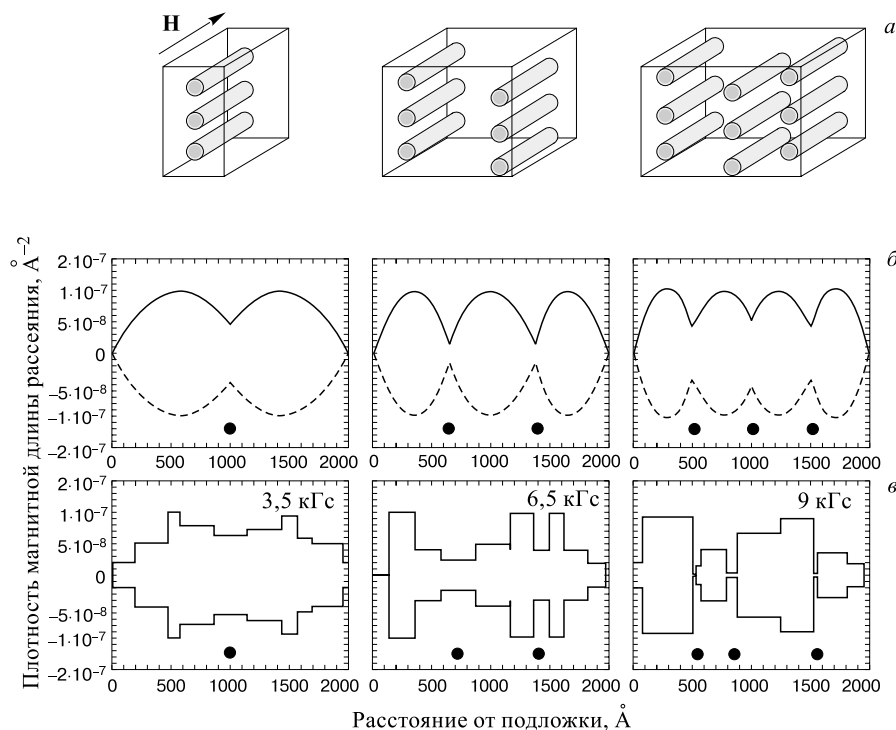


Рис. 8. Расположение рядов вихрей внутри сверхпроводящей тонкой пленки во внешнем магнитном поле H . *а*) Схематическое изображение расположения от 1 до 3 рядов вихрей. *б*) Идеальный профиль плотности магнитной длины рассеяния (профиль намагниченности) на рядах вихрей, полученный с помощью рефлектометрии поляризованных нейтронов. Два спиновых состояния нейтрона во внешнем магнитном поле дают две плотности магнитной длины рассеяния и обозначены сплошной и пунктирной линиями. Ядерная плотность длины рассеяния не включена. *в*) Экспериментально полученная плотность магнитной длины рассеяния (профиль намагниченности) в представлении ступенчатой функции [30]. Данные были получены при температуре 4 К и охлаждении образца в нулевом поле

вихрей прерывисто проникают в пленку [29]. Схема расположения одного, двух и трех рядов вихрей показана на рис.8,а.

Рефлектометрия поляризованных нейтронов является идеальным инструментом для изучения магнитной структуры, перпендикулярной к поверхности пленки. Данный метод позволяет определить положение рядов вихрей, а следовательно, и количество рядов вихрей внутри сверхпроводящей пленки. Структура проникающего магнитного потока, перпендикулярного к поверхно-

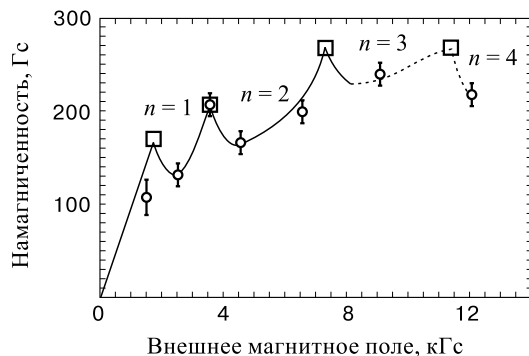


Рис. 9. Общая намагниченность пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ как функция внешнего магнитного поля. Прямая линия характеризует мейснеровское состояние. Сплошная линия, проходящая через экспериментальные точки ($\circ$), основана на расчетах [31], n — количество рядов вихрей в пленке. Квадратики обозначают величину внешнего магнитного поля, при котором имеют место переходы рядов вихрей

сти образца, определяется с помощью профиля плотности магнитной длины рассеяния для различных величин внешних полей.

Модельные расчеты для профилей плотности магнитной длины рассеяния от 1 до 3 рядов вихрей приведены на рис. 8,б. Две кривые представлены для каждой конфигурации вихрей и показывают магнитные вклады для двух спиновых состояний нейтронов во внешнем магнитном поле. Профиль плотности магнитной длины рассеяния прямо пропорционален профилю намагниченности. Форма намагниченности состоит из двух частей: проникновение магнитного поля с обоих интерфейсов характеризуется косинусоидальным поведением [30], а магнитное распределение каждого ряда вихрей представляет собой наложение в виде пикообразных событий. Таким образом, представляется возможным определить положение рядов вихрей внутри сверхпроводящей пленки с использованием рефлектометрии. Результаты измерений с использованием рефлектометра ADAM на реакторе HFR в ИЛЛ (Гренобль, Франция) показаны на рис. 8,в. Они получены для высокотемпературной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ толщиной 2000 Å. Ступенчатая кривая получается в результате процедуры подгонки к кривым отражения, для получения которых использовалась «slice»-модель. На экспериментально полученном профиле намагниченности четко видны от 1 до 3 рядов вихрей, как и ожидалось из модельных расчетов для растущего внешнего магнитного поля.

Усреднение по кривым на рис. 8,в дает полную намагниченность сверхпроводящей пленки. Это позволяет еще лучше понять поведение переходов рядов вихрей, как показано на рис. 9. Прямая линия, идущая из начала координат, представляет мейснеровское состояние тонкой пленки. При величине

внешнего магнитного поля 1,7 кГс первый ряд вихрей проникает в пленку и намагниченность падает. Сплошная линия — результат расчетов, приведенных в [31], кружки — экспериментальные данные. После уменьшения, вызванного проникновением первого ряда вихрей, намагниченность имеет минимум. Это показывает, что только ограниченное количество рядов вихрей может проникать в пленку.

Количество вихрей в пределах одного ряда увеличивается с ростом внешнего магнитного поля, что приводит к усилению взаимодействия между вихрями. Это можно видеть на кривой намагниченности, т.к. после минимума намагниченность возрастает, что отражает возрастающее сопротивление среды проникновению следующих вихрей. Второе падение намагниченности имеет место, когда второй ряд вихрей проникает в пленку, при значении внешнего магнитного поля $\sim 3,5$ кГс. Последовательное проникновение вихрей продолжается по мере того, как внешнее магнитное поле продолжает увеличиваться, и соответствующий профиль намагниченности подтверждает тот факт, что при значении поля 12 кГс четыре ряда вихрей локализованы.

Общая тенденция намагниченности к росту выше критического поля показывает, что проникновение вихрей распределено по широкому интервалу внешних полей. Затрудненное проникновение вызвано ограниченной геометрией пленки, которая разрешает лишь последовательное проникновение рядов вихрей.

9. ИНЖЕНЕРНЫЙ АНАЛИЗ

Различие между инженерным анализом и материаловедением состоит в том, что первый ориентирован на анализ в большей степени инженерных свойств изделия, чем свойств материала, из которого оно изготовлено. Главной целью инженерного анализа является неразрушающий контроль качества изделий и процедуры их изготовления.

Традиционным является изучение металлургических микроструктур. В последнее время стало популярным изучение пространственных неоднородностей коллоидных систем с помощью малоуглового рассеяния и рефлектометрии. Большой развивающийся раздел этого направления посвящен изучению внутренних напряжений и текстуры, а также связанных с этими задачами проблем пластичности и усталости материалов.

В результате механических и тепловых операций при изготовлении промышленных изделий внутри материалов могут возникать механические напряжения, которые сильно влияют на прочность конструкций, поскольку они являются внутренне слабыми местами, в частности, для распространения трещин. Остаточные напряжения появляются и при деформации изделия, если некоторые его части деформировались пластически, тогда как другие испы-

тали упругую деформацию [32, 33]. Такие напряжения могут возникать в макроскопических областях, как, например, в постоянно изогнутых трубах, где области вблизи поверхности деформированы пластически, а внутренние области деформированы упруго.

Для инженеров особый интерес представляют неразрушающие методы контроля поведения деталей конструкций и конструкционных материалов, в том числе при внешних воздействиях. Для неразрушающего контроля внутренних напряжений используют различные физические методы: дифракцию рентгеновских лучей, ультразвуковое сканирование, магнитные измерения. В последние годы все большее распространение получает метод нейтронной дифракции, который пока в основном используется как калибровочный и как метод, позволяющий ответить на некоторые специальные вопросы. Прежде всего это вопросы, связанные с диагностикой внутренних напряжений глубоко в объеме (нейтроны могут проникать в сталь на глубину до 4 см, в алюминий — до 10 см), и вопросы анализа многофазных материалов (композиты, армированные материалы, керамики, сплавы), где нейтронная дифракция может дать информацию о распределении напряжений для каждой компоненты отдельно. Более того, именно с помощью нейтронной дифрактометрии можно получить наиболее полную информацию о микроструктуре изделия. Действительно, из смещения положений дифракционных пиков определяются величины деформаций и затем вычисляются макронапряжения, анализ уширения пиков позволяет определить так называемые напряжения 3-го рода, связанные с микронапряжениями в кристаллических зернах, наконец, анализируя интенсивности пиков, удастся выяснить распределение ориентаций кристаллитов (текстуру изделия).

Использование нейтронной дифрактометрии для анализа внутренних механических напряжений началось в 1981 г. [34]. Для такого анализа необходим не только высокий поток, но и высокое разрешение, поскольку величина деформации кристаллической решетки (макродеформация)

$$e_{hkl} = (d_{hkl} - d_{0hkl})/d_{0hkl},$$

где d_{hkl} и d_{0hkl} (межплоскостные расстояния для деформированной и недеформированной решеток) обычно имеют порядок $10^{-3} - 10^{-4}$. Поэтому такого рода исследования начались после создания дифрактометров высокого разрешения. Большинство из них проводятся на двухосных дифрактометрах, однако уже накопленный опыт использования дифрактометров на высокопоточных импульсных источниках с коротким импульсом [35–37] и фурье-дифрактометров [38–40] показывает, что времяпролетная дифрактометрия имеет заметные преимущества при изучении внутренних напряжений. Прежде всего это связано с возможностью работать в фиксированной геометрии и с одновременным измерением нескольких дифракционных пиков.

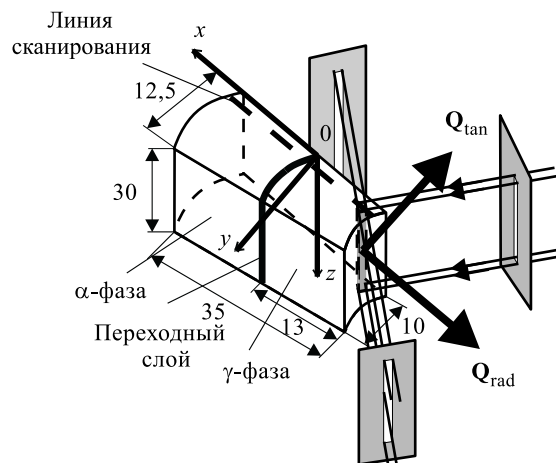


Рис. 10. Образец, вырезанный из трубы с наваренным ферритовым слоем. Показаны диафрагмы, ограничивавшие апертуры входного и рассеянного пучков [41]

Особенно удобной оказалась геометрия рассеяния на углы $\pm 90^\circ$, которая позволяет наилучшим образом выделить определенный объем рассеяния и вести измерение напряжений сразу в двух направлениях.

В качестве примера дифрактометрии остаточных напряжений рассмотрим результаты исследований труб аустенитной стали с наваренным ферритовым покрытием [41]. Такое покрытие труб является весьма эффективным способом защиты от коррозии, в том числе в химически активных средах. Однако некоторым сдерживающим фактором развития этой техники является довольно сложное неконтролируемое распределение остаточных напряжений. Поэтому актуальной является задача анализа внутренних напряжений вдоль поверхности, разделяющей ферритовый слой и аустенитную сталь. Наиболее распространенным способом такого анализа до недавнего времени был механический способ измерения деформаций при постепенном стачивании образца. Более информационным и полезным для оптимизации технологии является неразрушающий способ нейтронной дифрактометрии.

Образец представлял собой трубу из аустенитной стали (γ -фаза) с внутренним радиусом 148 мм, толщиной 15 мм, с покрытием из семи слоев ферритовой стали (α -фаза) типа 2NiMo 1VP с 135 наварными швами на общей длине 1100 мм. Для исследований был взят сегмент этой трубы, показанный на рис. 10.

Эксперименты проводились на дифрактометре ФДВР на реакторе ИБР-2 с использованием двух 90° -детекторов, которые дают разрешение 0,4–0,5 %.

Такая геометрия позволяет одновременно измерять поперечные и продольные компоненты деформации. С помощью диафрагм на выходе нейтроновода и перед детекторами объем сканирования образца устанавливался $2,1 \times 4,5 \times 19,4$ и $2,1 \times 2,6 \times 19,4$ мм для первого и второго детекторов соответственно. Измерения вдали от переходного слоя показали, что образец имел заметно выраженную текстуру в γ -фазе (интенсивность одного из брэгговских пиков была в ~ 8 раз больше вычисленного значения для случайно ориентированных кристаллитов). В α -фазе текстурирование не было обнаружено.

На рис. 11 показана зависимость разности $\sigma_t - \sigma_r = \frac{E}{1+\mu}(\varepsilon_t - \varepsilon_r)$ от расстояния от центра сварного шва. G_t , G_r , ε_t , ε_r — тангенциальная и радиальная компоненты внутренних напряжений G и деформаций ε , E — модуль Юнга, μ — отношение Пуассона. На этом же рисунке сплошной линией показаны результаты механического (разрушающего) контроля. Видно, что в целом имеется хорошее качественное согласие. Отличие в γ -фазе, по-видимому, связано с необходимостью учета текстуры в обработке дифракционных данных.

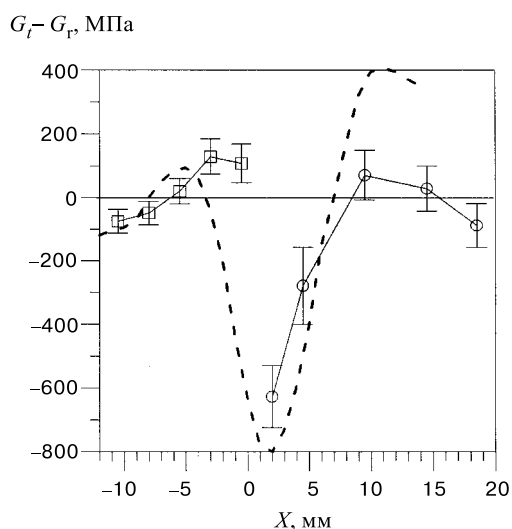


Рис. 11. Разность тангенциальной и радиальной компонент внутренних напряжений в трубе, показанной на рис. 10, измеренная в дифракционном эксперименте ($\square$, $\circ$) и полученная методом разрушающего контроля (пунктирная кривая) [41]

10. НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Относительно новой областью является применение нейтронов в науках о Земле. Экспериментальные исследования здесь схожи с теми, которые характерны для материаловедения. Они состоят в изучении текстуры горных пород и минералов, а также в исследовании влияния внешнего давления на структуру образцов. Таким образом, необходимо развитие порошковой дифрактометрии высокого разрешения и техники высоких давлений. В настоящее время предельно достижимые параметры по пространственному разрешению — до 0,1 %, по давлениям — до 20 ГПа. Структурные исследования позволяют получать информацию, важную для целого ряда проблем, основные из которых — это геология планет, предсказание землетрясений и извержений вулканов.

Одним из наиболее крупных достижений современной геофизики является представление о тектонике плит. Концепция тектоники плит (или блоков) развилась из гипотезы разрастания океанического дна и трансформных разломов. Создание новой глобальной тектоники стало возможным, во-первых, благодаря сделанным открытиям о строении океанического дна и, во-вторых, вследствие того, что методами физики твердого тела были установлены реологические свойства материала мантии.

Общие принципы гипотезы были почти одновременно предложены Маккензи и Паркером, а также Морганом. Их основная идея состоит в том, что наружная оболочка твердой земли, образующая литосферу, подвергается сильным деформациям только вдоль относительно узких линейных подвижных поясов. Подвижные пояса и соединяющие их трансформные разломы разделяют литосферу на серию «жестких плит», не подвергающихся заметным внутренним растяжениям, складчатости или искривлениям [42, 43].

Основная доля тектонической активности сконцентрирована на границах между соседними плитами. Эта теория относит большую часть тектонической активности Земли, включая дрейф континентов и образование подводных океанических хребтов, молодых складчатых гор, глубоководных желобов, островных дуг, высоких плато и рифтовых долин, к единому процессу разрастания дна океанов.

Экспериментальное подтверждение представлений о дрейфе материков и разрастании океанического дна достижимо, главным образом, двумя физическими методами — это использование палеомагнетизма и реконструкция древнего напряженно-деформированного состояния в блоках земной коры с помощью текстурного анализа. Палеомагнетизм основан на предположении, что направление остаточной намагниченности в образцах горных пород позволяет определить наклонение и склонение магнитного поля той эпохи, когда порода формировалась.

Согласно гипотезе Вайна–Мэттьюза, история главного магнитного поля Земли, начиная с позднего мезозоя, запечатлена в океанической коре. Молодой слой океанической коры играет роль магнитной ленты, на которой записывалась полярность магнитного поля по мере образования новой коры в осевой зоне океанических подводных хребтов. Такую «магнитную запись» в коре можно расшифровать, регистрируя магнитные аномалии по профилям, пересекающим океанические хребты.

Другой экспериментальный физический метод заключается в реконструкции тензора палеодеформаций на ориентированных образцах горных пород по данным нейтронографического текстурного анализа и компьютерного моделирования пластической деформации. Такие исследования выполнены в текстурной группе Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ совместно с геологами Института геологии и динамики литосферы Геттингенского университета (Германия). Была исследована большая коллекция образцов горных пород, отобранных вблизи побережья на юго-западе Африки (Намибия) и по результатам нейтронографического текстурного анализа проведена реконструкция палеотектонических напряжений. Реконструированное напряженное состояние согласуется с представлением тектоники плит о направлении дрейфа континентов [42, 43].

Лабораторные исследования изменений физических свойств геологических образцов под воздействием температуры, механических напряжений, радиоактивных излучений необходимы как в связи с фундаментальными проблемами геологии и геофизики, так и для решения прикладных задач, например, для обоснованного выбора мест для строительства глубоководных хранилищ радиоактивных отходов.

Главная экспериментальная информация о внутреннем строении Земли в настоящее время получается из сейсмологических наблюдений. Продольные и поперечные сейсмические волны, возникающие в очагах землетрясений или в пунктах подземных ядерных взрывов, «просвечивают» нашу планету и позволяют выявить внутреннее строение Земли без непосредственного проникновения в ее недра. При анализе глобальных и региональных несоответствий модельных и наблюдаемых скоростей сейсмических волн пришли к необходимости учитывать анизотропию вещества земных недр. Поскольку анизотропия геоматериалов играет важную роль при решении и интерпретации большого круга геологических и геофизических задач (например, учет искривления траектории сверхглубоких скважин, определение направлений тепловых и флюидных потоков, электротеллурических токов и т.д.), интерес представляет физическая природа анизотропии горных пород.

В настоящее время факторы, обуславливающие анизотропию упругих свойств горных пород, наиболее полно устанавливаются с помощью комплексного применения нейтронографического текстурного анализа и пространственного измерения скоростей ультразвуковых волн в больших образ-

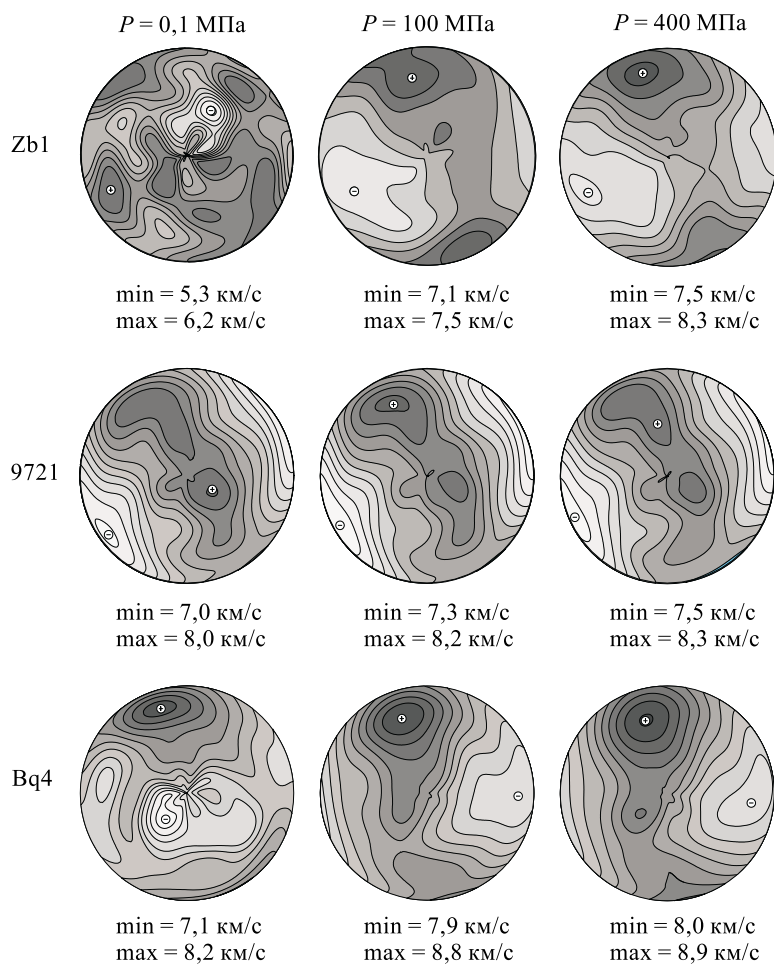


Рис. 12. Карты изолиний скоростей продольных упругих волн при различных давлениях [44]

цах горных пород сферической формы при различных давлениях. Нейтронографический текстурный анализ позволяет с высокой точностью исследовать кристаллографические текстуры относительно больших крупнозернистых образцов горных пород, т.е. дает информацию о пространственной преимущественной ориентировке кристаллических решеток зерен по всему минеральному ансамблю.

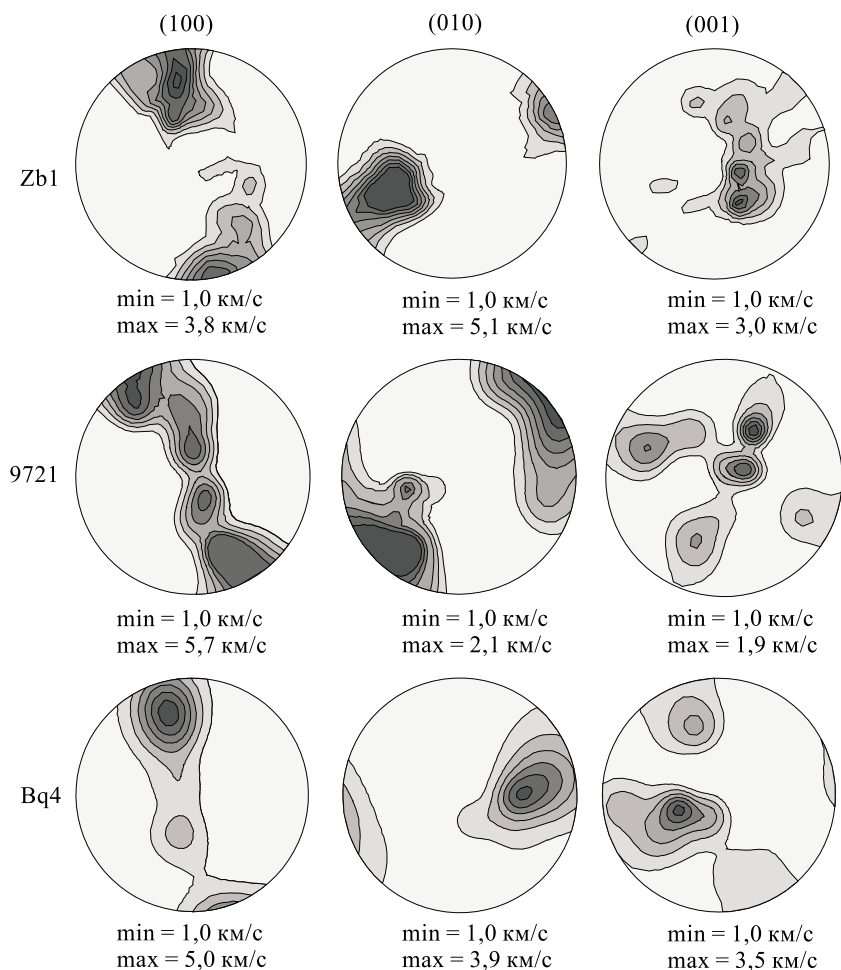


Рис. 13. Полюсные фигуры оливиновых ксенолитов, восстановленные по вычисленным текстурным компонентам [44]

Таким образом, нейтроны выявляют одну причину анизотропии — текстуру, в то время как пространственное акустическое прозвучивание несет информацию и о других факторах, создающих анизотропию в неоднородных, поликристаллических средах, таких, например, как ориентированные поры и трещины.

В качестве примера таких исследований приведем результаты совместной работы, выполненной в рамках проекта ЮНЕСКО группой сотрудников

ЛНФ ОИЯИ и сотрудников Геофизического института Чешской академии наук [44].

Образцы в форме шаров были изготовлены из оливиновых ксенолитов, вынесенных из мантии Земли потоками базальтов с глубин 80–120 км и из кернов Кольской сверхглубокой скважины. На рис. 12 приведены карты изолиний скоростей продольных упругих волн, измеренных при разных всесторонних давлениях, для трех оливиносодержащих образцов ксенолитов, а на рис. 13 показаны нейтронографические полюсные фигуры, наглядно отражающие характер преимущественных ориентировок зерен оливина в каждом из образцов. Основной вывод, сделанный на основе этих результатов, состоит в том, что характер упругой анизотропии сильно меняется с ростом гидростатического давления и обусловлен только кристаллографической текстурой при высоких давлениях.

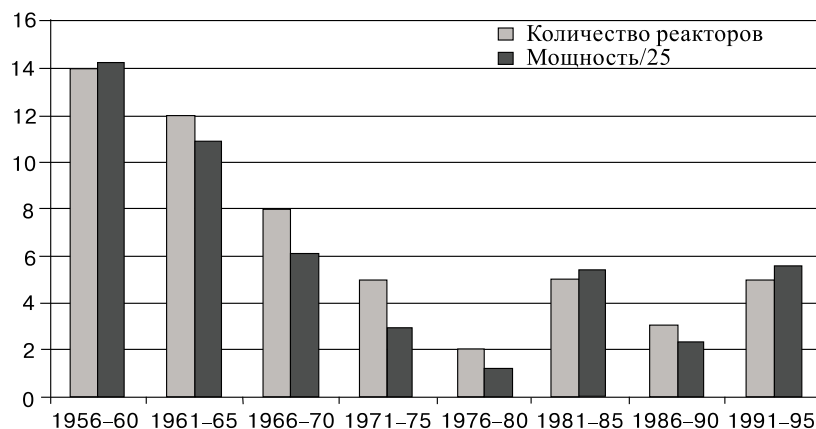
Из этих опытов следует, что те сейсмические и петрофизические разрезы литосферы, которые построены с привлечением данных лабораторных измерений скоростей упругих волн, выполненных без давлений и температуры, подлежат пересмотру.

11. СОВРЕМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Для получения интенсивных пучков нейтронов используют следующие ядерные реакции: деления тяжелых ядер, фотонейтронные и испарения. С точки зрения производства нейтронов и отвода тепла с мишени наиболее выгодной является реакция испарения. Однако исторически первыми интенсивными источниками нейтронов были ядерные реакторы, в которых непрерывный поток нейтронов генерировался в процессе самопроизвольного деления урана (стационарные реакторы). До сих пор они остаются основными интенсивными источниками нейтронов для физических исследований, хотя еще в 50-х годах было предложено использовать ускорители для этой цели: интенсивные импульсные источники нейтронов на базе электронных ускорителей начали создаваться в Харуэлле (Великобритания) в 1953 г. [45].

Нет каких-либо весомых преимуществ реакторов перед ускорителями, но разрыв в 10 лет и бурное развитие реакторной техники именно в это время определили путь развития базы для нейтронных исследований.

С начала 90-х годов число реакторов неуклонно уменьшается и в начале следующего столетия оно может достигнуть уровня 60-х годов (рис. 14). В то же время за последние 30 лет наблюдался значительный прогресс в ускорительной технике, которая имеет большие перспективы. Поэтому очевидно, что следующий этап в создании интенсивных источников нейтронов связан с использованием ускорителей, преимущественно протонных.



Год	1956-60	1961-65	1966-70	1971-75	1976-80	1981-85	1986-90	1991-95
Количество	14	12	8	5	2	5	3	5
Мощность	356	273	151	75	29	135	58	138

Современная ситуация

~30% мощности 1-е поколение
 ~50% мощности 2-е поколение
 ~20% мощности 3-е поколение
 малое количество новых реакторов

Рис. 14. Существующие реакторы с возможностью рассеяния нейтронов

Развитие реакторных источников сохраняет свою актуальность по ряду причин. Во-первых, протонные синхротроны с необходимыми параметрами являются достаточно сложными и дорогими машинами. Во-вторых, практическая реализация мишенных устройств высокой мощности сталкивается с типичными реакторными проблемами, такими, как отвод тепла и радиационная стойкость конструкции, определяемая плотностью потока быстрых нейтронов в зоне мишени. И, наконец, в настоящее время имеется еще достаточно много работающих реакторов, имеющих перспективы развития.

11.1. Источники с непрерывным потоком. Наибольшее число стационарных реакторов было создано в период с 1955 по 1960 г. Это были реакторы первого поколения, которые создавались для облучений и радиационных исследований. После 1960 г. началось создание реакторов второго поколения, которые уже предназначались как для радиационных исследований, так и для исследований на нейтронных пучках. Примерно до 1960 г. увеличение по-

тока нейтронов происходило в той же степени, что и увеличение мощности реакторов, затем дальнейшее увеличение потока нейтронов стало опережать увеличение мощности реакторов [3]. Это опережение начало проявляться особенно с начала 70-х годов, когда стали эффективно использоваться реакторы третьего поколения, такие, как HFR в Институте Лауэ–Ланжевена (ИЛЛ) (Гренобль, Франция), ORPHEE в Лаборатории Леона–Бриллюэна (Сакле, Франция), ИР-8 в Российском научном центре «Курчатовский институт» (Москва, Россия), ИБР-2 в ОИЯИ (Дубна, Россия) и др.

В настоящее время в мире работают около пятидесяти исследовательских реакторов, на которых проводятся пучковые исследования. При этом большинство из них — это реакторы, проработавшие более 30 лет, что близко к естественному времени жизни реактора, т.е. большинство реакторов нуждаются в модернизации или замене на новые.

В конечном счете эффективность работы исследовательского реактора определяется работой экспериментальных установок. В табл. 3 приведены примеры стационарных реакторов третьего поколения и частично второго, наиболее эффективно используемых для пучковых исследований. Более полная таблица работающих исследовательских реакторов имеется в [3]. Экспериментальные установки делятся согласно общепринятой классификации на пять типов: дифрактометры для упругого брэгговского и упругого диффузного рассеяния, спектрометры для малоуглового рассеяния, рефлектометры, спектрометры для неупругого рассеяния и другие приборы. Последние включают в себя все, что не входит в предыдущие четыре категории. Установки для облучений и активационного анализа здесь не рассматриваются.

Как видно из этой таблицы, наиболее эффективными по всем показателям являются реактор HFR (ИЛЛ) среди реакторов высокой мощности и реактор ORPHEE — среди реакторов средней мощности. Реактор HFR имеет наибольший абсолютный и удельный (приведенный к мощности) поток нейтронов и наиболее развитую инфраструктуру для проведения экспериментов. Реактор ORPHEE, так же, как и реактор ИР-8, является, по-видимому, оптимальным для реакторов средней мощности.

Кроме технических характеристик, весьма существенным показателем является стоимость реактора, которая в значительной мере определяется его средней мощностью, поэтому условной характеристикой, определяющей стоимость производимого нейтрона, можно считать отношение средней мощности к плотности потока. Чем больше на реакторе экспериментальных установок, тем выше эффективность его использования, можно сказать, тем дешевле один произведенный нейтрон. Из табл. 4 видно, что по этому параметру из всех реакторов выделяются реакторы HFR и ORPHEE.

В целом, несмотря на весьма развившиеся в последние годы средства повышения эффективности использования реакторов — новые типы замедлителей, формирование пучков с помощью нейтронных волноводов, новые детектор-

ные системы, число современных реакторов для физических исследований в мире явно недостаточно, поэтому во многих странах разрабатываются новые проекты.

Таблица 3. Высокопоточные источники нейтронов с непрерывным потоком и используемые приборы для экспериментов по рассеянию

Страна	Место	Реактор	Год создания	Мощность, МВт	Поток $\times 10^{14}$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Нейтронные каналы	За-медли-тели X – холод-ный Г – горячий	Приборы для рассеяния нейтронов					
								Дифракция	Малоугловое	Рефлектометрия	Неупругое	Другие	Полное число
Венгрия	Будапешт	WWR	1992	10	1	8	—	2	1	1	3	3	10
Германия	Юлих	FRJ-2	1962/72	23	2	8	X	4	3	1	7	3	18
Германия	Берлин	BER-II	1973/91	10	1	9	X	6	1	1	5	1	14
Дания	Рисо	DR-3	1960	10	1,5	4	X	1	1	0	5	0	7
Индия	Бомбей	Dhruva	1985	100	2	13	X	3	1	0	8	1	13
Канада	Чок-Ривер	NRU	1957	125	3	6	X	3	1	0	2	0	6
Нидерланды	Петтен	HFR	1961/70	45	1	12	—	3	1	0	2	1	7
Россия	Гатчина	BVP-M	1959	16	1	14	—	3	2	0	1	6	12
Россия	Москва	ИР-8	1981	8	1	12	X	2	0	0	3	5	10
Россия	Екатеринбург	ИБВ-2М	1966/83	15	2	6	—	4	1	0	1	0	6
Россия	Гатчина	ПИК	2003 план	100	45	до 50	2X, 2Г	—	—	—	—	—	до 50
США	Брукхейвен	HFBR	1965	60	9	9	X	3	3	1	6	2	15
США	Ок-Ридж	HFIR	1966	100	30	4	—	4	1	0	5	0	10
США	Миннесота	MURR	1966	10	1,2	6	—	3	2	1	2	6	14
США	Гайтесбург	NBSR	1969	20	4	5	X	2	0	0	6	1	9
Франция	Гренобль	HFR-ILL	1971/95	58	15	26	2X, 1Г	11	2	0	10	2	25
Франция	Сакле	ORPHEE	1980	14	2,5	20	2X, 1Г	10	4	1	7	0	22
Швейцария	Виллиген	SINQ	1996	1	1	19	1X, 1Г	3	1	2	3	3	12
Швеция	Студсвик	R-2	1960	50	4	8	X	6	0	0	2	0	8
Япония	Ибараки	JRR-3M	1990	20	2	26	X	4	1	0	10	5	20

Ядерные реакторы имеют ограничения для дальнейшего развития по получению более высоких выведенных потоков нейтронов, обусловленные технологическими причинами, связанными, главным образом, с отводом тепла. В этом смысле реакторы типа HFR в Гренобле или строящийся ПИК в Гатчине достигают предела потока выведенных тепловых нейтронов для стационарных реакторов $4 \div 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

С целью достижения более высоких потоков в начале 60-х годов были предложены проекты источников на базе протонных ускорителей (испарительные источники) с непрерывным потоком нейтронов. При этом протонный

пучок может быть как непрерывным, так и импульсным, но импульс имеет высокочастотную микроструктуру, которая несущественна для нейтронов, прошедших через замедлитель. Такого типа канадский проект ING предполагал поток нейтронов с поверхности замедлителя $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В 1968 г. этот проект был закрыт из-за отсутствия соответствующего ускорителя.

В 1997 г. в Швейцарии начал работать стационарный испарительный источник на базе изохронного циклотрона Института Пауля Шерера (Виллиген) с током протонов 1,5 мА при энергии 600 МэВ. Источник нейтронов SINQ спроектирован аналогично современным реакторам и имеет поток нейтронов $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует большинству современных стационарных реакторов (см. табл. 3).

11.2. Импульсные источники. История импульсных источников нейтронов берет свое начало с 1945 г., со времен Манхэттенского проекта, в рамках которого в Лос-Аламосе был создан импульсный ядерный реактор самогасящего действия, или аperiодический импульсный реактор [46]. Таких реакторов в настоящее время в мире довольно много, но для физических исследований на выведенных пучках они практически не используются.

В 1960 г. в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) был введен в эксплуатацию пульсирующий реактор ИБР. Это был первый в мире реактор, в котором импульсы генерировались периодически с частотой 5 и 50 Гц за счет вращения части активной зоны. При средней мощности реактора всего 1 кВт поток нейтронов был выше, чем на стационарных реакторах мощностью в 10 МВт с прерывателем.

Успешная работа реактора ИБР и его модификаций стимулировала дальнейшее развитие этого направления. В середине 60-х годов появилось несколько новых проектов. Первым было сообщение о пульсирующем реакторе SORA с подвижным отражателем и средней мощностью 1 МВт. Реактор планировалось построить в исследовательском центре Евроатома в Испре (Италия). Мощный импульсный реактор периодического действия со средней мощностью до 30 МВт планировалось построить в Брукхейвенской национальной лаборатории (США). В 1964 г. в Дубне началась работа над проектом нового реактора ИБР-2. Принципиальным отличием ИБР-2 от серии первых реакторов ИБР стала модуляция реактивности с помощью подвижного отражателя, а также охлаждение активной зоны жидким натрием [46]. Из всех предложений новых высокопоточных пульсирующих реакторов был реализован только проект реактора ИБР-2.

Пульсирующий реактор ИБР-2, принятый в эксплуатацию в 1984 г., в настоящее время имеет самый высокий в мире импульсный поток тепловых нейтронов — $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В то же время это исключительно экономичная установка: время эксплуатации активной зоны реактора составляет около 20 лет, подвижного отражателя — 7 лет. Особенностью реактора ИБР-2 является большая длительность нейтронного импульса: 320 мкс для тепло-

вых нейтронов. До недавнего времени это считалось недостатком. Однако развитие техники эксперимента на реакторе ИБР-2 показывает, что создание современных приборов позволяет получить разрешение на уровне лучших импульсных источников для упругого и неупругого рассеяния [47].

Первый импульсный источник на ускорителях был создан в Харуэлле с использованием линейного электронного ускорителя в начале 50-х годов, здесь же в 1959 г. была предложена и реализована идея бустера: система ускоритель — размножающая мишень.

Хотя линейные электронные ускорители относительно просты в изготовлении, в настоящее время они используются мало (из-за низкой эффективности по сравнению с протонными ускорителями) и, в основном, для ядерной физики. Бустеры тоже не имеют широкого распространения. Насколько нам известно, в настоящее время только в Дубне работает бустер и создается новый [47]. Главная проблема состоит в отрицательном отношении общественности к любым системам, содержащим делящиеся материалы. Однако логика развития источников нейтронов, по-видимому, приведет к широкому использованию именно бустеров. В настоящее время имеется такой проект для Московской мезонной фабрики ИЯИ РАН в Троицке (Московская область) [48].

Протонные ускорители для импульсных источников нейтронов начали использоваться в начале 70-х годов. В 1973 и 1975 гг. были сконструированы прототипы ZING-P и ZING-P в Аргоннской национальной лаборатории США, где с 1981 г. работает источник IPNS. Аналогичные установки были сделаны в 1977 г. в Лос-Аламосе, где с 1985 г. работает мощный источник LANSCE, недавно переименованный в MLNSC. В 1980 г. вступил в действие источник KENS в Национальной лаборатории высоких энергий КЕК в Японии. Все эти источники нейтронов второго поколения создавались на ускорителях, предназначенных для ядерной физики.

Первый импульсный испарительный источник нейтронов третьего поколения ISIS, для которого главный ускоритель был построен специально, начал работать в 1985 г. в Лаборатории Резерфорда-Эпплтона (Великобритания). В настоящее время ISIS — наиболее интенсивный, наиболее оборудованный и приспособленный для использования импульсный источник нейтронов [49,50].

Перечисленные испарительные источники нейтронов относятся к классу импульсных источников с малой длительностью нейтронного импульса — источники с коротким (~ 10 мкс) импульсом (SPS — Short Pulse Source). В последнее время весьма активно обсуждается вопрос о создании источников с длинным, порядка нескольких сотен микросекунд импульсом (LPS — Long Pulse Source). Дело в том, что создание протонных накопителей с энергией, достигающей нескольких ГэВ, необходимых для повышения потока нейтронов, весьма дорого. Гораздо дешевле построить мощный линейный протонный ускоритель. Однако в этом случае длительность нейтронного импульса уве-

Таблица 4. Импульсные источники нейтронов для экспериментов по рассеянию

Страна	Источник	Год создания	Мощность мишени, кВт	Энергия пучка, МВт	Поток $\times 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$		Длит. имп., мкс	Частота, с^{-1}	Нейтронные каналы	Холодный замедл.	Приборы для рассеяния нейтронов							
					импульсный	средний					Дифракция	Малоугловое	Рефлектометрия	Неупругое	Другие	Полное число		
Источники с коротким импульсом																		
Великобритания	Чилтон	ISIS	1985	160	800	10	$7 \cdot 10^{-3}$	20–30	50	14	2	5	2	2	6	1	16	
США																		
Аргонн	Лос-Аламос	IPNS	1981	7	450	3	$2 \cdot 10^{-3}$	20–30	30	12	1	5	1	2	3	0	11	
Лос-Аламос		MLNSC	1985	50	800	7	$5 \cdot 10^{-3}$	20–30	20	16	–	3	1	1	2	–	7	
Япония	Цукуба	KENS	1980	3,5	500	1	$7 \cdot 10^{-4}$	30–35	15	15	1	4	2	–	7	2	15	
Источники с длинным импульсом																		
Россия	Дубна	ИБР-2	1984	2000	–	100	$8 \cdot 10^{-2}$	320	5	14	1	5	1	2	3	1	12	
Троицк																		
	ИН-0.6	1998	30	300	3,5	$9 \cdot 10^{-4}$	50	50	4	–	1	–	–	1	–	–	2	

личивается. Опыт работы пульсирующего реактора ИБР-2 — первого LPS — показал, что его возможности не уступают источникам SPS. Этот опыт может быть использован при конструировании LPS на протонных ускорителях. Такого типа источник начал работать в 1998 г. на линейном ускорителе Московской мезонной фабрики. Проект мощного LPS обсуждается в Лос-Аламосе.

В табл. 4 приведены интенсивные импульсные источники нейтронов, используемые для исследований конденсированных сред. Все указанные в таблице лаборатории имеют проекты развития своих источников с целью увеличения мощности и, соответственно, потоков нейтронов. Кроме того, имеются новые проекты, наиболее продвинутыми из которых являются AUSTRON, JHP, ESS и SNS. AUSTRON — это источник типа ISIS для стран средней Европы, JHP — японский адронный проект с интенсивным протонным ускорителем с энергией 1 ГэВ и средней мощностью, выделяемой на мишени, 1 МВт, ESS — это проект Европейского испарительного суперисточника (European Spallation Source) следующего поколения со средней мощностью 5 МВт, т.е. в 30 раз большей, чем ISIS, SNS — проект испарительного ис-

точника в Ок-Ридже (США) со средней мощностью 1 и 2 МВт. ESS — наиболее амбициозный проект в настоящее время. Некоторые параметры этого источника приведены в табл. 5 [51,52].

Таблица 5. Параметры Европейского испарительного суперисточника

Длина линейного ускорителя, м	710	
Энергия на выходе линейного ускорителя, ГэВ	1,334	
Окружность накопительного кольца, м	163,4	
Мощность в пучке, МВт	Мишень 1	Мишень 2
Частота повторения импульсов, Гц	4–5	2
Поток тепловых нейтронов в пике, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	50	10
Средний поток тепловых нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$2 \cdot 10^{17}$	$7 \cdot 10^{14}$

Для наглядности сравнения источников нейтронов и определения тенденций их развития на рис. 15 показаны наиболее известные источники разных типов.

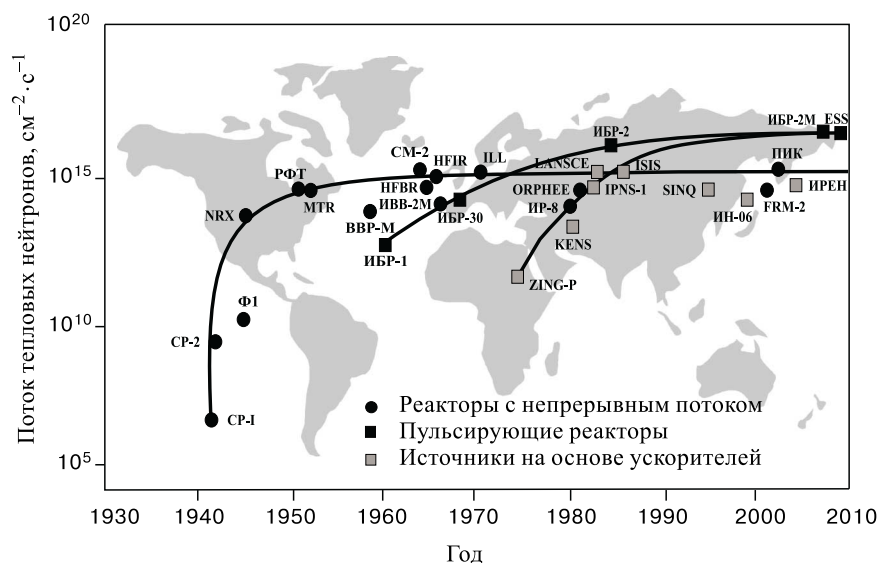


Рис. 15. Увеличение потока тепловых нейтронов по мере развития источников

12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, использование нейтронов для физических исследований развивается как в традиционных для нейтронной физики направлениях, так и в новых областях естествознания. На рис. 16 показано использование нейтронов в различных разделах наук по данным Европейской ассоциации по рассеянию нейтронов [4]. Современная тенденция состоит в расширении секторов, связанных с биологией, медициной, экологией, науками о Земле, т.е. с областями естествознания, с которыми человечество отождествляет науку XXI века. Учитывая то, что число задач в остальных секторах не уменьшается, можно заключить, что потребности в нейтронных исследованиях будут возрастать. Нет оснований думать, что ситуация изменится в ближайшие 20 лет. Особенно надо отметить постоянно нарастающую потребность в новых материалах, необходимых для обеспечения благосостояния и удобства жизни. Это обстоятельство должно способствовать распространению исследований с помощью нейтронов в область создания новых материалов (например, многослойных систем, полимеров и т.д.), а также в инженерный анализ в виде неразрушающего контроля изделий промышленности.

Ненейтронные методы исследования вещества, такие, как синхротронное излучение, не могут, по крайней мере в ближайшие десятилетия, стать полноценной заменой. Поэтому будет развиваться процесс совместного использования различных взаимодополняющих методов.

Характерной чертой современных нейтронных исследований является широкая международная кооперация. Все ведущие нейтронные центры в мире имеют международные программы пользователей. В силу уменьшения числа источников нейтронов эта тенденция в ближайшие годы будет усиливаться.

Главной проблемой нейтронной физики начала следующего столетия будет уменьшение числа источников нейтронов в результате вывода из эксплуатации отработавших свое время реакторов. Поэтому перед нейтронным сообществом стоят две задачи.

1. Более эффективное использование существующих источников нейтронов с помощью совершенствования методики, улучшения нейтронных детекторов, окружения образца и т.д., а также путем совершенствования системы отбора экспериментов.

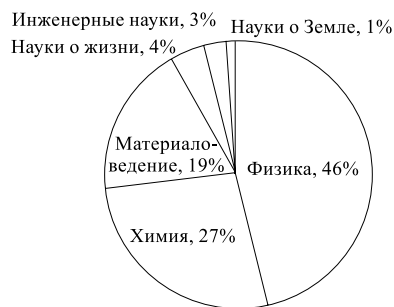


Рис. 16. Использование пучкового времени в различных науках по данным Европейской ассоциации по рассеянию нейтронов

2. Более активное развитие международной кооперации при создании источников нейтронов и взаимная поддержка в лоббировании проектов. Анализ показывает, что в ближайшие 20 лет было бы желательно иметь на каждом континенте в Северном полушарии дополнительно по одному новому источнику нейтронов следующего поколения типа ESS и 3–4 новых источника типа ISIS или HFR (ILL) в Европе и Америке.

В заключение автор выражает благодарность академику А.М.Балдину за предложение написать обзор, стимулирующие обсуждения и поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Франк И.М.** — Успехи физических наук, 1982, т.137, №1.
2. **Riste T.** — In: Neutron Beams and Synchrotron Radiation Sources. OECD — Megascience Forum, ISBN 92-64-14249-5, 1994.
3. **Aksenov V.L.** — In: Large Facilities in Physics (Ed. M.Jacob and H.Schopper). World Scientific, 1995, p.273.
4. Scientific Prospects for Neutron Scattering with Present and Future Sources. ESF, Strasbourg, ISBN2-903148-90-2, 1996.
5. **Richter D., Springer T.** — A Twenty Years Forward Look at Neutron Scattering Facilities in OECD Countries and Russia. ESF, Strasbourg, ISBN2-912049-03-2, 1998.
6. **Лущиков В.И., Покотиловский Ю.Н., Стрелков А.В., Шапиро Ф.Л.** — Письма в ЖЭТФ, 1969, т.9, с.40.
7. **Алфименков В.П., Варламов В.Е., Васильев А.В. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.52, вып.7, с.984.
8. **Гельтенборт П., Несвижевский В.В., Карташов Д.Г. и др.** — Письма в ЖЭТФ, 1999, 70, 175.
9. **Strelkov A.V., Nesvizhevsky V.V., Geltenbort P. et al.** — Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res., 1999, v.A440, p.695.
10. **Багрянов Б.В., Карташов Д.Г., Кувшинов М.И. и др.** — Ядерная физика, 1996, т.59, с.1938.
11. **Багрянов Б.В., Карташов Д.Г., Кувшинов М.И. и др.** — Ядерная физика, 1999, т.62, с.844.
12. **Abov Yu.G., Krupchitsky P.A., Oratorsky Yu.A.** — Phys. Lett., 1964, v.12, p.25.
13. **Alfimenkov V.P., Borzakov S.B., Vo Van Thuan et al.** — Nucl. Phys., 1983, v.A398, p.93.
14. Time Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions (Eds. Gould C.R., Bowman J.D. and Popov Yu.P.) World Sci., 1994.
15. **Hewat A.W., Hewat E.A., Bordet P. et al.** — In: Progress in High Temperature Superconductivity. (Ed. V.L.Aksenov, N.N.Bogolubov and N.M.Plakida) World Scientific, 1989, v.21, p.24.
16. **Putilin S.N., Antipov E.V., Chmaissem O., Marezio M.** — Nature (London), 1993, v.362, p.226.
17. **Aksenov V.L., Balagurov A.M., Sikolenko V.V. et al.** — Phys. Rev. B, 1997, v.55, p.1.

18. **Abakumov A.M., Aksenov V.L., Alyoshin V.A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1998, v.80, p.385.
19. **Balagurov A.M., Sheptyakov D.V., Aksenov V.L. et al.** — Phys.Rev. B, 1999, v.59, p.7209.
20. **Sokolov E., Yeh F., Khokhlov A. et al.** — J. Phys. Chem. B, 1998, v.102, p.7091.
21. **Gordely V.I., Golubchikova L.V., Kuklin A.I. et al.** — J. Progress in Colloids and Polymer Science, 1993, v.93.
22. **Балагуров А.М., Миронова Г.М.** — Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1990, т.3, с.545.
23. **Аксенов В.Л., Балагуров А.М.** — Успехи физических наук 1996, т.166, с.955 (translation: Physics-Uspekhi, 1996, v.39, p.897).
24. **Svergun D., Koch M., Serdyuk I.** — J. Mol. Biol., 1994, v.240, p.66.
25. **Фан Л., Свергун Д.И., Волков В.В. и др.** — Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 1998, т.12, с.453.
26. **Serdyuk I., Ulitin A., Kolesnikov I. et al.** — J. Mol. Biol., 1999, v.292, p.633.
27. **Spirin A., Baranov V., Polubesov G. et al.** — J. Mol. Biol., 1987, v.18, p.119.
28. **Serdyuk I., Baranov V., Tsalkova T. et al.** — Biochimie, 1992, v.74, p.299.
29. **Garneiro G.** — Phys. Rev. B, 1998, v.57, p.6077.
30. **Lauter-Pasyuk V.V., Lauter H.J., Aksenov V.L. et al.** — Physica B, 1998, v.241, p.1095.
31. **Lauter-Pasyuk V.V., Lauter H.J., Aksenov V.L. et al.** — Physica B, 1999, v.267-268, p.149.
32. **Noyan I.C., Cohen J.B.** — Residual Stress: Measurement by Diffraction (New York: Springer, 1987).
33. **Holden T.M., Root J.H., Rogge R.B., Clarke A.P.** — Tech. Suppl. CNS Bull. 1995, v.16, p.1.
34. **Allen A.J., Hutchings M.T., Windsor C.G., Andreani C.** — Adv. In Phys., 1985, v.34, p.445.
35. **David W.I.F.** — RAL Commun. No. 86-068, Chilton: RAL, 1986.
36. **Kupperman D.S., Majumdar S., Singn J.P.** — Neutron News, 1991, v.2, p.15.
37. **Bourke M.A.M.** — In: Proc. NATO Advanced Research Workshop on Residual Stress. Kluwer Acad. Publ., 1992, p.97.
38. **Priesmeyer H.G., Larsen J., Meggers K.J.** — Neutron Res., 1994, v.2, p.31.
39. **Aksenov V.L., Balagurov A.M., Bokuchava G.D. et al.** — JINR Commun. No. E14-95-37, Dubna, 1995.
40. **Hutchings M.T.** — Neutron News, 1992, v.3 (3), p.14.
41. **Taran Yu.V., Schreiber J., Mikula P. et al.** — In: Proc. Europe Conf. on Res. Str. France, 1996.
42. **Ivankina T.I., Nikitin A.N. and Ullemeyer K.** — Journal of Earthquake Prediction Research, 1995, v.4, p.471.
43. **Leiss Bernd.** — Structure-Related Texture and Grain Fabric Investigations of Plastically Deformed Dolomite Rocks on the Southwestern Margin of the Damara Orogen (Namibia) — Texture Forming Mechanisms and their Kinematic Significance. G(unknown char)ttingen, 1996, 130.
44. **Иванкина Т.И., Клима К., Локаичек Л. и др.** — Физика Земли, 1999, т.5, с.29.
45. **Firk F.W.K.** — Nucl. Instrum. Methods, 1979, v.162, p.539.
46. **Шабалин Е.П.** — Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1979; translation: Fast Pulsed and Burst Reactors. Oxford, New York: Pergamon Press, 1979).

47. **Аксенов В.Л.** — ЭЧАЯ, 1995, т.26, с.1449.
48. **Stavisski Yu.Ya.** — PSI-Proc. 95-02, Villigen: PSI, 1995, v.1, p.64
49. **Finney J.L.** — Europhys. News, 1989, v.20 (9), p.119.
50. **Wilson C.C.** — Neutron News, 1995, v.6 (2), p.27.
51. ESS, Next Generation Neutron Source for Europe, 1997, v.1-3 ISBN 0902376500.
52. **Belushkin A.V.** — JINR Preprint E14-99-152, Dubna, 1999.

ФОРМИРОВАНИЕ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, Н.П. Юдин

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

На общем фоне представлений о природе гигантских резонансов (ГР) в атомных ядрах дается обзор современного состояния механизмов формирования ГР и их свойств в легких ядрах ($Z < 28$). Своеобразие физики ГР в этих ядрах позволяет считать, что в них реализуется новая форма ГР, существенно отличная от ГР в средних и тяжелых ядрах.

In close relation with understanding of nature of Giant Resonances (GR) in atomic nuclei it's given the review of modern state of formation mechanisms of GR and their properties in light nuclei ($Z < 28$). The peculiarities of physics of GR in these nuclei give us the rights to consider that new form of GR different strongly from GR in medium and heavy nuclei is realised in them.

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последних десятилетий масштабная и многогранная тема гигантских резонансов (ГР) была одной из центральных в развитии физики атомного ядра. Ей посвящено большое количество обзоров (см., например, [1]).

Научные интересы авторов с начала 60-х годов связаны с исследованием ГР в легких ядрах, когда ими была выдвинута оригинальная концепция очень большого конфигурационного расщепления электрического дипольного гигантского резонанса (ДГР). Она отражает яркую специфику именно легких ($Z < 30$) немагических ядер, для которых переходы из внутренней заполненной оболочки в наружную, частично заполненную оболочку сильно сдвинуты вверх относительно переходов из частично заполненной оболочки в следующую, более высокую, незаполненную. Одновременно В.В.Балашов, Г.Я.Коренман и Р.А.Эрамжян с сотрудниками предложили и разработали совершенно новый механизм поглощения мюонов атомными ядрами через возбуждение спин-дипольного ГР с акцентом на легкие ядра.

Этим сторонам физики гигантских резонансов был посвящен целый ряд обзоров, написанных, в частности, и авторами [2-4] по итогам многочисленных работ, выполненных в 70–80-е годы. В последнее время обе указанные концепции продолжают служить основой разветвленных экспериментов

и теоретических исследований. Произошло их частичное объединение в один более общий вопрос о конфигурационном расщеплении в разных типах гигантских резонансов.

В данном обзоре мы суммируем эти недавние результаты, которые представляются весьма существенными. Но, чтобы было ясно их место в общей проблематике гигантских резонансов разной мультипольности, вначале сделаем экскурс в физику ДГР, которая будет своеобразной точкой отсчета при анализе родственных, но все же иных физических явлений.

Гигантский дипольный резонанс — яркий широкий максимум в зависимости сечения σ_t поглощения ядром гамма-квантов от их энергии E_γ — был открыт экспериментально в 1947 г. Болдуином и Клайбером [5]. Разумеется, физикам того времени было ясно, что ДГР, в современных терминах, представляет собой отклик ядра на зависящее от времени однородное электрическое поле. Этот отклик в симметричной ядерной материи определяется матричными элементами от оператора дипольного момента d :

$$\hat{d} = \sum_{i=1}^A z_i t_3(i), \quad (1)$$

где z_i — z -координата i -го нуклона, t_3 — третья проекция его изотопического спина, A — массовое число ядра.

Внешнее однородное поле должно «раскачивать» систему, состоящую из разноименных заряженных частиц, приводя, в частности, в случае плазмы, к собственным плазменным колебаниям. По существу, опираясь на эти соображения (с конкретизацией ядерной «возвращающей» силы), А.Б.Мигдал в своей знаменитой работе в 1945 г. [6] фактически предсказал явление ДГР, указав, что заметные дипольные переходы должны концентрироваться в ядре в области энергий $E_\gamma \geq 16$ МэВ. Однако впервые термин «резонанс» был введен Гольдхабером и Теллером в 1948 г. [7], спустя год после открытия ДГР. Именно они первыми осознали, что ДГР есть проявление собственных протон-нейтронных колебаний. Параметры резонанса были определены Гольдхабером и Теллером в рамках модели двух взаимопроникающих жидкостей (протонной и нейтронной), что было исторически вполне оправданным.

Мы видим, таким образом, что концепция коллективного отклика ядра на воздействие однородного электрического поля является вполне естественной. Поэтому именно в рамках этой концепции были даны первые интерпретации ДГР. Однако реальная ситуация в ядре оказывается намного более сложной. Дело в том, что длина свободного пробега нуклона в основном состоянии ядра значительно превышает размеры ядра, и поэтому в первом приближении атомное ядро представляет собой не жидкость, а почти идеальный «газ» нуклонов, движущихся в самосогласованном внешнем поле. Главной особенностью

движения нуклонов в среднем поле является группирование однонуклонных уровней в ядерные оболочки. Оболочки накладывают сильные ограничения на функцию отклика ядра, и без их учета вообще нельзя понять явление ДГР.

С некоторой общей точки зрения, выбор стартовых степеней свободы — коллективных или оболочечных — является второстепенным моментом [4]. Более того, если мы правильно угадали набор нормальных или почти нормальных коллективных координат, то описание ограниченного круга относящихся к ним явлений оказывается наиболее удобным и простым. В этом отношении трактовка ГР с позиций коллективных степеней свободы (протон-нейтронных колебаний, связанных с поверхностными модами и т.д.) является вполне разумной, и ей посвящено большое число работ [8].

Вместе с тем, несмотря на успехи коллективного метода, нельзя было отделаться от ощущения, что в коллективных моделях что-то «не то», во всяком случае, не все просто, поскольку заранее не ясно, как в условиях почти независимого движения нуклонов могут формироваться коллективные, т.е. связанные с синхронным движением большого числа нуклонов, степени свободы. Поэтому вполне естественно выглядят подходы, основанные на использовании, в качестве стартовых, одночастичных степеней свободы, существование которых в ядре (оболочечная модель) доказывается огромной совокупностью экспериментальных фактов. Выявление их представляет собой колоссальное достижение ядерной физики [9].

Явление ДГР имеет место уже в предельном случае оболочечной модели — одночастичной оболочечной модели, в рамках которой нуклоны движутся абсолютно независимо. Дело в том, что дипольный оператор (1) имеет отличные от нуля матричные элементы только для состояний, возникающих при переходе нуклона из заполненной оболочки в соседнюю свободную. Поэтому, если расстояние E_0 между оболочками значительно больше энергетической ширины оболочек ΔE , то имеет место концентрация переходов в области E_0 с некоторой шириной $\sim \Delta E$, т.е. формируется резонанс с энергией E_0 и шириной ΔE . Далее, большинство состояний свободной оболочки являются связанными. Поэтому вылет нуклонов из ядра оказывается затрудненным, и наиболее вероятным является переход простого оболочечного движения нуклонов в стадию составного ядра с последующим их «испарением». Однако некоторая часть нуклонов имеет шанс вылететь до образования составного ядра. Такие нуклоны в настоящее время называются полупрямыми (прямыми, «резонансными» — в терминах Вилкинсона [10]) нуклонами.

Эти соображения о ДГР в одночастичной оболочечной модели были впервые изложены Вилкинсоном [10], хотя он угадал не все: энергия $E_{\text{дгр}}$ определяется не только маговым просветом, ширина $\Gamma_{\text{дгр}}$ имеет гораздо более сложную природу, чем разброс уровней в оболочках. Работа Вилкинсона привлекла всеобщее внимание и явилась базисом для развития современных подходов к ДГР.

Современный уровень трактовки ДГР основывается на понимании того, что остаточное взаимодействие, т.е. та часть взаимодействия между нуклонами, которая не сводится к среднему полю, может оказывать существенное влияние на спектр возбуждения ядра и, следовательно, на формирование ДГР. С общей точки зрения, остаточное взаимодействие дает незначительный вклад в полную энергию ядра — порядка $5 \div 10$ МэВ. Однако именно о таких масштабах энергии идет речь в проблеме ДГР. Кроме того, в условиях высокой плотности уровней остаточное взаимодействие перемешивает различные оболочечные состояния, что, в частности, приводит к открытию многих новых каналов и сильному изменению исходной волновой функции.

Одними из первых на важную роль остаточного взаимодействия в формировании ДГР в легких ядрах указали авторы [11]. В частности, учет диагональной части остаточного взаимодействия и его приближенной SU_4 -симметрии позволяет почти устранить серьезные противоречия с частотой ДГР в рамках оболочечной модели.

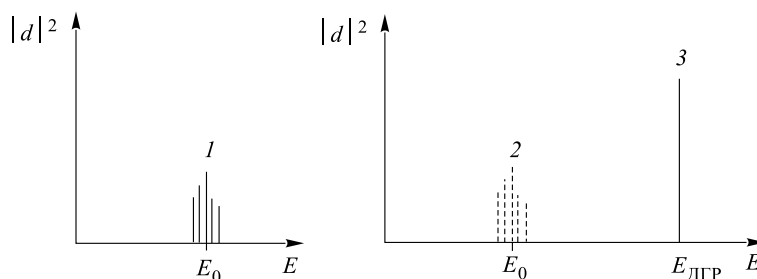


Рис. 1. Схематическое изображение действия механизма Брауна–Больстерли: 1 — вилкинсоновский ДГР, 2 — положение ДГР до включения ph -взаимодействия, 3 — ДГР с образованием когерентного дипольного состояния

Более прямые методы расчета свойств частично-дырочных уровней в рамках многочастичной оболочечной модели, использованные Эллиоттом и Флауэрсом [12], привели к прекрасному согласию расчетов с экспериментом. Физическая сторона результатов Эллиотта и Флауэrsa была выявлена в знаменитой работе Брауна и Больстерли [13]. Эти авторы указали механизм накопления эффектов относительно малого остаточного взаимодействия, результатом которого является формирование когерентных состояний, т.е. состояний с согласованным движением большого числа нуклонов. Это согласование осуществляется остаточным взаимодействием $\langle p'h'|V|ph\rangle$, действующим на базисе конфигураций $|ph\rangle$, где индексом p обозначена частица, т.е. объект, появляющийся при действии на основное состояние $|0\rangle$ заполненных оболочек (вакуум) оператора рождения a^+ нуклона, а индексом h — дырка, возникающая при действии на вакуум оператора поглощения a . Необходимым

условием действия этого механизма является определенная корреляция знаков матричных элементов частично-дырочного взаимодействия $\langle p'h'|V|ph\rangle$. Хотя в этом случае механизм накопления работает всегда, наиболее ярко он проявляется при $|V_{ph}| > \Delta E$, где ΔE — ширина вилкинсоновского ДГР. Для ДГР в этом случае возникает картина, схематически изображенная на рис. 1. Разумеется, реальная ситуация является гораздо более сложной — в области энергии дипольного состояния могут находиться ph -конфигурации, «слабые» по интенсивности дипольных переходов. Эти конфигурации, а также $2p2h$ -конфигурации смешиваются с дипольным состоянием, что приводит к сильному расщеплению ДГР. Однако этот механизм накопления решает главную проблему — смещает вилкинсоновский резонанс в нужную по энергии область.

Стартовым приближением для современной трактовки ДГР является ПХФ (приближение хаотических фаз, или RPA) для частично-дырочных степеней свободы [14, 15]. Наиболее простой вид ПХФ принимает в магических ядрах, поэтому мы ограничимся рассмотрением этих ядер. Для магических ядер ПХФ-уравнение для «волновой функции» $\chi_s(1, 1') = \langle a_1^+ a_1 0 | s \rangle$, где $1, 1' = h, p$, имеет вид

$$[\omega_s - (\varepsilon_1 - \varepsilon_{1'})] \chi_s(1, 1') = (n_{1'} - n_1) \sum_{22'} \langle 11' | V | 22' \rangle \chi_s(22'). \quad (2)$$

Здесь ω_s — энергия (частота) уровня s , $\varepsilon_{1,1'}$ — энергии частиц и дырок (для определенности отсчитываемые от поверхности Ферми магического ядра), $n_{1,1'}$ — числа заполнения одночастичных состояний $1, 1'$, $n = 1, 0$ для состояний, соответственно, ниже и выше поверхности Ферми. Очень важными величинами в (2) являются частично-дырочные амплитуды $\langle 11' | V | 22' \rangle$. Для ориентировки мы будем иметь в виду параметризацию частично-дырочного взаимодействия в теории ферми-жидкости [14], которая в координатном представлении имеет вид

$$V_{ph}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) C^{-1} [f + f' \tau_1 \tau_2 + (g + g' \sigma_1 \sigma_2) \tau_1 \tau_2], \quad (3)$$

где σ, τ — спиновые и изотопические матрицы Паули, f, f', g, g' — физические константы, определяющие интенсивность ph -взаимодействия в том или ином частично-дырочном канале (изоскалярном, изовекторном и т.д.) и C^{-1} — нормировочная константа, имеющая смысл плотности однонуклонных состояний на поверхности Ферми:

$$C^{-1} = \frac{dN}{dE_F} = \frac{4m^* k_F}{2\pi^2}, \quad (4)$$

где m^* — эффективная масса нуклона, k_F — импульс Ферми.

Уравнение (2) справедливо для случая как дискретного спектра, так и непрерывного. В последнем случае асимптотика решений должна содержать плоские волны плюс сходящиеся волны [16].

Для иллюстрации возможностей подходов, основанных на решении уравнения (2), на рис. 2 представлены сечения поглощения фотонов в ядре ^{208}Pb , рассчитанные в приближении дискретного (столбики) и непрерывного спектров. Сравнив это с экспериментом, представленным на рис. 3, можно видеть, что частично-дырочная теория ДГР способна легко объяснить положение ДГР, но сталкивается с серьезными трудностями при интерпретации его ширины.

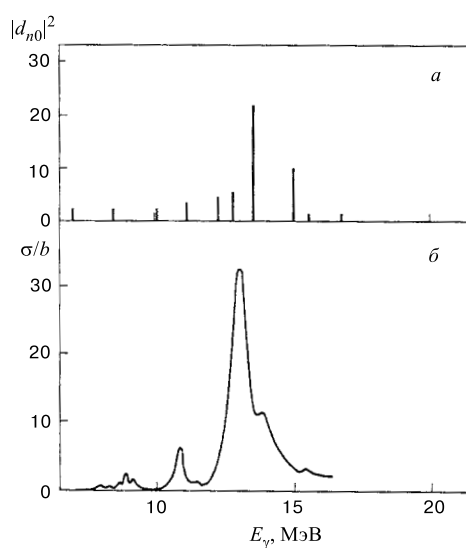


Рис. 2. Распределение по энергии возбуждения E^* квадрата переходного матричного элемента от дипольного оператора (а) в приближении ПХФ и зависимость от E_γ сечения поглощения γ -квантов в приближении ПХФ с континуумом (б)

дает большое число конфигураций типа $2p2h$, которые остаточным взаимодействием связываются с частично-дырочным ДГР. По золотому правилу Ферми [17] можно получить оценку ширины затухания Γ , обусловленную передачей частично-дырочной энергии в энергию $2p2h$ -степеней свободы:

$$\Gamma = 2\pi \overline{|\langle 2p2h | V | D \rangle|^2} \rho, \quad (5)$$

Чтобы решить проблему ширины ДГР, Гольдхабер и Теллер вынуждены были в их модели протон-нейтронных коллективных колебаний просто ввести некоторое ядерное трение (затухание). Природа этого трения, т.е. те степени свободы, в которые перекачивается ph -энергия, была, однако, не ясна. Очевидно, что в рамках оболочечного подхода так уже поступать нельзя, поскольку в нашем распоряжении имеются все нуклонные степени свободы ядра.

Впервые проблема ширины ДГР в рамках оболочечного подхода обсуждалась в работах [17, 18]. Последующие исследования [19–21] окончательно решили этот вопрос.

В концептуальном плане проблема ширины ДГР решается следующим образом. В основе ДГР лежат ph -состояния. Однако при $E_{\text{ДГР}} (\approx 15 \text{ МэВ в тяжелых ядрах})$ оболочечная модель предска-

где $|\langle 2p2h | V | D \rangle|^2$ — среднеквадратичный матричный элемент взаимодействия когерентного дипольного состояния с $2p2h$ -конфигурациями, ρ — плотность $2p2h$ -конфигураций.

Количественно и более последовательно вопрос о ширине ДГР решается в ВПХФ (втором ПХФ), отличающемся от ПХФ явным учетом конфигураций $2p2h$ [19–21]. Не вдаваясь в детали, которые могут быть найдены в работах [19–21], укажем, что в ВПХФ для ПХФ-уровня s получается более детализованное распределение интенсивности переходов, которое задается шириной Γ_s , зависящей от энергии возбуждения ω ядра:

$$\Gamma_s = 2\pi \sum_{2p2h} \frac{|\langle 2p2h | V | s \rangle|^2}{(\omega - \varepsilon_{2p2h})^2 + (I/2)^2}, \quad (6)$$

где I — энергетический интервал усреднения по $2p2h$ -состояниям, ε_{2p2h} — энергии этих состояний. На рис. 3 представлены результаты такого типа расчетов для ядра ^{208}Pb в сравнении с экспериментальными данными, из которых следует, что в настоящее время механизм трения ДГР понимается, по-видимому, правильно. В связи с рис. 3 интересно отметить явление сдвига ДГР в область более высоких частот при включении взаимодействия ph -конфигураций с более сложными степенями свободы. Это обусловлено тем, что плотность $2p2h$ -состояний увеличивается с ростом энергии возбуждения ядра. Однако есть целый ряд работ [22, 23], начиная с известной работы Балашова и Чернова [22], где указанный сдвиг отсутствует. Нужна дальнейшая работа над этим вопросом.

Дальнейшее развитие ВПХФ можно найти в работах [24, 25].

Важной проблемой ДГР является интерпретация нуклонных энергетических спектров. Характерная для коллективных моделей концепция статичности спектров в приближениях, стартующих с коллективных степеней свободы, в настоящее время заменилась более сложной картиной распада со-

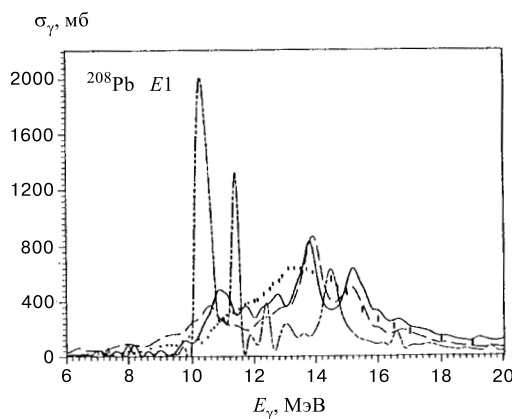


Рис. 3. Экспериментальные (точки) и рассчитанные в разных приближениях сечения σ_γ (в мб) поглощения γ -квантов ядром ^{208}Pb в зависимости от их энергии E_γ . Штрихпунктирная кривая — ПХФ с континуумом, сплошная — расчет с учетом $2p2h$ -состояний и континуума в наиболее полной модели [23, 25]

стояний ДГР. Главная особенность новой «оболочечной» концепции состоит в том, что распад состояний ДГР может с заметной вероятностью осуществляться на неравновесных стадиях протекания реакции фоторасщепления [26]. Наиболее четко идентифицируемая стадия — это стадия упоминавшегося ранее полупрямого распада. Полупрямые фотонуклоны — это такие фотонуклоны, которые покидают ядро из частично-дырочных конфигураций, непосредственно возбуждаемых γ -квантами. В работах [27, 28] для тяжелых ядер были развиты современные методы теоретического расчета этого эффекта, физика которого была понятна уже на протяжении многих лет.

До сих пор наше обсуждение относилось к ядрам с заполненными оболочками. Между тем подавляющее большинство ядер суть ядра с незаполненными оболочками, и возникает вопрос о соотношении современной теории, рассмотренной нами на концептуальном уровне для магических ядер, с реальностью. Общее утверждение состоит в следующем: в сферических средних и тяжелых ядрах незаполненность оболочек сказывается на свойствах ДГР относительно слабо. В несферических ядрах (которые также относятся к типу ядер с незаполненными оболочками) изменяется характер среднего поля и ПХФ-резонанс приобретает новые качественные особенности. Изменяется

также природа затухания ДГР. Наконец, в легких ядрах (мы относим к ним ядра с $Z \leq 30$) возникает качественно новая ситуация, и фактически нужно говорить о новой форме гигантского дипольного резонанса — ДГР с конфигурационным расщеплением. Замечательной особенностью ДГР сильно деформированных ядер является то, что ширина ДГР почти целиком обусловлена затуханием Ландау, т.е. взаимодействием ph -состояний с большими дипольными амплитудами с ph -состояниями, непосредственно не возбуждающимися под действием дипольного оператора. Для иллю-

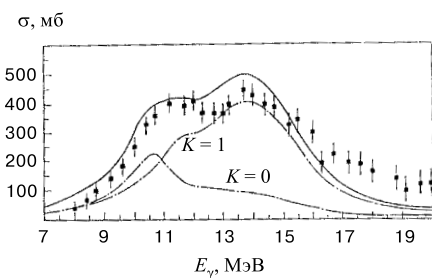


Рис. 4. Сечения поглощения γ -квантов ядром ^{238}U . Точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет в приближении ПХФ, штрихпунктирные кривые соответствуют поглощению с возбуждением состояний с $K = 0$ и 1 [29]

страции этого утверждения на рис. 4 показана зависимость от энергии E_γ сечения поглощения γ -квантов в ядре ^{238}U , рассчитанная в ПХФ [29] в сравнении с экспериментальными данными.

В заключение нашего краткого экскурса в проблематику ДГР рассмотрим коротко некоторые концептуальные вопросы частично-дырочного взаимодействия V_{ph} . Наше стартовое приближение — V_{ph} теории ферми-жидкости [14]. В этой теории V_{ph} при анализе процессов вблизи поверхности Ферми

не зависит от импульса и, следовательно, с точностью до расстояний порядка $1/k_F$ в координатном представлении может считаться δ -функцией (k_F — импульс нуклона на поверхности Ферми). Эта первоначальная концепция δ -образного взаимодействия в последующие годы испытала ряд модификаций. Во-первых, А.Б.Мигдалом в константы f, f' ... была введена зависимость от плотности нуклонов. В результате возникла необходимость различать внешние и внутренние константы, например $f^{\text{in}}, f^{\text{out}}$. Во-вторых, для интерпретации зарядово-обменных процессов (p, n) и свойств магнитных переходов [30, 31] при больших переданных импульсах оказалось необходимым явно выделить из констант ферми-жидкости вклады пионов и ρ -мезонов. Замечательно при этом, что не требовалось никаких специфически многотельных эффектов при переходе из частичного канала в частично-дырочный. В результате, например, частично-дырочное взаимодействие в спин-изоспиновом канале $\sigma_1\sigma_2\tau_1\tau_2$ имеет вид

$$V_{\sigma\tau} \propto g'\sigma_1\sigma_2\tau_1\tau_2 + V_\pi + V_\rho, \quad (7)$$

где

$$V_\pi = J_\pi \frac{(\sigma_1\mathbf{q})(\sigma_2\mathbf{q})}{\omega^2 - \mathbf{q}^2 - m_\pi^2} \tau_1\tau_2, \quad V_\rho = J_\rho \frac{(\sigma_1 \times \mathbf{q})(\sigma_2 \times \mathbf{q})}{\omega^2 - \mathbf{q}^2 - m_\rho^2} \tau_1\tau_2, \quad (8)$$

$J_{\pi,\rho}$ — интенсивности взаимодействия в единицах C^{-1} (см. (3)), $\omega, \mathbf{q}$ — передаваемые энергия и импульс.

Учет короткодействующего отталкивания, возникающего за счет обмена ω -мезоном, исключает δ -образные (в координатном представлении) части из $V_{\pi,\rho}$ и модифицирует эти функции на средних расстояниях. В результате оказывается, что за счет только этого возникает эффективная константа g' , составляющая примерно 70 % от определяемой из эксперимента. Оставшиеся 30 %, видимо, следует отнести на счет мигдаловских многотельных эффектов. Концепция одномезонной природы частично-дырочного взаимодействия была также использована для интерпретации «из первых принципов» величин констант f, f' . В рамках подразумеваемой нами G -матричной теории остаточного взаимодействия [30, 31] серьезные сложности возникают только при интерпретации константы f . В этом случае G -матричный подход на основе однобозонного NN -потенциала дает значение $f \approx -1,17$, которое противоречит условию стабильности ядра и эмпирическому значению $f \approx 0$. Естественнее отнести столь сильное расхождение к пренебрежению важными многотельными эффектами. Такие многотельные эффекты были найдены при анализе обменной (в G -матричной теории) части ph -взаимодействия. В отсутствие многотельных эффектов при переходе из NN - в ph -канал V_{ph} должно равняться сумме двух первых диаграмм на рис. 5. Однако без нарушения неприводимости обменная диаграмма допускает вклад диаграмм поляризации ядерной материи. Поэтому V_{ph} должно равняться всей совокупности

диаграмм, изображенных на рис.5. Учет этих поляризационных поправок уменьшил константу f до значения $-0,28$, что уже не так резко, как ранее, противоречит наблюдаемой величине $f \approx (0 \pm 0,2)$. Таким образом, можно, видимо, утверждать, что в настоящее время мигдаловские константы в основном интерпретированы в терминах фундаментального пустотного NN -взаимодействия. При этом интересно отметить, что нетривиальные многотельные эффекты, на которых настаивал Мигдал, являются существенными только при нахождении константы f .

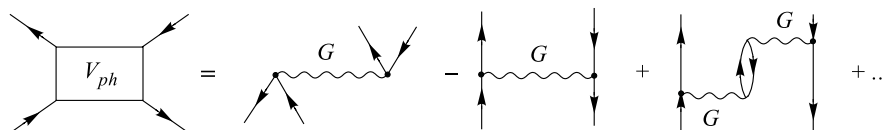


Рис. 5. Частично-дырочное взаимодействие V_{ph} , рассчитанное в терминах нуклон-нуклонной G -матрицы [31]. Первые две диаграммы справа соответствуют тривиальному переходу из NN -канала в ph -канал. С третьей диаграммы начинается учет нетривиальных поляризационных многотельных эффектов

В практических расчетах часто встречается эффективное ph -взаимодействие других типов. Широко используются мультиполь-мультипольные силы [15, 23] и скирмовское взаимодействие [32]. Скирмовское взаимодействие можно рассматривать как упрощенный вариант G -матрицы.

Теория ДГР является своеобразной стартовой моделью при анализе проблематики других резонансов, отличных от электрического дипольного. На качественном уровне формирование ДГР обусловлено диполь-дипольной частью частично-дырочного взаимодействия. Однако взаимодействие (3) содержит много мультиполей. Поэтому следует ожидать формирования в ядрах множества других гигантских резонансов. Эти теоретические ожидания, разумеется, необходимо было подтвердить в экспериментах, что оказалось совсем не простым делом. И только теперь, спустя пару десятилетий после начала экспериментальной работы по идентификации ГР, мы имеем определенную ясность в этих вопросах.

В настоящее время экспериментально четко идентифицированы и теоретически в основных чертах поняты монопольный, квадрупольный и октупольный электрические резонансы, магнитный резонанс и ряд спиновых резонансов — гамов-теллеровский, спин-дипольный и спин-квадрупольный резонансы. Подробную информацию о них можно найти в ряде обзоров (см., например, [33] и цитированную там литературу). Здесь же, во-первых, мы только отметим, что заряженные спиновые резонансы были теоретически предсказаны [34, 35] при анализе μ -захвата в ядрах. Позднее эксперимент полностью подтвердил это предсказание [36]. Во-вторых, коротко обсудим одну особенность квадрупольных и октупольных резонансов, родственную

анализируемому далее конфигурационному расщеплению ДГР. Для определенности будем иметь в виду «эталонное» ядро ^{208}Pb .

Основные квадрупольные переходы в этом ядре возникают за счет перемещения нуклонов из заполненных оболочек $5\hbar\omega_0$ и $6\hbar\omega_0$ в свободные оболочки $7\hbar\omega_0$ и $8\hbar\omega_0$. Обозначение $5\hbar\omega_0\dots$ имеет чисто классификационный смысл — это пятая осцилляторная оболочка среднего поля. Наряду с переходами через две оболочки имеются несколько слабых переходов типа $0\hbar\omega$, т.е. переходов $1h_{11/2} \rightarrow 1h_{9/2}$, $1i_{3/2} \rightarrow 1i_{11/2}$, $1f_{11/2} \rightarrow 2f_{7/2}$ между состояниями одной и той же осцилляторной оболочки. Таким образом, в нулевом приближении имеется две группы переходов — слабая в области 4–5 МэВ и сильная (гигантский квадрупольный резонанс) — в области 15 МэВ.

Будем, далее, иметь в виду изоскалярную ветвь переходов. Остаточное взаимодействие перекачивает часть квадрупольных переходов в область 4–5 МэВ, значительно усиливая ее. Однако единое когерентное состояние не формируется. Здесь мы видим четкое проявление эффектов оболочечной структуры ядра. Аналогичная ситуация имеет место в октупольных переходах. Октупольные переходы возникают за счет перемещения нуклонов из заполненной в следующую (тип $1\hbar\omega_0$) и оболочку, расположенную через три маговых просвета (тип $3\hbar\omega_0$). Остаточное взаимодействие не может образовывать из этих переходов единого коллективного октупольного состояния. В результате изоскалярный октупольный резонанс в ядре ^{208}Pb должен реализоваться в виде двух «резонансов». Один из них ($1\hbar\omega_0$) вырождается в связанное коллективное состояние 3^- с энергией 2,6 МэВ, которое оказывается первым возбужденным состоянием ядра ^{208}Pb и согласно обычной терминологии не является резонансом. Вторая ветвь ($3\hbar\omega$) должна располагаться при значительно более высокой энергии.

Изложив «канонические» взгляды на формирование ГР в ядрах, перейдем к рассмотрению особенностей формирования ГР в легких ядрах ($Z < 30$). Главной чертой ГР в легких ядрах является фактор конфигурационного расщепления, т.е. сильное расщепление по энергии основных ph -конфигураций, несущих основные дипольные переходы. Это расщепление является очень большим ($20 \div 30$ МэВ) в ядрах $1p$ -оболочки, большим ($10 \div 15$ МэВ) в ядрах $2s2d$ -оболочки и значительным (~ 6 МэВ) в ядрах середины $3p3f$ -оболочки.

2. СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНАЯ СИММЕТРИЯ И СТРУКТУРА ДГР У ЯДЕР $1p$ -ОБОЛОЧКИ

У ядер p -оболочки обменное NN -взаимодействие Майорана

$$V_{12} = -V(r)\hat{P}_{12}, \quad (9)$$

где $\hat{P}_{12}$ — оператор обмена пространственных координат, очень сильно влияет на характер A -зависимости энергии связи и вид спектров возбуждения. Оно вызывает, например, такие яркие особенности: у ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$ низшие уровни с $T = 1$ лежат очень высоко при энергиях возбуждения $E^* > 12$ МэВ, так что ядро ${}^8\text{Be}$ не связано в канале $\alpha + \alpha$ и т.д. Математически большая роль взаимодействия (9) выражается в том [37], что вводится специфическое квантовое число $\{f\} = \{f_1 f_2 \dots f_4\}$, $f_1 \geq f_2 \geq f_3 \geq f_4$, $\sum_i f_i = A$ — схема Юнга для пространственной части волновой функции ядра A , которое характеризует, сколько в данном состоянии ядра симметричных и сколько антисимметричных по отношению к перестановкам пространственных координат пар нуклонов. Это квантовое число характеризует неприводимое представление группы перестановок S_n . Мощные силы Майорана, соответствующие притяжению в симметричных парах и отталкиванию в антисимметричных, приводят к сильному расщеплению уровней по схемам Юнга, которое отвечает, в частности, и за указанное высокое положение уровней с $T = 1$ у ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$. Структуру легких ядер, описываемую оболочечными конфигурациями с квантовыми числами $\{f\}LSTJ$, называют супермультиплетной, имея в виду, что по сравнению с мультиплетами LSJ у многоэлектронных атомов добавляются новые квантовые числа $\{f\}$ и T . Важной предпосылкой существования супермультиплетной структуры у многих ядер p -оболочки является то, что спин-орбитальное взаимодействие нуклонов играет здесь подчиненную роль.

Имея в виду, что полная волновая функция ядра A является антисимметричной, мы вводим [37] для спин-изоспиновой части этой волновой функции перестановочную симметрию $\{\tilde{f}\}$, сопряженную схеме Юнга $\{f\}$, т.е. спин-изоспиновая часть ядра A характеризуется квантовыми числами $\{\tilde{f}\}ST$. В этом пространстве группа перестановок изоморфна группе SU_4 , и поэтому супермультиплетную симметрию легких ядер называют также SU_4 -симметрией с квантовыми числами $\{\tilde{f}\}ST$.

Будем считать сначала, что энергии уровней можно оценивать в «диагональном» по конфигурации приближении, т.е. как средние значения оболочечного гамильтониана по фиксированным оболочечным конфигурациям. Обозначив через $\bar{V}$ среднюю интенсивность парного майорановского взаимодействия, получим для оператора полного майорановского взаимодействия

$$\hat{M} = -\bar{V} \sum_{i < j} \hat{P}_{ij}. \quad (10)$$

Оператор $\sum_{i < j} \hat{P}_{ij}$ является инвариантом группы перестановок пространственных координат нуклонов (т.е. оператором Казимира этой группы). Собственные значения этого оператора для представления $\{f\}$ даются формулой

$$\langle \{f\} | \sum_{i < j} \hat{P}_{ij} | \{f\} \rangle = \frac{1}{2} [f_1(f_1 - 1) + f_2(f_2 - 3) + \dots]. \quad (11)$$

Состояния, принадлежащие различным схемам Юнга, разделяются большим энергетическим интервалом. Проиллюстрируем это на примере ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$. В ${}^6\text{Li}$ уровни со схемой Юнга $\{42\}$ и конфигурацией $0s^4 1p^2$, а в ${}^7\text{Li}$ — со схемой $\{43\}$ и конфигурацией $0s^4 1p^3$ находятся, как показывают оболочечные расчеты [38], в энергетическом интервале $0 \div 6$ МэВ (энергия отсчитывается от основного состояния). Уровни же ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ со схемами Юнга $\{411\}$ и $\{421\}$ находятся в области $10 \div 20$ МэВ! Аналогичная ситуация имеет место и в других ядрах $1p$ -оболочки.

Наиболее сильные и устойчивые эффекты супермультиплетного расщепления возникают при таких изменениях схем Юнга, когда в них уменьшается число «четверок». Явления, связанные с изменением числа «четверок» в схеме Юнга, получили название эффектов «счетверения» [39]. Проиллюстрируем существование этого эффекта на примере ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$. Основные состояния этих ядер принадлежат схемам Юнга $\{44\}$ и $\{444\}$. Изоспин этих состояний должен равняться нулю (все нуклоны счетверены). Состояния, возникающие при разрушении четверок, т.е. состояния со схемами Юнга $\{431\}$ и $\{4431\}$, могут иметь изоспин $T = 1$ и, как показывает спектроскопия, находятся при энергиях $E^* \geq 15 - 16$ МэВ. Эта величина является характерной энергией счетверения для всех ядер $1p$ -оболочки.

Проследим теперь на качественном уровне, как проявляются эффекты супермультиплетного расщепления в ДГР. Заметим предварительно, что одночастичные операторы могут вызывать переходы как с изменением схемы Юнга, так и без изменения. Коэффициенты Клебша — Гордана группы перестановок таковы, что переходы с изменением схемы Юнга оказываются значительно более интенсивными. Начнем снова с легчайших ядер $1p$ -оболочки — ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. В этих ядрах ДГР формируется следующими конфигурациями:

$$\begin{aligned} {}^6\text{Li} & \begin{cases} 0s^4 1p(2s2d)\{411\} \\ 0s^3 1p^3\{33\} \\ 0s^3 1p^3\{321\} \end{cases} \\ {}^7\text{Li} & \begin{cases} 0s^4 1p(2s2d)\{43\}\{421\} \\ 0s^3 1p^4\{43\} \\ 0s^3 1p^4\{331\}. \end{cases} \end{aligned} \quad (12)$$

Согласно сказанному ранее, энергии возбуждения конфигураций $0s^3 1p^3\{33\}$ в ${}^6\text{Li}$ и $0s^3 1p^4\{331\}$ в ${}^7\text{Li}$ должны быть значительно (примерно на 10 МэВ) больше энергий конфигураций $0s^4 1p^2(2s2d)\{411\}$, $0s^4 1p^2(2s2d)\{43\}$, $\{421\}$, $0s^3 1p^4\{43\}$. Некоторый дополнительный разброс в энергиях конфигураций для ${}^6\text{Li}$ связан с тем, что работают две схемы Юнга — $\{321\}$ и $\{33\}$.

В результате следует ожидать, что в изотопах Li поглощение γ -квантов, связанное с различными конфигурациями, должно быть сконцентрировано в различных областях энергий, представленных в табл. 1. Это давнее предсказание

Таблица 1. Энергии возбужденных состояний ядер $^{6,7}\text{Li}$ с разными схемами Юнга

Область энергий, МэВ	Схемы Юнга возбужденных конфигураций
10 ÷ 15	{411}, {43}
15 ÷ 20	{33}, {421}
25 ÷ 35	{321}, {331}

[39, 40] огромного расщепления ДГР по возбужденным конфигурациям типа $s^4p^1(2s2d)\{411\}$ и $s^3p^3\{321\}$ у ядра ^6Li , $s^4p^2(2s2d)\{43\}$ и $s^3p^3\{331\}$ у ядра ^7Li , $s^4p^4(2s2d)\{441\}$ и $s^3p^6\{4311\}$ у ядра ^9Be было затем в полной мере

σ_γ , мб

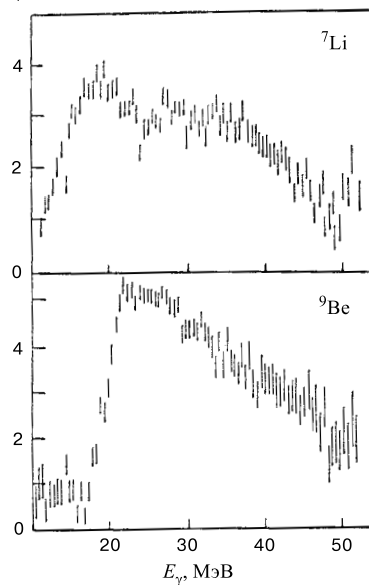


Рис. 6. Полные сечения поглощения γ -квантов на ядрах ^7Li , ^9Be [41]

подтверждено экспериментальными данными [41] по полному фотопоглощению на ядрах ^7Li и ^9Be (рис. 6), где аномально широкая область поглощения показывает, что конфигурационное расщепление (КР) составляет не 15 ÷ 20 МэВ, как ранее оценивалось [39, 40], а 30 МэВ, вследствие большой внутренней ширины $0s$ -дырок. Оно очень значительно и для более тяжелых ядер p -оболочки [2], существенно для ядер $2s2d$ -оболочки [2, 3], обнаруживается у ядер $3p3f$ -оболочки (см. ниже), однако не в таком большом масштабе, как на рис. 6.

Мы пришли к концепции КР [39, 40] на основе экспериментальных данных о реакциях квазиупругого выбивания протонов в реакциях $(p, 2p)$ и $(e, e'p)$ из разных оболочек ядра. Они появились в начале 60-х годов, и современное состояние вопроса отражено в работах [42, 44]. Эти данные обнаружили аномально большие сдвиги энергии связи нуклонов во внутренних оболочках. Эта аномалия теперь интерпретируется как проявление существенной нелокальности потенциала нуклон-ядро [43].

Поскольку распадные свойства ДГР в легких ядрах определяются в значительной степени непосредственно возбуждаемыми γ -квантами конфигурациями, то правила перемножения схем Юнга [37] диктуют предпочтительные типы распадов ДГР в изотопах лития ${}^6, {}^7\text{Li}$:

$$\begin{aligned} {}^6\text{Li}: \quad & 0s^4 1p(2s2d)[411] \rightarrow \alpha + n + p \\ & 0s^3 1p^3\{33\} \rightarrow t + {}^3\text{He} \\ & 0s^3 1p^3\{321\} \rightarrow t + d + p, \quad t + n + 2p, \quad {}^3\text{He} + d + n, \quad {}^3\text{He} + p + 2n. \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} {}^7\text{Li}: \quad & 0s^3 1p^4, \quad 0s^4 1p^2(2s2d)\{43\} \rightarrow \alpha + t \\ & 0s^4 1p^2(2s2d)\{421\} \rightarrow \begin{cases} {}^5\text{He} + d \rightarrow \alpha + d + n \\ {}^6\text{Li}^*\{42\} + n \rightarrow \begin{cases} {}^6\text{Li} + n + \gamma \\ \alpha + d + n \\ \alpha_p + 2n \end{cases} \end{cases} \\ & 0s^3 1p^4\{331\} \rightarrow t + t + p, \quad t + {}^3\text{He} + n. \end{aligned} \quad (14)$$

Для большей наглядности основные типы распадов ядра ${}^6\text{Li}$, как они ранее представлялись [2, 3], в схематичном виде изображены на рис. 7. Наиболее ярким свойством ДГР у ядер ${}^6, {}^7\text{Li}$ должна быть большая вероятность распада по каналам $\alpha + t$, ${}^3\text{He} + t$ и «звездным», т.е. многочастичным каналам, соответствующим разным частям полосы дипольного поглощения с разными схемами Юнга.

Анализ экспериментальных данных [45, 46] качественно подтверждает существование широкой полосы дипольного поглощения при энергиях $E_\gamma \geq 25$ МэВ с многочастичным распадом, однако для количественного теоретического описания нужно учесть при распаде, например, ${}^6\text{Li}^*\{321\} \rightarrow t + d + p$ сильные парные взаимодействия подсистем в конечном состоянии. На рис. 8 представлена оцененная по результатам нескольких экспериментов с неполной кинематикой E_γ -зависимость сечения

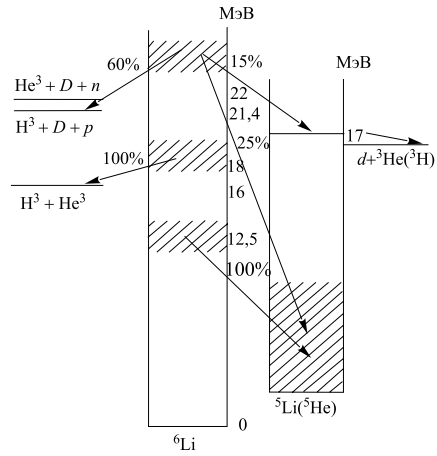


Рис. 7. Схематичная картина возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ под действием γ -квантов и его последующего распада, рассчитанная в диагональном приближении

процесса ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow t + d + p$ [46]. Левый яркий максимум $E_\gamma \sim 25$ МэВ вблизи порога, как показывает кинематический анализ [45, 46], связан с сильным взаимодействием $t + d$ и $d + p$ в конечном состоянии, т.е. в основном сводится к поглощению на подсистеме ${}^5\text{He}$ (протон-наблюдатель) и ${}^3\text{He}$ (тритон-наблюдатель). Правее, в области энергий фотонов $27 \div 45$ МэВ, мы имеем дело уже с квазиальфа-частичным механизмом реакции ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow t + d + p$, т.е. с фотопоглощением на подсистеме $t + p$ с дейтроном-наблюдателем.

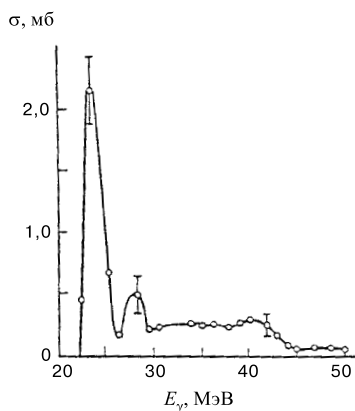


Рис. 8. Сечение реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow t + d + p$ в зависимости от энергии E_γ γ -квантов [46]

Таким образом, подгруппа переходов ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow t + d + p$ раскрывает богатое физическое содержание трехкластерных систем, образующихся в конечном состоянии. Теоретически оно может быть отражено, например, решением уравнений Фаддеева для начального и конечного состояний. Начальное состояние — это ядро ${}^6\text{Li}$ как связанная система $\alpha + d$, описываемая глубоким αd -потенциалом [37], с α -частицей как подсистемой $t + p$, соответствующей симметрии $\{f\} = \{4\}$ и tp -потенциалу с этой симметрией (см. ниже). Конечное состояние — это система $t + d + p$ с симметриями $\{32\}$, $\{31\}$ и $\{21\}$ для пар td , tp и dp соответственно, что обуславливает и выбор потенциалов. Поскольку речь идет о малых энергиях взаимного движения, то при решении трехтелных задач можно использовать приближение сепарабельных осциллирующих парных потенциалов [47], и тогда вычисление матричного элемента электромагнитного перехода между начальным и конечным состояниями представит уже обозримую задачу. К сожалению, для ядра ${}^7\text{Li}$ каналы ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow t + t + p$ и $h + t + n$ с соответствующими подсистемами $h + t$, $t + p$ и т.д. не выделены, тогда как канал ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + t$ детально исследован до энергий $E_\gamma = 70$ МэВ [48] (см. ниже). Тем не менее, данные о E_γ -зависимости полного сечения [41] (рис. 6) качественно показывают, что указанные переходы типа $|s^4 p^3 \{43\}^{22} P_{3/2}\rangle \rightarrow |s^3 p^4 \{331\}^{24} (S + P + D)_{1/2, 3/2, 5/2}\rangle$ играют очень существенную роль и, как и для ${}^6\text{Li}$, благодаря им ДГР простирается до энергий $E_\gamma \sim 45$ МэВ.

Хорошим тестом рассматриваемой теории может служить также фото-расщепление ядра ${}^9\text{Be}$. Основное состояние этого ядра имеет конфигурацию $0s^4 1p^5 \{441\}$. В переходах из валентной оболочки $1p$ в незаполненную $2s2d$ (группа А) возбуждаются конфигурации $0s^4 1p^4 (2s2d)$ со схемами Юнга $\{441\}$ и $\{432\}$, $\{4311\}$. Согласно сказанному выше, состояния группы А со схемами Юнга $\{441\}$ и $\{432\}$, $\{4311\}$ разделены энергетическим интервалом, равным

$\sim 15 \div 16$ МэВ (эффект счетверения). Состояния группы Б (переходы из наружной замкнутой оболочки $0s$ в валентную $1p$) $s^3p^5\{432\}$ и $s^3p^5\{4311\}$ лежат на ~ 10 МэВ правее, чем $s^4p^4(2s2d)\{432\}$ и $s^4p^4(2s2d)\{4311\}$ (эффект глубокой дырки). В целом, набор состояний со схемами Юнга $\{432\}$, $\{4311\}$ формирует главный максимум ДГР в ${}^9\text{Be}$, расположенный, как мы видим на рис. 6, в области $20 \div 45$ МэВ, а состояния со схемами Юнга $\{441\}$ дают пигми-резонанс, хорошо видный в канале (γ, n) [41] (см. рис. 9). Пигми-резонанс, естественно, должен лежать при значительно более низких энергиях.

Показательными являются также распадные свойства ДГР у ядра ${}^9\text{Be}$. В конечном ядре ${}^8\text{Be}$ состояния со схемой Юнга $\{44\}$ занимают интервал $0 \div 15$ МэВ (у всех таких уровней изоспин равняется нулю). Первый уровень с изоспином $T = 1$ и, соответственно, схемой Юнга $\{431\}$ появляется при энергии 15 МэВ. Отсюда следует важный вывод о том, что распады главного максимума ДГР у ядра ${}^9\text{Be}$ ($E_\gamma = 20 \div 45$ МэВ) на низколежащие состояния ${}^8\text{Be}$ запрещены правилами отбора по схемам Юнга: из схем Юнга $\{432\}$ и $\{4311\}$ нельзя получить, отнимая один нуклон, схему $\{44\}$. Мы встречаемся здесь с общим свойством ДГР в ядрах $1p$ -оболочки — распад высокоэнергетичной части ДГР происходит в них преимущественно в высоковозбужденные состояния конечных ядер. Напротив, пигми-резонанс, который характеризуется схемой Юнга $\{441\}$, может распадаться на низколежащие (в частности, основное) состояния конечного ядра. Именно поэтому он виден в нейтронном канале.

Очень близким по своим супермультиплетным свойствам к рассмотренному ядру ${}^9\text{Be}$ является ядро ${}^{13}\text{C}$. Все, что было сказано относительно ${}^9\text{Be}$, справедливо и относительно этого ядра. Единственное, что нужно изменить формально, — это произвести замену в схемах Юнга: $\{441\} \rightarrow \{4441\}$ и т.д. Поэтому в ядре ${}^{13}\text{C}$, так же, как и в ${}^9\text{Be}$, должен существовать пигми-резонанс. Он хорошо виден на опыте (опять-таки в канале (γ, n)). Пигми-резонанс имеется также в ядрах ${}^{11}\text{B}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, в которых есть несчетверенные нуклоны (подробности см. в [2]). В ${}^{14}\text{N}$ также мог бы существовать пигми-резонанс, однако из-за того, что в этом ядре спин-орбитальное взаимодействие играет большую роль, эффект счетверения значительно менее выражен, чем в соседних нечетных ядрах. Это выражается в том, что остаточное взаимодействие сильно перемешивает состояния с разными схемами Юнга и в итоге образуется единый широкий максимум поглощения.

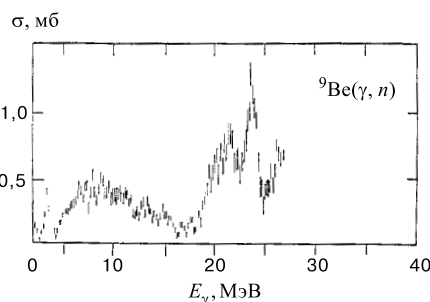


Рис. 9. Сечение реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$ в зависимости от энергии E_γ γ -кванта [41]

До сих пор мы пренебрегали остаточным взаимодействием и рассматривали супермультиплетные свойства ДГР в диагональном приближении. Остаточное, по отношению к этому диагональному приближению, взаимодействие, естественно, в определенной степени разрушит супермультиплетную структуру ядерных состояний. Однако многочисленные расчеты ДГР в ядрах $1p$ -оболочки в $1\hbar\omega$ -приближении [2, 3] показали, что супермультиплетная gross-структура ДГР тем не менее сохраняется. В табл. 2, взятой из работы [3], приведены веса доминирующих компонент волновых функций основных состояний ядер $1p$ -оболочки. Как видно из этой таблицы, для основных состояний ядер $1p$ -оболочки с разумной точностью можно говорить о проявлении супермультиплетной структуры. Супермультиплетный состав возбужденных состояний, формирующих ДГР, специально не изучался. Однако имеются косвенные данные, не оставляющие сомнений в супермультиплетной gross-структуре ДГР в ядрах $1p$ -оболочки. Мы ограничимся здесь только одним аргументом, основанным на сравнении ДГР в ядрах ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$. В ядре ${}^7\text{Li}$ максимум, расположенный в области 15 МэВ, обусловлен переходами $1p \rightarrow 2d$. В ядре ${}^9\text{Be}$, однако, максимум, связанный с переходами $1p \rightarrow 2d$, оказывается расположенным в области 25 МэВ. Естественное объяснение этого феномена сводится к следующему. В ядре ${}^9\text{Be}$ в $1p$ -оболочке имеются (в отличие от ${}^7\text{Li}$) счетверенные нуклоны. Главный максимум переходов $1p \rightarrow 2d$ связан с разрушением «четверки» и, следовательно, оказывается сильно смещенным вверх по энергии.

Таблица 2. Веса доминирующих компонент в волновой функции основного состояния ядер $1p$ -оболочки в LS -представлении (вариант гамильтониана с силами Розенфельда) [3]

Ядро	Основная компонента $[f]^{2T+1\ 2S+1}L_J$	Вес, %
${}^7\text{Li}$	$[3]^{22}P_{3/2}$	97
${}^8\text{Be}$	$[4]^{11}S_0$	97
${}^9\text{Be}$	$[41]^{22}P_{3/2}$	81
${}^{10}\text{B}$	$[42]^{13}D_3$	64
${}^{11}\text{B}$	$[43]^{22}P_{3/2}$	41
	$[43]^{22}D_{3/2}$	32
${}^{12}\text{C}$	$[44]^{11}S_0$	71
${}^{13}\text{C}$	$[441]^{22}P_{1/2}$	64
${}^{14}\text{N}$	$[442]^{13}D^1$	90
${}^{14}\text{C}$	$[442]^{31}S_0$	56
	$[443]^{33}P_0$	44
${}^{15}\text{N}$	$[443]^{22}P_{1/2}$	100

В отличие от исследований $2s2d$ -оболочки (см. разд. 3), для ядер $1p$ -оболочки до сих пор не получены спектры нуклонных распадов ДГР, так что экспериментальное разделение переходов группы А ($0s \rightarrow 1p$) и группы Б ($1p \rightarrow 2s2d$) не проведено. Поэтому мы продемонстрируем лишь соответствующий теоретический расчет нашего коллектива [2, 3], основанный на диагонализации гамильтониана многочастичной модели оболочек с $1\hbar\omega$ -возбуждением (рис. 10). Здесь представлены результаты для большинства

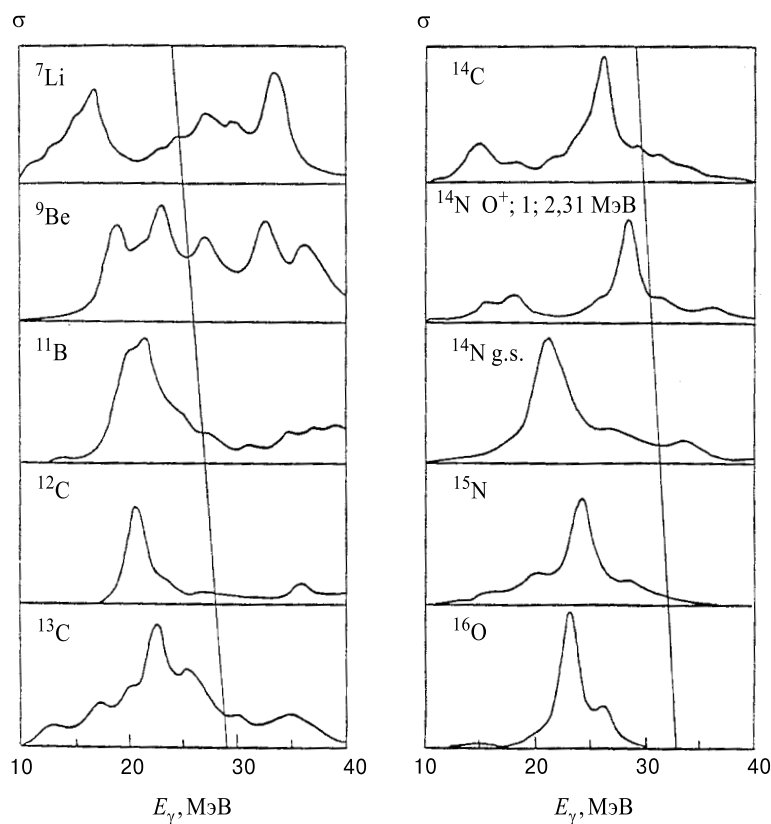


Рис. 10. Рассчитанные сечения поглощения γ -квантов ядрами $1p$ -оболочки [2]. Полученные в расчете «столбики» уширены по формуле Брейта-Вигнера с шириной $\Gamma = 2$ МэВ. Сплошная секущая линия разделяет переходы А (слева) и Б (справа)

ядер p -оболочки, и линия, пересекающая рисунок, разделяет переходы А и Б. Важно отметить, что эти далеко разнесенные друг от друга по энергии группы, по итогам наших исследований, смешиваются незначительно, еди-

ное дипольное состояние не образуется, и фактически здесь нужно говорить не о дипольном гигантском резонансе, а о полосе $E1$ -поглощения шириной $20 \div 30$ МэВ. Из сравнения с экспериментом на рис. 6 видно, что представленная на рис. 10 теория, не учитывающая внутренней ширины $0s$ -дырки, фактически даже недооценивает огромную ширину этой полосы, хотя, конечно, правильно схватывает главные ее черты (ведь ее основы были созданы до всех обсуждаемых здесь экспериментов). Площадь группы Б, естественно, уменьшается у ядер второй половины p -оболочки, т.к. уменьшается «число свободных мест» в ней.

Таким образом, из рис. 10 отчетливо видно, какое огромное влияние на структуру возбужденных состояний, формирующих ДГР, оказывает оболочечное строение ядра. Форма гигантского резонанса у ядер $1p$ -оболочки существенно зависит от заполненности этой оболочки. Указанное яркое явление и лежит в основе конфигурационного расщепления ДГР.

Предыдущее рассмотрение эффектов супермультиплетной структуры у ядер $1p$ -оболочки соответствовало главной теме обзора — анализу очень большого конфигурационного расщепления гигантских резонансов у легких ядер и особенностей распада отдельных групп переходов, на которые расщепляется резонанс. Между тем детальные исследования парциальных каналов распада состояний ДГР в более широком энергетическом диапазоне позволяют прояснить некоторые чрезвычайно интересные проблемы нуклон-нуклонного и кластер-кластерного потенциалов.

Выше упоминалось, что в низкоэнергетической части ДГР у ядра ${}^7\text{Li}$ при значениях $E_\gamma \approx 10$ МэВ есть группа переходов $s^4p^3\{43\} \rightarrow s^4p^2(2s2d)\{43\}$ (о проблемах исключения возбуждения центра масс см. в монографиях [37]) с двухкластерным распадом ${}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + t$ по строкам схемы Юнга $[f] = \{43\}$, характеризующая достаточно заметным сечением ~ 5 мб·МэВ. Оказалось, что очень продуктивным является исследование реакции ${}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + t$ не только в области ДГР, но и с далеким выходом за его пределы вплоть до энергий фотонов $E_\gamma \approx 60 \div 70$ МэВ [48]. (Похожий эксперимент был выполнен для реакции ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p$. Были исследованы также реакции $d + t(h) \rightarrow {}^5\text{He}({}^5\text{Li}) + \gamma$, ${}^3\text{H}({}^3\text{He}) + \gamma \rightarrow d + n(p)$, но, к сожалению, в гораздо более узких диапазонах энергии — см. ниже.) Такого рода данные, включающие и весьма жесткие фотоны, обладают (как было установлено в другом масштабе энергий и для NN -задачи [49]) высокой чувствительностью к свойствам кластер-кластерного потенциала вне энергетической поверхности и позволяют надежно различить глубокие притягивающие потенциалы с запрещенными состояниями [50] и потенциалы с отталкивающей сердцевиной.

Мы поясним концепцию притягивающего потенциала с запрещенными состояниями (ПЗС) на примере ядра ${}^8\text{Be}$. Основное состояние этого ядра описывается конфигурацией s^4p^4 со схемой Юнга $[f] = \{44\}$. Оказывается,

что в осцилляторном приближении волновая функция $s^4p^4\{44\}$ равняется антисимметризованному по нуклонам произведению волновых функций двух α -частичных кластеров и $4s$ -волновой функции $\Phi_{4s}(r)$ их относительного движения [37]:

$$\Psi_{s^4p^4[44]}(1, 2, \dots, 8) = A \{ \Psi_{\alpha}(1234) \Psi_{\alpha}(5678) \Phi_{4s}(r) \}. \quad (15)$$

Здесь $\Psi_{\alpha}(1234)$ — внутренняя осцилляторная волновая функция кластера, соответствующая конфигурации $0s^4$, r — относительная координата кластеров, $\hat{A}$ — оператор антисимметризации.

Заметим, что α -кластеры в данном случае — это осцилляторные (т.е. построенные из осцилляторных функций) структуры с квантовыми числами α -частицы и что функция $\Phi_{4s}(r)$ имеет два радиальных узла.

В концептуальном плане утверждение (15) является очень важным. Оно означает, что две α -частицы проникают друг в друга, и принцип Паули не противоречит этому (в отличие от выводов ранних работ, основанных на адиабатической трактовке, которые приводили к отталкивающей сердцевине на месте наружного узла функции $\Phi_{4s}(r)$). Радиальные осцилляции этой функции в области перекрывания кластеров означают, что взаимодействие кластеров должно описываться глубоким α - α -потенциалом с дополнительным запретом состояний $0s$ и $2s2d$ [50]. Основное состояние $|s^4p^4[44]L = 0, S = 0, T = 0\rangle$ ядра ${}^8\text{Be}$ является резонансным вблизипороговым α - α -состоянием $4s$ в этом потенциале, и потенциал должен описывать, естественно, все фазы α - α -рассеяния, их зависимость от энергии. Он был предложен в свое время в НИИЯФ МГУ в виде [50]:

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (16)$$

где $V_0 = -125$ МэВ, $R = 1,78$ фм, $a = 0,66$ фм, но несколько лучше описывает данные по α - α -рассеянию соответствующая гауссоида [50].

Указанная концепция легко обобщается на такие пары кластеров, как $\alpha - t$, $\alpha - d$ и $t - t(h)$, введением зависимости глубины потенциала от четности орбитального момента L взаимного движения кластеров (у системы α - α значения L четные).

Возвращаясь к реакции фоторасщепления ${}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + t$, приведем на рис. 11, 12 экспериментальные данные (см. [48] и более подробные ссылки там) и теоретические [51] результаты с потенциалами двух указанных выше типов: αt -потенциал притяжения ПЗС [50] был восстановлен по фазам рассеяния и по энергии связанного состояния, а отталкивающий потенциал [51] является суперсимметричным партнером притягивающего (см. разъяснения в [51]). На рис. 11 приведена E -зависимость сечения, а на рис. 12 — асимметрия Σ сечения реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, \alpha)t$ с поляризованными фотонами [48]:

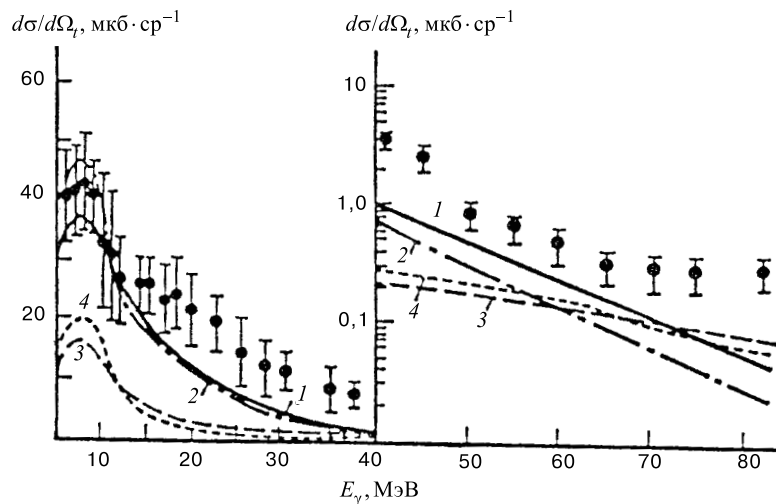


Рис. 11. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega_t$ реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ для угла вылета $\theta = 90^\circ$ [48]. Теоретические кривые 1 и 2 из работы [51] — глубокий αt -потенциал притяжения с запрещенными состояниями в форме Вудса-Саксона [50] и в форме гауссоиды [50] соответственно. Кривые 3 и 4 из той же работы — потенциалы с отталкивающим кором как суперсимметричные партнеры указанных выше потенциалов притяжения

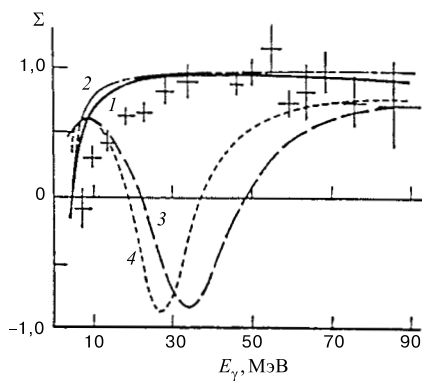


Рис. 12. Асимметрия Σ (определение — формула (17)) реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ при $\theta_t = 90^\circ$ в зависимости от энергии E_γ γ -квантов [48]. Теоретические кривые 1–4 из работы [51] соответствуют тем же потенциалам, что и на рис. 11

$$\Sigma = \frac{1}{P_\gamma} \frac{N_L - N_T}{N_L + N_T}, \quad (17)$$

где P_γ — поляризация пучка, отсчеты N_L соответствуют ориентации поляризации фотонов параллельно плоскости реакции, а N_T — перпендикулярно. Можно сделать вывод, что отталкивающий αt -потенциал совершенно не соответствует экспериментальным данным, а наш αt -потенциал [50] хорошо описывает как дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ при угле $\theta = 90^\circ$ в области гигантского резонанса, так и длинный «хвост» сечения до энергий $E_\gamma \sim 60$ МэВ. Кроме того, правильно передается [51] и энергетиче-

ская зависимость асимметрии Σ . Это означает, что αt -потенциал [50] имеет «правильный» ход градиента в зависимости от значения r , т.е. правильно описывает спин-орбитальное αt -взаимодействие. Теоретические результаты, приведенные на рис.11 и 12, получены с учетом αt -взаимодействия в конечном состоянии через соответствующий потенциал.

Переходя к парам с участием более легких кластеров, таким, как $d + p$, $d + d$, $t(h) + p$, $t(h) + d$, нужно учесть интересное осложнение, впервые отмеченное в наших работах [52]. В дипольном поглощении ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p$ и при радиационном захвате $d + t(h) \rightarrow {}^5\text{He}({}^5\text{Li}) + \gamma$, как известно, главную роль играют недиагональные по схемам Юнга переходы ($\{4\} \rightarrow \{31\}$ и $\{32\} \rightarrow \{41\}$). Это приводит к необходимости ввести зависимость потенциалов от схемы Юнга (эти потенциалы были введены в работах [52]). Например, в системе $d + t$ в каналах рассеяния с полным спином $S = 1/2$ интерферируют амплитуды со схемами Юнга $\{f\} = \{32\}$ и $\{41\}$, и, опираясь на фазовый анализ, с учетом этого важного обстоятельства можно надежно восстановить эти зависящие от $\{f\}$ потенциалы [52]. Оказалось, что они сильно зависят от вида $\{f\}$. Поэтому, например, можно хорошо описать и сам гигантский резонанс ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p$, и его высокоэнергетичную часть потенциальной моделью $t + p$, но только при учете того обстоятельства, что tp -потенциалы $V^{\{4\}}(r)$ в начальном состоянии и $V^{\{31\}}(r)$ в

конечном состоянии существенно различаются! Прежде чем мы приведем соответствующие эксперименты и их анализ, полезно отметить, что здесь имеется хороший пример того, как активное использование свойств симметрии легчайших ядер раскрывает новые возможности такой простой в плане численной реализации модели, как потенциальная (оптическая) модель при должном ее обобщении. В итоге оказывается, что, например, уравнения Фаддеева–Якубовского для системы четырех нуклонов целесообразно исполь-

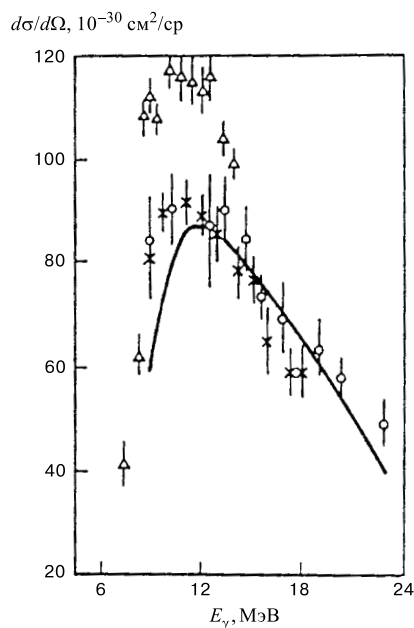


Рис. 13. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ реакции $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ под углом вылета протона $\theta = 90^\circ$ [54–57]. Теоретическая кривая здесь и на следующих рисунках — супермультиплетная потенциальная модель [52]. Потенциалы определены целиком по данным рассеяния

зовать не для того, чтобы очень громоздко рассчитывать фоторасщепление ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p$ (см. [53]), а для того, чтобы получить микроскопический tp -потенциал для разных значений $\{f\}$, на основе которого очень простым

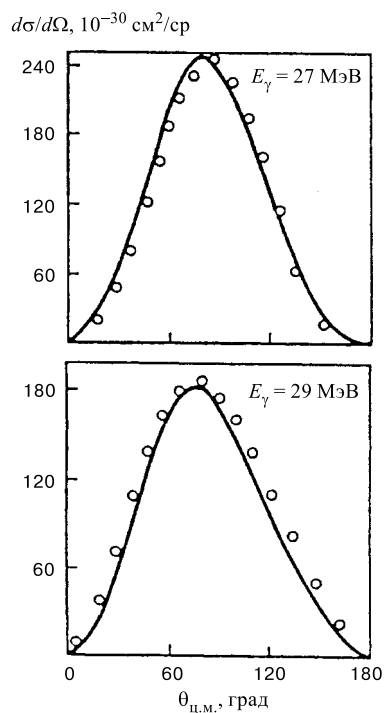


Рис. 14. Дифференциальное сечение реакции $\gamma + \alpha \rightarrow p + t$ при энергии γ -квантов $E_\gamma = 27$ и 29 МэВ. $\theta_{\text{ц.м.}}$ — угол разлета конечных частиц в системе центра масс. Теория — модель [52]

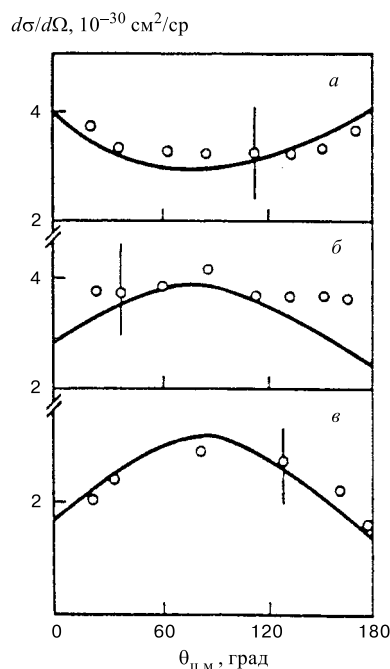


Рис. 15. Дифференциальное сечение реакции $d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$. Экспериментальные точки (рис. а, б, в) соответствуют энергии возбуждения ядра ${}^5\text{Li}$ $E = 19,9; 20,7$ и $23,2$ МэВ [58]. Теория — модель [52]

путем уже рассчитываются упругое рассеяние $t + p$, перезарядка $t + p \rightarrow h + n$ [52], обсуждаемые здесь фотоядерные реакции ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t(h) + p(n)$ и т.д. Иначе говоря, вводя $\{f\}$ -зависящие потенциалы взаимодействия легчайших кластеров, можно избежать «избыточного» использования очень громоздких в реализации общих уравнений системы n частиц, где, например, без необходимости для рассматриваемых нами вопросов учитываются во всех порядках короткодействующие NN -корреляции. На рис. 13–17 представлены экспериментальные данные о реакциях фоторасщепления (радиационного захвата)

$h + \gamma \rightarrow d + p$ [54–57], $d + h \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$ [58], $\alpha + \gamma \rightarrow d + d$ [59] и $\alpha + \gamma \rightarrow t + p$ [60, 61] вместе с результатами нашей модели [52] $\{f\}$ -зависящих притягивающих кластер-кластерных потенциалов. Здесь наглядно иллюстрируется эффективность этой модели. В частности, отмечается такой нюанс, как «изменение знака кривизны» угловых распределений фотонов в реакции $t + d \rightarrow {}^5\text{He} + \gamma$ при повышении энергии E_d дейтронов в пучке (которая составляет здесь $5 \div 10$ МэВ). Это происходит потому, что определяющий вклад S -волны взаимного движения dt в амплитуду реакции сменяется определяющим вкладом D -волны.

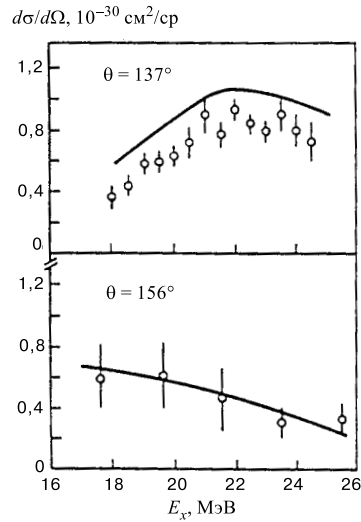


Рис. 16. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ фотодезинтеграции ядра ${}^4\text{He}$ в канал $d + d$ под углами $\theta = 137^\circ$ и 156° в с.ц.м. [59]

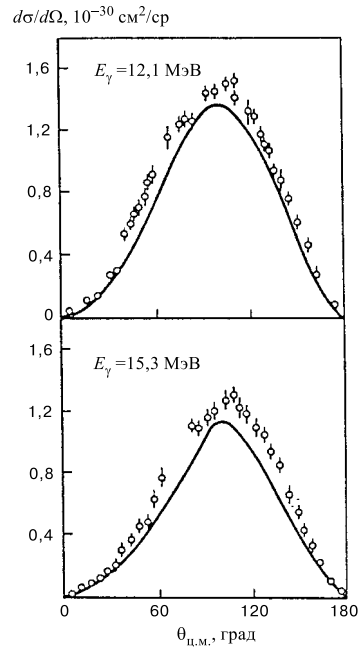


Рис. 17. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ с энергиями вылетающих γ -квантов $E_\gamma = 12,1$ и $15,3$ МэВ [57]. Теория — модель [52]

Нетривиальным аспектом расчетов, представленных на рис. 13–17, является антисимметризация волновых функций как составной системы, так и двухкластерного континуума $d + t$, $t + p$, $d + p$ с проектированием на заданную симметрию $\{f\}$. Эта теоретическая техника [62] связана с использованием

избыточного неортогонального гауссоидного базиса. Она применена к исследованию фотоядерных реакций в работе [52].

В заключение, имея в виду, что следующий раздел посвящен ядрам sd -оболочки, обсудим, в чем различны и в чем схожи основные черты ДГР у ядер p -оболочки и sd -оболочки.

В ядрах $2s2d$ -оболочки супермультиплетные эффекты существенно уменьшаются и их нельзя уже четко выделить в диагональном приближении, т.е. независимо от диагонализации гамильтониана. Это связано как с увеличением роли спин-орбитального взаимодействия, так и с уменьшением роли монопольной части сил Майорана. Однако все еще большая величина магового просвета, которая, как и у ядер p -оболочки, увеличивается с ростом числа нуклонов в валентной оболочке, приводит к тому, что конфигурационное расщепление ДГР ярко проявляется и у ядер $2s2d$ -оболочки.

Величина магового просвета, естественно, зависит от энергии связи нуклона в последней заполненной оболочке. При дипольном переходе в ней возникает вакансия («глубокая дырка»). Проблема глубоких дырок возникла и привлекла к себе внимание 25–30 лет тому назад, после того, как в экспериментах ($e, e'p$) и ($p, 2p$) были идентифицированы $0s^{-1}$, $1p^{-1}$ -уровни ядер $1p$ - и $2s2d$ -оболочек. Оказалось, что эти уровни обладают значительно большей энергией связи, чем это предсказывается общепринятым статическим оболочечным потенциалом глубиной 45–50 МэВ. О масштабах противоречия можно судить, например, по тому, что, по современным данным (рис. 18), энергия связи $0s$ -уровня имеет тенденцию к выходу на асимптотическое значение $E(0s) \approx 60$ МэВ (при $A > 40$), а энергия связи $1p$ -уровня — на значение $E(1p) \approx 40$ МэВ.

Энергия связи глубоких уровней зависит примерно линейно от числа валентных нуклонов. Например, при заполнении нейтронной оболочки глубокие уровни протонной оболочки смещаются вниз на величину

$$\Delta E \approx \varepsilon N, \quad (18)$$

где N — число нейтронов в валентной оболочке, а

$$\varepsilon_{0s} \approx 4 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon_{1p} \approx 2 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon_{2s2d} \approx 0,6 \text{ МэВ}, \quad (19)$$

соответственно, для ядер $1p$ -, $2s2d$ - и $3p3f$ -оболочек.

Важной дополнительной особенностью глубоких дырок является их весьма сильная фрагментация, обусловленная либо их связью с $p2h$ - и более сложными состояниями, либо деформацией ядра [42]. Например, эффективная ширина дырочного уровня $0s^{-1}$ в ядрах ^{12}C и ^{16}O достигает 25 МэВ, а уровня $1p^{-1}$ в ядрах $2s2d$ -оболочки — 15–20 МэВ.

Достаточно полное количественное понимание энергетического положения глубоких дырок и механизмов их фрагментации пока еще отсутствует.

Несомненно, однако, что феномен глубокой дырки в сферических ядрах связан с нелокальностью потенциала или, что эквивалентно, с его энергетической зависимостью. Такие свойства среднего поля возникают, например, при хартри-фокских расчетах со скирмовским взаимодействием. Детальное обсуждение вопросов, связанных с нелокальностью, можно найти в [43].

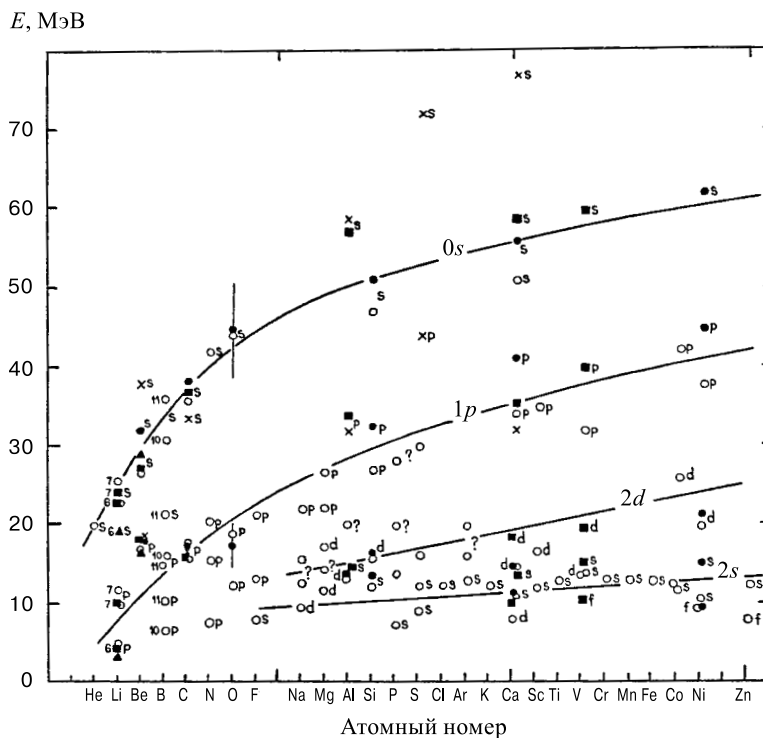


Рис. 18. Энергия связи протонов в оболочках $0s$, $1p$, $2s$, $2d$ для разных ядер [2]

Феномен глубоких дырок скорее всего [42] имеет место во всех ядрах. Однако только в легких ядрах при дипольном поглощении затрагиваются в чистом виде две соседние верхние осцилляторные оболочки — заполненная и валентная — и это кардинально сказывается на структуре ДГР. Именно в силу этого обстоятельства в легких ядрах дипольные переходы из заполненной оболочки в валентную (в согласии с пионерской работой [40] их называют переходами типа Б) и из валентной — в свободную (переходы типа А) оказываются сильно разнесенными по энергии, единая коллективная степень свободы не формируется и требуется новый анализ механизма формирования ДГР.

Впервые на это обстоятельство было обращено внимание в работах [39, 40]. Подчеркнем, что в то время это был новый взгляд на проблему ДГР в легких ядрах, поскольку большинство специалистов считало, что и в легких ядрах механизм формирования ДГР должен быть тем же, что и в средних и тяжелых ядрах. Здесь сказалось «дисциплинирующее» влияние модели ферми-газа со спариванием, в которой ДГР зависит только от плотности ядерной материи и интенсивности частично-дырочных взаимодействий, но не от структуры ядра.

3. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДГР ЯДЕР $2s2d$ -ОБОЛОЧКИ

Рассмотрим сначала, какой вид мог иметь ДГР у этих ядер, если бы глубокие дырки не фрагментировали и остаточное взаимодействие, частично перемешивающее переходы типов А и Б, отсутствовало.

В начале оболочки, т.е. в ядрах ^{17}O , ^{18}O , ^{19}F ДГР выглядел бы следующим образом. Основной максимум ДГР (группа Б) должен напоминать максимум в ядре ^{16}O и находиться в области энергий 22–25 МэВ. Дипольные переходы $2d_{5/2} \rightarrow 3f_{7/2}$ валентных нуклонов (группа А) образуют пигми-резонанс, расположенный при энергиях 5–7 МэВ.

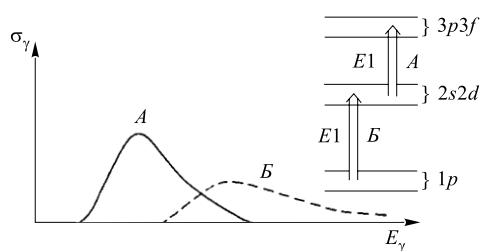


Рис. 19. Качественная картина структуры ДГР в ядрах $2s2d$ -оболочки в предположении нефрагментированных дырочных уровней

по энергии групп переходов — примерно так, как это схематически изображено на рис. 19.

Таким образом, если пренебречь взаимодействием, смешивающим переходы А и Б, то в легких ядрах имелось бы фактически два ДГР, один из которых соответствует коллективным колебаниям нуклонов в заполненной оболочке (тип Б), второй — в валентной (тип А). Подчеркнем, что колебания типа Б реализуются в той мере, в которой им позволяет принцип Паули, т.е. соответствующее сечение уменьшается по мере заполнения валентной оболочки.

По мере заполнения оболочки соотношение переходов типа А и Б изменяется в пользу группы А (из-за уменьшения свободных мест в валентной оболочке), но одновременно растет энергия глубоких дырок [2, 3] и группа Б сдвигается по энергии вверх. В результате у ядер с примерно половиной заполненной оболочкой ДГР будет состоять в общем из двух сравнимых по интенсивности, но значительно разнесенных

Перейдем теперь к более реалистическому рассмотрению общих вопросов формирования ДГР в ядрах $2s2d$ -оболочки. Прежде всего необходимо учесть сильное спин-орбитальное расщепление $1p$ -дырки: уровень $1p_{3/2}$ лежит намного выше по энергии, чем уровень $1p_{1/2}$. Это обстоятельство, вообще говоря, должно расщепить переходы типа Б на две группы:

$$1p_{1/2} \rightarrow 2s2d, \quad p_{3/2} \rightarrow 2s2d, \quad (20)$$

разделенных определенным энергетическим интервалом. При этом максимум переходов $1p_{1/2} \rightarrow 2s2d$ может в некоторых случаях оказаться близким к максимуму переходов А. Далее, существенным является вопрос о фрагментации $1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$ -дырок. Уровень $(1p_{1/2})^{-1}$ оказывается, как правило, слабо фрагментированным. Например, в ядре ^{28}Si практически вся спектроскопическая сила протонной дырки $(1p_{1/2})^{-1}$ сосредоточена на одном уровне ядра ^{27}Al с энергией возбуждения 4,05 МэВ. Напротив, дырочный уровень $(1p_{3/2})^{-1}$ является, как правило, сильно фрагментированным. Соответственно, можно ожидать следующего. В случае предельно сильной фрагментации 20–30 МэВ переходы $1p_{3/2} \rightarrow 2s2d$ скорее сформируют фон, чем максимум дипольного поглощения, простирающийся до энергий 45–50 МэВ. При умеренной фрагментации $1p_{3/2}$ -дырки переходы $1p_{3/2} \rightarrow 2s2d$ должны сформировать аномально широкую зону поглощения дипольных γ -квантов.

Остаточное ph -взаимодействие, вообще говоря, способно сильно перемещать переходы А и Б, формируя единую коллективную степень свободы. Однако экспериментальные данные о сечениях и нуклонных распадах ДГР и теоретические расчеты показывают, что оно не меняет кардинально картины ДГР, полученной в приближении двух типов коллективных колебаний, соответствующих переходам А и Б. Для иллюстрации на рис. 20 показаны результаты расчетов ДГР в ядре ^{32}S в частично-дырочном и более сложном приближениях (но с нефраgmentированной $1p_{3/2}$ -дыркой). Как видно из рисунка, переходы А и Б смешиваются незначительно.

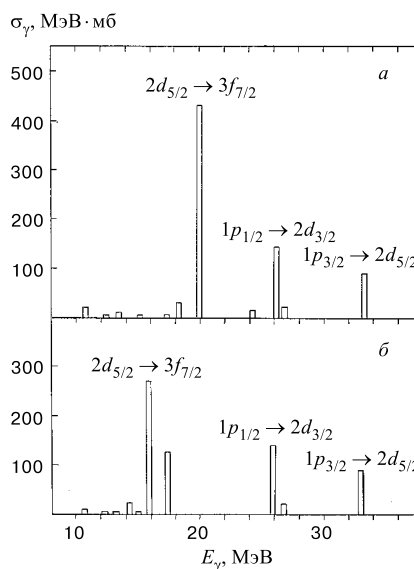


Рис. 20. Рассчитанные сечения поглощения γ -квантов на ядре ^{32}S [79] в ph -приближении (а) и с учетом более сложных конфигураций (б)

Как указано в разд. 1, в средних и тяжелых ядрах энергетические спектры нуклонов из ДГР формируются механизмами, близкими к статистическим. Полупрямой механизм дает не более 10–20 % нуклонов. Ситуация в легких ядрах кардинально иная: доля полупрямых фотонуклонов составляет более 50 %, а часто и более 80 % [2].

Этот факт — распад ДГР по каналам его частично-дырочного формирования — создает возможность посредством экспериментального анализа парциальных сечений произвести прямую идентификацию переходов А и Б в различных областях энергий ДГР, т.е. детальным образом проверить изложенные выше соображения.

Идентификация переходов в ядрах $2s2d$ -оболочек была проведена и отражена в ряде обзоров (см., например, [63]) и большом числе оригинальных работ. Прежде чем привести результаты этих работ, опишем методику их получения.

Для прямого доказательства существования конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса был необходим принципиально новый класс экспериментов, позволяющих наблюдать это явление непосредственно. Эту возможность дают эксклюзивные эксперименты по измерению эффективных сечений фотонуклонных реакций (γ, p_i) и (γ, n_i) , когда фиксируются отдельные уровни конечного ядра $A-1$ (i — номер конечного состояния, образующегося после распада ДГР). Измерение таких сечений (в дальнейшем называемых парциальными), выполненное при различных энергиях возбуждения начального ядра A (для определенности рассматривается ядро с незаполненной внешней оболочкой $2s2d$) и в широкой области энергий конечного ядра $A-1$, т.е. с охватом конечных состояний, как соответствующих дырке $(2s2d)^{-1}$ в валентной (частично-заполненной оболочке), так и соответствующих дырке $1p^{-1}$ в заполненной глубокой оболочке, позволяет непосредственно наблюдать расщепление по энергии частично-дырочных $1p1h$ -конфигураций, формирующихся из дипольных переходов типа А ($2s2d \rightarrow 3p3f$) и Б ($1p \rightarrow 2s2d$). Факт заселения дырочного состояния прямо свидетельствует о распаде $1p1h$ -конфигурации с вылетом нуклона в непрерывный спектр, а тип заселяемой «дырки» позволяет восстановить частично-дырочную конфигурацию распавшегося (входного) состояния.

Программа таких экспериментов была разработана и выполнена для ядер $2s2d$ -, а затем и $3p3f$ -оболочки. Эти эксперименты позволили разделить гигантский дипольный резонанс ядер $2s2d$ -оболочки на компоненты, обусловленные переходами $2s2d \rightarrow 3p3f$ (группа А) и $1p \rightarrow 2s2d$ (группа Б) и сделать окончательные заключения о существовании конфигурационного расщепления ДГР и его масштабах. Были проведены две группы экспериментов (описание экспериментов дано в [63, 64]):

1. Измерение энергетических спектров фотопротонов в области ГДР с малым шагом по энергии возбуждения ядра-мишени.

2. Измерение энергетических спектров γ -квантов, снимающих возбуждение конечного ядра (так называемых γ -квантов девозбуждения) для всей области гигантского резонанса.

Из экспериментов обоего типа были извлечены парциальные фотонуклонные сечения для 13 ядер (^{23}Na , $^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S , $^{35,37}\text{Cl}$, ^{39}K , ^{40}Ca , ^{45}Sc и ^{58}Ni). Полное число полученных парциальных сечений составило около 350.

Большую роль в получении этих принципиально новых результатов сыграло существенное улучшение экспериментального метода исследований. Суть метода поясняется на рис. 21.

На пучке тормозного γ -излучения при различных значениях верхней границы $E_{\gamma}^{\max}$ его энергетического распределения $W(E_{\gamma}, E_{\gamma}^{\max})$ измеряются спектры фотонуклонов. Каждый такой спектр формируется за счет распадов многих состояний ядра A в области гигантского резонанса на различные уровни конечного ядра $A-1$ и содержит информацию о переходах во все заселяемые состояния. Если спектры фотонуклонов (в данном случае фотопротонов) измерены с достаточно малым шагом по $E_{\gamma}^{\max}$ (необходим шаг около 1 МэВ), то переходы в состояния ядра $A-1$, имеющие различную дырочную природу, разделяются. Главное достоинство метода извлечения парциальных сечений из фотонуклонных спектров состоит в возможности получения детальной энергетической зависимости парциальных сечений, что является решающим обстоятельством для обнаружения и изучения явления конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса.

С помощью гамма-спектрометра высокого энергетического разрешения измерялись также спектры γ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер $A-1$. Спектры этих γ -квантов девозбуждения позволяли, в тех случаях, когда после вылета фотонуклона из ядра A заселялись близкорасположенные и неразрешенные методами спектроскопии нуклонов уровни ядра $A-1$, однозначно определить, какие именно уровни заселяются и с какой вероятностью.

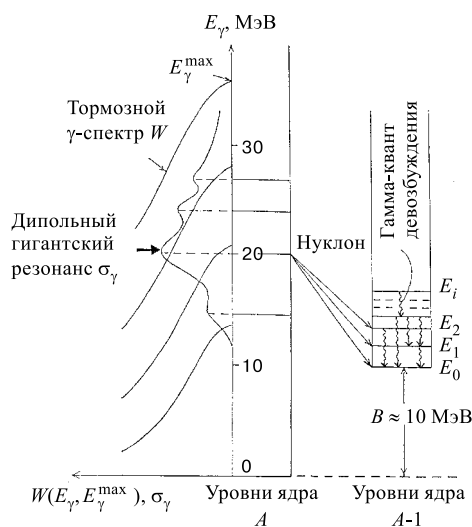


Рис. 21. Методика эксперимента по определению энергетических зависимостей парциальных фотонуклонных сечений на пучке тормозного излучения

Таким образом, совместное использование данных экспериментов по спектрометрированию фотонуклонов и γ -квантов девозбуждения позволяет получить исчерпывающую информацию о заселении отдельных состояний ядра $A-1$ при распаде дипольного гигантского резонанса ядра A .

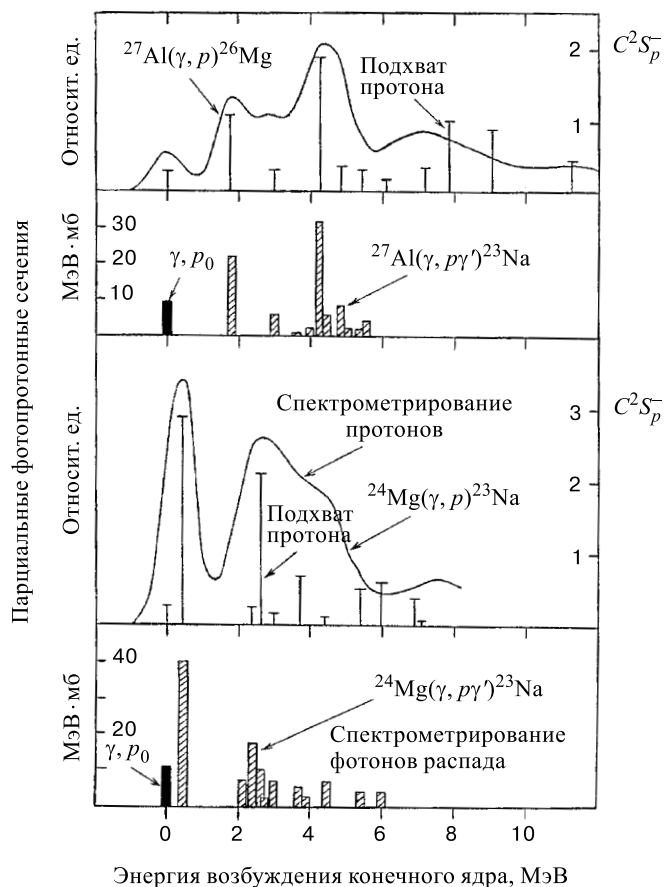


Рис. 22. Корреляция между парциальными фотопротонными сечениями и спектроскопическими факторами однопротонного подхвата $C^2S_p^-$ (вертикальные линии) для ядер ^{24}Mg и ^{27}Al . Парциальные фотопротонные сечения получены из экспериментов по спектрометрированию протонов (сплошные линии) и γ -квантов девозбуждения (заштрихованные столбики)

Анализ всех полученных парциальных фотонуклонных сечений был выполнен на основе спектроскопической информации о дырочной природе за-

селеяемых (после вылета фотонуклона) состояний из независимых данных реакций однонуклонной передачи типа (p, d) , (n, d) , $(d, {}^3\text{He})$ и др. Пример совместного анализа данных эксклюзивного фотопротонного эксперимента и данных реакций подхвата протона для ядер ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{27}\text{Al}$ приведен на рис. 22. На этом рисунке вертикальными линиями показано распределение спектроскопической силы протонных дырочных состояний исследуемых ядер (A, Z) по уровням конечных ядер $(A - 1, Z - 1)$. Сплошные кривые и заштрихованные столбики — полученные авторами работы с помощью методов спектрометрирования протонов и γ -квантов девозбуждения распределения вероятности заселения различных уровней конечных ядер в реакции (γ, p) . Отчетливая корреляция между данными фотонуклонного эксперимента и эксперимента по однонуклонному подхвату свидетельствует о том, что у рассматриваемых ядер распад гигантского резонанса происходит главным образом через те же конфигурации, которые непосредственно возбуждаются фотонами. Иными словами, полупрямой механизм распада у таких ядер является основным. Путем анализа парциальных фотонуклонных сечений авторами было показано, что для ядер $2s2d$ -оболочки за счет полупрямого механизма распада гигантского дипольного резонанса формируется $\gtrsim 50\%$ сечения фотопоглощения.

Процедура анализа парциальных фотонуклонных сечений с целью извлечения из них данных о механизме фотоядерной реакции и конфигурационной структуре гигантского дипольного резонанса была детально разработана авторами. Ее исчерпывающее описание дано в работах [2, 63, 64]. В результате применения этой процедуры по конфигурациям, проявляющимся в распаде, удалось реконструировать оболочечную структуру гигантского дипольного резонанса у ядер $2s2d$ -оболочки и впервые получить прямое доказательство его конфигурационного расщепления. Было установлено следующее [2, 65].

1. Основные переходы группы А ($2s2d \rightarrow 3p3f$) располагаются в области энергий 16–23 МэВ. Их центр тяжести расположен при 20–21 МэВ. Эти переходы образуют хорошо локализованный гигантский резонанс с максимумом в районе 20 МэВ и полушириной 4–5 МэВ. Переходы группы А практически исчезают (вырождаются) при энергии 30 МэВ.

2. Переходы группы Б ($1p \rightarrow 2s2d$) не формируют отчетливо выраженного резонанса. Основная их часть располагается в области энергий за максимумом гигантского резонанса (т.е. выше 20 МэВ) и в этой области переходы $1p \rightarrow 2s2d$ сильно разбросаны по шкале энергий. В районе 25–30 МэВ переходы группы Б становятся доминирующими.

Все эти эффекты иллюстрируются на рис. 23, 24. На рис. 23 показаны компоненты А (сплошная кривая) и Б (пунктир) полного фотопротонного сечения для ядер ${}^{23}\text{Na}$ и ${}^{32}\text{S}$, полученные в результате вышеописанного анализа парциальных фотопротонных сечений. На рис. 24 в качестве примера показаны результаты деления экспериментальных сечений фотопоглощения для ядер оболочки $1d2s$ — ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$ и ${}^{28}\text{Si}$ на переходы групп А и Б.

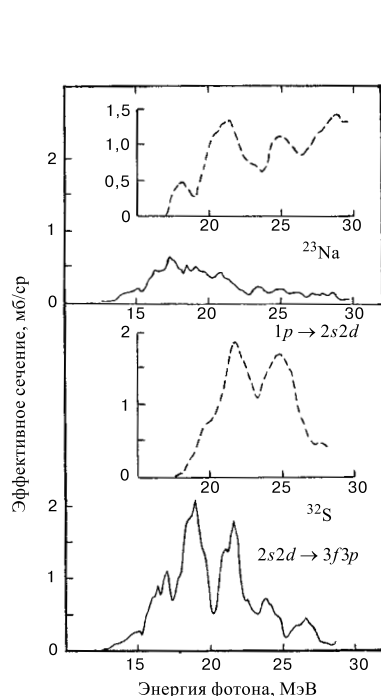


Рис. 23. Компоненты ветвей А (сплошная линия) и Б (пунктир) экспериментальных фотопротонных сечений ядер ^{23}Na и ^{32}S

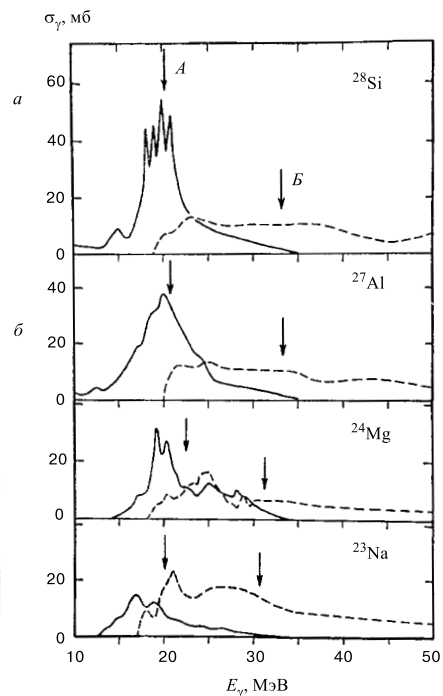


Рис. 24. Компоненты ветвей А (сплошная линия) и Б (пунктир) полных фотопротонных сечений для ядер ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al и ^{28}Si . Стрелками указаны центры тяжести компонент

Из рис. 24 видно, что основные переходы группы Б сильно смещены вверх по энергии относительно основных переходов группы А, т.е. имеет место большое конфигурационное расщепление гигантского дипольного резонанса. Его величина (разность указанных стрелками центров тяжести соответствующих компонент сечений) составляет ~ 10 МэВ и превосходит другие типы расщепления (по изотопическому спину и за счет деформации), составляющие несколько МэВ. За счет конфигурационного расщепления ширина полосы дипольного поглощения γ -квантов у ядер $2s2d$ -оболочки достигает 30 МэВ.

Предложенный и реализованный авторами экспериментальный метод исследования конфигурационной структуры гигантского дипольного резонанса был в дальнейшем использован в экспериментах бельгийских, австралийских, японских и американских физиков [66–73], подтвердивших существование конфигурационного расщепления гигантского дипольного резонанса у ядер $2s2d$ -оболочки.

Для изучения парциальных каналов распада гигантских резонансов в последние годы стали использоваться ускорители электронов нового поколения — с непрерывным пучком. Так, на непрерывном пучке ускорителя Института ядерной физики в Майнце (Германия) измерялись парциальные сечения реакции $^{58}\text{Ni}(e, e'p_i)^{57}\text{Co}$ [74]. Анализ результатов этого эксперимента, выполненный на основе полученных нами спектров γ -квантов девозбуждения на ядре ^{58}Ni [75], проводится в следующем разделе.

Рассмотрим теперь, опираясь на изложенные соображения, основные черты измеренных сечений поглощения γ -квантов ядрами $2s2d$ -оболочки. В качестве типичного ядра начала оболочки возьмем хорошо изученное ядро ^{19}F [72]. На рис. 25, 26 представлены парциальные сечения (γ, p_i) на ядре ^{19}F и полное сечение поглощения γ -квантов с указанием областей концентрации переходов А и Б. В табл. 3 указаны уровни i ядра ^{18}O , фигурирующие в парциальных сечениях (γ, p_i) и их характеристики. Как видно из рис. 25 и табл. 3, ядро ^{19}F является, без преувеличения, классической иллюстрацией основных идей, заложенных в концепцию конфигурационного расщепления ДГР. Действительно, мы видим своеобразный пигми-резонанс, обусловленный переходами типа А, т.е. переходами из заполняющейся оболочки, и главный максимум, связанный с возбуждением остова ^{16}O , т.е. с переходами $1p \rightarrow 2s2d$, составляющими тип Б. Совместные данные рис. 25 и табл. 3 не оставляют сомнения в полупрямом характере распада ДГР в этом ядре.

В качестве следующего представительного ядра, близкого к середине валентной оболочки, возьмем ядро ^{23}Na . Зависимость от энергии фотона фотопротонного сечения и сечения фотопоглощения, разделенного на группы А и Б, показана на рис. 23, а и 24. Как видно из рисунков, вне рамок концеп-

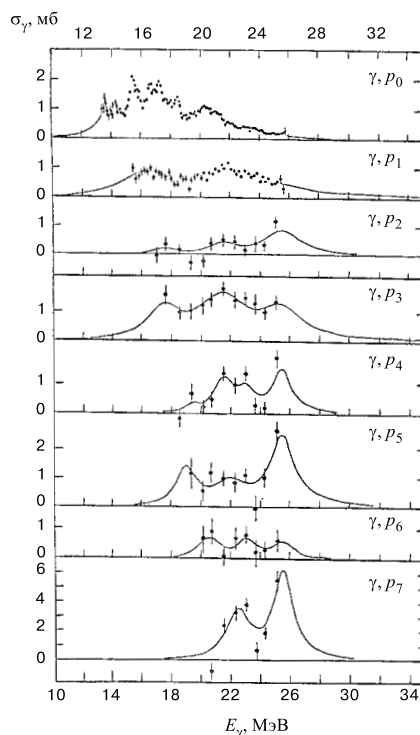


Рис. 25. Парциальные сечения реакций (γ, p_i) на ядре ^{19}F [69]. Сплошные линии приведены для удобства визуального восприятия информации

ции конфигурационного расщепления ход зависимости сечения поглощения γ -квантов от частоты фотона вообще нельзя понять. Для того чтобы убедиться в этом, достаточно сравнить кривую поглощения для ядер ^{16}O и ^{23}Na . В ядре ^{16}O имеется четкий максимум в области $22 \div 25$ МэВ. В ядре ^{23}Na максимум фактически отсутствует, а имеется полоса поглощения в области $15 \div 33$ МэВ. Такая картина в принципе могла бы возникнуть за счет аномально большого затухания ДГР. Однако в рассматриваемых ядрах роль более сложных степеней свободы, как мы уже говорили, оказывается небольшой. Следовательно, превращение максимума в полосу поглощения должно произойти на уровне частично-дырочных степеней свободы. В рамках развитой концепции конфигурационного расщепления аномальная ширина ДГР связывается с большой интенсивностью Б-переходов и большой шириной распада дырки $1p_{3/2}$.

σ , мб

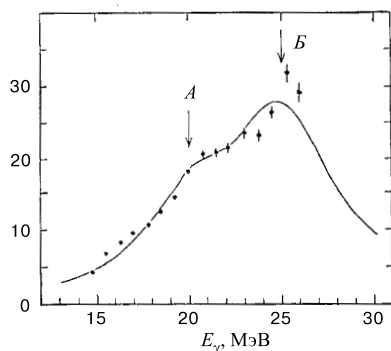


Рис. 26. Полное фотопротонное сечение на ядре ^{19}F [69]. Сплошная линия — сумма лоренцианов, отвечающих переходам А и Б

Как мы уже указывали, соотношение ветвей А и Б меняется по мере заполнения оболочки. На рис. 27 представлена зависимость σ_A/σ_t вклада σ_A ветви А в полное сечение σ_t поглощения γ -квантов от степени заполнения оболочек. Эта кривая была построена на основании данных по парциальным распадам ядер $2s2d$ -оболочки. Как видно из рисунка, вклад ветви А увеличивается с ростом заполненности оболочек, приближаясь к единице (как и должно быть) в ядре ^{40}Ca .

В заключение обсудим коротко вопрос о фрагментации глубоких дырок. Аномально большая фрагментация (до 30 МэВ) дырки $1p_{3/2}$ требует определенного внимания. Представляется маловероятным, чтобы такая ширина была связана с распадом в континуум.

В качестве последней иллюстрации возьмем ядро ^{32}S . На рис. 23,б представлено полное фотопротонное сечение, разделенное на группы А и Б, причем, как показывает рис. 25, следует ожидать сильной протяженности ДГР в область высоких энергий. Опять-таки, это можно объяснить только феноменом глубокой дырки, в данном случае $1p_{3/2}$ -дырки. Отметим, что в отличие от ядра ^{23}Na , где мы встречаемся с полосой поглощения, в ядре ^{32}S мы уже имеем максимум переходов группы А, расположенный в области 18–20 МэВ. Подчеркнем, однако, что это не ДГР в обычно используемом смысле слова, а только одна его ветвь — переходы группы А.

Таблица 3. Интегральные сечения реакций $^{19}\text{F}(\gamma, p_i)^{18}\text{O}$ и характеристики заселяемых состояний конечного ядра

Индекс i парциального сечения	E_i , МэВ	Дырочная конфигурация nlj	Спектроскопи- ческий фактор C^2S	Интегральное сечение, МэВ·мб
0	0	$2s_{1/2}$	0,38	8,7
1	1,98	$2d_{5/2}$	0,53	9,5
		$4g_{9/2}$	0,04	
2	3,63	$2s_{1/2}$	0,05	2,3
		$2d_{5/2}$	0,02	
3	4,45	$1p_{1/2}$	1,31	13,4
4	5,28	$2d_{5/2}$	0,32	5,7
		$2s_{1/2}$	0,15	
5	6,27	$1p_{3/2}$	0,70	7,6
6	6,88	$1p_{1/2}$	1,03	2,5
7	7,67	$1p_{3/2}$	0,42	13,6

Примечание. Для $i = 2, 4, 5, 6, 7$ парциальные сечения являются сечениями заселения групп состояний конечного ядра.

С другой стороны, трудно поверить также в то, что эта ширина обусловлена распадом типа $h \rightarrow p2h$, т.к. в этом случае распад ДГР должен был бы происходить посредством статистического механизма, а не полупрямого, как это наблюдается на опыте.

Возможно, что фрагментация глубокой дырки возникает уже на «частично-дырочном уровне» за счет реальной несферичности ядер $2s2d$ -оболочки. На это указывают результаты анализа реакций $(p, 2p)$ и (p, np) , проведенного в работе [42].

Обсудим теперь несколько вопросов, представляющих, главным образом, исторический интерес. Концепция конфигурационного расщепления ДГР в ядрах $2s2d$ -оболочки была выдвинута еще в 1964 г. [40]. С тех пор постоянно накапливались косвенные данные о конфигурационном расщеплении дипольного гигантского резонанса:

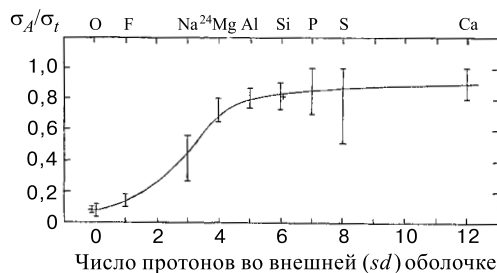


Рис. 27. Зависимость относительной вероятности возбуждения (σ_A/σ_t) дипольных переходов группы А от числа протонов во внешней $2s2d$ -оболочке

а) Заметно большая ширина области поглощения γ -квантов в ядре ^{24}Mg [76], по сравнению с теоретическими расчетами, основанными на обобщенной модели [77].

б) Двугорбый характер кривой сечения упругого рассеяния γ -квантов на ядрах ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{32}S [78]. Для примера на рис. 28 приведена экспериментальная кривая упругого рассеяния γ -квантов на ядре ^{32}S совместно с результатами расчетов [79]. Существенная подавленность нуклонного канала в Б-переходах (из-за уменьшения энергии нуклонов) приводит ко второму максимуму упругого канала в области их сосредоточения.

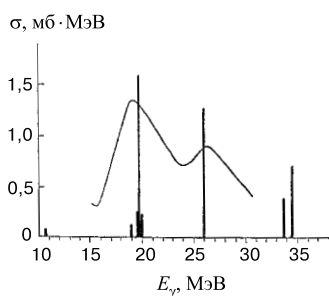


Рис. 28. Рассчитанное (столбики) и измеренное (сплошная линия) сечения реакции упругого рассеяния γ -квантов на ядре ^{32}S [79]

в) Обнаружение в реакциях (γ, n) [78] на ядрах ^{19}F , ^{20}Ne , ^{23}Na двух зон поглощения, одна из которых (22–26 МэВ) является аналогом ДГР в ядре ^{16}O . При этом величина сечения поглощения в высокоэнергетичной зоне уменьшается с ростом атомного номера A , а в низкоэнергетичной (18–22 МэВ) — растет. Авторы этих работ высказали гипотезу о том, что левый максимум возникает за счет А-переходов, правый — за счет Б-переходов. Поучительно отметить, что в доминирующих в течение многих лет экспериментах типа $(\gamma, p_0 + p_1)$ правая часть ДГР в легких ядрах, появляющаяся за счет Б-переходов, вообще оказывалась невидимой. Это связано с одним из важнейших аспектов конфигурационного расщепления — отсутствием полной

коллективизации ph -конфигураций [39]. И только в работах [65, 80, 81] конца 70-х — начала 80-х годов (см. также [69]) была осознана необходимость измерения сечений каналов (γ, p_i) с достаточно высоким возбуждением конечных ядер (как это предлагалось в работе [39]) и было однозначно доказано существование конфигурационного расщепления.

4. ОСОБЕННОСТИ ДИПОЛЬНОГО ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ У ЯДЕР ОБОЛОЧКИ $3p3f$

Во введении отмечено, что по данным реакций квазиупругого выбивания энергия связи нуклона в верхней заполненной оболочке ядра увеличивается с ростом числа «валентных» нуклонов. Для ядер pf -оболочки это увеличение передается для протонов формулой $\Delta E_A(2s2d) \approx \varepsilon_{2s2d} N_{\text{вал}}$, где $\varepsilon_{2s2d} \approx 0,7$ МэВ (последовательное уменьшение ε_{0s} , ε_{1p} , ε_{2s2d} связано с уменьшением роли сил Майорана при переходе ко все более высоким обо-

лочкам). В итоге сдвиг энергии $\Delta E_A(2s2d)$ будет достигать существенной величины $\Delta E_A(2s2d) \sim 5 - 10$ МэВ у ядер, близких к середине $3p3f$ -оболочки, когда число внешних нуклонов достаточно велико.

Таким образом, ядра $3p3f$ -оболочки с $N - 20 \approx 10 \div 15$ и $Z - 20 \approx 5 \div 10$ представляются особенно перспективными для поисков конфигурационного расщепления дипольного гигантского резонанса. Во-первых, группа Б будет в диагональном приближении сдвинута вверх по энергии по отношению к группе А на величину $\Delta E \approx 5 \div 10$ МэВ, и остаточное взаимодействие уже не сможет при таком большом значении ΔE объединить эти две группы в единое дипольное состояние — при переходе к диагонализации матрицы ph -взаимодействия они останутся разделенными. Во-вторых, число вакантных мест в pf -оболочке еще велико и сечение для группы Б будет большим. Отрицательным моментом здесь является то, что увеличивается диссипация ДГР и «испарительная» часть в спектре фотонуклонов, поскольку при переходе от легких ядер ко все более тяжелым нарастает плотность фоновых $2p2h$ -состояний.

После этих вводных замечаний переходим к анализу конкретного материала. Основой здесь служат энергетические спектры γ' -квантов из реакции $(\gamma, x\gamma')$, измеренные авторами для ядер $^{35,37}\text{Cl}$, ^{39}K , ^{40}Ca , ^{45}Sc и ^{58}Ni на пучке тормозного γ -излучения с верхней границей $E_\gamma^{\text{max}} \approx 32$ МэВ [63, 64, 75]. Из них были получены проинтегрированные по области гигантского резонанса парциальные фотоядерные сечения $\sigma^{\text{int}}(i)$, отвечающие заселению отдельных состояний конечных ядер. На основе этих данных определены полупрямые компоненты $\sigma_{\text{ph}}^{\text{int}}(i)$ парциальных сечений и вероятности полупрямого распада гигантского резонанса в целом. Кроме того, найдены вероятности $E1$ -возбуждения ветви $3p3f \rightarrow 4g4d4s$ в гигантском резонансе всех исследованных ядер (дело в том, что, например, ядро ^{40}Ca является «плохим» магическим ядром, у него имеется заметная примесь конфигурации $(2s2d)^{-2}(3p3f)^{+2}$ и т.д.). Процедура получения и анализа такого рода данных уже была описана при обсуждении ядер $2s2d$ -оболочки.

Переходы $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ приводят к заселению дырочных состояний с энергией возбуждения < 10 МэВ, и проведенные $(\gamma, x\gamma')$ -эксперименты позволяют выделить основную часть этих переходов и тем самым найти их долю в полном сечении фотопоглощения. Все имеющиеся данные о сечениях переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ и их вероятностях в фотонуклонных реакциях приведены в табл. 4. Для более легких ядер с $A \leq 32$ обсуждаемые переходы практически отсутствуют.

Из табл. 4 видно, что для ядер в районе $A = 40$ вероятность нуклонных переходов из $3p3f$ -оболочки составляет в среднем 10 %. С увеличением числа нуклонов до 58 вероятность переходов из $3p3f$ -оболочки возрастает по крайней мере в три раза, что является естественным следствием заполнения этой оболочки. Оставшаяся доля $E1$ -переходов обусловлена ветвью

$2s2d \rightarrow 3p3f$, которая доминирует для рассматриваемой группы ядер. Более точно определить вероятность переходов из pf -оболочки для ^{58}Ni не удастся из-за ограничения экспериментальных данных по энергии возбуждения конечного ядра.

Таблица 4. Сечения переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ и их доли (в скобках) в различных фотонуклонных реакциях

Ядро	σ^{int} , МэВ·мб			$(\sigma_{\text{int}}^{\text{ph}})_{fp}$, МэВ·мб		
	(γp)	(γn)	$(\gamma p) + (\gamma n)$	(γp)	(γn)	$(\gamma p) + (\gamma n)$
^{35}Cl	330–350	180–190	510–540	$< 15,5 (< 0,04)$	43(0,23–0,24)	43–58,5 (0,08–0,11)
^{37}Cl	160–170	380–390	540–560	0(0)	40–169 (0,10–0,44)	40–169 (0,07–0,31)
^{39}K	260	160	420	$37,3 \pm 4,9$ (0,14)	$9,2 \pm 2,5$ (0,06)	$46,5 \pm 5,5$ (0,11)
^{40}Ca	460	90	550	40,5–47,0 (0,09–0,10)	8,5–8,8 (0,10)	49–56 (0,09–0,10)
^{45}Sc	290–300	370–390	660–680	25(0,08–0,09)	30–67 (0,08–0,18)	55–92 (0,08–0,14)
^{58}Ni	570	250–380	840–920	> 140 (0,25)	> 120 (0,32)	> 260 (0,28)

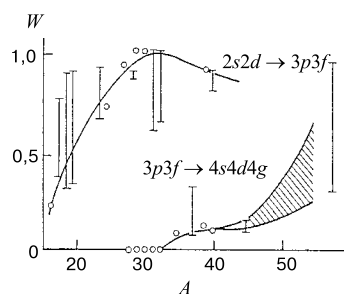


Рис. 29. Вероятность $E1$ -переходов из внешних оболочек в ДГР атомных ядер

Данные табл. 4 приведены также на рис. 29 вместе с обсуждавшимися в разд. 2 данными о вероятности нуклонных переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$ для ядер $2s2d$ -оболочки. Из этого рисунка хорошо видно, что вероятность переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$ увеличивается с ростом числа нуклонов, достигая примерно 100 % для $A \approx 30$. При дальнейшем увеличении A за счет появления переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ вероятность переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$ уменьшается примерно до 90 % для ядер в районе ^{40}Ca . Очевидно, что дальнейшее увеличение числа A приводит к еще большему уменьшению роли переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$ за счет уменьшения числа свободных мест в $3p3f$ -оболочке, т.е. возрастания вероятности переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$.

В соответствии с концепцией конфигурационного расщепления, центр тяжести переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ должен быть сдвинут к меньшим энергиям относительно центра тяжести переходов $2s2d \rightarrow 3p3f$. Обсуждаемые

результаты по ^{58}Ni указывают на наличие этого сдвига для ядер pf -оболочки (рис. 30). Этот рисунок является результатом совместного анализа данных двух экспериментов [74, 75]. В последнем из них на ускорителе электронов с непрерывным пучком изучалась реакция $^{58}\text{Ni}(e, e'p)^{57}\text{Co}$ для энергии возбуждения ядра, соответствующей ДГР. Были определены парциальные сечения с заселением основного состояния и групп возбужденных состояний конечного ядра. Суммарное сечение по всем каналам показано на рис. 30 однократной штриховкой (верхняя гистограмма). Данные $(\gamma, x\gamma')$ -эксперимента [75] указывают на то, что три нижних парциальных $(e, e'p_i)$ -сечения следует приписать ветви $3p3f \rightarrow 4s4d4g$. Сумма этих сечений показана двойной штриховкой на рис. 30. Как отмечено выше, однократная штриховка представляет собой сумму всех $(e, e'p_i)$ -сечений, куда дают вклад обе ветви ДГР ($3p3f \rightarrow 4s4d4g$ и $2s2d \rightarrow 3p3f$). Рисунок демонстрирует смещение идентифицированной части $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ -ветви ДГР к более низким энергиям по сравнению с оставшейся частью сечения, куда целиком входит ветвь $2s2d \rightarrow 3p3f$. Это свидетельствует о конфигурационном расщеплении ДГР. Таким образом, впервые для ядра pf -оболочки продемонстрировано существование конфигурационного расщепления ДГР. Масштаб этого расщепления для ядра ^{58}Ni составляет 5–10 МэВ.

Обсуждаемые экспериментальные данные позволили определить вероятность полупрямого механизма ДГР для ветви $3p3f \rightarrow 4s4d4g$, а также для ДГР в целом. Для переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ сечения полупрямых распадов и соответствующие вероятности приведены в табл. 5. Наиболее полные сведения имеются для ядер ^{40}Ca , ^{45}Sc и ^{58}Ni .

Как видно из последней колонки табл. 5, для ядер pf -оболочки вероятность полупрямого механизма у дипольных переходов из внешней оболочки $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ велика и лежит в пределах от 0,35 до 0,80. Это примерно то же значение, что и для дипольных переходов из внешней оболочки $2s2d \rightarrow 3p3f$ у ядер с $A = 16 \div 40$.

В табл. 6 даны вероятности полупрямых процессов для фотонуклонных переходов, формирующих ДГР. Из этой таблицы видно, что, начиная с ^{40}Ca , с увеличением A происходит уменьшение вероятности полупрямых процессов. Кроме того, для ядер ^{39}K , ^{40}Ca и ^{58}Ni , для которых вероятность полупрямых процессов определена с наибольшей точностью, доля полупрямых распадов в

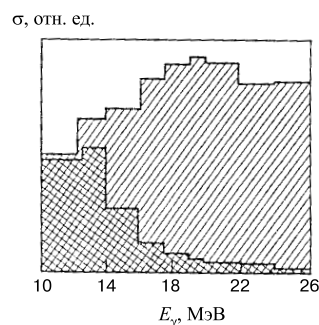


Рис. 30. Конфигурационное расщепление ДГР в фотопро- тонном сечении ядра ^{58}Ni . Однократная штриховка — полное сечение $E1$ -переходов. Двойная штриховка — сечение $E1$ -переходов из внешней оболочки $3p3f$

Таблица 5. Сечения полупрямых процессов для ветви $3p3f \rightarrow 4s4d4g$ ДГР (в скобках — доли в соответствующем сечении)

Ядро	$(\sigma_{\text{int}}^{\text{ph}})_{fp}$, МэВ·мб		
	(γp)	(γn)	$(\gamma p) + (\gamma n)$
^{35}Cl	0(0)	$< 4, 5(< 0, 1)$	$< 4, 5(< 0, 1)$
^{37}Cl	0(0)	$< 12, 2(< 0, 31)$	$< 12, 2(< 0, 31)$
^{39}K	0(0)	0(0)	0(0)
^{40}Ca	17,0(0,36–0,42)	3(0,34–0,35)	20(0,34–0,35)
^{45}Sc	12–14(0,48–0,56)	30–61(0,45–1,00)	42–75(0,46–0,80)
^{58}Ni	16–49(0,12–0,35)	84–102(0,70–0,85)	100–151(0,38–0,58)

Таблица 6. Вероятности полупрямых процессов в фотопротонном, фотонейтронном сечениях и полном сечении фотопоглощения ДГР

Ядро	(γp)	(γn)	$(\gamma p) + (\gamma n)$
^{35}Cl	$< 0, 30$	$< 0, 50$	$< 0, 36$
^{37}Cl	$< 0, 50$	$< 0, 39$	$< 0, 42$
^{39}K	0, 56	0, 95	0, 75
^{40}Ca	0, 59–0, 66	0, 82–0, 88	0, 63–0, 69
^{45}Sc	0, 08–0, 38	0, 08–0, 50	0, 08–0, 45
^{58}Ni	0, 07–0, 17	0, 28–0, 62	0, 16–0, 29

фотонейтронном канале существенно выше, чем в фотопротонном. Во второй работе [63], где анализируется это обстоятельство для ядер sd -оболочки, показано, что оно обусловлено, главным образом, влиянием нуклонного порога. У всех трех перечисленных выше ядер нейтронный порог значительно больше протонного, что, как показано в работе [63], и должно приводить к наблюдаемому превышению полупрямого механизма в реакции (γ, n) по сравнению с (γ, p) .

На рис. 31 вероятность полупрямых процессов для сечения фотопоглощения приводится как функция $1/A$. Этот рисунок содержит всю полученную из парциальных фотоядерных каналов информацию для ядер с $A = 12 \div 58$. Видно, что с увеличением A вероятность полупрямого распада ДГР уменьшается от $\sim 100\%$ для $A = 12$ до $10 \div 30\%$ для $A = 58$. Если экстраполировать эту тенденцию в область еще более тяжелых ядер, то мы приходим к выводу, что для таких ядер статистический распад ДГР является доминирующим.

Общее уменьшение вероятности полупрямого распада с ростом A происходит на фоне увеличения этой вероятности в районе $A = 16, 28, 40$, т.е. для магических ядер с заполненными внешними оболочками $1p$, $1d_{5/2}$ и $2s2d$ соответственно.

Это хорошо видно на рис. 32, где информация, ранее приведенная на рис. 31, дается в обычном масштабе. На рис. 32 впервые продемонстрирован оболочечный эффект в A -зависимости вероятности полупрямого распада ДГР. Этот эффект особенно ярко проявляется в районе дважды магического ядра ^{40}Ca .

Тот факт, что при наличии существенного конфигурационного расщепления ДГР у ядра ^{58}Ni доминируют статистические моды распада, означает, что по оболочечному конфигурационному составу группы А и Б уже заметно перемешаны. Из этого практически ясно, что у ядер следующей $4s4d4g$ -оболочки и само конфигурационное расщепление ДГР исчезнет, тем более, что в этих ядрах сильное спин-орбитальное взаимодействие у нуклонов с большими орбитальными моментами уже «перепутывает» осцилляторные оболочки.

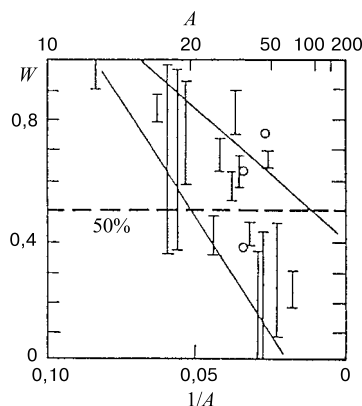


Рис. 31. Вероятность полупрямого распада ДГР в сечении фотопоглощения

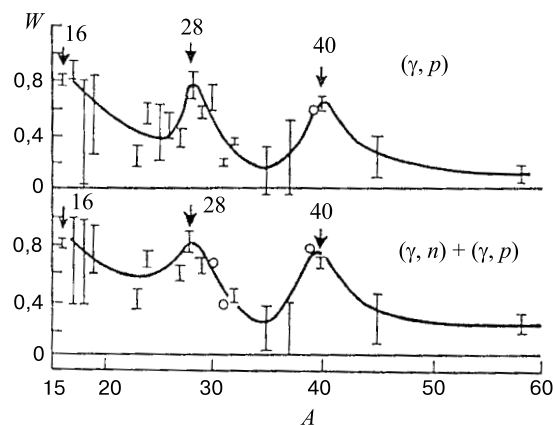


Рис. 32. Оболочечные эффекты в зависимости вероятности полупрямого распада ДГР от массового числа

5. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГИГАНТСКОГО СПИН-ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

К настоящему времени хорошо исследован экспериментально спин-дипольный гигантский резонанс (СДГР), характеризующийся уже не дипольным оператором взаимодействия фотона с нуклоном с тензорными свойствами $Y_{1m}(\theta\phi)\tau_3$, а спин-дипольным оператором $(Y_1 \times \sigma)_{JM}T_3$, $J = 0^-, 1^-, 2^-$, если речь идет о «заряженных» резонансах (μ -захват [82], процессы (γ, π) и (π, γ) [83], (n, p) - и (p, n) -перезарядка [84, 85]) или $(Y_1 \times \sigma)_{JM}T_3$, если речь идет о «нейтральных» резонансах (неупругое рассеяние электронов (e, e') с энергией порядка 100 МэВ).

У легчайших ядер p -оболочки ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ спин-дипольный резонанс характеризуется конфигурационным расщеплением и супермультиплетной структурой подобно $E1$ -резонансу. Это иллюстрирует рис. 33, а, б, где приводятся гигантские резонансы, возбуждаемые у ядра ${}^6\text{Li}$ в реакциях (π^-, γ) и (p, n) . Специфика этих реакций в том, что заселяются и самые низшие состояния конечного ядра ${}^6\text{He}$, т.к., например, взаимодействие «эффективного внешнего поля» [86] с нуклоном в процессе (π^-, γ) содержит не только спин-дипольную амплитуду (присутствуют, например, также гамов-теллеровские переходы $\Delta L = 0$, $\Delta S = \Delta T = 1$, соответствующие оператору $Q = \sigma\tau_{\pm}$), однако нас здесь интересует в основном гигантский резонанс, ассоциируемый конкретно со спин-дипольным взаимодействием. Регистрация с высоким разрешением энергии фотонов в эксперименте (π^-, γ) позволила (в отличие от поглощения μ -мезонов, где нейтрино не регистрируется) получить в деталях E -зависимость сечения по всей широкой полосе спин-дипольного поглощения [83, 87] (рис. 33, а). Теоретические результаты [83, 88] раскрывают физическое содержание этой картины, роль обоих крупномасштабных факторов — супермультиплетной симметрии и конфигурационного расщепления. Из трех больших перекрывающихся максимумов сечения самый правый (низкоэнергетический) соответствует переходам внутри валентной оболочки, которые приводят к состояниям со схемой Юнга $\{42\}$. Средний максимум соответствует спин-дипольному резонансу, двум близким по энергиям группам переходов: $s^4p^2\{42\} \rightarrow s^4p(2s2d)$ с $\{f\} = \{42\}$, $\{411\}$ (это группа А) и $s^4p^2 \rightarrow s^3p^3\{33\}$ (это группа Б). Наконец, левый (высокоэнергетичный) максимум — это главные переходы группы Б (создающие большую ширину полосы поглощения) $s^4p^2 \rightarrow s^3p^3\{321\}$. Сказывается, что в теоретическом расчете не учтена большая ширина $0s$ -дырки.

Реакция перезарядки ${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{He}$ при достаточно большой кинетической энергии налетающего нейтрона 60 МэВ (что позволяет дать сравнительно простую интерпретацию на основе импульсного приближения с искаженными волнами) дает аналогичную картину [84] (рис. 33, б), но с большим сечением в области высокоэнергетического максимума. Это связано с тем, что

здесь возбуждается не только спин-дипольный резонанс, но и электрический дипольный.

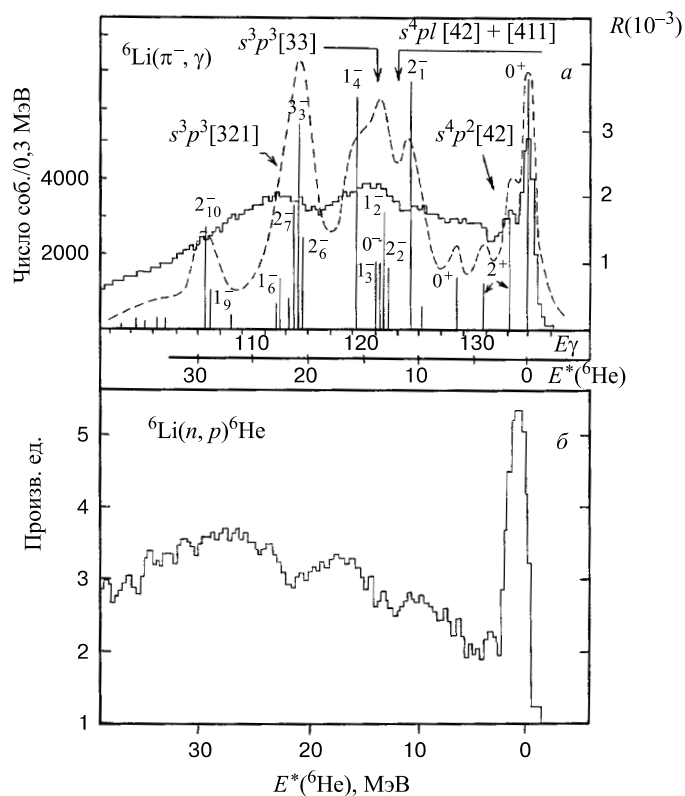


Рис. 33. а) Спектр возбуждения ядра ${}^6\text{He}$, возникающего в реакции (π^-, γ) радиационного захвата пионов на ядре ${}^6\text{Li}$. Вертикальные линии — результаты расчета на дискретном базисе, пунктирная кривая — результат размытия линий в интервале $\Delta E = 2$ МэВ, гистограмма — эксперимент [83]. Стрелками отмечено положение по энергии соответствующих конфигураций. б) Гистограмма возбуждения ядра ${}^6\text{He}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{He}$ [84]

Поскольку распады конечного возбужденного ядра ${}^6\text{He}$ в указанных реакциях не исследовались, то здесь нет прямой проверки состава частично-дырочных конфигураций — как это было при исследовании $E1$ -резонанса у ядер $2s2d$ -оболочки. Однако имеется независимая проверка через угловые распределения фотопионов в реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}^*$, которые тоже определяются конфигурационным составом ph -возбуждений, но в более интеграль-

ной форме. Эксперимент [89] и теория [90], основанная на микроскопической картине рис. 33,а, представлены на рис. 34. Видно их хорошее согласие (на рис. 34,а и 34,б это переходы $p \rightarrow d$, а на рис. 34,в и г — переходы $s \rightarrow p$).

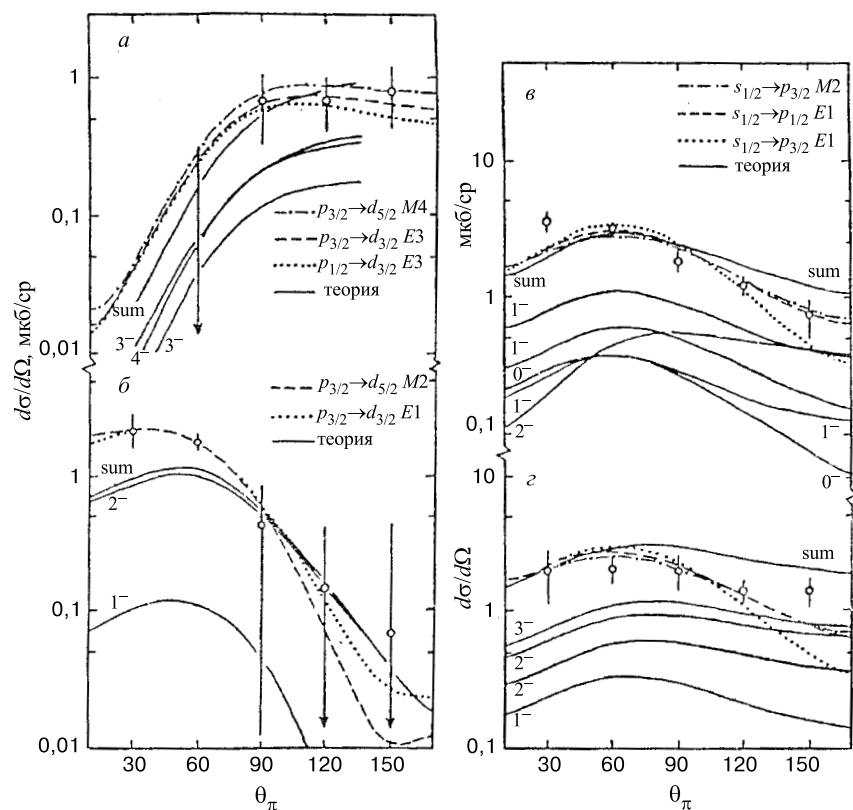


Рис. 34. Дифференциальное сечение фотопионов в реакции фоторождения пионов на ядре ${}^6\text{Li}$ при четырех энергиях E^* возбуждения конечного ядра ${}^6\text{He}$: а) $E^* = 12$ МэВ, б) $E^* = 13,6$ МэВ, в) $E^* = 17,7$ МэВ, г) $E^* = 24$ МэВ. Сплошные кривые — расчет в $1\hbar\omega$ оболочечной модели [90], остальные кривые — расчет в одночастичной модели [84], экспериментальные данные — из [89]

На рис. 35 дано систематическое сравнение ДГР с суперпозицией ДГР и СДГР, возбуждаемой в реакции перезарядки (p, n) на ядрах p -оболочки [85]. При малых энергиях возбуждения хорошо видны переходы Гамова–Теллера. Мы опять наблюдаем здесь яркую демонстрацию огромного конфигурационного расщепления (КР) у обоих резонансов, причем (p, n)-реакция измерена в более широком диапазоне энергий возбуждения конечного ядра.

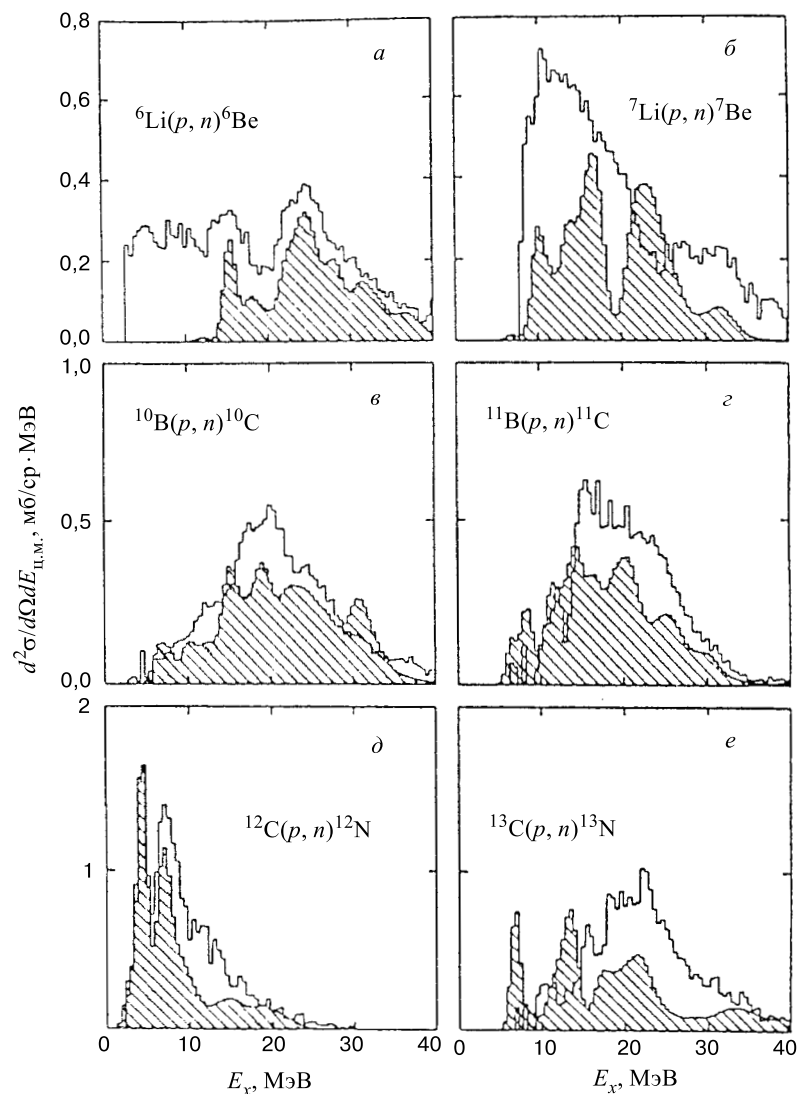


Рис. 35. Дифференциальное сечение $d^2\sigma/d\Omega dE_{\text{ц.м.}}$ реакции (p, n) на ряде ядер $1p$ -оболочки в зависимости от энергии возбуждения E_x конечных ядер. Угол вылета нейтронов $\theta = 10^\circ$, энергия налетающих протонов $E_p = 186 \text{ МэВ}$ [85]. Заштрихованные гистограммы — сечения реакции (γ, n) на ядрах-мишенях, сдвинутые по энергии к порогу (p, n) -реакции

Переходя к ядрам оболочки $2s2d$, сделаем вначале необходимые разъяснения. Заметное отличие СДГР с точки зрения «тонкой структуры» от элек-

трического дипольного резонанса состоит в том, что совсем не подавлены переходы с переворачиванием спина относительно орбитального момента. При этом в диагональном приближении такого рода переходы $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ или $2d_{5/2} \rightarrow 3f_{5/2}$ уходят вверх по энергии сравнительно с электрическими дипольными переходами $1p_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ или $2d_{5/2} \rightarrow 3f_{7/2}$ на величину спин-орбитального расщепления у d - или, соответственно, f -нуклонов. Переходы $1p_{1/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ или $2d_{3/2} \rightarrow 3f_{7/2}$ опускаются, наоборот, вниз на такую же величину, и, если согласно еще старому заключению Вилкинсона [10] о $E1$ -резонансе (ДГР) ядер $1p$ -оболочки спин-орбитальное взаимодействие почти не проявляется, то у спин-дипольного резонанса уже в диагональном приближении в сравнении с $E1$ -резонансом возникает дополнительный по отношению к эффекту глубоких дырок существенный разброс ΔE частично-дырочных

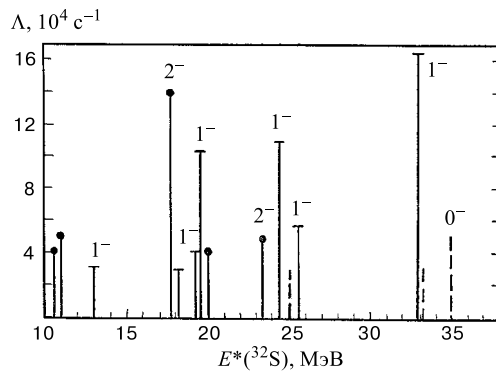


Рис. 36. Спектр возбуждения ядра ^{32}P , возникающего в реакции $^{32}\text{S}(\mu^-, \nu)$ [91]. По горизонтальной оси отложена энергия возбуждения ^{32}S , отличающаяся от энергии возбуждения ^{32}P на постоянную величину (это энергия возбуждения низшего уровня с $T = 1$ в ядре ^{32}S)

ковых для ДГР [77, 92]. Сохраняется указанный большой эффект спин-орбитального взаимодействия, и большое конфигурационное расщепление принимает другой облик. Похожая картина должна наблюдаться и при неупругом рассеянии электронов на ядре ^{32}S , где возбуждается и ДГР, и СДГР [92]. Это было бы интересно проверить на нуклонных распадных спектрах. На рис. 37 приведены в сравнении с расчетом Р.А.Эрамжяна с сотрудниками [93] экспериментальные данные [83] о реакции (π^-, γ) на ядре ^{32}S , характеризующиеся, правда, большими значениями переданных импульсов, чем в случае ДГР, так что проявляются и более высокие мультипольности, чем СДГР. На рисунке СДГР — это широкая область энергий возбуждения ядра ^{32}S с $T = 1$

(ph) возбуждений, примерно равный удвоенному спин-орбитальному расщеплению (для ядер sd -оболочки $\Delta E \approx 8 \div 10$ МэВ). В итоге спин-дипольная полоса поглощения будет заметно шире, чем дипольная! На рис. 36 приведен результат диагонализации матрицы ph -взаимодействий [91] для спин-дипольных возбуждений 0^- , 1^- и 2^- ядра ^{32}S в процессе μ -захвата с учетом отмеченного разброса по энергиям исходных ph -состояний. Мы видим, что тонкая структура спин-дипольной полосы, конфигурационный состав ph -состояний в разных ее частях существенно отличаются от та-

от 10 до 35 МэВ. Она обозначена символом $1\hbar\omega$. Этот рисунок хорошо иллюстрирует сказанное выше.

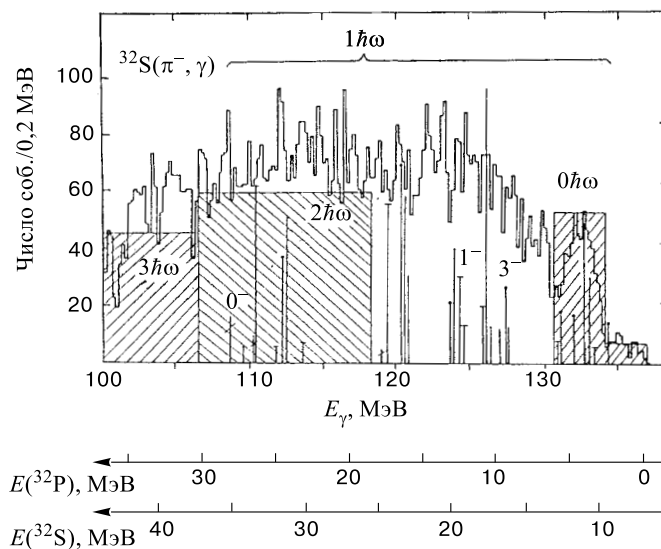


Рис. 37. Спектры возбуждения ядра ^{32}P в реакции (π^-, γ) радиационного захвата пионов на ядре ^{32}S . Наряду со шкалой энергий ядра ^{32}P приведена шкала для ядра ^{32}S . Гистограмма — результаты эксперимента [83], вертикальные линии и прямоугольники — результаты расчета [83] состояний, занимающих интервал $\Delta E = 10-15$ МэВ

Для ядер оболочки $3p3f$ данных о СДГР нет. Вопросы о резонансах более высокой мультипольности мы коротко коснемся в заключении.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем некоторые общие итоги наших многолетних исследований на основе материала, изложенного в данном обзоре.

1. В 50–60-е годы само базисное представление о ДГР как о едином дипольном состоянии в качестве некоего стереотипа сформировалось на примере магического тяжелого ядра ^{208}Pb , схематически рассмотренного Брауном и Больстерли [13]. «Дисциплинирующее влияние» этого стереотипа было столь велико, что появившиеся в конце 50-х — начале 60-х годов первые данные реакций $(p, 2p)$ и $(e, e'p)$ при высоких энергиях, четко указывавшие на гораздо большую энергию связи нуклонов во внутренних оболочках,

чем это следует из осцилляторной модели оболочек, были использованы тогда только нашей фотоядерной группой (но игнорировались всеми остальными), и это привело нас к концепции очень большого конфигурационного расщепления ДГР у немагических ядер $1p$ - и $2s2d$ -оболочек [39, 40]. Это помогло естественным образом объяснить [2,3] появившиеся несколько позже «странные» данные о полных сечениях $\sigma(\gamma, \text{total})$ и $\sigma(\gamma, Tn)$ для ядер $1p$ - и $2s2d$ -оболочек, измеренных в широком диапазоне энергий. У легчайших ядер p -оболочки КР увеличивается благодаря его сочетанию с супермультиплетной структурой, и возникает красивое явление звездного кластерного распада группы Б, еще мало исследованное. Фоторасщепление ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + t$ уже в широком диапазоне энергий $0 < E_\gamma < 70$ МэВ создает базу для определения кластер-кластерных потенциалов (аналогично и для других пар кластеров, например, $d + h \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$).

2. В силу абсолютного господства указанного стереотипа никому не приходило в голову проводить измерения спектра фотонуклонов (γ, p_i) , (γ, n_i) на ядрах с незамкнутыми оболочками в широком диапазоне энергий конечных состояний i ядра $A - 1$, который включал бы и возбуждения нуклона высшей заполненной оболочки (т.е. соответствующие «дырочные» состояния). Рекомендация провести именно такие измерения [39, 40] была с успехом реализована [65, 80] и дала убедительное прямое подтверждение концепции КР ядер $2s2d$ -оболочки (для ядер p -оболочки такие измерения не проведены и это следует сделать). Ведь группа Б не возбуждается в стандартных экспериментах $(\gamma, p_0 + p_1)$, связанных еще с одним стереотипом — в тяжелых ядрах с взаимодействием спаривания при удалении нуклона из валентной оболочки немагического ядра с четным числом частиц возбуждается лишь одно состояние (все сохранившиеся пары плюс нуклон из разорванной пары). В легких же ядрах «валентная дырка» может соответствовать десяткам состояний, занимающих интервал $\Delta E = 10 \div 15$ МэВ.

3. В итоге всех описанных усилий было выяснено, что у большинства немагических ядер $1p$ - и $2s2d$ -оболочки фактически формируется не ДГР, а очень широкая (~ 30 МэВ в p -оболочке и ~ 20 МэВ в sd -оболочке) полоса дипольного поглощения γ -квантов с разным конфигурационным составом ph -возбуждений в разных частях этой полосы — группа А и группа Б. При возрастании атомного номера, например, от ядра ${}^{19}\text{F}$ в sd -оболочке к ядру ${}^{39}\text{K}$, группа Б сдвигается направо и становится все более широкой (увеличивается фрагментация p -дырки), но ее площадь уменьшается, т.к. уменьшается число свободных мест в sd -оболочке. В качестве своего рода научного курьеза можно отметить, что КР обнаруживается даже у $E1$ -резонанса на ядре ${}^{40}\text{Ca}$ [64, 75], поскольку это «плохое» магическое ядро имеет весьма заметные примеси $2p2h$ -конфигураций $(2s2d)^{-2}(3p3f)^2$ и т.д. В итоге левее главного максимума ДГР (переходы $2s2d \rightarrow 3p3f$) здесь имеется отчетливо видимая группа переходов $3p3f \rightarrow 4s4d4g$, а правее его — группа переходов

$1p \rightarrow 2s2d$, т.е. мы имеем здесь уникальный случай с разнесенными по энергии тремя группами переходов у ДГР разного конфигурационного состава — А, Б и В!

4. В последние годы анализ нескольких фотоядерных экспериментов на ядрах $3p3f$ -оболочки [64, 75] убедительно показал на примере «средне-легкого» ядра ^{58}Ni , что существенное КР есть у дипольного резонанса и здесь. Существенной чертой, однако, является, как свидетельствуют спектры фотонуклонов, уже заметное перемешивание конфигураций, соответствующих группам А и Б. Это признак того, что у ядер следующей оболочки $4s4d4g$ конфигурационное расщепление, по-видимому, отсутствует. Исследование этого интересного круга вопросов нужно продолжить.

5. Углубление уровней внутренних оболочек ядра, по сравнению с осцилляторной ямой, упомянутое выше, описывается зависящим от плотности эффективным NN -взаимодействием Скирма [32], и энергию «центра тяжести» возбуждения группы Б можно принять как оценку осцилляторной частоты $\hbar\omega$ возбуждения дипольных колебаний внутренних плотных слоев ядра. К сожалению, эта информация не распространяется на тяжелые ядра.

6. Конфигурационное расщепление обнаружено для ядер p - и sd -оболочек и у «ближайшего родственника ДГР» — спин-дипольного гигантского резонанса СДГР, введенного в свое время В.В.Балашовым с сотрудниками [82] в качестве коллективного механизма μ -захвата ядрами. По масштабу оно близко к таковому для ДГР, хотя «микроскопическая картина» заметно отличается.

7. Вопрос о высших гигантских резонансах рассмотрим на примере квадрупольного гигантского резонанса (КГР). Здесь, в принципе, существует очень большое конфигурационное расщепление у немагических ядер, когда группа А соответствует $0\hbar\omega$ -переходам с возбуждением уровней внутри валентной оболочки (она хорошо изучена), группа Б — $2\hbar\omega$ -переходам из наружной заполненной оболочки в ближайшую незаполненную (следующую после валентной) и группа В — $2\hbar\omega$ -переходам из предпоследней заполненной в валентную оболочку. Но КГР — это уже слабый резонанс, и поэтому, например, для ядер sd -оболочки большая фрагментация $1p$ -дырочных состояний делает переходы группы Б $1p \rightarrow 3p3f$ при энергиях $E_\gamma \sim 30$ МэВ вялым широкополосным фоном. Еще более это справедливо для лежащих еще выше переходов группы В $0s \rightarrow 2s2d$ из-за возрастающей фрагментации дырки при переходе от $1p^{-1}$ - к $0s^{-1}$ -конфигурации.

8. Интересен вопрос о механизме большого уширения глубоких дырочных состояний [42]. Это требует исследования спектров распада этих состояний с использованием в экспериментах типа $A(p, 2p)(A-1)^* \rightarrow (A-2) + n$ уже тройных совпадений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Electric and Magnetic Resonances in Nuclei. — Singapore. World Scientific, 1991. Ed. by Speth J.
2. Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G. — Phys. Rep., 1986, v.136, №4-6, p.230.
3. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г. и др. — УФН, 1990, т.160, с.57.
4. Данос М., Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А. — УФН, 1995, т.165, с. 1345.
5. Baldwin G.C., Klaiber G.S. — Phys. Rev., 1947, v.71, p.3.
6. Мигдал А.Б. — ЖЭТФ, 1945, т.15, с.81.
7. Goldhaber M., Teller E. — Phys. Rev., 1948, v.74, p.1046.
8. Danos M. — Ann. d. Phys. (Leipzig), 1952, v.10, p.265;
Okamoto K. — Theor. Phys., 1956, v.15, p.75;
Danos M. — Nucl. Phys., 1958, v.5, p.23;
Danos M., Greiner W. — Phys. Rev., 1964, v.B134, p.284;
Huber M.G., Danos M., Weber H.J., Greiner W. — Phys. Rev., 1968, v.155, p.1073;
Semenko S.F. — Phys. Lett., 1964, v.10, p.182; 1964, v.13, p. 157.
9. Meyer M.G., Jensen J.H. — Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. N.Y., 1955.
10. Wilkinson D.H. — Physica, 1956, v.22, p.1039, p.1043, p.1058.
11. Неудачин В.Г., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. — ЖЭТФ, 1960, т.39, с.108.
12. Elliott J.P., Flowers B.H. — Proc. Roy. Soc., 1956, v.A242, p.57.
13. Brown G.E., Bolsterly M. — Phys. Rev. Lett., 1959, v.3, p. 472.
14. Мигдал А.Б. — Теория конечных ферми-систем. М.: Наука, 1983.
15. Соловьев В.Г. — Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Наука, 1989;
Вдовин А.И., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237.
16. Cavinato M., Marangoni M., Saruis A.M. — Phys. Lett., 1985, v.163B, p.49;
Cavinato M., Marangoni M., Ottaviani P.L., Saruis A.M. — Nucl. Phys., 1985, v.A444, p.13.
17. Danos M., Greiner W. — Phys. Rev., 1965, v.B138, p.876.
18. Живописцев Ф.А., Московкин В.М., Юдин Н.П. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1966, т.30, с.306.
19. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. — Nucl. Phys., 1977, v.A288, p.376; Nucl. Phys., 1980, v.A342, p.261;
Воронов В.В., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ 1983, т.14, с.1380.
20. Speth J., Wambach J. — Int. Rev. Nucl. Phys., 1991, v.7. World Scientific, ed. Speth J.
21. Kamerdzhiyev S., Speth J., Tertychny G., Tselaev V. — Nucl. Phys., 1993, v.A555, p.90.
22. Балашов В.В., Чернов В.М. — ЖЭТФ, 1962, т.43, с.227.
23. Ponomarev V.Yu. et al. — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.1168.
24. Drozd S., Nishizaki S., Speth J., Wambach J. — Phys. Rep., 1990, v.197, p.3.
25. Камерджиев С.П., Тertychny Г.Я., Целяев В.И. — ЭЧАЯ, 1997, т.28, с.333.
26. Griffin J.J. — Phys. Rev. Lett., 1967, v.17, p.478;
Feshbach H. — Rev. Mod. Phys., 1974, v.46, p.1;
Feshbach H., Kerman A., Koonin S. — Ann. of Phys., 1980, v.125, p.429;
Живописцев Ф.А., Сухаревский В.Г. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1248.

27. Урин М.Г. — Релаксация ядерных возбуждений. М.: Энергоиздат, 1991.
28. Chekomasov G.A., Urin M.H. — Phys. Lett., 1995, v. B354, p.7.
29. Малов Л.А., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.301.
30. Krewald S., Nakayama K., Speth J. — Phys. Rep., 1988, v.161, p.105.
31. Osterfeld F. — Rev. Mod. Phys., 1992, v.64, p.491.
32. Skyrme T.H.R. — Phyl. Mag., 1956, v.1, p.1043;
Vautherin D., Brink D.M. — Phys. Rev., 1972, v.C5, p.626.
33. Ишханов Б.С., Эрамзян Р.А., Юдин Н.П. — ЭЧАЯ, 2000, т.31, вып.2, с.313.
34. Balashov V.V., Belyaev V.B., Kabachnik N.M., Eramzhyan R.A. — Phys. Lett., 1964, v.9., p.168.
35. Foldy L.L., Walecka I.D. — Nuovo Cim., 1964, v.34, p.1026;
Barloo J. et al. — Phys. Lett., 1964, v.9, p.84.
36. Evseev V.S., Kozlowski T., Roganov V., Woitkowska J. — Phys. Lett., 1969, v.28B, p.553;
Войтковска Й., Евсеев В.С., Козловски Т. и др. — ЯФ, 1971, т.14, с.624.
37. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. — Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969;
Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудчик А.Т. и др. — Ассоциирование нуклонов в ядрах реакции многонуклонных передач. Киев.: Наукова думка, 1988.
38. Бояркина А.Н. — Структура ядер 1p-оболочки. М.: Изд. МГУ, 1973.
39. Неудачин В.Г., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. — Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М.: Изд. АН СССР, 1962, с.486.
40. Neudatchin V.G., Shevchenko V.G., Yudin N.P. — Phys. Lett., 1964, v.10, p.180;
Neudatchin V.G., Shevchenko V.G. — Phys. Lett., 1964, v.12, p.18.
41. Ahrens J., Borchert H., Czock K.H. — Nucl. Phys., 1975, v.A251, p.479.
42. Волков С.С., Воробьев А.А., Домченков О.А. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.1339;
Воробьев А.А., Доценко Ю.В., Лободенко А.А. и др. — ЯФ, 1994, т.58, с.3.
43. Mahaux C. et al. — Phys. Rep., 1985, v.120, p.3.
44. Amaldi V., Campos Venturi G., Cortellessa G. et al. — Phys. Lett., 1966, v.22, p.593.
45. Котиков Е.А., Махновский Е.Д. — ЯФ, 1985, т.41, с.289.
46. Варламов В.В., Косыхин А.Е., Угасте А.Ю., Черняев А.П. — Изв. АН РАН, сер. физ., 1992, т.56, с.143.
47. Kukulin V.I., Neudatchin V.G. — Nucl. Phys., 1970, v.A157, p.609;
Кузнецова Л.М., Кукулин В.И., Неудачин В.Г. — ЯФ, 1971, т.13, с.694.
48. Burkova N.A., Denyak V.V., Eramzhyan R.A. et al. — Nucl. Phys., 1995, v.A586, p.293.
49. Неудачин В.Г., Хохлов Н.А., Кныр В.А., Широков А.М. — ЯФ, 1997, т.60, с.1086.
50. Кукулин В.И., Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.1236;
Дубовиченко С.Б., Джазайров-Кахраманов А.В. — ЯФ, 1990, т.51, №6, с.1451; ЯФ, 1993, т.56, №2, с.87; ЯФ, 1993, т.56, №4, с.45; ЯФ, 1994, т.57, №5, с.784.
51. Копыгин И.В., Корнев А.С., Хускивадзе А.А. — Изв. АН РАН, сер. физ., 1999, т.63, с.1005.
52. Neudatchin V.G., Pomerantsev V.N., Sakharuk A.A. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.1512.;
Неудачин В.Г., Сахарук А.А., Смирнов Ю.Ф. — ЭЧАЯ, 1992, т.23, с.480;
Neudatchin V.G., Sakharuk A.A., Dubovitchenko S.B. — Few-Body Systems, 1995, v.18, p.159.

53. Fiedeldey H., Sofianos S.A., Ellerkmann G. — *Few-Body Systems*, 1995, v.18, p.173.
54. Skopik D.M., Weller H.R., Robertson N.R., Wender S.A. — *Phys. Rev.*, 1979, v.C19, p.601.
55. Berman B.L., Koester L.J., Smith J.H. — *Phys. Rev.*, 1964, v.B117, p.133.
56. Stewart J.R., Morrison R.C., O'Connell J.C. — *Phys. Rev.*, 1965, v.B372, p.138.
57. Belt B.D., Bingham C.R., Halbert M.L., Van der Voude A. — *Phys. Rev. Lett.*, 1970, v.24, p.1120.
58. King T.R., Meyerhof W.E., Hirko R.G. — *Nucl. Phys.*, 1972, v.A178, p.337.
59. Skopik M.D., Dodge W.R. — *Phys. Rev.*, 1972, v.C6, p.43.
60. Горбунов А.Н. — *Тр. Физ. Ин-та АН СССР*, 1974, т.71, с.3;
Gorbunov A.N. — *Phys. Lett.*, 1968, v.B27, p.436.
61. Hahn K.I., Brune C.R., Kavanagh R.W. — *Phys. Rev.*, 1995, v.C51, p.1624.
62. Voronchev V.I., Krasnopol'sky V.M., Kukulin V.I. — *J. Phys.*, 1982, v.G8, p.649, p.667;
Kukulin V.I., Krasnopol'sky V.M., Voronchev V.I., Sazonov P.B. — *Nucl. Phys.*, 1984, v.A417, p.128.
63. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Эрамжян Р.А. — *ЭЧАЯ*, 1992, т.23, с.1770; 1995, т.26, с.873.
64. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А. — *ЯФ*, 1995, т.58, с.1180.
65. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Эрамжян Р.А. — *ЭЧАЯ*, 1983, т.14, с.286.
66. Ryan P.J.P., Thompson M.N., Shoda K., Tanaka T. — *Nucl. Phys.*, 1983, v.A411, p.105.
67. Gulbranson R.L., Cardman L.S., Doron A., Erell A., Lindgren K.R., Yavin A.I. — *Phys. Rev.*, 1983, v.C27, p.470.
68. Kerkhove E., Ferdinande H., Van der Vyver R., Berkvens P., Van Otten P., Van Camp E., Ryckbosch D. — *Phys. Rev.*, 1984, v.C29, p.2047.
69. Kerkhove E., Ferdinande H., Van Otten P. et al. — *Phys. Rev.*, 1985, v.C31, p.1071; v.C32, p.368.
70. Sutton R.A., Thompson M.N., Hirooka M., Tanaka T., Shoda K. — *Nucl. Phys.*, 1986, v.A452, p.41.
71. Ryan P.J.P., Thompson M.N. — *Nucl. Phys.*, 1986, v.A457, p.1.
72. Kerkhove E., Berkvens P., Van der Vyver R., Ferdinande H., Van Otten P., Ryckbosch D., Van Camp E. — *Nucl. Phys.*, 1987, v.A474, p.397.
73. O'Rielly G.V., Zubanov D., Thompson M.N. — *Phys. Rev.*, 1989, v.C40, p.59.
74. Dolbilkin B.S., Kondratiev R.L., Lisin V.P. et al. — *Z. Physik*, 1988, v.A331, p.107.
75. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А. — *ЯФ*, 1993, т.56, вып.8, с.1; 1994, т.57, с.2300.
76. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Shevchenko V.G., Yuryev B.A. — *Phys. Lett.*, 1964, v.9, p.162;
Forkman B., Stiefler W. — *Nucl. Phys.*, 1964, v.56, p.615.
77. Nilsson S.G., Sawicki J., Glendenning N. — *Nucl. Phys.*, 1962, v.33, p.239.
78. Bergere R. — *Photonuclear Reactions I. Lecture Notes in Physics*. 1977, v.61, p.1.
79. Majling L., Neudatchin V.G., Yudin N.P. et al. — *Nucl. Phys.*, 1970, v.A143, p.429.

80. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Эрамжян Р.А. — ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.905.
81. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. — Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, с.465.
82. Балашов В.В., Коренман Г.Я., Эрамжян Р.А. — Поглощение мезонов атомными ядрами. М.: Атомиздат, 1978.
83. Гмитро М., Киссенер Х.Р., Трюоль П., Эрамжян Р.А. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.1230; 1983, т.14, с.773.
84. Brady F.P., Needham G., Ullmann Y.L. et al. — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1984, v.10, p.363.
85. Yang X., Wang L., Rapaport J. et al. — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.2535.
86. Osterfeld F. — Rev. Mod. Phys., 1992, v.64, p.491.
87. Renker D., Dahme W., Hering W. et al. — Phys. Lett., 1978, v.41, p.1279.
88. Kissener H. R., Dogotar G.E., Eramzhyan R.A., Sakaev R.A. — Nucl. Phys., 1978, v.A312, p.394.
89. Shoda K. — Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. В сб.: Труды VI семинара. ИЯИ АН СССР, М.; 1986, с.118.
90. Камалов С.С., Каипов Т.Д., Эрамжян Р.А. — В сб.: Труды VI семинара. ИЯИ АН СССР, Москва, 1986, с.143; Z. Physik, 1985, v.A322, p.321.
91. Bely Yu.I., Eramzhyan R.A., Majling L. et al. — Nucl. Phys., 1973, v.A204, p.357.
92. Белый Ю.И., Кабачник Н.М. — ЯФ, 1971, т.14, с.1113.
93. Майлинг Л., Ржизек Й., Сакаев Р.А., Эрамжян Р.А. — Чехосл. физ. журнал, 1978, т.В28, с.1081.

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

М.В.Казарновский

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Кратко излагаются современные представления об эволюции ранней Вселенной и описываются сценарии образования и эволюции звезд, а также ядерные реакции, определяющие происходящие в звездах процессы, в частности, нуклеосинтез. Особое внимание уделяется образованию элементов тяжелее железа путем последовательного захвата нейтронов (s - и r -процессы). Для расчета этих процессов требуются детальные данные о сечениях реакций (n, γ), усредненных по максвелловским спектрам нейтронов при температурах порядка $10 \div 100$ кэВ, причем весьма важными являются реакции с малыми сечениями и/или с возбужденными и нестабильными ядрами. Описываются действующие и создаваемые в ИЯИ РАН и ЛНФ ОИЯИ экспериментальные установки, на которых планируется измерять такие сечения.

The scenario of the star formation and evolution and the nuclear reactions determining nucleosynthesis in the stars are described after short presentation of the modern idea about the early Universe evolution. Particular emphasis has been placed on the formation of the elements heavier than iron by means of succession neutrons capture (s - and r -processes). For these reactions calculation it is need the detailed data on the (n, γ) reaction cross section, averaged on the Maxwellian neutron spectra at the temperatures from 10 to 100 keV. The very important reactions are reactions with small cross sections and reactions with the excited or unstable nuclei. The existing experimental setups for measurements of such reactions and those being developed in INR RAS and FLNP JINR are described.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вселенная и нейтрон представляют две крайности: их различие по времени жизни — 15 порядков, по размеру — более 40 порядков, по массе — почти 80 порядков. И при этом свойства нейтрона, как будет видно из дальнейшего, кардинально влияют на свойства и эволюцию Вселенной, в некоторых случаях даже сильнее, чем на свойства «родных» ядер. Еще до открытия нейтрона достижения ядерной физики сыграли решающую роль в становлении современных представлений астрофизики. Так, ранее считалось, что свечение звезд поддерживается гравитационной энергией. Это дает для времени жизни звезды типа Солнца величину порядка $GM^2/LR \sim 10^7 - 10^8$ лет, где M — масса, L — светимость, R — радиус звезды. С другой стороны, данные радиоизотопного анализа древнейших минералов, полученные вскоре после

открытия изотопов и радиоактивности, показали, что Земля существует несколько миллиардов лет, т.е. во много десятков раз дольше, чем могло бы существовать Солнце по этой теории. В дальнейшем, по мере разработки теории ядерных процессов в звездах как источников энергии и звездной эволюции роль ядерной физики в астрофизических теориях непрерывно возрастала. С открытием в спектрах звезд технеция* стало очевидным, что в них может идти образование тяжелых (с массовым числом $A > 60$) нуклидов, т.е. процесс последовательного захвата ядрами нейтронов (см. разд.4). Таким образом, данные о распространенности изотопов во Вселенной и в реакциях, в которых они образуются, являются одними из важнейших экспериментальных источников ядерной астрофизики.

Краткому обсуждению роли ядерной, в первую очередь нейтронной, физики в решении астрофизических проблем посвящен настоящий обзор.

2. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

Экспериментальными источниками, легшими в основу современных представлений о происхождении и эволюции Вселенной, являются открытия разбегания галактик и реликтового излучения и данные о распространенности нуклидов.

Разбегание галактик. До 20-х годов XX века космологи считали, что Вселенная вечна, безгранична и стационарна. В 1922 и 1924 гг. в двух заметках А.А.Фридман доказал, что теория римановского и эйнштейновского пространства содержит нестационарные решения, описывающие в рамках однородной модели эволюцию Вселенной, как открытой, так и закрытой. В 1929 г. Хаббл, измеряя красное (доплеровское) смещение спектральных линий излучения (поглощения) звезд, обнаружил, что галактики разбегаются, причем в полном соответствии с теорией Фридмана: чем больше расстояние R до галактики, тем больше скорость $v = \dot{R}$ ее удаления. Это означает, что Вселенная не вечна, а возникла некоторое время тому назад. Значение «постоянной» Хаббла ** $H = \dot{R}/R$, полученное из последних данных об очень далеких галактиках, определяется неравенством

$$50 \leq H \leq 85 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк}) \quad (1)$$

*Наибольший период полураспада из изотопов технеция имеет ^{98}Tc — 4,2 млн. лет.

**Согласно теории Фридмана H в каждый момент времени t не зависит от координаты, но зависит от t , поскольку тяготение должно замедлять скорость расширения Вселенной (ср. формулы (3) и (7)). Однако современная точность измерения H не позволяет обнаружить этот эффект.

(1 Мпк = $3,1 \cdot 10^{19}$ км). Скорость удаления этих галактик близка к c , т.е. они расположены у «горизонта» Вселенной *, и наблюдаемый сейчас свет от них был испущен почти в самом начале ее существования. Это означает, что величина $\tau = 1/H$ практически равна времени, прошедшему с момента возникновения Вселенной — Большого Взрыва (БВ), которое, таким образом, лежит в пределах от 12 до 20 млрд. лет. Большая неопределенность в значении H связана с трудностью определения расстояний до далеких галактик.

Реликтовое излучение. В 1965 г. Пензиас и Вильсон обнаружили электромагнитное излучение со спектром, близким к спектру излучения черного тела с температурой 2,7 К, и почти изотропное; обнаружены лишь весьма малые ($\sim 10^{-4}$) отклонения этого излучения от изотропии. Вскоре его объяснили как результат остывания излучения, «оторвавшегося» от горячей плазмы в период формирования атомов, когда вещество стало оптически прозрачным, т.е. меньше чем через 1 млн. лет после БВ, а следовательно, почти от самого горизонта Вселенной. Реликтовое излучение было открыто «случайно». Но, как впоследствии выяснилось, оно было ранее предсказано рядом авторов (Дж.Гамовым и Алфером (1948 г.), А.Г.Дорошкевичем и И.Д.Новиковым (1964 г.), Р.Дикке (1964 г.)).

Распространенность нуклидов во Вселенной. Подавляющую часть полной нуклонной массы ($\cong 99,9\%$) во Вселенной составляют H и ^4He , причем, как показали многочисленные исследования различными методами, отношение числа атомов H к числу атомов ^4He , в основном, одинаково в различных, достаточно крупномасштабных астрофизических объектах (например, в среднем по Солнечной системе) и близко к 10. Относительная распространенность (ОР) других ядер наиболее надежно установлена для Солнечной системы, в первую очередь, для Земли и метеоритов. Кривая ОР нуклидов по числу атомов приведена на рис. 1 (ОР Si принята равной 10^6). С ростом массового числа A распространенность падает быстро, но не монотонно: имеются резкий провал для группы легких ядер (для D, ^3He и особенно для Li, Be, B), максимумы для ядер групп CNO и Fe, а также в районе магических чисел нейтронов $N = 50, 82, 126$ (подробнее см. в [1,2]).

Большинство звезд и галактик имеет, как правило, близкий состав нуклидов. Обнаруженные изотопные аномалии у некоторых астрофизических объектов скорее всего обусловлены особенностями конкретных механизмов нуклеосинтеза, специфичных для этих объектов, и не противоречат современным представлениям об эволюции звезд и Вселенной в целом.

*Горизонтом (видимости) Вселенной принято называть такую поверхность, где сигнал от любого объекта, расположенного вне этой поверхности, испущенный за все время существования Вселенной, не может *сейчас* быть принят. Приближенно можно считать, что она является сферой с радиусом $R_U = c\tau$, где τ — время существования Вселенной. Таким образом, величина R_U характеризует эффективный размер («радиус») Вселенной.

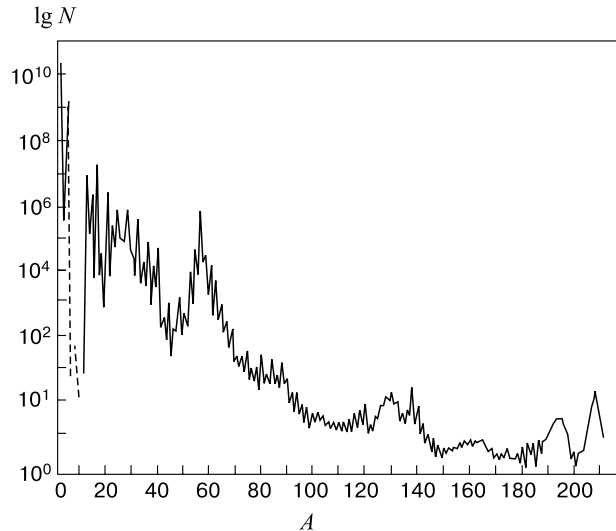


Рис. 1. Стандартная кривая относительной распространенности нуклидов $\lg(N/N_{\text{Si}})$ ($N_{\text{Si}} = 10^6$) как функции массового числа A

Тот факт, что ОР ${}^4\text{He}$ практически одинакова в различных крупномасштабных астрофизических объектах, указывает на его происхождение в ту эпоху, когда Вселенная была в значительной степени однородна. На ранней стадии развития Вселенной также могли образоваться D , ${}^3\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$. Как показывают оценки, образование и сгорание ${}^4\text{He}$ в звездах в результате термоядерных реакций не могло заметно изменить «первоначальную» долю ${}^4\text{He}$ в общей нуклонной массе космоса, обычно обозначаемую символом Y_p . Несколько труднее оценить изменение отношений распространенностей (D/H) и $({}^7\text{Li}/\text{H})$ по сравнению с их первоначальными значениями $(\text{D}/\text{H})_p$ и $({}^7\text{Li}/\text{H})_p$. Согласно [3,4] имеем

$$Y_p = 0,230 \pm 0,010, \quad 10^{-5} < (\text{D}/\text{H})_p < 2 \cdot 10^{-4}, \quad 10^{-10} < ({}^7\text{Li}/\text{H})_p < 8 \cdot 10^{-10}. \quad (2)$$

(Оценка первоначального отношения $({}^3\text{He}/\text{H})_p$ довольно неопределенна, поскольку за время существования Вселенной оно могло заметно измениться как в ту, так и в другую сторону.) В целом, несмотря на различие в несколько порядков, приведенные средние значения ОР удовлетворительно объясняются современной космологической теорией.

Эволюция ранней Вселенной. Сказанное выше однозначно интерпретируется на основе теории, по которой Вселенная возникла в результате Большого Взрыва. За начальный момент ее развития принимается время Планка $t_{\text{Pl}} = \sqrt{\hbar G/c^5} = 5,4 \cdot 10^{-44}$ с после БВ. Считается, что во времена $t < t_{\text{Pl}}$ важную роль играли квантовые свойства гравитационного поля, которые тео-

Таблица. GUT-космология

Основные этапы истории Вселенной	Время t , с	Энергия $E = kT$, ГэВ	Температура T , К	«Диаметр» Вселенной R , см
Время Планка t_{Pl}	10^{-44}	10^{19}	10^{32}	10^{-3}
GUT SU(5)-нарушение, m_X	10^{-36}	10^{15}	10^{28}	10
SU(2) _L ⊗ U(1)-нарушение, m_W	10^{-10}	10^2	10^{15}	10^{14}
Конфайнмент кварков, $p\bar{p}$ -аннигиляция	10^{-6}	1	10^{13}	10^{16}
Отщепление ν , e^+e^- -аннигиляция	—	—	—	—
e^+e^- -аннигиляция	1	10^{-3}	10^{10}	10^{19}
Образование легких ядер	10^2	10^{-4}	10^9	10^{20}
Отщепление γ , переход от «радиационной» Вселенной к «вещественной» Вселенной, формирование атомов, образование звезд и галактик	10^{12} ($\approx 10^5$ лет)	10^{-9}	10^4	10^{25}
Сегодня (t_0)	$\approx 5 \cdot 10^{17}$ ($\approx 10^{10}$ лет)	$3 \cdot 10^{-13}$	3	10^{28}

рия пока не в состоянии описывать. Для описания эволюции Вселенной после t_{Pl} , по-видимому, применимы методы современной физики. Однако при этом приходится привлекать модели, тем менее обоснованные, чем ближе t к t_{Pl} . В таблице, взятой из [5], грубо характеризуются основные этапы истории Вселенной по стандартной космологической модели. Ее эволюцию можно разделить на две фазы. Первая — это фаза преобладания излучения (при $t < t_{\text{rec}} \approx 700000$ лет; здесь и далее индексом «гес» помечаются величины, относящиеся к моменту превращения плазмы в газ нейтральных атомов в результате рекомбинации составляющих ее электронов и ядер). При этом Вселенная представляла собой почти однородную плазму из различных частиц, которая, несмотря на быстрое расширение, в каждый момент времени находилась в состоянии теплового равновесия, если скорости Γ_I процессов взаимодействия частиц друг с другом заметно превосходили относительную скорость расширения Вселенной: $\Gamma_I \gg H$. В течение этой фазы время, температура T , плотность материи ρ ($\rho = u/c^2$, u — плотность энергии), эффективный размер Вселенной R_U и постоянная Хаббла (см. сноску на с.1401) были связаны соотношениями

$$t = \frac{1}{2H} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho}}, \quad \rho[\text{г/см}^3] = 1,22 \cdot 10^{-35} (T[\text{К}])^4, \\ TR_U = \text{const} \approx 10^{29} \text{ К} \cdot \text{см}. \quad (3)$$

После ряда буквально фантастических превращений (обсуждение которых выходит за рамки данного обзора) при $t \approx 10^{-2}$ с, завершившихся процессом барионной аннигиляции, Вселенная превратилась в плазму, состоящую из фотонов, лептонов (электронов, позитронов и различных нейтрино) и очень малого числа N_N нуклонов*: $N_N = N_N^+ - N_N^- \approx 10^{-9}(N_N^+ + N_N^-)$, где N_N^+ и N_N^- — соответственно, «первоначальные» числа нуклонов и антинуклонов. Значение N_N определилось на ранних стадиях развития Вселенной (при $t \leq 10^{-35}$ с, причем различные модели эволюции на этих стадиях поразному объясняют его происхождение) и благодаря сохранению барионного числа не изменилось до наших дней. Таким образом, уже через 0,01 с после БВ («первый кадр» в книге С.Вайнберга [6]) нейтроны стали одной из главных составляющих Вселенной и начали играть важную роль в ее эволюции. С этого момента и до $t \approx 1$ с (при $T > 10^{10}$ К) отношение числа нейтронов к числу протонов зависело от T по Больцману:

$$\frac{N_n}{N_p} \cong \exp \left[-\frac{(m_n - m_p) c^2}{kT} \right], \quad (4)$$

m_n , m_p — массы нейтрона и протона соответственно. Такое термодинамическое равновесие объясняется интенсивно протекающими слабыми процессами:

$$p + e^- \leftrightarrow n + \nu_e, \quad n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e. \quad (5)$$

Когда температура упала до $\approx 10^{10}$ К, эти процессы стали слишком медленными, нейтрино «оторвались» от остальной плазмы, их температура падала по мере расширения Вселенной, и к настоящему моменту она близка к 2 К. Отношение N_n/N_p «заморозилось» при $T \approx 10^{10}$ К (к этому моменту оно было близко к 0,2) и в дальнейшем изменялось только за счет β -распада (период полураспада свободного нейтрона $\tau_{1/2} = (10,24 \pm 0,02)$ мин). Приблизительно в это же время аннигиляция e^+ , e^- -пар стала превалировать над их образованием. Вскоре позитронная компонента плазмы исчезает, число электронов становится в точности равным числу протонов — плазма в целом нейтральна, и ее основной компонентой становятся фотоны: их число N_f в $\approx 10^9$ раз превышает число нуклонов N_N . А спустя $\sim 10^2$ с заметную роль стал играть процесс нуклеосинтеза, который на этой стадии протекал по следующей схеме:

1) образование дейтронов в реакции $n + p \rightarrow d + \gamma$ (при более высоких температурах слабосвязанные дейтроны очень быстро разрушаются за счет обратной реакции и в столкновениях с быстрыми протонами);

*В этот список условно можно включить таинственную «темную материю», существование которой могло бы объяснить аномалии, наблюдаемые при изучении некоторых астрофизических объектов.

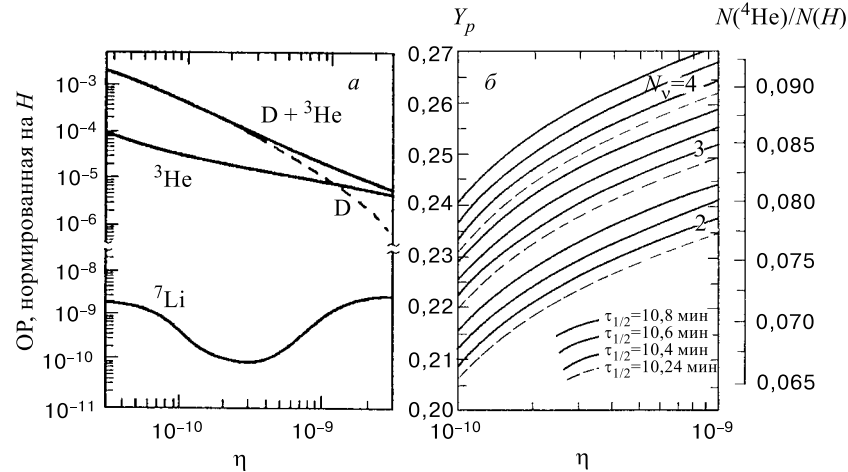
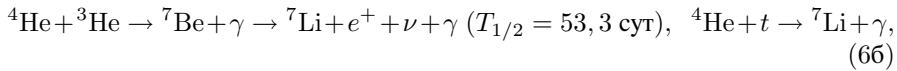
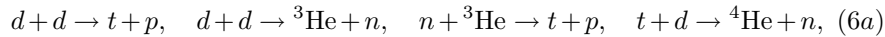


Рис. 2. Первоначальная относительная распространенность (ОР) легких нуклидов как функция отношения $\eta = N_n/N_f$: а) ОР для D, ^3He и ^7Li при $\tau_{1/2} = 10,6$ мин; б) зависимость ОР ^4He от $\tau_{1/2}$ и числа поколений нейтрино; пунктиром дополнительно нанесены кривые при $\tau_{1/2} = 10,24$ мин [5]

2) образование легчайших ядер, в основном, в реакциях:



причем реакции ядер $^3,^4\text{He}$ с заряженными частицами (типа (6б)) сильно подавлены из-за кулоновского отталкивания. В итоге почти все нейтроны оказались в составе ядер ^4He , обладающих особо высокой энергией связи, очень мало образовалось дейтронов и ядер ^3He (в которые распались ядра трития), во много раз меньше — ядер ^7Li (в которые распались ядра ^7Be) и ничтожное количество более тяжелых ядер. Такой результат объясняется отсутствием связанных состояний систем из пяти и восьми нуклонов. Все эти процессы, кроме β -распада нейтрона, трития и ^7Be , практически завершились за первые несколько минут после БВ. На рис. 2,а приведены результаты расчетов ОР легких нуклидов, образующихся согласно изложенному выше сценарию, в зависимости от отношения $\eta = N_n/N_f$ в предположении, что период полураспада нейтрона* $\tau_{1/2} = 10,6$ мин., а рис. 2,б иллюстрирует

*Период полураспада нейтрона характеризует скорость процессов (6): чем больше $\tau_{1/2}$, тем эти процессы медленнее протекают, соответственно, тем раньше происходит «отрыв» нейтрино от плазмы, тем при более высокой температуре замораживается отношение N_n/N_p и тем больше Y_p . Кроме того, Y_p растет с ростом $\tau_{1/2}$ (но в меньшей степени) из-за меньшей доли распавшихся нейтронов.

зависимость ОР ${}^4\text{He}$ от $\tau_{1/2}$ при различных предположениях о числе поколений N_ν нейтрино. Видно, что, в основном, «экспериментальные» оценки (2) первоначальной ОР, подтверждают теорию и, соответственно, могут использоваться для проверки теоретических моделей*. Особо следует отметить кардинальное влияние таких характеристик нейтрона, как m_n (формула (4)) и $\tau_{1/2}$ (рис. 2,б) на ОР всех легких нуклидов: если бы $\tau_{1/2}$ и/или разница $m_n - m_p$ были немного иными, развитие Вселенной пошло бы совсем по другому сценарию.

После завершения процессов (6) вплоть до момента $t_{\text{rec}} \approx 700000$ лет новых превращений Вселенная не испытывала. В виде плазмы из фотонов, электронов, протонов и образовавшихся ядер она продолжала расширяться и остывать, как это следует из формул (3). При $t = t_{\text{rec}}$ ее температура составила около 3000 К. При такой температуре излучение уже не могло эффективно ионизировать атомы водорода и гелия. Плазма превратилась в прозрачный газ нейтральных атомов и «оторвавшееся» от него излучение.

Эволюция Вселенной в фазе преобладания вещества. Процесс рекомбинации плазмы в нейтральные атомы длился довольно короткое время — порядка $0,1t_{\text{rec}}$. В результате в истории Вселенной наступила вторая фаза — фаза преобладания вещества. В течение этой фазы соотношения между временем, температурой, плотностью материи**, радиусом Вселенной и постоянной Хаббла принимают вид (ср. (3)):

$$t - t_{\text{rec}} = \frac{2}{3H} - \frac{2}{3H_{\text{rec}}} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{3}{8\pi G}} \left(\frac{1}{\sqrt{\rho}} - \frac{1}{\sqrt{\rho_{\text{rec}}}} \right),$$

$$\rho = \rho_{\text{rec}} \left(\frac{R_{\text{rec}}}{R} \right)^3, \quad TR \approx 3 \cdot 10^{28} \text{ К} \cdot \text{см}. \quad (7)$$

При этом под T следует понимать температуру фонового (реликтового) излучения. С наступлением этой фазы возникли условия для образования гравитационно связанных систем: галактик и их скоплений, звезд и т.д. Дело в том, что для этого необходимо: 1) наличие малых начальных неоднородностей; 2) выполнение так называемого условия Джинса.

*Приведенные данные также демонстрируют важность уточнения оценок роли процессов, которые могли изменить первоначальные ОР в последующее время. К таким процессам относятся сгорание и синтез этих нуклидов в звездах и при взрывах новых и, особенно, сверхновых, образование и расщепление их под действием космических лучей и другие, причем пока далеко не все из них удалось надежно проанализировать.

**При этом предполагается, что плотность материи в настоящий момент близка к критической. Если она много меньше критической, то замедление скорости расширения Вселенной за счет гравитации несущественно и $t \approx 1/H$. В меньшей степени это относится к первой фазе развития Вселенной, поскольку с уменьшением t отличие плотности материи от критической убывает.

Начальные неоднородности на уровне $\sim 10^{-4}$ действительно образовались на самых ранних стадиях эволюции Вселенной и не успели «стереться» за счет внутреннего трения в плазме в фазе преобладания излучения*. Как показал Джинс, формирование из массы M газа, находящегося внутри сферы радиуса R при давлении p , гравитационно связанной системы возможно, если соответствующая потенциальная энергия $\sim -M^2G/R$ по модулю заметно превышает внутреннюю энергию pR^3 , т.е. $GM^2 \gg p(M/\rho)^{4/3}$ ($\rho \sim M/R^3$ — плотность газа), или $M \gg M_J$, где масса Джинса

$$M_J \approx (p/G)^{3/2} / \rho^2 \quad (8a)$$

(в случае газа, более точно,

$$M_J = v_s^3 (\pi/G)^{3/2} / \sqrt{\rho}, \quad (8б)$$

где v_s — скорость звука в газе). До рекомбинации давление создавалось излучением и было равно $p_0 = c^2 \rho_0 / 3 \approx 0,3 \text{ г/(см} \cdot \text{с}^2)$. Это дает $M_J = M_J^0 \approx 10^{52} \text{ г} \approx 5 \cdot 10^{18} M_\odot$ ($M_\odot$ — масса Солнца), что сравнимо с массой Вселенной. После рекомбинации излучение не взаимодействует с газом, и давление газа падает в $\eta = N_f/N_N \approx 10^9$ раз, т.е. $M_J \approx 3 \cdot 10^{-14} M_J^0 \approx 1,5 \cdot 10^5 M_\odot$.

Таким образом, сразу после рекомбинации действительно могли (и должны были) образовываться системы, такие, как галактики и их скопления, а возможно, также и сверхмассивные протозвездные образования. Будучи гравитационно связанными, они, как правило, не могли разлетаться в процессе последующего расширения Вселенной. По мере увеличения плотности за счет гравитационного сжатия эти системы конденсировались в холодные газопылевые облака, которые, благодаря наличию неизбежных неоднородностей плотности, таких, как волны плотности, каковыми являются рукава спиральных галактик, а также ударных волн от взрывов новых и, особенно, сверхновых, фрагментировали в скопления протозвезд, а те, в свою очередь, в протозвезды. Масса протозвезд определяется условием Джинса (8б), что при типичных параметрах газопылевых облаков в рукавах нашей Галактики: $v_s \approx 300 \text{ м/с}$ ($T \sim 10 \text{ К}$) и плотности $\rho \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$ дает $M_J \sim M_\odot$, а при $\rho \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ в несколько раз большую. В протозвезде гомологически развивался гравитационный коллапс (все слои сжимались одновременно), но за счет градиента давления сначала возникало плотное ядро с массой $\sim 0,01 M_\odot$, на которое падали внешние слои газа и пыли (стадия аккреции вещества на ядро), увеличивая давление. Ядро, будучи в гидростатическом равновесии, сжималось и нагревалось. Если масса протозвезды была не слишком мала ($\geq 0,1 M_\odot$), в ней «зажигалась» термоядерная реакция — она превращалась в

*Это, в частности, следует из анизотропии на этом уровне реликтового излучения.

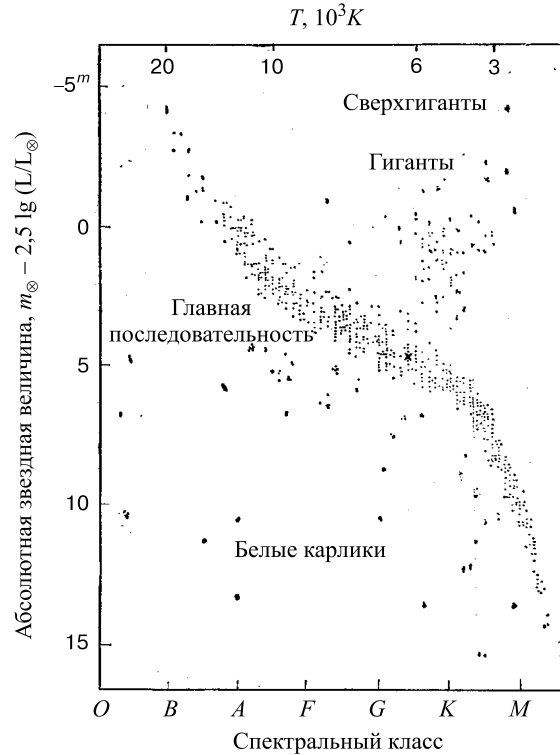
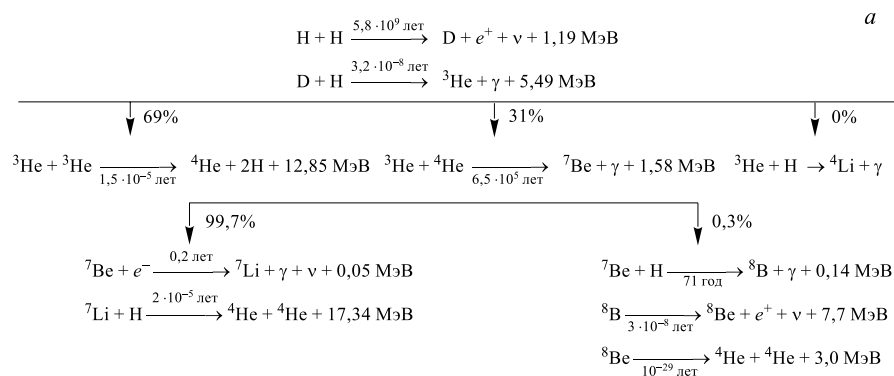


Рис. 3. Диаграмма Герцшпрунга–Ресселла для звезд с известными светимостями и спектрами. Крестиком обозначено Солнце

звезду: красного карлика (при $M \leq 0,5M_{\odot}$), красного гиганта ($M \leq 10M_{\odot}$) или сверхгиганта ($M > 10M_{\odot}$), а затем переходила на главную последовательность (ГП) диаграммы Герцшпрунга–Ресселла, на которой в координатах абсолютная звездная величина (светимость)–спектральный класс (эффективная температура поверхности звезды) точками нанесены звезды (см. рис. 3). На ГП звезда проводит значительную часть своей жизни (пока не выгорит значительная доля водорода), и снова переходит в стадию красных гигантов и сверхгигантов; красные карлики за время существования галактики не дожили до этой стадии, поскольку чем меньше масса звезды, тем медленнее протекают в ней процессы. На этой (и последующих) стадии в звезде интенсивно происходят различные ядерные реакции, продукты которых в результате истечения вещества (непрерывного или взрывного: новых, сверхновых и т.д.) поступают в межзвездную среду. Эти «отходы жизнедеятельности» звезд конденсируются в газопылевые облака и все повторяется снова (подробнее см., например, в [7]).

Как сказано выше, в начале процесса термоядерного горения звезда является красным карликом, красным гигантом (КГ) или красным сверхгигантом (КС). На этой стадии в ее ядре горит водород с образованием ${}^4\text{He}$ согласно схеме, приведенной на рис. 4 [1] (числовые значения даны для Солнца). Звезда постепенно нагревается, и горение переходит в стационарный режим при $T \sim 2 \cdot 10^7 \text{ K}$ — звезда «садится» на ГП диаграммы Герцшпрунга–Ресселла. Параметры звезд — масса M , светимость L , радиус R и время жизни на ГП



Для $\text{H} = \text{He}$ по массе $\rho = 150 \text{ г/см}^3$, $T = 15 \cdot 10^6 \text{ К}$

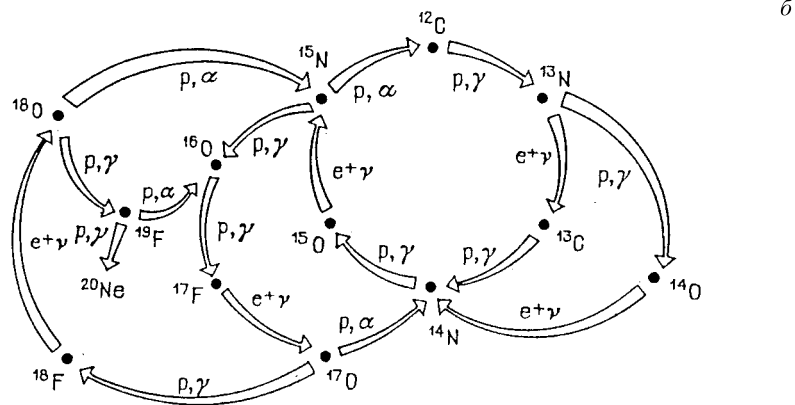


Рис. 4. Схема горения водорода с образованием ${}^4\text{He}$: а) *pp*-цикл, б) CNO-цикл

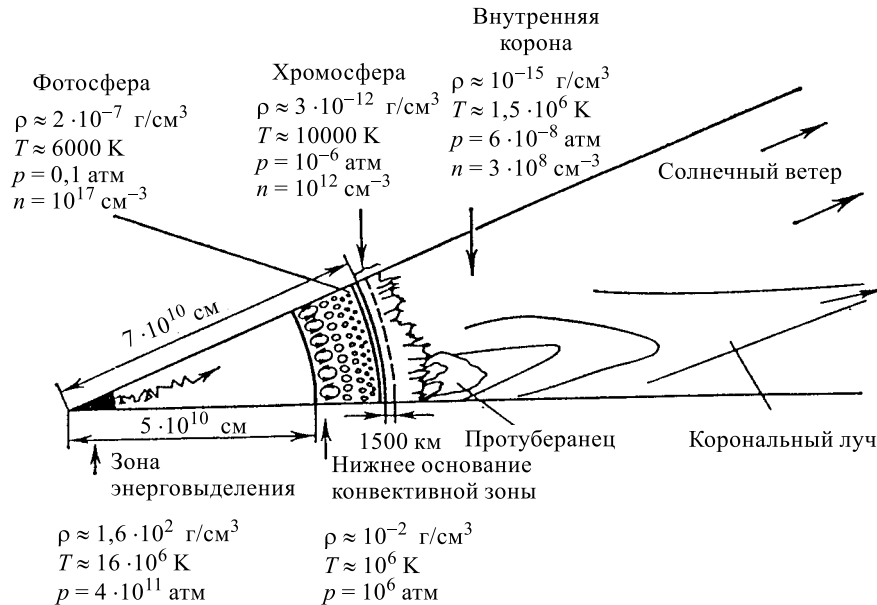


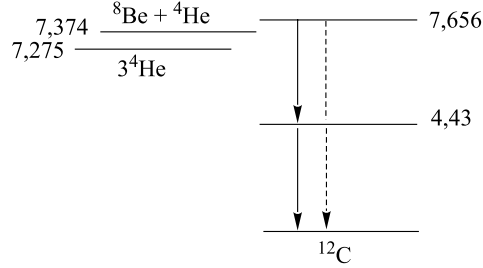
Рис. 5. Физические характеристики слоев Солнца: ρ — плотность, T — температура, p — давление, n — число частиц в 1 см^3 . Толщина фотосферы и хромосферы преувеличена

τ — связаны с солнечными параметрами соотношениями

$$L/L_{\odot} \approx (M/M_{\odot})^4, \quad R/R_{\odot} \approx (M/M_{\odot})^{0,7}, \quad \tau \approx 10^{10} (M_{\odot}/M)^3 \text{ лет} \quad (9)$$

($L_{\odot} = 3,85 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$, $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^8 \text{ м}$). Эта связь не строго однозначна, имеется разброс в пределах ± 1 звездной величины, обусловленный, во-первых, тем, что фрагмент газопылевого облака, из которого образуется протозвезда, при одинаковой массе может иметь различные полный угловой момент, магнитное поле и химический состав, в частности, примесь тяжелых элементов*, а, во-вторых, тем, что в процессе эволюции звезда, оставаясь на ГП, несколько меняет свои физико-химические параме-

*Даже небольшая примесь углерода и более тяжелых элементов может сильно повлиять на перенос энергии излучения через толщу звезды при ее горении. Дело в том, что этот процесс носит очень длительный диффузионный характер, сопровождающийся многократными перераспределениями. Например, эффективное время прохождения излучения из центра Солнца к его поверхности порядка 1 млн. лет. Эффекты, связанные с ионизацией тяжелых атомов, могут сильно затян timer его. В результате существенно расширится область конвекции, что, в свою очередь, изменит распределение температуры и химического состава по радиусу звезды.

Рис. 6. Энергетика реакции $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$, энергии даны в МэВ

тры (состав, структуру, распределение температуры и т.д.). На ГП в области желтых карликов находится и Солнце (обозначено крестиком на рис. 3). Его характеристики представлены на рис. 5 (М.А.Лившиц).

Водород горит медленно: чтобы он выгорел в заметном количестве, необходимо от 10^6 до 10^{10} лет. В результате этого процесса в звезде образуется гелиевое ядро, масса и температура которого растут по мере пережигания водорода в ^4He в окружающем ядро тонком слое. Повышение температуры приводит к росту давления излучения на внешние оболочки звезды, которые при этом раздуваются; звезда снова становится КГ или КС со следующими характеристиками:

$$\text{КГ: } M \sim (1 - 10) M_{\odot}, \quad R \sim (1 - 100) R_{\odot}, \quad L \sim (1 - 1000) L_{\odot};$$

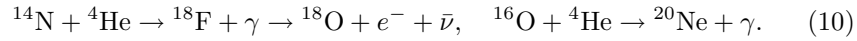
$$\text{КС: } M \sim (10 - 100) M_{\odot}, \quad R \sim (100 - 1000) R_{\odot}, \quad L \sim (10^4 - 10^6) L_{\odot}.$$

В КГ сначала горит водород в тонком слое, окружающем гелиевое ядро, а затем, когда температура этого ядра достигает $\sim 10^8$ К, загорается также гелий. В КС, как правило, сразу загорается гелий. Он горит, образуя углерод по реакции* $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$, которая идет интенсивно благодаря наличию у ^{12}C резонансного уровня при 7,656 МэВ (см. рис. 6). Интересно отметить, что этот уровень был теоретически предсказан с точностью до 1 % для объяснения экспериментальных данных на основе расчетов процесса термоядерного горения звезд. Если бы этот уровень был на 1 % выше или ниже, Вселенная была бы совершенно другой!

КГ горят в течение $10^6 - 10^8$ лет, а КС — сотни тысяч лет. В КГ с M порядка нескольких $M_{\odot}$ и в КС температура возрастает настолько, что

*Точнее, реакция идет в два этапа: $2^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be}$ (равновесное отношение (Be/He) порядка 10^{-9}); затем $^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$.

начинает гореть углерод (реакция $^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$), а также продукты CNO-цикла ^{14}N и ^{16}O , синтезируя ^{18}F , ^{18}O , ^{22}Ne :



Образующийся при этом в заметном количестве ($\approx 2\%$ от ^{14}N при $T \sim 3 \cdot 10^8$) ^{18}O служит источником «массового производства» свободных нейтронов для последующих процессов образования более тяжелых нуклидов

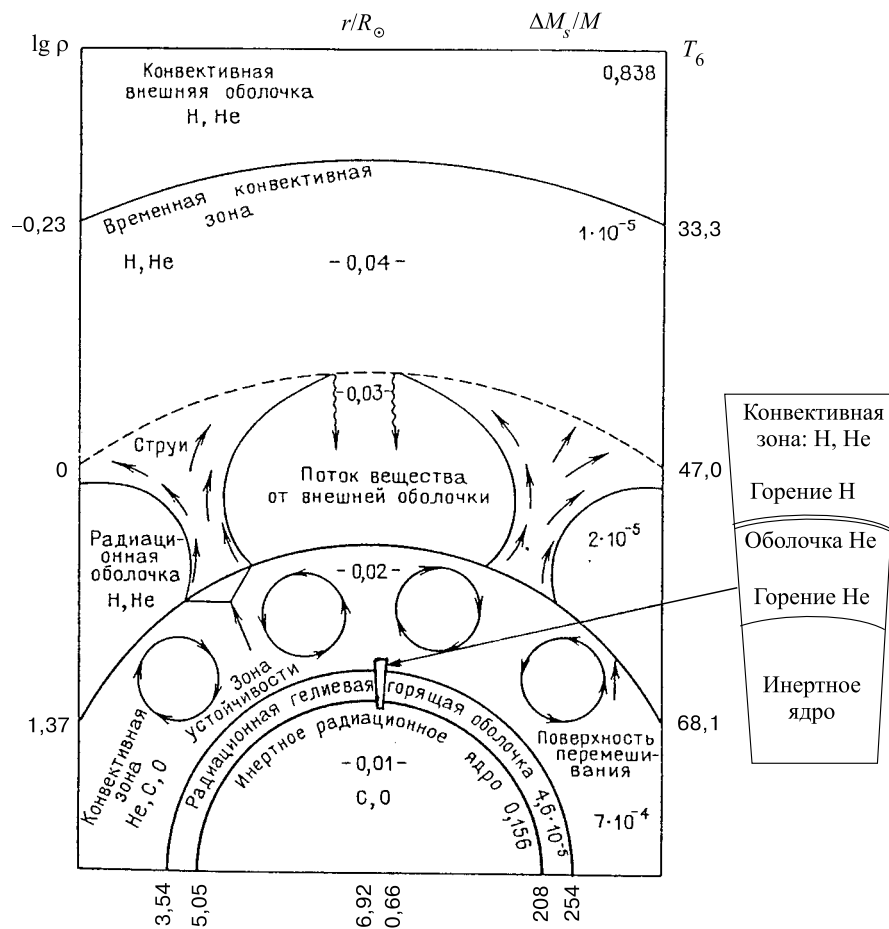
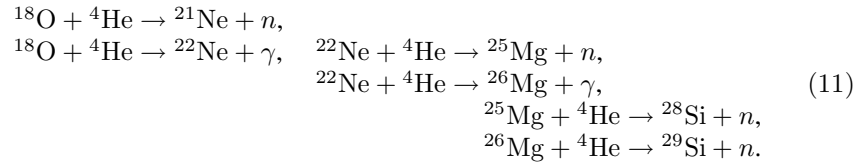


Рис. 7. Схема перемешивания вещества звезды при повторяющихся вспышках гелиевой оболочки [1]; на врезке изображен вариант горения водорода и гелия в близкорасположенных слоях; $T_6 = T/10^6$

(см. разд. 4) согласно реакциям:



Значительное количество нейтронов уже при $T \sim 10^8$ дает также реакция



При дальнейшем повышении температуры (до $\sim 10^9$ K) начинают гореть углерод и кислород (реакции ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$), образуя различные нуклиды с $20 \leq A \leq 32$. С учетом реакций последних с гелием могут образоваться практически все нуклиды до $A \sim 35$. Эти процессы происходят, как правило, квазистационарно. При этом центр звезды заполняет ядро, вокруг которого расположены один или два слоя горения тех или иных нуклидов и

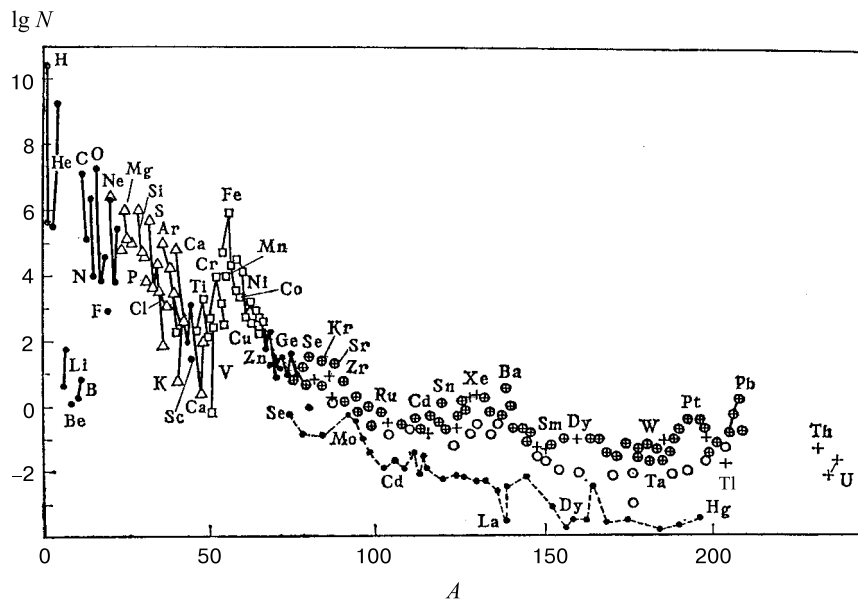


Рис. 8. Кривая ОП ($N_{\text{Si}} = 10^6$): указаны основные механизмы нуклеосинтеза: Δ — взрывное горение C, O и Si, (o) — s -процесс, (+) — r -процесс, $\oplus$ — сравнимый вклад s - и r -процессов, $\square$ — e -процесс: нуклиды, образующиеся в других процессах, отмечены точками. Штриховой линией соединены обойденные ядра; изотопы одного и того же элемента соединены прямыми линиями [1]

конвекционные слои, в которых перемешиваются продукты горения (рис. 7). Следует подчеркнуть, что отмеченное выше разнообразие начальных условий образования звезды существенно сказывается на ее свойствах и после ухода с ГП. Поэтому горение КС и КГ может принимать разные формы.

Более тяжелые нуклиды вблизи области железного пика могут образовываться при термоядерном горении ^{28}Si при $T \geq 3 \cdot 10^9$ К в форме, близкой к взрывному типу, или даже в новых и сверхновых, но в условиях ядерного статистического равновесия прямых и обратных реакций — так называемый e -процесс (см. рис. 8). При этом электроны атомов, расположенных в ядре звезды, отделяются и образуют вырожденный газ («вырожденное ядро звезды»). При больших плотностях этого газа, которые достигаются в тяжелых

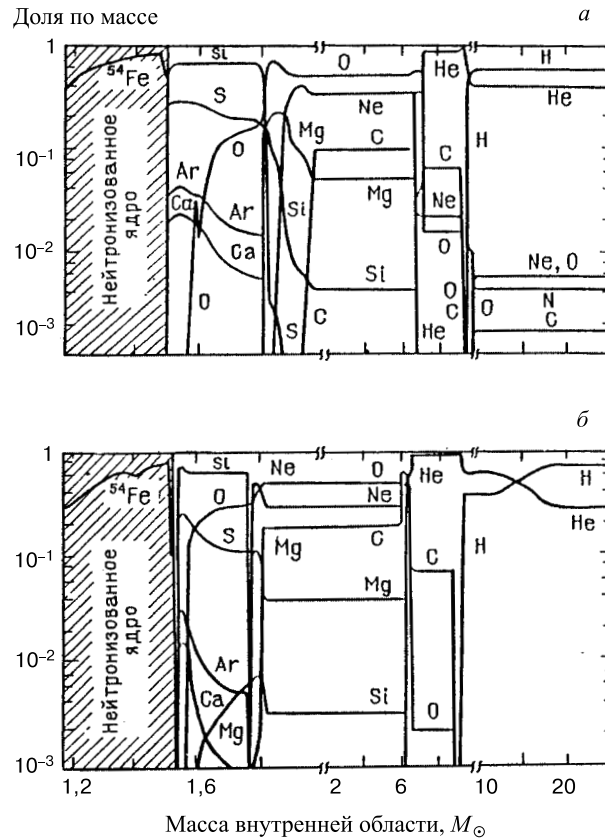


Рис. 9. Зависимость ОР элементов в предсверхновой (в долях полной массы) от массы внутренней области, изменяющейся от нуля в центре звезды до $25 M_{\odot}$ — полной массы звезды: а) звезда Населения I, б) звезда Населения II

КГ и КС, энергия электронов может быть столь большой, что протонам в атомных ядрах станет энергетически выгодно захватывать электроны и превращаться в нейтроны. На рис. 9 представлен расчет ОР различных элементов в звезде с $M = 25M_{\odot}$ в предвзрывном состоянии с таким «нейтронизованным ядром» в зависимости от массы внутренней области. После взрыва остаток звезды, по-видимому, превратится в нейтронную звезду. Ядра с $A \geq 70$ в результате термоядерных реакций не образуются — присоединение ${}^4\text{He}$ к таким ядрам, как правило, энергетически невыгодно, а если и выгодно, то очень сильно подавлено кулоновским барьером. Нуклеосинтезу этих ядер посвящен следующий раздел.

4. СИНТЕЗ ТЯЖЕЛЫХ ИЗОТОПОВ ПУТЕМ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

Образование нуклидов с $A \geq 70$ в звездах происходит путем последовательного захвата нейтронов ядром, начиная с «зародышевого» (в основном, ${}^{56}\text{Fe}$). Этот процесс может протекать как в условиях гидростатического равновесия — медленно (*s*-процесс), так и быстро, как правило, при взрыве (*r*-процесс).

Медленный *s*-процесс характеризуется тем, что между двумя последовательными актами захвата нейтрона ядром проходит достаточно большой период времени (до 10^3 лет), так что почти все образующиеся β -активные ядра успевают распасться. В результате, за редкими исключениями, образуются только нуклиды, расположенные в ложбине β -стабильности строго вдоль так называемой «дорожки *s*-процесса» (см. рис. 10). Эта дорожка заканчивается на Bi ($A = 209$), после которого образуются α -активные ядра. На прохождении дорожки с заселением всей кривой ОР требуется в среднем 100 нейтронов.

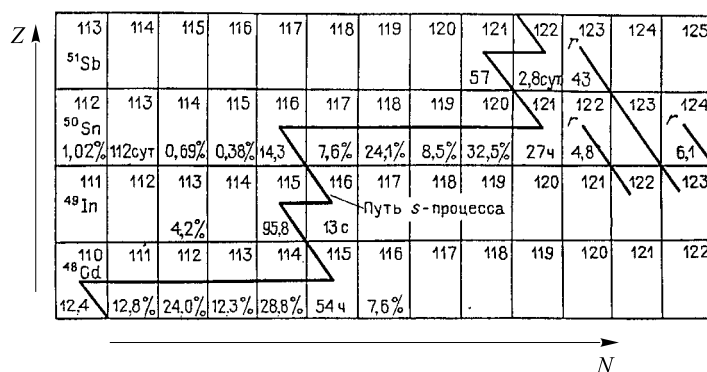


Рис. 10. Участок дорожки неразветвленного *s*-процесса

Медленный s -процесс протекает при $T \sim 10^8 - 3 \cdot 10^8$ К, плотности потока нейтронов $\sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и наличии достаточного количества зародышевых нуклидов. Такие условия могут реализоваться в КГ с массой порядка нескольких $M_\odot$, например, в области смешивания горения Н и He (см. врезку на рис. 7), в предположении, что все β -активные ядра успевают распасться, т.е. при одном зародышевом нуклиде может образовываться только один нуклид с заданным A , причем число $N_A(t)$ его ядер в момент времени t удовлетворяет уравнению

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = \langle v\sigma \rangle_{T,A-1} n(t) N_{A-1}(t) - \langle v\sigma \rangle_{T,A} n(t) N_A(t), \quad (13)$$

где $n(t)$ — плотность нейтронов, а $\langle v\sigma \rangle_{T,A}$ — усредненное по максвелловским распределениям при температуре T нейтронов и ядер нуклида A произведение их относительной скорости на сечение захвата нейтрона. Отсюда, в частности, следует, что при установившемся режиме, когда можно пренебречь зависимостью N_A и n от t , имеет место соотношение

$$R_T(A-1, A) \equiv \frac{N_{A-1} \langle v\sigma \rangle_{T,A-1}}{N_A \langle v\sigma \rangle_{T,A}} = 1. \quad (14)$$

Приближенно оно должно выполняться для близких по массе нуклидов при реальной временной зависимости s -процесса. Это действительно имеет место для стабильных изотопов олова и самария, которые, как считается, в основном образуются в s -процессе (причем в этих случаях R слабо зависит от t):

$$\begin{aligned} R(^{148}\text{Sm}, ^{150}\text{Sm}) &= 0,98 \pm 0,06, \\ R(^{116}\text{Sn}, ^{118}\text{Sn}) &= 0,8 \pm 0,2, \\ R(^{120}\text{Sn}, ^{118}\text{Sn}) &= 0,9 \pm 0,3. \end{aligned} \quad (15)$$

Уравнение (13) обычно рассматривается в естественном предположении, что температура постоянна, а зародышевый нуклид за время s -процесса не образуется. В этом случае, вводя новые переменные:

$$\begin{aligned} \tau &= v_T \int_0^t dt'(t'), \quad \sigma_k = \langle v\sigma \rangle_{T,k+55} / v_T, \\ \psi_k(\tau) &= \sigma_{k+55} N_{k+55}(t) / N_{56}(0), \quad k = A - 55, \end{aligned} \quad (16)$$

где $v_T = \sqrt{2k_B T / m}$ — наиболее вероятная скорость максвелловских нейтронов, а зародышевый нуклид — ^{56}Fe , получаем систему уравнений

$$\frac{d\psi_1}{d\tau} = -\sigma_1 \psi_1 \quad (17a)$$

$$\frac{d\psi_k}{d\tau} = \sigma_k [\psi_{k-1}(\tau) - \psi_k(\tau)], \quad 2 \leq k \leq 154, \quad (17b)$$

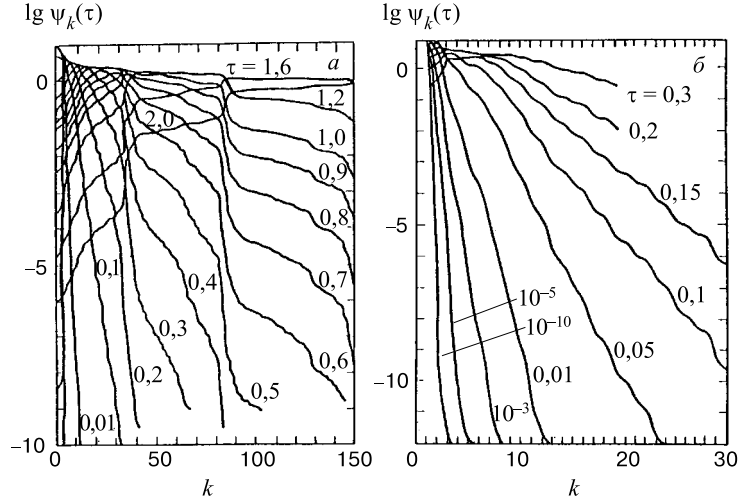


Рис. 11. Графики функций ψ_k : а) область $0,01 \leq \tau/\text{мб} \leq 2$, б) область малых $\tau/\text{мб}$ [8]

при начальном условии $\psi_k(0) = \sigma_1 \delta_{1k}$. Ее решение можно представить в виде

$$\psi_k(\tau) = \sum_{i=1}^k c_{ik} \exp(-\sigma_i \tau), \quad c_{ik} = \sigma_i \prod_{j=1, j \neq k} \frac{\sigma_j}{\sigma_j - \sigma_k}. \quad (18)$$

На рис. 11 представлены графики ψ_k как функций τ ; расчет для $T \sim 3 \cdot 10^8$ К с оцененными данными о сечениях [8]. Для сравнения этих результатов с данными о ОР $\sigma_k N_{k+55}^{\text{exp}}$ необходимо знать зависимость от времени нейтронной экспозиции $n(t)$.

Обычно предполагается, что эта зависимость экспоненциальная:

$$\sigma_k N_{k+55}^{\text{theor}} = \int_0^\infty d\tau \psi_k(\tau) \rho(\tau), \quad \rho(\tau) = G \exp(-\tau/\tau_0), \quad (19)$$

где G и τ_0 — подгоночные константы. Результат такого подхода приведен на рис. 12. Видно, что, помимо области $A \approx 60 - 70$ (в которой, как следует из рис. 8, заметную роль играет e -процесс), одной гладкой монотонной кривой (19) удастся удовлетворительно описать отличающиеся на порядки ОР почти 50 нуклидов, для которых, как предполагается, основным источником является s -процесс. В рамках некоторых моделей (см. ниже) теория предсказывает, что $\rho(\tau)$ является суммой двух экспонент; это приводит к еще лучшему согласию с экспериментом.

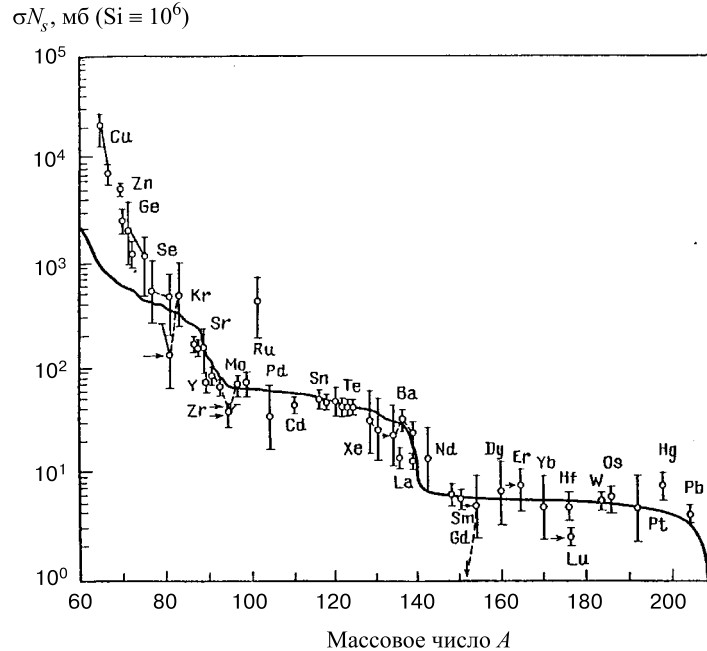


Рис. 12. Экспериментальная кривая $\sigma N_s = f(A)$ для элементов Солнечной системы. Стрелкой указаны частично обойденные ядра из-за разветвления s -процесса

Особого внимания заслуживают несколько областей на A, Z -плоскости, в которых из-за большого времени жизни β -активных изотопов возможно разветвление s -процесса типа представленного на рис. 13. Учет роли таких областей, а также вклада от образования долгоживущих изомерных состояний важен, поскольку эти эффекты могут заметно изменить теоретические значения ОР, причем это изменение зависит от скорости развития s -процесса в реальном времени. Таким образом, s -процесс представляется довольно обоснованным*, и, более того, сравнение данных о ОР с расчетными в рамках моделей звезд может быть использовано для их проверки. В связи с этим представляет интерес модель импульсного s -процесса, согласно которой один раз в несколько тысяч лет в результате «встряски» звезды в узком слое ($\sim 10^{-7} M$; см. рис. 7) исходные продукты смешиваются. Сам процесс идет порядка 10 лет (вторая экспонента), в течение которых основная доля продуктов исчерпывается. Затем накапливаются новые продукты, и все повторяется. При этом между импульсами происходит переход части

*Важным аргументом в пользу существования s -процесса является также обнаружение в спектрах звезд линий технеция.

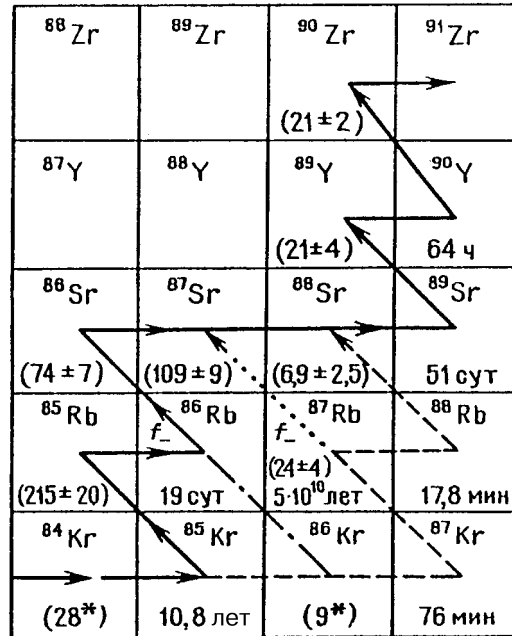


Рис. 13. Дорожка разветвленного s -процесса через изотопы Kr, Rb, Sr, Y, Zr, штриховые линии — возможные ответвления от основного пути процесса. Для радиоактивных ядер приведены периоды полураспада, для стабильных (в скобках) — сечения захвата нейтронов в мб

сгоревшего материала в ядро звезды, и слой смещается вверх (см. рис 14), что приводит к приблизительно экспоненциальной экспозиции. На рис. 15 представлен результат сравнения расчетов зависимости от A произведения σN_A с экспериментом для Солнечной системы при разных предположениях о деталях механизма такого s -процесса. Видно, что такой подход может стать эффективным методом проверки моделей звезд, причем он тем точнее, чем надежнее данные о σ и N_A (подробнее см. обзоры [9,10]).

Хотя закономерности s -процесса и его астрофизическое место, в основном, выяснены, еще далеко не все вопросы разрешены даже в отношении системы уравнений (13), поскольку входящие в нее основные «внешние» параметры — величины $\langle v\sigma \rangle_{T,A}$ — при разных температурах недостаточно полны и точны. А так как этот процесс представляет собой цепочку последовательных захватов нейтронов, с ростом A погрешность расчета накапливается. В частности, значительную неопределенность вносит отсутствие надежных данных о сечениях захвата нейтронов изотопами: ^{36}S , $^{46,48}\text{Ca}$, ^{50}Ti , $^{84,86}\text{Kr}$. В то же время, очевидно, что для проверки моделей звезд путем сравнения результатов расчета s -процесса с «экспериментальными» данными (например, спек-

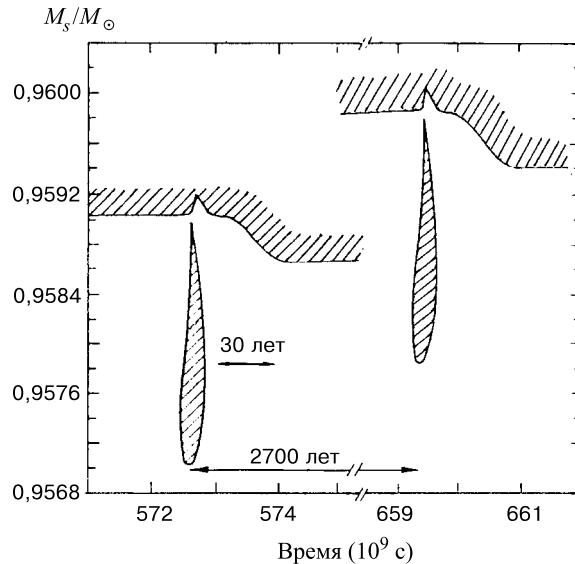


Рис. 14. Зависимость от массы внутренней области (в долях $M_\odot$) положения и размера зоны смешивания и горения и конвективной зоны для 15-й и 16-й вспышек звезды с $M = 7M_s$

тральными характеристиками звезды) эти неопределенности заведомо должны быть устранены. Поэтому актуальной проблемой является уточнение экспериментальных данных о величинах $\langle v\sigma \rangle_{T,A}$, особенно при $T = 10 - 20$ кэВ, где пока не удастся их измерить непосредственно (см. следующий раздел).

Быстрый r -процесс характерен тем, что время между двумя последовательными актами захвата нейтрона ядром столь мало (порядка 10^{-2} с), что даже некоторые короткоживущие радиоактивные и/или возбужденные ядра захватывают нейтрон, не успев распасться. Поскольку при этом процессе зародышевыми могут быть любые ядра, образованные в s -процессе, его результатом могут стать различные нейтроноизбыточные изотопы, включая трансактиниды, заполняющие целую полосу на плоскости $A - Z$. Для его реализации необходимы температура $T > 10^9$ К и плотность потока нейтронов $10^{27} - 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При таких условиях, по-видимому, имеет место равновесие реакций: $(n, \gamma) \leftrightarrow (\gamma, n)$. Типичный пример полосы r -процесса представлен на рис. 16 для случая $T = 10^{10}$ К, плотности нейтронов 10^{24} см^{-3} (плотности потока нейтронов $\sim 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) за цикл длительностью 5 с.

Астрофизическое место r -процесса пока недостаточно четко определено. С большой вероятностью он должен происходить в ядре сверхновой, в ее оболочке при прохождении через нее ударной волны и других явлениях, сопровождающихся мощным выделением энергии. Однако этот процесс, безусловно,

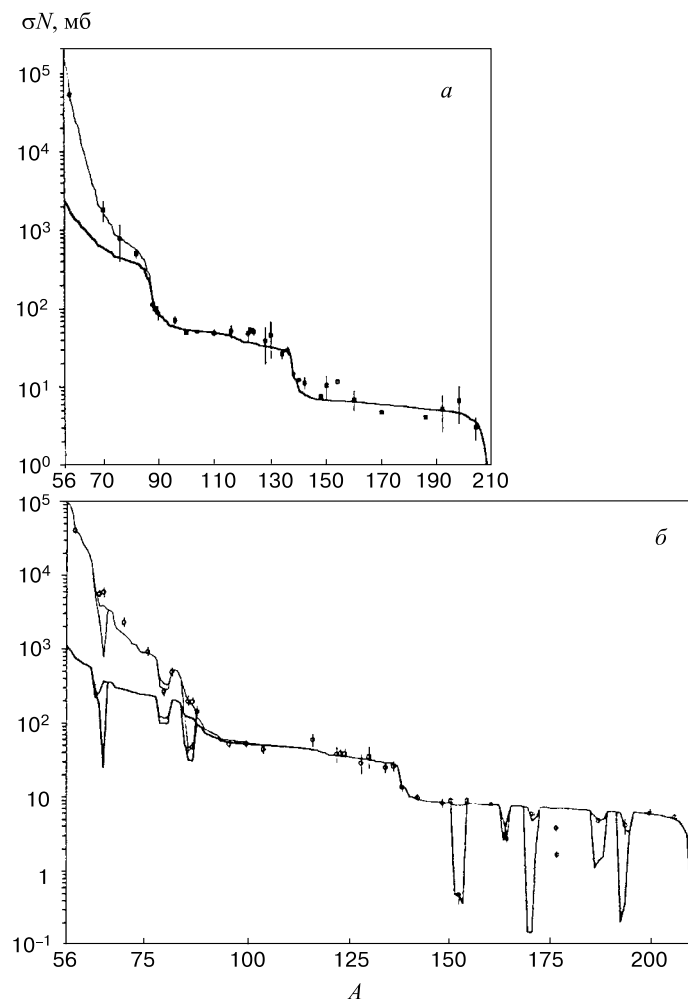


Рис. 15. Сравнение расчетов зависимости от A произведения σN_A ($N_A = 10^6$ для Si) для ядер, образуемых, как правило, в s -процессе; рис. a и b — разные данные об N_A , тонкая и толстая линии — разные модели горения He. Погрешности указаны у экспериментальных значений σN_A ядер, образуемых только или почти только в s -процессе

достаточно широко распространен во Вселенной, поскольку только благодаря ему смогли образоваться в достаточных количествах нуклиды с $A > 209$, а также нейтроноизбыточные изотопы элементов, расположенных вдоль дорожки s -процесса. ОР тяжелых нуклидов, которые не могут образоваться в

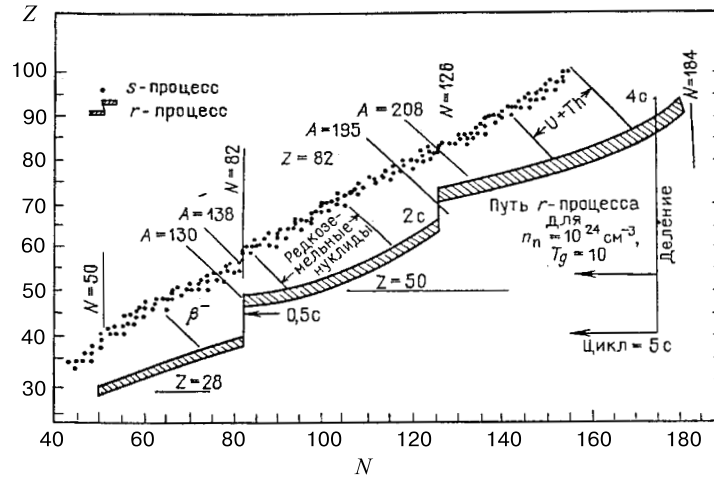


Рис. 16. Полоса r -процесса при температуре 10^{10} К и плотности нейтронов 10^{24} см^{-3} [1]

результате s - или r -процесса (так называемых обойденных нуклидов), как видно из рис. 8, очень мала.

Есть серьезные основания считать, что Солнечная система возникла вскоре после того, как вблизи вспыхнула сверхновая, и продукты r -процесса добавились к исходному газопылевому облаку (на это указывает изотопный состав древнейших метеоритов). Возможно, ударная волна от сверхновой и инициировала гравитационное сжатие, приведшее к образованию Солнечной системы.

В последние годы интенсивно ведутся теоретические исследования быстрых процессов в астрофизических объектах (взрывов новых и сверхновых, распространения ударных волн и т.д.). Поэтому детальные расчеты r -процесса в различных условиях становятся все актуальнее, и требуются надежные данные о величинах $\langle \nu \sigma \rangle_T$ в широкой области значений A и Z , в частности, для радиоактивных и возбужденных ядер.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ, НЕОБХОДИМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ НУКЛЕОСИНТЕЗА В ЗВЕЗДАХ

Из сказанного в разд. 3 видно, что для количественного описания термоядерного горения звезд необходимы достаточно точные данные об очень многих сечениях реакций типа протон-ядро и ядро-ядро, причем в той области энергий, в которой из-за кулоновского барьера эти сечения крайне малы

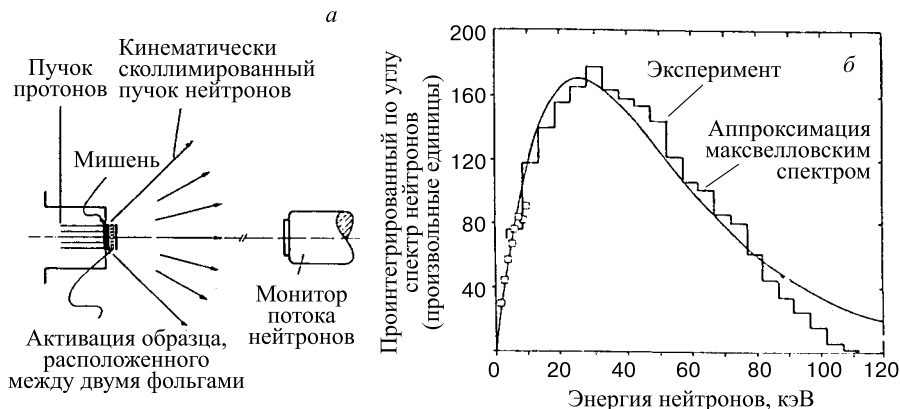


Рис. 17. Установка для измерения активационным методом сечений захвата квазизвездных нейтронов (Карлсруэ): а) схема установки, б) спектр генерируемых нейтронов [9]

— часто на много порядков меньше доступных для экспериментальных исследований. Надежная экстраполяция экспериментальных данных в эти области, как правило, бывает затруднительна, особенно, если заметный вклад в сечение дают резонансы. В ряде случаев для этого могут оказаться полезными данные о сечениях обратных реакций, в первую очередь, нейтрон-ядерных.

Однако, как уже говорилось в разд. 4, кардинальную роль при описании s - и r -процессов нуклеосинтеза в звездах играют данные о нейтрон-ядерных реакциях. Для корректных расчетов этих процессов необходимы достаточно точные и надежные данные о величинах $\langle v\sigma \rangle_T$, т.е. о сечениях захвата всеми ядрами тяжелее железа нейтронов с максвелловским спектром при различных температурах порядка 10 кэВ и выше — «квазизвездных» нейтронов. Для ряда ядер (в частности, магических и околomagических) такие данные можно получить только путем прямого измерения сечений с использованием интенсивных потоков квазизвездных нейтронов, поскольку другие методы (например, спектрометрия по времени пролета с последующим интегрированием по максвелловскому спектру при требуемой температуре экспериментальных значений зависящих от энергии сечений) не позволяют корректно учесть вклад в сечения за счет прямого (нерезонансного) захвата, который может быть весьма существенным. Но до настоящего времени удавалось получать интенсивные потоки квазизвездных нейтронов только при двух температурах: $kT = 25$ и 52 кэВ, в частности, на установке Института ядерной физики-III Исследовательского центра в Карлсруэ (рис. 17). Для этого был использован тот факт, что проинтегрированный по углам вылета в пределах определенного телесного угла (кинематически сколлимированных) спектр нейтронов, соответственно, от реакций ${}^7\text{Li}(p, n)$ при энергии протонов $E_p = 1912$ кэВ и

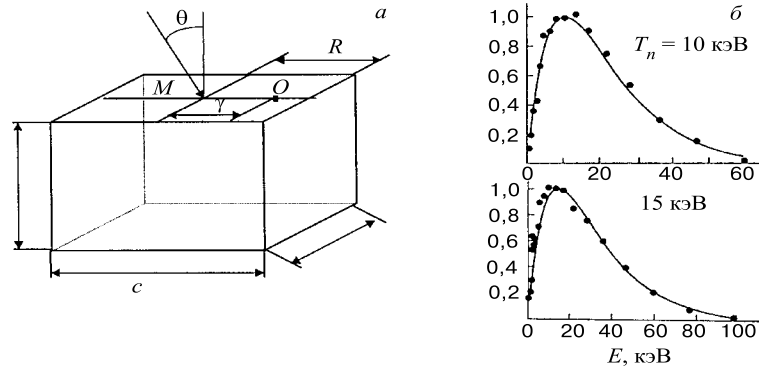


Рис. 18. Метод генерации квазизвездных нейтронов с варьируемой температурой [11]: а) схема установки, б) примеры рассчитанных нейтронных спектров

$T(p, n)$ при $E_p = 1099$ кэВ оказывается близким к максвелловскому при указанных температурах (см., например, [9]).

Для генерации интенсивных потоков квазизвездных нейтронов с температурой, изменяемой в диапазоне $10 \leq kT \leq 40$ кэВ, в совместной работе [11] ИЯИ РАН и ЛНФ ОИЯИ предложены и реализуются новые методы, основанные на использовании процесса упругого замедления нейтронов в блоках замедлителя специальной формы. На основе детальных расчетов, включающих вариацию параметров источника нейтронов и состава и формы блока замедлителя, найдено, что одним из оптимальных вариантов генератора квазизвездных нейтронов может служить установка, представленная на рис. 18, а. Нейтроны образуются протонами от ускорителя Ван-де-Граафа, падающими на литиевую мишень M , расположенную у поверхности графитовой призмы. Расчеты [11] показывают, что при определенных размерах призмы, энергии протонов над порогом реакции ${}^7\text{Li}(p, n)$ и расстоянии r от места попадания нейтронов в призму до образца O спектр нейтронов, вылетающих из графитовой призмы и падающих на образец, оказывается близким к максвелловскому с заданной температурой, как это видно на рис. 18, б.

Для измерения сечений взаимодействия нейтронов с радиоактивными и возбужденными ядрами, а также с ядрами, имеющимися в крайне малых количествах и/или при очень малых сечениях, планируется использовать спектрометры по времени замедления (СВЗ) нейтронов в свинце 3-го поколения, т.е. со сверхинтенсивным источником нейтронов, образуемых в реакции скалывания под действием пучков протонов в мишенях сильноточных ускорителей типа мезонных фабрик.

Метод спектрометрии с помощью СВЗ основан на том факте, что быстрые нейтроны от импульсного источника в процессе замедления в тяжелой

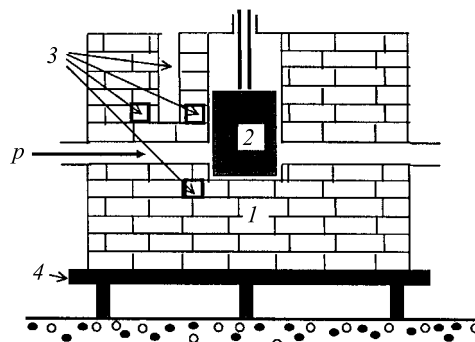


Рис. 19. Схема установки ПИТОН (центральный вертикальный разрез): 1 — куб, собранный из сверхчистых (99,99 %) свинцовых кирпичей; 2 — свинцовая мишень, вводимая в пучок во время измерений; 3 — экспериментальные каналы; 4 — опорная платформа; p — пучок протонов

среде группируются по энергии вблизи некоторой средней $\bar{E}$, своей для каждого момента времени после нейтронного импульса. Поэтому измерение временной зависимости скорости образования продуктов изучаемой реакции позволяет определять энергетическую зависимость сечения этой реакции. СВЗ имеют светосилу в $10^3 - 10^4$ раз больше, чем спектрометры по времени пролета при той же интенсивности нейтронного источника и том же энергетическом разрешении $\Delta\bar{E}/\bar{E}$, которое для СВЗ составляет 30-45 %. И тем не менее, несмотря на столь ограниченное энергетическое разрешение, СВЗ получили довольно широкое распространение в мире [12]. В частности, ввиду ограниченности $\Delta\bar{E}/\bar{E}$ СВЗ целесообразно использовать в случаях, когда необходима высокая светосила и не требуется высокое разрешение. В частности, СВЗ особенно удобны для измерения энергетической зависимости сечения и последующего усреднения результата по максвелловскому спектру.

В ИЯИ проводятся эксперименты на установке ПИТОН (см. рис. 19) — первом СВЗ 3-го поколения на основе пучка протонов сильноточного ускорителя Московской мезонной фабрики (ММФ) ИЯИ РАН [13]. Установка ПИТОН является прототипом большого СВЗ (> 100 т свинца) также на основе пучка протонов ММФ, который планируется ввести в эксплуатацию в ближайшее время. ПИТОН в основном предназначается для исследования характеристик и отработки методик эксплуатации СВЗ 3-го поколения. Кроме того, несмотря на малые размеры ПИТОНа (≈ 1 м³ свинца) и, как следствие этого, быстрое затухание плотности потока нейтронов Φ со временем, в области энергий ≤ 100 эВ в местах расположения исследуемых образцов Φ составляет $10^6 - 10^7$ см⁻² · с⁻¹ · эВ⁻¹, что более чем на порядок превышает Φ в лучших в мире СВЗ 2-го поколения (с нейтронными источниками

на основе электронных ускорителей). Выполненные на ПИТОНе исследования показали, что с помощью СВЗ 3-го поколения действительно можно эффективно изучать реакции с малыми сечениями σ_x и небольшим числом N исследуемых ядер. В большом СВЗ, как показывают оценки, можно будет достичь Φ в 10–100 раз большую. Это позволит при $N\sigma_x \sim 10^{-11} - 10^{-12} \text{ см}^2$ регистрировать одно событие в секунду, что вполне достаточно для экспериментов со многими нестабильными изотопами, образуемыми непосредственно в самом спектрометре.

Как и эксперименты с квазизвездными нейтронами, эксперименты на СВЗ будут проводиться ИЯИ РАН и ЛНФ ОИЯИ совместно.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Картина эволюции ранней Вселенной в период спустя 0,01 с получена в рамках основной гипотезы космологии, согласно которой законы природы (законы физики), установленные на основе изучения весьма ограниченной части Вселенной, могут быть экстраполированы на всю Вселенную, на процессы образования и эволюции звезд. Однако сами законы природы всегда устанавливаются на определенном уровне точности и нуждаются в постоянном уточнении, что приводит к уточнению и даже изменению представлений о механизмах различных процессов, рассматриваемых астрофизикой. В свою очередь, это требует возрастания полноты и точности экспериментальных данных. В частности, для расчетов нуклеосинтеза ядер тяжелее железа необходимо существенно повысить точность и расширить набор данных о сечениях нейтрон-ядерных реакций, усредненных по максвелловскому спектру нейтронов при температурах от 10 кэВ и выше. В ИЯИ РАН и ЛНФ ОИЯИ созданы и создаются новые, более эффективные экспериментальные установки для измерения таких сечений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамаровский Я.М., Чечев В.П. — Синтез элементов во Вселенной. М.: Наука, 1987.
2. Камерон А.Дж.У. — Ядерная астрофизика. Под. ред. Ч.Барнса, Д.Клейтона, Д.Шрамма. М.: Мир, 1986.
3. Boesgaard A.M., Steigman G. — Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1985, v.23, p.319.
4. Riley S.P., Irvine J.M. — J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1991, v.17, p.35.
5. Клапдор-Клайнротхаус Г.В., Штаудт А. — Неускорительная физика элементарных частиц: Пер. с нем. М.: Наука, 1997.
6. Вайнберг С. — Первые три минуты (Современный взгляд на происхождение Вселенной): Пер. с англ. М.: Энергоиздат, 1981.
7. Шкловский И.С. — Звезды: их рождение, жизнь и смерть. 3-е изд. М.: Наука, 1981.

8. **Newton M.J.** — *Astroph. J.*, 1978, v.219, p.676.
9. **Kaeppler F., Beer H., Wisshak K.** — *Rep. Prog. Phys.*, 1989, v.52, p.945.
10. **Kaeppler F.** — *Nucl. Phys.*, 1997, v.A621, p.221.
11. **Kazarnovsky M.V., Langer O.A., Matushko G.K. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1997, v.A621, p.239
12. **Попов Ю.П.** — *ЭЧАЯ*, 1995, т.26, вып 6, с.1503.
13. **Алексеев А.А. и др.** — *Ядерная физика*, 1999, v.62, p.851.

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ В ДИФРАКЦИОННОЙ ТЕОРИИ

М.А.Жусупов, Е.Т.Ибраева

Казахский государственный национальный университет им.Аль-Фараби
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической
физики, Алма-Ата 480012, Толе-би 96А

На основе дифракционной теории Глаубера—Ситенко проведен анализ упругого и неупругого рассеяния адронов (протонов, антипротонов и π -мезонов) на ядрах ${}^6,{}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$. В расчетах использовались несколько версий кластерных волновых функций ядер, найденных в рамках двух- и трехчастичных мультикластерных динамических моделей. Показано, что применение этих волновых функций в модели Глаубера—Ситенко позволяет неплохо описать экспериментальные дифференциальные поперечные сечения и анализирующие способности в рассеянии адронов при энергии от сотен МэВ до 1 ГэВ. Обсуждается вклад в сечение различных компонент волновых функций, разных кратностей рассеяния на кластерах и нуклонах ядра-мишени, действительной и мнимой частей элементарных амплитуд. Изучена зависимость поведения сечения от параметров элементарных адрон-нуклонных и $A\alpha$ -амплитуд ($A \equiv p, \bar{p}, \pi$). Показано, что частичное заполнение дифракционного минимума в дифференциальном поперечном сечении при рассеянии на ядре ${}^6\text{Li}$ обусловлено вкладом D -волны, а в ${}^9\text{Be}$ — вкладом в сечение неупругого канала рассеяния (на уровень $1/2^+$), не разрешенного в эксперименте.

Within the diffraction theory of Glauber—Sitenko, elastic and inelastic hadrons (protons, antiprotons, and π -mesons) scattering by light nuclei ${}^6,{}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ is analyzed. Several versions of cluster wave functions (WF) used in calculations are determined on the basis of the two- and three-body multicluster dynamic model. It is shown that this model satisfactorily describes the experimental differential cross sections (DCS) and analyzing powers (A_y) hadrons at energies ranging from hundred MeV to 1 GeV. The contributions to scattering cross sections of various components of WF, different multiples of scattering by clusters and nucleons of target-nucleus and of the real and imaginary parts of the elementary amplitudes are analyzed. There has been investigated sensitivity of the obtained results to the parameters of the AN - and $A\alpha$ -amplitudes ($A \equiv p, \bar{p}, \pi$). It is shown that the partial filling of the diffraction minimum in the DCS by ${}^6\text{Li}$ is due to D wave contribution to elastic scattering, by ${}^9\text{Be}$ — is the contribution from the inelastic scattering channel that results in a transition to a $1/2^+$ level, but which is not identified experimentally because of low excitation energy.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение упругого и неупругого рассеяния адронов ядрами является важным источником информации как о структуре ядра, так и о механизме ядерных взаимодействий. Наиболее полно исследованными являются легкие ядра, ограниченное число нуклонов в которых позволяет применять для их описания различные модельные подходы, как феноменологические, так и микроскопические.

Экспериментальное изучение таких процессов было начато давно, еще в 70-е годы, на синхротроне университета в Упсале (Швеция) [1] при энергии 0,185 ГэВ, в Институте ядерной физики в Орсе (Франция) [2, 3] при энергии 0,155 ГэВ. Один из первых экспериментов по рассеянию протонов с энергией около 20 ГэВ на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и др. выполнен в ЦЕРН [4] и затем повторен там же [5] для рассеяния на дейтроне в более широком угловом интервале. Эксперименты на ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ проводились в Брукхейвене [6, 7] при энергии протонов 1 ГэВ и в ЦЕРН при энергии π -мезонов 0,895 ГэВ [8]. Уже в то время были выполнены расчеты [9–11] в рамках оптической модели и в теории многократного рассеяния Глаубера. Они проводились, в основном, для так называемых скалярных ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, полный спин и изоспин которых равен 0 ($J = 0$; $T = 0$). В их волновых функциях (ВФ) доминирующей является компонента с орбитальным моментом $L = 0$. Поэтому в этих случаях расчеты с простыми ВФ, например, в виде одночастичных плотностей, приводили к прекрасному согласию с экспериментальными данными.

В работе [11] был проведен расчет и для ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$, который также хорошо воспроизводил экспериментальные данные [4], но только в области малых переданных импульсов ($q \leq 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$), в которой были проведены измерения. Однако расчет дифференциального поперечного сечения (ДПС) рассеяния протонов и π -мезонов на дейтроне (спин которого равен 1) [11] не приводил к согласию с экспериментальными данными [8], если не учитывался вклад D -волны в его ВФ. Обзор экспериментальных и теоретических результатов, полученных до 1970 г., дан в работах [12, 13]. Немного позже, в 80-е годы, были проведены систематические исследования ядер пучками протонов с энергией 1 ГэВ на синхротроне в Гатчине (ЛИЯФ) [14, 15].

В данной работе мы исследуем упругое и неупругое рассеяние адронов (протонов, антипротонов и π -мезонов) промежуточных энергий (от сотен МэВ до 1 ГэВ) на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$. Эти ядра, спин основных состояний которых отличен от 0, обладающие ярко выраженной кластерной структурой, хорошо изучены экспериментально [16]: известны спектры низколежащих энергетических состояний и различные их характеристики, такие, как среднеквадратичные радиусы, магнитные и квадрупольные моменты, упругие и неупругие электромагнитные формфакторы и т.д. Теоретическое изучение указанных ядер проводится в рамках различных ядерных моделей: многочастичной модели оболочек, кластерных моделях (потенциальной, методе резонирующих групп (МРГ), нуклонных ассоциаций). Вместе с тем в последние годы появилось много работ, посвященных детальному экспериментальному исследованию упругого и неупругого рассеяния адронов на этих ядрах. Рассеяние протонов на ${}^6\text{Li}$ изучалось в Упсале (Швеция) и в Сакле (Франция) при $E_p = 0,185$ [17], 0,6 и 1,04 ГэВ [18], в Гатчине (Россия) и в Ванкувере (TRIUMF, Канада) на ${}^9\text{Be}$ при $E_p = 1,04$ [19, 20] и 0,22 ГэВ [21]. Цикл

работ по измерению ДПС и анализирующих способностей (A_y) проведен в циклотронной лаборатории Индианского университета (IUCF, США) на ${}^9\text{Be}$ с пучками поляризованных протонов при энергиях 0,135 [22] и 0,18 ГэВ [23], на ${}^6\text{Li}$ [24] и ${}^7\text{Li}$ [25] при энергии 0,2 ГэВ. Эксперименты по рассеянию антипротонов на ${}^4\text{He}$ проводились в ЦЕРН (LEAR) при энергиях 0,18 [26], и 0,0196 ГэВ [27, 28]. Рассеяние π -мезонов изучалось на мезонной фабрике в Лос-Аламосской национальной лаборатории (LAMPF) на ядре ${}^9\text{Be}$ при энергии 0,162 ГэВ [29], на ядрах ${}^6,{}^7\text{Li}$ при энергии 0,143 ГэВ [30] и при энергиях от 0,12 до 0,26 ГэВ [31], и в Институте П.Шерера (PSI) в Швейцарии, где получены систематические данные для ДПС [32, 33] при E_π от 0,1 до 0,24 ГэВ, а впоследствии и для поляризационных наблюдаемых [34], когда стала доступной технология изготовления поляризованных мишеней. Это современные данные, полученные с достаточно высоким энергетическим разрешением, и именно с ними мы будем сравнивать результаты наших расчетов.

Процессы взаимодействия адронов с ядрами при промежуточных энергиях можно примерно с одинаковым успехом изучать как в рамках дифракционной теории многократного рассеяния Глаубера—Ситенко (ГС) [12, 35], так и в рамках оптической модели. Детальное сравнение расчетов в этих двух моделях для рассеяния протонов на ядрах ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ при $E_p = 0,8$ и 1 ГэВ показало, что качество описания ДПС в них практически одинаково [9, 36, 37], то же для $\pi^{12}\text{C}$ при $E_\pi = 0,673$ ГэВ [38]. Многие авторы [9, 36, 38–40] отмечают преимущества теории ГС, заключающиеся в ее наглядности (микроскопический вид оператора ГС в виде ряда многократного рассеяния, простой физический смысл параметров элементарной адрон-нуклонной (AN) амплитуды), простоте (зная лишь вид AN -амплитуды и ВФ начального и конечного состояний ядра, можно вычислить матричный элемент (амплитуду) взаимодействия) и более прозрачной связи с наблюдаемыми по сравнению со стандартной оптической моделью. К сожалению, теория ГС ограничена двумя основными приближениями: эйкональным и адиабатическим, что позволяет применять ее лишь к рассеянию частиц высоких энергий в передней области углов. Энергии ниже 0,2 ГэВ лежат на границе применимости теории, по крайней мере, для рассеяния протонов, хотя имеются расчеты и при энергиях порядка 0,15–0,2 ГэВ [2, 38, 41–46] которые, к тому же, неплохо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Здесь встает интересный вопрос о поправках к этой теории. За десятилетия, прошедшие со времени ее создания, он неплохо изучен [38, 47–55, 59]. Основные поправки — на неадиабатичность, неэйкональность, фермидвижение, корреляции нуклонов в ядре, немассовые эффекты и т.д. — оценены, на основании чего сделан глобальный вывод о том, что часть их взаимно сокращается, поэтому лучше пользоваться первоначальным приближением, чем учитывать только часть поправок [55, 59].

Область применения теории ГС при рассеянии антипротонов и отчасти π -мезонов значительно расширена в сторону малых энергий за счет такой интересной особенности $\bar{p}N$ -амплитуды, как ее резкая направленность вперед, свидетельствующая о вкладе большого числа парциальных волн с $l \neq 0$ [39, 40, 56–60]. Причем с уменьшением энергии налетающих частиц анизотропия вперед возрастает, конус рассеяния сужается, что обеспечивает хорошее выполнение эйконоального приближения. Здесь тоже вывод прост: для любых процессов, у которых имеется сильный передний пик в амплитуде рассеяния, можно применять дифракционную теорию [38].

Наибольшее число экспериментальных и теоретических работ в этой области посвящено изучению рассеяния на ядрах ^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ca и т.д. Обратим внимание на то, что это четно-четные ядра с нулевым спином, имеющие так называемую α -кластерную структуру. Эти ядра наиболее удобны как для экспериментаторов, так и для теоретиков. Одним из основных «входных параметров» в теории многократного рассеяния является ВФ ядра-мишени. В большинстве работ, особенно на начальной стадии изучения, использовались одночастичные ядерные плотности с ВФ типа оболочечных, которые хоть и давали лишь некоторое «усредненное» знание о структуре ядра, но имели простой вид и позволяли вычислить амплитуду аналитически, правильно передавая основные черты ДПС. В дальнейшем для ядер ^{12}C и ^{16}O перешли к α -частичной модели, предложенной Инопиным [61] и успешно развитой во многих работах по рассеянию протонов [44, 62–64] и π -мезонов [43, 65, 66]. Усовершенствованная версия этой модели с дисперсией [67, 68] в сочетании с теорией многократного дифракционного рассеяния позволила объяснить поведение как ДПС, так и поляризации и функции поворота спина, и сделать важные выводы о чувствительности рассчитанных характеристик к параметрам $p\alpha$ -амплитуд и к различным модификациям ВФ.

Параллельно для ядер, не имеющих чистой α -структуры, разрабатывалась модель нуклонных ассоциаций (МНА) [69, 70], частным случаем которой является и α -частичная модель. МНА явилась новой ступенью в изучении ядерной структуры легких кластеризованных ядер, таких, как ^6Li (αd - и τt -модели), ^7Li (αt -модель), ^8Be ($\alpha\alpha$ -модель) и др. При разработке МНА был успешно применен и усовершенствован имеющийся мощный математический аппарат генеалогических разложений, преобразований Тальми, генераторных координат (координат Якоби) и т.д. Однако МНА явилась как бы подготовительным этапом для развития более последовательных потенциальных кластерных моделей, как двухчастичных, так и трехчастичных [71–77], в которых ВФ рассчитываются путем решения уравнения Шредингера с реалистическими межкластерными потенциалами взаимодействия, воспроизводящими соответствующие фазы упругого рассеяния. Волновые функции в этих моделях имеют простой аналитический вид; записываются они в виде разложений по гауссовскому базису, но в отличие от ВФ модели оболочек или МНА

имеют правильную асимптотику, что может оказаться важным для процессов при малых переданных импульсах. Важно отметить, что при расчетах различных спектроскопических характеристик ядер или сечений ядерных процессов полученные ВФ не содержат подгоночных параметров.

В настоящее время подобными расчетами ВФ легких ядер занимаются разные группы авторов [72–77], но приоритет несомненно принадлежит В.И.Кукулину с сотрудниками, первыми рассчитавшими ВФ ядер с $A = 6$ в $\alpha 2N$ -модели [72] и ядер с $A = 9$ в $2\alpha N$ -модели [75]. Авторы назвали эти модели мультикластерными динамическими моделями с паули-проектированием (МДМП). Надежность МДМП некоторые авторы [34] сравнивают с надежностью МРГ; при этом значительная простота математического формализма МДМП позволяет расширить число изучаемых ядерных процессов в широком энергетическом диапазоне.

Отметим, что потенциальные кластерные модели ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, а также ядра ${}^7\text{Li}$ в αt -модели позволяют реализовать так называемый спектроскопический подход к описанию ядерных процессов. Суть его состоит в использовании при рассмотрении ядерных реакций моделей, воспроизводящих как можно более разнообразную и полную спектроскопическую информацию о ядрах [72, 75–80]. Детальные вычисления реакций двухкластерного фоторасщепления ${}^6\text{Li}(\gamma, d)\alpha$, ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$ и ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ показали, что данная схема расчетов позволила не только описать практически все известные характеристики этих процессов, но в ее рамках были получены интересные предсказания нетривиальной энергетической зависимости асимметрии в распределении тритонов в реакциях (γ, t) на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ для случая поляризованных фотонов [81, 82]. Впоследствии эти предсказания получили полное подтверждение в специально поставленных экспериментах в Харьковском физико-техническом институте [83].

В последние годы появление новой техники вторичных радиоактивных пучков сделало возможным проведение экспериментов в так называемой обратной (инверсной) кинематике, когда на покоящуюся водородную мишень налетает пучок радиоактивных ядер ${}^6,8\text{He}$, ${}^9,11\text{Li}$, ${}^{11,12,14}\text{Be}$. Водородная мишень имеет те преимущества, что механизм взаимодействия протона с ядром хорошо изучен, относительно прост, эффекты искажения из-за поглощения и перерассеяния малы и могут быть оценены, так же, как кинематический эффект отдачи. К тому же эта мишень не разрушается и не возбуждается при не слишком высоких энергиях налетающего пучка.

Эксперименты проводятся в Японии (RIKEN), Германии (GSI), США (BEVALAC), Франции (GANIL) и в России (IKAR). Полная сводка экспериментальных и теоретических работ дана в [84].

Из этих экспериментов при низких энергиях извлекают различные спектроскопические данные, а при промежуточных энергиях и более точную количественную информацию о пространственном распределении материи в экзо-

тических ядрах. Обычно в таких расчетах используют дифракционную теорию многократного рассеяния, которая позволяет описывать протон-ядерное рассеяние с высокой точностью и извлекать информацию непосредственно из измеренных величин.

Вышеперечисленные ядра обладают избыточным числом нейтронов, и для них с использованием расчетов в модели ГС исследуется возможность существования нейтронного гало и распределение плотности внутри него [84–88]. В работах [87] обсуждаются экспериментальные данные, полученные в RIKEN [88] при $E = 32\text{--}74$ МэВ. Чтобы обосновать расчет, проведенный в дифракционной теории при таких низких энергиях и для достаточно больших углов рассеяния (до 80°), в [87] были учтены неэikonальные поправки, которые улучшили описание экспериментальных данных для $\theta > 40^\circ$. В обзоре эти вопросы не рассматриваются, и мы упоминаем о них лишь для того, чтобы показать, что теория ГС не утратила своей актуальности до настоящего времени (спустя 40 лет после создания), напротив, область применения ее расширяется, и она остается одним из надежных инструментов при изучении ядерных процессов. Так, очень эффективным оказался последовательный учет перерассеяний, проводимый в рамках этой теории при рассмотрении упругого и квазиупругого рассеяния протонов при больших переданных импульсах на ряде легких и легчайших ядер [78, 89].

Резюмируя изложенное, сформулируем цель данной работы:

- 1) на основе спектроскопического подхода к ядерным процессам, используя ВФ потенциальной кластерной модели, рассмотреть характеристики упругого и неупругого рассеяния адронов на ядрах ${}^6,{}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$;
- 2) в рамках одной теории с единых позиций изучить рассеяние частиц разной природы на этих ядрах — протонов, антипротонов и π -мезонов;
- 3) изучить роль малых компонент ВФ в упругом и неупругом рассеянии адронов на ядрах с $J \neq 0$.

Необходимо отметить, что первая задача в свое время решалась для ядер ${}^6,{}^7\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ [42], вторая — для дейтрона [47] и ${}^{12}\text{C}$ [38], наиболее же полно она освещена в монографии [55] для ядер, начиная с дейтрона и до ${}^{208}\text{Pb}$. Однако основной упор в нашей работе делается на совместное решение сформулированных выше задач и на заполнение относительного вакуума при переходе от легчайших ядер (d, t, α) к ядрам ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и выше.

Обзор состоит из пяти разделов. В разд. 1 рассматривается метод построения ВФ легких кластеризованных ядер в мультикластерной динамической модели. Подчеркнем, что простая гауссовская форма этих ВФ является не следствием простых представлений, а, наоборот, результатом достаточно сложной вычислительной техники, когда полученная в численном виде (в результате решения уравнения Шредингера с реалистическими потенциалами взаимодействия) ВФ разлагается по гауссовскому базису, чтобы придать ей вид, удобный для интегрирования в разных формализмах.

В разд. 2 мы используем формализм теории многократного рассеяния ГС. Здесь дано описание техники расчетов матричных элементов с кластерными ВФ, приведенными в предыдущем разделе. Показано, что матричные элементы можно вычислить аналитически без ограничения одно- или двукратными соударениями, если использовать в глауберовском операторе Ω в качестве элементарных наряду с AN - также и $A\alpha$ -амплитуды и гауссовское разложение ВФ ядер-мишеней. Это достаточно трудоемкие вычисления, особенно для спин-орбитальных матричных элементов, использующие технику суммирования коэффициентов Клебша—Гордана, которые, однако, позволяют провести многократные интегрирования аналитически, чем достигается необходимая точность расчетов.

В разд. 3, 4 и 5 мы переходим к анализу наблюдаемых в эксперименте величин: ДПС и A_y на каждом из ядер, сравнению их с имеющимися экспериментальными данными и с расчетами других авторов. Основной задачей здесь является выявление зависимости наблюдаемых величин как от структурных особенностей ядер-мишеней, так и от механизма рассеяния. К первым относятся расчеты с ВФ, рассчитанными в кластерных моделях с различными парными потенциалами взаимодействий, ко вторым — учет разных кратностей рассеяния на кластерах и нуклонах ядер-мишеней, различные кинематики, параметры элементарных AN - и $A\alpha$ -амплитуд. Здесь выясняются такие вопросы, как причины заполнения дифракционного минимума в ДПС, зависимость дифракционной структуры сечений от энергии налетающего пучка, чувствительность A_y к параметрам ВФ и т.д. Проводится также сравнительный анализ характеристик ДПС рассеяния в зависимости от типа налетающих частиц.

В заключении подводятся итоги и формулируются основные выводы об упругом и неупругом рассеянии адронов на исследуемых ядрах.

1. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ ЯДЕР В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ

Ядро ${}^6\text{Li}$. В литературе часто отмечается особая привлекательность ядра ${}^6\text{Li}$ для теоретиков: из-за сравнительно небольшого числа нуклонов это ядро служит как бы полигоном для построения различных модельных ВФ, которые, с одной стороны, чувствительны к многочастичным ядерным корреляциям, а с другой — позволяют с хорошей точностью рассчитать такую систему.

Мы используем динамические ВФ ядра ${}^6\text{Li}$ в αnp -модели, рассчитанные группой Кукулина из МГУ [72]. В настоящей работе используются две разные версии ВФ в МДМП: более ранняя версия 1986 г. — модель 1 и усовершенствованная версия 1992 г. — модель 2. Обе версии основаны на парных, микроскопически обоснованных потенциалах межкластерного взаи-

модействия, воспроизводящих фазовые сдвиги и имеющих глуболежащие связанные состояния, запрещенные принципом Паули по относительному движению кластеров. Вклад этих запрещенных состояний исключается из точных собственных функций мультикластерного гамильтониана при решении задачи трех тел. Для этой цели была разработана специальная техника ортогонального проектирования. Принцип Паули в МДМП учитывается приближенно, путем замены антисимметризации полной ВФ по всем нуклонам ядра на ортогональность трех ВФ к запрещенным состояниям по каждой паре кластеров. Разработанная позднее модель с полной антисимметризацией (АМДМП) позволила проверить точность учета принципа Паули в МДМП, которая оказалась весьма высокой.

С целью проверки найденных ВФ в работах [72] рассчитано много типов наблюдаемых величин для ядер с $A = 6$, включая статические характеристики ${}^6\text{Li}$ и все его измеренные к настоящему времени электромагнитные формфакторы. Все рассчитанные наблюдаемые хорошо согласуются с экспериментальными данными (особенно с ВФ в модели 2), за исключением небольшого по величине квадрупольного момента ${}^6\text{Li}$, который не воспроизводится в обеих версиях модели. Однако, как хорошо известно, электромагнитные свойства ядер (при не очень больших переданных импульсах) определяются процессами однократного рассеяния электронов и фотонов, т.е. функцией одночастичной зарядовой плотности мишени. Между тем в процессы дифракционного рассеяния протонов и антипротонов вносят вклад как одно-, двух-, так и многократные соударения, которые сильно интерферируют. Поэтому сечения для таких процессов могут быть чувствительными даже к тем аспектам описания мишени, которые остаются замаскированными в анализе экспериментов по электронному рассеянию, зависящему только от элементов однократного рассеяния.

В расчете ДПС используются трехтельные ВФ, рассчитанные со следующими потенциалами взаимодействия. В модели 1: для основного состояния — αN -взаимодействие Сака—Биденхарна—Брейта (SBB), NN -взаимодействие Рейда с мягким кором (RSC), для возбужденного состояния 3^+ — αN -SBB, NN -потенциал прямоугольной ямы. В модели 2 для обоих состояний — αN -взаимодействие с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов, NN -RSC. Во всех моделях собственные ВФ ищутся в виде разложения по многомерным гауссоидам, что позволяет не только вычислить все матричные элементы аналитически, но и рассчитать ВФ на широком базисе с большим числом малых компонент. Конфигурация ВФ определяется квантовыми числами λ, l, L, S , где l — угловой момент относительного движения α -частицы и центра масс двух нуклонов, λ — угловой момент относительного движения двух нуклонов, L и S — полные орбитальный и спиновый моменты ядра.

Для ВФ основного состояния ограничимся учетом двух конфигураций: $\lambda = l = L = 0, S = 1$ (S -волна) и $\lambda = 2, l = 0, L = 2, S = 1$ (D -волна),

Таблица 1. Учитываемые конфигурации и их относительные веса в волновой функции ${}^6\text{Li}$ [72]

λ	l	L	S	Основное состояние $J^\pi = 1^+$	
				Модель 1	Модель 2
0	0	0	1	0,9554	0,9001
2	0	2	1	0,0338	0,0703
				Возбужденное состояние $J^\pi = 3^+$	
				Модель 1	Модель 2
0	2	2	1	0,7452	0,7440
2	0	2	1	0,2548	0,2217

т.к. вес остальных существенно меньше, например, вес конфигурации $\lambda = 0$, $l = 2$, $L = 2$, $S = 1$ в модели 2 равен 0,0008, что несравнимо с весами учитываемых компонент, приведенных в табл. 1:

$$\Psi_{i,f}^{(\lambda i)} = \Psi^{(00)} + \Psi^{(20)}, \quad (1)$$

где

$$\Psi_S^{(00)} = \frac{1}{4\pi} \sum_{i,j} C_{ij}^{(00)} \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_j R_{\alpha d}^2) \Phi_\alpha(\mathbf{r}_\mu) \chi_{1M}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Psi_D^{(20)} = \sum_{M_L M_S} \langle 2M_L 1M_S | 1M_J \rangle r^2 Y_{2M_L}(\mathbf{r}) Y_{00}(\mathbf{R}_{\alpha d}) \Phi_\alpha(\mathbf{r}_\mu) \chi_{1M_S} \times \\ \times \sum_{i'j'} C_{i'j'}^{(20)} \exp(-\alpha_{i'} r^2 - \beta_{j'} R_{\alpha d}^2), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Phi_\alpha(\mathbf{r}_\mu)$ — ВФ основного состояния α -частицы, χ_{1M} — спиновая функция двух нуклонов, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_5 - \mathbf{r}_6$ — радиус-вектор относительного движения нуклонов, составляющих дейтрон, $\mathbf{R}_{\alpha d} = \mathbf{R}_\alpha - \mathbf{R}_d$ — радиус-вектор относительного αd -движения, $\mathbf{r}_\mu$ — координаты нуклонов, составляющих α -частицу.

Для ВФ в возбужденном 3^+ -состоянии учтем следующие конфигурации: $\lambda = 0$, $l = 2$, $L = 2$ и $\lambda = 2$, $l = 0$, $L = 2$:

$$\Psi_{i,f}^{(\lambda i)} = \Psi^{(02)} + \Psi^{(20)}, \quad (4)$$

где

$$\Psi^{(02)} = \sum_{M_L M_S} \langle 2M_L 1M_S | 3M_J \rangle Y_{00}(\mathbf{r}) R_{\alpha d}^2 Y_{2M_L}(\mathbf{R}_{\alpha d}) \Phi_{\alpha}(\mathbf{r}_{\mu}) \chi_{1M_S} \times \\ \times \sum_{pq} C_{pq}^{(02)} \exp(-\alpha_p r^2 - \beta_q R_{\alpha d}^2), \quad (5)$$

$$\Psi^{(20)} = \sum_{M_L, M_S} \langle 2M_L 1M_S | 3M_J \rangle Y_{00}(\mathbf{R}_{\alpha d}) r^2 Y_{2M_L}(\mathbf{r}) \Phi_{\alpha}(\mathbf{r}_{\mu}) \chi_{1M_S} \times \\ \times \sum_{p'q'} C_{p'q'}^{(20)} \exp(-\alpha_{p'} \mathbf{r}^2 - \beta_{q'} R_{\alpha d}^2), \quad (6)$$

$$\Phi_{\alpha}(\mathbf{r}_{\mu}) = (1/W) \left\{ \exp \left[-(\gamma/2) \sum_{\mu=1}^4 (\mathbf{r}_{\mu} - \mathbf{R}_{\alpha})^2 \right] + \right. \\ \left. + c \sum_{q=1}^4 \exp \left[-(\gamma/2) \sum_{\mu \neq q} (\mathbf{r}_{\mu} - \mathbf{R}_{\alpha})^2 - (\mu/2) (\mathbf{r}_q - \mathbf{R}_{\alpha})^2 \right] \right\}. \quad (7)$$

В качестве ВФ основного состояния ядра ${}^4\text{He}$ используется как обычная однопараметрическая гауссовская функция с размерным параметром, соответствующим среднеквадратичному радиусу α -частицы, равному 1,67 фм [90] (для нее $1/W = (1/2\sqrt{2})(\gamma/\pi)^{9/4}$, $\gamma = 0,5828 \text{ фм}^{-2}$, $c = 0$), так и «реалистическая» функция, хорошо описывающая также α -частичный формфактор вплоть до импульса $q \approx 4,5 \text{ фм}^{-1}$ [91]. Для нее $\gamma = 0,59745 \text{ фм}^{-2}$, $\mu = 13,11 \text{ фм}^{-2}$, $c = -0,98031$, W — нормировочный коэффициент.

Как следует из табл. 1, для основного состояния ${}^6\text{Li}$ в обеих ВФ доминирующий вклад дает S -волна ($> 90\%$), а D -волна является лишь малой добавкой (от 3 до 7% в расчетах с разными потенциалами взаимодействия), причем особенно интересным представляется выяснение зависимости сечения от величины ее вклада. Для возбужденного же состояния ядра ${}^6\text{Li}$ оба состояния $\Psi^{(02)}$ и $\Psi^{(20)}$ дают сравнимые по порядку величин вклады, первый из них (74%) лишь в 3 раза превышает второй (22–25%).

Ядро ${}^7\text{Li}$. Характерными особенностями ядра ${}^7\text{Li}$ являются его большой квадрупольный момент ($Q \sim 40 \text{ мб}$) и сильная αt -кластеризация ($E_{\text{св}} = 2,467 \text{ МэВ}$) в основном состоянии. Это ядро изучалось многими авторами в рамках различных моделей: Коэн—Курата [25], оболочек с LS -связью [92], кластерной [77, 93, 94]. В работе [25] ВФ ядра ${}^7\text{Li}$ представлена в виде ядерной плотности как сумма двух компонент — сферической ρ_0^m и квадрупольной ρ_2^m . Показана важность учета квадрупольной компоненты при расчете как ДПС, так и A_y .

В данной работе мы использовали ВФ ядра ${}^7\text{Li}$, рассчитанные в кластерной αt -модели [77] на основе потенциала Вудса—Саксона с параметрами,

предложенными в [95]. Эта ВФ хорошо воспроизводит статические характеристики и электромагнитные формфакторы при малых переданных импульсах. Аналогичные ВФ для потенциала Бака были рассчитаны в работе [94]. Одни из последних ВФ получены в [96] на основе потенциалов с запрещенными состояниями, которые во многом повторяют выводы и все статические характеристики работ [77] и [94], не внося существенной новизны, но увеличивая число подгоночных параметров до 8 (по сравнению с 3 в [95]).

В основном состоянии ядро ${}^7\text{Li}$ имеет следующие квантовые числа: J^π , $T = 3/2^-, 1/2$, $L = 1$, в первом возбужденном состоянии J^π , $T = 1/2^-, 1/2$, $L = 1$. ВФ ядра ${}^7\text{Li}$ в αt -модели можно записать следующим образом:

$$\Psi_{7\text{Li}} = \sum_{M_L M_S} \langle LM_L SM_S | JM_j \rangle \Phi_\alpha \Phi_t \Phi_{\alpha t} \chi_{\frac{1}{2} M_S}, \quad (8)$$

где $\chi_{\frac{1}{2} M_S}$ — спиновая функция, Φ_α , Φ_t , $\Phi_{\alpha t}$ — ВФ α -частицы, тритона и их относительного движения соответственно, выбранные в виде разложений по гауссовскому базису:

$$\Phi_\alpha = N_\alpha \sum_j C_j \exp(-\alpha_j R_\alpha^2), \quad (9)$$

$$\Phi_t = N_t \sum_k C_k \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha_k \sum_{i=1}^3 (\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_t)^2\right), \quad (10)$$

$$\Phi_{\alpha t} = \mathbf{R}^L Y_{LM}(\mathbf{R}) N_{\alpha t} \sum_i C_i \exp(-\alpha_i R^2). \quad (11)$$

Здесь N_α , N_t , $N_{\alpha t}$ — нормировочные коэффициенты ВФ, $C_{i,(j,k)}$ и $\alpha_{i,(j,k)}$ — коэффициенты разложения, значения которых были взяты из следующих работ: [97] — для α -частиц (табл. 2), [99–101] — для t (табл. 3), [77, 96] — для αt ; $\mathbf{R}_\alpha$, $\mathbf{R}_t$ — координаты центров масс α -частицы и t , $\mathbf{r}_i$ — одночастичные координаты нуклонов, составляющих тритон, $\mathbf{R}$ — координата относительного движения α -частицы и тритона в ядре ${}^7\text{Li}$.

Ядро ${}^9\text{Be}$. Другим интересным объектом для апробирования трехтельной модели является ядро ${}^9\text{Be}$. Среди легких ядер $1p$ -оболочки это ядро выделяется своей необычной структурой. Большие значения квадрупольного и октупольного моментов [16] говорят о его сильной деформации. У него необычно малая энергия связи в канале ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$ — всего 1,67 МэВ. Еще меньше энергия развала по трехчастичному каналу $\alpha + \alpha + n$ — она равна 1,57 МэВ. В то же время энергия связи протона равна 16,9 МэВ, что сравнимо с энергией связи протона в α -частице! Это прямое указание на то, что доминирующей в ядре ${}^9\text{Be}$ должна быть именно $2\alpha n$ -структура.

Для описания ядра ${}^9\text{Be}$ используется трехчастичная $2\alpha n$ -модель (рис. 1) с тремя парными αn - и $\alpha\alpha$ -взаимодействиями, включающими состояния, запрещенные принципом Паули, что отражает составную природу α -частиц.

Таблица 2. Коэффициенты разложения по гауссовскому базису волновой функции и среднеквадратичный зарядовый радиус r_{ch} α -частицы. Названия моделей сохранены такими же, как в [97]

Модель	$\alpha_1, \text{фм}^{-2}$ C_1	$\alpha_2, \text{фм}^{-2}$ C_2	$\alpha_3, \text{фм}^{-2}$ C_3	$r_{ch},^* \text{фм}$
D	0,4139 1,0	1,3514 3,79	2,5381 -4,964	1,664
B	0,5342 1,0	6,993 -1,0	0 0	1,646
EMQ	0,3022 1,0	0,964 12,04	1,6378 -13,04	1,673

* $r_{ch.эксп} = 1,673 \text{ фм}$ [98].

Таблица 3. Коэффициенты разложения по гауссовскому базису волновой функции, энергия связи $E_{св}$ и среднеквадратичный зарядовый радиус r_{ch} тритона

Модель, ссылка	$\alpha_1, \text{фм}^{-2}$ C_1	$\alpha_2, \text{фм}^{-2}$ C_2	$\alpha_3, \text{фм}^{-2}$ C_3	$E_{св}^*, \text{МэВ}$	$r_{ch}^{**}, \text{фм}$
Модель 1 [99]	2.0833E-1 1.7284E-2	6.0414E-1 1.1376E-1	1.4297E-0 1.2996E-1	8,471	1,691
Модель 2 [100]	1.72E-1 1.0E-0	5.1E-1 9.11E-0	1.32E-0 1.6603E-1	7,94	1,53
Модель 3 [101]	2.05E-1 2.065E-2	6.91E-1 1.37E-1	4.264E-0 -8.477E-2	5,97	1,66
Модель 4 [99]	1.7441E-1 2.3658E-2	1.3239E-0 3.7788E-1	5.1348E-1 2.0905E-1	7,937	1,686

* $E_{св.эксп} = 8,48 \text{ МэВ}$ [102].

** $r_{ch.эксп} = 1,68 \text{ фм}$ [103].

Очевидно, что принцип Паули играет большую роль при описании структуры ядер. Он не допускает сильного перекрытия валентного нуклона с α -частицами, а также двух α -частиц между собой и тем самым сильно уменьшает влияние внутренней области αn - и $\alpha\alpha$ -взаимодействий.

Волновая функция ядра ^9Be системы с полным угловым моментом J и его проекцией M_J записывается в виде [75]:

$$\Psi_{i,f}^{JM_J} = \varphi_{J\alpha=T\alpha=0}(1,2,3,4) \varphi_{J\alpha=T\alpha=0}(5,6,7,8) \Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (12)$$

где $\varphi_{J\alpha=T\alpha=0}$ — ВФ α -частицы, зависящая от внутренних координат системы четырех нуклонов.

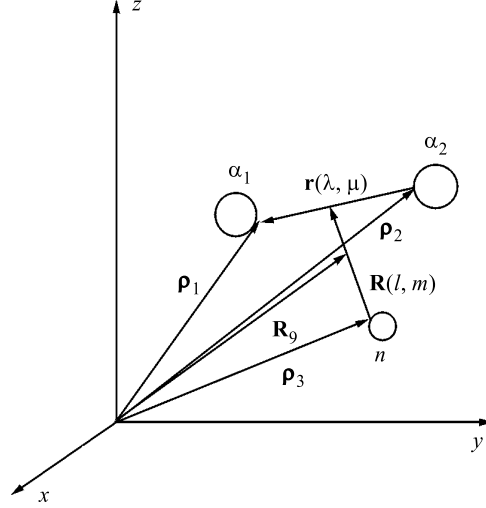


Рис. 1. Схема ядра ${}^9\text{Be}$: ρ_1, ρ_2, ρ_3 — одночастичные координаты нуклонов, $\mathbf{R}, \mathbf{r}$ — координаты Якоби, l, λ — сопряженные моменты

Подчеркнем, что в отличие от низлежащего возбужденного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ ($J^\pi = 1/2^+$), а также от основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ в трехтельной $\alpha 2N$ -модели, содержащих одну доминирующую компоненту с относительным вкладом $> 90\%$, в случае основного состояния ${}^9\text{Be}$ ($J^\pi = 3/2^-$) сравнимый вклад дают три компоненты:

$$\Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Psi_{011}^{\lambda l L}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{211}^{\lambda l L}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{212}^{\lambda l L}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (13)$$

где $\mathbf{r}$ и $\mathbf{R}$ — координаты Якоби, выбранные, как показано на рис. 1, λ и l — сопряженные им орбитальные моменты, L — полный орбитальный момент ядра, $\lambda + l = L$. Отдельные компоненты ВФ (13) запишутся следующим образом [75]:

$$\begin{aligned} \Psi_{011}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = & \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{M_L M_S} \left\langle 1M_L \frac{1}{2}M_S \left| \frac{3}{2}M_J \right\rangle \delta_{mM_L} \mathbf{R} Y_{1m}(\mathbf{R}) \chi_{\frac{1}{2}M_S} \times \right. \\ & \times \sum_{ij} C_{ij}^{01} \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_j R^2), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{211}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = & \sum_{M_L M_S} \left\langle 1M_L \frac{1}{2}M_S \left| \frac{3}{2}M_J \right\rangle \left\langle 2\mu 1m \left| 1M_L \right\rangle r^2 Y_{2\mu}(\mathbf{r}) \times \right. \\ & \times \mathbf{R} Y_{1m}(\mathbf{R}) \chi_{\frac{1}{2}M_S} \sum_{kp} C_{kp}^{21} \exp(-\alpha_k r^2 - \beta_p R^2), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\Psi_{212}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{M_L M_S} \left\langle 2M_L \frac{1}{2} M_S \left| \frac{3}{2} M_J \right. \right\rangle \left\langle 2\mu 1 m \left| 2M_L \right. \right\rangle r^2 Y_{2\mu}(\mathbf{r}) \times \\ \times \mathbf{R} Y_{1m}(\mathbf{R}) \chi_{\frac{1}{2} M_S} \sum_{qt} C_{qt}^{21} \exp(-\alpha_q r^2 - \beta_t R^2), \quad (16)$$

где C_{ij}^{01} , C_{kp}^{21} , C_{qt}^{21} , α_i , β_j , α_k , β_p , α_q , β_t — коэффициенты разложения, остальные обозначения стандартные. Относительные веса этих конфигураций и некоторые статические характеристики ядра ${}^9\text{Be}$ приведены в табл. 4.

Таблица 4. Учитываемые конфигурации, их относительные веса в волновой функции ${}^9\text{Be}$, среднеквадратичный зарядовый радиус r_{ch} , квадрупольный Q и магнитный μ моменты ${}^9\text{Be}$ [79]

λ	l	L	Основное состояние	
			Модель 1	Модель 2
0	1	1	0,4078	0,4295
2	1	1	0,3471	0,3554
2	1	2	0,2131	0,1957
r_{ch}^* , фм			2,526	2,352
Q^{**} , мб			49,5	37,5
μ^{***} , μ_0			-0,8662	-0,9325

* $r_{ch, \text{эксп}} = 2,519(12)$ фм [16].

** $Q_{\text{эксп}} = (53 \pm 3)$ мб [16].

*** $\mu_{\text{эксп}} = -1,1778(9)\mu_0$ [16].

Волновая функция возбужденного состояния $J^\pi = 1/2^+$ содержит одну доминирующую компоненту (с весом $> 99\%$) с нулевыми квантовыми числами:

$$\Psi^{JM_J}(r, R) = \frac{1}{4\pi} \sum_{mn} C_{mn} \exp(-\alpha_m r^2 - \beta_n R^2). \quad (17)$$

Расчет проводился с тремя парными взаимодействиями $V_{\alpha\alpha}$, $V_{\alpha_1 n}$, $V_{\alpha_2 n}$. В качестве парных взаимодействий использовались следующие.

Модель 1: $V_{\alpha\alpha}$ — потенциал Али—Бодмера, не содержащий запрещенных состояний с отталкиванием на малых расстояниях, $V_{\alpha n}$ — потенциал с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов

Модель 2: $V_{\alpha\alpha}$ — глубокий потенциал с запрещенными состояниями в форме Бака, $V_{\alpha n}$ — тот же, что в модели 1.

Модель 3: $V_{\alpha\alpha}$ — тот же, что в модели 2, $V_{\alpha n}$ — потенциал SBB.

Особый интерес при исследовании структуры ядер с $A = 9$ в трехтельной модели представляет изучение роли $\alpha\alpha$ -взаимодействия. Как известно,

составная, нуклонная структура α -частиц может быть учтена через ВФ относительного $\alpha\alpha$ -движения двояким образом. В первой модели ВФ относительного движения вымирает в области отталкивательного кора, а во второй и третьей — является осциллирующей на малых расстояниях. В первой модели учет принципа Паули связан с использованием l -зависящего потенциала Али—Бодмера, содержащего отталкивание на малых расстояниях [104]. Второй модели соответствует глубокий притягивающий потенциал с запрещенными принципом Паули состояниями. В нем состоянию с орбитальным моментом $l = 0$ соответствует ВФ типа оболочечной $4S$ -функции, содержащей два узла. При этом функции $0S$ и $2S$ соответствуют запрещенным состояниям, и в трехчастичных расчетах они исключаются с помощью специальной процедуры.

При расчете спектра ядра ${}^9\text{Be}$ в работах [75] использовался $\alpha\alpha$ -потенциал притяжения гауссовской формы, содержащий запрещенные состояния, — потенциал Бака, дающий превосходное описание фаз рассеяния с $l = 0, 2, 4$ и 6 вплоть до 40 МэВ в лабораторной системе [105]. Отметим, что потенциал Али—Бодмера дает примерно то же качество описания $\alpha\alpha$ -фазовых сдвигов, что и потенциал Бака. В моделях 1 и 2 в качестве αn -взаимодействия выбирался потенциал с четно-нечетным расщеплением, хорошо воспроизводящий фазы с $l = 0, 1$ и 2 [75].

Как и следовало ожидать, в случае модели 1, ВФ в которой имеет более «периферический» характер, происходит некоторое увеличение среднеквадратичного зарядового радиуса и квадрупольного момента, то есть величин, операторы которых растут с расстоянием. В то же время, как показано в работе [79], магнитный момент, а также нейтронные спектроскопические факторы, то есть величины, значения которых определяются всем ядерным объемом, имеют большие значения для модели 2, ВФ в которой внутри ядра не вымирает.

Отметим также, что в модели 2 основное состояние $3/2^-$ ядра ${}^9\text{Be}$ пересвязано примерно на $1,5$ МэВ, а принципиальное для трехтельной модели околороговое состояние $1/2^+$ ($2S_{1/2}$ — нейтрон над невозбужденным $\alpha\alpha$ -остовом) завышено примерно на 1 МэВ [75]. В модели 1 энергетический спектр передается лучше: основное состояние пересвязано всего лишь на $0,2$ МэВ, а уровень $1/2^+$ завышен уже только на $0,5$ МэВ.

Таким образом, в целом рассмотренные характеристики ядра ${}^9\text{Be}$ лучше схватываются трехтельной моделью 1, в которой при расчете ВФ используется содержащий на малых расстояниях отталкивание $\alpha\alpha$ -потенциал Али—Бодмера. Эти же выводы подтверждаются и выполненными нами расчетами упругих и неупругих продольных формфакторов ядра ${}^9\text{Be}$ [79].

2. ФОРМАЛИЗМ

В этом разделе дана техника вычисления матричных элементов (амплитуд) рассеяния в теории ГС с трехчастичными ВФ, рассмотренными выше. Для определенности приведены выкладки для рассеяния адронов на ядре ${}^9\text{Be}$.

Запишем оператор многократного рассеяния, исходя из предположения, что рассеяние налетающих адронов происходит на нейтроне и двух α -частицах, составляющих ядро ${}^9\text{Be}$:

$$\Omega = \sum_{j=1}^3 \omega_j - \sum_{i < j=1}^3 \omega_i \omega_j + \omega_{\alpha_1} \omega_{\alpha_2} \omega_n, \quad (18)$$

где $j = 1, 2, 3$; $j = 1, 2$ отвечает α_1 и α_2 , $j = 3$ отвечает n ;

$$\omega_j(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_j) = \frac{1}{2\pi i k} \int d^2 \mathbf{q} \exp[-i \mathbf{q}(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_j)] f_{Aj}(q). \quad (19)$$

Здесь $\boldsymbol{\rho}$, $\boldsymbol{\rho}_j$ — прицельный параметр и одночастичные координаты нуклонов, являющиеся в теории Глаубера двумерными векторами, $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$ — импульсы налетающего и вылетевшего адрона, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ — переданный в реакции импульс, $f_{Aj}(q)$ — элементарная амплитуда, которая содержит пять членов, включающих, помимо доминирующих центральной и спин-орбитальной компонент, зарядово-обменные члены и члены, обусловленные некоммутативностью спиновых операторов. Мы в расчете ограничимся двумя основными слагаемыми, исходя из анализа, проведенного в работах [106, 107], в которых было показано, что влияние всех остальных спиновозависимых амплитуд на ДПС и поляризацию мало:

$$f_j(q) = f_{Aj}^c(q) + f_{Aj}^s(q) \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}, \quad (20)$$

где $f_{Aj}^c(q)$, $f_{Aj}^s(q)$ — центральная и спин-орбитальная части элементарной амплитуды соответственно. Адрон-нуклонные амплитуды параметризованы следующим стандартным образом:

$$f_{AN}^c = \frac{k\sigma_{AN}}{4\pi} (i + \mathcal{E}_{AN}^c) \exp\left(-\frac{\beta_{AN}^c q^2}{2}\right), \quad (21)$$

$$f_{AN}^s = \frac{k\sigma_{AN}}{4\pi} q D_s (i + \mathcal{E}_{AN}^s) \exp\left(-\frac{\beta_{AN}^s q^2}{2}\right). \quad (22)$$

Параметры AN -амплитуд приведены в табл. 5–7.

Почти во всех работах, в которых используется глауберовское приближение, или рассчитывается полная амплитуда многократного рассеяния (что довольно трудно сделать для ядер-мишеней, содержащих больше 3–4 нуклонов),

Таблица 5. Сводка параметров pN -амплитуд

E_p , ГэВ		σ_{pN} , фм ²	$\mathcal{E}_{pN}$	β_{pN}^c , фм ²	D_s , фм	$\mathcal{E}_{pN}^s$	β_{pN}^s , фм ²	Ссылка	№ набора
0,185	pp pn	2,5 4,77	1,22 0,84	0,529 0,697				[108]	1
0,2	pp pn	2,19 4,10	-0,068 5,199	0,103 0,0534				[109]	2
0,2	pp pn	2,36 4,20	1,15 0,71	0,65 0,68				[38] [110]	3
0,398	pp pn	2,56 3,332	0,584 0,108	0,564- -i0,61 0,612- -i0,486	0,674 0,441	0,102 0,431	0,316+ +i0,0024 0,40- -i0,054	[68]	4
0,6	pp pn	4,00 3,75	1,11 1,712	0,022 -0,0122				[109]	5
0,6	pp pn	3,7 3,6	-0,48 -0,36	0,097 0,115				[111]	6
0,6	pp pn	3,96 3,66	0,24 -0,295	0,11 0,175				[112]	7
0,6	ppn^*	3,7	-0,1	0,12	3,0	1,0	0,6	[49]	8
0,6	pp pn	3,61 3,6	0,378 -0,205	0,1 0,111				[108]	9
1,0	ppn^*	4,356	-0,3	0,187	0,21	0,364	0,298	[113]	10
1,0	pp pn	4,75 4,04	-0,1 -0,4	0,23 0,16	0,16 0,16	-0,3 -0,3	0,75 0,75	[15]	11
1,0	pp pn	4,75 4,04	-0,05 -0,4	0,109 0,109				[108]	12
1,0	pp pn	4,75 4,04	-0,1 -0,45	0,24 0,24	0,14 0,14	-0,6 -0,6	0,6 0,6	[114]	13
1,0	pp pn	4,75 4,04	-0,05 -0,5	0,21 0,21				[53]	14
1,0	pp pn	4,72 3,92	-0,09 -0,46	0,09 0,12				[112]	15
1,0	pp pn	4,75 4,02	1,99 2,133	-0,0112 -0,404				[109]	16
1,0	pp pn	4,75 4,00	-0,05 -0,5	0,182 0,182				[38] [110]	17
1,0	ppn^*	4,356	-0,3	0,187	0,202	0,413	0,333	[113]	18

Продолжение таблицы 5

E_p , ГэВ		σ_{pN} , фм ²	$\mathcal{E}_{pN}^c$	β_{pN}^c , фм ²	D_s , фм	$\mathcal{E}_{pN}^s$	β_{pN}^s , фм ²	Ссылка	№ набора
1,0	ppn^*	4,356	-0,3	0,26	0,213	0,3	0,467+ +i0,297	[115]	19
1,0	pp pn	4,75 3,85		0,25 0,25	0,1 0,1	15 15	0,75 0,75	[116]	20
1,0	pp pn	4,75 3,85		0,25 0,25	5,5 5,5	0,2 0,2	1,25 1,25	[116]	21
1,0	pp pn	4,75 4,00	-0,33 -0,33	0,182 0,182				[11]	22
1,0	pp pn	4,75 4,00	-0,06 -0,4	0,182 0,182				[41]	23
1,04	pp pn	4,75 4,04	-0,1 -0,4	0,24 0,17				[15]	24
1,05	ppn^*	4,4	-0,27	0,25	2,3	0,7	0,6	[49]	25

*Данная запись означает, что параметры pp - и pn -амплитуд одинаковы.

Таблица 6. Сводка параметров $\bar{p}N$ -амплитуд [59]

E_p , ГэВ		$\sigma_{\bar{p}N}$, фм ²	$\mathcal{E}_{\bar{p}N}$	$\beta_{\bar{p}N}$, фм ²	№ набора
0,18	$\bar{p}p$ $\bar{p}n$	15,7 13,6	0,2 0,2	0,86 0,86	1
0,18	$\bar{p}p$ $\bar{p}n$	14,0 12,0	0,3 0,3	0,778 0,778	2
0,18	$\bar{p}p$ $\bar{p}n$	14,0 14,0	0,3 0,3	0,86 0,86	3

или применяется оптический предел, который предполагает, что ВФ мишени в основном состоянии может быть выражена в модели независимых частиц. Оба метода, однако, используют изначально элементарную NN -амплитуду рассеяния.

Для ядра ${}^9\text{Be}$ (так же, как и для ${}^6\text{Li}$ в $\alpha 2N$ -модели и для ${}^7\text{Li}$ в αt -модели) мы применим другой метод расчета, учитывающий тот факт, что ВФ рассчитана в $2\alpha n$ -модели, а значит, и в операторе Ω удобнее использовать не элементарные AN -, а An - и $A\alpha$ -амплитуды. Данный подход имеет очевидные преимущества, поскольку можно считать, что ряд нетривиальных эффектов, связанных с учетом спинов нуклонов ядра-мишени, с различными нуклон-нуклонными корреляциями, ферми-движением нуклонов, многочастичными эффектами и т.д., которые трудно учесть в модели независимых частиц,

Таблица 7. Сводка параметров πN -амплитуд [38, 41]

E_π , ГэВ		$\sigma_{\pi n}$, фм ²	$\mathcal{E}_{\pi N}^c$	$\beta_{\pi N}^c$, фм ²	№ набора
0,18	$\pi^- p$	6,0	0,18	0,570	1
	$\pi^- n$	17,6	-0,03	0,586	
0,18	$\pi p n$	12,76	0,114	0,994	2
0,2	πn	11,90	-0,17	0,873	3
0,23	$\pi p n$	9,24	-0,43	0,55	4
0,26	πn	6,61	-0,731	0,578	5
0,26	πn	6,40	-0,59	0,44	6
0,26	$\pi^- p$	3,5	-0,28	0,435	7
0,26	$\pi^- n$	9,3	-0,91	0,462	8

«автоматически» включены в подогнанную под экспериментальные данные $A\alpha$ -амплитуду. Во многих работах α -частичная модель успешно применялась, особенно при рассеянии протонов на таких α -кластеризованных ядрах, как ^{12}C , ^{16}O [64–68]. Полученные в них результаты показывают, что расчеты в простой α -частичной модели так же хорошо описывают экспериментальные данные, как и в более сложных моделях, и гораздо лучше согласуются с экспериментом, чем расчеты с pN -амплитудой. В этих работах дано обоснование использования $A\alpha$ -амплитуд, которое оправданно и для ядра ^9Be , а также отвечает духу используемой нами мультикластерной модели.

Как показано в [64, 117], дифракционная картина рассеяния протонов и π -мезонов на α -частицах при энергиях порядка сотен МэВ хорошо описывается следующей параметризацией (вплоть до значений $q^2 = 0,8(\text{ГэВ}/c)^2$):

$$f_{A\alpha}^c(q) = \frac{k\sigma_{A\alpha}}{4\pi} (i + \mathcal{E}_{A\alpha}^c) \left(1 - \frac{q^2}{t_1}\right) \left(1 - \frac{q^2}{t_2}\right) \exp\left(-\frac{\beta_{A\alpha}^c q^2}{2}\right), \quad (23)$$

$$f_{A\alpha}^s(q) = \frac{k\sigma_{A\alpha}}{4\pi} (i + \mathcal{E}_{A\alpha}^s) D_s \sqrt{\frac{q^2}{4m^2}} \times \\ \times \left(1 - \frac{q^2}{t_3}\right) \left(1 - \frac{q^2}{t_4}\right) \exp\left(-\frac{\beta_{A\alpha}^s q^2}{2}\right), \quad (24)$$

где m — масса адрона. Параметры элементарных $A\alpha$ -амплитуд приведены в табл. 8, 9.

Заметим, что оператор Ω (18), который зависит от элементарных $A\alpha$ - и AN -амплитуд в соответствии с разбиением каждой из них на сумму центральной и спин-орбитальной компонент (20), также будет представлять сумму двух слагаемых:

$$\Omega = \Omega^c + \Omega^s. \quad (25)$$

Таблица 8. Сводка параметров $p\alpha$ -амплитуд

E_p , ГэВ	$\sigma_{p\alpha}$, фм ²	$\mathcal{E}_{p\alpha}^c$	$\beta_{p\alpha}^c$, фм ²	t_1 , фм ⁻²	t_2 , фм ⁻²	$\mathcal{E}_{p\alpha}^s$	D_s	$\beta_{p\alpha}^s$, фм ²	t_3 , фм ⁻²	t_4 , фм ⁻²	Ссылка	№ набора
0,2	10,8	0,645	0,867	2,48+i2,54							[44]	1
0,2	8,908	0,357	0,5055	10,09-i5,16	4,530+ +i1,256	-0,127	10,312	1,071	1,593- -i1,302	12,03+ +i2,22	[64]	2
0,56	12,3	0,083	0,550	6,41+i1,15							[44]	3
0,60	12,3	0,03	0,56	6,2+i1,1							[44]	4
1,0	15,2	-0,5	1,254			-0,31	0,16	1,85			[68]	5
1,0	15,2	-0,2	1,188			-0,2	0,15	1,769			[68]	6
1,03	12,7	-0,189	0,652	5,61+i1,17							[44]	7
1,05	15,3	-0,200	0,622	5,93+i1,22							[44]	8

Таблица 9. Сводка параметров $\pi\alpha$ -амплитуд [119]

E_π , ГэВ	$\sigma_{\pi\alpha}$, фм ²	$\mathcal{E}_{\pi\alpha}^c$	$\beta_{\pi\alpha}^c$, фм ²	t_1 , фм ⁻²	t_2 , фм ⁻²
0,18	32,37	-0,028±0,031	0,571	2,569+i0,279	5,841-i1,339
0,22	28,65	-0,019±0,147	0,537	3,405+i0,094	6,856-i0,954
0,26	23,36	-0,321±0,028	0,600	4,299+i0,379	7,995-i0,711

Матричный элемент рассеяния с учетом спиновой зависимости может быть записан следующим образом:

$$M_{if}^{JM_J}(\mathbf{q}) = M_{if}^c(\mathbf{q}) + M_{if}^s(\mathbf{q}), \quad (26)$$

где

$$M_{if}^c(\mathbf{q}) = \sum_{M_J M'_J} \frac{ik}{2\pi} \int d^2\rho \times \\ \times \prod_{\nu=1}^3 d\mathbf{r}_\nu \exp(i\mathbf{q}\rho) \delta(\mathbf{R}_9) \langle \Psi_i^{JM_J} | \Omega^c | \Psi_f^{JM'_J} \rangle, \quad (27)$$

$$M_{if}^s(\mathbf{q}) = \sum_{M_S M'_S} \langle \chi_{\frac{1}{2}M_S} | \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} | \chi_{\frac{1}{2}M'_S} \rangle \times \\ \times \sum_{M_J M'_J} \frac{ik}{2\pi} \int d^2\rho \prod_{\nu=1}^3 d\mathbf{r}_\nu \exp(i\mathbf{q}\rho) \delta(\mathbf{R}_9) \langle \Psi_i^{JM_J} | \Omega^s | \Psi_f^{JM'_J} \rangle. \quad (28)$$

Тогда рассчитываемые ДПС и анализирующая способность будут иметь вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left[|M_{if}^c(\mathbf{q})|^2 + |M_{if}^s(\mathbf{q})|^2 \right], \quad (29)$$

$$A_y = \frac{2\text{Re} [M_{if}^c(\mathbf{q}) M_{if}^{s*}(\mathbf{q})]}{|M_{if}^c(\mathbf{q})|^2 + |M_{if}^s(\mathbf{q})|^2}. \quad (30)$$

Вычисление центральной части амплитуды. Центральная часть амплитуды не зависит от спиновых переменных, поэтому интеграл перекрытия спиновых частей ВФ при подстановке формул (14)–(16) в (27) даст только δ -функцию: $\langle \chi_{\frac{1}{2}M_S} | \chi_{\frac{1}{2}M'_S} \rangle = \delta_{M_S M'_S}$. Чтобы записать оператор Ω^c , проинтегрируем функцию профиля (19) по $d^2\mathbf{q}$, подставив в нее амплитуду (21):

$$\omega_j^c(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_j) = G_j^c \exp \left[-(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_j)^2 \eta_j^c \right], \quad (31)$$

где

$$G_j^c = \frac{\sigma_{Aj}}{4\pi\beta_{Aj}} (1 - i\mathcal{E}_{Aj}^c); \quad \eta_j^c = \frac{1}{2\beta_{Aj}^c}. \quad (32)$$

Для получения функции профиля для α -частицы подставим формулу (23) в (19), тогда после интегрирования получим

$$\omega_\alpha^c(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_\alpha) = G_j^c V^c \exp \left[-\eta_\alpha^c (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_\alpha)^2 \right], \quad (33)$$

где

$$\begin{aligned}\eta_\alpha^c &= \frac{1}{2\beta_{A\alpha}^c}, \quad G_j^c = \frac{F_1^c}{ik\beta_{A\alpha}^c}, \quad F_1^c = \frac{k\sigma_{A\alpha}}{4\pi} (i + \mathcal{E}_{A\alpha}^c), \quad F_2^c = -\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}, \\ F_3^c &= \frac{1}{t_1 t_2}, \quad V^c = \left[F_4^c + F_5^c (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_\alpha)^2 + F_6^c (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_\alpha)^4 \right], \\ F_4^c &= \frac{2F_2^c}{\beta_{A\alpha}^c} + \frac{8F_3^c}{(\beta_{A\alpha}^c)^2}, \quad F_5^c = -\left(\frac{F_2^c}{(\beta_{A\alpha}^c)^2} + \frac{8F_3^c}{(\beta_{A\alpha}^c)^3} \right), \quad F_6^c = \frac{F_3^c}{(\beta_{A\alpha}^c)^4}.\end{aligned}\quad (34)$$

В отличие от формулы (31) в этом случае в операторе Ω появляется дополнительный полином (34), зависящий от координат α -частиц и от прицельного параметра. Мы приведем здесь расчет с более простой формулой (31), т.к. отличие элементарных амплитуд (21) и (23) заметно лишь при больших переданных импульсах. О том, как рассчитать интегралы с дополнительным полиномом типа (34) будет сказано ниже.

Для дальнейших вычислений необходимо перейти от одночастичных координат нуклонов $\{\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}_3\}$ в операторе Ω к координатам Якоби $\{\mathbf{r}, \mathbf{R}\}$ и координате центра масс ядра ${}^9\text{Be}$ — $\mathbf{R}_9$; связь между этими наборами координат может быть выражена следующим образом (см. рис. 1):

$$\mathbf{r} = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2, \quad \mathbf{R} = \frac{\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2}{2} - \boldsymbol{\rho}_3, \quad \mathbf{R}_9 = \frac{1}{9} (4\boldsymbol{\rho}_1 + 4\boldsymbol{\rho}_2 + \boldsymbol{\rho}_3). \quad (35)$$

$$\boldsymbol{\rho}_1 = \mathbf{R}_9 - \frac{\mathbf{R}}{9} + \frac{\mathbf{r}}{2}; \quad \boldsymbol{\rho}_2 = \mathbf{R}_9 + \frac{\mathbf{R}}{9} - \frac{\mathbf{r}}{2}; \quad \boldsymbol{\rho}_3 = \mathbf{R}_9 - \frac{8}{9}\mathbf{R}. \quad (36)$$

Подставив (19) в (18), после некоторых преобразований запишем оператор Ω^c в виде:

$$\Omega^c = \sum_{m=1}^7 g_m \exp \left(a_m \boldsymbol{\rho}^2 - b_m \tilde{R}^2 - c_m \tilde{r}^2 + d_m \boldsymbol{\rho} \tilde{\mathbf{R}} + e_m \boldsymbol{\rho} \tilde{\mathbf{r}} + f_m \tilde{\mathbf{R}} \tilde{\mathbf{r}} \right). \quad (37)$$

Знак «тильда» над $\mathbf{r}$ и $\mathbf{R}$ означает, что в операторе Ω эти векторы двумерные, т.к. в дифракционной теории рассеяние происходит в плоскости реакции (xy), перпендикулярной падающему пучку, который обычно направлен по оси z (см. рис. 2). Вектор $\boldsymbol{\rho}$ двумерный по определению, поэтому над ним знак «тильда» не пишем.

Суммирование по m в формуле (37) означает суммирование по кратностям рассеяния $m = 1 \div 3$ — однократные соударения с α -частичными кластерами и нуклоном, $m = 4 \div 6$ — двукратные, $m = 7$ — трехкратное. Параметры $g_m, a_m, \dots$ представляют собой матрицы из коэффициентов (32):

$$g_m^c = (G_1^c, G_2^c, G_3^c, G_1^c G_2^c, G_1^c G_3^c, G_2^c G_3^c, G_1^c G_2^c G_3^c),$$

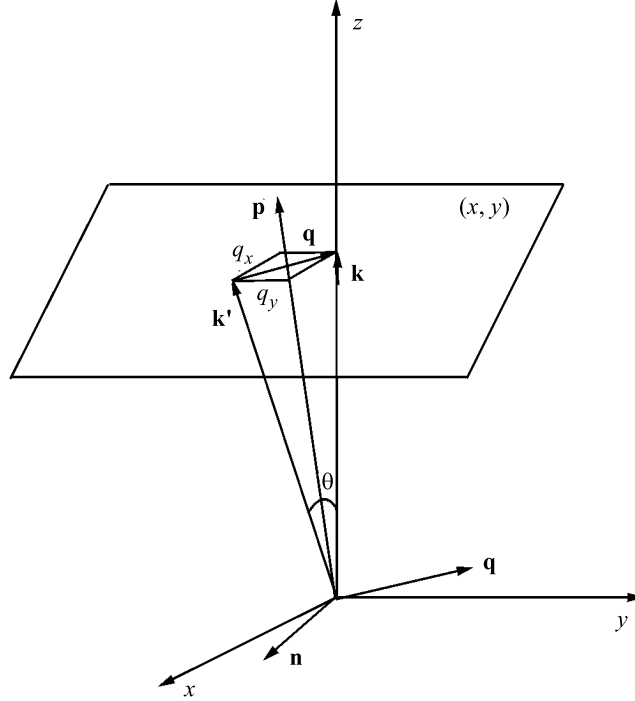


Рис. 2. Кинематическая схема упругого рассеяния

$$\begin{aligned}
 a_m^c &= (\eta_\alpha^c, \eta_\alpha^c, \eta_n^c, 2\eta_\alpha^c, (\eta_\alpha^c + \eta_n^c), (\eta_\alpha^c + \eta_n^c), (2\eta_\alpha^c + \eta_n^c)), \\
 b_m^c &= \left(\frac{\eta_\alpha^c}{81}, \frac{\eta_\alpha^c}{81}, \frac{64\eta_n^c}{81}, \frac{2\eta_\alpha^c}{81}, \left(\frac{\eta_\alpha^c + 64\eta_n^c}{81} \right), \left(\frac{\eta_\alpha^c + 64\eta_n^c}{81} \right), \left(\frac{2\eta_\alpha^c + 64\eta_n^c}{81} \right) \right), \\
 c_m^c &= \left(\frac{\eta_\alpha^c}{4}, \frac{\eta_\alpha^c}{4}, 0, \frac{\eta_\alpha^c}{2}, \frac{\eta_\alpha^c}{4}, \frac{\eta_\alpha^c}{4}, \frac{\eta_\alpha^c}{2} \right), \\
 d_m^c &= \left(\frac{2\eta_\alpha^c}{9}, \frac{2\eta_\alpha^c}{9}, \frac{16\eta_n^c}{9}, \frac{4\eta_\alpha^c}{9}, \left(\frac{2\eta_\alpha^c + 16\eta_n^c}{9} \right), \left(\frac{2\eta_\alpha^c + 16\eta_n^c}{9} \right), \left(\frac{4\eta_\alpha^c + 16\eta_n^c}{9} \right) \right), \\
 e_m^c &= (-\eta_\alpha^c, \eta_\alpha^c, 0, 0, -\eta_\alpha^c, \eta_\alpha^c, 0), \quad f_m^c = \left(\frac{\eta_\alpha^c}{9}, \frac{\eta_\alpha^c}{9}, 0, 0, \frac{\eta_\alpha^c}{9}, -\frac{\eta_\alpha^c}{9}, 0 \right).
 \end{aligned} \tag{38}$$

Подставив в формулу (27) ВФ (13), получим следующие ненулевые матричные

элементы:

$$M_{if}^c(\mathbf{q}) = \sum_{M_s M'_s} \frac{ik}{2\pi} \int d^2 \rho d\mathbf{R} d\mathbf{r} d\mathbf{R}_0 \exp(i\mathbf{q}\rho) \delta(\mathbf{R}_0) \times \\ \times [\langle \Psi_{011} | \Omega^c | \Psi'_{011} \rangle + \langle \Psi_{211} | \Omega^c | \Psi'_{211} \rangle + \langle \Psi_{212} | \Omega^c | \Psi'_{212} \rangle + \\ + \langle \Psi_{211} | \Omega^c | \Psi'_{212} \rangle + \langle \Psi_{212} | \Omega^c | \Psi'_{211} \rangle] \quad (39)$$

Эти матричные элементы мы будем вычислять в декартовой системе координат, т.к. ВФ зависят от трехмерных векторов, в то время как оператор Ω^c — от одноименных двумерных. Поэтому в ВФ (14)–(16) перейдем от сферических гармоник к полиномам по формуле [118]:

$$\mathbf{R}^l Y_{lm}(\mathbf{R}) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} (l+m)!(l-m)! \times \\ \times \sum_{u,v,w} \frac{1}{u!v!w!} \left(-\frac{R_x + iR_y}{2} \right)^u \left(\frac{R_x - iR_y}{2} \right)^v R_z^w, \quad (40)$$

u, v, w — целые положительные числа: $u+v+w = l$, $u-v = m$; R_x, R_y, R_z — проекции вектора $\mathbf{R}$ на оси декартовой системы координат.

Учитывая формулу (40), при суммировании коэффициентов Клебша—Гордана по проекциям моментов для первой компоненты ВФ (14) получим

$$\sum_{\substack{M_L M'_L \\ M_S M'_S}} \left\langle 1M_L \frac{1}{2}M_S \left| \frac{3}{2}M_J \right. \right\rangle \left\langle 1M'_L \frac{1}{2}M'_S \left| \frac{3}{2}M'_J \right. \right\rangle \langle \mathbf{R}Y_{1M'_L} | \mathbf{R}Y_{1M_L} \rangle = \\ = \frac{3}{(4\pi)^2} P(R_{x,y,z}^2), \quad (41)$$

где

$$P(R_{x,y,z}^2) = \left[R_x^2 \left(\frac{4}{3} - \frac{2}{\sqrt{3}} \right) + R_y^2 \left(\frac{4}{3} + \frac{2}{\sqrt{3}} \right) + R_z^2 \frac{4}{3} \right]. \quad (42)$$

Для остальных компонент аналогичные выражения будут более громоздкими, т.к. у них нет нулевых орбитальных моментов как у первой компоненты ВФ, у которой $\lambda = 0$ (см. формулы (14)–(16)). Приведем для примера результат суммирования для третьей компоненты ВФ Ψ_{212} :

$$\sum_{\substack{M_L M'_L \\ M_S M'_S \\ M_J M'_J}} \left\langle 2M_L \frac{1}{2}M_S \left| \frac{3}{2}M_J \right. \right\rangle \langle 2\mu 1m | 2M_L \rangle \left\langle 2M'_L \frac{1}{2}M'_S \left| \frac{3}{2}M'_J \right. \right\rangle \times \\ \times \langle 2\mu' 1m' | 2M'_L \rangle \langle \mathbf{R}Y_{1m} | \mathbf{R}Y_{1m'} \rangle \langle r^2 Y_{2\mu} | r^2 Y_{2\mu'} \rangle = \\ = \frac{3}{(4\pi)^2} U(R_{x,y,z}^n, r_{x,y,z}^n), \quad (43)$$

где

$$\begin{aligned}
 U(R_{x,y,z}^n, r_{x,y,z}^n) = & R_x^2 (s_{12}r_y^4 + s_{13}r_z^4 + s_{14}r_x^2 r_y^2 + s_{15}r_x^2 r_z^2 + s_{16}r_y^2 r_z^2) + \\
 & + R_y^2 (s_{21}r_x^4 + s_{23}r_z^4 + s_{24}r_x^2 r_y^2 + s_{25}r_x^2 r_z^2 + s_{26}r_y^2 r_z^2) + \\
 & + R_z^2 (s_{31}r_x^4 + s_{32}r_y^4 + s_{34}r_x^2 r_y^2 + s_{35}r_x^2 r_z^2 + s_{36}r_y^2 r_z^2) + \\
 & + R_x r_x R_y r_y (s_{41}r_x^2 + s_{42}r_y^2 + s_{43}r_z^2). \quad (44)
 \end{aligned}$$

s_{mn} представляют собой элементы матрицы S :

$$S = \begin{pmatrix} 0 & 2 + \sqrt{3} & 2 + \sqrt{3} & 2 - \sqrt{3} & 2 & 4 + 2\sqrt{3} \\ 2 - \sqrt{3} & 0 & 2 - \sqrt{3} & 2 + \sqrt{3} & 4 - 2\sqrt{3} & 2 \\ 2 & 2 & 0 & 4 & 2 + \sqrt{3} & 2 - \sqrt{3} \\ -4 + 2\sqrt{3} & -4 - 2\sqrt{3} & -4 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (45)$$

После этих преобразований первое и третье слагаемые в формуле (39) запишутся:

$$\begin{aligned}
 \langle \Psi_{011} | \Omega^c | \Psi_{011} \rangle = & \frac{3}{(4\pi)^2} \sum_{i,j,i',j'} C_{ij}^{01} C_{i'j'}^{01} \times \\
 & \times \langle \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_j R^2) | \Omega^c P(R_{x,y,z}^2) | \exp(-\alpha'_i r^2 - \beta'_j R^2) \rangle, \quad (46)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \langle \Psi_{212} | \Omega^c | \Psi_{212} \rangle = & \frac{3}{(4\pi)^2} \sum_{qtq't'} C_{qt}^{21} C_{q't'}^{21} \times \\
 & \times \langle \exp(-\alpha_q r^2 - \beta_t R^2) | \Omega^c U(R_{x,y,z}^n, r_{x,y,z}^n) | \exp(-\alpha'_q r^2 - \beta'_t R^2) \rangle. \quad (47)
 \end{aligned}$$

Подставив теперь эти матричные элементы и оператор Ω^c (37) в формулу (39), проинтегрируем полученные выражения по всем переменным. Интегрирование по $\mathbf{R}_9$ производится с помощью δ -функции. Интегралы по отдельным проекциям $R_x, R_y, R_z, r_x, r_y, r_z, \rho_x, \rho_y$ можно вычислить аналитически, используя формулу [119]:

$$\begin{aligned}
 I_x = & \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_x dr_x dR_x \times \\
 & \times \exp(a_m \rho^2 - \tilde{b}_m \tilde{R}^2 - \tilde{c}_m \tilde{r}^2 + d_m \rho \tilde{R} + e_m \rho \tilde{r} + f_m \tilde{R} \tilde{r} + i q_x \rho_x) = \\
 & = \sqrt{\frac{\pi^3}{\Delta}} \exp\left(-\frac{\tau_x}{\Delta}\right), \quad (48)
 \end{aligned}$$

где

$$\Delta = a_m b_m c_m - \frac{a_m f_m^2}{4} - \frac{c_m d_m^2}{4} - \frac{b_m e_m^2}{4} - \frac{d_m e_m f_m}{4},$$

$$\tau_x = \frac{q_x^2}{4} \left(b_m c_m - \frac{f_m^2}{4} \right), \quad (49)$$

$$\tilde{b}_m = b_m + b_j + b'_j, \quad \tilde{c}_m = c_m + \alpha_i + \alpha'_i. \quad (50)$$

По y -проекции интегралы берутся аналогично. Интегралы по z имеют более простой вид, т.к. оператор Ω на эту проекцию не действует и под интегралами будут стоять только перекрывающиеся части ВФ:

$$I_z = \int_{-\infty}^{\infty} dr_z dR_z \exp \left[-(\alpha_i + \alpha'_i) r_z^2 - (\beta_j + \beta'_j) R_z^2 \right] =$$

$$= \frac{\pi}{\sqrt{(\alpha_i + \alpha'_i)(\beta_j + \beta'_j)}}. \quad (51)$$

Если же в подынтегральном выражении (47) кроме экспоненты стоят полиномы типа (42), (44), то такие интегралы берутся дифференцированием по соответствующему параметру, например:

$$I_x(r_x^2) = \frac{\partial}{\partial \tilde{c}_m} I_x = \frac{\pi^{\frac{3}{2}}}{\Delta^{\frac{3}{2}}} \exp(-\tau_x/\Delta) \left[\dot{\tau}_{xb} + \dot{\Delta}_b \left(\frac{1}{2} - \frac{\tau_x}{\Delta} \right) \right], \quad (52)$$

$$I_x(r_x^4) = \frac{\partial}{\partial \tilde{c}_m} I_x(r_x^2), \quad (53)$$

где

$$\dot{\tau}_{xb} = \frac{\partial \tau}{\partial b}, \quad \dot{\Delta}_b = \frac{\partial \Delta}{\partial b}.$$

$I_x(r_x^2)$ — то же, что (48), только подынтегральное выражение умножается на r_x^2 , $I_x(r_x^4)$ — то же, что (48), но умноженное на r_x^4 , и т.д.

Мы не будем приводить окончательные выражения, ввиду их громоздкости. Здесь важно отметить, что при таком подходе можно рассчитать все матричных элементы аналитически без каких-либо упрощений, а значит, и без потери точности.

Вычисление спин-орбитальной части амплитуды. Перейдем теперь к вычислению спин-орбитальных матричных элементов (28). Начнем с интегрирования профильной функции, подставив в (19) спиновую часть элементарной AN -амплитуды (22):

$$\omega_j^s(\rho - \rho_j) = G_j^s \sigma \cdot \mathbf{n}(\rho - \rho_j) \exp \left[-(\rho - \rho_j)^2 \eta_j^s \right], \quad (54)$$

где

$$G_j^s = \frac{\sigma_{Aj} D_s (i + \mathcal{E}_{Aj}^s)}{4\pi (\beta_{Aj}^s)^2}, \quad \eta_j^s = \frac{1}{2\beta_{Aj}^s}. \quad (55)$$

При расчете спиновых матричных элементов нам понадобится система взаимно перпендикулярных базисных векторов $\mathbf{n}$, $\mathbf{p}$, $\mathbf{q}$. Они показаны на рис. 2 и связаны друг с другом и с импульсами налетающего и вылетающего адронов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ следующими соотношениями:

$$\mathbf{n} = \mathbf{k} \times \mathbf{k}' = \mathbf{p} \times \mathbf{q}, \quad \mathbf{p} = \mathbf{k} + \mathbf{k}', \quad \mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'. \quad (56)$$

Для упругого рассеяния $\mathbf{k} = \mathbf{k}'$ и переданный в реакции импульс $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$, где θ — угол рассеяния. Подставив в (19) выражение для $A\alpha$ -амплитуды (24), после интегрирования получим

$$\Omega_\alpha^s = G^s V^s \exp \left[-\eta_{A\alpha}^s (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_\alpha)^2 \right], \quad (57)$$

где

$$\eta_{A\alpha}^s = \frac{1}{2\beta_{A\alpha}^s}, \quad G^s = \frac{2F_1^s}{k(\beta_{A\alpha}^s)^2} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}, \quad F_1^s = \frac{k\sigma_{A\alpha}^s}{4\pi} (i + \mathcal{E}_{A\alpha}^s),$$

$$F_2^s = -\frac{1}{t_3} - \frac{1}{t_4}, \quad F_3^s = -\frac{1}{t_3 t_4}, \quad (58)$$

$$V^s = \left[F_4^s (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_\alpha) + F_5^s (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_\alpha)^3 + F_6^s (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_\alpha)^5 \right], \quad (59)$$

$$F_4^s = \frac{1}{2} - \frac{2F_2^s}{\beta_{A\alpha}^s} - \frac{12F_3^s}{(\beta_{A\alpha}^s)^2}, \quad F_5^s = \frac{F_2^s}{2(\beta_{A\alpha}^s)^2} + \frac{6F_3^s}{(\beta_{A\alpha}^s)^3}, \quad F_6^s = -\frac{F_3^s}{2(\beta_{A\alpha}^s)^4}.$$

Записав оператор Ω^s через координаты Якоби (36), получим

$$\Omega^s = \sum_{m=1}^6 g_m^s \times$$

$$\left(\kappa_m \rho^2 + \zeta_m \tilde{R}^2 + \eta_m \tilde{r}^2 + \theta_m \tilde{\mathbf{R}} \boldsymbol{\rho} + \xi_m \tilde{\mathbf{r}} \boldsymbol{\rho} + \xi_m \tilde{\mathbf{R}} \tilde{\mathbf{r}} + \omega_m \boldsymbol{\rho} + \mathcal{E}_m \tilde{\mathbf{R}} + \nu_m \tilde{\mathbf{r}} \right) \times$$

$$\times \exp \left(-a_m^s \rho^2 - b_m^s \tilde{R}^2 - c_m^s \tilde{r}^2 + d_m^s \boldsymbol{\rho} \tilde{\mathbf{R}} + e_m^s \boldsymbol{\rho} \tilde{\mathbf{r}} + f_m^s \tilde{\mathbf{R}} \tilde{\mathbf{r}} \right). \quad (60)$$

Формула (60) отличается от аналогичной ей формулы (37) не только индексом s , обозначающим спин, но и наличием дополнительного полинома перед экспонентой. Его появление связано с тем, что элементарная спиновая адрон-нуклонная амплитуда отличается от центральной (21) не только параметрами,

но еще и множителем q . После интегрирования ее по q мы получаем дополнительный (по сравнению с формулой (33)) множитель $(\rho - \rho_j)$ в профильной функции (54). После подстановки формулы (54) в оператор Ω (18) из-за перемножения членов $(\rho - \rho_j)(\rho - \rho_i)$, получим полином второй степени по координатам. Коэффициенты этого полинома $\kappa_m, \zeta_m, \eta_m \dots$ будут зависеть от кратности рассеяния, которая нумеруется индексом m :

$$\begin{aligned}\kappa_m &= (0, 0, 0, 1, 1, 1), \quad \zeta_m = \left(0, 0, 0, \frac{1}{81}, 0, 0\right), \\ \eta_m &= \left(0, 0, 0, 0, -\frac{4}{9}, -\frac{4}{9}\right), \quad \theta_m = \left(0, 0, 0, -\frac{2}{9}, -\frac{1}{9}, -\frac{1}{9}\right), \\ \xi_m &= \left(0, 0, 0, 0, -\frac{8}{81}, -\frac{8}{81}\right), \quad \omega_m = (1, 1, 1, 0, 0, 0), \\ \varepsilon_m &= \left(-\frac{1}{9}, -\frac{1}{9}, \frac{8}{9}, 0, 0, 0\right), \quad \nu_m = \left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, 0, 0, 0\right),\end{aligned}$$

$g_m^s, a_m^s, \dots$ записываются аналогично (38), только с верхним индексом s , соответствующим обозначениям (58). В операторе (60) не учтен член трехкратного рассеяния $\omega_{\alpha_1}, \omega_{\alpha_2}, \omega_n$. Как будет показано ниже, вклад трехкратного рассеяния мал, а аналитический расчет его громоздок из-за того, что полином, стоящий перед экспонентой в операторе Ω^s , будет третьей степени по координатам и прицельному параметру.

Остановимся только на тех моментах, которые отличаются от вычисления центральных матричных элементов. Так, спин-орбитальная часть матричного элемента, зависящая от проекций моментов, запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}\sum_{\substack{M_L M_S M_J \\ M'_L M'_S M'_J}} \left\langle 1M_L \frac{1}{2}M_S \left| \frac{3}{2}M_J \right\rangle \left\langle 1M'_L \frac{1}{2}M'_S \left| \frac{3}{2}M'_J \right\rangle \left\langle \chi_{\frac{1}{2}M_S} \left| \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n} \right| \chi_{\frac{1}{2}M'_S} \right\rangle \times \right. \\ \left. \times \langle \mathbf{R} Y_{1M_L} | \mathbf{R} Y_{1M'_L} \rangle = \frac{3}{4\pi} \left[P(R_{x,y,z}^2) \cos \varphi_n + \frac{3}{2} R_x R_y \sin \varphi_n \right], \quad (61)\end{aligned}$$

где $P(R_{x,y,z}^2)$ определяется по формуле (42). Здесь мы использовали явный вид спиновых матриц, вычисленных ниже, и разложение телесных гармоник $\mathbf{R} Y_{1M_L}$ по полиномам (40).

Спиновый матричный элемент можно вычислить через циклические компоненты единичного вектора [118]:

$$\begin{aligned}\left\langle \chi_{\frac{1}{2}M_S} \left| \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n} \right| \chi_{\frac{1}{2}M'_S} \right\rangle &= (-1)^{1-\mu} \sqrt{3} \left\langle 1\mu \frac{1}{2}M'_S \left| \frac{1}{2}M_S \right\rangle \mathbf{n}_{-\mu}, \\ \mathbf{n}_{-\mu} &= \sqrt{\frac{4\pi}{3}} Y_{1-\mu}(\mathbf{n}),\end{aligned} \quad (62)$$

$$Y_{1-\mu}(\mathbf{n}) = \begin{cases} Y_{11}(\theta_n \varphi_n) = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \exp(i\varphi_n) \\ Y_{10}(\theta_n \varphi_n) = 0 \\ Y_{1-1}(\theta_n \varphi_n) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \exp(-i\varphi_n). \end{cases} \quad (63)$$

Этот результат получается при $\theta_n = \frac{\pi}{2}$ из-за того, что $\mathbf{n}$ перпендикулярен плоскости векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$, как видно из рис. 2 и из первого соотношения (56). Спиновая часть амплитуды при упругом рассеянии не равна нулю только для переходов, меняющих проекцию спина:

$$\left\langle \chi_{\frac{1}{2}M_S} \left| \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n} \right| \chi_{\frac{1}{2}M'_S} \right\rangle = \begin{cases} 0, M_S = M'_S \\ (\cos \varphi_n - i \sin \varphi_n), M_S = \frac{1}{2}, M'_S = -\frac{1}{2} \\ (\cos \varphi_n + i \sin \varphi_n), M_S = -\frac{1}{2}, M'_S = \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (64)$$

Для переходов без изменения проекции спина матричные элементы будут равны нулю. Дальнейшие вычисления проводятся аналогично вышеизложенным.

3. УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$

Один из первых детальных расчетов упругого и неупругого p - ${}^6\text{Li}$ -рассеяния в рамках теории ГС был выполнен в работе [120]. Волновая функция ядра ${}^6\text{Li}$ выбиралась в МНА, и исследовалась зависимость ДПС от параметров ВФ относительного движения кластеров. Поскольку в то время имелись экспериментальные данные только при $E_p = 0,158$ и $0,185$ ГэВ, то вычисления проводились только для этих значений энергии, лежащих на границе применимости дифракционной теории.

Экспериментальные данные по рассеянию протонов на ядре ${}^6\text{Li}$, полученные в Сакле [18] при энергиях 0,6 и 1,04 ГэВ, впервые сравнивались с теоретическими [121] в рамках теории многократного рассеяния с использованием феноменологической αd -кластерной ВФ ${}^6\text{Li}$ с двумя параметризациями ВФ относительного движения: гауссовской и Эккарта. Хорошо описывая ДПС в области первого максимума (до 20°), они сильно расходились с экспериментом (особенно для упругого рассеяния) в области больших углов рассеяния. Авторы пришли к выводу, что несоответствие возникает за счет ограниченности модельной ВФ.

В работе [20] подгонкой параметров плотности ядерной материи и параметров NN -амплитуды удалось достичь очень хорошего результата для $E_p = 1,04$ ГэВ. Однако, чтобы правильно описать глубину первого минимума,

пришлось учесть эффект q -зависимости параметра $\mathcal{E}$ в виде $\tilde{\mathcal{E}} = \mathcal{E} (1 + cq^2)$, что позже этими же авторами оценивалось как «не совсем ясная процедура, возможно, лишь имитирующая какие-то неизвестные механизмы заполнения минимума» [55].

В начале 90-х гг. была выполнена серия работ [122,123], в которых изучалось упругое и неупругое рассеяние протонов на ядре ${}^6\text{Li}$ в дифракционной теории. В этих работах использовалась кластерная αd -волновая функция ${}^6\text{Li}$. Однако, несмотря на вариации параметров NN -амплитуд, и с этой ВФ невозможно было объяснить совокупность имеющихся экспериментальных данных во всем угловом диапазоне, измеренном в эксперименте [18]. Поэтому в более поздней работе [124] использовалась трехчастичная ВФ ${}^6\text{Li}$ в $\alpha 2N$ -модели, полученная Кукулиным [72]. Это одна из первых версий ВФ (в дальнейшем усовершенствованная), содержащая динамические корреляции, расчет с которой давал существенно улучшенные результаты, особенно в области второго максимума, хотя и не приводил к полному заполнению первого дифракционного минимума.

Один из последних экспериментов на пучке 0,2 ГэВ поляризованных протонов был поставлен в циклотронной лаборатории Индианского университета [24] и там же был выполнен расчет характеристик в рамках DWIA, хорошо согласующийся с экспериментальными данными.

Современные экспериментальные данные по рассеянию $\pi^\pm$ -мезонов на ${}^6\text{Li}$ были получены в [32] при $E_\pi = 0,18$ и 0,24 ГэВ и в [29] при $E_\pi = 0,162$ ГэВ. Появившиеся чуть раньше волновые функции Кукулина были использованы для расчета ДПС в работе [32] и неплохо воспроизводили экспериментальные данные при 0,24 ГэВ, но хуже при 0,18 ГэВ, с не соответствующим эксперименту глубоким дифракционным минимумом. Авторы [32] не смогли рассчитать неупругое рассеяние, т.к. не имели в то время ВФ для возбужденного состояния в трехчастичной модели. Немного позже для этих же экспериментальных данных с ВФ Кукулина были проведены расчеты в теории многократного рассеяния [46], в DWIA и в методе связанных каналов [125]. Дифференциальные сечения рассчитывались в области, близкой к Δ_{33} -резонансу (при $E_\pi \approx 0,165$ ГэВ в πN -взаимодействии), а при резонансной энергии сильное поглощение π -мезонов приводило к взаимодействию, в основном, в поверхностной области ядра [38,126]. Поэтому в работе [46] предсказания теории оказались нечувствительными к наличию или отсутствию отталкивательного кора.

В последние годы проводятся эксперименты на поляризованном ядре ${}^6\text{Li}$ [34] с целью изучения поляризационных наблюдаемых, таких, как векторная (iT_{11}) и тензорная (τ_{22}) анализирующие способности — величин, очень чувствительных к ядерной структуре. Спектроскопический подход в расчете большого числа наблюдаемых продемонстрирован в последней работе, посвященной ядру ${}^6\text{Li}$ [80]. С последней версией ВФ ядер ${}^6\text{Li}$ – ${}^6\text{He}$ в АМДМП рас-

считаны все статические характеристики (включая нейтронное гало в ${}^6\text{He}$), электромагнитные формфакторы, характеристики рассеяния π -мезонов и фоторасщепления ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}$. Получено почти идеальное согласие измеренного ДПС рассеяния π -мезонов при 0,134 ГэВ с теоретическим. Не описываются лишь квадрупольный момент и векторная анализирующая способность iT_{11} , хотя правильно передается ее качественное поведение.

К сожалению, в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные по рассеянию антипротонов на ядре ${}^6\text{Li}$. Поэтому все расчеты упругого $\bar{p}{}^6\text{Li}$ -рассеяния имеют лишь предсказательный характер. Но мы приведем расчет упругого рассеяния антипротонов на ${}^4\text{He}$ и сравнение его с экспериментальными данными при энергии 0,18 ГэВ [26]. Как уже упоминалось во введении, область применимости теории для антипротонов значительно расширена, что позволяет применить ее к более низким энергиям и в более широком угловом диапазоне, чем для протонов.

Кроме того, в $\bar{p}N$ -взаимодействии имеют место эффекты аннигиляции, которых нет в pN -взаимодействии. Эта проблема исследована довольно подробно как для упругого, так и для неупругого рассеяния [39,40,56–59], и показано, что это различные по своей природе взаимодействия, доминирующие в различных областях: аннигиляция — во внутренней области ядра ($0 < r < r_0$), рассеяние — во внешней ($r > r_0$). Параметр r_0 , являющийся границей двух областей, выбирается из условий наилучшей подгонки расчетов к экспериментальным данным и лежит в пределах $1,6 \div 2,0$ фм [39], т.е. близок к радиусу ядра-мишени. Из расчетов, проведенных для рассеяния антипротонов на ядрах ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ при 0,18 ГэВ [39,40,56,58], следует, что влияние аннигиляции проявляется в ДПС лишь при углах рассеяния $\theta > 40^\circ$, и ее вклад в сечение не превышает 5–10 % для упругого рассеяния, а для неупругого этот вклад еще меньше. Мы считаем, что при данных энергиях и углах рассеяния взаимодействие пучка адронов с ядром носит периферический характер, и эффекты аннигиляции не учитываем.

В наших предыдущих расчетах упругого и неупругого рассеяния протонов и антипротонов на ядре ${}^6\text{Li}$ [127–129] мы использовали трехчастичные ВФ в αnp -модели [72] для исследования чувствительности ДПС к ВФ, рассчитанным с разными потенциалами взаимодействия, к кинематическим условиям проведения эксперимента, к параметрам элементарных амплитуд и т.д. Рассчитав ДПС рассеяния π -мезонов, обобщим имеющиеся результаты.

Рассмотрим вначале общие особенности поведения дифференциальных сечений в зависимости от энергий налетающих частиц (рис. 3,а), их типа (рис. 3,б), числа нуклонов в ядре-мишени (рис. 3,в).

Анализ рассеяния протонов при разных энергиях (рис. 3,а) показывает, что если при $E_p = 0,2$ ГэВ ДПС является монотонно убывающей функцией угла рассеяния, то с увеличением энергии до 0,6 ГэВ и 1,04 ГэВ, начинает проявляться дифракционная структура, причем с увеличением энергии мини-

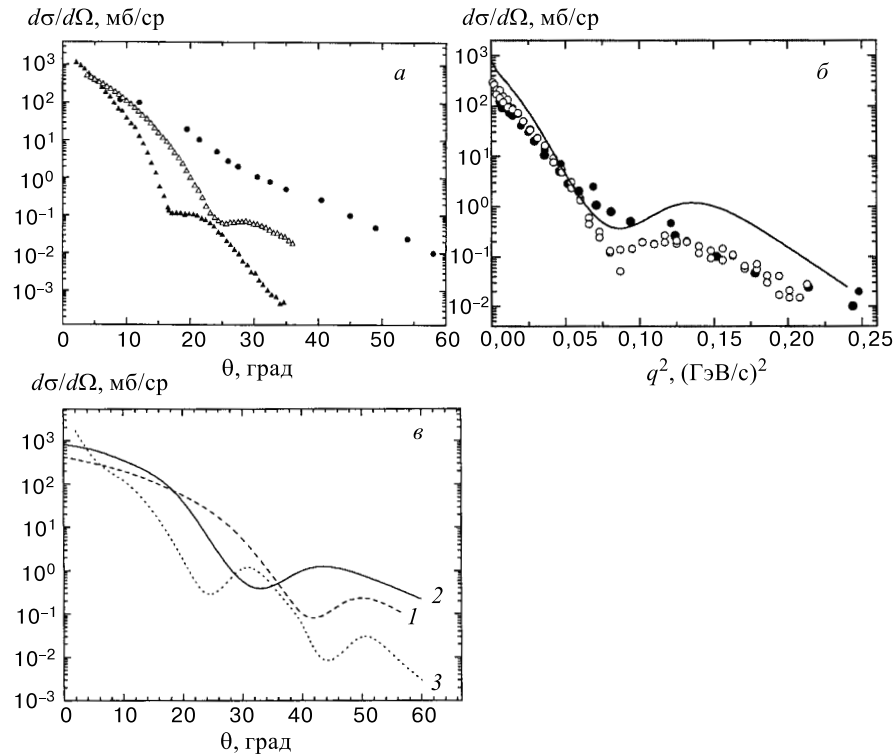


Рис. 3. а) ДПС упругого $p^6\text{Li}$ -рассеяния при разных энергиях налетающих протонов: (●) — 0,2 ГэВ [24], (Δ) — 0,6 ГэВ [18], ($\blacktriangle$) — 1,04 ГэВ [18]. б) Различная структура ДПС упругого рассеяния на ядре ${}^6\text{Li}$ протонов (●), π -мезонов (○) и антипротонов (сплошная кривая) при 0,18 ГэВ в зависимости от квадрата переданного импульса. в) ДПС рассеяния антипротонов при энергии 0,18 ГэВ на различных ядрах: 1 — ${}^4\text{He}$, 2 — ${}^6\text{Li}$, 3 — ${}^{12}\text{C}$. Кривые 1 и 2 — наш расчет, кривая 3 — из [59]

мум в сечении сдвигается в область меньших углов рассеяния. Аналогичная картина наблюдается и для других ядер и типов частиц (как будет показано для $p^7\text{Li}$ -рассеяния). Это связано с глубиной проникновения адронов во внутреннюю область ядра: чем больше энергия, тем глубже может проникнуть частица и провзаимодействовать с большим числом нуклонов. При малой энергии (0,2 ГэВ) основной вклад в сечение дают однократные соударения, и дифференциальное сечение имеет монотонно убывающий вид. С увеличением энергии, начиная с некоторой области углов, двукратное рассеяние сравнивается с однократным и их интерференция дает характерный минимум, что и проявляется в дифракционной картине сечения.

Различная структура сечений упругого рассеяния протонов, антипротонов и π -мезонов на ${}^6\text{Li}$ при одной и той же энергии 0,18 ГэВ в зависимости от квадрата переданного импульса показана на рис. 3,б. Черными точками показано рассеяние протонов, светлыми — рассеяние π^+ - и π^- -мезонов. Из-за отсутствия экспериментальных данных для антипротонов на ${}^6\text{Li}$ мы приводим только ДПС, рассчитанное нами в [128] при этой энергии. Из рисунка видно, что ДПС для протонов сильно отличается от ДПС для антипротонов и π -мезонов. Главное различие в спектрах протонов и антипротонов в том, что первые при этой энергии не имеют дифракционной структуры. Как видно из предыдущего рисунка, она начинает проявляться при более высокой энергии. Сходство же ДПС для рассеяния антипротонов и π -мезонов обусловлено одинаково сильным поглощением их внутри ядра, а сдвиг по абсолютной величине объясняется разной величиной полного сечения: 838,9 мб для антипротонов и 327,3 мб для π -мезонов. Аналогичные выводы сделаны в работе [26] при рассеянии адронов на ${}^4\text{He}$.

Число нуклонов в ядре-мишени также одинаковым образом отражается на поведении сечения, независимо от типа налетающих частиц. На примере рассеяния $\bar{p}$ (при $E_{\bar{p}} = 0,18$ ГэВ) на разных ядрах это показано на рис. 3,в. С увеличением массового числа A дифракционная картина рассеяния становится более отчетливой: число максимумов и минимумов в одном и том же интервале углов увеличивается. Это происходит из-за того, что при увеличении числа нуклонов увеличивается и кратность рассеяния на них, интерференция же разных кратностей рассеяния приводит к дифракционной картине рассеяния.

Рассмотрим зависимость ДПС от двух версий ВФ: (более ранней — модель 1 и усовершенствованной — модель 2). Различие их состоит в том, что в модели 1 αN -взаимодействие выбрано в виде потенциала SBB, а в модели 2 — в виде потенциала с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов, NN -взаимодействие в обеих версиях описывается потенциалом RSC. (Для возбужденного состояния 3^+ модель 1 рассчитана с NN -потенциалом прямоугольной ямы.) Предыдущие расчеты Кукулина [72] показали, что большинство наблюдаемых ($E_{\text{св}}$, зарядовый радиус, магнитный формфактор) слабо зависят от выбора NN -взаимодействия и гораздо сильнее — от αN -взаимодействия. Как видно из расчетов, представленных на рис. 4,5, различие между этими ВФ невелико, хотя в целом ВФ модели 2 (сплошная кривая на рис. 4,5) лучше описывает экспериментальные данные, особенно в области дифракционного минимума и в области больших углов рассеяния (рис. 4,б,г).

Различие между моделями слабо проявляется при малых энергиях налетающих адронов — кривые на рис. 4,а,в и 5,в ближе друг к другу, чем на рис. 4,б и 5,б. Это связано с величиной переданного в реакции импульса q . Если импульс мал (при $E = 0,18$ ГэВ для протонов и антипротонов он изменяется от 0,044 при $\theta = 5^\circ$ до 0,441 ГэВ/с при $\theta = 60^\circ$), то частицы меньше проникают

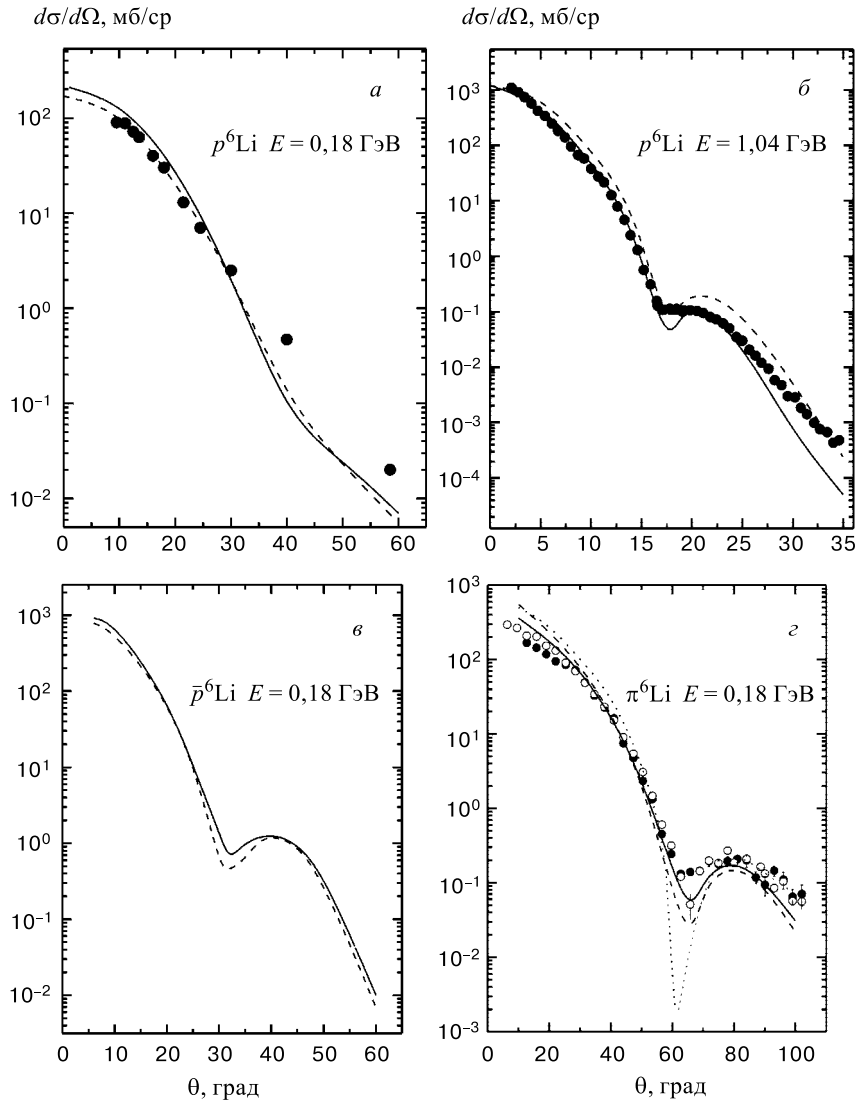


Рис. 4. ДПС упругого рассеяния адронов с двумя разными версиями ВФ ${}^6\text{Li}$. *a*) $E_p = 0.18 \text{ GeV}$, экспериментальные данные из [17]; *б*) $E_p = 1.04 \text{ GeV}$, экспериментальные данные из [18]; *в*) $E_{\bar{p}} = 0.18 \text{ GeV}$, сплошная кривая — модель 2, пунктир — модель 1; *г*) $E_\pi = 0.18 \text{ GeV}$, сплошная кривая — наш расчет с ВФ в модели 2, пунктир — из работы [125], расчет в DWIA, точечная кривая — из работы [46], расчет в дифракционной модели, экспериментальные данные из [32]

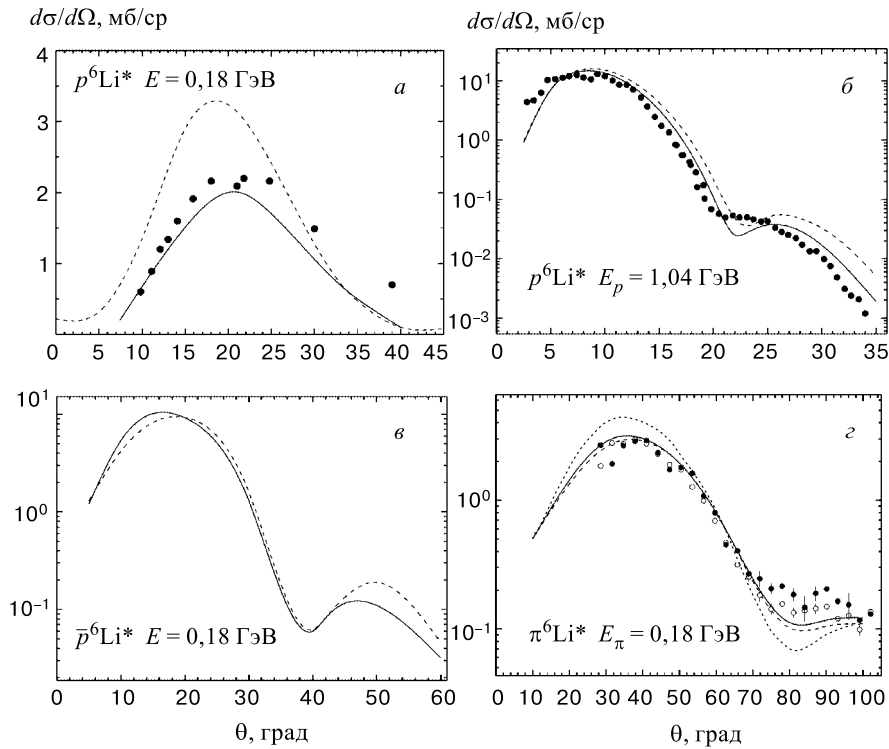


Рис. 5. ДПС неупругого рассеяния адронов на уровень $J^\pi = 3^+$ ядра ${}^6\text{Li}$; а, б, в) то же, что на рис. 4; г) сплошная кривая — наш расчет с ВФ в модели 2, пунктир и точки — из работы [125], в DWIA с ВФ Кукулина (модель 1) и осцилляторной

во внутреннюю область ядра (где тонкие эффекты корреляции частиц, которые, собственно, и отличают одну версию модели от другой, должны быть заметнее), и рассеяние идет на периферии. Если же энергия пучка велика ($E = 1,04$ ГэВ), переданный импульс для протонов и антипротонов изменяется от 0,112 при $\theta = 5^\circ$ до 0,777 ГэВ/с при $\theta = 35^\circ$, частицы проникают в ядро более глубоко, и эффекты корреляции частиц сказываются сильнее. Отсюда более заметное различие в расчетах с разными ВФ на рис. 4, б и 5, б.

Некоторое исключение представляет рис. 5, а, из которого следует, что при углах $\theta > 30^\circ$ обе функции довольно плохо описывают сечение. Сравнив этот результат с представленным на рис. 4, а, можно заметить, что при углах $\theta > 30^\circ$ рассчитанное сечение упругого рассеяния тоже довольно сильно отличается от экспериментального. Интересно, что вполне аналогичное расхождение с экспериментом в области второго дифракционного максимума для

этого же перехода $1^+0 \rightarrow 3^+0$ было найдено авторами [72] для продольного электромагнитного формфактора ${}^6\text{Li}$. Если же теперь учесть, что рассеяние как быстрых электронов, так и быстрых протонов зависит в основном от вида одночастичной плотности (зарядовой или ядерной), то подобное расхождение свидетельствует скорее всего о не вполне верном поведении переходной ядерной плотности на малых расстояниях для перехода $1^+0 \rightarrow 3^+0$. Вероятной причиной этих несоответствий при больших переданных импульсах q является обменный вклад от не учитываемой в модели D -волны в ВФ ядра ${}^4\text{He}$, которая должна давать вклад как раз при больших q (ибо при малых q вклад внутренней D -волны практически полностью маскируется перенормировкой вклада S -волны в ${}^4\text{He}$).

Кроме того, причиной расхождения с экспериментом сечений рассеяния сравнительно низкоэнергетических протонов ($E_p = 0,18$ ГэВ) при больших углах $\theta > 30^\circ$ являются, скорее всего, неточности самой дифракционной модели при этих условиях. В этом отношении степень воспроизводимости экспериментальных результатов для рассеяния антипротонов той же энергии (рис. 4,в и 5,в) может быть гораздо выше.

Это подтверждает рассеяние π -мезонов, для которого при $E_\pi = 0,18$ ГэВ согласие с экспериментом вполне удовлетворительное. На рис. 4,г и 5,г наш расчет с ВФ в модели 2 представлен сплошной кривой. Он сравнивается с расчетами других авторов, которые также использовали ВФ Кукулина: точечные и пунктирные кривые на рис. 4,г — расчет из работ [46] и [125] с первоначальной версией ВФ модели 1 (и без учета D -волны, о чем будет еще сказано ниже); пунктир и точки на рис. 5,г — расчет с ВФ модели 1 и с осцилляторной из [125]. Расчет ДПС в [46] проведен в рамках дифракционной модели, в [125] — в рамках DWIA и связанных каналов. Сравнение кривых, рассчитанных в работе [125], с аналогичными нашими и расчетами работы [46] дает возможность подтвердить высказанный во введении факт, что результаты расчетов в теории ГС и в DWIA близки друг к другу (особенно, если они проведены с одними и теми же ВФ). В то же время, если ВФ разные (как сплошная и точечная кривые на рис. 5,г), то и различия проявляются сильнее. Это связано с тем, что для процессов, которые идут в поверхностной области ядра, важно правильное поведение ВФ на асимптотике, а ВФ гармонического осциллятора не удовлетворяют этому условию. Поэтому расчет с осцилляторной ВФ (точечная кривая на рис. 5,г) в максимуме ДПС дает приблизительно в два раза завышенный результат, а в минимуме — в два раза заниженный по сравнению с экспериментом [125]. О точечной кривой на рис. 4,г будет сказано ниже.

Рассмотрим теперь структуру ДПС более детально, связав ее с различными компонентами ВФ ${}^6\text{Li}$, веса которых представлены в табл. 1. Как уже упоминалось в разд. 1, в основном состоянии ${}^6\text{Li}$ нами учитывались две компоненты ВФ: S (пунктирная кривая) и D (точечная кривая). Вклад этих волн

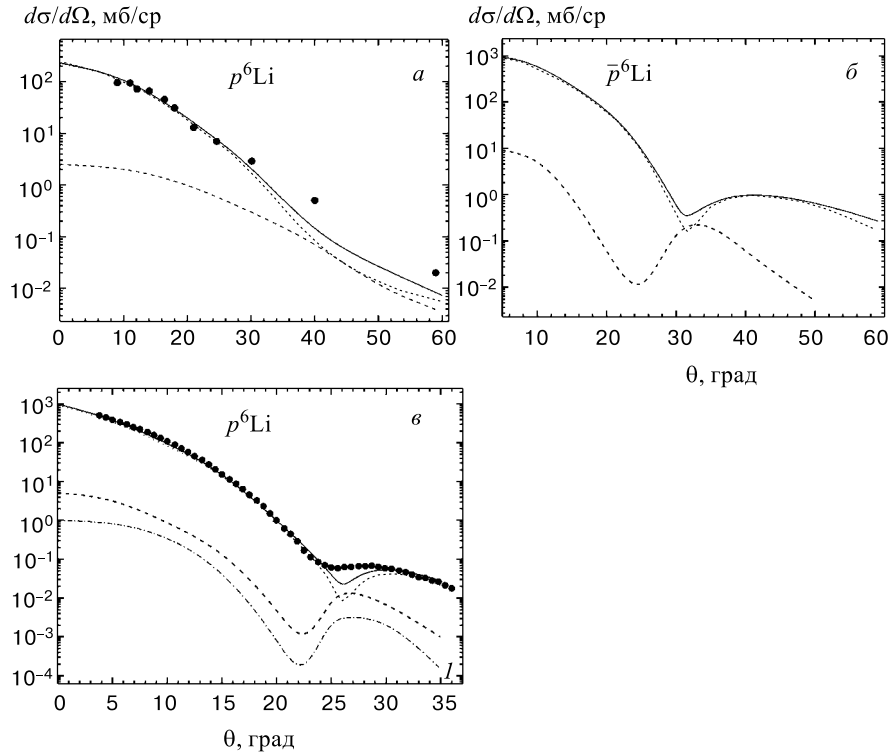


Рис. 6. Структура упругого ДПС в зависимости от вклада разных компонент ВФ: точечная кривая — вклад S -волны, пунктир — вклад D -волны, сплошная линия — их суммарный вклад; $a, б$) рассеяние протонов при $E = 0,185$ ГэВ (a) [17], ВФ модели 2; $E = 0,6$ ГэВ ($б$) [18], ВФ модели 2, кривая l — вклад D -волны для ВФ модели 1; $б$) рассеяние антипротонов при $E = 0,185$ ГэВ, ВФ модели 2

и их суммарный вклад в сечение (сплошная кривая) представлен на рис. 6 (для упругого рассеяния) и 7 (для неупругого рассеяния). Доминирующей является S -волна, что определяется ее весом (см. табл. 1), но в дифракционном минимуме сечения D -волна достигает второго максимума, сравнимого по величине с S -волной, и частично заполняет этот минимум. Для сравнения вкладов D -волн в ВФ разных моделей на рис. 6, $б$ мы привели расчет ДПС с учетом только D -волны в ВФ модели 1 (кривая l), вес которой в два раза меньше, чем в модели 2 (см. табл. 1).

Из-за различной структуры сечений при разных энергиях вклад D -волны проявляется по-разному. Если при $E = 0,6$ ГэВ (рис. 6, $б$) в рассеянии протонов и при $E = 0,185$ ГэВ (рис. 6, $б$) в рассеянии антипротонов она частично

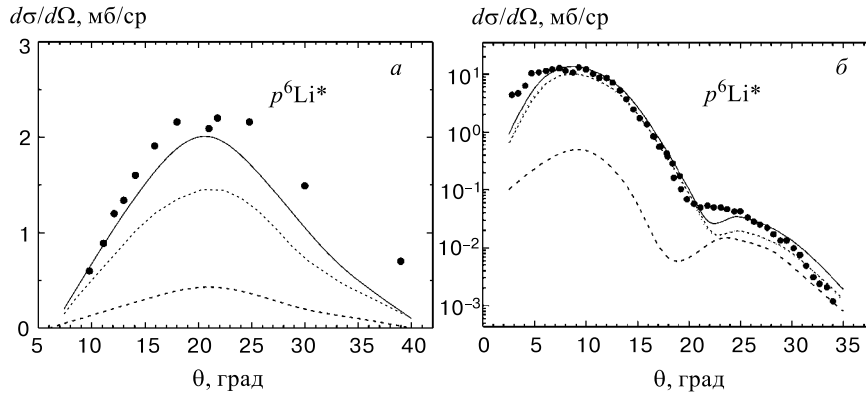


Рис. 7. Структура неупругого ДПС рассеяния протонов в зависимости от вклада разных компонент ВФ: пунктир — вклад $\Psi^{(20)}$, точечная кривая — $\Psi^{(02)}$, сплошная линия — их суммарный вклад, $E^* = 2,186$ МэВ; а) $E = 0,185$ ГэВ [17], б) $E = 1,04$ ГэВ [18]

заполняет минимум сечения, так как именно в области минимума сечение с D -волной достигает второго максимального значения, то при $E = 0,185$ ГэВ (рис. 6,а) в рассеянии протонов сечение с D -волной имеет плавный ход, но при $\theta > 45^\circ$ сравнивается по абсолютной величине с S -волной, вследствие чего при больших углах суммарное сечение спадает не так быстро, что улучшает его согласие с экспериментом.

Вернемся к упругому рассеянию π -мезонов, представленному на рис. 4,2. В расчетах [46,125] авторы не учитывали вклад D -волны, считая его малым. Из-за этого их кривые (пунктирная и точечная) имеют гораздо более резко выраженный минимум, чем наша (сплошная) кривая, в которой D -волна учтена. В работе [125] проведен расчет с двумя оптическими потенциалами: первого порядка (пунктирная кривая на рис. 4,2) и второго порядка (учитывающим парные корреляции нуклонов в ядре). С последним лучше описывается рассеяние на малые углы ($\theta < 40^\circ$), но при этом дифракционный минимум сдвигается влево и второй максимум идет гораздо выше экспериментальных точек, поэтому на рисунке мы его не приводим. Из анализа кривых на этом рисунке можно сделать важный вывод о том, что качество описания ДПС в теории многократного рассеяния ГС не хуже, чем в DWIA, а иногда (как в данном случае) может и превзойти его (сплошная кривая — наш расчет в теории ГС, пунктир — в DWIA [125]) при использовании более корректной ВФ.

Аналогичный расчет упругого рассеяния π -мезонов на дейтроне был проведен в [13] при 3,51 ГэВ. Без учета D -волны в дейтроне сечение имеет очень резкий минимум, не соответствующий эксперименту. С учетом же D -волны этот минимум заполняется. Авторы [13] делают вывод о том, что глубина минимума в теоретической кривой оказывается практически пропорциональной

весу D -волны в дейтроне (вес этот составляет от 3 до 7 % в разных моделях ВФ). Такой же вывод следует и из наших расчетов, приведенных на рис. 6,б (из сравнения пунктирной кривой с кривой 1).

Для неупругого рассеяния (на уровень 3^+) учитываются также две компоненты ВФ: $\Psi^{(02)}$ и $\Psi^{(20)}$ (см. табл. 1). Вклад их показан на рис. 7 для двух энергий налетающих протонов: 0,185 ГэВ (рис. 7,а) и 1,04 ГэВ (рис. 7,б). Вес первой компоненты (пунктир) примерно в три раза больше второй (точечная кривая). И если при $E_p = 0,185$ ГэВ структура парциальных сечений подобна и суммарное сечение (сплошная кривая) является их когерентной суммой, то при $E_p = 1,04$ ГэВ минимум в сечении от второй компоненты смещен влево примерно на 4° , и она дает существенный вклад в ту область, где наблюдается минимум ДПС, тем самым улучшая согласие с экспериментом.

Эти результаты отчетливо показывают, что примеси малых компонент ВФ могут оказаться существенными при объяснении деталей структуры сечения.

Отметим, что теория многократного рассеяния обходится без подгоночных параметров, единственными входными данными являются параметры амплитуд AN - и $A\alpha$ -рассеяния, извлекаемые из независимых экспериментов. А поскольку эти данные (особенно для антипротонов) в настоящее время достаточно неопределенны, изучение антипротон-ядерного взаимодействия может дать важную дополнительную информацию о структуре антипротон-нуклонных амплитуд.

Вклад, отдельно действительной (пунктирная кривая 2) и мнимой (точечная кривая 1, полученная при $\mathcal{E}_{\bar{p}N} = 0$), частей амплитуд в суммарное ДПС (сплошная линия) представлен на рис. 8,а для рассеяния антипротонов при $E_{\bar{p}} = 0,18$ ГэВ. Из сравнения этих кривых хорошо видна доминирующая роль мнимой части $\bar{p}N$ -амплитуды в ДПС. Вклад реальной части $\bar{p}N$ -амплитуды на порядок меньше (что связано с относительной малостью величины $\mathcal{E}_{\bar{p}N}$), но второй максимум действительной части сечения (кривая 2) совпадает с минимумом чисто мнимого сечения (кривая 1) и заполняет его. Этот результат подтверждает выводы работ [57,59], в которых такой вклад рассчитан для рассеяния антипротонов на ядре ^{12}C .

На рис. 8,а приведено также сечение кулоновского рассеяния (кривая 3) на точечном заряде Ze . Во многих работах [59,130,131] отмечается, что при рассеянии антипротонов на ядрах необходимым является учет кулоновского взаимодействия, которое дает вклад в сечение при низких энергиях и малых углах рассеяния. Хотя с увеличением угла оно спадает значительно быстрее ядерного, но может повлиять на поведение сечения в области дифракционных минимумов. Как видно из рис. 8,а, для легких ядер и средних энергий кулоновские эффекты невелики и учитывать их нужно лишь при $\theta < 5^\circ$, а также в области минимумов сечений.

На рис. 8,б приведен наш расчет упругого рассеяния антипротонов на ядре ^4He и сравнение его с экспериментальными данными [26] при $E_{\bar{p}} = 0,18$ ГэВ.

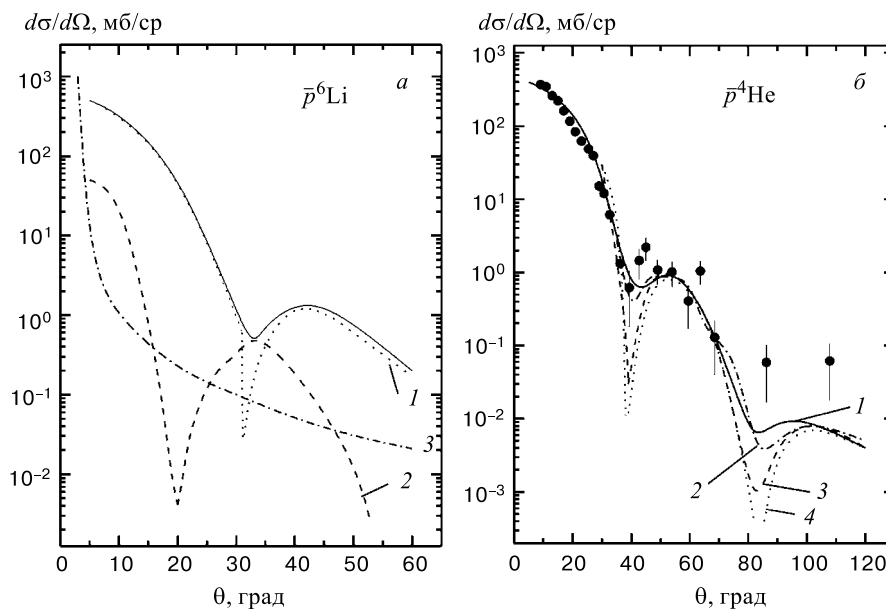


Рис. 8. а) ДПС рассеяния антипротонов на ядре ${}^6\text{Li}$ с энергией $E = 0,18$ ГэВ: 1 — расчет сечения, учитывающий только мнимую часть амплитуды; 2 — только реальную часть амплитуды; 3 — кулоновское рассеяние на точечном заряде Ze ; б) ДПС рассеяния антипротонов на ядре ${}^4\text{He}$ с энергией $E = 0,18$ ГэВ с реалистической (1) и гауссоидной (2) ВФ ${}^4\text{He}$. Кривые 3 и 4 — расчет сечения, учитывающий только мнимую часть амплитуды для «реалистической» и гауссоидной ВФ соответственно

Расчету с реалистической ВФ ${}^4\text{He}$ соответствует кривая 1, с гауссоидной — кривая 2 (см. (7)). При малых углах рассеяния, соответствующих малым переданным импульсам, ДПС не различаются между собой, за исключением области дифракционного минимума. Различие начинает проявляться лишь при $\theta > 70^\circ$, там, где дифракционная теория не применима. Здесь же приведен расчет ДПС с параметром $\mathcal{E}_{\bar{p}N} = 0$, что соответствует вкладу только мнимой части $\bar{p}N$ -амплитуды. Кривая 3 — расчет для реалистической функции ${}^4\text{He}$, кривая 4 — для гауссоидной. Видно, что заполнение глубоких дифракционных минимумов происходит только за счет реальной части $\bar{p}N$ -амплитуды и глубина минимума очень чувствительна к параметру $\mathcal{E}_{\bar{p}N}$. При $\mathcal{E}_{\bar{p}N} = 0$ отличие расчета с двумя ВФ ${}^4\text{He}$ проявляется резче: у реалистической функции дифракционные минимумы не так глубоки (кривая 3), как у однопараметрической (кривая 4).

Вариации параметров AN -амплитуд и чувствительность к ним измеряемых величин изучалась многими авторами [11,26,55,57,59,106]. Мы приве-

дем наш расчет рассеяния антипротонов на ядре ${}^4\text{He}$ [128] с разными наборами параметров $\bar{p}N$ -амплитуд; в этом случае при $E_p = 0,18$ ГэВ имеются экспериментальные данные. Наборы параметров представлены в табл. 6.

Из рис. 9 видно, что все кривые близки между собой, первый минимум в сечении не сдвигается, лишь несколько меняется его глубина в зависимости от величины $\mathcal{E}_{Aj}$. При больших углах рассеяния кривые сильнее отличаются друг от друга и при $\theta > 70^\circ$ не описывают измеренные сечения. Отметим, что экспериментальные погрешности в этой области становятся очень большими. В целом расчет правильно описывает как ход кривой, так и абсолютную величину сечения в первом и втором максимумах при всех наборах параметров $\bar{p}N$ -амплитуд, но наилучший результат получен с набором 2 из табл. 6 (кривая 2).

При изучении рассеяния антипротонов на ядрах ранее было продемонстрировано [59], что большую роль в заполнении дифракционного минимума играет параметр $\mathcal{E}_{\bar{p}N}$, характеризующий отношение действительной и мнимой частей амплитуды $\bar{p}N$ -рассеяния. Сводка экспериментальных данных по измерениям величины $\mathcal{E}_{\bar{p}N}$, приведенная в работах [59,60,130], показывает нерегулярность ее энергетической зависимости и необходимость дополнительных измерений. Если же имеются экспериментальные данные по ДПС (как для ядра ${}^4\text{He}$ [26] и ${}^{12}\text{C}$ [59]), то из глубины минимума поперечного сечения можно определить абсолютную величину параметра $\mathcal{E}_{\bar{p}N}$ при условии, что рассеяние упругое и вклад кулоновского взаимодействия мал. На основании проведенных в данной работе расчетов для ядра ${}^4\text{He}$ и сравнения их с экспериментом [26] можно предположить, что оптимальное значение параметра $\mathcal{E}_{\bar{p}N} = 0,3$.

Кроме ДПС упругого рассеяния мы, используя оптическую теорему, рассчитали полные сечения взаимодействий $p^6\text{Li}$ и $\bar{p}^6\text{Li}$. Для $\bar{p}^6\text{Li}$ $\sigma_{\text{tot}} = 838,9$ мб, для $p^6\text{Li}$ $\sigma_{\text{tot}} = 323,4$ мб. Если считать ядро абсолютно чер-

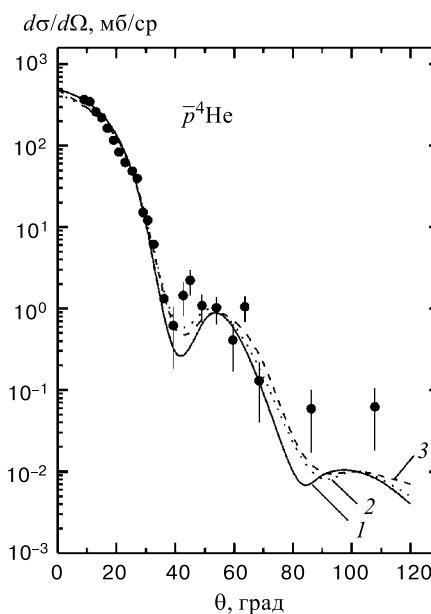


Рис. 9. ДПС рассеяния $\bar{p}^4\text{He}$ при $E_{\bar{p}} = 0,18$ ГэВ с различными вариантами параметров $\bar{p}N$ -амплитуд. Кривые 1–3 соответствуют набору параметров 1–3 из табл. 4. Экспериментальные данные взяты из [26]

ной сферой ($\sigma_{\text{tot}} = 2\pi R_{\text{эф}}^2$), то $R_{\text{эф}} = 3,65$ фм (для $\bar{p}^6\text{Li}$) и $R_{\text{эф}} = 2,28$ фм (для $p^6\text{Li}$). То есть для реакции с антипротонами на ядре ^6Li наблюдается увеличение эффективного радиуса на 60 %. Для сравнения приведем данные для других ядер: $R_{\text{эф}}$ увеличивается на 40 % для ядра ^{12}C [59], на 30 % для ^{40}Ca и на 20 % для ^{208}Pb [131]. Как отмечается в [59], увеличение $R_{\text{эф}}$ связано с более сильной зависимостью $\bar{p}N$ -амплитуды от переданного импульса (и от большей величины $\beta_{\bar{p}N}$), т.е. с резкой направленностью вперед $\bar{p}N$ -амплитуды.

Во всех рассмотренных случаях сравнение результатов расчетов с двумя версиями ВФ ядра ^6Li показывает, что соответствующие предсказания не сильно отличаются друг от друга. Это дает возможность говорить о поверхностном, периферическом характере взаимодействия во всех рассмотренных процессах, для которых важнее поведение функции на асимптотике, а не внутри ядра, и для которых тонкие эффекты корреляции нуклонов, существенные во внутренней области ядра, не играют большой роли (вероятно, это и есть истинная причина хорошей точности дифракционной модели для многих процессов подобного типа).

Самая критичная к вариациям различных параметров область в сечении — это область дифракционного минимума, возникающая в результате интерференции разных кратностей в операторе рассеяния. Можно утверждать, что частичное заполнение минимума в сечении происходит за счет учета вклада малых компонент ВФ ^6Li (D -волны в упругом рассеянии и $\Psi^{(20)}$ -компоненты ВФ в неупругом рассеянии). Здесь можно вспомнить, что еще Глаубер писал: «Не следует удивляться, что там, где вклад S -состояния обладает интерференционным минимумом, вклад D -состояния хорошо заметен» [12].

4. УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА ЯДРЕ ^7Li

Систематические экспериментальные данные по рассеянию протонов с энергией больше 0,1 ГэВ на ядре ^7Li были получены на синхротронном Института Густава Вернера в Упсале (Швеция) [1] и в Институте ядерной физики в Орсе (Франция) [3]. В работе [1] измерялись только угловые распределения в неупругом рассеянии протонов на легких ядрах (до ^{16}O), а в [3] — угловые распределения и поляризации в упругом и неупругом рассеянии (на ядрах до ^{14}N). Были выполнены и расчеты в рамках плосковолнового импульсного приближения [3]. С тех пор эти данные неоднократно уточнялись, и одна из последних работ [25] представляет весьма точные измерения дифференциальных поперечных сечений и анализирующих способностей (A_y) на пучке 0,2 ГэВ поляризованных протонов, причем наблюдалось и первое возбужденное состояние ядра ^7Li с энергией всего 0,48 МэВ. Результаты

измерений проанализированы в рамках микроскопической фолдинг-модели и в методе искаженных волн (DWIA) [25].

Эксперименты по рассеянию π -мезонов проводились в Лос-Аламосской национальной лаборатории (США) [30] при $E_\pi = 0,143$ ГэВ и в Институте П.Шерера (Швейцария) [33] при $E_\pi = 0,164$ ГэВ. В работе [45] проведен теоретический анализ упругого и неупругого рассеяния π -мезонов на ядрах ^{12}C , ^{16}O , ^7Li и др. при $E_\pi = 0,16$ ГэВ в рамках модели ГС. Основным вывод работы состоял в том, что дифракционная модель дает такое же адекватное описание рассеяния π -мезонов в области Δ_{33} -резонанса, как и DWIA.

Важным вопросом, рассматриваемым в данном разделе, является учет спин-орбитального взаимодействия в процессе рассеяния. Хотя в ряде работ [55,64] показано, что учет спин-орбитального взаимодействия приводит к незначительному изменению сечения (в основном, в области дифракционных минимумов и при больших углах рассеяния), без него невозможно рассчитать поляризационные характеристики, более чувствительные к параметрам моделей и механизму рассеяния, чем ДПС.

Мы рассчитали ДПС и A_y для упругого и неупругого (на уровень $J^\pi = 1/2^-$, $E^* = 0,48$ МэВ) рассеяния протонов при энергиях 0,2; 0,6 и 1,0 ГэВ

и ДПС для π -мезонов при энергии 0,164 ГэВ [132]. Исследована зависимость характеристик от ВФ ядра-мишени и составляющих его кластеров, от параметров элементарных pN - и $p\alpha$ -амплитуд, а также от вклада процессов многократного рассеяния и перерассеяния падающих протонов на кластерах ядра-мишени. Мы не рассчитывали векторную анализирующую способность (iT_{11}) для π -мезонов, т.к. измерены всего 4 точки с довольно большими ошибками в области углов $\theta = 50-100^\circ$ [33], в которой использование глауберовской теории становится проблематичным. Вычисление ДПС и тензора поляризации второго ранга (Θ_{zz}) для упругого и неупругого рассеяния π -мезонов проводилось в работе [133] в рамках оптической модели и в DWIA с кластерными ВФ в МРГ. Хорошего согласия с измеренными в [33] ДПС удалось добиться при учете квадрупольной компоненты плотности ядра ^7Li , однако сравнение рассчитанного тензора поляризации с экспериментальным мало

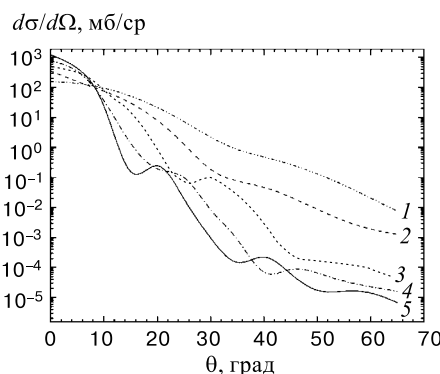


Рис. 10. Зависимость ДПС от энергии налетающих протонов для процесса $p^7\text{Li}$. Кривые 1–5 соответствуют значениям $E_p = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0$ ГэВ

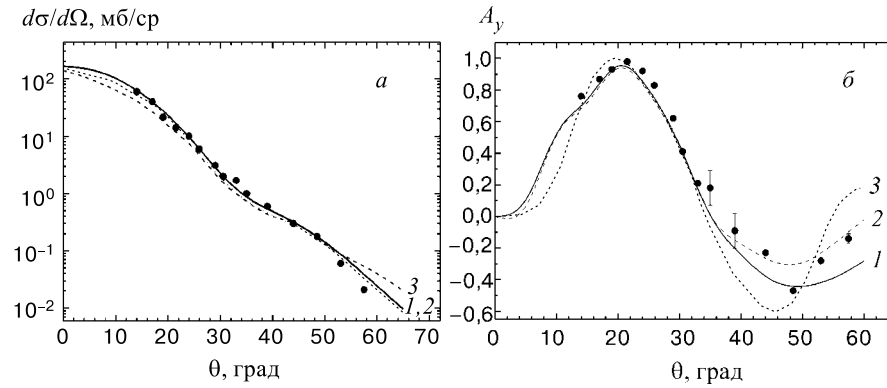


Рис. 11. ДПС (а) и A_y (б) упругого $p^7\text{Li}$ -рассеяния в зависимости от различных ВФ относительного αt -движения при $E_p = 0,2$ ГэВ. Кривые 1–3 — ДПС с ВФ, рассчитанными в потенциалах Вудса—Саксона, Бака и в осциляторном соответственно. Экспериментальные данные взяты из работы [25]

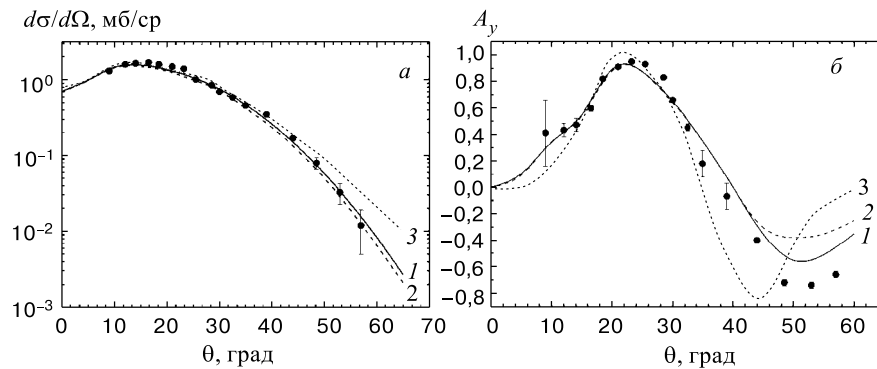
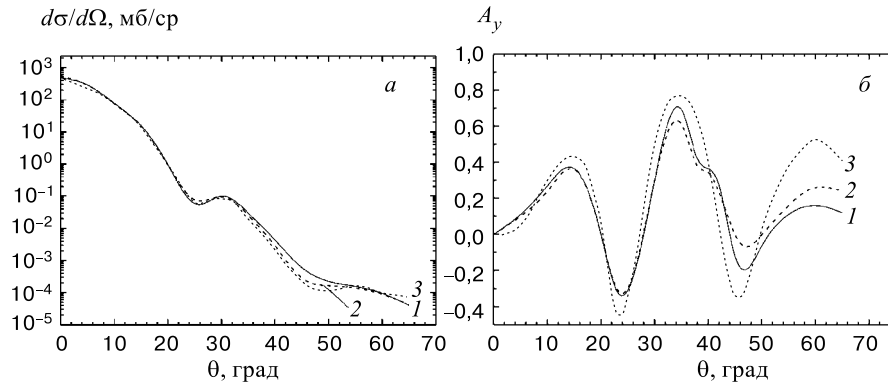
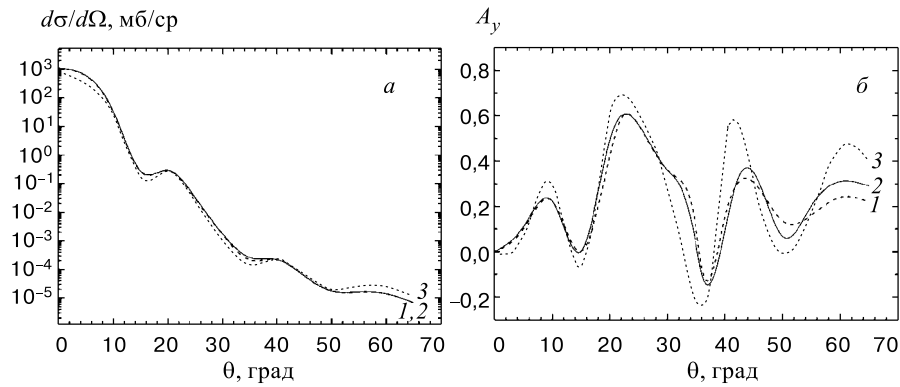


Рис. 12. То же, что на рис. 11, для неупругого рассеяния на уровень $J^\pi = 1/2^-$. $E^* = 0,48$ МэВ

информативно из-за малого количества точек (всего 4) и больших экспериментальных ошибок.

Рассмотрим, как меняется вид кривой дифференциального сечения с увеличением энергии налетающих протонов (рис. 10). Кривые 1–5 — теоретические ДПС при $E_p = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8$ и $1,0$ ГэВ соответственно. Из рисунка видно, что дифракционная структура сечений появляется не сразу: при $0,2$ ГэВ сечение монотонно убывает (в зависимости от угла рассеяния),

Рис. 13. То же, что на рис. 11, при $E_p = 0,6$ ГэВРис. 14. То же, что на рис. 11, при $E_p = 1,0$ ГэВ

при 0,4 ГэВ появляется перегиб, при 0,6 ГэВ видны два неглубоких минимума, наконец, при 1,0 ГэВ отчетливо видны три минимума. Происхождение такой структуры будет объяснено ниже при рассмотрении рассеяния разных кратностей и их интерференции. С ростом энергии первый минимум в ДПС сдвигается в область меньших углов, а его абсолютная величина при $\theta = 0^\circ$ определяется величиной полного сечения рассеяния σ_{tot} , которое зависит от σ_{pN} и $\sigma_{p\alpha}$ (см. табл. 5 и 8). Аналогичное поведение экспериментальных ДПС было продемонстрировано и для ядра ${}^6\text{Li}$ на рис. 3,а.

Рассмотрим теперь зависимость ДПС и A_y от ВФ ядра ${}^7\text{Li}$. На рис. 11–15 представлен расчет характеристик упругого и неупругого рассеяния про-

тонов и π -мезонов (рис. 15) в зависимости от различных ВФ относительного αt -движения. Кривые 1 и 2 рассчитаны с ВФ в кластерной αt -модели

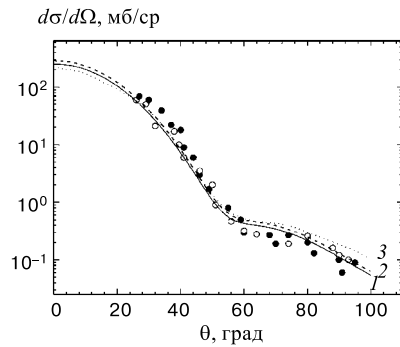


Рис. 15. ДПС упругого $\pi^7\text{Li}$ -рассеяния в зависимости от различных ВФ относительного αt -движения при $E_p = 0,164$ ГэВ. Обозначения те же, что на рис. 11. Экспериментальные данные взяты из работы [33]

на основе потенциалов с запрещенными состояниями: для кривой 1 потенциал выбирался в вудс-саксоновской форме [77], для кривой 2 — в гауссовской форме [96]; кривая 3 — расчет с осцилляторной ВФ Ψ_{31} . На рис. 16 представлены соответствующие этим расчетам ВФ: 1 и 2 — из [77] и [96], 3 — осцилляторная. Кривые 1 и 2 на рис. 11,а близки друг к другу, как и ВФ, с которыми они рассчитаны (см. рис. 16). Отметим теперь, что не только статические характеристики ядра ^7Li , рассчитанные с ВФ из работ [77, 94, 96], практически не отличаются друг от друга, но и сами ВФ [77] и [96] мало чувствительны к типу потенциала, в котором они получены, и, как следствие этого, ДПС. Сечение же, рассчитанное с осцилляторной ВФ Ψ_{31} (кривая 3), отличается от рассчитанных с кластерными ВФ, особенно при небольших углах рассеяния, т.е. при малых переданных импульсах, для которых важна асимптотика ВФ. Из рис. 16 видно, что, хотя ВФ Ψ_{31} имеет узел почти при том же значении r , что и кластерные, но на больших расстояниях она спадает гораздо быстрее. Упругое же рассеяние при малых переданных импульсах есть процесс преимущественно периферический, для которого вклад от «хвоста» ВФ имеет большое значение. Поэтому одним из главных преимуществ кластерной модели является более правильное поведение ВФ на асимптотике, что отражается и на лучшем описании экспериментальных данных: кривые 1 и 2 на рис. 11,а–15 ближе к экспериментальным точкам, чем кривая 3. Поэтому во всех дальнейших расчетах мы будем использовать ВФ из [77], с которой рассчитана кривая 1. Сравнивая рис. 11 и 14, можно заметить, что различие между кривыми (1, 2 и 3) уменьшается из-за того, что при увеличении энергии от 0,2 ГэВ (рис. 11) до 1,0 ГэВ (рис. 14) протоны начинают глубже проникать в середину ядра, и периферия ВФ уже не дает доминирующего вклада в сечение. В целом же при всех энергиях видно, что ДПС мало чувствительны к выбору модельных ВФ.

Рассмотрим далее, как реагирует анализирующая способность на изменения ВФ ядра-мишени (рис. 11,б–14,б). Из сравнения кривых 1, 2 и 3, рассчитанных с теми же ВФ, что и на рис. 11,а–14,а, видно, что A_y , напротив, довольно сильно зависит от выбора ВФ, причем расчеты с кластерными

ВФ (кривые 1 и 2) близки друг к другу, тогда как расчет с осцилляторной ВФ (кривая 3) сильнее отличается от них как при малых углах рассеяния, соответствующих низкоимпульсным компонентам ВФ (т.е. поведению ВФ на асимптотике), так и при больших углах рассеяния, соответствующих высокоимпульсным компонентам ВФ (т.е. ее поведению внутри ядра). Так, при $E_p = 0,2$ ГэВ углам $\theta = 5-10^\circ$ соответствуют переданные импульсы $q = 0,048-0,096$ ГэВ/с, углам $\theta > 40^\circ$ (для упругого рассеяния) и $\theta > 45^\circ$ (для неупругого рассеяния), где расчеты с разными ВФ начинают суще-

ственно различаться, соответствуют переданные импульсы $q \sim 0,377$ ГэВ/с (для упругого рассеяния) и $q \sim 0,422$ ГэВ/с (для неупругого рассеяния). Обратившись к рис. 16, мы видим, что различия в поведении разных ВФ сильнее всего проявляются во внутренней области ($r \sim 0,5 \div 1,5$ фм) и на асимптотике ($r > 3,5$ фм). Внутри ядра — из-за того, что в осцилляторном потенциале не учитываются короткодействующие ядерные корреляции, на асимптотике — из-за неверного поведения осцилляторной ВФ. Преимущество расчетов с кластерными ВФ хорошо видно из сравнения кривых 1, 2 и 3 с экспериментальными данными на рис. 11,б и 12,б. Аналогичный вывод сделан в работе [25], где проведен расчет A_y в рамках DWIA.

Здесь необходимо отметить, что из-за отсутствия в литературе параметров спин-орбитальной части pN -амплитуды при 0,2 ГэВ мы брали их такими же, как при 0,398 ГэВ (набор параметров 4 из табл. 5). Хотя, как отмечается многими авторами [15,64,68], поляризационные характеристики чувствительны к параметрам элементарной амплитуды.

При энергиях $E_p = 0,6$ и 1,0 ГэВ таких трудностей нет, имеется даже несколько наборов параметров для pN - (табл. 5) и $p\alpha$ -амплитуд (табл. 8), поэтому мы рассчитали ДПС и A_y при отсутствии экспериментальных данных. Они приведены на рис. 13,б и 14,б (взяты наборы параметров 8 и 13 из табл. 5 и 4 и 6 из табл. 8). Если сравнить рис. 13,б и 14,б с рис. 11,б, то видно, что с возрастанием энергии увеличивается число осцилляций в A_y , а при сравнении рис. 13,а и 13,б, 14,а и 14,б видно, что минимумы в A_y коррелируют с минимумами в ДПС. Такие корреляции имеют место и для более тяжелых ядер ^{12}C [64,68], ^{13}C [131], ^{16}O [68]. Как и в случае $E_p = 0,2$ ГэВ, в A_y наблюдается большая зависимость от высокоимпульсных компонент ВФ:

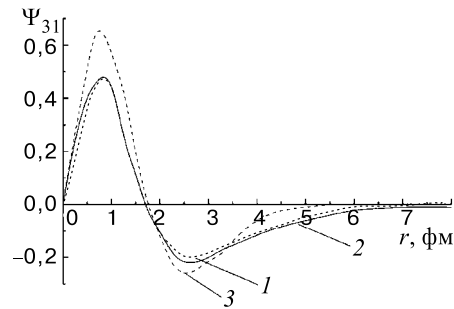


Рис. 16. ВФ относительного αt -движения. Кривые 1, 2 — кластерные ВФ, рассчитанные в потенциалах Вудса—Саксона и Бака в работах [77] и [96] соответственно; 3 — осцилляторная ВФ

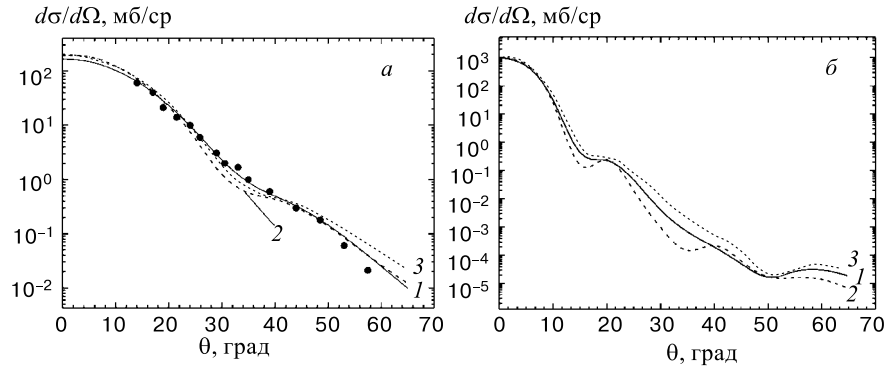


Рис. 17. Зависимость ДПС от разных ВФ α -частицы. Кривые 1–3 рассчитаны с ВФ в моделях EMQ, B, D соответственно: а) $E_p = 0,2$ ГэВ, б) $E_p = 1,0$ ГэВ

расхождения между кривыми сильнее чувствуются при углах $\theta > 50^\circ$, где переданные импульсы $q > 0,844$ ГэВ/с для $E_p = 0,6$ ГэВ и $q > 1,128$ ГэВ/с для $E_p = 1,0$ ГэВ. Эти выводы были бы не очевидны при изучении только поперечных сечений.

Отметим, что хотя анализирующие способности гораздо чувствительнее к виду ВФ, чем сечения, однако различные модельные ВФ при всех энергиях почти не изменяют положение минимумов и максимумов как в сечениях, так и в анализирующих способностях, а влияют только на их абсолютную величину.

На рис. 17 показана зависимость ДПС от разных ВФ α -кластера. На этом и следующем рисунках а и б — упругое рассеяние при $E_p = 0,2$ и 1,0 ГэВ. Кривые 1–3 соответствуют ВФ EMQ, B, D (см. табл. 2). Параметры ВФ ^4He взяты из работы [97], в которой изучался вклад 12-кваркового «мешка» в структуру ядра в процессах дифракционного рассеяния на нем протонов и π -мезонов при высоких энергиях порядка сотен ГэВ. Все ВФ, рассчитанные в [97], правильно описывают среднеквадратичный зарядовый радиус и до определенных значений переданного импульса зарядовый формфактор (ВФ (B) до $q^2 < 0,4$ (ГэВ/с) 2 , ВФ (D) до $0,8$ (ГэВ/с) 2). Кроме того, в ВФ (D) включены короткодействующие корреляции, и плотность ее в центральной части ядра уменьшается, приобретая форму бутылочного дна. Лучше остальных в [97] воспроизводит зарядовые формфакторы и упругое рассеяние ВФ (EMQ), в которой учтен вклад 12-кваркового мешка, что особенно заметно при больших углах рассеяния. При наших энергиях это не столь существенно, и из рис. 17,а при $E_p = 0,2$ ГэВ видно, что все ВФ примерно одинаково описывают экспериментальные данные, хотя при $\theta > 40^\circ$ лучший результат достигается с ВФ EMQ (кривая 1), поэтому во всех остальных расчетах используется эта функция, но при $E_p = 1,0$ ГэВ (рис. 17,б) результаты расчета с разными

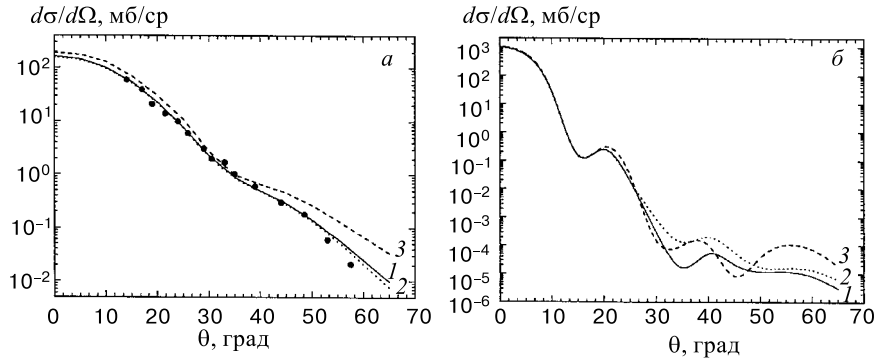


Рис. 18. Зависимость ДПС от разных ВФ t . Кривые 1–3 рассчитаны с ВФ в моделях 1–3 соответственно: а) $E_p = 0,2$ ГэВ, б) $E_p = 1,0$ ГэВ

ВФ существенно различны, особенно в областях дифракционных минимумов. Самая отчетливая дифракционная картина (кривая 2) наблюдается с ВФ (В), самая сглаженная (кривая 3) — с ВФ (D). Аналогичный результат при рассмотрении упругого рассеяния протонов на ядре ^4He при $E_p = 1$ ГэВ получен в работе [13] с ВФ ^4He , для которой плотность в центре ядра имеет минимум. Феноменологически это означает учет некоторого отталкивательного кора внутри ядра.

На рис. 18 показана зависимость сечений от ВФ тритона, рассчитанных в работах [99–101]; параметры ВФ приведены в табл. 3. ВФ в модели 1, 2 и 4 рассчитаны в притягивающих потенциалах, хорошо описывающих упругие электромагнитные формфакторы и NN -фазы при высоких энергиях, ВФ в модели 3 рассчитана в потенциале с кором, который также описывает электромагнитные формфакторы, но дает заниженный радиус и квадрупольный момент. Кривые 1–3 соответствуют ВФ в моделях 1–3. Расчеты с ВФ в модели 4 на рисунке не приведены, т.к. они очень близки к модели 1. При малых углах рассеяния все кривые одинаково описывают сечения, что дает возможность говорить об одинаковом поведении всех ВФ на асимптотике, но при $\theta > 30^\circ$ они начинают различаться, причем наибольшее различие наблюдается для кривой 3, полученной с ВФ в модели 3 на основе NN -потенциала с кором. Различное поведение ВФ на малых расстояниях проявляется в различии рассчитанных характеристик при больших переданных импульсах. Причем при переходе от меньших энергий (рис. 18, а, $E_p = 0,2$ ГэВ) к большим (рис. 18, б, $E_p = 1,0$ ГэВ) эти различия увеличиваются, так как большую роль начинает играть внутренняя область ядра. Здесь необходимо заметить, что ни одна из ВФ (кроме ВФ модели 3) не меняет положения максимумов и минимумов сечения, но может повлиять на их абсолютную величину (углубить минимум или увеличить максимум). В связи с этим расчет ДПС с ВФ мо-

дели 3 вызывает некоторые сомнения: он плохо согласуется с экспериментом при $E_p = 0,2$ ГэВ, особенно для углов $\theta > 40^\circ$, и имеет дополнительный четвертый максимум в области $\theta \sim 55^\circ$ (при $E_p = 1,0$ ГэВ). Кроме того, из табл. 3 видно, что и энергия связи тритона в этой модели примерно на 2,5 МэВ меньше экспериментальной. Все это дает возможность предположить, что ВФ модели 3 не совсем удачно описывает центральную область тритонного кластера и предпочтительнее использовать ВФ моделей 1, 2 и 4. Все предыдущие и последующие расчеты проводились с тритонной ВФ модели 2, так как она наиболее близка к эксперименту при $E_p = 0,2$ ГэВ (см. рис. 18,а).

Перейдем к рассмотрению детальной структуры сечения, связанной с видом оператора многократного рассеяния Ω . В соответствии с духом αt -кластерной модели ${}^7\text{Li}$ его можно представить в следующей факторизованной форме:

$$\Omega = \Omega_\alpha + \Omega_t - \Omega_\alpha \Omega_t, \quad (65)$$

где Ω_α — оператор рассеяния на α -частице, Ω_t — на t , $\Omega_\alpha \Omega_t$ — оператор многократного рассеяния на обоих кластерах ядра-мишени. При расчете сечения на α -частице мы предполагаем ее бесструктурной и используем элементарную $p\alpha$ -амплитуду, параметризованную под экспериментальные данные, как это было описано в разд. 2 (см. формулы (23), (24)). Рассеяние на тритоне рассчитывается с учетом всех кратностей:

$$\Omega_t = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_1\omega_2 - \omega_1\omega_3 - \omega_2\omega_3 + \omega_1\omega_2\omega_3,$$

ω_i запишутся через элементарную AN -амплитуду согласно формуле (19).

На рис. 19 показаны отдельно вклады разных кратностей рассеяния в ДПС при двух разных энергиях протонов. Эти вклады определяются формулой (65). На всех рисунках кривая 1 представляет вклад первого слагаемого формулы (65) (рассеяние на α -кластере), т.е. $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} |M_1(\Omega_\alpha)|^2$, кривая 2 — вклад второго слагаемого (рассеяние на t) $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} |M_2(\Omega_t)|^2$, кривая 3 — вклад третьего слагаемого (перерассеяние на обоих кластерах) $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} |M_3(\Omega_\alpha \Omega_t)|^2$, наконец, кривая 4 — их суммарный вклад в сечение $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} |M_1(\Omega_\alpha) + M_2(\Omega_t) - M_3(\Omega_\alpha \Omega_t)|^2$. Из рисунков видно, что в области малых углов основной вклад в ДПС дает рассеяние на α - и t -кластерах, а вклад от перерассеяния при $\theta = 0^\circ$ оказывается на несколько порядков меньше, но при $\theta \approx 30^\circ$ вклад от перерассеяния начинает приближаться по абсолютной величине к первым двум, а при больших углах вклад от перерассеяния доминирует. Впервые такое поведение амплитуд разных

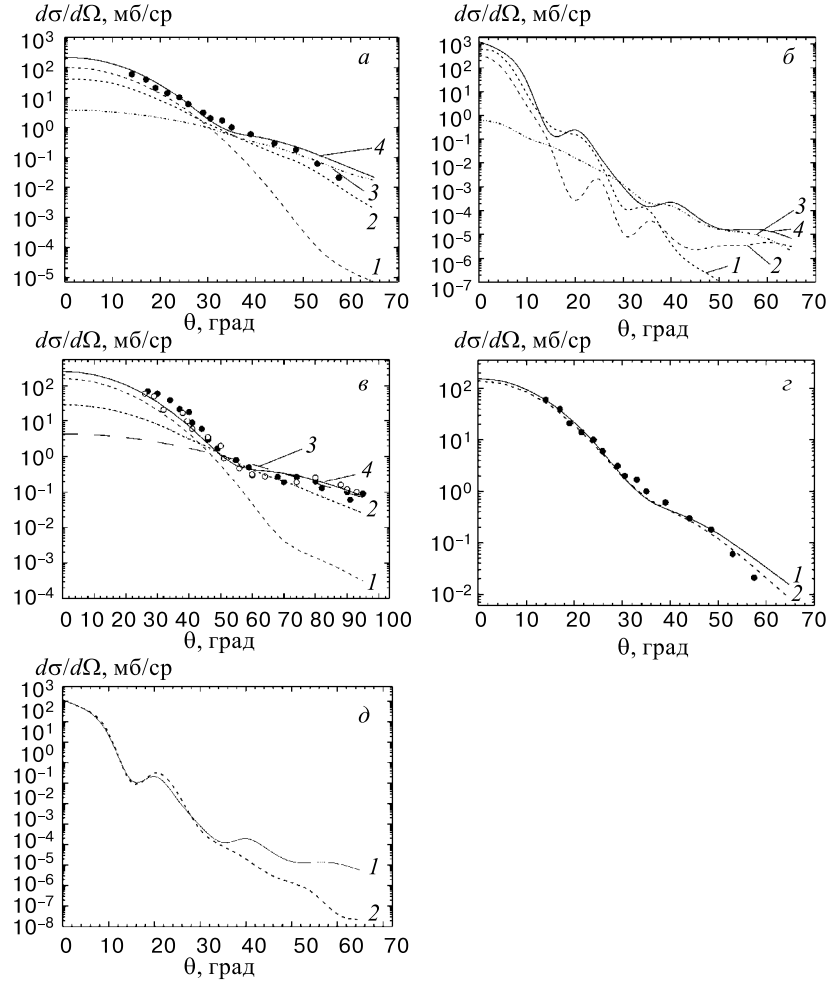


Рис. 19. Вклады разных кратностей рассеяния в ДПС протонов при $E_p = 0,2$ ГэВ ($a, г$) и $E_p = 1,0$ ГэВ ($б, д$) и π -мезонов при $E_\pi = 0,164$ ГэВ ($в$). Кривые 1–4 на рис. a – $в$ — вклад от рассеяния на α -частице, тритоне, перерассеяния на обоих кластерах и их сумма соответственно. Сплошная и пунктирная кривые на рис. $г, д$ — сечение с учетом всех кратностей рассеяния и вклад только «однократных» соударений

кратностей рассеяния было замечено еще Глаубером в pd -рассеянии [12] и в дальнейшем подтверждено в работах [13, 55, 108] в которых было показано, что с увеличением кратностей рассеяния абсолютная величина амплитуд уменьшается, однако при этом уменьшается и скорость их убывания, так что при больших переданных импульсах высшие кратности начинают

доминировать над низшими. Области, где они сравниваются по величине, есть области интерференционных минимумов, что хорошо видно, например, на рис. 19,а. Однако здесь минимум сглажен, т.к. сечение равно сумме трех членов, а каждая амплитуда является комплексной величиной, и сложение действительных и мнимых частей может приводить как к конструктивной, так и к деструктивной интерференции. Заметим здесь же, что, как видно из результатов расчетов, приведенных на рис. 19,а,б,в, в большинстве случаев невозможно ограничиться однократным (и даже двукратным) рассеянием для удовлетворительного описания ДПС. Однако если посмотреть на вклады только «однократных» соударений (включающих в себя рассеяние на α -кластере и однократные соударения на тритонном кластере) при разных энергиях налетающих протонов (пунктирная кривая на рис. 19,з,д) и сравнить их с сечением, включающим все кратности рассеяния (сплошная кривая на рис. 19,з,д), то можно сделать интересный вывод о том, что при малых энергиях налетающих протонов (0,2 ГэВ, рис. 19,з) основной вклад в ДПС дают однократные соударения, и только в области углов $\theta > 45^\circ$ (что соответствует переданному импульсу $q \sim 0,422$ ГэВ/с) рассеяние высших кратностей начинает играть некоторую роль (сравни сплошную и пунктирную кривые на рис. 19,з). При энергии $E = 1,0$ ГэВ вклад высших кратностей начинает сказываться уже при углах рассеяния $\theta > 35^\circ$ (что соответствует переданному импульсу $q \sim 0,803$ ГэВ/с), а при $\theta = 65^\circ$ ($q \sim 1,435$ ГэВ/с) отличие в ДПС достигает нескольких порядков (ср. сплошную и пунктирную кривые на рис. 19,д). Это демонстрирует нам границы применимости импульсного приближения, аналогом которого являются однократные соударения.

Если же мы хотим корректно описать ДПС в достаточно широком диапазоне углов (и переданных импульсов), то необходимо учитывать все кратности рассеяния на кластере, если он представлен в виде нуклонной ассоциации (в данном случае t), или же выбирать реалистическую px -амплитуду, если кластер рассматривается как бесструктурное образование (в данном случае α -частица).

На рис. 20 показана зависимость ДПС от параметров pN - (рис. 20,а-в,д) и $p\alpha$ -амплитуд (рис. 20,з) при трех энергиях налетающих протонов. На рис. 20,а ($E_p = 0,2$ ГэВ) кривым 1–3 соответствуют наборы параметров 1–3 из табл. 5. Лучше описывает экспериментальные данные набор параметров 1, хуже — набор 2 (из табл. 5 видно, что в нем имеет место непропорционально большой коэффициент $\mathcal{E}_{pN}^c = 5,199$). Оказывается, что при углах $\theta > 35$ – 40° такой набор параметров не соответствует экспериментальным данным. Это подтверждает и расчет ДПС неупругого рассеяния протонов на ядре ${}^7\text{Li}$ при $E_p = 0,2$ ГэВ для этих же наборов pN -амплитуд: кривая 2, которая хуже, чем 1 и 3, описывает экспериментальные данные (рис. 20,б).

На рис. 20,в приведен тот же результат при $E_p = 0,6$ ГэВ. Кривым 1–4 соответствуют наборы параметров 5–8 из табл. 5. Положения миниму-

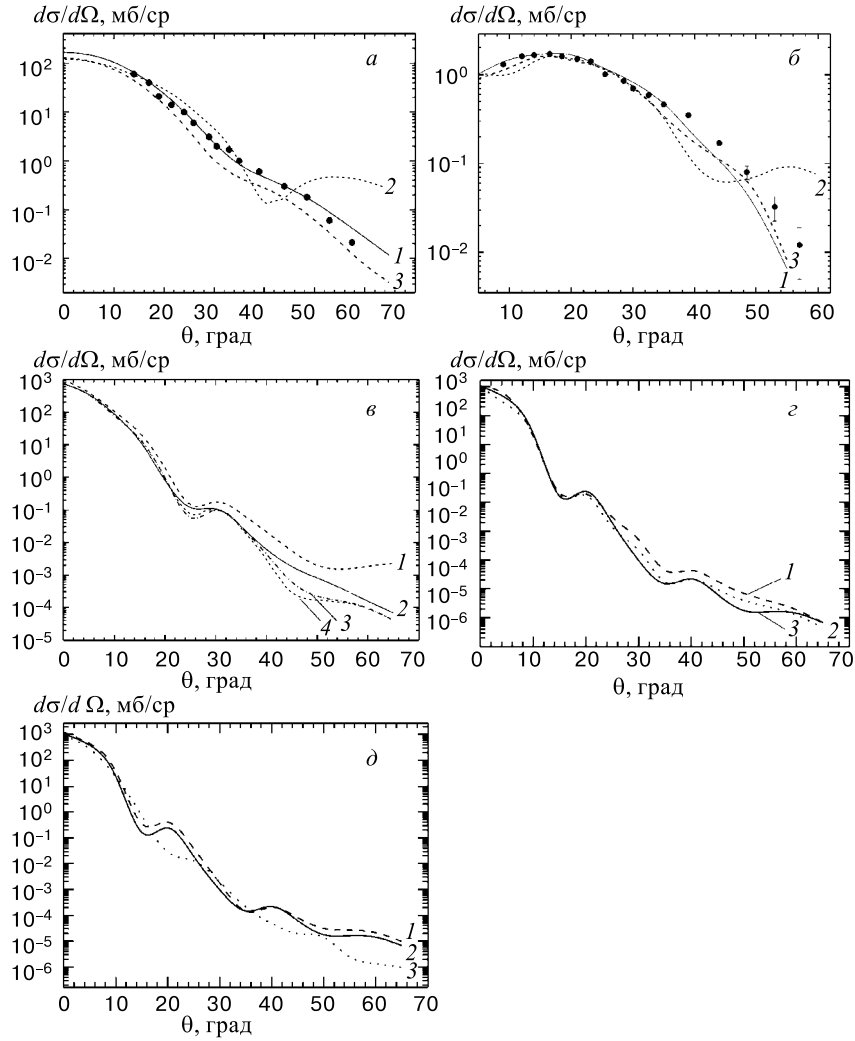


Рис. 20. Зависимость ДПС от параметров pN (рис. а–г) и $p\alpha$ (рис. д) амплитуд при различных энергиях налетающих протонов: а) $E_p = 0,2$ ГэВ, кривым 1–3 соответствуют наборы параметров 1–3 из табл. 5, экспериментальные данные взяты из работы [25]; б) то же, что на рис. а, для неупругого рассеяния; в) $E_p = 0,6$ ГэВ, кривым 1–4 соответствуют наборы параметров 5–8 из табл. 5; г) $E_p = 1,0$ ГэВ, кривым 1–3 соответствуют наборы параметров 10, 11, 12 из табл. 5; д) $E_p = 1,0$ ГэВ, кривым 1–3 соответствуют наборы параметров 8, 7, 5 из табл. 8

мов и максимумов одинаково для всех кривых. Отличаются они, в основном, глубиной минимумов и поведением при $\theta > 40^\circ$. Глубина минимума, как

указывалось в работах [55, 106–108], регулируется параметром $\mathcal{E}_{pN}^c$: чем он больше по абсолютной величине, тем сильнее заполнены минимумы. Это хорошо видно и на рисунке из сравнения кривой 1 ($\mathcal{E}_{pp}^c = 1,11$, $\mathcal{E}_{pn}^c = 1,712$) с кривыми 2 ($\mathcal{E}_{pp}^c = -0,48$, $\mathcal{E}_{pn}^c = -0,36$), 3 ($\mathcal{E}_{pp}^c = 0,24$, $\mathcal{E}_{pn}^c = -0,295$) и 4 ($\mathcal{E}_{pp}^c = \mathcal{E}_{pn}^c = -0,1$). Расчеты с наборами параметров 7 и 9 аналогичны. На рис. 20,г имеем ту же картину при $E_p = 1,0$ ГэВ. Из-за большого разнообразия параметров при этой энергии мы выбрали несколько. Кривым 1–3 соответствуют наборы параметров 10–12 из табл. 5. Обратим внимание, что положения минимумов и максимумов совпадают для всех кривых, различия сводятся только к их абсолютной величине. На рисунке хорошо видна и зависимость минимумов от параметра $\mathcal{E}_{pN}^c$ (для кривой 1 $\mathcal{E}_{pp}^c = \mathcal{E}_{pn}^c = -0,3$, для кривой 3 $\mathcal{E}_{pp}^c = -0,05$, $\mathcal{E}_{pn}^c = -0,4$). Параметры $p\alpha$ -амплитуд соответствуют набору 7 из табл. 8. На рис. 20,д показана зависимость ДПС при $E_p = 1,0$ ГэВ от параметров $p\alpha$ -амплитуд. Кривые 1–3 рассчитаны с наборами параметров 8, 7 и 5 соответственно (табл. 8). Здесь картина несколько иная. Кривые 1 и 2 отличаются незначительно, в основном, из-за разницы в $\sigma_{p\alpha}$ (12,7 фм² для кривой 1 и 15,3 фм² для кривой 2). Кривая 3 находится в противофазе с кривыми 1 и 2, начиная со второго максимума, т.е. с $\theta > 20^\circ$. К сожалению, из-за отсутствия экспериментальных данных при этой энергии невозможно сделать окончательный вывод о пригодности данных параметров, однако амплитуды наборов 5 и 7, 8 отличаются качественно: в амплитуде, отвечающей набору 5, отсутствует полюс $\left(1 - \frac{q^2}{t_1}\right)$. Последний, как показано в работе [44], обеспечивает лучшую подгонку ДПС рассеяния протонов на ${}^4\text{He}$ при больших переданных импульсах (соответствующих большим углам рассеяния), что естественным образом влияет и на поведение ДПС рассеяния протонов на ${}^7\text{Li}$.

Ограниченность экспериментальных данных для $p^7\text{Li}$ -рассеяния не позволяет провести систематический анализ ДПС и A_y при разных энергиях рассеиваемых протонов. Однако некоторые выводы можно сделать из уже имеющихся данных.

Учет разных кратностей рассеяния показывает, что основной вклад в сечение при малых углах дают однократные соударения на кластерах и нуклонах ядра-мишени, при увеличении угла рассеяния с однократными начинают сравниться по величине двух- и более высокие кратности рассеяния, так что для правильного описания ДПС в широкой области углов рассеяния невозможно ограничиться только однократными (или даже двукратными) соударениями, необходимо учитывать все кратности рассеяния и перерассеяния. При этом эффект доминирования вклада высших кратностей рассеяния с увеличением угла рассеяния θ возрастает с ростом энергии налетающих адронов: чем больше начальная энергия E_A , тем при меньших углах θ начинают давать вклад высшие кратности рассеяния. С этим эффектом связано общее

поведение ДПС при разных энергиях: дифракционная картина в рассеянии протонов начинает проявляться с $E_p \sim 0,4 \div 0,5$ ГэВ. При меньших энергиях в широкой области углов доминируют однократные соударения, и эффекты интерференции разных кратностей не имеют места. Этим, в частности, объясняется отсутствие дифракционной картины при $E_p = 0,2$ ГэВ, на ядре ${}^6\text{Li}$ [24] и на ядре ${}^7\text{Li}$ [25], несмотря на то, что первое сферически-симметрично ($Q \sim 0$), а второе — несимметрично ($Q \sim 40$ мб).

Как известно, ДПС и A_y могут быть тестом для параметров A_x -амплитуд. В частности, с их помощью можно «отбраковывать» параметры, не соответствующие экспериментальным данным. В нашем случае это относится к набору параметров pN -амплитуд из работы [109] с непропорционально большим отношением реальной части амплитуды к мнимой $\mathcal{E}_{pn}^c = 5,199$.

5. УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ НА ЯДРЕ ${}^9\text{Be}$

Эксперименты по рассеянию протонов и π -мезонов на ядре ${}^9\text{Be}$ проведены в последние годы в Ванкувере с пучком поляризованных протонов при $E_p = 0,22$ ГэВ (TRIUMF) [21], на синхротроне ПИЯФ при $E_p = 1,0$ ГэВ [20], на мезонной фабрике в Лос-Аламосской национальной лаборатории при $E_\pi = 0,162$ ГэВ [29]. Кроме экспериментальных данных, в этих работах проведен и расчет измеренных характеристик. Так, в работе [21] ДПС и A_y рассчитаны в рамках оптической модели с потенциалом Вудса—Саксона и в методе связанных каналов. В описании упругого рассеяния для ДПС достигнуто неплохое согласие с экспериментом, но сечение неупругого рассеяния и анализирующие способности плохо согласуются с экспериментальными данными. Причиной может быть то, что оптические потенциалы для легких деформированных ядер в этой энергетической области сильно отклоняются от вудс-саксоновской формы. Вычисления по методу связанных каналов ведут к лучшему согласию с экспериментом как для упругого, так и для неупругого рассеяния, но они неоднозначны, т.к. приводят к разным группам потенциалов, одна из которых дает лучшую подгонку анализирующих способностей, другая — дифференциальных сечений. Проведенный в работе [20] расчет ДПС в модели ГС с учетом квадрупольной деформации ядра хорошо согласуется с экспериментальными данными. Упругое и неупругое рассеяние π -мезонов рассчитано в [29] в первом порядке потенциальной оптической модели и без учета вклада от неупругих каналов рассеяния приводит к не очень хорошему согласию с экспериментом, особенно в области дифракционного минимума, который гораздо глубже в теоретических ДПС, чем в экспериментальных.

В предыдущих работах [134, 135] мы рассмотрели процесс упругого рассеяния протонов на ядре ${}^9\text{Be}$ в модели многократного рассеяния ГС. С трех-

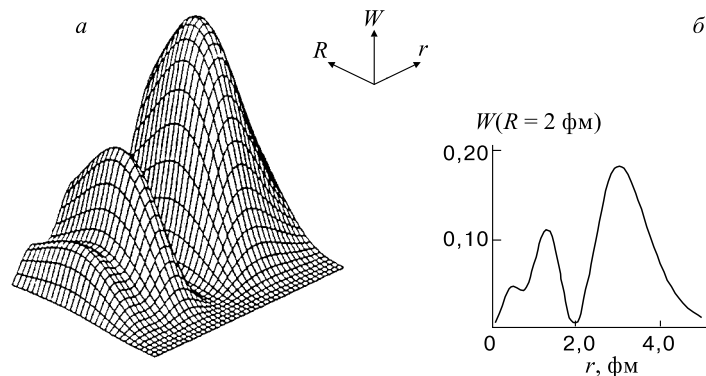


Рис. 21. Волновая функция ядра ${}^9\text{Be}$ в модели 1 с $\alpha\alpha$ -потенциалом Али—Бодмера: а) пространственный вид ВФ; б) профиль функции при фиксированном значении координаты нейтрона $R = 2$ фм

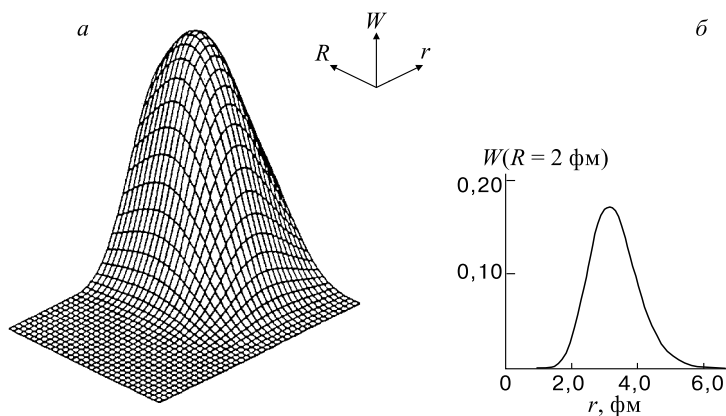


Рис. 22. То же, что на рис. 21, в модели 2 с $\alpha\alpha$ -потенциалом Бака

частичными ВФ ядра ${}^9\text{Be}$ нами были рассчитаны ДПС при $E_p = 0,22$ и 1 ГэВ. Было проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными и проанализирована зависимость ДПС от ВФ ядра-мишени, параметров pN - и $p\alpha$ -амплитуд и от вклада разных кратностей рассеяния протонов на кластерах мишени. В дальнейшем в этих расчетах было учтено спин-орбитальное взаимодействие в элементарной амплитуде и вычислена анализирующая способность A_y [136].

Рассмотрим сначала геометрическую структуру модельных ВФ, рассчитанных с разными потенциалами $\alpha\alpha$ -взаимодействия. Они приведены на

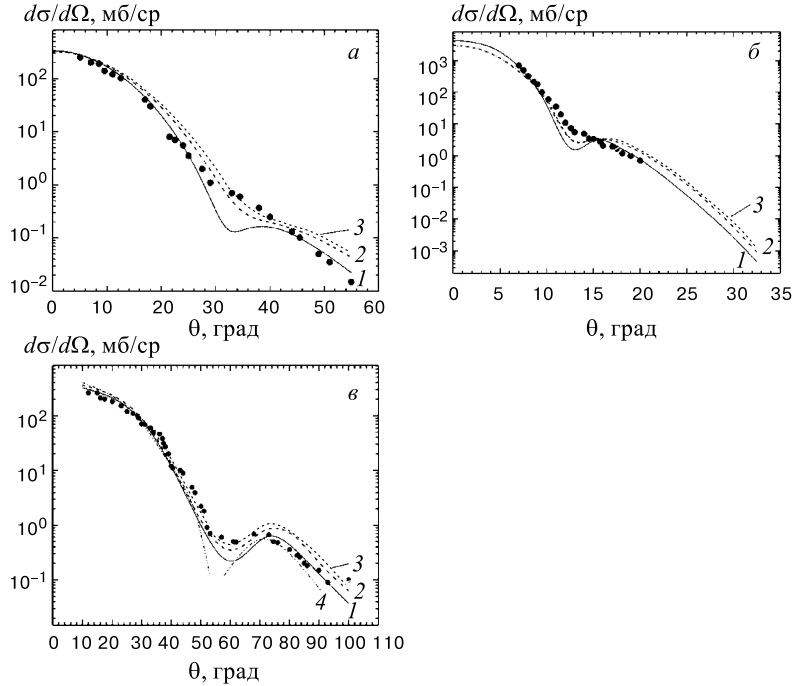


Рис. 23. Зависимость ДПС от разных модельных ВФ ядра ${}^9\text{Be}$ при рассеянии протонов с энергией $E_p = 0,22$ ГэВ (а), $E_p = 1,0$ ГэВ (б) и π -мезонов с $E_\pi = 0,162$ ГэВ (в). Кривые 1–3 — расчет с ВФ в модели 1, 2 и 3, на рис. в кривая 4 — расчет в оптической модели [29]. Экспериментальные точки здесь и на остальных рисунках взяты из работ [20] при $E_p = 1,0$ ГэВ, [21] при $E_p = 0,22$ ГэВ, [29] при $E_\pi = 0,162$ ГэВ

рис. 21,а — профиль функции $W(r, R) = \sum_{\lambda, l, L} |\Psi^{\lambda l L}|^2 r^2 R^2$ и на рис. 21,б —

значение этой функции при фиксированной координате нейтрона $R = 2$ фм в модели 1, на рис. 22,а,б — то же в модели 2 [79]. В обеих моделях используется один и тот же αn -потенциал с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов. В обоих случаях можно указать на сильную вытянутость ядра ${}^9\text{Be}$ по $\alpha\alpha$ -координате r . Причем в модели 1 (которой соответствует λ -зависающий потенциал Али—Бодмера с отталкивательным кором на малых расстояниях) по этой координате ВФ обращается в нуль при $r \leq 1,2$ фм. Более сложный характер имеет ВФ для модели 2 (с глубоким притягивающим потенциалом с запрещенными принципом Паули состояниями). В нем состоянию с орбитальным моментом $\lambda = 0$ соответствует ВФ типа оболочечной $4S$ -функции, содержащей два узла. Компонента ВФ с $\lambda = 0$ имеет узлы при $r \approx 1$ и 2 фм, компонента с $\lambda = 2$ — один узел при $r \approx 2$ фм, а т.к. в ВФ содержатся

обе эти компоненты (см. формулу (13)), то первый минимум суммарной ВФ частично заполняется за счет ненулевого вклада компоненты с $\lambda = 2$, второй же не заполняется, т.к. совпадает положение узлов (см. рис. 22).

Рассмотрим, как зависят ДПС (рис. 23) и A_y (рис. 25) от вида модельных ВФ.

На рис. 23 приведены результаты расчета ДПС упругого рассеяния протонов (*а,б*) и π -мезонов (*в*) при разных энергиях налетающих адронов. Кривые 1, 2 и 3 — расчет с ВФ в моделях 1, 2 и 3 (см. разд. 1), кривая 4 на рис. 23, *в* — расчет в оптической модели из работы [29]. Все ВФ качественно правильно передают ход сечения, но кривая 1 (рассчитанная с $\alpha\alpha$ -потенциалом Али—Бодмера) имеет минимум глубже, чем это наблюдается в эксперименте. На всех рис. 23 кривые 2 и 3 дают аналогичное описание сечений, т.к. ВФ в моделях 2 и 3 отличаются только видом αn -потенциала (с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов в модели 2 и SBB в модели 3), а он не очень существенно влияет на вид ВФ, следовательно, и на сечение. Из рис. 23, *в* видно, что для π -мезонов расчет в первом порядке в оптической модели (кривая 4) хуже описывает область минимума в сечении, чем расчет в теории Глаубера (кривые 1–3).

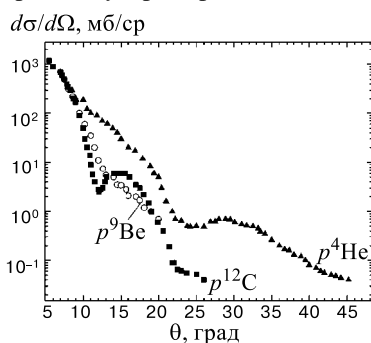


Рис. 24. Экспериментальные ДПС рассеяния протонов при $E_p = 1,0$ ГэВ на ядрах: ^{12}C — (■) [137], ^9Be — (○) [20], ^4He — (▲) [138]

Сравнивая результаты расчетов ДПС с ВФ ядра ^9Be , рассчитанными с разными потенциалами $\alpha\alpha$ -взаимодействия, можно сделать вывод, что при средних углах рассеяния сечение лучше описывается ВФ в потенциале Бака (кривые 2 и 3 на рис. 23, *а,б*), а качественно лучшее описание во всей области углов (кроме дифракционного минимума) дает ВФ в потенциале Али—Бодмера (кривая 1 на рис. 23). Чем отличаются ВФ, рассчитанные в разных потенциалах? Как показано на рис. 21, 22, ВФ относительного $\alpha\alpha$ -движения в потенциале Али—Бодмера более поверхностная, из-за влияния отталкивательного кора на малых расстояниях; максимального значения она достигает при

3 фм. ВФ в потенциале Бака с запрещенными состояниями сильнее втянута в ядро и во внутренней области имеет узел и два максимума.

Почему минимумы в сечении не ярко выражены в эксперименте? Если сравнить экспериментальные данные при $E_p = 1,0$ ГэВ на разных ядрах, приведенные на рис. 24, то хорошо видна дифракционная структура ДПС для всех ядер, кроме ^9Be , экспериментальное сечение которого имеет лишь незначи-

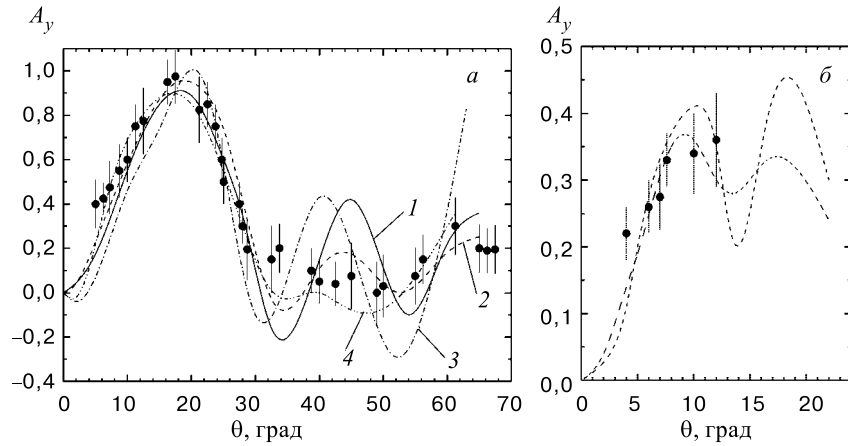


Рис. 25. Анализирующие способности при $E_p = 0,22$ ГэВ (а) и $E_p = 1,0$ ГэВ (б). Кривые 1 и 2 — наш расчет с ВФ в моделях 1 и 2, кривые 3 и 4 — расчет в оптической модели и в методе связанных каналов из работы [21]

тельный перегиб при $\theta = 14^\circ$. Известно, что ядро ^9Be не обладает сферической симметрией, и одной из причин может быть существенная деформация ядра, обладающего значительным квадрупольным моментом $Q = 53$ мб. На эту причину указывают авторы всех работ, изучающих ядро ^9Be [21–23, 55]. Другими причинами заполнения минимума является увеличение параметра $\mathcal{E}_{Aj}$ — отношения действительной к мнимой части элементарной амплитуды рассеяния (см. формулы (21)–(24)) и наличие некоторых некогерентных каналов рассеяния. Первая из этих причин рассматривалась в работах [55, 136], и применительно к ядру ^9Be в [136] был сделан вывод о том, что сколько-нибудь разумные увеличения $\mathcal{E}_{Aj}$ не дают все же полного заполнения минимума. Вторая причина будет рассмотрена ниже.

На рис. 25,а приводится сравнение рассчитанных нами A_y (кривые 1 и 2 — расчет с ВФ в моделях 1 и 2 соответственно) с данными, полученными в оптической модели (кривая 3) [21] и в методе связанных каналов (кривая 4) [21] при $E_p = 0,22$ ГэВ. Видно, что наилучший результат достигнут в расчете методом связанных каналов, в котором учитывается неупругое квадрупольное рассеяние. Из кривых, рассчитанных в настоящей работе, лучше согласуется с экспериментом кривая 1 (с ВФ в модели 1 с $\alpha\alpha$ -потенциалом Али—Бодмера). Для углов $\theta < 30^\circ$ неплохо согласуются с экспериментом обе наши кривые, но при $\theta > 30^\circ$ теоретические кривые осциллируют, в то время как в эксперименте осцилляции подавлены. Отметим, что перегибы в A_y находятся при тех значениях переданных импульсов (или углов рассеяния),

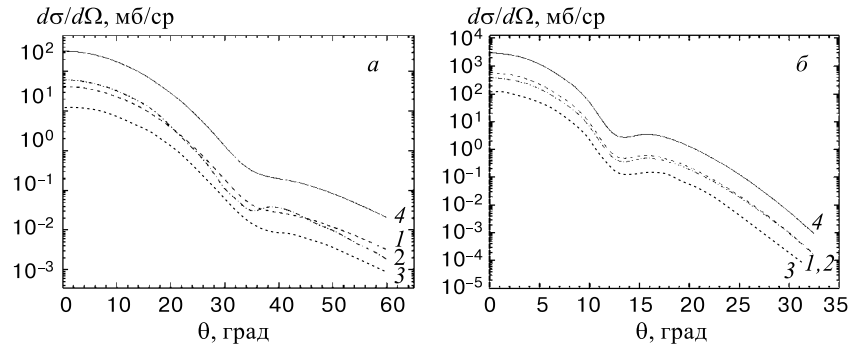


Рис. 26. Вклад в ДПС (сплошная кривая 4) разных компонент ВФ. Кривые 1–3 — вклад ВФ $\Psi_{011}^{l\lambda L}$, $\Psi_{211}^{l\lambda L}$ и $\Psi_{212}^{l\lambda L}$ соответственно; а) $E_p = 0,22$ ГэВ, б) $E_p = 1$ ГэВ

которые соответствуют дифракционным минимумам в ДПС, что замечено еще в работах [22, 106, 107].

На рис. 25,б приведена анализирующая способность при $E_p = 1$ ГэВ. Кривые 1 и 2 — то же, что на рис. 23,а. Видно, что они лежат в пределах ошибок эксперимента, и перегиб кривых совпадает с положением минимума в ДПС. К сожалению, измерения заканчиваются при $\theta \approx 12^\circ$ [14], что примерно соответствует дифракционному минимуму сечения и это не дает возможности провести сравнение расчета с экспериментом в самой критической области. Анализирующая способность является более тонкой характеристикой, чувствительной к деталям ядерной структуры, и она лучше описывается ВФ, рассчитанной в потенциале Али—Бодмера (кривая 2 на рис. 25). Это может свидетельствовать о том, что ВФ относительного $\alpha\alpha$ -движения должна быть подавлена в области, где кластеры перекрываются, что имеет место в потенциале Али—Бодмера и не выполняется в потенциале Бака.

Детально вклад в ДПС (кривая 4) разных компонент ВФ ^9Be показан на рис. 26. Кривые 1–3 — вклад 1, 2 и 3-го слагаемых в формуле (13) при $E_p = 0,22$ ГэВ (рис. 26,а) и $E_p = 1$ ГэВ (рис. 26,б). Так как веса этих компонент примерно одинаковы (см. табл. 4), то и парциальные сечения различаются незначительно и имеют похожую структуру. Ни одно из парциальных сечений в отдельности не описывает экспериментальные данные, только суммарный вклад всех их дает такое описание.

Как уже обсуждалось при рассеянии адронов на ядре ^7Li , появление дифракционного минимума в сечении связано с интерференцией разных кратностей рассеяния в операторе Ω (см. формулу (18)). Если рассчитать отдельно вклады от одно- (кривая 1), двух- (кривая 2) и трехкратных (кривая 3) соударений налетающего протонного пучка с кластерами, составляющими ядро

${}^9\text{Be}$, то, как видно из рис. 27, минимум возникает в точке пересечения парциальных сечений одно- и двукратных соударений. Это происходит от того, что ряд для амплитуды после подстановки формулы (18) в (27), (28) знакпеременный, и при возведении амплитуды в квадрат (29) это приводит к появлению интерференционных членов, что и дает минимум в сечении. Отметим также, что в области малых углов рассеяния ($\theta < 30^\circ$) доминируют однократные соударения, при больших углах — двукратные, трехкратные же на четыре порядка меньше, чем однократные, поэтому в суммарное сечение (кривая 4) вклада практически не дают. Это хорошо согласуется с известными положениями теории, отмеченными в [12, 55], и с аналогичным расчетом для ядра ${}^7\text{Li}$ в разд. 4.

Перейдем к вопросу о вкладе некогерентного канала рассеяния протонов на ядре ${}^9\text{Be}$, включая в рассмотрение неупругий канал рассеяния на низколежащий уровень ядра с уровня $1/2^+$, $E^* = 1,68$ МэВ. В проведенных экспериментах [20, 21] этот уровень не разрешался, поскольку разрешающая способность измерительных приборов была $\Delta E \approx \approx 2$ МэВ. В предыдущих расчетах (рис. 23) было продемонстрировано неплохое согласие ДПС с экспериментальными данными, но при $\theta \approx 32^\circ$ в рассчитанном сечении на основное состояние (при $E_p = = 0,22$ ГэВ) имеется минимум, отсутствующий в эксперименте. Учет вклада неупругого канала рассеяния (на уровень $1/2^+$) показан на рис. 28 при $E_p = 0,22$ ГэВ (а) и $E_p = 1,0$ ГэВ (б) для ВФ в модели 1. Пунктирная кривая на рис. 28 — это расчет ДПС на основное состояние ядра ${}^9\text{Be}$, точечная кривая — ДПС неупругого $p^9\text{Be}$ -рассеяния на уровень $1/2^+$, сплошная кривая — их суммарный вклад. Из рисунков видно, что если учесть вклад этого канала рассеяния, то дифракционный минимум сечения частично заполняется, т.к. максимум сечения неупругого рассеяния совпадает с дифракционным минимумом сечения на основное состояние. Дифференциальное сечение на уровень $1/2^+$ измерено в эксперименте, проведенном в циклотронной лаборатории Индианского университета [23] при $E_p = 0,18$ ГэВ. Результаты расчетов в [23] близки к нашим, причем максимального значения рассчитанное с оболочечной ВФ ДПС достигает при

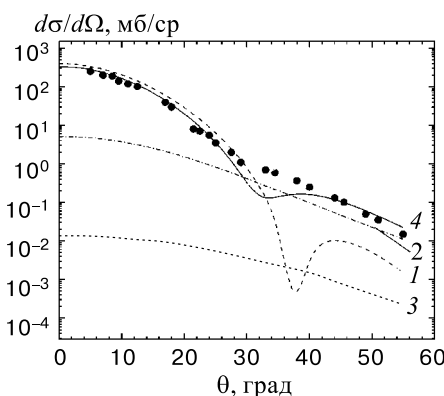


Рис. 27. Вклад в ДПС (кривая 4) от одно- (кривая 1), двух- (кривая 2) и трехкратных (кривая 3) соударений протонов с кластерами, составляющими ядро ${}^9\text{Be}$, при $E_p = = 0,22$ ГэВ

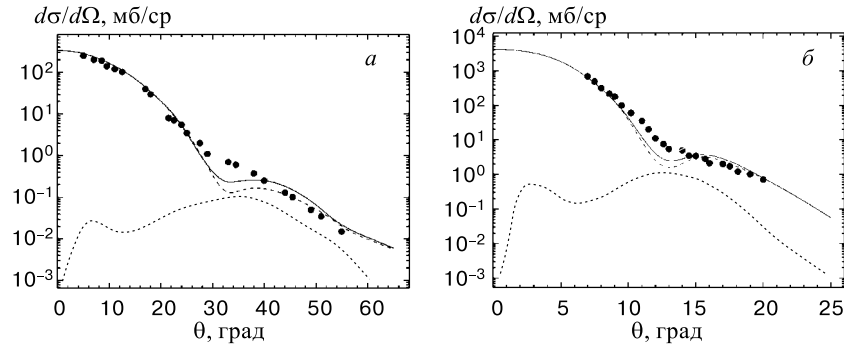


Рис. 28. Учет вклада в ДПС неупругого канала рассеяния с возбуждением уровня ${}^9\text{Be } 1/2^+$ при $E_p = 0,22$ ГэВ (а) и $E_p = 1,0$ ГэВ (б). Пунктир — ДПС упругого $p^9\text{Be}$ -рассеяния, точечная кривая — ДПС неупругого $p^9\text{Be}$ -рассеяния, сплошная — суммарное ДПС

$q = 1,5 \text{ фм}^{-1}$, что соответствует углу рассеяния $\theta = 32^\circ$, совпадающему с минимумом ДПС, на основное состояние (см. рис. 28,а).

Таким образом, учет неупругого канала рассеяния на уровень $1/2^+$ (не разрешаемого в эксперименте [21]), дает реальное заполнение дифракционного минимума за счет того, что максимального значения это сечение достигает как раз при углах θ , соответствующих минимуму сечения на основное состояние.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для описания характеристик упругого и неупругого рассеяния высокоэнергетических адронов на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ в рамках дифракционной модели ГС мы использовали кластерные ВФ, хорошо воспроизводящие структуру этих ядер. Что дал синтез хорошо известной теории многократного рассеяния с реалистическими ВФ?

Использование ВФ, рассчитанных в потенциальных кластерных моделях, в виде разложения по многомерным гауссоидам и в качестве входных параметров теории ГС не только элементарных AN -, но и $A\alpha$ - амплитуд позволяет записать оператор взаимодействия в виде ряда многократного рассеяния не на отдельных нуклонах ядра, а на нуклонах и α -кластерах (как на бесструктурных образованиях), что, в свою очередь, позволяет рассчитать амплитуду рассеяния аналитически, без потери точности, которая возникает при обрзании ряда многократного рассеяния и вычислении многомерных интегралов. Возможно, по этой причине сравнение с результатами расчетов других авторов показало, что качество описания эксперимента в теории ГС того же

порядка, что и в применяемой иногда оптической модели, а зачастую и превосходит ее (при использовании более совершенной ВФ, как в нашем расчете упругого $\pi^6\text{Li}$ -рассеяния с учетом D -волны в ВФ ^6Li). К тому же оптическая модель не учитывает микроструктуру среды, поэтому все получаемые характеристики являются как бы усредненными, в отличие от дифракционной теории, в которой легче обнаружить чувствительность к параметрам модели.

Использование в теории ГС реалистических ВФ позволяет более детально исследовать рассчитываемые характеристики: выяснить причины заполнения дифракционных минимумов в ДПС, связать поведение ДПС и A_y с поведением ВФ на асимптотике и в центральной части ядра, выяснить роль малых компонент в ВФ и т.д. Мы провели расчеты ДПС в зависимости от параметров AN - и $A\alpha$ -амплитуд, от вклада некогерентного канала рассеяния (для ^9Be), действительных и мнимых частей элементарных амплитуд, разных кратностей рассеяния, поскольку для исследуемых ядер такие расчеты не проводились.

Исследование роли малых компонент в ВФ показало, что они могут иметь существенное значение при описании тонких эффектов, например, при заполнении дифракционного минимума в сечении (как D -волна в ^6Li); если же веса компонент сравнимы по величине (как в ^9Be), то нельзя пренебрегать ни одной из них.

Сравнение рассеяния различных частиц p , $\bar{p}$, π -мезонов показало, что для $\bar{p}$ и π -мезонов дифракционная структура в ДПС наблюдается при энергиях более низких, чем для протонов. Это происходит из-за того, что для π -мезонов и особенно для антипротонов в элементарной амплитуде имеет место резкая анизотропия в направлении вперед, что дает возможность этим частицам рассеиваться в узком переднем конусе, т.е. для них с хорошей точностью выполняется требование эйкональности. Такая особенность амплитуды дает возможность существенно раздвинуть рамки применимости теории в область низких энергий.

Что касается парных потенциалов, с которыми были рассчитаны ВФ в различных моделях, то из рассеяния адронов на ^6Li и ^9Be можно сделать выбор в пользу αn -потенциала с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов (по сравнению с SBB), а из рассеяния адронов на ^9Be — в пользу $\alpha\alpha$ -потенциала Али—Бодмера (по сравнению с потенциалом Бака).

Таким образом, использование реалистических ВФ ядер позволило более детально проанализировать имеющиеся экспериментальные данные и сделать некоторые вычисления, имеющие предсказательный характер и рассчитанные на будущие эксперименты.

Дальнейшее изучение процессов упругого и неупругого рассеяния адронов на легких ядрах требует систематических экспериментальных данных в области энергий от сотен МэВ до 1 ГэВ как по ДПС, так и, особенно, по поляризационным характеристикам: векторной и тензорной анализирующим способностям, функции поворота спина Q . Имеющиеся экспериментальные

данные для рассмотренных в работе ядер ${}^6,7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ пока недостаточны для проведения полного анализа, который был осуществлен, например, для ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ [68]. Для этих ядер при разных энергиях измерен полный набор наблюдаемых величин: ДПС, A_y и Q . Можно надеяться, что измерение указанных величин для исследованных нами ядер даст дополнительную информацию и стимулирует дальнейшие теоретические поиски.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hasselgren D., Renberg P.U., Sundberg O. et al. — Nucl.Phys., 1965, v.69, p.81.
2. Rolland C., Geoffrion R., Marty N. et al. — Journ.Phys., 1966, v.27, p.282.
3. Geoffrion B., Marty N., Morlet M. et al. — Nucl.Phys., 1968, v.116, p.209.
4. Bellettini G., Cocconi G., Diddens A. N. et al. — Nucl.Phys., 1966, v.79, p.609.
5. Allaby J.V., Diddens A.N., Glauber R.G. et al. — Phys.Lett., 1969, v.30B, p.549.
6. Bennett G.M. et al. — Phys.Rev.Lett., 1967, v.19, p.387.
7. Palevsky H., Friedes J.L., Sutter R.J. et al. — Phys.Rev.Lett., 1967, v.18, p.1200.
8. Bradamante F., Conetti S., Fidicaro G. et al. — Phys.Lett., 1968, v.58B, p.191.
9. Alberi G., Bertocchi L. — Phys.Lett., 1968, v.28B, p.186.
10. Lesniak L., Wolek H. — Nucl.Phys., 1969, v.A125, p.665.
11. Czyz.W, Lesniak L., Wolek H. — Nucl.Phys., 1970, v.B19, p.125.
12. Глаубер Р. — УФН, 1971, т.103, вып.4, с.641.
13. Барашенков В.С. — Сечения взаимодействия элементарных частиц. М.: Наука, 1966; Барашенков В.С., Тонеев В.Д. — УФН, 1970, т.100, вып.3, с.425.
14. Вовченко В.Г., Жданов А.А., Железняков В.М. и др. — ЯФ, 1973, т.16, с.628.
15. Алхазов Г.Д., Белостоцкий С.Л., Воробьев А.А. и др. — Препринт ЛИЯФ-155, Л., 1975; Препринт ЛИЯФ-449, 1978; Alkhasov G.D., Belostotzky S.L., Vorobyov A.A. — Phys.Rev., 1978, v.C42, №2, p.89; Alkhasov G.D., Belostotsky S.L., Damaskinsky E.A. et al. — Phys.Lett., 1979, v.85B, №1, p.43.
16. Ajzenberg-Selove F. — Nucl. Phys., 1988, v.A490, p.1.
17. Hutcheon R.M., Sundburg O., Tibell G. — Nucl.Phys., 1970, v.A154, p.261.
18. Bruge G. — Journ. De Phys., 1979, v.40, p.635; Aslanides E., Bauer T., Bertini R. et al. — Prog.Report of the Nucl Phys. Dep.CEN, Saclay, CEA-N-1861, 1974-75, p.198; Baker S.D., Bertini R., Beurtey R. et al. — Prog.Rep.of the Nucl Phys. Dep.CEN, Saclay, CEA-N-1700, p.131.
19. Алхазов Г. Д., Белостоцкий С. Л., Воробьев А.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, вып.1, с.88; Алхазов Г.Д., Домченков О.А. — Препринт ЛИЯФ-575, Л., 1980.
20. Алхазов Г.Д., Белостоцкий С.Л., Воробьев А.А. и др. — ЯФ, 1985, т.42, вып.1, с.8.
21. Roy G., Sherif H.S., Cooper E.D. et al. — Nucl.Phys., 1985, v.A442, p.686.
22. Kelly J.J. — Phys.Rev., 1988, v.C38, №3, p.1490.
23. Dixit S., Bertozzi W., Buti T.N. et al. — Phys.Rev., 1991, v.C43, №4, p.1758.
24. Glover C.W., Foster C.C., Schwandt P. et al. — Phys.Rev., 1990, v.C41, №6, p.2487.

25. Glower C.W., Foster C.C., Schwandt P. et al. — Phys.Rev., 1991, v.C43, №4, p.1664.
26. Батусов Ю.А., Бунятов С.А., Понтекорво Д.Б. и др. — ЯФ, 1990, т.52, вып.5, с.1222.
27. Сапожников М.Г. и др. — В сб.: Труды. Конф. по нукл.-нукл. взаимодействию. М., 1991, с.218.
28. Balestra F., Batusov Yu.A., Bendiscioli C. et al. — Yad. Fiz., 1992, v.55, №3, p.1234; Phys.Lett., 1993, v.B305, p.18.
29. Zeidman B., Olmer C., Geesaman D.F. et al. — Phys.Rev.Lett., 1978, v.40, №23, p.1539; Phys.Rev., 1978, v.C18, №5, p.2223.
30. Gibson E.F., Kraushaar J.J., Masterson T.J. et al. — Nucl.Phys., 1982, v.A377, p.389.
31. Kiziah R.R., Brown M.D., Harvey C.J. et al. — Phys.Rev., 1984, v.C30, №5, p.1643.
32. Antonuk L.E., Bovet D., Bovet E. et al. — Nucl.Phys., 1986, v.A451, p.741.
33. Meier R., Boschitz E.T., Brinkmoller B. et al. — Phys.Rev., 1994, v.C49, №1, p.320; Zichy J.A. — Ph.D. thesis № 6612, ETH, Zurich, 1980.
34. Ritt S., Boschitz E.T., Meier R. et al. — Phys.Rev., 1991, v.C43, №2, p.745; Ritt S., Boschitz E.T., Brinkmoller B. et al. — Phys.Rev., 1994, v.C49, №6, p.3117.
35. Glauber R.G. — Lect.Theor.Phys., 1959, v.1, p.315; Ситенко А.Г. — УФЖ, 1959, т.4, с.152.
36. Faldt G., Ingemarsson A. — Journ.Phys.G., 1983, v.9, p.261.
37. Arima M., Masutani K., Seki R. — Phys.Rev., 1991, v.C44, №1, p.415.
38. IMA Tag Eldin, Esmael E.H., Hassan MYM. et al. — Journ.Phys.G., 1991, v.17, p.271; 1990, v.16, p.1051.
39. Tan Zhen-Qiang, Gu Yun-Ting — J.Phys.G., 1989, v.15, p.1699.
40. Tan Zhen-Qiang, Ma Wei-Hsing — Nuovo Cim., 1990, v.A103, №2, p.185.
41. Lesniak H., Lesniak L. — Nucl.Phys., 1972, v.B38, p.221.
42. Исмагов Е.И. — Дифракционное рассеяние легких ядер на ядрах. Ташкент: Фан, 1974; Теория дифракционных ядерных процессов. Ташкент: Фан, 1978.
43. Germond J.K., Wilkin C. — Nucl.Phys., 1975, v.A237, p.477.
44. Li Qing - Run, Zhou Jin - Li — Journ.Phys.G., 1991, v.17, p.663.
45. Oset E., Strottman D. — Nucl.Phys., 1982, v.A 377, p.297.
46. Germond J.-F. — Journ.Phys.G., 1986, v.12, p.609.
47. Колыбасов В.М., Маринов М.С. — УФН, 1973, т.109, вып.1, с.137.
48. Wallace S.J. — Phys.Rev., 1975, v.C12, №1, p.179.
49. Auger J.P., Lombard R.J. — Nucl.Phys., 1976, v.A262, p.372.
50. Ernst D.J. — Phys.Rev., 1979, v.C19, p.896.
51. Колыбасов В.М., Кондратьев Л.А. — ЯФ, 1973, т.18, вып.2, с.316.
52. Величко Г.Н., Воробьев А.А., Добровольский А.В. и др. — ЯФ, 1985, т.42, вып.6, с.1325.
53. Саперштейн Э.Е., Стародубский В.Е. — ЯФ, 1987, т.46, вып.1, с.69.
54. Колыбасов В.М. — Письма в ЖЭТФ, 1987, т.46, вып. 4, с.139.
55. Алхазов Г.Д., Анисович В.В., Волковицкий П.Э. — Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях. Л.: Наука, 1991.
56. Кондратьев Л.А., Шматиков М.Ж., Бидзарри Р. — ЯФ, 1981, т.33, вып. 3, с.795; Кондратьев Л.А., Сапожников М.Г. — ЯФ, 1987, т.46, вып.1, с.89.

57. **Mahalanabis J.** — *Z.Phys.A. - Atom.Nucl.*, 1987, v.326, p.131; **Mahalanabis J., Von Geramb H.V.** — *Nucl.Phys.*, 1989, v.A493, p.412.
58. **Bendiscioli G., Rotondi A., Salvini P., Zenoni A.** — *Nucl.Phys.*, 1987, v.A469, p.669.
59. **Далькаров О.Д., Карманов В.А.** — *ЭЧАЯ*, 1987, т.18, вып.6, с.1399; **Dalkarov O.D., Karmanov V.A.** — *Nucl.Phys.*, 1985, v.A445, p.579; *Nucl.Phys.*, 1988, v.A478, p.635.
60. **Кербиков Б.О., Кондратюк Л.А., Сапожников М.Г.** — *УФН*, 1989, т.159, вып.1, с.3.
61. **Инопин Е.В., Тищенко Б.И.** — *ЖЭТФ*, 1960, т.38, с.1160.
62. **Антонов А.Н., Инопин Е.В.** — *ЯФ*, 1972, т.16, с.74; 1972, т.16, с.326; **Ahmad I., Khan Z.A.** — *Nucl.Phys.*, 1976, v.A274, p.519.
63. **Antonov A.N.** — *Bulg.Journ.Phys.*, 1975, v.11, №4, p.287.
64. **Tan Zhen-Qiang, Ruan Wein - Ying** — *Journ.Phys.G.* 1989, v.15, p.1599; *Nucl.Phys.*, 1990, v.A514, p.295.
65. **Kabir K.A., Silver M., Austern N.** — *Phys.Rev.*, 1983, v.C27, №3, p.2104.
66. **Li Qing-Run** — *Nucl.Phys.*, 1984, v.A415, p.445.
67. **Бережной Ю.А., Пилипенко В.В., Хоменко Г.А.** — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1980, т.44, №9, с.1950; 1981, т.45, №10, с.1953; *Journ.Phys.G.*, 1984, v.10, p.63.
68. **Бережной Ю.А., Михайлюк В.П., Пилипенко В.В.** — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1988, т.52, №11, с.2185; *Acta Phys.Polon.*, 1990, v.B21, p.273; *ЯФ*, 1992, т.5, вып.7, с.1885; *Journ.Phys.G.*, 1992, v.18, №1, p.85.
69. **Beregi P., Zelenskaya N.S., Neudatchin V.G., Smirnov Yu.F.** — *Nucl.Phys.*, 1965, v.66, p.513; **Кудяев Ю.А., Неудачин В.Г., Серебряков С.Г., Смирнов Ю.Ф.** — *ЯФ*, 1967, т.6, вып.6, с.1203.
70. **Балашов В.В., Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф., Юдин Н.П.** — *ЖЭТФ*, 1959, т.37, вып.5, с.1385; **Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф.** — *Нуклонные ассоциации в легких ядрах*. М.: Наука, 1969; **Neudatchin V.G., Smirnov Yu.F., Golovanova N.F.** — *Adv.Nucl.Phys.*, 1979, v.11, p.1.
71. **Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудчик А.Т., Смирнов Ю.Ф., Чувильский Ю.М.** — *Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач*. Киев: Наукова думка, 1988.
72. **Voronchev V.T., Krasnopol'sky V.M., Kukulin V.I.** — *Journ.Phys.G.*, 1982, v.8, p.649; 1982, v.8, p.667; **Kukulin V.I., Krasnopol'sky V.M., Voronchev V.T., Sazonov P.B.** — *Nucl.Phys.*, 1984, v.A417, p.128; 1984, v.A453, p.365; **Glosman L.Ya., Kukulin V.I., Neudatchin V.G.** — *Phys.Lett.*, 1984, v.D136, p.315; *Nucl.Phys.*, 1984, v.A430, p.583; **Ryzhikh G.G., Eramzhyan R.A., Kukulin V.I., Tchuvil'sky Yu.M.** — *Nucl.Phys.*, 1993, v.A563, p.247; **Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Razikov Kh.D. et al.** — *Nucl.Phys.*, 1995, v.A 586, p.151.
73. **Lehman D.R., Rajan M.** — *Phys.Rev.*, 1982, v.C25, №5, p.2743; **Lehman D.R., Parke** — *Phys.Rev.*, 1983, v.28, p.364; 1984, v.29, p.2319.; *Few Body Syst.*, 1986, v.1, p.193; **Suzuki Y., Wang Jing Ju** — *Phys.Rev.*, 1990, v.C41, p.736.
74. **Данилин Б.В., Жуков М.В., Коршенинников А.А. и др.** — *ЯФ*, 1987, т.46, с.427; 1988, т.49, вып.2, с.360 ; 1990, т.53, вып.1, с.71; **Chulkov L.V., Danilin B.V., Efros V.D. et al.** — *Europhys.Lett.*, 1989, v.8, p.245; **Zhukov M.V. et al.** — *Nucl.Phys.*, 1991, v.A533, p.428.
75. **Кукулин В.И., Померанцев В.Н., Рыжих Г.Г. и др.** — *Изв.РАН, сер.физ.*, 1993, т.57, №1, с.170; **Ворончев В.Т., Кукулин В.И., Померанцев В.Н. и др.** — *ЯФ*, 1994, т.57, №11, с.1964; **Voronchev V.T., Kukulin V.I., Pomerantsev V.N.** — *Few-Body Syst.*, 1995, v.18, p.191.

76. Дубовиченко С.Б., Жусупов М.А. — Изв. АН КазССР, сер.физ.-мат., 1983, №4, с.44; 1983, №6, с.25.
77. Дубовиченко С.Б., Жусупов М.А. — ЯФ, 1984, т.39, с.1378; Изв.АН СССР, сер.физ., 1984, т.48, с.935; Изв. АН КазССР, сер.физ.-мат., 1984, т.4, с.44.
78. Жусупов М.А. — Изв.АН СССР, сер.физ., 1990, т.54, №11, с.2230.
79. Жусупов М.А., Сахиев С.С., Каипов Т.Д. — Изв.РАН, сер.физ., 1996, т.60, №11, с.123.
80. Eramzhyan R.A., Ryzhikh G.G., Tchuvil'sky Yu.M. — Phys.Atom.Nucl., 1999, v.62, №1, p.37.
81. Буркова Н.А., Жусупов М.А. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1987, т.51, №1, с.182.
82. Буркова Н.А., Жусупов М.А., Эрамжян Р.А. — Препринты ИЯИ АН СССР, П-0531, М., 1987, с.30; П-0551, М., 1987, с.40.
83. Burkova N.A., Denyak V.V., Eramzhan R.A. et al. — Nucl. Phys., 1995, v.A586, p.293.
84. Alkhasov G.D. — Nucl.Phys., 1995, v.A581, p.115.
85. Chulkov L.V., Bertulani C.A., Korshennikov A.A. — Nucl.Phys., 1995, v.A587, p.291.
86. Алхазов Г.Д., Лободенко А.А. — Письма в ЖЭТФ, 1992, т.55, вып.7, с.377; ЯФ, 1993, т.56, вып.3, с.89; Alkhasov G.D., Andronenko L.M., Dobrovolsky A.V. et al. — Phys.Rev.Lett., 1997, v.78, p.2313; Kim G., Khugaev A.V., Il Tong Cheon — Journ.Phys.Soc.Jap., 1998, v.67, p.2568.
87. Андрианов А.А., Гриднев К.А., Тарутин Т.В., Югалдин М.А. — Изв. РАН, сер.физ., 1998, т.62, №1, с.89; Гриднев К.А., Тарутин Т.В. — Изв. РАН, сер.физ., 1999, т.63, №5, с.910.
88. Korshennikov A.A., Nikolskii E.Yu., Kobayashi T. et al. — Phys.Rev., 1996, v.C53, p.537.
89. Blokhintsev L.D., Lado A.V., Usikov Yu.N. — Nucl.Phys., 1996, v.A597, p.487
90. Frosch R.F. et al. — Phys.Rev., 1967, v.160, p.R874.
91. Eramzhyan R.A. et al. — Phys.Lett., 1989, v.B228, p.118.
92. Lichtenstadt J., Alster J., Moinester M.A. et al. — Phys.Lett., 1983, v.B121, p.377; 1989, v.B219, p.394; 1990, v.B244, p.173.
93. Kanada H., Liu Q.K.K., Tang Y.C. — Phys.Rev., 1980, v.C22, №2, p.813.
94. Buck B., Baldock R.A., Rubio A. — Journ.Phys.G, 1985, v.11, p.L11; Buck B., Merchant A.C. — Journ.Phys.G, 1988, v.14, p.L211.
95. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. — Совр. проблемы оптики и яд.физики. Киев: Наукова думка, 1974, с.225.
96. Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В. — ЯФ, 1994, т.57, №5, с.784.
97. Dakhno L.G., Nikolaev N.N. — Nucl.Phys., 1985, v.A436, p.653.
98. Borie E., Rinker G.A. — Phys.Rev., 1978, v.A18, p.324.
99. Дубовиченко С.Б., Жусупов М.А. — Изв.АН КазССР, сер.физ.-мат., 1987, №4, с.64.
100. Le Mere M., Brown R.E. — Phys.Rev., 1975, v.C12, №4, p.1140.
101. Shen P. et al. — Phys.Rev., 1986, v.C33, №4, p.1214.
102. Coelho H. et al. — Phys.Rev., 1983, v.C28, p.1812.
103. Beck D. et al. — Phys.Rev., 1984, v.C30, p.1403.
104. Ali S., Bodmer A.R. — Nucl.Phys., 1966, v.80, p.99.

-
105. **Buck B., Friedrich H., Wheatley C.** — Nucl.Phys., 1977, v.A275, p.246.
106. **Osland P., Glauber R.G.** — Nucl.Phys., 1979, v.A326, p.225.
107. **Auger J.P., Tellez-Arenas A., Lazard C., Lombard R.J.** — Journ.Phys.G, 1986, v.12, p.314; **Lasard C.** — Journ.Phys.G, 1990, v.16, p.1637.
108. **Ситенко А.Г., Доценко И.С.** — ЯФ, 1973, т.17, с.67; ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.2.
109. **Hasell D.K., Bracco A., Gubler H.P. et al.** — Phys.Rev., 1986, v.C34, №1, p.136.
110. **Igo G.J. et al.** — Rev.Mod.Phys., 1978, v.50, p.523.
111. **Fain J., Gardes J., Lefort A. et al.** — Nucl.Phys., 1976, v.262, p.413.
112. **Ray L.** — Phys.Rev., 1979, v.C19, №5, p.1855; 1979, v.C20, p.1857.
113. **Faltdt G., Hulthage I.** — Journ.Phys.G, 1978, v.4, p.363.
114. **Бирбаир Б.Л., Алхазов Г.Д., Лапина Л.П. и др.** — ЯФ, 1978, т.28, с.625.
115. **Gustaffson C.H., Lambert E.** — Ann.Phys. N.Y., 1978, v.111, №2, p.304.
116. **Auger J.P. et al.** — Journ.Phys.G, 1981, v.7, p.1627.
117. **Binon F., Duteil P., Gouanere M. et al.** — Nucl.Phys., 1978, v.A298, p.499.
118. **Варшавович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К.** — Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.
119. **Пилипенко В.В., Созник А.П.** — ЯФ, 1986, т.44, вып.2, с.369.
120. **Доценко И.С., Фурса А.Д.** — ЯФ, 1973, т.14, вып.4, с.770.
121. **Ahmad I., Khan Z.A.** — Physica Scripta., 1979, v.20, p.26.
122. **Горячий В.В., Пересыпкин В.В.** — Препринт ИТФ А-81-98Р, Киев, 1981; **Горячий В.В., Пересыпкин В.В.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, т.47, №5, с.1013.
123. **Peresyupkin V.V., Polyakov P.L., Krasnopol'sky V.M., Goryachy V.V.** — Preprint ITP-82-112E, Kiev, 1982; **Пересыпкин В.В.** — Препринт ИТФ-83-100Р, Киев, 1983.
124. **Кукулин В.И., Пересыпкин В.В.** — ЯФ, 1984, т.39, вып.2, с.412.
125. **Egamzhyan R.A., Gmitro M., Kaipov T.D. et al.** — Journ.Phys.G, 1988, v.14, p.1511; **Гмитро М., Каипов Т.Д., Камалов С.С. и др.** — Препринт ИЯИ АН СССР ПВ-0579, 1988.
126. **Мах Р., Сапожников М.Г., Фаломкин И.В.** — ЭЧАЯ, 1986, т.17, вып.6, с.1232.
127. **Peresyupkin V.V., Ibraeva E.T., Kukulin V.I.** — Nucl. React. Proceed. of the First Kiev Intern. School on Nucl. Phys., Kiev, 1990, p.346; Preprint ITP-91-28, Kiev, 1991, p.16.
128. **Жусупов М.А., Ибраева Е.Т., Пересыпкин В.В.** — Изв.РАН. сер.физ., 1992, т.56, №1, с.172; т.56, №11, с.134; **Ibraeva E.T., Zhusupov M.A.** — Int.Conf.on Nucl.Struct. and Nucl.React. at Low and Intermediate Energies. Dubna, JINR, 1992, p.91.
129. **Жусупов М.А., Ибраева Е.Т., Кукулин В.И., Пересыпкин В.В.** — ЯФ, 1994, т.57, №11, с.2013; Preprint ITP-93-23E, Kiev, 1994, p.24; **Жусупов М.А., Ибраева Е.Т., Пересыпкин В.В.** — Изв.РАН, сер.физ., 1994, т.58, №5, с.71.
130. **Garreta D., Birien P., Bruge G. et al.** — Phys.Lett., 1984, v.B135, p.266; 1984, v.B139, p.464; 1984, v.B149, p.64.
131. **Кудрявцев И.Н., Созник А.П.** — Пробл. яд.физ.и косм.лучей. Харьков: ХГУ, 1989, вып.3, с.6; ЯФ, 1989, т.49, вып.1, с.229; Journ.Phys.G., 1989, v.15, p.1377.
132. **Жусупов М.А., Ибраева Е.Т., Прмантаева Б.А.** — В сб.: Тезисы докл. 49 Межд. Сов. по ядерной спектр. и структ. ат. ядра. 21-23 апр. 1999, Дубна, с.195, 196; Abstracts The Third Int.Conf. Modern Probl. of Nucl.Phys. 23-27 Aug.1999, Bukhara, с.67.

- 133. **Nose N., Kume K., Yamaguchi S.** — Phys.Rev., 1994, v.C50, №1, p.321
- 134. **Жусупов М.А., Ибраева Е.Т.** — Изв. РАН, сер.физ., 1996, т.60, №5, с.162
- 135. **Ибраева Е.Т., Быщенко Н.В.** — Деп. в КазГосИНТИ, №5613-КА94, 1995, 42с.
- 136. **Жусупов М.А., Ибраева Е.Т.** — Изв.РАН, сер.физ., 1997, т.61, №11, с.2182; ЯФ, 1998, т.61, №1, с.51.
- 137. **Bertini R. et al.** — Phys.Lett., 1973, v. B45, p.119.
- 138. **Baker S.D. et al.** — Phys.Lett., 1977, v. B68, p.221.

СТРУКТУРА ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ

Е.П.Григорьев

НИИ физики С.-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург

Рассмотрена совокупность данных о ротационных полосах коллективных и двухквазичастичных состояний в группах четно-четных изотонов с $N = 88 \div 104$. Зависимость инерционных параметров, обратных моментам инерции, от спинов в полосах показывает как закономерности, общие для совокупности ядер с одинаковыми Z или N и одинаковым квантовым числом K , так и особенности каждого индивидуального ядра, где проявляется уникальное соотношение уровней. Результаты привели к подтверждению применимости квазичастично-вибрационной модели. Они позволили провести или уточнить идентификацию многих длинных полос.

All available data on rotational bands build on collective and two-quasiparticle levels in even-even isotones with $N = 88 \div 104$ are considered. Dependence of inertial parameters on spin values in these nuclei is deduced, and regularities common for bands in nuclei with the same Z or N are demonstrated. Also peculiarities concerned with anomalous relative position of some levels are discovered. As a whole, results of analysis of structure of nuclei considered confirm the validity of quasiparticle-vibrational model and make it possible to identify many long rotational bands.

1. ВВЕДЕНИЕ

Структура атомных ядер привлекает внимание физиков с 30-х годов 20-го столетия. По прошествии 70 лет достигнуты большие успехи в экспериментальном исследовании и в понимании типов движения нуклонов в ядре в рамках модельных представлений. Большая сложность проблемы привела к необходимости применить различные подходы к ядрам различного состава, четно-четным, с нечетным массовым числом, к нечетно-нечетным. Значительно отличаются ядра с заполненными оболочками и с заметным числом нуклонов сверх магических чисел.

В обзоре проводится рассмотрение четно-четных изотопов эрбия от ^{150}Er до ^{172}Er . В изотопах эрбия сохраняется граница между круглыми и деформированными ядрами при $N = 89$. Эта граница ярче всего выражена в ядрах Sm и Gd и смазывается при увеличении Z . Главное внимание мы обращаем на деформированные ядра. К ним относятся $^{158-172}\text{Er}$, включая пять стабильных изотопов с различной распространенностью в природе: ^{162}Er (0,136 %), ^{164}Er (1,6 %), ^{166}Er (33,6 %), ^{168}Er (26,8 %) и ^{170}Er (14,9 %). Единственный стабильный нечетный изотоп ^{167}Er имеет распространенность 22,94 %. Из этих данных вытекают экспериментальные возможности для изучения уровней этих ядер.

В данной работе использован большой библиографический материал. Основой послужили некоторые тома «Nuclear Data Sheets» [1]. Поскольку каждый том посвящен ядрам с несколькими четко указанными массовыми числами A (изобарам), то мы не даем ссылок на конкретный том. Принимались во внимание компиляции и обзоры [2–5]. Для деформированных ядер сравнение экспериментальных данных проводится с предсказаниями квазичастично-вибрационной модели, разработанной В.Г.Соловьевым и его сотрудниками. В [2] приведены результаты вычислений, и, если нет отдельных ссылок, то в тексте имеется в виду [2].

2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ О СТРУКТУРЕ ЯДЕР ЭРБИЯ. КЛАССИФИКАЦИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

2.1. Общий подход. Современные представления о структуре атомных ядер при не очень большой энергии возбуждения (до ~ 10 МэВ) основаны на протонно-нейтронном составе ядра и не связаны со сложной структурой нуклонов. В рассматриваемой области энергии выделяются частичные (двух- и четырехчастичные состояния в четно-четных ядрах) и коллективные состояния, к которым, в первую очередь, относятся мультипольные колебания. В деформированных ядрах особую роль играют коллективные вращательные состояния. Гамильтониан в адиабатическом приближении имеет вид суммы внутреннего H_{in} и вращательного H_{rot} членов, а волновая функция представляет произведение внутренней χ и вращательной D_{MK}^J части. Собственные значения энергии D -функции имеют вид $E = [\hbar^2/(2\mathcal{J})]J(J+1)$, что определяет закон для последовательности ротационных уровней в каждой полосе, связанной со своим внутренним состоянием χ . Отступления от этого закона обусловлены остаточным взаимодействием и являются предметом рассмотрения.

По мере роста энергии возбуждения ядра представления о разделении типов движения нуклонов делаются все более приближенными. Выражается это двояко.

1) Волновая функция «чистого» движения распределяется по нескольким реальным состояниям. Это, например, может проявляться по нескольким быстрым β -переходам с малыми значениями $\lg ft$ на ряд близких уровней. Явление фрагментации волновых функций возникает в других процессах, в частности, при разрядке двухфононных вибрационных состояний в деформированных ядрах $^{166,168}\text{Er}$.

2) «Смешивание» волновых функций в определенном состоянии Ψ заключается в представлении Ψ в виде суммы волновых функций «чистых» модельных состояний. Примерами служат смешанные волновые функции протонных и нейтронных состояний, которые определяют магнитные моменты,

промежуточные между протонными и нейтронными. Нередки случаи, когда один и тот же уровень проявляется в реакциях передачи протона и нейтрона.

Следствием из принятых утверждений является необходимость выявить один или несколько главных компонентов в волновой функции каждого состояния, пока энергия возбуждения сильно не возрастает, плотность уровней не очень велика и число этих компонентов не превышает двух или трех. Если эти условия не выполняются, то применяют с большим или меньшим успехом статистические подходы.

2.2. Сферические ядра. Изотопы $^{150}_{68}\text{Er}_{82}$ и $^{152}_{68}\text{Er}_{84}$ имеют заполненную нейтронную оболочку $N = 82$ или 2 нейтрона сверх нее. Для таких ядер проводятся расчеты в рамках какого-либо варианта модели оболочек.

2.3. Вибрационные ядра. $^{154}_{68}\text{Er}_{86}$ и изотопы с $N = 86$ рассматриваются как вибрационные. Их свойства описываются вибрационной моделью лучше, чем свойства других ядер (см. п. 4.3).

2.4. Переходные ядра. К переходным ядрам относятся изотопы с $N = 88$, включая $^{156}_{68}\text{Er}_{88}$, а также ряд ядер с $N = 90$ и более и изотопы Os и Pt, у которых энергия первого уровня больше 100–150 кэВ. Большие успехи в описании таких ядер достигнуты путем применения модели взаимодействующих бозонов, но этот метод не включен в наше рассмотрение.

2.5. Деформированные ядра. Деформированным ядрам уделено главное внимание в этом обзоре. Это 8 групп изотонов с $N = 90 \div 104$, в них входят ядра эрбия, о возбужденных состояниях которых имеется информация. Во всех ядрах известны ротационные полосы основных состояний. В эксперименте обычно измеряют последовательность переходов между уровнями иррастовой полосы. Требуется внимательно посмотреть, где кончается полоса основного состояния и начинается полоса, где наблюдается «backbending», то есть, где имеет место резкое отступление от закона $E = AJ(J+1)$. В результате такого анализа было установлено, что в изотонах с $N = 90$ с полосами основного состояния пересекаются полосы, основанные на β -вибрационных уровнях.

Квадрупольные возбуждения характеризуются полосами с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ , известными во всех ядрах. Особенности их поведения рассмотрены в каждом семействе, обращено внимание на взаимное влияние этих полос, приводящее к сигнатурному расщеплению.

Аналогичная систематика проведена для полос, связанных с октупольными возбуждениями ядер. Это полосы с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- . Низкое положение коллективных уровней приводит к возможности наблюдать «длинные» полосы, которые включают состояния с большими спинами.

Характер и структура двухквартичных состояний определяется из данных о разрешенном β -распаде и из спектроскопических факторов в реакциях передачи нуклона. Нередки случаи, когда в реакциях с тяжелыми ионами наблюдаются члены полосы с большими спинами, а головной и ближайшие

к нему уровни не найдены или не идентифицированы. Метод аналогий при совместном рассмотрении полос разных ядер позволяет определить их квантовые числа K и структуру полос. В данной работе он принес положительные результаты.

Поскольку главное внимание обращено на деформированные ядра, то во многих случаях не только проводится систематика энергии уровней и переходов, но и рассматриваются инерциальные параметры A . Они обратно пропорциональны моменту инерции $\mathcal{J}$: $A = \hbar^2/2\mathcal{J}$. Значение A определяется по разности энергии пары соседних уровней с моментами J и $J-1$: $\Delta E = E(J) - E(J-1) = A \cdot 2J$, т.е. $A(J) = \Delta E/2J$. Анализируется поведение $A(J)$ в зависимости от спина J .

В полосах основных состояний наблюдаются только уровни с четными спинами, а в полосах с $K^\pi = 0^-$ — только с нечетными спинами. Здесь $\Delta E = E(J) - E(J-2)$ и $A^+(J) = \Delta E/2(2J-1)$ для уровней с четными спинами, и по этой же формуле определяются $A^-(J)$ для уровней с нечетными спинами. Для полных полос имеет смысл рассматривать A^+ и A^- в тех случаях, когда имеется сигнатурное расщепление полосы.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ СОСТОЯНИЙ

3.1. Кулоновское возбуждение. При облучении ядер заряженными частицами p, d, α с небольшими энергиями происходит кулоновское возбуждение коллективных состояний в этих ядрах. Вероятность процесса резко падает с ростом энергии возбуждения, поэтому проявляются низкие уровни в нижних ротационных полосах. С увеличением энергии ионов они все глубже могут проникать в ядро, взаимодействуя с отдельными нуклонами через ядерные силы, и возбуждать более высокие уровни. Но они в значительной степени коллективные, так как роль кулоновского взаимодействия остается очень важной в процессе неупругого рассеяния ионов.

Использование α -частиц и более тяжелых ионов приводит к многократному кулоновскому возбуждению ядра, к проявлению состояний с большими спинами. При этом остается важное ограничение: проявляются состояния налетающих ионов или ядер мишени, т.е. имеющихся в природе нуклидов. В связи с появлением установок, дающих пучки радиоактивных ионов, возможно их возбуждение в столкновениях с ядрами мишени.

При столкновениях тяжелых ионов (ТИ), имеющих большую энергию, наблюдаются ядерные реакции с вылетом протонов и нейтронов (ТИ, *xруn*). Конечное ядро в этих процессах оказывается с большим угловым моментом — до $50\hbar$ и более. Так как вылет протона из ядра из-за кулоновского барьера менее вероятен, чем вылет нейтрона, то возбужденным оказывается

нейтронодефицитное ядро, и метод оказывается непригодным для исследования нейтроноизбыточных, даже стабильных нуклидов.

3.2. Неупругое рассеяние нейтронов. На мишенях из стабильных ядер проводятся опыты по неупругому рассеянию нейтронов. Их энергия должна превышать энергию уровня, который желательно возбудить, чтобы определить его свойства, спин и пути разрядки. Используют квазимонохроматические нейтроны из реакции $d(t, \alpha)n$ или быстрые нейтроны реактора. Из-за малых сечений реакции требуются достаточно массивные мишени — 10–20 г стабильного изотопа. Получить в таком количестве изотоп ^{162}Er не удалось, так как его распространенность в природе составляет 0,136 %. Это определяет высокую стоимость обогащенного ^{162}Er . Имеются данные об уровнях $^{164-170}\text{Er}$ из реакций $(n, n'\gamma)$ [6, 7].

3.3. Реакция (n, γ) . Реакция (n, γ) использовалась только для исследования ^{168}Er , так как стабилен только нечетный изотоп ^{167}Er . Большой выход γ -излучения позволил применить самую точную аппаратуру, кристалл-дифракционные и трехкристалльные γ -спектрометры и β -спектрометры с высоким разрешением. Уточненные данные о спинах уровней и их четности получены при использовании фильтрованных нейтронов с энергиями 2 и 24 кэВ.

3.4. Реакции передачи нуклона. В этих реакциях к ядру мишени добавляется один протон или нейтрон или из него вырывается нуклон. При этом образуется двухчастичное состояние в четно-четном ядре, а один из неспаренных нуклонов имеет те же характеристики, что и нечетный нуклон в ядре мишени. Состояние другого нуклона определяется по выходу данного состояния и угловому распределению продуктов реакции. Этим методом исследованы $^{166,168}\text{Er}$. Используются мишени $^{167}\text{Er}, n\ 7/2^+633\uparrow$ и $^{165}\text{Ho}, p\ 7/2^-523\uparrow$.

3.5. Реакции (e, e') и (γ, γ') . В реакциях неупругого рассеяния электронов и резонансного рассеяния γ -квантов проявляются в первую очередь состояния с $J = 1$, которые возбуждаются дипольными переходами из основного состояния 0^+ . Уровни с $J = 1$ и с большими приведенными вероятностями разрядки $B(\sigma 1; 1 \rightarrow 0^+)$ расположены в деформированных ядрах при $E \sim \sim 3$ МэВ.

3.6. Разрешенный β -распад. В области редкоземельных деформированных ядер β^- - и β^+ -переходы с малыми значениями $\lg ft \leq 5$ происходят при превращениях $p523\uparrow \leftrightarrow n523\downarrow$ или $p514\uparrow \leftrightarrow n514\downarrow$. На краях области деформации встречаются превращения $p532\uparrow \leftrightarrow n532\downarrow$ и $p505\uparrow \leftrightarrow n505\downarrow$. Пользуясь схемой Нильссона и имея β -распад с $\lg ft \sim 5$, мы однозначно определяем структуру начального и конечного состояний. Как указано выше, при этом выделяется главный компонент волновой функции возбужденного состояния, а его вес, то есть фрагментация, не определяется.

4. СТРУКТУРА ЯДЕР Er И ГРУПП ИЗОТОНОВ

4.1. Ядро $^{150}_{68}\text{Er}_{82}$. В очень легком нуклиде эрбия ^{150}Er , $T = 18,5$ с, с магическим числом нейтронов $N = 82$ в эксперименте наблюдалась полоса основного состояния с $J^\pi = 0^+ - 16^+$ (см. рис. 1). Положение уровней $0^+ - 10^+$ характерно для ядер с заполненной оболочкой, где имеет место сближение уровней по мере увеличения углового момента. Наиболее полное теоретическое объяснение наблюдаемой полосы проведено в [8]. В первоначальных вычислениях [9] структура полосы была принята $ph_{11/2}^4$. Улучшение модели, сделанное в [8], связано с представлением о независимом движении протонных пар. В предположении о структуре $(ph_{11/2}^2)_J \otimes (ph_{11/2}^2)_{0^+}$ нашло хорошее объяснение положение уровней $0^+ - 10^+$ как в ^{150}Er , так и в $^{148}\text{Gd}_{82}$. Следующая полоса с $J^\pi = 12^+, 14^+, 16^+$ связана со структурой $(ph_{11/2}^2)_{10^+} \otimes (ph_{11/2}^2)_{2^+, 4^+, 6^+}$. Энергия уровней хорошо воспроизводится расчетом (рис. 1).

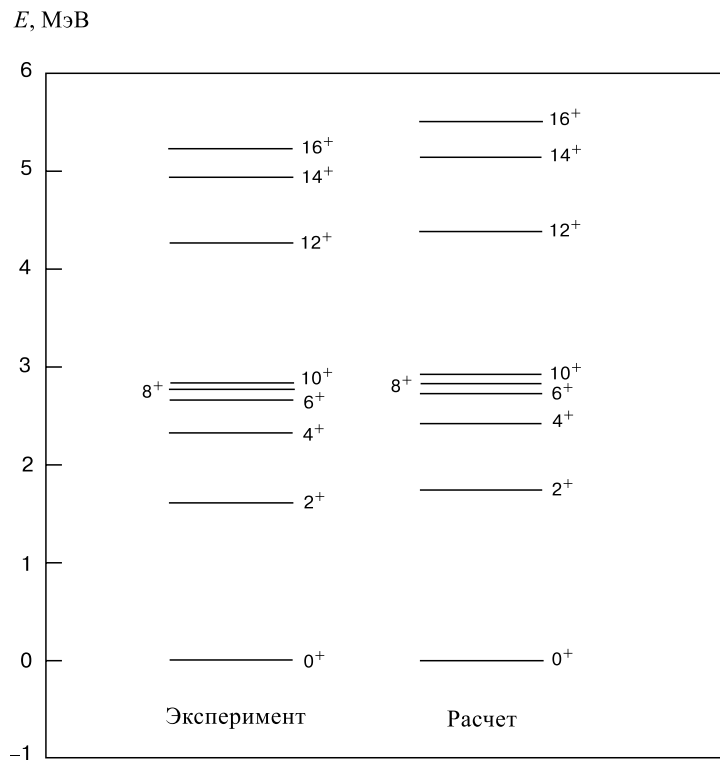


Рис. 1. Энергия уровней ^{150}Er . Расчетные значения получены по модели оболочек с полным базисом

4.2. Ядро $^{152}_{68}\text{Er}_{84}$. Наблюдаемые возбужденные уровни ^{152}Er имеют положительную четность и угловые моменты до $J = 18$. Объяснение структуры содержится в [8], как и ^{150}Er в рамках модели оболочек и в предположении о независимом движении пар нуклонов в полном модельном пространстве (рис. 2). Близкий результат был получен в представлении простых конфигураций модели оболочек [10]. Главной из них оказалась конфигурация $ph_{11/2}^4 \otimes nf_{7/2}^2$, роль вклада других компонентов учтена в [8], где отмечено, что, хотя они мало влияют на энергию возбуждения, но от них сильно зависит вероятность $E2$ -переходов или сила Гамова–Теллера. Данные о значениях этих наблюдаемых величин служат для выбора более адекватной модели.

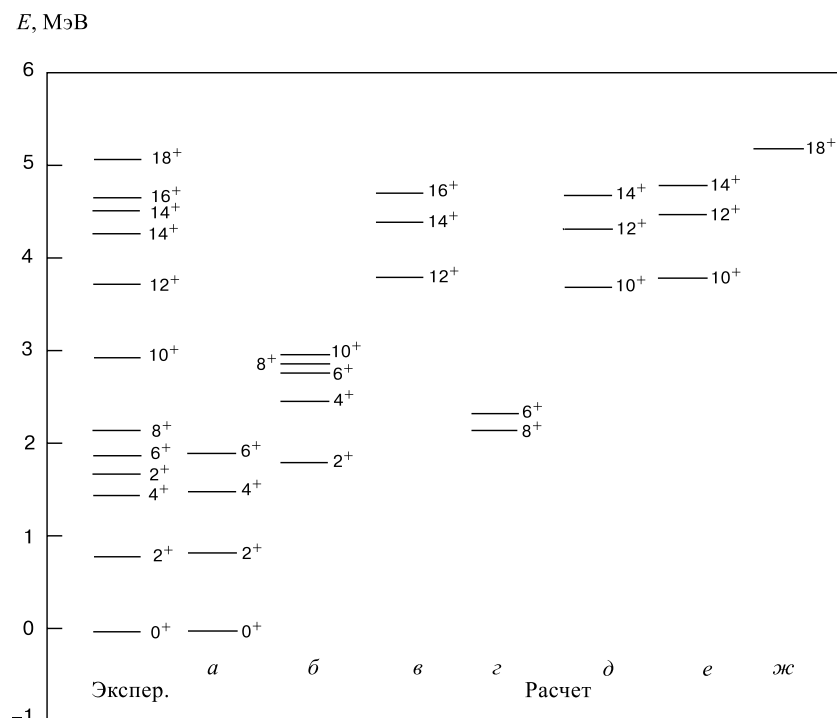


Рис. 2. Энергия уровней ^{152}Er . Расчетные значения получены по модели оболочек с полным базисом. Буквы соответствуют разным конфигурациям полос

Заметное различие спектров ^{150}Er и ^{152}Er связано с включением добавочной пары нейтронов. Как указывают авторы [8], учет еще одной пары сверх остова приводит к пока еще непреодолимым вычислительным трудностям, поэтому еще нет расчета структуры $^{154}\text{Er}_{86}$.

4.3. Ядро $^{154}_{68}\text{Er}_{86}$. Изотоп ^{154}Er , $T=3,68$ мин, относится к вибрационным ядрам, как и другие изотопы с $N = 86$. Он испытывает электронный захват и β^+ -распад при разности энергий ^{154}Er и ^{154}Ho , равной 2032 кэВ, α -распад с $E_\alpha = 4279$ кэВ составляет 0,47 % от числа распадов. Возбужденные уровни ^{154}Er исследовались при β^+ -распаде и электронном захвате двух изомеров ^{154}Tm :

1) $T = 3,30$ с, $J^\pi = 9^+$, $Q = 8230$ кэВ, при этом нижние уровни 8^+ с $E = 2329,5$ и $2583,6$ кэВ заселяются β^+ -распадом с $\lg ft = 4,6$ и $5,0$, что исключает влияние K -запрета;

2) $T = 8,1$ с, $J^\pi = (2^-)$, $Q = 8230$ кэВ. На основное состояние происходит α -распад ^{158}Yb , $T = 1,57$ мин, 0,003 %. Многие уровни проявились в реакциях с тяжелыми ионами.

Последовательность уровней полосы основного состояния ^{154}Er . В табл. 1 приведены данные об энергии уровней с последовательно возрастающими спинами в ^{152}Dy , ^{154}Er и ^{156}Yb , а на рис. 3 дана зависимость разности энергий соседних уровней $\Delta E = E(J) - E(J-2)$ от J . Как видно, значения ΔE находятся в диапазоне $540 \div 700$ кэВ, и не видно определенной тенденции изменения ΔE . Это характерно для ядер, которые можно описать в рамках вибрационной модели.

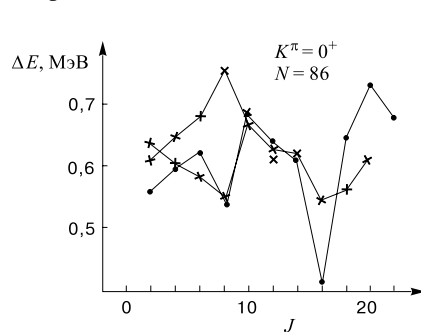


Рис. 3. Разности энергий уровней с четными J $\Delta E = E(J) - E(J-2)$ в изотопах с $N = 86$: (+) ^{152}Dy , (•) ^{154}Er , (x) ^{156}Yb

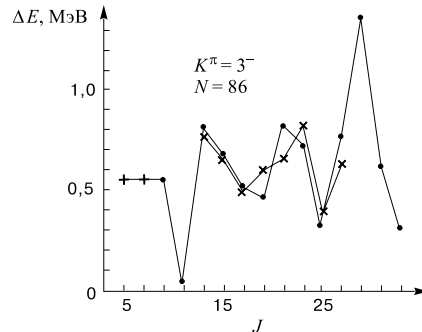


Рис. 4. Разности энергий уровней с нечетными J $\Delta E = E(J) - E(J-2)$ в изотопах с $N = 86$: (+) ^{152}Dy , (•) ^{154}Er , (x) ^{156}Yb

Последовательность уровней с отрицательной четностью. В вибрационных ядрах нижний уровень с отрицательной четностью обычно имеет спин $J = 3$. Состояния с $J = 3$ рассматриваются как нижний однофононный октупольный уровень, его энергия в соответствии с предсказаниями вибрационной модели заметно превышает энергию однофононного квадрупольного состояния с $J^\pi = 2^+$. Такой уровень 3^- наблюдался в ^{152}Dy , а к полосе отнесены состояния с $J^\pi = 5^-$ и 7^- (табл. 2). В ядрах ^{154}Er и ^{156}Yb не

Таблица 1. Последовательность уровней полосы основного состояния в изотонах с $N = 86$

Ядро \ J	J	2/12/22	4/14	6/16	8/18	10/20
^{152}Dy	E	613,8	1261,2	1944,6	2703,2	3396,0
	ΔE	613,8	647,4	683,4	758,6	692,8
	E	4029,9	4652,2	5198,7	5764,5	6373,5
	ΔE	633,9	622,3	546,5	565,8	615,0
^{154}Er	E	560,8	1162,2	1787,6	2329,5	3016,0
	ΔE	560,8	601,4	625,4	541,9	686,5
	E	3655	4274	4678	5328	6063
	ΔE	639	619	404	650	735
	E	6745				
	ΔE	682				
	E					
	ΔE					
^{156}Yb	E	636,4	1143,7	1728,5	2272,6	2956,5
	ΔE	536,4	607,3	584,8	544,1	683,9
	E	3571,0				
	ΔE	614,5				

Таблица 2. Последовательность уровней полосы с отрицательной четностью в изотонах с $N = 86$

Ядро \ J	J	3/15/27	5/17/29	7/19/31	9/21/33	11/23	13/25
^{152}Dy	E	1227,6	1782,0	2342,7	2906,0		
	ΔE	—	554,4	560,7	563,3		
^{154}Er	E	—	1896	2461	3014	3025	3830
	ΔE	—	—	565	553	11	805
	E	4499	5006	5462	6289	7015	7334
	ΔE	669	507	456	827	726	319
	E	8106	9475	10108	10429		
	ΔE	772	1369	633	321		
	E	—	—	—	—	3028,3	3815,8
	ΔE	—	—	—	—	—	787,5
^{156}Yb	E	4475,1	4975,1	5575,7	6222,6	7029,3	7405,0
	ΔE	659,3	500,0	600,6	646,9	806,7	375,7
	E	8029,2					
	ΔE	624,2					
	E						
	ΔE						

известны состояния 3^- , но наблюдалась последовательность уровней с большими спинами (табл. 2). Разности их энергий приведены на рис. 4. Отметим особенности этих полос: 1) средняя энергия ΔE составляет 0,5–0,6 МэВ; 2) разброс значений ΔE велик; 3) наблюдается поразительная аналогия в

зависимости ΔE от J всех трех ядер. Требуется объяснение приведенного графика.

4.4. Ядро $^{156}_{68}\text{Er}_{88}$. Ядро ^{156}Er с $N = 88$, $T = 19,5$ мин относится к переходным ядрам, которые проявляют свойства вибрационного и ротационного характера. Признак переходного ядра — низкое положение первого уровня 334,6 кэВ, 2^+ и наличие триплета уровней 660,8, 0^+ , 746,7 4^+ и 905,2 кэВ, 2^+ . Однако близко расположены состояния 1027,0, 2^+ , 1057,7 кэВ, 0^+ , что не свойственно вибрационной модели.

Основное состояние ^{156}Er распадается на уровни дочернего ^{156}Ho путем β^+ -распада и электронного захвата. В 1996 г. в Дубне была обнаружена слабая ветвь α -распада с $E_\alpha = 3450(15)$ кэВ и $I_\alpha = 1,2(3)10^{-5}\%$ [11].

Исследование уровней ^{156}Er проводилось в ядерных реакциях с тяжелыми ионами и в β -распаде ^{156}Tm , $T = 83,8$ с, $J^\pi = 2^-$, $Q_\beta = 7300$ кэВ. Из-за малой деформации ^{156}Tm трудно приписать этому ядру асимптотические квантовые числа. Имеется изомерное состояние ^{156}Tm , но нет данных о его характеристиках, энергии и способах распада.

Полоса основного состояния ^{156}Er . Отношение энергии первых уровней с $J^\pi = 4^+$ и 2^+ , 2,31 ближе к теоретическому вибрационному пределу 2,0, чем к ротационному 3,33. В табл.3 даны значения энергии уровней полосы и сравнение с полосами других изотонов. Те же данные иллюстрирует рис. 5, на котором наглядно виден ход уровней в полосах в зависимости от Z . Спектр ^{156}Er укладывается в общую закономерность. На рис. 6 показана зависимость инерционных параметров A^+ от спина J . Видно, что, начиная с $J = 14$, значения A^+ оказываются характерными для вращательных полос деформированных ядер. Близок ход A^+ соседнего изотона ^{158}Yb .

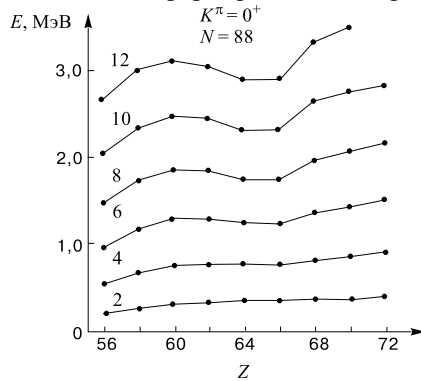


Рис. 5. Зависимость от Z энергии уровней полосы основного состояния в изотонах с $N = 88$

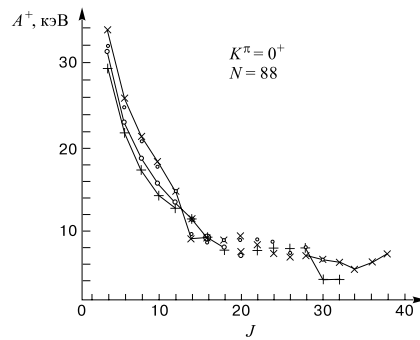
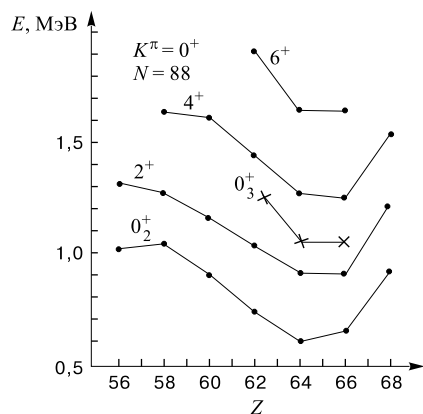
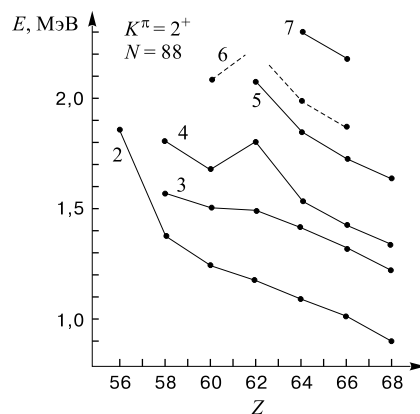


Рис. 6. Инерционные параметры полос основных состояний: (о) ^{150}Sm , (+) ^{154}Dy , (•) ^{156}Er , (x) ^{158}Yb

Таблица 3. Энергия уровней полос основных состояний ^{156}Er и изотонов с $N = 88$

J	56	58	60	62	64	66	68	70	72
	Ba	Ce	Nd	Sm	Gd	Dy	Er	Yb	Hf
2	199,3	258,5	301,6	333,9	344,3	334,6	344,5	358,2	389,6
4	530,2	668,3	753,2	755,2	755,4	746,7	797,4	835,2	898,5
6	961,9	1171,2	1281,8	1278,8	1227,3	1223,7	1340,9	1403,5	1493,7
8	1471,2	1736,9	1857,9	1836,9	1746,7	1747,3	1959,2	2046,6	2147,8
10	2044,9	2351,5	2472,0	2433,0	2300,4	2304,3	2634,7	2743,5	2815,0
12	2667,5	3012,9	3107,2	3048,2	2883,7	2893,0	3317,2	3426,2	—

Полоса ^{156}Er на возбужденном состоянии с $J^\pi = 0^+$. В ^{156}Er известен возбужденный уровень 930,35 кэВ, 0^+ и два его ротационных сателлита. На рис. 7 показана систематика полос в изотонах с $N = 88$. Наблюдается плавный ход головных уровней с $J^\pi = 0^+$ и соответствующих состояний с $J^\pi = 2^+, 4^+$ и 6^+ .

Рис. 7. Положение уровней $0^+ - 6^+$ второй полосы (точки) и 0^+ третьей полосы с $K^\pi = 0^+$ в ядрах с $N = 88$ Рис. 8. Положение уровней γ -полос в изотонах с $N = 88$

Гамма-полоса в ^{156}Er . В ^{156}Er известны 4 состояния, которые можно отнести к γ -полосе. На рис. 8 показано, что существует плавная зависимость хода уровней γ -полос в изотонах с $N = 88$. Проявляется сигнатурное расщепление полос в Gd, Dy и Er.

Полоса с $K^\pi = 0^-$. В изотонах с $N = 88$, включая ^{156}Er , наблюдались довольно длинные полосы, аналогичные полосам с $K^\pi = 0^-$ в деформированных ядрах. Однако в изотонах Nd – Er уровень с $J^\pi = 3^-$ расположен ниже, чем 1^- (рис. 9). Эту инверсию нельзя объяснить смешиванием Кориолиса, видимо, она связана с малой неустойчивой деформацией.

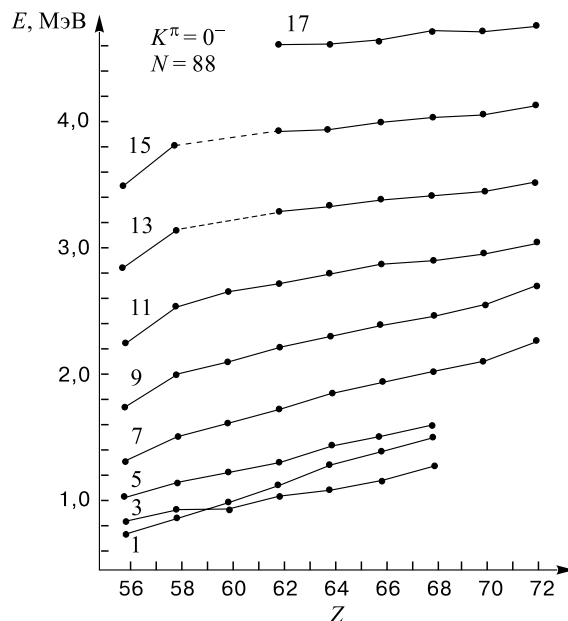


Рис. 9. Положение уровней полос с $K^\pi = 0^-$ в изотонах с $N = 88$

Из рис. 9 можно сделать вывод, что известная длинная полоса в ^{158}Yb имеет те же характеристики $K^\pi = 0^-$, что и в других изотонах. Она не была идентифицирована ни в оригинальных работах, ни в [1]. Требуется поиск членов этой полосы с $J^\pi = 1^-, 3^-, 5^-$.

Аналогичный вывод следует сделать о единственной наблюдаемой полосе с отрицательной четностью в ^{160}Hf , которая начинается уровнем 2255,5 кэВ, 7^- и прослеживается до уровня 7000,7 кэВ, 23^- .

Приписание в NDS [1] $K^\pi = 1^-$ полосе в ^{154}Dy следует заменить на $K^\pi = 0^-$ в соответствии с систематикой (рис. 9).

Длинные полосы с отрицательной четностью. В ^{156}Er имеются две последовательности уровней с отрицательной четностью, которые можно рассматривать как полосу с сигнатурным расщеплением на две ветви. Применяя к ним представления о ротационных полосах, мы получили параметры A^+ и A^- (рис. 10). Их поведение в зависимости от спина J оказалось очень

близким, что оправдывает интерпретацию этой полосы с нижним уровнем 2206 кэВ, 6^- как полосу с $K^\pi = 4^-$. К полосе, наблюдаемой в реакциях с тяжелыми ионами, следует добавить уровень 1814,48 кэВ, 4^- и приписать всей последовательности $K^\pi = 4^-$.

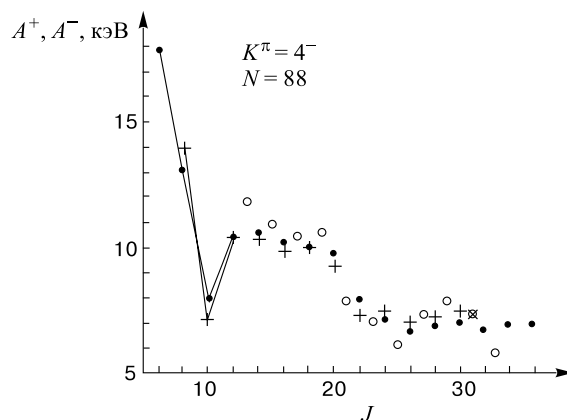


Рис. 10. Инерционные параметры уровней длинных полос с $K^\pi = 4^-$ в ^{165}Er (•) и в ^{158}Yb (×)

Удивительное сходство с поведением рассмотренной полосы показывает наблюдаемая последовательность уровней в ^{158}Yb , которая начинается с уровнем 2230,2 кэВ, 6^- и 2121,4 кэВ, 7^- (рис. 10). По-видимому, полосы в обоих ядрах имеют близкую природу и структуру.

В поведении A^+ и A^- следует отметить резкий спад в области $J = 6 - 10$ и спад при $J = 20 - 24$. Вызывает удивление выпадение из плавного хода точек при $J = 10$. Если бы эффект наблюдался в одном ядре, то можно было бы допустить ошибку в опыте или в интерпретации данных. Выпадение точек в обоих ядрах следует объяснить физическими причинами. Отметим, что аналогичное нарушение плавности хода инерциальных параметров обнаружено в других семействах изотонов.

4.5. Ядро $^{158}_{68}\text{Er}_{90}$. Радиоактивный нуклид ^{158}Er , $T=2,24$ ч возбуждался в реакциях с тяжелыми ионами при β^+ -распаде и электронном захвате ^{158}Tm , $T=3,98$ мин, $J^\pi = 2^-$, $p411\downarrow + n521\uparrow$ или $p523\uparrow - n651\uparrow$, $Q(\text{э.з.}) = 6530(100)$ кэВ.

Расположенные на границе деформированных и переходных ядер изотоны с $N = 90$, особенно ^{152}Sm и ^{154}Gd , изучались очень подробно. Об их структуре накоплен большой материал. В него вносят свой вклад и данные о возбужденных уровнях ^{158}Er . Была устранена трудность в понимании β -распада $^{158}\text{Er} \rightarrow ^{158}\text{Ho}$. На электростатическом β -спектрометре наблюда-

лись линии интенсивного γ -перехода с $E=7,7$ кэВ в ^{158}Ho [12]. При этом β -переход с $\lg ft \sim 5$ был направлен на уровень 1^+ , а не 1^- , и он попал в диапазон *au* β -переходов.

Таблица 4. Полосы основных состояний в ^{158}Er и изотонах с $N = 90$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{146}Ba	181,05	30,25 8,78	23,74	20,21	17,47	14,98	12,62	10,38
^{148}Ce	158,45	26,41	21,12	17,57	15,04	13,17	11,67	10,37
^{150}Nd	130,21	21,70	17,95	15,44	13,65	12,34	11,30	
^{152}Sm	121,78	20,28 10,10	17,28	15,47	13,95	12,73	11,72	10,49
^{154}Gd	123,07	20,51 10,12	17,70 9,75	15,76 8,91	14,23 8,57	12,96 8,24	11,91 7,46	10,97
^{156}Dy	137,83	22,97 10,25	19,02 9,36	16,65 8,73	14,85 8,30	13,41 8,04	12,19 7,86	11,15 7,71
^{158}Er	192,15	32,03 10,51	23,43 9,26	20,14 8,97	17,44	15,24	13,22	12,84
^{160}Yb	243,1	40,60	28,26	23,14	19,65	16,77	13,24	
^{162}Hf	285,0	47,50	31,75	25,61	21,57	18,30	11,96	

Таблица 5. Энергия возбужденных уровней с $K^\pi = 0^+$ в ^{158}Er и в изотонах с $N = 90$

Ядро	0^+0_2	2^+0_2	$A^+(2)$	$A^+(4)$	0^+0_3	2^+0_3	$A^+(2)$
^{146}Ba	1052,5	—	—	—	—	—	—
^{150}Nd	675,37	850,66	29,22	20,51	—	—	—
^{152}Sm	684,70	810,45	20,96	15,68	1082,85	1292,76	34,98
^{154}Gd	680,66	815,48	22,47	16,58	1295,47	1418,14	20,44
^{156}Dy	675,89	828,71	25,70	18,49	—	1447,38	—
^{158}Er	806,38	989,08	30,35	19,16	1386,9	1570,2	30,55
^{160}Yb	1085	1293	—	—	—	—	—

Полоса основного состояния ^{158}Er . Форма ядра в основном состоянии определяется энергией первого уровня. По $E(2^+)^{152}\text{Sm}$ и ^{154}Gd (табл. 4) отнесены к деформированным ядрам, а $E(2^+) = 192,15$ кэВ для ^{158}Er и 285,0 кэВ для ^{162}Hf не дает для этого веских оснований. Для уровней 2^+ значения $A^+(2)$ изменяются в пределах от 20 до 50 (табл. 4). По мере роста

J значения A^+ уменьшаются, сближаются и при $J > 12$ становятся такими же, как в середине области деформации. Расхождения A^+ для разных изотопов находятся в пределах 5 %, что близко к критерию, по которому уровни рассматриваются как идентичные [13]. На рис. 11 показан ход $A^+(J)$ в разных изотопах с $N = 90$. Скачки и нерегулярности на рисунке соответствуют пересечению полос или другим причинам.

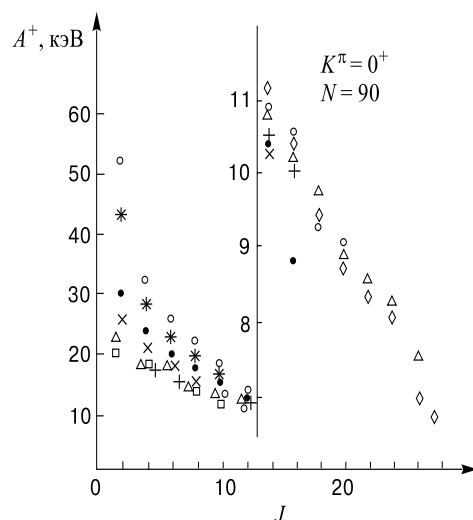


Рис. 11. Инерционные параметры полос основных состояний в изотопах с $N = 90$: (●) Ba, (×) Ce, (□) Nd, (+) Sm, (△) Gd, (◇) Dy, (○) Er, (*) Yb, (○) Hf

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. В ^{158}Er и других изотопах с $N = 90$ наблюдались довольно низкие возбужденные состояния с $K^\pi = 0^+$. В табл. 5 приведены данные об уровнях 0^+ и их ротационных сателлитах 2^+ . Имеются очень интересные особенности этих ядер. Практически только в ядрах с $N = 90$ нижние полосы с $K^\pi = 0^+$ можно отнести к классу довольно чистых β -вибрационных полос. Только здесь их энергия очень низка и близка к энергии γ -вибрационных уровней, как это следует из адиабатической модели. Для этих уровней параметр Расмуссена $X = B(E0)/B(E2)$ близок к значению 0,4, как предсказывает эта модель для β -вибрационных уровней. В большинстве других ядер эти условия не соблюдаются, и только условно называют β -вибрационными нижние возбужденные полосы с $K^\pi = 0^+$, не вкладывая в это название смысл вибрационной модели.

Имеется еще одна особенность β -вибрационных полос. Их ротационные уровни расположены близко к иррадиационной линии и заселяются в реакциях с тяжелыми ионами. Первый «backbending» обусловлен пересечением полос

основного и β -вибрационного состояний, как это было впервые показано в книге [3]. Такой вывод было непросто сделать из-за отсутствия ряда уровней в β -полосах. На рис. 12 видно, что в ^{158}Er уровни с $J = 0, 2, 4$ и с $J > 12$ относятся к одной полосе.

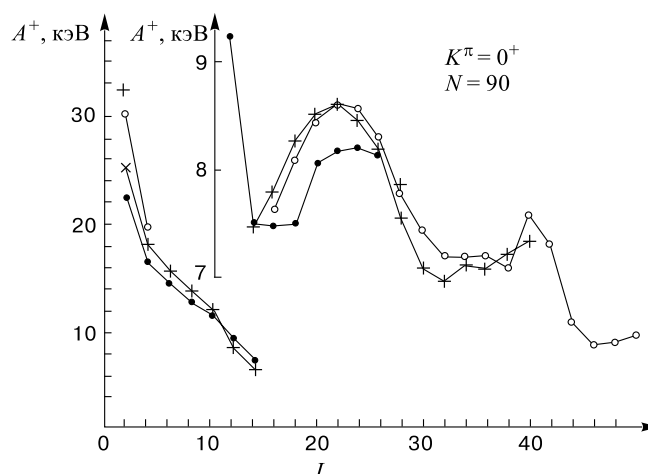


Рис. 12. Инерционные параметры β -вибрационных полос в изотонах с $N = 90$: ($\bullet$) ^{154}Gd , ($\times$) ^{156}Dy , ($\circ$) ^{158}Er , ($+$) ^{160}Yb

Таблица 6. Энергия головных уровней γ -вибрационных полос в ^{158}Er и изотонах с $N = 90$

Ядро	^{146}Ba	^{148}Ce	^{150}Nd	^{152}Sm	^{154}Gd	^{156}Dy	^{158}Er
$E(2^+)$	1115,2	989	1061,95	1085,88	996,25	890,7	820,12

Гамма-вибрационные полосы в ^{158}Er и изотонах с $N = 90$. Во всех изотонах с $N = 90$ головные уровни γ -полос расположены довольно низко, при энергии $0,8 \div 1,1$ МэВ (табл. 6). Положение ротационных уровней в полосе ^{158}Er отличается от положения в остальных ядрах, где сигнатурное расщепление довольно мало, различие A для соседних пар уровней не превышает 3 кэВ. В ^{158}Er это различие в три раза больше (рис. 13). Одной из возможных причин может быть большое отступление формы ^{158}Er от формы эллипсоида вращения, его неаксиальность.

Уровни с $K^\pi = 0^-$. В табл. 7 приведены данные об энергии головных уровней 1^- полос с $K^\pi = 0^-$ и инерционные параметры этих полос. Сведения о низкоспиновых уровнях ^{158}Er скудны, они получены только при

изучении распада ^{158}Tm . Нижний известный уровень 1^- имеет энергию 1418,7 кэВ, его можно было бы отнести к полосе с $K^\pi = 0^-$, но при

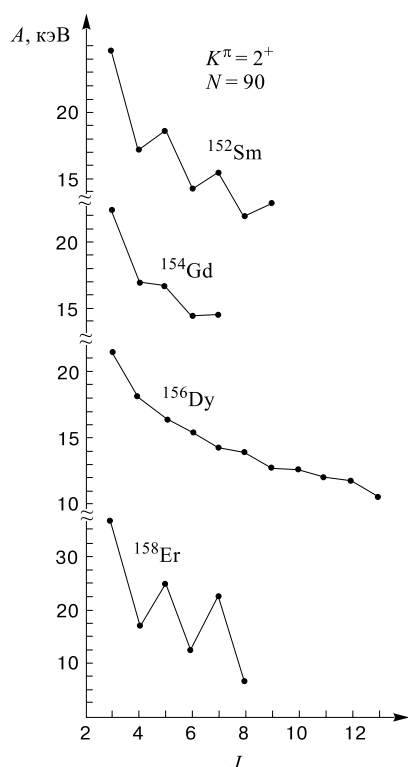


Рис. 13. Инерционные параметры γ -полос в изотонах с $N = 90$

что затрудняет поиск при ограниченных возможностях их возбуждения.

Длинные полосы с отрицательной четностью. В ^{158}Er наблюдались длинные полосы с $J^\pi = 8^- \div 48^-$ (пропуск 24, 26) и $9^- \div 47^-$. Проведена идентификация этих полос как ветвей ротационной полосы с положительной и отрицательной сигнатурой и со структурой 4^- , $p505\uparrow - p651\uparrow$. Для этого имеются следующие основания.

1. По расчетам Соловьева [2] в рамках квазичастично-фононной модели такую структуру и $E(4^-) = 2,0$ МэВ имеют низкие состояния в ядрах с 90 нейтронами. Нижний уровень 4^- из дублета $4^-, 7^-$ соответствует правилу Галлахера–Мошковского. Другие состояния с отрицательной четностью и

$E = 1341,95$ кэВ наблюдался уровень 3^- , для него не определено значение K , что связано с недостатком экспериментальных данных. Не исключено, что имеет место инверсия уровней, подобная наблюдаемой в некоторых изотонах с $N = 88$. Малое значение $A^-(3) = 1,04$ в ^{154}Gd свидетельствует, что можно ожидать и инверсию состояний 1^- и 3^- . На рис. 14 показана зависимость A^- от J в полосах с $K^\pi = 0^-$. Ее можно использовать для идентификации полос в ^{158}Er и ^{160}Yb .

Об уровнях с $K^\pi = 1^-$ и 2^- . В ^{158}Er не найдены уровни полос с $K^\pi = 1^-, 2^-$ или 3^- . При β -распаде ^{158}Tm , 2^- нижние члены соответствующих полос могут заселяться, и аналогия с соседними ядрами должна помочь выявить полосы. Только в двух изотонах с $N = 90$ известна полоса с $K^\pi = 1^-$. В табл. 8 приведены данные о нижних уровнях до 4^- этих полос, в ^{152}Sm известны состояния с J^π до 14^- . Полосы в соседних ядрах оказались не похожими друг на друга, эти данные трудно экстраполировать на другие ядра. Полосы с $K^\pi = 2^-$ расположены в изотонах с $N = 90$ выше, чем с 0^- и 1^- ,

Таблица 7. Энергия головных уровней 1^- полос с $K^\pi = 0^-$ и инерционные параметры ^{158}Er и изотонов с $N = 90$

Ядро	$E(1^-0)/J$	3/15	5/17	7/19	9/21	11/23	13/25
^{146}Ba	738,75	8,21	11,30	12,48	12,60	12,26	11,67
^{150}Nd	852,94	8,19	11,78	11,68			
^{152}Sm	963,35	7,78	10,02	10,93	10,99	10,66	10,13
^{154}Gd	1241,27	1,04	8,47	10,39	10,78	10,52	9,98
		9,27	8,83	8,56	8,30	8,00	7,62
^{156}Dy	1293,33	7,55	8,74	10,92	11,08	10,71	10,36
		9,75	9,26	8,75			
^{158}Er	1418,7						

Таблица 8. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 1^-$ в ^{152}Sm и ^{154}Gd

Ядро	$E(1)$	$E(2)$	$A(2)$	$E(3)$	$A(3)$	$E(4)$	$A(4)$
^{152}Sm	1510,79	1529,79	4,75	1579,43	8,27	1682,09	12,83
^{154}Gd	1414,42	1397,52	-4,23	1617,12	36,60	1559,99	-7,14

большими K расположены выше, и можно ожидать, что ротационная полоса указанной структуры является иростовой или близкой к иростовой линии.

2. Последовательность значений A^+ и A^- в зависимости от спина J в изотонах ^{156}Dy , ^{158}Er , ^{160}Yb аналогична (рис. 15). В ней наблюдается провал при $J = 10$ и горб при $J \sim 18$. Точки, соответствующие уровням с положительной и отрицательной сигнатурой, укладываются в одну последовательность, откуда следует, что обе длинные последовательности уровней во всех трех ядрах относятся к одной полосе. В ^{160}Yb полоса прослежена от головного уровня 4^- , 1567,5 кэВ. Подобная зависимость установлена для изотонов с $N = 88$ (рис. 10).

3. Приведенная на рис. 16 зависимость A от J указывает на сигнатурное расщепление полосы. Начиная с $J = 11$ оно одинаково для всех трех изотонов. В интервале $J = 13 \div 24$ наблюдается

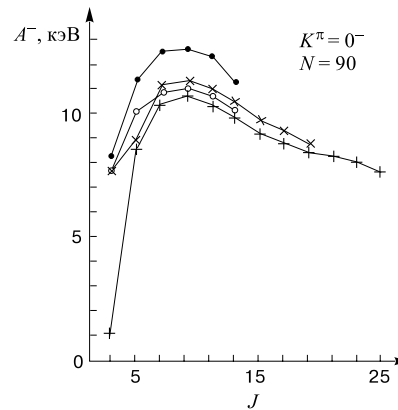


Рис. 14. Инерционные параметры A^- в полосах с $K^\pi = 0^-$ изотонов с $N = 90$: ($\bullet$) ^{146}Ba , ($\circ$) ^{152}Sm , ($+$) ^{154}Gd , ($\times$) ^{156}Dy

Таблица 9. Энергия уровней с $J = 4, 12$ и 13 в полосах с $K^\pi = 4^-$ в ^{158}Er и изотонах с $N = 90$

Ядро	$E(4^-)^*$	$E(12^-)$	$E(13^-)$
^{154}Gd	2080,8	—	—
^{158}Er	—	2954,7	3154,8
^{160}Yb	1567,5	2978,5	3195,4
^{162}Hf	—	3030,6	3247,5

*Расчетное значение по модели $E(4^-) = 2,0$ МэВ.

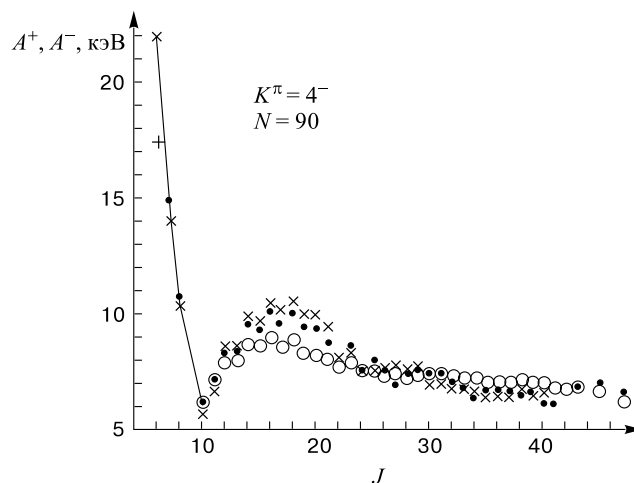


Рис. 15. Инерционные параметры длинных полос 4^- в изотонах с $N = 90$: ($\circ$) ^{156}Dy , ($\bullet$) ^{158}Er , ($\times$) ^{160}Yb

большое и одинаковое для трех ядер сигнатурное расщепление. В этом интервале близки абсолютные значения энергии уровней. В табл. 9 в качестве примера приведены значения энергии уровней с $J = 4, 12$ и 13 . Различие не превышает 100 кэВ.

Приведенные доводы кажутся убедительными для новой идентификации полос в ^{158}Er и ^{162}Hf .

4.6. Ядро $^{160}_{68}\text{Er}_{92}$. Исследование ядра ^{160}Er , $T = 28,59$ ч проводилось при распаде двух изомерных состояний ^{160}Tm и в ядерных реакциях с тяжелыми ионами. Распад ^{160}Tm , $T = 9,4$ мин, $J^\pi = 1^-$, $p411\downarrow - n521\uparrow$, $Q(\varepsilon) = 5890(100)$ кэВ, $\mu = +0,156$ яд.магн., $Q = 0,582$ б. Распад ^{160}Tm , $T = 74,5$ с, $J = 5(p523\uparrow + n521\uparrow)$, $Q(\varepsilon) = 5890(100)$ кэВ.

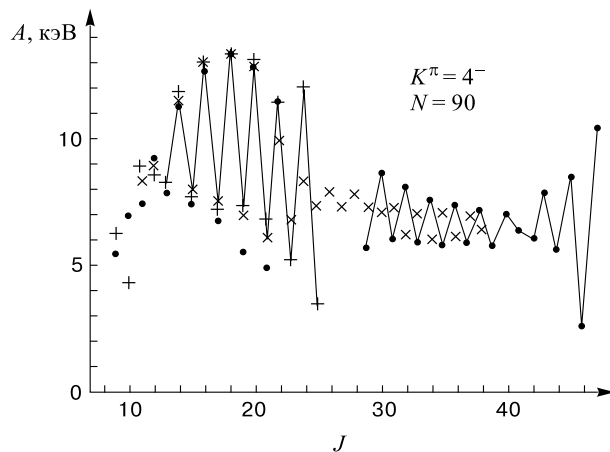


Рис. 16. Полосы 4^- в изотопах с $N = 90$: ($\bullet$) ^{158}Er , ($\times$) ^{160}Yb , ($+$) ^{162}Hf

Таблица 10. Полосы основных состояний в ^{160}Er и изотопах с $N = 92$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{148}Ba	141,7	23,62	20,10					
^{150}Ce	97,8	16,30	15,01	13,67	12,55			
^{152}Nd	72,4	11,85	11,61	11,30	10,94	10,54	9,84	9,45
		9,09	8,79	8,58				
^{154}Sm	81,98	13,66	13,26	12,59	11,96	11,32	10,71	10,13
		9,58						
^{156}Gd	88,97	14,83	14,23	13,48	12,68	11,87	11,05	10,21
		9,42						
^{158}Dy	98,92	16,49	15,58	14,57	13,54	13,53	11,50	10,43
		9,49	8,44	7,89	7,88	7,82	7,77	7,65
^{160}Er	125,60	20,94	18,85	17,05	15,46	13,99	12,59	10,97
		8,61	7,93	8,22	8,40	8,45	8,35	8,20
^{162}Yb	166,85	27,80	22,91	19,85	17,38	15,22	13,27	11,54
		10,02	8,81	8,35	8,32	8,40	8,20	7,60
^{164}Hf	211,05	35,17	26,91	22,51	19,46	16,73	15,01	11,54
^{166}W	252,3	42,05	30,28	25,01				

Полоса основного состояния ^{160}Er прослежена до состояния с $J = 34$ (табл. 10). До уровня с $J = 12$ происходит плавное уменьшение инерционного параметра A^+ , при $J = 16 - 18$ наблюдается «backbending», при больших J $A \sim 8$. Поведение ближайших изотонов ^{158}Dy и ^{162}Yb имеет такой же характер.

Таблица 11. Энергия возбужденных уровней с $K^\pi = 0^+$ в ^{160}Er и изотопах с $N = 92$

Ядро	0^+0_2	2^+0_2	$A^+(2)$	0^+0_3	2^+0_3	$A^+(2)$	0^+0_4	2^+0_4
^{152}Nd	1139	1250,9	18,65	—	—	—	—	—
^{154}Sm	1099,33	1177,81	13,08	1202,38	1286,36	14,33	—	—
^{156}Gd	1049,50	1129,41	13,32	1168,22	1258,05	14,97	1715,2	1771,1
^{158}Dy	990,53	1085,58	15,84	1269	1362	15,50	1549	—
^{160}Er	893,74	1008,07	19,06	—	—	—	—	—

Таблица 12. Энергия головных уровней γ -вибрационных полос в ^{160}Er и изотопах с $N = 92$

Ядро	^{154}Sm	^{156}Gd	^{158}Dy	^{160}Er	^{162}Yb
$E(2_\gamma^+)$	1440,05	1154,15	946,32	854,70	738,68

Таблица 13. Инерционные параметры γ -полос A^+ и A^- в ^{160}Er и изотопах с $N = 92$

Ядро	4	6	8	10	5	7	9	11
^{154}Sm	16,06	12,78			14,75	13,43		
^{156}Gd	14,38	13,92	12,24	11,36	14,38	13,18	11,58	10,40
^{158}Dy	15,53	14,66	13,55		15,01	13,89		
^{160}Er	19,52	17,14			18,28			
^{162}Yb	31,92							

Интересно проследить изменение энергии первых уровней 2^+ . Минимальное значение $E(2^+) = 72,4$ кэВ имеет ^{152}Nd , при меньших и больших Z энергия плавно возрастает, достигая в ^{166}W значения 252,3 кэВ, характерного для переходных, а не деформированных ядер. Имеется неоднозначность в принадлежности уровней с большими спинами к полосе основного состояния. В табл. 10 идентификация уровней отличается от [1].

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. В ^{160}Er наблюдалось лишь одно возбужденное состояние с $J^\pi = 0^+$ при энергии 893,74 кэВ. Из табл. 11 видно, что это самое низкое значение энергии уровня 0^+0_2 в изотопах с $N = 92$. С уменьшением числа нейтронов N происходит плавное возрастание энергии. Инерционные параметры A^+ сопоставимы с $A^+(2)$ в полосе основного состояния.

Гамма-вибрационная полоса в ^{160}Er и изотопах с $N = 92$. В табл. 12 показано плавное уменьшение с ростом Z энергии головных уровней γ -вибрационных полос в изотопах с $N = 92$. В каждой из полос имеет место

сигнатурное расщепление, поэтому в табл. 13 даны параметры A^+ и A^- отдельно для состояний с четными и нечетными спинами. Всюду наблюдается плавная зависимость A от Z и от J .

На рис. 17 продемонстрировано сигнатурное расщепление γ -полос. Более низкое положение точек, соответствующих уровням с четными спинами, связано с отталкиванием уровней с $K = 0$ и $K = 2$. Однако в ^{154}Sm уровни 2^+0_2 и 4^+0_2 расположены ниже, чем 2^{+2} и 4^{+2} , поэтому поднята точка при $J = 4$. В ^{156}Gd полоса 0_2^+ расположена ниже, а 0_3^+ выше γ -полосы. Из рис. 17 видно, что сильнее взаимодействие γ -полосы с полосой 0_3^+ . Для наблюдаемого изменения характера зависимости A от J нет видимых причин.

О состоянии с $K^\pi = 4^+$. В ^{162}Er не обнаружено состояния с $K^\pi = 4^+$. Его можно ожидать при энергии $\sim 1,8$ МэВ по расчету и по аналогии с соседними изотонами. Уровни 4^+ имеют энергию 1895,1 кэВ в ^{158}Dy , 1510,5 кэВ в ^{156}Gd и 1815,5 кэВ в ^{154}Sm . В ^{160}Er такое состояние могло бы заселяться при распаде ^{160}Tm , $J = 5$, $T = 74,5$ с.

Состояния с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Пока нет достоверных данных о полосах с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{160}Er и его ближайших соседях ^{158}Dy и ^{162}Yb . Уровни 1^-0 известны в ^{148}Ba , 687,2 кэВ, в ^{150}Nd , 1148,57 кэВ, в ^{154}Sm , 921,40 кэВ и в ^{156}Gd , 1366,5 кэВ. Полосы с $K^\pi = 1^-$ также наблюдались в этих ядрах. Уровни 1^- имеют энергию 1475,71 кэВ в ^{154}Sm и 1242,49 кэВ в ^{156}Gd . Эти числа могут быть полезными при изучении ^{158}Dy и ^{160}Er .

Уровень с $K^\pi = 2^-$. Из данных о распаде ^{160}Tm , 1^- следует, что уровень 1652,1 кэВ в ^{160}Er имеет характеристики 2^-2 , которые следуют из отношения $R = B(E1; 2^- \rightarrow 2^{+2})/B(E1; 2^- \rightarrow 2^{+0}) = 5$. Ожидается, что при $K = 0$ или 1 значение R не превышает 1.

Длинная полоса с $K^\pi = 4^-$. В реакциях с тяжелыми ионами в ^{160}Er наблюдались длинные полосы, которые начинаются с уровней 1638 кэВ, 4^- и 2104 кэВ, 9^- . По внутривибрационным переходам с $\Delta J = 2$ они прослежены до

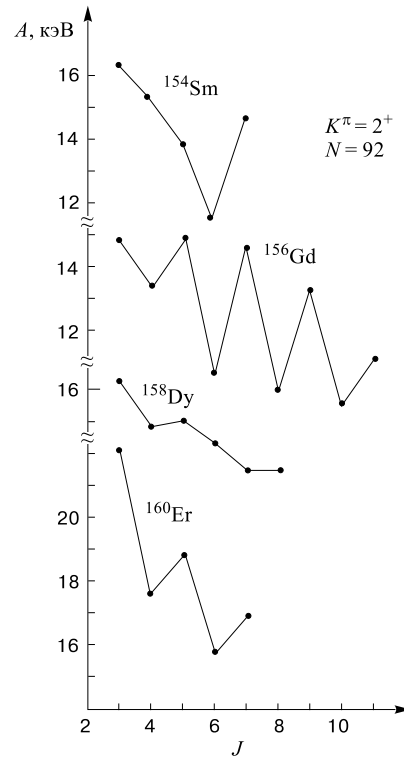
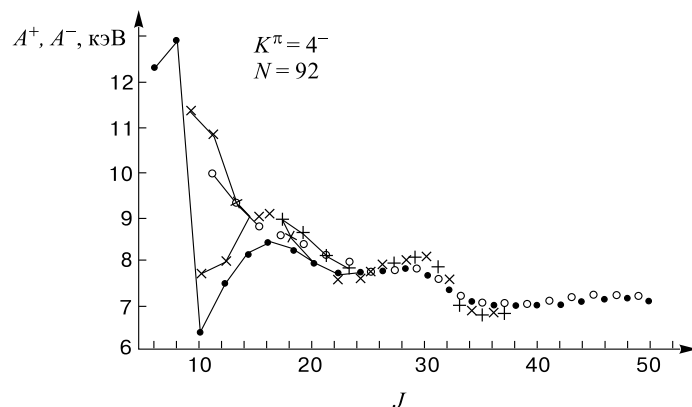
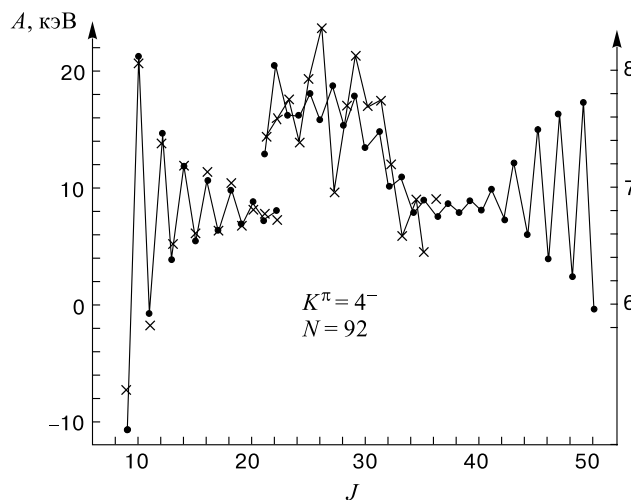


Рис. 17. Сигнатурное расщепление γ -полос в изотонах с $N = 92$

Рис. 18. Полосы 4^- в изотонах с $N = 92$: ($\bullet$), ($\circ$) ^{160}Er , ($\times$), ($+$) ^{162}Yb Рис. 19. Расщепление полос 4^- в ^{160}Er ($\bullet$) и в ^{162}Yb ($\times$). Правая шкала относится к правой части рисунка

состояний 21515 кэВ, 52^- и 19538 кэВ, 49^- . Три обстоятельства позволяют считать их уровнями одной полосы с $K^\pi = 4^-$ с заметным сигнатурным расщеплением.

1. На рис. 18 приведена зависимость от J инерционных параметров A^+ и A^- . Их ход очень близок для обеих ветвей полосы (точки для четных и нечетных спинов). Для двух ядер, ^{160}Er и ^{162}Yb , наблюдается провал A^+ при $J = 10$, затем имеют место три горба при $J = 16, 28$ и 46 . Для A^- (нечетные спины) первый горб явно не проявляется.

2. На рис. 19 приведена зависимость A от J . Здесь наблюдается сильное сигнатурное расщепление при $J < 20$ вплоть до инверсии уровней при $J = 9$ и 11, $A < 0$. Для анализа причин наблюдаемой зависимости нужно знать более полный спектр уровней ^{160}Er .

3. Близкая структура полос следует из наличия переходов между обеими сигнатурными ветвями полосы.

Приведенные данные позволяют не только определить $K = 4$ в этой длинной полосе. Сопоставление с расчетами Соловьева для протонных уровней позволяет приписать полосе структуру 4^- , $p411\downarrow + p523\uparrow$, $E(4^-) = 1,6$ МэВ. По правилу Галлахера–Мошковского нижнее состояние дублета 4^- и 3^- имеет первое значение, а полоса с $K = 3$ ожидается несколько выше. В реакциях с тяжелыми ионами она заселяется с меньшей вероятностью, так как расположена дальше от ирастовой линии.

Подобному анализу были подвергнуты длинные полосы в ^{162}Yb . Выявлено поразительное сходство спектров ^{160}Er и ^{162}Yb . Кресты на рис. 18 и 19 очень близки точкам, соответствующим ^{160}Er . Различие видно только на крупномасштабном рисунке (левая шкала рис. 19). Для установления причин сходства и различия спектров необходимы новые исследования этих ядер, включая поиск еще не обнаруженных нижних членов полосы с $J=4, 5$ и 6. Учитывая, что в ^{160}Er и ^{162}Yb близки уровни 8^- , 2294,1 и 2280,3 кэВ и 9^- , 2104 и 2153,14 кэВ соответственно, можно ожидать, что в ^{162}Yb $E(4^-) \sim 1,6$ МэВ близка к $E(4^-) = 1638$ кэВ в ^{160}Er и соответствует расчетному значению $E \sim 1,6$ МэВ.

Длинная полоса на уровне 2151 кэВ, 7^- . В реакциях с тяжелыми ионами наблюдалась последовательность уровней с $J^\pi = 7^- - 30^-$, которая начинается уровнем 2151 кэВ. На рис. 20 показана зависимость A от J . На общий плавный ход A с максимальным значением $A=12,23$ кэВ при $J = 11$ накладывается небольшое сигнатурное расщепление. До спинов $J = 18 - 20$ выше расположены уровни с нечетными спинами, но при $J > 20$ положение меняется на обратное. Сопоставление рис. 19 и 20 показывает, что в рассматриваемой полосе с $K = 7$ расщепление составляет $\sim 0,1$ кэВ, а не ~ 30 кэВ, как в полосе с $K = 4$.

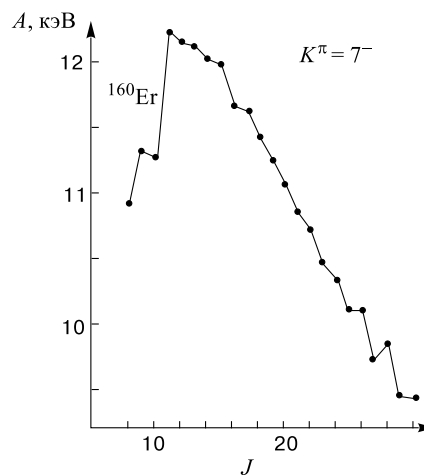


Рис. 20. Инерционные параметры полосы с $K^\pi = 7^-$ в ^{160}Er

Эту картину можно качественно понять, если предположить, что это полоса с $K^\pi = 7^-$, $n505\uparrow + n651\uparrow$, которая по расчетам Соловьева ожидается при $E=2,3$ МэВ. Других двухчастичных нейтронных полос с большими K^π модель не предсказывает до 3 МэВ, и полоса оказывается относительно изолированной. Она не очень сильно смешивается с обсужденной выше двухчастичной протонной полосой 4^- , на которую могут влиять и ожидаемые близкие к ней полосы с $K^\pi = 3^-$ и 5^- .

4.7. Ядро $^{162}_{68}\text{Er}_{94}$. Исследования ядра ^{162}Er (0,14 % в естественной смеси изотопов) проводились в следующих процессах.

1. Распад ^{162}Tm , $T = 21,70$ мин, $J^\pi = 1^-$, $p411\downarrow - n521\uparrow$, $Q = 4790$ кэВ.
2. Распад ^{162m}Tm , $T = 24,3$ с, $J^\pi = 5^+$, $p523\uparrow + n521\uparrow$, $Q = 4790$ кэВ.
3. Кулоновское возбуждение.
4. Реакции $^{162}\text{Er}(d, d')$.
5. Ядерные реакции с тяжелыми ионами.

Распад изомера ^{162}Tm , 5^+ происходит с наибольшей вероятностью на уровень 1712,08 кэВ, 4^+ . Значение $\lg ft = 4,7$ β -перехода позволяет однозначно приписать исходному ядру характеристики 5^+ , $p523\uparrow + n521\uparrow$, конечному состоянию 4^+ , $n523\downarrow + n521\uparrow$. Здесь происходит *au* β -распад $p523\uparrow \rightarrow n523\downarrow$. Разрядка уровня 1712,08 кэВ идет на уровни 2^+ , 3^+ и 4^+ γ -вибрационной полосы, как и разрядка уровня 1694,37 кэВ в ^{160}Dy .

Значения $\lg ft$ β -переходов на уровни 4^+ и 6^+ полосы основного состояния 5,8 и 6,0 соответствуют *ah* β -распаду. Здесь не видно заметного проявления K -запрета. Схема распада этого изомера более сложная, чем указано в [1], она требует дальнейших исследований. Так, должен заселяться уровень 5^+4 при $E \sim 1830$ кэВ с $\lg ft \sim 5$, аналогично распаду ^{160}Ho .

Полоса основного состояния ^{162}Er . Полоса основного состояния ^{162}Er наблюдалась до состояния с $J = 44$, 15832 кэВ в реакциях с тяжелыми ионами. Имеется пробел при $J = 22, 24$. В табл.14 приведены данные об инерционных параметрах полос в изотонах с $N = 94$. Они плавно уменьшаются с ростом спина. Скачки в ^{164}Yb , $J = 16$ и в ^{168}W , $J = 14$ можно связать с пересечением полос.

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. Три возбужденных уровня с $J^\pi = 0^+$ наблюдались в ^{162}Er . Из табл. 15 видно, что имеется плавность в ходе энергии уровней 0^+ во всех трех полосах в изотонах с различными Z .

Гамма-вибрационная полоса. При довольно скудных данных о γ -полосах изотонов с $N = 94$ обнаруживается плавное уменьшение энергии головных уровней 2^+ с ростом Z (табл.16). На рис.21 показано сигнатурное расщепление γ -полос. Имеющиеся данные о пониженной энергии уровней с четными спинами указывают на эффект расталкивания уровней γ -полосы и находящихся на 200–300 кэВ выше уровней полос с $K^\pi = 0^+$ (табл. 15).

Таблица 14. Полосы основных состояний в ^{162}Er и изотопах с $N = 94$. Инерционные параметры

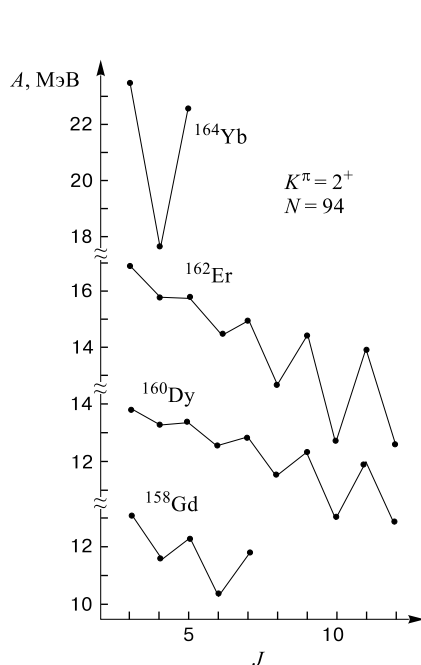
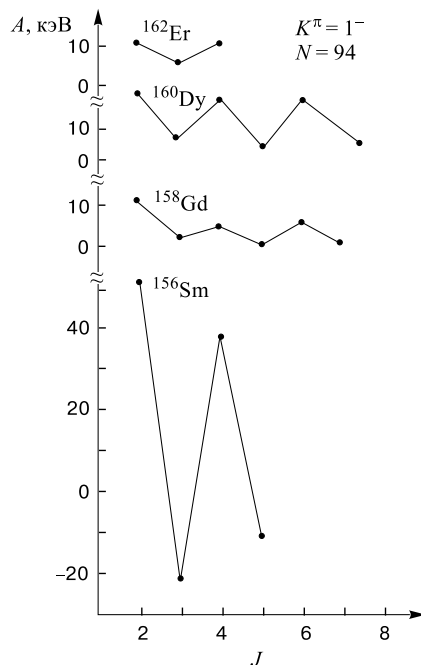
Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{152}Ce	81,7	13,62	13,04	12,47	11,85	11,22	10,60	9,97
^{154}Nd	71,1	11,85	11,61	11,30	10,94	10,54	10,14	9,72
^{156}Sm	75,89	12,65	12,42	12,15				
^{158}Gd	79,51	13,25	13,00	12,62	12,18	11,74	11,22	
^{160}Dy	86,79	14,66	14,08	13,52	12,86	12,15	11,37	10,44
^{162}Er	102,04	17,01	16,25	15,34	14,34	13,32	12,22	10,75
^{164}Yb	123,36	20,56	18,73	17,00	15,44	14,12	12,53	10,55
^{166}Hf	158,7	26,45	22,27	19,40	16,99	14,88	12,91	11,95
^{168}W	199,3	33,22	25,95	21,81	18,01	15,83	11,21	13,01
^{170}Os	286,70	47,78	33,09	26,16	20,68	17,77	12,72	10,68

Таблица 15. Энергия возбужденных уровней с $K^\pi = 0^+$ в ^{162}Er и изотопах с $N = 94$

Ядро	0^+0_2	2^+0_2	$A^+(2)$	0^+0_3	2^+0_3	$A^+(2)$	0^+0_4	2^+0_4	$A^+(2)$
^{156}Sm	1068								
^{158}Gd	1196,10	1259,81	10,62	1452,30	1517,40	10,85	1743,08	1791,70	8,10
^{160}Dy	1280,0	1349,6	11,63	1443,4	1518,7	12,51	1953,2	2012,1	9,82
^{162}Er	1087,16	1171,04	11,72	1420,46	1500,49	13,34	2114,2	2192,1	12,98
^{164}Yb	975,9	1073,8	16,32						
^{166}Hf	694,7	851,7	26,17						

Таблица 16. Энергия головных уровней γ -вибрационных полос в ^{162}Er и изотопах с $N = 94$

Ядро	^{156}Sm	^{158}Gd	^{160}Dy	^{162}Er	^{164}Yb	^{166}Hf
$E(2^+_\gamma)$	1141	1187,10	966,17	900,73	863,9	810,1

Рис. 21. Расщепление γ -полос в изотопах с $N = 94$ Рис. 22. Расщепление полос 1^- в изотопах с $N = 94$

Двухчастичные нейтронные состояния 4^+ . Выше было показано, что уровень 1712,20 кэВ имеет характеристики 4^+ , $n523\downarrow + n521\uparrow$. Расчет дает энергию возбуждения 1,7 МэВ. В табл. 17 приведены данные о ротационных уровнях полос с $K^\pi = 4^+$ трех изотонов. Для ^{158}Gd и ^{160}Dy известны по два уровня 4^+ . Возможно, проявляется состояние $p413\downarrow + p411\uparrow$, $E_{\text{расч}} = 1,6$ МэВ в ^{158}Gd , и/или двухфононное $\gamma\gamma$ -состояние.

Полоса с $K^\pi = 0^-$. В реакциях с тяжелыми ионами полоса с $K^\pi = 0^-$ возбуждалась до состояний с большими спинами, $J = 33$, но не удалось

Таблица 17. Энергия уровней $4^+ 4$ и $5^+ 4$ в ^{162}Er и изотопах с $N = 94$

Ядро	$4^+ 4_1$	$5^+ 4_1$	$A(5)$	$4^+ 4_2$	$5^+ 4_2$	$A(5)$
^{158}Gd	1380,57	1499,04	11,85	1920,18	2017,8	9,76
^{160}Dy	1694,37	1802,44	10,79	2096,85	—	—
^{162}Er	1712,20	—	—	—	—	—

Таблица 18. Энергия головных уровней 1^- и уровней 3^- полос с $K^\pi = 0^-$ в ^{162}Er и изотонах с $N = 94$

Ядро	^{156}Sm	^{158}Gd	^{160}Dy	^{162}Er
$E(1^-)$	1110,4	1263,46	1489,8	1352,17
$E(3^-)$	—	1402,86	—	1356,77

Таблица 19. Энергия уровней и инерционные параметры в полосе с $K^\pi = 0^-$ в ^{162}Er

J	1	3	5	7	9	11	13
$E(J)$	1352,17	1356,77	1460,12	1682,25	1985,98	2368,19	2817,75
A^-	—	0,46	5,74	8,54	8,93	9,07	8,99

Таблица 20. Энергия головных уровней полос с $K^\pi = 1^-$ в изотонах с $N = 94$

Ядро	^{156}Sm	^{158}Gd	^{160}Dy	^{162}Er
$E(1^-)$	803,69	977,09	1285,59	1506,36

Таблица 21. Энергия нижних уровней полос с $K^\pi = 4^-$ в изотонах с $N = 94$

Ядро	4	5	6	7	8	9	10
^{158}Gd	1636,2	1716,7	1814,1				
^{160}Dy	1786,5	1860,1	1954,3	2043,7			
^{162}Er	1542,6	—	1761,2	—	2061,9	—	2429,5
^{164}Yb	1551,5	1443,1	1799,0	1674,7	2124,0	1999,5	2483,8
^{166}Hf	—	—	—	1726,3	2197,3	2078,5	2539,7
^{168}W	1577,5	1537,0	1915,8	1835,2	2318,4	2213,1	2620,7
^{170}Os	—	1696,9	—	2084,4		2502,6	

увидеть уровни с $J = 15 \div 23$. В табл. 18 приведены энергии уровней 1^- и 3^- , а в табл. 19 – инерционные параметры полосы. Значения A^- в ^{162}Er возрастают от очень малого $A^- = 0,46$ до обычного значения $A^-(13) = 8,99$. При $J = 25 \div 33$ значения $A^- \sim 7,9$.

Полоса с $K^\pi = 1^-$; уровень 1572,83 кэВ, 2^-2 . В табл. 20 и на рис. 22 приведены данные о полосах с $K^\pi = 1^-$ в изотонах с $N = 94$, включая ^{162}Er . Характерными особенностями полос является возрастание энергии с

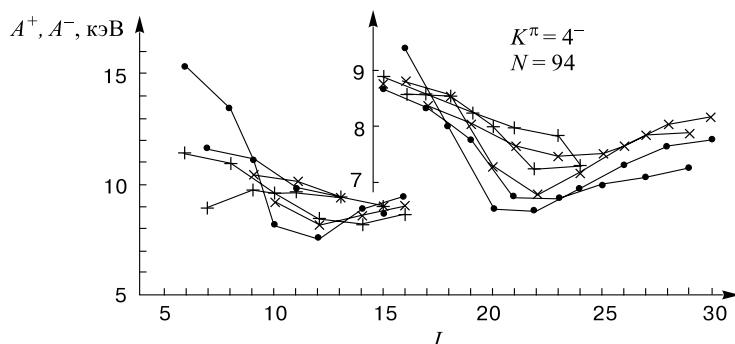


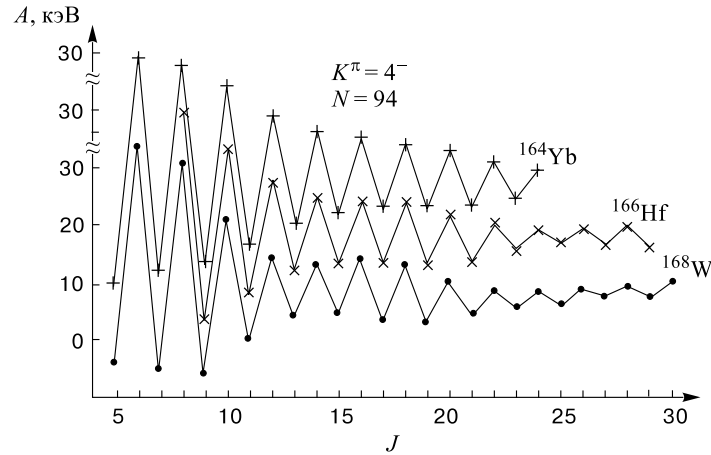
Рис. 23. Инерционные параметры A^+ и A^- полос 4^- в изотонах с $N = 94$: (+) ^{164}Yb , ($\times$) ^{166}Hf , ($\bullet$) ^{168}W

ростом Z и значительное сигнатурное расщепление. Особенно велико оно в ^{158}Sm . Причиной может служить кориолисово расталкивание уровней полос с $K = 0$ и 1. Во всех изотонах полоса $K = 0$ расположена выше, что приводит к опусканию уровней с нечетными спинами в полосе с $K = 1$, что видно на рис. 22.

Нужно отметить, что в ^{162}Er требуется уточнение экспериментальных данных о полосе, так как к ней отнесен уровень 1572,83 кэВ, 2^- , а он имеет свойства уровня с $K = 2$. Приведенные вероятности перехода на γ -полосу значительно больше, чем на первый уровень 2^+ , $B(E1; 2^- \rightarrow 2\gamma)/B(E1; 2^- \rightarrow 2g) = 95$. Длинная полоса с $K = 2$ на головном уровне 1264,74 кэВ имеется в соседнем ядре ^{160}Dy , но отсутствие данных о ^{162}Er не позволяет провести необходимое сравнение.

Полосы с $K^\pi = 4^-$. В реакциях с тяжелыми ионами наблюдалась часть полосы с $K^\pi = 4^-$, включающая уровни с четными спинами. В табл. 21 показано, что в соседних ядрах близки энергии уровней полос. В длинных полосах связаны уровни с четными и отдельно с нечетными спинами. Как правило, они не были отнесены к одной полосе. В пользу принятой интерпретации служит близость энергии уровней, плавная зависимость A , A^+ и A^- от J и от Z . В оригинальных работах наблюдались внутриволосные переходы и иногда переходы между ветвями полос с разной сигнатурой (четностью спинов). На рис. 23 показана зависимость от J параметров A^+ и A^- , а на рис. 24 — инерционных параметров A . Видно большое сигнатурное расщепление полос. Такая зависимость может быть, если A относится к полосам с различными K . Однако подобие трех ядер делает маловероятным такое предположение, хотя его нельзя исключить.

Интерпретация полос возможна в рамках квазичастично-вибрационной модели. По ее предсказаниям в изотонах с $N = 94$ низко (при $E = 1, 6$ МэВ)

Рис. 24. Инерционные параметры A полос 4^- в изотонах с $N = 94$

находится уровень 4^- , $n521\uparrow + n642\uparrow$, что соответствует табл.21. Близкий уровень 5^- , $n523\downarrow + n642\uparrow$ ожидается при 1,7 МэВ, но соответствующие полосы пока достоверно не проявились на опыте. Энергия протонных уровней сильно меняется в зависимости от Z , они не могут показать такого подобия, какое наблюдается в изотонах с $N = 94$ для нейтронных уровней.

4.8. Ядро $^{164}_{68}\text{Er}_{96}$. Исследования ядра ^{164}Er (1,56 % в естественной смеси изотопов эрбия) проводились в следующих ядерных процессах.

1. Распад $^{164g}_{67}\text{Ho}_{97}$, $T = 29$ мин, $J^\pi = 1^+$, $p523\uparrow - n523\downarrow$, $Q(\beta^-) = 1013,1$ кэВ. Распад происходит на основное и первое возбужденное состояние ^{164}Er с $\lg ft = 5,3$ и $5,4$ соответственно.

2. Распад $^{164m}_{67}\text{Ho}$, $T = 37,5$ мин, $J^\pi = 6^-$, $p523\uparrow + n642\uparrow$ происходит на уровне ^{164}Dy , но не ^{164}Er .

3. Распад $^{164g}_{69}\text{Tm}_{95}$, $T = 2,0$ мин, $J^\pi = 1^+$, $p523\uparrow - n523\downarrow$, $Q(\varepsilon) = 3962(20)$ кэВ, $\lg ft = 4,8$, β -переход идет на основное состояние.

4. Распад $^{164m}_{69}\text{Tm}$, $T = 5,1$ мин, $J^\pi = 6^-$, $p404\downarrow + n523\downarrow$.

5. Кулоновское возбуждение.

6. $^{164}\text{Er}(d, d')$.

7. $^{162}\text{Dy}(\alpha, 2n\gamma)$.

8. (ТИ, $xn\gamma$).

9. $^{166}\text{Er}(p, t)$.

10. $^{164}\text{Er}(n, n'\gamma)$.

Полоса основного состояния ^{164}Er . Полоса основного состояния ^{164}Er наблюдалась в реакциях с тяжелыми ионами до состояния с $J = 22$, 5651,5 кэВ. В табл.22 указаны инерционные параметры A^+ . Они плавно падают с увеличением J . Скачок при $J = 14 - 16$ может быть связан с

Таблица 22. Полосы основных состояний в ^{164}Er и изотонов с $N = 96$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/18	4/20	6/22	8	10	12	14	16
^{156}Nd	66,9	11,5	11,06	10,85	10,58	10,29	9,99	9,69	9,44
^{158}Sm	72,8	12,13	11,96	11,73	11,53	11,11	10,85	10,54	
^{160}Gd	75,26	12,54	12,37	12,13	11,76	11,39	10,99	10,57	10,17
^{162}Dy	80,66	13,44	13,21	12,86	12,41	11,95	11,45	10,94	10,41
^{164}Er	91,39	15,23	14,86	14,32	14,67	12,99	12,28	11,48	11,43
^{166}Yb	102,37	10,14	9,58	9,11					
		17,16	16,29	15,34	14,34	13,35	12,38	11,17	11,46
		10,01							
^{168}Hf	123,9	20,65	18,68	16,82	15,24	13,72	12,39	11,72	11,04
		9,99	9,32	10,19					
^{170}W	156,85	25,14	21,84	18,78	16,26	14,16	12,23	12,11	11,26
^{172}Os	227,77	37,96	27,03	20,38	15,68	13,13	11,75	11,76	10,06
		9,82	9,28	8,73					

пересечением полос. Здесь же приведен материал об изотонах с $N = 96$. В соседнем ^{166}Yb плавность хода A^+ нарушается при тех же спинах. Во всей совокупности изотонов с $N = 96$ наблюдается плавное спадание A^+ , только в ^{178}Os A^+ спадают быстрее, чем в других ядрах, что свидетельствует о большей его мягкости.

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. В ^{164}Er известны 7 возбужденных состояний с $J^\pi = 0^+$ (табл. 23). Они обнаружены в распаде ^{164}Tm , 1^+ [14], три из них — в реакции (p, t) . Из табл. 23 следуют важные выводы.

1. У каждого из уровней 0^+ имеется ротационный сателлит 2^+ . Однако расстояние между уровнями 2^+ и 0^+ находится в довольно большом интервале энергии от 66 до 105 кэВ.

2. По правилам Алаги для β -распада на уровни 0^+ и 2^+ в каждой полосе ожидается, что отношение приведенных вероятностей $ft(1^+ \rightarrow 2^+) : ft(1^+ \rightarrow 0^+) = 2, 0$. Из табл. 24 виден широкий разброс этих значений.

3. На каждый из уровней 0^+ идет разрешенный по обычным правилам отбора незаторможенный β -переход. Для перехода на основное состояние $\lg ft = 4, 8$, на другие уровни — значительно больше (табл. 24).

4. Значения параметра Расмуссена $X = B(E0)/B(E2)$ сильно различаются. Разброс достигает двух порядков величины. Набор свойств из табл. 24 позволит выбрать лучшую модель для их объяснения.

Гамма-вибрационная полоса. Положение уровней с $J^\pi = 2^+ - 21^+$ γ -вибрационной полосы прослежено при исследовании ядерных реакций с

Таблица 23. Энергия возбужденных уровней с $K^\pi = 0^+$ в изотопах с $N = 96$

Ядро \ K_i^π		0_1^+	0_2^+	0_3^+	0_4^+
^{160}Gd	$E(0)$	0	1325,73	1379,56	—
	$E(2)$	75,26	1377,06	1435,99	—
	$A^+(2)$	12,54	8,55	9,40	
^{162}Dy	$E(0)$	0	1400,14	1665,8	2126
	$E(2)$	80,66	1453,44	1728,0	—
	$A^+(2)$	13,44	8,88	10,37	
^{164}Er	$E(0)$	0	1246,05	1416,58	1702,17
	$E(2)$	91,39	1314,60	1483,16	1788,41
	$A^+(2)$	15,23	11,40	11,20	14,37
	$E(0)$	1765,83	1841,6	1861,3	2172,76
	$E(2)$	1833,42	1911,10	1953,91	2278,21
	$A^+(2)$	11,27	11,58	15,43	9,24
^{166}Yb	$E(0)$	0	1043		
	$E(2)$	102,38	1144,2		
	$A^+(2)$	17,16	16,90		
^{168}H	$E(0)$	0	941,6		
	$E(2)$	123,9	1057,9		
	$A^+(2)$	20,65	19,38		
^{172}Os	$E(0)$	0	758,27		
	$E(2)$	227,77	810,01		
	$A^+(2)$	37,96	8,62		

Таблица 24. Свойства полос с $K^\pi = 0^+$ в ^{164}Er

№	$E(0^+)$	$E(2) - E(0)$	$\frac{ft(1 \rightarrow 2^+)}{ft(1 \rightarrow 0^+)}$	$\frac{ft(1 \rightarrow 0_2^+)}{ft(1 \rightarrow 0_1^+)}$	$X(0^+)$
1	0	91,39	2,5(6)	1,0	—
2	1246,05	68,6	1,4(3)	0,054(9)	0,26(4)
3	1416,58	66,58	2,3(3)	0,030(6)	0,14(5)
4	1702,17	86,24	1,7(3)	0,070(12)	0,069(25)
5	1765,85	67,59	2,8(4)	0,071(12)	0,51(15)
6	1841,6	69,5	0,09(3)	0,0025(8)	2,3(7)
7	1861,3	92,6	0,12(3)	0,0043(11)	—
8	2172,76	105,5	4(1)	0,10(3)	4,5(15)

тяжелыми ионами. Недавняя работа [15] выполнена на многодетекторной установке «Гамма–Сфера» и позволила проследить γ -полосу в ^{162}Dy до уровня с $J = 18$. В табл. 25 показано, что головные уровни в изотопах с $N = 96$ имеют близкую энергию возбуждения в интервале $860 \div 988$ кэВ.

Таблица 25. Энергия головных уровней гамма-вибрационных полос в ^{164}Er и изотопах с $N = 96$

Ядро	^{160}Gd	^{162}Dy	^{164}Er	^{166}Yb	^{168}Hf	^{172}Os
$E(2_{\gamma}^+)$	988,40	888,22	860,18	932,35	875,4	918,79

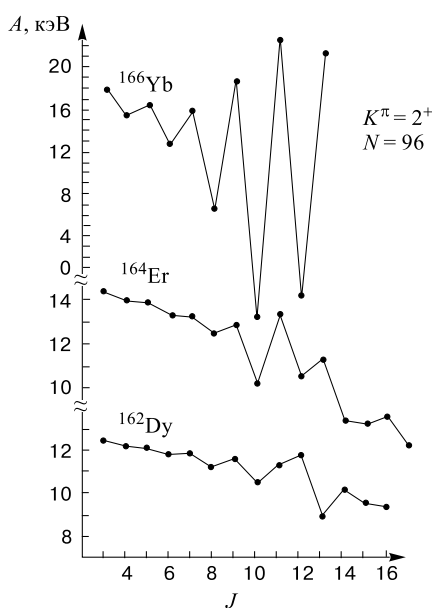


Рис. 25. Расщепление γ -полос в изотопах с $N = 96$

Параметры инерции A , определенные по соседним уровням, имеют скачкообразный ход, что говорит о сигнатурном расщеплении полос (рис. 25). Эффект выражается в понижении уровней с четными спинами и вызван, по-видимому, расталкиванием уровней с одинаковыми спинами в γ -полосе и полосах, основанных на возбужденных состояниях 0_i^+ , где $i \geq 2$. Во всех трех рассмотренных ядрах нижние уровни γ -полосы лежат ниже уровней полос с $K = 0$, и эффект расталкивания качественно одинаков. Для более детального рассмотрения были вычислены инерционные параметры A^+ и A^- . Результаты приведены в табл. 26. Внимание привлекло изменение характера расщепления в ^{162}Dy при $J = 12$. Из рис. 26 видно, что при плавном ходе $A^-(J)$ значения $A^+(J)$ имеют заметный скачок при $J = 12$. Скачок в другую сторону проявился в полосе 0_2^+ при том же спине. Объяснение эффекта следует из табл. 27. При $J = 12$ происходит пересечение полос с $K = 0$ и 2. Начиная с $J = 12$ уровни γ -полосы оказываются выше уровней полосы с $K = 0$. Отметим, что пересечение этой же полосы 0_2^+ с полосой основного состояния при $J = 20$ вызывает первый «backbending».

Полоса с $K^{\pi} = 4^+$. В ^{164}Er известна полоса, основанная на уровне 1712,2 кэВ, 4^+ . Из табл. 28 видно различие энергии головных уровней и инерционных параметров в изотопах с $N = 96$ (см. также рис. 27). Причиной служит различие в природе уровней 4^+ . В ^{160}Gd его можно интерпретировать как протонное состояние $p413\uparrow + p411\uparrow$, $E_{\text{расч}} = 1,6$ МэВ, в ^{162}Dy — $n521\uparrow + n523\downarrow$, $E_{\text{расч}} = 1,7$ МэВ, а в ^{164}Er не ожидается двухчастичных уровней до

Таблица 26. Инерционные параметры A^+ и A^- в γ -полосах изотопов с $N = 96$

Ядро	4	6	8	10	12	14	16	18	
^{162}Dy	12,35	11,98	11,53	10,98	11,63	9,67	9,48	8,69	
^{164}Er	14,18	13,65	12,89	11,56	11,93	9,88	8,61	8,05	
^{166}Yb	16,46	14,53	10,00	8,70	10,14				
^{168}Hf	24,36								
	5	7	9	11	13	15	17	19	21
^{162}Dy	12,16	11,83	11,40	10,94	10,42	9,90	9,15	7,34	7,12
^{164}Er	13,96	13,35	12,70	11,96	11,56	8,47	7,56		
^{166}Yb	16,04	14,49	13,12	11,82	11,00				

2,5 МэВ, и наблюдаемая полоса может относиться к двухфононному $\gamma\gamma$ -вибрационному состоянию, энергия которого $E(4^+) = 1702,2$ кэВ близка к $2E(2^+) = 1720,4$ кэВ, предсказываемой вибрационной моделью.

Полоса с $K^\pi = 0^-$. На головном уровне 1386,6 кэВ, 1^-0_1 построена ротационная полоса до состояния 2470 кэВ, 11^- . В табл. 29 показано поведение инерционных параметров A^- в зависимости от J . В отличие от полос с положительной четностью здесь наблюдается возрастание A^- .

В изотопах с $N = 96$ головные уровни 1^- имеют близкие энергии $1224 \div 1386$ кэВ. Качественно похож и ход параметров A^- . Близкие значения A^- наблюдаются при $J = 9$ и 11. Однако для ^{166}Yb обнаруживается резкий скачок A^- при $J = 9$. Трудно сказать, связано это с интерпретацией экспериментальных данных или вызвано физическими причинами.

Полоса с $K^\pi = 1^-$. Во многих ядрах полосы с $K^\pi = 1^-$ подвержены сильному сигнатурному расщеплению, где значительная роль принадлежит взаимодействию Кориолиса с полосой $K^\pi = 0^-$. Поэтому скачки в значе-

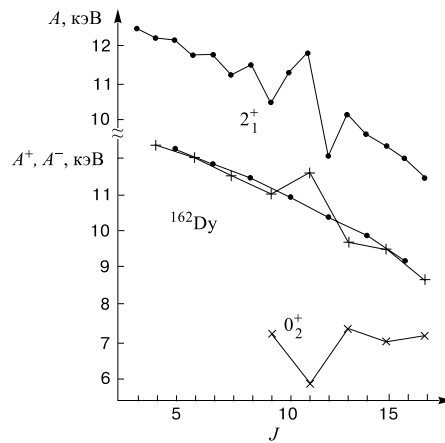


Рис. 26. Эффект пересечения полос с $K^\pi = 2^+$ и 0^+ в ^{164}Dy , приводящий к нарушению плавной зависимости энергии уровней с четным спином и к перемене сигнатурного расщепления при $J = 12$

Таблица 27. Энергия уровней трех полос при их пересечении и инерционные параметры ^{164}Er

J	0_1^+			0_2^+			2_γ^+		
	E	A^+	ΔA^+	E	A^+	ΔA^+	E	A^+	ΔA^+
8	921,0	—	—	1985,9	—	—	1670,2	—	—
10	1374,9	11,95	—	2262,3	7,27	—	2087,5	10,98	—
12	1901,4	11,45	0,50	2534,8	5,92	+1,35	2622,5	11,63	-0,65
14	2481,7	10,94	0,51	2934,8	7,41	-1,49	3144,8	9,67	+1,95
16	3138,5	10,41	0,53	3374,3	7,09	+0,32	3732,8	9,48	+0,19
18	3830,7	9,89	0,52	3878,8	7,21	-0,12	4340,8	8,69	+0,79
20	4577,1	9,57	0,32	4434,8	7,13	+0,08	—	—	—

Таблица 28. Энергия уровней ротационных полос с $K^\pi = 4^+$ в изотонах с $N = 96$

J	^{160}Gd		^{162}Dy		^{164}Er	
	E	A	E	A	E	A
4	1070,42	—	1535,86	—	1702,2	—
5	1192,69	12,23	1632,61	9,67	1806	10,40
6	1331,11	11,53	1752,08	9,96	1929	10,25
7	—	—	1887,81	9,70	2082	10,23
8	—	—	2041	9,56	2275	12,06
9	—	—	2212	9,50	—	—
10	—	—	2398	9,30	—	—
11	—	—	2602	9,27	—	—
12	—	—	2817	8,96	—	—

Таблица 29. Энергия головных уровней 1^- полос с $K^\pi = 0^-$ и инерционные параметры A^- изотонов с $N = 96$

Ядро	$E(1^-)$	3	5	7	9	11
^{160}Gd	1224,28	6,58	7,65	8,31	8,76	8,86
^{162}Dy	1276,6	8,13	8,92	9,12	10,17	9,60
^{164}Er	1386,6	4,74	6,72	8,04	8,56	9,88
^{166}Yb	1358,9	5,37	8,44	10,10	3,16	11,31

ниях A в ^{162}Dy не удивительны (табл. 30). Близкое расположение нескольких полос с разными K затрудняет анализ полос с $K = 1$.

Полосы с $K^\pi = 2^-$. Большая плотность уровней с отрицательной четностью в ^{164}Er приводит к смешиванию волновых функций, к сдвигу и даже

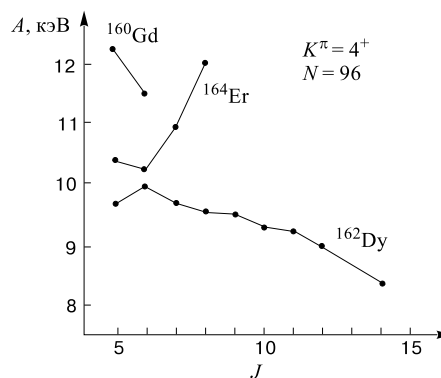
Таблица 30. Энергия уровней и инерционные параметры в полосах с $K^\pi = 1^-$ в ^{162}Dy и ^{164}Er

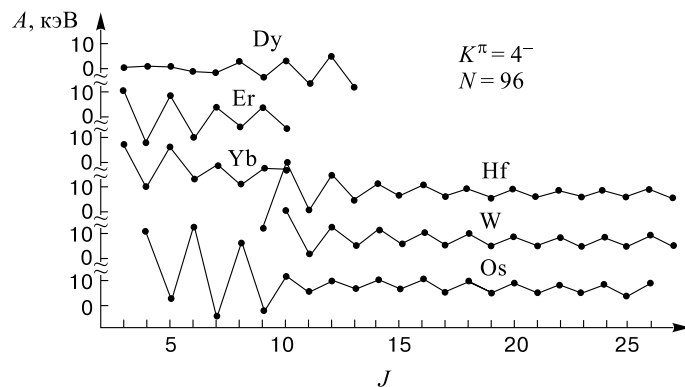
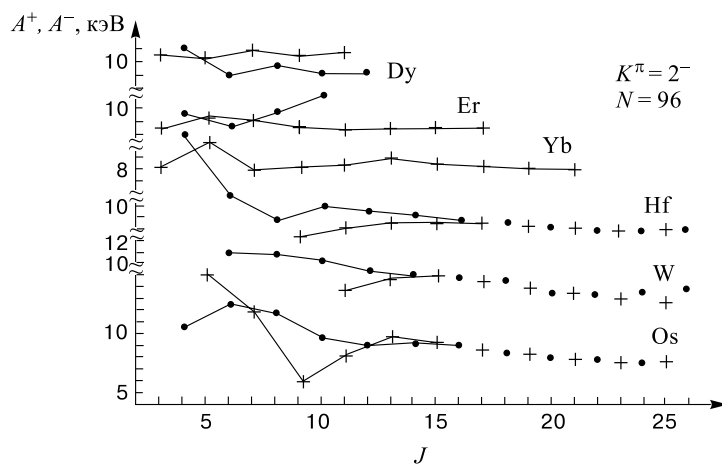
Ядро		1	2	3	4
^{162}Dy	E	1637,1	1691,6	1739,1	1852,0
	A	—	13,62	7,92	14,11
^{164}Er	E	1577,5	1635,7	1741,4	—
	A	—	14,55	17,61	—

Таблица 31. Энергия нижних уровней в полосах с $K^\pi = 2^-$ в изотонах с $N = 96$

J	^{162}Dy	^{164}Er	^{166}Yb	^{168}Hf	^{170}W	^{172}Os
2	1148,29	1495,0	1503,43	—	—	—
3	1210,15	1631,4	1607,42	—	—	1468,8
4	1297,07	1610,4	1616,82	—	—	1727,6
5	1390,3	1798,6	1790,34	—	1517,4	1656,4
6	1530,1	1813,9	1835,7	—	—	2061,3
7	1637,7	2018,0	1959,0	—	1792,0	1978,5
8	1846,0	2090,9	2073,0	2193,2	—	2415,1
9	1957,9	2337,3	2209,5	2066,7	2159,8	2374,6
10	2234,8	2421,0	2362,5	2466,6	2552,0	2635,4

к инверсии ротационных уровней. В табл. 31 приведены данные о нижних уровнях полос в 6 ядрах, которым здесь приписаны $K^\pi = 2^-$. Ранее эти полосы были идентифицированы только в ^{162}Dy и ^{164}Er . Для других изотонов в [1] представлены только наблюдаемые на опыте полосы, но в них не проявились низкоспиновые члены, как это видно из табл. 31. В то же время при $J = 9$ и 10 видны близкие значения энергии уровней и их плавное изменение от ядра к ядру. Поскольку требовалось определить структуру полос, то было проведено рассмотрение инерционных параметров A (рис. 28) и

Рис. 27. Инерционные параметры в полосах 4^+ в изотонах с $N = 96$

Рис. 28. Полосы 2^- в изотонах с $N = 96$ Рис. 29. Инерционные параметры A^+ и A^- в полосах 2^- в изотонах с $N = 96$

A^+ и A^- (рис. 29). Все полосы имеют сильное сигнатурное расщепление вплоть до уровней с наибольшими спинами. Этот эффект ранее не был продемонстрирован столь четко, известно, что он характерен для полос с $K^\pi = 2_\gamma^+$ и 1^- .

Замечателен тот факт, что в ^{164}Er и ^{166}Yb происходит сигнатурное расщепление, противоположное тому, что наблюдается в других четырех ядрах. Принимая гипотезу, что расщепление вызвано взаимодействием с уровнями полосы 0^- , в которой имеются только состояния с нечетными J , и что оно приводит к расталкиванию уровней, мы ожидаем увеличения энергии уровней с нечетными J в ^{164}Er и ^{166}Yb , где полоса 0^- расположена ниже, чем 2^- . В других изотонах полосы 0^- лежат выше, и уровни с нечетными J опус-

Таблица 32. Энергия головных уровней и инерционные параметры A^+ и A^- в полосах с $K^\pi = 5^-$ изотонов с $N = 96$

Нечетные спины				Четные спины			
Ядро	^{162}Dy	^{164}Er	^{166}Yb	Ядро	^{162}Dy	^{164}Er	^{166}Yb
$E(5^-)$	1485,71	1664,06	1790,4	$E(6^-)$	1576,11	1744,32	1868,2
7	7,62	6,98	6,45	8	7,72	7,33	6,82
9	7,52	7,74	7,39	10	8,00	7,81	7,59
11	8,11	7,14	7,34	12	8,04	8,04	10,16
13	8,05	8,14	6,91	14	—	8,06	8,09
15	—	8,03	8,47	16	—	7,95	8,06
17	—	7,94	8,15	18	—	7,80	7,89
19	—	7,84	7,92	20	—	7,65	7,69
21	—	7,72	7,70	22	—	7,53	7,55
23	—	7,61	7,49				

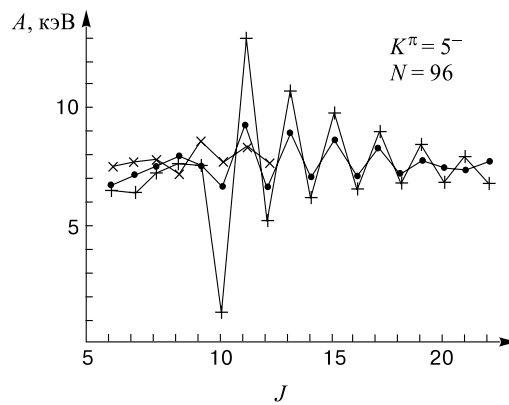


Рис. 30. Полосы 5^- в изотопах с $N = 96$: ($\times$) ^{162}Dy , ($\bullet$) ^{164}Er , ($+$) ^{166}Yb

каются. Это четко видно на рис. 28. Эффект сказывается на относительном положении A^+ и A^- (рис. 29). Приведенные данные являются основанием для приписания полосам $K^\pi = 2^-$. В ^{162}Dy и ^{164}Er эти полосы были идентифицированы в [3]. Зависимость A от J в полосах с другими K имеет другой вид, что делает убедительными наши доводы.

Полосы с $K^\pi = 5^-$. В реакциях с тяжелыми ионами наблюдались полосы с $K^\pi = 5^-$. Модельные расчеты дают энергию 1,6 МэВ в изотопах с $N = 96$ для уровней 5^- , $n642\uparrow + n523\downarrow$. В табл. 32 приведены данные о полосах с $K^\pi = 5^-$. Они очень похожи, но наблюдается выпадение нескольких точек в зависимости $A^+(J)$ и $A^-(J)$, табл. 32. На рис. 30 показан похожий ход инерционных параметров в трех ядрах.

Таблица 33. Энергия уровней и инерционные параметры полосы с $K^\pi = 7^-$ в ^{164}Er

J	7	8	9	10	11	12	13
E	1985,02	2163,5	2363,25	2583,3	2822,1	3078,9	3352,1
A	—	11,15	11,10	11,00	10,80	10,70	10,51

Полоса с $K^\pi = 7^-$. Уровень 7^- , 1985,02 кэВ в ^{164}Er заселяется *au* β -распадом с $\lg ft = 4,95$. Отсюда следует однозначный вывод о конфигурации уровня 7^- , $p404\downarrow + p523\uparrow$. Он предсказывается моделью при $E = 2,5$ МэВ. Ротационные уровни с J до 13 образуют полосу с очень плавным ходом значений A (табл. 33). Это можно связать с тем, что нет возмущающего действия близких уровней с теми же спинами.

4.9. Ядро $^{166}_{68}\text{Er}_{98}$. Изотоп ^{166}Er составляет 33,6 % в естественной смеси изотопов эрбия. Он удобен в качестве мишени для исследования различных ядерных процессов, в которых происходит упругое и неупругое рассеяние частиц и квантов. Он недоступен для исследования в информативной реакции (n, γ) ввиду отсутствия стабильного ^{165}Er . Изучение ^{166}Er проводилось в следующих процессах.

1. Распад ^{166}Ho , $T = 26,8$ ч, $J^\pi = 0^-$, $p523\uparrow - n633\uparrow$, $Q = 1853,9$ кэВ.
2. Распад ^{166}Ho , $T = 1200$ лет, $J^\pi = 7^-$, $p523\uparrow + n633\uparrow$, $Q = 1853,9$ кэВ.
3. Распад ^{166}Tm , $T = 7,70$ ч, $J^\pi = 2^+$, $p411\downarrow + n642\uparrow$, $Q = 3047$ кэВ.
4. Кулоновское возбуждение.
5. $^{166}\text{Er}(d, d')$.
6. $^{164}\text{Dy}(\alpha, 2n\gamma)$.
7. $^{166}\text{Er}(\gamma, \gamma')$.
8. $^{168}\text{Er}(p, t)$.
9. $^{167}\text{Er}(d, t)$, $(^3\text{He}, \alpha)$.
10. $^{165}\text{Ho}(^3\text{He}, d)$, (α, t) .
11. $^{166}\text{Er}(n, n'\gamma)$.

Полоса основного состояния ^{166}Er . Нижняя полоса ^{166}Er известна до состояния 2968,6 кэВ, 16^+ . Из табл. 34 видно, что ^{166}Er относится к середине области сильнодеформированных ядер, и можно ожидать, что к нему в полной мере относятся представления о ядрах со стабильной деформацией. Наблюдается плавное возрастание энергии уровней по мере роста числа протонов Z . Полосы прослежены до уровней с большими спинами, а при $J = 12 \div 16$ близки значения A^+ .

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$ в ^{166}Er и изотонах с $N = 98$. В табл. 35 приведены данные о возбужденных состояниях 0^+ и их ротационных сателлитах. Как видно, велик разброс в положении этих уровней. Главная особен-

Таблица 34. Полосы основных состояний в ^{166}Er и изотонах с $N = 98$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{160}Sm	70,6	11,77	11,57	11,36	11,13	10,81	10,47	10,14
^{162}Gd	71,2	11,87	11,23					
^{164}Dy	73,39	12,23	12,06	11,77	11,41	10,99	10,53	10,07
		9,62	9,18	8,76				
^{166}Er	80,57	13,43	13,17	12,75	12,19	11,54	10,80	10,05
		9,34						
^{168}Yb	87,73	14,62	14,20	13,58	12,83	11,98	11,10	10,23
		9,47	8,77	8,33	8,14	8,10	8,10	8,19
^{170}Hf	100,80	16,80	15,80	14,59	13,36	12,16	11,11	10,20
		9,42	8,79	8,39	8,29	8,22	8,19	8,16
^{172}W	123,2	22,03	18,21	15,98	13,94	12,38	11,15	10,18
		9,30	8,54	8,26	8,27	8,26	8,23	8,15
^{174}Os	158,7	26,45	19,14	15,58	13,14	11,73	10,78	10,04
		9,40	8,88	8,50	8,22	8,02	7,83	
^{176}Pt	264,0	44,00	21,44	15,52	13,34	12,08	11,13	10,31
		9,52	8,83	8,32	7,98	7,76	7,57	

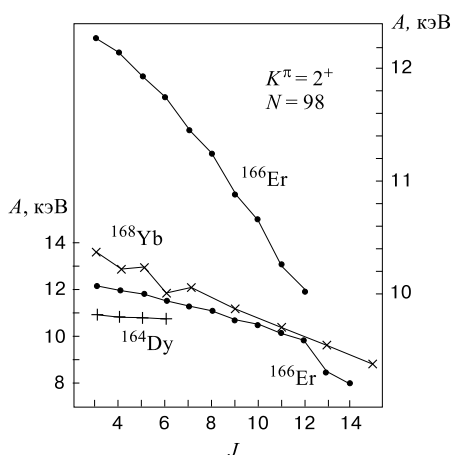
Таблица 35. Энергия возбужденных уровней 0^+ и 2^+ в изотонах с $N = 98$. Инерционные параметры

Ядро	$E(0)$	$E(2)$	2	4	6	8	10
^{162}Gd	1427	1492	10,83				
	1702						
^{164}Dy	1655,4	1716,0	10,10	12,59			
	1773						
^{166}Er	1459,9	1528,2	11,38	10,44	9,56	9,89	7,50
	1713,3						
	1934,5	2022,7					
	1942,7						
	2193,6	2264,3					
^{168}Yb	1154	1233,2	13,20	11,28	10,45		
	1198,7	1277	13,33	14,49			
	1543	1597,8	9,13	9,14			
	1904	1973	11,50				
^{170}Hf	879,6	987,0	17,90	12,11			

ность ядра ^{166}Er – отсутствие ротационной полосы на уровне 1713,3 кэВ, 0^+ . Уровень 2^+ не найден даже в такой универсальной реакции, как $(n, n'\gamma)$ [16],

Таблица 36. Энергия головных уровней γ -вибрационных полос в изотонах с $N = 98$

Ядро	^{162}Gd	^{164}Dy	^{166}Er	^{168}Yb	^{170}Hf
$E(2^+)$	864,2	761,86	785,89	983,8	961,3

Рис. 31. Расщепление γ -полос в изотонах с $N = 98$

тервалом от γ -полосы (см. табл. 35). Детальное рассмотрение показывает, что в полосе ^{166}Er уровни с четными спинами несколько приподняты, параметры A^+ на $\sim 0,05$ кэВ превышают A^- (рис. 31, правая шкала). Так как в этом ядре ниже расположена только полоса основного состояния с $K^\pi = 0^+$, с которой происходит расталкивание уровней, то эффект связан с взаимодействием этих полос почти в «чистом виде». Неясна причина нарушения плавного хода A от J при $J = 13$ в ^{166}Er .

Уровни с $K^\pi = 1^+$. В ^{166}Er наблюдался уровень 1813,0 кэВ, 1^+ , а также ряд уровней 1^+ из реакции (γ, γ') . Ротационные сателлиты пока не идентифицированы.

Уровни с $K^\pi = 3^+$. В ^{166}Er известен уровень 1938,17 кэВ, 3^+ , который является головным уровнем ротационной полосы (табл. 37) [16, 21]. Согласно модели, он имеет структуру 3^+ , $n523\downarrow + n521\downarrow$ и энергию 1,8 МэВ. В ^{168}Yb полоса построена на уровне 1451,7 кэВ, инерционные параметры в ней на 20 % выше, чем в ^{166}Er . Различие может быть обусловлено влиянием в ^{168}Yb состояния 3^+ , $p411\downarrow - p404\downarrow$, $E = 1,8$ МэВ.

а также в распаде ^{166}Tm , 2^+ [17]. Нужно искать также ротационные уровни других полос.

Гамма-вибрационные полосы. Во всех изотонах с $N = 98$ очень низко расположены γ -вибрационные полосы (табл. 36). На рис. 31 показан ход инерционных параметров. Для ^{168}Yb есть данные только о состояниях с нечетными спинами, когда $J > 6$, поэтому сигнатурное расщепление установлено только для нижней части полосы. Малое расщепление в ^{166}Er и ^{164}Dy мы связываем с тем, что полосы на возбужденных состояниях 0^+ имеют большую энергию в этих ядрах, они отделены большим энергетическим интервалом от γ -полосы (см. табл. 35).

Таблица 37. Состояния с $K^\pi = 3^+$ в ^{166}Er и ^{168}Yb . Инерционные параметры

	^{166}Er				^{168}Yb	
$E(3^+)$	1938,28	2132,95	2160,12	2172,75	1451,7	2404,6
4	10,31	—	—	—	12,44	—
5	10,33	—	—	—	12,29	—
6	—	—	—	—	12,09	—

Таблица 38. Энергия уровней с $K^\pi = 2^-$ и 4^- в ^{166}Er и изотонах с $N = 98$

K		^{164}Dy	^{166}Er		^{168}Yb	^{170}Hf	^{172}W	^{174}Os	^{176}Pt
			Экспери- мент	Расчет					
2	4	976,86	1258,2	1457	1842,2	1799,5	1433,9	1549,5	1736,4
3		1039,28	1513,8	1515					
4		1588,1	1572,2	1572					
5		1622,75	1596,2	1595					
5	5	1686,7	1665,8	1670	2100	2109,3	2074,2	2102,2	2319,5
6	6	1225,14	1692,3	1698					
6	7	1804,2	1787,0	1785					
7	8		1826,7	1823					
8			1992,4	1918	2426	2476,6	2517,9	2476,1	2609,1
9			2092	1971					
10			2073,1	2070					
	10		2144,5	2141					
			2246,0	2242					
			2428,0	2433					
				2544					

В β -распаде ^{166}Tm среди уровней 3^+ ярче других проявились три уровня ^{166}Er . В их волновых функциях четырехчастичный компонент $p523\uparrow p411\downarrow n523\downarrow n642\uparrow$ обеспечивает быстрый β -переход $p523\uparrow \rightarrow n523\downarrow$ [18]. Разрядка уровней 2132,95 и 2160,12 кэВ хорошо объясняется при учете смешивания полос Кориолиса с $K^\pi = 2^+$ и 3^+ [18].

Двухфононные уровни с $K^\pi = 4^+$. В ^{166}Er наблюдался уровень 1978,43 кэВ, 4^+ с преимущественной разрядкой на γ -полосу. Такую же разрядку испытывает ротационный уровень 2082,6 кэВ, 5^+4 , при этом $A(5) = 10,40$ кэВ. Второй уровень 4^+4_2 был идентифицирован при 2028,2 кэВ в реакции $(n, n'\gamma)$ [19]. Его сателлит 5^+4_2 , 2131,1 кэВ расположен рядом с известным уровнем 2132,94 кэВ, 3^+ . Для него $A(5) = 10,28$ кэВ. Авторы [19] рассматривают уровень 2028,2 кэВ как двухфононный $\gamma\gamma$ -вибрационный уровень, учитывая измеренное время жизни и ускоренные $E2$ -переходы на γ -полосу. В этой же мере представления о двухфононном характере применимы к уровню 1978,43 кэВ.

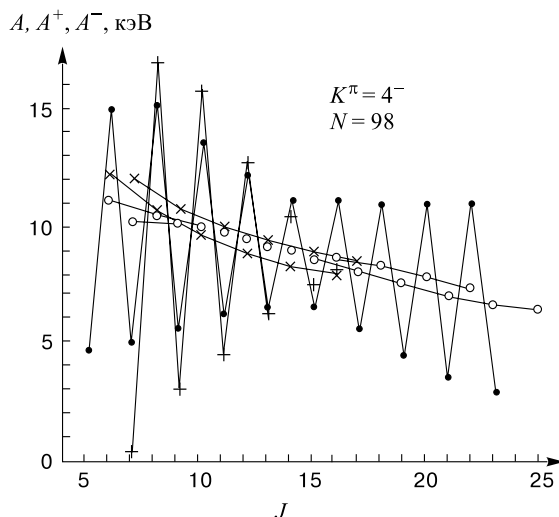


Рис. 32. Расщепление полос с $K^\pi = 4^-$ в изотонах с $N = 98$: $(\bullet), (\circ)^{174}\text{Os}$, $(+), (\times)^{176}\text{Pt}$

Аналогичная идентификация уровня 2173,42 кэВ, 4^+ в ^{164}Du как двух-фононного проведена в [20].

Полоса с $K^\pi = 0^-$. Известны два уровня полосы 0^- в ^{166}Er : 1662,40 кэВ, 1^- и 1721,4 кэВ, 3^- . Из данных о реакции $(n, n'\gamma)$ [21] следует, что энергия ротационного уровня 5^-0 равна 1898,4 кэВ, а инерционные параметры $A^-(3) = 5,93$, $A^-(5) = 9,82$ кэВ не противоречат систематике (см., например, п. 4.8). Уровень 5^-0 проявился в реакциях (d, d') — 1901 кэВ, (d, t) — 1896 кэВ и по разрядке в $(n, n'\gamma)$ — 1889,4 кэВ.

Полоса с $K^\pi = 1^-$. Уровень 1^-1 в ^{166}Er ожидается по модели при энергии 1,7 МэВ, чему соответствует хорошо известное состояние 1830,46 кэВ. Однако нет ясности об уровнях ротационной полосы. Уровни 2^-1 и 4^-1 пока не найдены в спектре. Уровень 1917,76 кэВ, 3^- распадается не только на основное и γ -вибрационное состояние с одинаковыми приведенными вероятностями $E1$ -переходов, но с него идут также сильные $M1$ -переходы на уровень 2^-2 . Уровень 5^-1 пока не обнаружен.

Сведений о состояниях с $K^\pi = 1^-$ в изотонах с $N = 1^-$ почти нет. В соседнем ^{164}Du известен уровень 1^- с близкой энергией 1808,2 кэВ.

Полосы с $K^\pi = 2^-$ и 4^- . Особенностью ^{166}Er является наличие двух полос с $K^\pi = 2^-$ и 4^- , расположенных настолько близко друг к другу, что существует проблема, к какой полосе их отнести, так смешаны их волновые функции. В [17] были проведены вычисления с учетом взаимодействия Кориолиса между этими полосами через полосу с $K^\pi = 3^-$. В табл. 38 приведены

полученные данные. Оказалось, что не совпадают с расчетом энергии обоих уровней 7^- . По-видимому, они относятся к другим полосам, а «свои» уровни 7^- еще предстоит обнаружить.

В изотонах с $N = 98$ от ^{164}Dy до ^{176}Pt известны длинные полосы, для которых значение K достоверно не определено. Возможный вариант приписания $K = 4$ указан в табл. 38. На рис. 32 показана зависимость от J значений A , A^+ и A^- в изотонах ^{174}Os и ^{176}Pt . Вывод об одинаковой структуре полос в обоих ядрах следует из подобия зависимости $A(J)$.

4.10. Ядро $^{168}_{68}\text{Er}_{100}$. Ядро ^{168}Er находится в середине области деформации. Оно представляет пример хорошо изученного четно-четного деформированного ядра, в котором идентифицировано более трех десятков ротационных полос. Это обусловлено возможностью изучать ^{168}Er во многих ядерных процессах, позволяющих выделить коллективные и частичные протонные и нейтронные возбуждения и проследить за положением уровней в полосах. Особенно обширная информация извлечена из реакций (n, γ) на тепловых и резонансных нейтронах и $(n, n'\gamma)$ на быстрых нейтронах реактора [22]. Ниже перечислены процессы, в которых проявились уровни ^{168}Er .

1. Распад ^{168}Ho , $T = 2,99$ мин, $J^\pi = 3^+$, $p523\uparrow - n521\downarrow$, $Q = 2910$ кэВ.
2. Распад ^{168}Tm , $T = 93,1$ сут, $J^\pi = 3^+$, $p411\downarrow - n633\uparrow$, $Q = 1679,0$ кэВ.
3. Кулоновское возбуждение.
4. Реакция $^{168}\text{Er}(\alpha, \alpha')$.
5. Реакции $^{168}\text{Er}(\gamma, \gamma')$ и (e, e') .
6. Реакция $^{168}\text{Er}(n, n'\gamma)$.
7. Реакции $^{167}\text{Er}(n, \gamma)$, $B = 7771,35$ кэВ.
8. (n, γ) , $E_n = 2$ и 24 кэВ.
9. Реакция $^{165}\text{Ho}(\alpha, p\gamma)$.
10. Реакция $^{166}\text{Er}(t, p)$.
11. Реакция $^{167}\text{Er}(d, p)$.
12. Реакция $^{170}\text{Er}(p, t)$.
13. Реакция $^{171}\text{Yb}(n, \alpha)$.

Полоса основного состояния ^{168}Er . Полосы основных состояний в изотонах с $N = 100$ прослежены до состояний с большими спинами. Известно 8 ядер с такими полосами (табл. 39). Энергия первого уровня возрастает от 73,39 кэВ в ^{164}Gd до 170,1 кэВ в ^{178}Pt . Несмотря на это энергия переходов с уровней $10^+ - 16^+$ и, следовательно, инерционные параметры A^+ для всех ядер находятся в узком интервале, крайние значения отличаются не более чем на 15 %, а если исключить ^{164}Gd , то менее чем на 5 %. Эти факты говорят в пользу заключения о стабилизации свойств ядер при их раскручивании до больших угловых моментов.

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$ в ^{168}Er и изотонах с $N = 100$. Условия наблюдений позволили обнаружить по четыре полосы 0^+ в ^{168}Er и ^{170}Yb , а

Таблица 39. Полосы основных состояний в ^{168}Er и изотонах с $N = 100$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{164}Gd	73,392	12,23	12,06	11,78	11,41	10,99	10,53	10,09
^{166}Dy	76,581	12,76	12,64	12,43	12,17	11,82	11,46	11,09
^{168}Er	79,804	10,52 13,30	11,46 13,16	12,94	12,65	12,33	11,88	11,64
^{170}Yb	84,255	14,04 9,92	13,80 8,74	13,45 8,09	13,00	12,48	11,86	11,05
^{172}Hf	95,22	15,87 10,05	15,29 9,17	14,50 8,42	13,64 8,12	12,73 8,06	11,81 8,01	10,92 7,96
^{174}W	113,0	7,80 18,83	7,60 17,39	7,42 15,89	7,16 14,49	6,92 12,88	12,00	11,03
^{176}Os	135,1	9,87 22,52	8,29 18,59	8,06 15,77	13,84	12,53	11,61	10,87
^{178}Pt	170,1	10,11 28,35	9,11 16,93	8,51 14,89	8,32 14,10	7,96 12,71	11,90	11,19
		10,41	9,28					

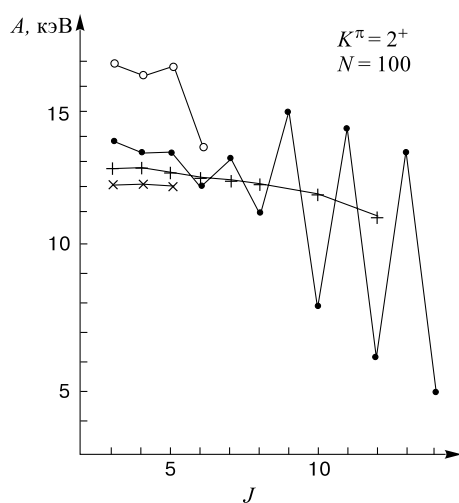


Рис. 33. Инерционные параметры γ -полос в изотонах с $N = 100$: ($\times$) ^{166}Dy , ($+$) ^{168}Er , ($\bullet$) ^{170}Yb , ($\circ$) ^{172}Hf

в ^{174}W таких полос пока нет (табл.40). Различны инерционные параметры в разных полосах, что должно характеризовать их структуру. Достоин внимания возрастание A^+ с ростом J при $J > 13$ в полосе на уровне 1069,35 кэВ в ^{170}Yb .

Гамма-вибрационные полосы и другие полосы с $K^\pi = 2^+$. Гамма-полоса в ^{168}Er прослежена до ротационного уровня с $J = 12$ (табл.41). Здесь практически не проявилось сигнатурное расщепление. В соседнем ядре ^{170}Yb оно сильно увеличивается с ростом J (рис. 33). Это происходит несмотря на увеличение расстояния между уровнями с одинаковыми четными спинами в полосах с $K = 0$ и 2.

Таблица 40. Энергия возбужденных уровней 0^+ и 2^+ в ^{168}Er и изотопах с $N = 100$. Инерционные параметры

Ядро	$E(0^+)$	$E(2^+)$	2/12	4/14	6/16	8/18	10
^{166}Dy	1149	1208	9,83				
^{168}Er	1217,16	1276,27	9,85	9,63	9,35		
	1422,10	1493,14	11,84	11,65	11,20		
	1833,54	1893,10	9,88	9,86	9,79		
	—	1237,08	—	12,43			
^{170}Yb	1069,35	1138,57	11,47	11,01	10,40	9,41	8,73
			8,45	8,56	9,04	9,39	
	1228,38	1306,1	12,96				
	1479,67	1534,41	9,12	8,79			
^{172}Hf	1566,12	1634,70	11,43				
	871,30	952,43	13,52	12,65			
	1295,63	1359,4	10,63				
	1335,66	1397,78	10,30	9,77			
^{176}Os	601,2	742,3	23,52	20,21	18,47		

Таблица 41. Энергия уровней γ -полос в ^{168}Er и изотопах с $N = 100$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2)$	3/10	4/11	5/12	6/13	7/14	8	9
^{166}Dy	857,16	11,93	11,84	11,78				
^{168}Er	821,17	12,45	12,37	12,28	12,19	12,10	11,97	—
		11,72	—	10,91				
^{170}Yb	1145,72	13,28	13,05	13,00	11,81	12,79	10,88	14,43
		7,94	13,84	6,23	13,13	4,96		
^{172}Hf	1075,29	15,93	15,47	15,82	13,22			
^{176}Os	863,6	29,00	23,28	18,56				

Богатая схема уровней ^{168}Er включает еще четыре полосы с $K^\pi = 2^+$ (табл. 42). Обращает на себя внимание факт уменьшения параметров A по мере роста энергии возбуждения головных уровней полосы.

Полосы с $K^\pi = 1^+$. В ^{168}Er уровни 1^+ обнаружены при $E > 2$ МэВ (табл. 43). Видно непостоянство инерционных параметров, которое затрудняет анализ.

Полосы с $K^\pi = 3^+$. В полосе 3^+ в ^{168}Er наблюдались четыре ротационных уровня. Как видно из табл. 44, инерционные параметры плавно спадают по мере роста J . Модель предсказывает, что в ^{168}Er ожидается двухквасичастичное состояние 3^+ , $n521\downarrow + n512\uparrow$ при $E = 1,7$ МэВ, что согласуется с опытом. Вторая полоса 3^+ включает только два уровня (табл. 44).

Таблица 42. Уровни с $K^\pi = 2^+$ в ^{168}Er

$E(2^+)$	821,17	1848,35	1930,39	2193,20	2425,42
$A(3^+)$	12,45	11,19	10,74	10,28	9,86

Таблица 43. Уровни с $K^\pi = 1^+$ в ^{168}Er . Инерционные параметры

$E(1^+)$	$A(2)$	$A(3)$	$A(4)$
2133,76	10,96	11,01	—
2547,28	7,07	14,08	8,65

Таблица 44. Энергия уровней с $K^\pi = 3^+$ в ^{168}Er . Инерционные параметры

$E(3^+)$	$A(4)$	$A(5)$	$A(6)$	$A(7)$
1653,55	10,39	10,27	10,17	9,93
2186,74	11,61			

Таблица 45. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 4^+$ в ^{168}Er

$E(4^+)$	$A(5)$	$A(6)$
2055,92	11,26	11,53
2238,18	13,04	
2663,23	10,63	

Полосы с $K^\pi = 4^+$. Известны короткие полосы 4^+ в ^{168}Er (табл. 45). Двухчастичные состояния по модели имеют энергию заметно выше 2 МэВ. Нижний уровень 4^+ , 2055,92 кэВ неоднократно исследовался на предмет его соответствия представлению о двухфононных $\gamma\gamma$ -состояниях. Из времени жизни уровня и вероятности разрядки на γ -полосу сделан вывод, что доля двухфононной волновой функции приближается к 50 %. При этом ожидаемая по вибрационной модели энергия 1,6 МэВ заметно ниже экспериментального значения.

Данные о ^{168}Er дают представление о степени применимости вибрационной модели к двухфононным квадрупольным состояниям.

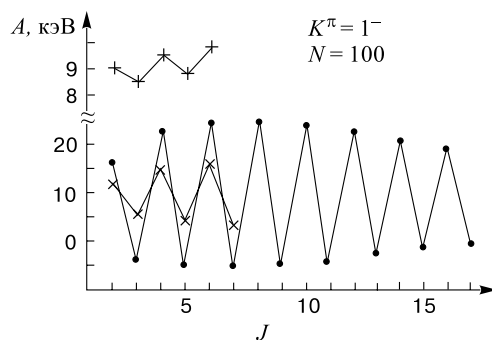
Полоса с $K^\pi = 0^-$. Из всех изотонов с $N = 100$ только в ^{168}Er известны уровни полосы 0^- (табл. 46). Они могут оказывать влияние на сигнатурное расщепление других полос с отрицательной четностью.

Таблица 46. Энергия уровней и инерционные параметры полосы с $K^\pi = 0^-$ в ^{168}Er

J	1	3	5
$E(J)$	1786,113	1913,900	2129,243
$A^-(J)$	—	12,78	11,96

Таблица 47. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 1^-$ в ^{168}Er и ^{170}Yb

J	^{168}Er		^{170}Yb
$E(1^-)$	1358,90	1936,59	1364,01
$A(2)$	11,10	8,93	15,28
$A(3)$	4,62	8,34	-4,70
$A(4)$	13,78	9,40	22,05
$A(5)$	3,27	9,75	-6,31
$A(6)$	15,55	9,84	23,63
$A(7)$	2,47	—	-5,79

Рис. 34. Расщепление полос 1^- в изотонах с $N = 100$: (+) верхняя и (x) нижняя полосы в ^{168}Er , (●) ^{170}Yb

Полосы с $K^\pi = 1^-$. В ^{168}Er известны две полосы 1^- , одна полоса наблюдалась в ^{170}Yb (табл. 47). Из рис. 34 видно, что сигнатурное расщепление подобно в обоих ядрах, но в ^{170}Yb оно приводит к инверсии всех наблюдаемых уровней. Уровни с нечетными спинами имеют меньшую энергию из-за расталкивания с уровнями полосы 0^- , расположенными выше (табл. 46). Можно было ожидать, что во второй полосе ^{168}Er , находящейся выше полосы 0^- , будет противоположное сигнатурное расщепление. Однако

Таблица 48. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 2^-$ в изотопах с $N = 100$

J	^{166}Dy	^{168}Er		^{170}Yb
$E(2^-)$	1029,90	1569,45	2230,34	1425,09
$A(3)$	10,88	10,67	12,06	—
$A(4)$	10,71	11,24	11,24	—
$A(5)$	—	10,13	—	—
$A(6)$	—	10,76	—	—

Таблица 49. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 3^-$ в ^{168}Er

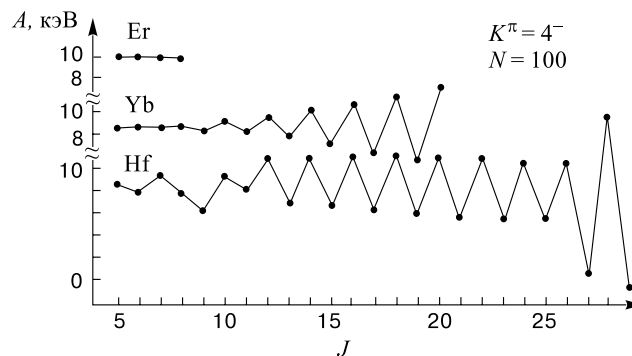
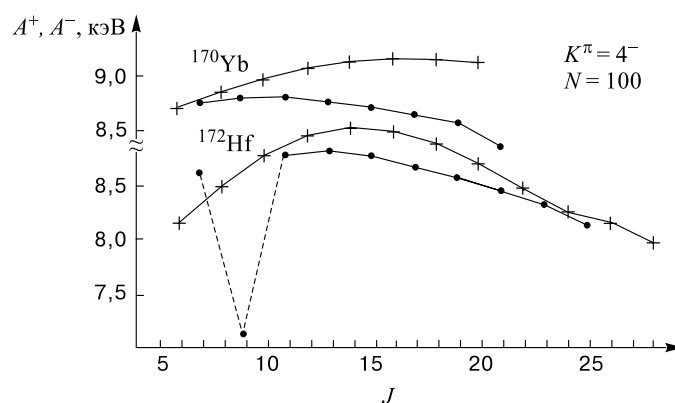
$E(3^-)$	1541,56	1828,07	1999,22	2262,70	2323,20	2337,13
$A(4)$	9,22	8,11	11,27	10,73	9,90	9,31
$A(5)$	9,26	9,01	11,10	10,26	11,13	11,49
$A(6)$	9,34	9,02	10,96	—	—	—
$A(7)$	9,33	8,48	—	—	—	—

Таблица 50. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 4^-$ в изотопах с $N = 100$

Ядро	$E(4^-)$	$A(5)$	$A^+(6)$	$A^-(7)$
^{168}Er	1094,04	9,90	9,88	9,84
	1905,09	9,69	9,71	—
	2059,98	8,84	8,88	—
^{170}Yb	1258,49	8,68	8,73	8,76
^{172}Hf	1418,55	8,50	8,14	8,61
(^{174}W)	1364,7	3,66	11,99	10,58)
(^{176}Os)	1474,9	3,07	10,59	9,12)

из табл. 47 видно, что оно аналогично, хотя выражено слабее. Для объяснения этого факта можно предположить, что еще выше имеются полосы 0^- , которые действуют на вторую полосу 1^- сильнее, чем известная нижняя полоса 0^- , 1786,11 кэВ.

Полосы с $K^\pi = 2^-$. Состояния 2^- известны в трех соседних изотопах (табл. 48). В нижней полосе ^{168}Er наблюдается сигнатурное расщепление, в котором ниже опускаются уровни с нечетными спинами, как и в полосе 1^- . Причина та же – влияние полосы 0^- .

Рис. 35. Полосы 4^- в изотонах с $N = 100$. Параметры A Рис. 36. Полосы 4^- в изотонах с $N = 100$. Параметры A^+ и A^-

Полосы с $K^\pi = 3^-$ довольно редко наблюдаются в деформированных ядрах. Однако в ^{168}Er известны шесть таких полос (табл. 49). Инерционные параметры всех полос близки между собой. Для нижней полосы они находятся в узком интервале $9,22 \div 9,34$ кэВ. В [1] приведена полоса в ^{170}Yb , которой приписаны $K^\pi = 3^-$, но она включает уровни от 1660,22 кэВ, 5^- до 3842,2 кэВ, 16^- . Рассчитанное значение энергии головного уровня 3^- , 1492 кэВ близко к энергии нижнего уровня в ^{168}Er 1541 кэВ, но в ^{170}Yb заметно сигнатурное расщепление, которого нет в ^{168}Er .

Полосы с $K^\pi = 4^-$. Состояние 4^- , $n633\uparrow + n521\downarrow$ ожидается по квази-частично-вибрационной модели при $E = 1,2$ МэВ. В табл. 50 указаны уровни, которые проявились в изотонах с $N = 100$, причем в ^{170}Yb и ^{172}Hf наблюдались длинные полосы (рис. 35). С увеличением J возрастает расщепление, но нет данных, чтобы проследить корреляцию с полосой 0^- , которая

Таблица 51. Энергия уровней и инерционные параметры в полосах с $K^\pi = 6^-$ в ^{168}Er и ^{170}Yb

Ядро	J	6	7	8	9	10
^{168}Er	$E(J)$	1773,20	1896,98			
	$A(J)$	—	8,80			
^{170}Yb	$E(J)$	1851,28	1964,8	2098,8	2253,7	2429,2
	$A(J)$	—	8,11	8,38	8,61	8,78

может вызвать сдвиг уровней с нечетным спином. На рис. 36 представлены зависимости A^+ и A^- от J . Возрастание A^+ явно не вызвано взаимодействием с полосой 0^- , но может быть обусловлено влиянием полос 3^- или 5^- . В зависимости A^- от J в ^{172}Hf выпадает точка при $J = 9$. Если это не ошибка эксперимента, то трудно найти объяснение нарушению плавного хода A^- . Неполнота и неопределенность данных о полосах в ^{174}W и ^{176}Os препятствуют включению в анализ этих ядер. Данные о них в табл. 50 требуют проверки.

Полоса с $K^\pi = 5^-$. Два уровня в ^{168}Er 2365,17, 5^- и 2454,17 кэВ, 6^- отнесены к полосе с $K^\pi = 5^-$. Не исключено, что это состояние 5^- , $p411\uparrow + p523\uparrow$ с расчетной энергией 2,8 МэВ.

Полоса с $K^\pi = 6^-$. К полосе 6^- отнесены два уровня: 1773,20 кэВ, 6^- и 1896,38 кэВ, 7^- , $A(7) = 8,80$ кэВ. Модельные расчеты дают $E = 1,7$ МэВ для состояния 6^- , $n633\uparrow + n512\uparrow$. В ^{170}Yb наблюдалась полоса 6^- с близкой энергией (табл. 51). Инерционные параметры увеличиваются с ростом J . По-видимому, структура одинакова в обоих ядрах.

4.11. Ядро $^{170}\text{Er}_{102}$. ^{170}Er является самым тяжелым стабильным изотопом эрбия, его относительная распространенность составляет 14,9%. К возбужденным уровням ^{170}Er приводит ряд изученных ядерных процессов.

1. Распад ^{170}Ho , $T = 2,76$ мин, $J^\pi = 6^+$, $p523\uparrow + n512\uparrow$, $Q = 3870(5)$ кэВ.
2. Распад ^{170}Ho , $T = 43$ с, $J^\pi = 1^+$, $p523\uparrow - n512\uparrow$, $E = 120(70)$ кэВ.
3. Распад ^{170}Tm , $T = 128,6$ сут, $J^\pi = 1^-$, $p411\downarrow + n521\downarrow$, $Q = 314,4(18)$ кэВ.
4. Кулоновское возбуждение.
5. Реакция $^{170}\text{Er}(d, d')$.
6. Реакция (γ, γ') .
7. Реакция $(n, n'\gamma)$.

После обзора [1] появилось подробное исследование [23], основанное на новых экспериментальных данных о реакции (n, n', γ) и на анализе имеющихся сведений о ^{170}Er [24].

Таблица 52. Полосы основных состояний в ^{170}Er и изотопах с $N = 102$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10	12	14
^{170}Er	79,59	13,10	12,97	12,75	12,48	12,14	11,78	
^{172}Yb	78,743	13,12 10,96	12,97	12,71	12,40	12,05	11,68	11,32
^{174}Hf	90,985	15,16 9,86	14,74 9,26	14,13 8,89	13,38 8,60	12,53	11,62	10,69
^{176}W	109,1	18,18 10,09	17,19 9,91	15,94 9,21	14,69 8,92	13,39	12,13	11,04
^{178}Os	131,65	21,94 10,07	19,03	16,51	14,42	12,84	11,69	10,46
^{180}Pt	153,3	25,55	18,33	15,75	14,15			

Таблица 53. Энергия возбужденных уровней 0^+ и 2^+ в ^{170}Er и изотопах с $N = 102$. Инерционные параметры

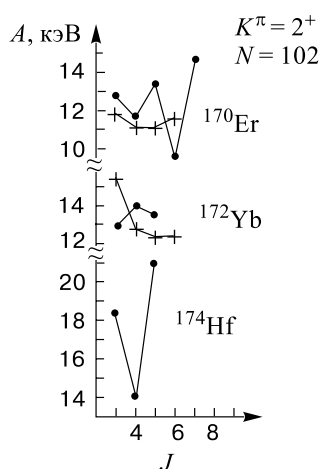
Ядро	$E(0^+)$	$E(2^+)$	2	4	6	8	10	12
^{170}Er	890,88 1324,28	959,98 1385,40	11,52 10,19	11,95 10,07	12,48			
^{172}Yb	1042,91 1405,01 1794,08 1894,62	1117,87 1476,78 1849,17 1956,36	12,49 11,96 9,18 10,29	12,05 11,17 8,22 10,28	11,41	10,53		
^{174}Hf	828,13 1240,0	900,24 1319,40	12,02 13,23	11,57 13,14	11,15	10,17	10,45	10,06
^{180}Pt	478,7	861,4	63,78	27,62	18,27			

В β^- -распаде ^{170}Ho наблюдался *ai* β -переход $n523\downarrow \rightarrow p523\uparrow$, который определяет характеристики ^{170}Ho , 6^+ , $p523\uparrow + n512\uparrow$ и уровня 2158,98 кэВ в ^{170}Er , 5^+ , $n523\downarrow + n512\uparrow$.

Полоса основного состояния ^{170}Er прослежена до уровня 12^+ . Энергия первых уровней в изотопах с $N = 102$ увеличивается по мере роста Z . Нужно отметить удивительное совпадение энергии ротационных переходов в ^{170}Er и ^{172}Yb . В пределах 1% они совпадают (табл. 52). Критерий 1–2% для разности энергии переходов принят для идентичных полос в супердеформированных состояниях. На близость в энергии ротационных переходов в полосах основных состояний обратили внимание авторы [13], но

Таблица 54. Энергия головных уровней полос с $K^\pi = 2^+$ в изотонах с $N = 102$

Ядро	^{170}Er	^{172}Yb	^{174}Hf	^{178}Os
$E(2_1^+)$	934,04	1465,87	1226,77	770
$E(2_2^+)$	1416,23	1608,49		

Рис. 37. Расщепление γ -полос в изотонах с $N = 102$

обычно расхождение в парах переходов оказывается большим. Как и в других изотонах, близки энергии переходов 12–10, их расхождение составляет до 5 %. Также мало отличается энергия переходов при более высоких спинах.

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. В ^{170}Er известны два возбужденных уровня 0^+ и основанные на них полосы (табл. 53). Необычное увеличение A^+ с ростом энергии и спина мы связываем с взаимодействием с близкими уровнями γ -полосы. В других полосах значения A^+ уменьшаются. В полосах с $K^\pi = 0_3^+$ в ^{174}Hf и ^{176}W не известны нижние уровни.

Представляет интерес полоса в ^{180}Pt . В ней велики значения A^+ , что говорит о меньшей деформации ядра в этих состояниях и подтверждает сложившиеся представления о мягкости ядер Os и Pt.

Гамма-вибрационная полоса и второй уровень 2^+ . В положении γ -полос в изотонах с $N = 102$ наблюдается резкий скачок (табл. 54), $E(2^+)$ в ^{172}Yb в 1,57 раза выше, чем в ^{170}Er . В обоих изотонах известны вторые полосы 2^+ . На рис. 37 приведены зависимости A от J . Наибольшее расщепление обнаружилось в ^{174}Hf . Состояния с большими спинами не наблюдались по условиям опытов.

Второй уровень 2^+ , 1416,23 кэВ разряжается на γ -полосу, проявляя свойства двухфонового $\beta\gamma$ -состояния, хотя по вибрационной модели оно ожидается при 1,9 МэВ.

Полоса 1^+ . При энергии 1973,03 кэВ в ^{170}Er обнаружен уровень 1^+ [23]. В ротационной полосе известны еще два уровня (табл. 55). Близкие энергии имеют уровни аналогичной полосы ^{172}Yb .

Полоса с $K^\pi = 3^+$. В рамках квазичастично-фононной модели нижнее двухчастичное нейтронное состояние 3^+ , $n521\downarrow + n512\uparrow$ имеет энергию 1,3 МэВ в изотонах с $N = 102$ [2]. Хорошее согласие с экспериментом

Таблица 55. Энергия уровней полос с $K^\pi = 1^+$ в ^{170}Er и ^{172}Yb

Ядро \ J		1	2	3	4
^{170}Er	$E(J)$	1973,03	2019,1	2081,2	
	$A(J)$	—	11,53	10,52	
^{172}Yb	$E(J)$	2009,8	2047,0	2108	2193,2
	$A(J)$	—	8,90	10,17	10,62

Таблица 56. Энергия уровней с $K^\pi = 3^+$ в изотопах с $N = 102$. Инерционные параметры

	^{170}Er	^{172}Yb		^{174}Hf
$E(3^+)$	1217,51	1172,38	1662,81	1303,36
$A(4)$	10,88	11,33	10,80	11,40
$A(5)$	10,86	11,28	11,36	11,36
$A(6)$	10,87	11,20	12,10	—

Таблица 57. Энергия уровней полос с $K^\pi = 1^-$ в изотопах с $N = 102$

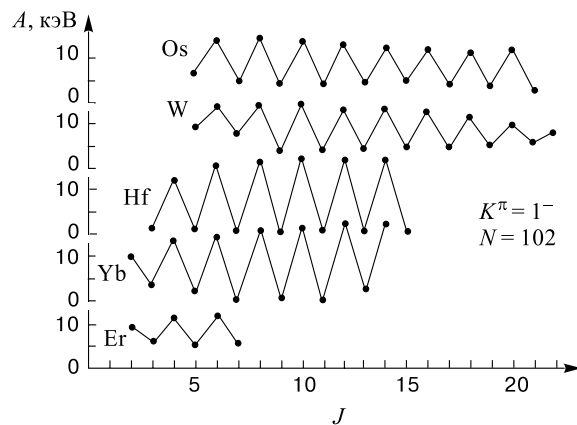
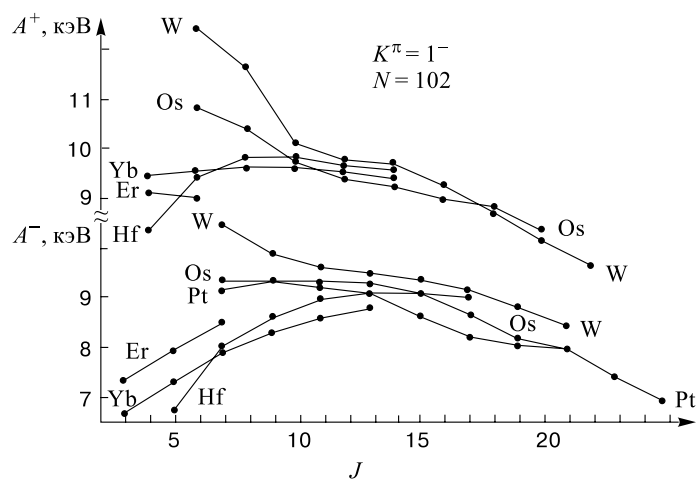
Ядро	1	2	3	4	5
^{170}Er	1266,64	1305,23	1340,20	1432,95	1483,72
^{172}Yb	1154,93	1198,47	1221,22	1330,69	1352,95
^{174}Hf	p1270	1308,69	1321	1425,24	1442,66
^{176}W	p1072	p1119	p1197	1301,1	1399,6
^{178}Os	p1278	p1314	p1371	1468,8	1538,2

p — расчетное значение, полученное путем экстраполяции A^+ и A^- по рис.39.

имеет место в трех изотопах, где эти состояния доступны для возбуждения. В табл. 56 показано, что близки значения энергии головных уровней и инерционных параметров и мало расщепление полос. В ^{172}Yb наблюдались две полосы 3^+ . В нижней известны состояния до 15^+ . Значения $A(7) - A(15)$, не включенные в табл. 56, плавно уменьшаются с ростом J .

Полоса с $K^\pi = 0^-$. Из всех изотонов с $N = 102$ только в ^{170}Er известна полоса 0^- : 1824,60, 1^- ; 1935,44, 3^- и 2150,9 кэВ, 5^- [23]. Энергия близка к предсказаниям модели 1,6 МэВ. Инерционные параметры обычные: $A-(3) = 11,97$, $A-(5) = 11,08$ кэВ.

Полосы с $K^\pi = 1^-$. В ^{170}Er , ^{172}Yb и ^{174}Hf наблюдались полосы с $K^\pi = 1^-$. Самая короткая из них известна в ^{170}Er (табл. 57, рис. 38). Видно,

Рис. 38. Расщепление полос 1^- в изотопах с $N = 102$ Рис. 39. Инерционные параметры A^+ и A^- полос с $K^\pi = 1^-$ в изотопах с $N = 102$

что все они сильно расщеплены. Рассмотрение длинных полос в более тяжелых изотопах ^{176}W , ^{178}Os привело к новым результатам. Последовательности уровней содержат уровни либо с четными, либо с нечетными спинами, они начинаются с уровней 4^- и 5^- . Общее свойство этих полос состоит в том, что, как видно из табл. 57, в них близка энергия уровней с $J=4$ и 5 . Для ^{176}W и ^{178}Os построены зависимости A^+ и A^- от J , которые оказались подобными зависимостям для ^{170}Er , ^{172}Yb и ^{174}Hf (рис. 39). На рис. 38 видно большое сходство спектров всех пяти ядер. Различия при малых спинах можно связать

Таблица 58. Энергия уровней 2^- в ^{170}Er и ^{172}Yb . Инерционные параметры

Ядро \ J	2	3	4
^{170}Er			
$E(J)$	1506,24	1579,17	1676,5
$A(J)$	—	12,16	12,16
^{172}Yb			
$E(J)$	1757,37	1821,58	
$A(J)$	—	10,70	

с различной деформацией, которая проявляется в энергии первых возбужденных уровней.

В ядре ^{180}Pt известна полоса с нижним уровнем 1614,8 кэВ, 4^+ или 5^- . В предположении, что $J = 5$, были вычислены значения A^- . Их зависимость от J оказалась такой же, как в других изотонах (рис. 39). Энергия уровней полосы и зависимость A^- от J приводит к заключению, что $K^\pi = 1^-$. Другая ветвь с уровнями положительной четности неизвестна.

Путем графической экстраполяции значений A^+ и A^- были определены $A^+(4)$, $A^-(5)$ и $A^-(3)$ и вычислены значения энергии еще не обнаруженных уровней 1^- , 2^- и 3^- . В табл. 57 они помечены буквой p (расчет).

Полоса с $K^\pi = 2^-$. В табл. 58 сопоставлены полосы 2^- в ^{170}Er и ^{172}Yb . Энергия и инерционные параметры близки в обоих ядрах. Значения $E(2^-)$ оказались выше предсказаний модели 1,3 кэВ.

Полоса с $K^\pi = 4^-$. В полосе 4^- (рис. 40) имеет место постоянство значений A . В то же время в ^{172}Yb наблюдается другое поведение A . Различие может быть связано со структурой полос. В ^{170}Er по модели близкую энергию имеет состояние 4^- , $p523\uparrow + p411\downarrow$, 1,6 МэВ и 4^- , $n633\uparrow + n521\downarrow$, 1,7 МэВ. В ^{172}Yb протонное состояние поднимается до 2,3 МэВ. В табл. 59 содержатся данные об энергии уровней 4^- в ^{170}Er и ^{172}Yb .

Полоса с $K^\pi = 5^-$. В ^{170}Er известны два уровня полосы 5^- , которой приписана структура 5^- , $n624\uparrow + n521\downarrow$: 1708,16 кэВ, 5^- и 1819,1 кэВ, 6^- . Расчетное значение 1,8 МэВ. В соседних ядрах состояние 5^- не идентифицировано.

Полосы с $K^\pi = 6^-$. В ^{170}Er идентифицирован уровень 1590,74 кэВ, 6^- , $n633\uparrow + n512\uparrow$, расчетное значение 1,4 МэВ. Полосы с $K^\pi = 6^-$ известны в

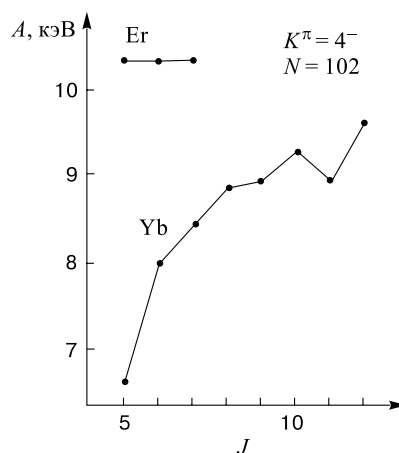
Рис. 40. Полосы 4^- в ^{170}Er и ^{172}Yb

Таблица 59. Энергия нижних уровней с $K^\pi = 4^-$ в ^{170}Er и ^{172}Yb

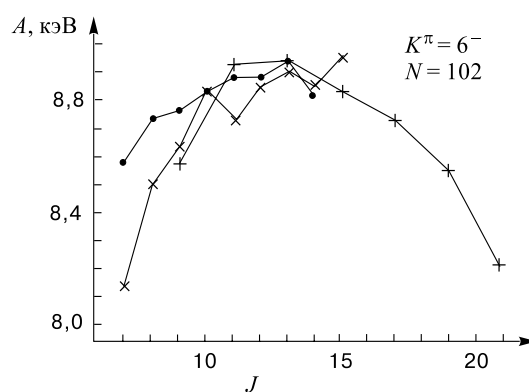
Ядро \ J		4	5	6
^{170}Er	1268,67 1745,88	1372,08	1496,06	1640,4
^{172}Yb	1640,56	1706,45	1802,65	1921,80

Таблица 60. Энергия уровней 6^- и 7^- полос с $K^\pi = 6^-$ в изотонах с $N = 102$

Ядро	^{170}Er	^{172}Yb	^{174}Hf	^{176}W
$E(6^-)$	1590,74	1550,43	1713,5	—
$E(7^-)$	—	1670,55	1827,4	1856,7

Таблица 61. Энергия уровней в полосах с $K^\pi = 6^-$ в ^{174}Hf и ^{176}W

Ядро \ J	7	9	11	13	15
^{174}Hf	1827,4	2119,0	2488,0	2932,7	3449,7
^{176}W	1856,7	2148,7	2523,3	2970,0	3483,4
ΔE	29,3	29,7	35,3	37,7	33,7

Рис. 41. Полосы 6^- в изотонах с $N = 102$: (●) ^{172}Yb , (×) ^{174}Hf , (+) ^{176}W

^{172}Yb и ^{174}Hf . В табл. 60 приведена энергия уровней 6^- и 7^- полос, она не сильно отличается от расчетного значения. На рис. 41 показана зависимость A от J трех изотонов с $N = 102$. Значения A близки между собой, это наглядно видно с учетом крупного масштаба по оси ординат на рис. 41.

Таблица 62. Уровни с $K^\pi = 3^+$ в изотопах с $N = 104$

Ядро \ J		3	4	5	6	7	8
^{172}Er	$E(J)$	—	1396,7	1500,4	1638,2	1791,7	—
	$A(J)$	—	—	10,37	11,48	10,98	—
^{174}Yb	$E(J)$	1606,38	1701,68	1819,82	1957,21	—	—
	$A(J)$	—	11,92	11,81	11,45	—	—
^{176}Hf	$E(J)$	1577,66	1675,95	1798,4	1944,47	2116,9	2284,9
	$A(J)$	—	12,25	12,25	12,17	12,31	11,74

Здесь содержится новая интерпретация полосы в ^{172}W . В [1] приведена полоса — последовательность уровней с нечетными спинами с начальным состоянием 1856,7 кэВ, 7^- , очень близким по энергии к уровню 1826,4 кэВ, 7^-6 в ^{174}Hf (табл. 60). В табл. 61 сравнивается энергия уровней в полосах ^{174}Hf и ^{176}W . Разброс в разностях энергий от 29,3 до 37,7 кэВ (~ 8 кэВ) составляет около 0,3 %, то есть эти полосы удовлетворяют критерию сдвинутых идентичных полос: $\Delta E/E \sim 1\%$.

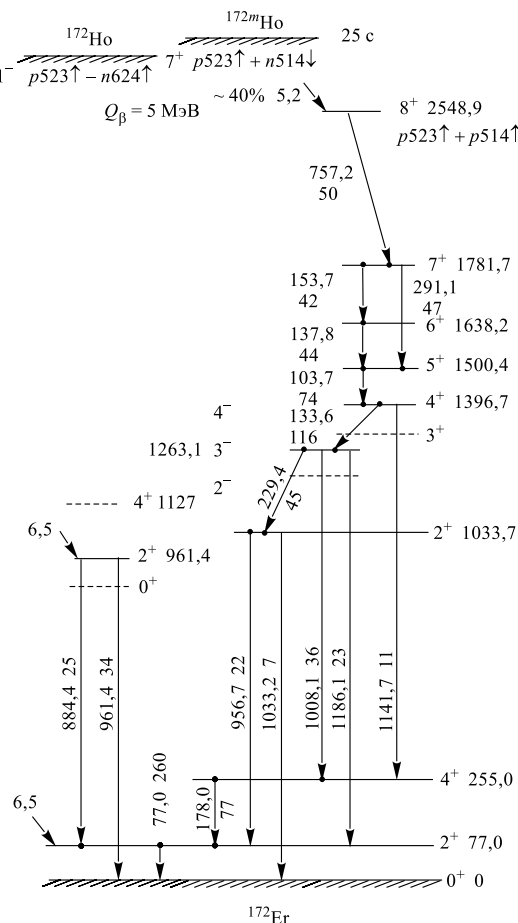
4.12. Ядро $^{172}_{68}\text{Er}_{104}$. Возбужденные уровни ^{172}Er наблюдались в реакции (t, p) при использовании мишени из самого тяжелого стабильного изотопа ^{170}Er и в β^- -распаде ^{172}Ho , $T = 28$ с [25], $Q = 5$ МэВ, $T(^{172}\text{Er}) = 49,5$ ч.

Схема распада $^{172}\text{Ho} \rightarrow ^{172}\text{Er}$. Приведенная в [25] схема распада ^{172}Ho содержит противоречия, она была пересмотрена в настоящей работе. На рис. 42 приведена схема уровней ^{172}Er , построенная на основании экспериментальных данных [25]. Из сведений о $\gamma\gamma$ -совпадениях установлен уровень 2548,9 кэВ, на который идет β -распад с $\lg ft = 5,2$. В соответствии со схемой Нильссона происходит превращение $n514\downarrow \rightarrow p514\uparrow$, откуда следует структура ^{172}Ho 7^+ , $p523\uparrow + n514\downarrow$ и структура уровня 2548,9 кэВ, 8^+ , $p523\uparrow + p514\uparrow$. Энергия уровня 8^+ совпадает с результатом вычислений по квазичастично-вибрационной модели — 2,5 МэВ.

Разрядка уровня 8^+ происходит на уровень 1791,7 кэВ, 7^+ , который разряжается каскадом находящихся в совпадении переходов (рис. 42). Каскад мы отнесли к полосе с $K^\pi = 3^+$. В табл. 62 приведены данные о полосах 3^+ в трех ядрах. Видно плавное изменение значений A . Расчетное значение $E(3^+) = 1,6$ МэВ в изотопах с $N = 104$ соответствует структуре $n521\downarrow + n514\downarrow$, а в изотопах Yb такая же энергия соответствует структуре 3^+ , $p411\downarrow - p404\downarrow$.

Разрядка нижнего (не головного) уровня полосы происходит на уровень 1263,1 кэВ, которому приписаны $J^\pi K = 3^-2$. Обсуждение см. ниже.

Полосы основных состояний. Только первые два ротационных уровня проявились в β -распаде ^{172}Ho и в реакции (t, p) . Тем не менее в табл. 63 приведены данные об инерционных параметрах изотонов с $N = 104$. Во всех

Рис. 42. Схема распада изомеров ^{172}Ho

полосах наблюдается плавное падение A^+ с увеличением J . Значения A^+ становятся близкими для всех изотонов при $J \geq 12$.

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. Уровень 961,4 кэВ наблюдался в реакции (t, p) и проявился в распаде ^{172}Ho только по разряжающим переходам на основное и первое возбужденное состояния. Он интерпретируется как уровень с $J^\pi = 2^+0_2$. Отсутствие заселяющих γ -переходов позволило сделать вывод о существовании низкоспинового изомера ^{172}Ho с периодом полураспада около 1 мин, в β -распаде которого и заселяется уровень 961,4 кэВ.

В табл. 64 дается систематика уровней с $K^\pi = 0^+$ в изотонах с $N = 104$. Энергия уровня 961,4 кэВ не укладывается в плавный ход зависимости E от

Таблица 63. Полосы основных состояний в ^{172}Er и изотонов с $N = 104$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{172}Er	77,0	12,83	12,71					
^{174}Yb	76,47	12,75 10,65	12,62 10,27	12,41 9,92	12,13	11,74	11,40	11,04
^{176}Hf	88,35	14,73 10,67	14,42 10,04	13,95	13,37	12,72	12,03	11,33
^{178}W	106,1	17,68 10,16	16,93 8,75	15,98	14,92	13,78	12,59	11,37
^{180}Os	132,3	22,03 10,00	19,75 9,14	17,57 8,81	15,42 8,49	13,43 8,22	11,77 7,55	10,49 6,61
^{182}Pt	154,9	25,82						

Таблица 64. Энергия уровней 0^+ и 2^+ в полосах с $N = 104$

Ядро \ J	0_1^+	0_2^+	0_3^+	0_4^+
^{172}Er	$E(0)$ 0	—	(1322)	(1470)
	$E(2)$ 77,0	961,4	(1390)	—
^{174}Yb	$E(0)$ 0	1487,12	1885,0	2113,9
	$E(2)$ 76,47	1561,02	1958,5	2171,8
^{176}Hf	$E(0)$ 0	1149,9	1293,1	1749
	$E(2)$ 88,35	1226,6	1379,4	1796
^{178}W	$E(0)$ 0	1001	1356	1643
	$E(2)$ 106,11	1082,8	1450	
^{180}Os	$E(0)$ 0			
	$E(2)$ 132,2			
^{182}Pt	$E(0)$ 0	499,4		
	$E(2)$ 154,9	855,4		

Z . В табл. 65 приведена зависимость от числа нейтронов N . Здесь прослеживается плавное падение $E(2^+0_2)$ с увеличением N . В этой же таблице виден плавный рост $E(2^+2_1)$ с увеличением N .

Гамма-вибрационные полосы. Уровень 1033,7 кэВ в ^{172}Er мы рассматриваем как γ -вибрационный. В табл. 66 приведены данные о γ -полосах в изотонах с $N = 104$. Здесь нарушается плавный ход энергии, который имеет место в зависимости от N (табл. 65).

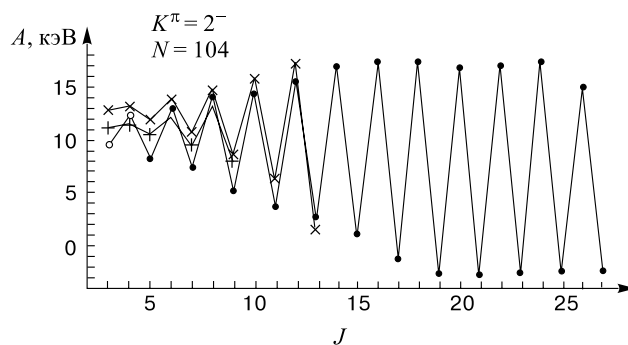
Полосы с $K^\pi = 2^-$. В изотонах с $N = 104$ ярко проявляются полосы с $K^\pi = 2^-$. В ^{172}Er только один уровень 1263,1 кэВ, 3^- отнесен к полосе 2^- .

Таблица 65. Энергия уровня 2^+ в изотопах Er

Уровень	^{164}Er	^{166}Er	^{168}Er	^{170}Er	^{172}Er
2^+_{21}	860	786	821	934	1034
2^+_{02}	1144	1528	1276	960	961

Таблица 66. Гамма-вибрационные полосы в изотонах с $N = 104$

Ядро	2	3	4	5
^{172}Er	1033,7			
^{174}Yb	1634,12	1709,31	1805,2	1926,0
^{176}Hf	1341,31	1445,80	1540,3	1727,80
^{178}W	1110,7	1380,9		
^{180}Os	870,3	1023,4	1197,1	1405,9
^{182}Pt	667,11	941,83		

Рис. 43. Расщепление уровней 2^- в изотонах с $N = 104$: (+) ^{176}Hf , ($\times$) ^{178}W , ($\bullet$) ^{180}Os , ($\circ$) — положение вычислено

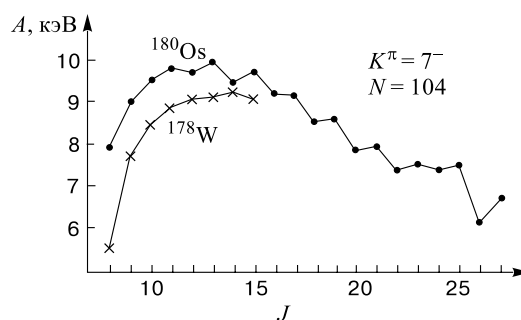
В табл. 67 приведены инерционные параметры полос 2^- , а на рис. 43 — их зависимость от J . Подобие полос, похожее расщепление позволяют сделать вывод о том, что это полосы с одинаковыми квантовыми числами $K^\pi = 2^-$.

В отличие от ^{176}Hf и ^{178}W , где значения $K = 2$ уже приписаны полосам, в ^{180}Os в полосе не проявились уровни 2^- и 3^- , и ей были приписаны $K^\pi = 4^-$. Однако из рис. 43 и табл. 67 следует, что можно приписать полосе $K^\pi = 2^-$. Интерес вызывает возрастание расщепления до $J = 18$ и его приблизительное постоянство в интервале $J = 18 \div 24$.

Таблица 67. Энергия уровней 2^- в изотопах с $N = 104$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^-)$	3/10	4/11	5/12	6/13	7/14	8/15	9/16
^{172}Er	p1300							
^{174}Yb	1318,26	10,61	10,77	10,40	10,99			
^{176}Hf	1247,68	10,95	11,40	10,40	12,04	9,42	12,98	7,99
^{178}W	1044,94	12,63	13,14	11,94	13,67	10,56	14,51	8,53
^{180}Os	p1360	15,71	6,07	17,18	1,26			
		—	—	7,97	13,08	7,23	13,98	4,98
		14,34	3,72	15,61	2,41	16,69	0,80	17,23
		-1,34	17,16	-2,69	16,71	-2,85	16,88	-2,64
		17,29	-2,36	14,88	-2,43			

p — расчетное значение.

Рис. 44. Инерционные параметры полос 7^- в ^{178}W и ^{180}Os

Полосы с $K^\pi = 7^-$. Другой характер имеет зависимость A от J в длинных полосах ^{178}W , $E(7^-) = 1739,52$ кэВ и ^{180}Os , $E(7^-) = 1928,8$ кэВ, которым приписаны $K^\pi = 7^-$ (рис. 44). В обоих изотопах A плавно возрастает от значений 5,5–7,9 при $J = 8$ до 9–10 при $J = 11 \div 16$. В ^{180}Os A падает до 6,1 при $J = 26$. Расщепление составляет $\sim 0,2$ кэВ, что мало по сравнению с 20 кэВ в полосе с $K = 2$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены экспериментальные данные о ядрах эрбия. Каждое из четно-четных деформированных ядер эрбия сравнивается с его изотонами, то есть исследованы цепочки ядер с одинаковыми $N = 88 \div 104$.

Применен простой метод анализа инерционных параметров, изменение которых в зависимости от спина уровня в данной полосе и при переходе от ядра к ядру дает наглядную информацию о свойствах полос.

Проведенный обзор позволил получить новые научные результаты.

1. Проявился новый изомер ^{172}Ho с малым спином.

2. Построена новая схема уровней ^{172}Er .

3. Установлено взаимное влияние полос друг на друга. Пробным камнем послужили полосы с $K = 0$, где имеются уровни только с четными или с нечетными спинами. Они воздействуют на соответствующие состояния в полосах с другими K , в первую очередь, с $K = 1$ и 2 , вызывая в них сигнатурное расщепление полос. Оно оказалось столь большим, что иногда приводит к инверсии уровней, особенно в полосах с $K^\pi = 1^-$, например, в ^{156}Gd и ^{170}Yb .

4. Выявлено расщепление полос с $K \geq 2$, где не ожидается прямого взаимодействия Кориолиса ($\Delta K = 1$). Эффект проявился в γ -полосах с $K^\pi = 2^+$ и с $K^\pi = 2^-$. Расщепление имеет место и в полосах с $K^\pi = 4^-$.

5. Ход инерционных параметров в длинных полосах приводит к их стабилизации при больших спинах, они приобретают близкие значения в разных полосах.

6. Методика позволила установить квантовые характеристики ряда неидентифицированных ранее полос или изменить их характеристики. Примерами служат полосы с $K^\pi = 0^-$ в ^{158}Yb , в ^{154}Dy (не 1^-), 2^- в ^{180}Os (не 4^-) и ряд других.

7. Использование правил отбора для разрешенных незаторможенных β -переходов позволило идентифицировать состояния большого числа материнских и дочерних ядер.

8. Сопоставление проводилось с учетом предсказаний квазичастично-вибрационной модели В.Г.Соловьева. Подтверждена ее применимость в подавляющем большинстве рассмотренных случаев.

9. Указано на ограниченность применимости простой вибрационной модели в предсказании двухфононных квадрупольных состояний.

10. Примененная методика анализа оказалась ценной для предсказания положения уровней ротационных полос. Показано, где можно использовать инерционные параметры $A(\Delta J = 1)$, а где нужно применять A^+ или A^- ($\Delta J = 2$). Проведенная систематика дает основания для выбора варианта и усиливает предсказательную силу метода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nuclear Data Sheets.** — 1985–2000.
2. **Григорьев Е.П., Соловьев В.Г.** — Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.

3. **Беленький В.М., Григорьев Е.П.** — Структура четных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1987.
4. **Sood P.C. et al.** — Data and Nucl. Data Tables, 1991, v.47, p.89.
5. **Jain A.K. et al.** — Rev. Nucl. Phys., 1998, v.70, p. 843.
6. **Бондаренко В.А. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, т.45, с.2141.
7. **Григорьев Е.П.** — В кн.: Изучение возбужденных состояний ядер. Под ред. Б.С. Дзелепова. Алма-Ата: Наука, 1986, с.140.
8. **Chang-hua Zhang et al.** — Phys. Rev., 1998, v.C58, p.851.
9. **Lawson R.D.** — Z. Phys., 1981, v.A303, p.51.
10. **Zhang C.T. et al.** — Z. Phys., 1997, v.A318, p.65.
11. **Быстров В.А. и др.** — В сб.: Межд. сов. по физике ядра. СПб, 1996, с.71.
12. **Горожанкин В.М. и др.** — В сб.: Яд. спектроск. и структура ат. ядра. СПб, 1995, с.88.
13. **Hamilton J.H. et al.** — Nuovo Cimento, 1998, v.A111, p.633.
14. **Громов К.Я. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.1802.
15. **Cline D. et al.** — Acta Phys. Polonica, 1993, v.B30, p.1291.
16. **Григорьев Е.П.** — Ядерная физика, 1994, т.57, с.590.
17. **Адам И. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.875.
18. **Артамонова К.П. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, т. 38, с. 1763.
19. **Garrett P.E. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1997, v.78, p.45.
20. **Corninbouf E.G. et al.** — Phys. Rev., 1997, v.C56, p.1201.
21. **Григорьев Е.П., Сушков Н.А.** — В сб.: Межд. конф. по ядерной физике. СПб, 1999, с.114.
22. **Берендаков С.А. и др.** — Ядерная физика, 1998, т.61, с.389.
23. **Григорьев Е.П., Гладкова И.А.** — Ядерная физика, 2000, т.63, с.1.
24. **Берендаков С.А. и др.** — Изв. РАН, сер. физ., 1992, т.56, №1, с.23; 1992, т.56, №11, с.28.
25. **Becker K. et al.** — Nucl. Phys., 1991, v.A522, p.557.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ПОМЕЩЕННЫХ В ВЫПУСКЕ

УДК 539.1+538.9

Нейтронная физика на пороге XXI века. *Аксенов В.Л.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.6, с.1303.

Предметом современной нейтронной физики является исследование с помощью нейтронов в широком диапазоне энергий фундаментальных взаимодействий и симметрий, высоковозбужденных состояний атомных ядер, кристаллических и магнитных структур, динамических возбуждений в твердых телах и жидкостях.

Проведен анализ состояния и перспектив решения наиболее актуальных и принципиальных проблем нейтронной физики. Основной вывод: нейтронная физика дает много информации для физики частиц, атомного ядра, конденсированного состояния вещества, химии, биологии, материаловедения, наук о Земле, однако в следующем столетии необходимо создание новых высокопоточных источников нейтронов. После 2010 года в мире число ядерных реакторов, используемых для физических исследований, уменьшится до 10—15.

Дан анализ тенденций в развитии источников нейтронов. Рассмотрены возможности наиболее развитых нейтронных центров в мире. Обсуждаются наиболее перспективные проекты новых источников нейтронов.

Табл.5. Ил.16. Библиогр.: 52.

УДК 539.142.2; 539.144

Формирование гигантских резонансов в легких ядрах. *Ииханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Юдин Н.П.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.6, с.1343.

Дан обзор современного состояния проблемы формирования дипольного и спин-дипольного гигантских резонансов в легких ($Z < 20$) и ряде средних ($Z < 28$) ядер с незаполненными оболочками. В отличие от тяжелых ядер, в которых имеет место четкое формирование коллективных степеней свободы, в легких ядрах определяющими являются оболочечные и симметричные эффекты, создающие сильный разброс по энергии исходных частично-дырочных конфигураций. В результате упомянутые ГР, как правило, выглядят широкой полосой возбуждения, занимающей интервал 10÷15 МэВ. Вне рамок этого явления в рассматриваемых ядрах вообще нельзя понять природу ГР. В обзоре детально прослеживается влияние эффектов перестановочной симметрии (SU) на поглощение гамма-квантов; для легчайших ядер обсуждаются результаты расчетов с кластер-кластерными глубокими потенциалами с запрещенными состояниями, конфигурационное расщепление ГР в ядрах $1p-2s-2d$ - и $3p-3f$ -оболочек, эффекты конфигурационного и симметричного расщепления в спин-дипольном резонансе.

Табл.6. Ил.37. Библиогр.: 93.

УДК 539.171

Астрофизические аспекты нейтронной физики. *Казарновский М.В.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.6, с.1398.

В рамках современных представлений кратко рассматривается история развития Вселенной, а также эволюция звезд. При этом делается акцент на роль ядерных реакций, определяющих происходящие в звездах процессы, в частности, нуклеосинтез. Особое внимание уделяется образованию элементов тяжелее железа путем последова-

тельного захвата нейтронов, так называемых медленного и быстрого процессов (s - и r -процессы). Поскольку предполагается, что внутри эволюционирующих звезд нейтроны имеют максвелловские спектры с температурами порядка 10-100 кэВ, в анализе этих процессов существенную роль играют детальные знания о сечениях реакции радиационного захвата нейтронов, усредненных по таким спектрам. В обзоре рассматриваются проблемы создания специфических нейтронных источников, генерирующих нейтронные потоки в виде максвелловских спектров со звездными температурами. Такие источники особенно важны для получения надежных значений сечений для ядер с малыми сечениями, а также для ядер, находящихся в возбужденных и метастабильных состояниях (моделирование r -процессов). Описываются действующие, а также создаваемые в ИЯИ РАН и ЛНФ ОИЯИ экспериментальные установки, на которых планируется измерять такие сечения.

Табл.1. Ил.19. Библиогр.: 13.

УДК 539.17

Упругое и неупругое рассеяние адронов на легких ядрах в дифракционной теории. Жусупов М.А., Ибраева Е.Т. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.6, с.1427.

На основе дифракционной теории Глаубера–Ситенко проведен анализ упругого и неупругого рассеяния адронов (протонов, антипротонов и π -мезонов) на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$. В расчетах использовались несколько версий кластерных волновых функций ядер, найденных в рамках 2- и 3-частичных мультикластерных динамических моделей. Показано, что применение этих волновых функций в модели Глаубера–Ситенко позволяет неплохо описать экспериментальные дифференциальные поперечные сечения и анализирующие способности в рассеянии адронов при энергии от сотен МэВ до 1 ГэВ. Обсуждается вклад в сечение различных компонент волновых функций, разных кратностей рассеяния на кластерах и нуклонах ядра-мишени, действительной и мнимой частей элементарных амплитуд. Изучены зависимость поведения сечения от параметров элементарных AN - и $A\alpha$ -амплитуд ($A \equiv p, \bar{p}, \pi$). Показано, что частичное заполнение дифракционного минимума в дифференциальном поперечном сечении при рассеянии на ядре ${}^6\text{Li}$ обусловлено вкладом D -волны, а в ${}^9\text{Be}$ — вкладом в сечение неупругого канала рассеяния (на уровень $1/2^+$), не разрешенного в эксперименте.

Табл.9. Ил.28. Библиогр.: 138.

УДК 539.144.3

Структура четных изотопов эрбия. Григорьев Е.П. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып.6, с.1496.

Рассмотрена совокупность данных о ротационных полосах коллективных и двух-квазичастичных состояний в группах четно-четных изотопов с $N=88\div 104$. Зависимость инерционных параметров, обратных моментам инерции, от спинов в полосах показывает как закономерности, общие для совокупности ядер с одинаковыми Z или N и одинаковым квантовым числом K , так и особенности каждого индивидуального ядра, где проявляется уникальное соотношение уровней. Результаты привели к подтверждению применимости квазичастично-вибрационной модели. Они позволили провести или уточнить идентификацию многих длинных полос.

Табл.67. Ил.44. Библиогр.: 25.

ТЕМАТИЧЕСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ, т. 31, 2000

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

- Аникин И.В., Дорохов А.Е., Томо Л.** Структура пиона в модели ннстантонной жидкости. 5.1023.
- Артёмов А.С.** Фотоэлектронный метод невозмущающей диагностики пучка отрицательных ионов. 5.1242.
- Балдин А.М.** О симметрии в современной физике (к столетию со дня рождения академика В.А.Фока). 1.252
- Басиладзе С.Г.** Сигнал, данные и информация в физических измерениях. 3.634
- Волков М.К., Юдичев В.Л.** Радиально возбужденные скалярные, псевдоскалярные и векторные нонеты мезонов в киральной кварковой модели. 3.576
- Ван ден Бошэ Б.** Термодинамика киральной эффективной модели с аксиальной и конформной аномалиями. 3.671
- Галынский М.В.,** см. Кураев Э.А. и др.
- Дорохов А.Е.,** см. Аникин И.В. и др.
- Красников Н.В., Матвеев В.А.** Поиск стандартного бозона Хиггса на суперколлайдерах. 3.525
- Киселев Ю.Ф.** Техника поляризованных мишеней. 3.714
- Киселев В.В.** Универсальные масштабные соотношения для констант связи мезонов, содержащих тяжелые кварки. 5.1080
- Крейн Г.** Многочастичная теория систем составных адронов. 5.1212
- Кураев Э.А., Галынский М.В., Левчук М.И.** О принципах и физической программе $\gamma\gamma$ -коллайдеров. 1.155
- Левчук М.И.,** см. Кураев Э.А. и др.
- Логунов А.А., Мествиришвили М.А.** Инерциальные системы и общий принцип относительности в теории тяготения. 1.71
- Матвеев В.А.,** см. Красников Н.В. и др.
- Мествиришвили М.А.,** см. Логунов А.А. и др.
- Мир-Касимов Р.М.** Теория Фока атома водорода и квантовое пространство. 1.91
- Никитюк Н.М., Романов Ю.И.** Применение волоконно-оптических световодов в экспериментах по физике высоких энергий и в ускорительной технике. 1.206
- Новожилов Ю.В., Новожилов В.Ю.** Владимир Александрович Фок (к столетию со дня рождения). 1.5
- Новожилов В.Ю.,** см. Новожилов Ю.В. и др.
- Прохоров Л.В.** В.А.Фок — судьба некоторых открытий. 1.47
- Романов Ю.И.,** см. Никитюк Н.М. и др.
- Сисакян А.Н., Шевченко О.Ю., Солганик С.Б.** Топологические эффекты в среде. 1.109
- Солганик С.Б.** см. Сисакян А.Н. и др.
- Томо Л.,** см. Аникин И.В. и др.
- Шевченко О.Ю.,** см. Сисакян А.Н. и др.
- Юдичев В.Л.,** см. Волков М.К. и др.
- Юкалов В.И., Юкалова Е.П.** Кооперативные электромагнитные эффекты. 5.1128
- Юкалова Е.П.,** см. Юкалов В.И. и др.

Физика атомного ядра

- Аксенов В.Л.** Нейтронная физика на пороге 21-го века. 6.1303
- Ахиезер А.И., Бережной Ю.А., Пилипенко В.В.** Квантовая интерференция и ядерная оптика. 2.458
- Баран В.,** см. Ди Торо М. и др.
- Бережной Ю.А.,** см. Ахиезер А.И. и др.
- Боголюбов (мл.) Н.Н.** Приближение Хартри-Фока-Боголюбова в моделях с четырехфермионным взаимодействием. 2.431
- Васильева Э.В., Суховой А.М., Хитров В.А.** Влияние структуры возбужденных состояний тяжелых ядер на процесс каскадного γ -распада в диапазоне энергии связи нейтрона. 2.350
- Вдовин А.И.** Вадим Георгиевич Соловьев. 4.779
- Воронов В.В., Караджов Д., Катара Ф., Северюхин А.П.** Корреляции в основном состоянии за пределом приближения случайных фаз и коллективные возбуждения. 4.905
- Григорьев Е.П.** Структура четных изотопов эрбия. 6.1496
- Ди Торо М., Баран В., Кабиббо М., Колонна М., Ларионов А.Б., Цонева Н.** Ядерный гигантский дипольный резонанс при экстремальных условиях. 4.875
- Жусупов М.А., Ибраева Е.Т.** Упругое и неупругое рассеяние адронов на легких ядрах в дифракционной теории. 6.1427
- Ибраева Е.Т.,** см. Жусупов М.А. и др.
- Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А.** Гигантские резонансы в атомных ядрах. 2.313
- Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Юдин Н.П.** Формирование гигантских резонансов в легких ядрах. 6.1343
- Кабиббо М.,** см. Ди Торо М. и др.
- Казарновский М.В.** Астрофизические аспекты нейтронной физики. 6.1398
- Капитонов И.М.,** см. Ишханов Б.С. и др.
- Караджов Д.,** см. Воронов В.В. и др.
- Катара Ф.,** см. Воронов В.В. и др.
- Колонна М.,** см. Ди Торо М. и др.
- Ларионов А.Б.,** см. Ди Торо М. и др.
- Мазур В.М.** Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского резонанса. 2.385
- Михайлов И.Н.** Макро-микроскопический подход в ядерной динамике. 4.838
- Навроцка В.И., Назмитдинов Р.Г.** Некоторые аспекты парных корреляций в конечных ферми-системах. 4.940
- Назмитдинов Р.Г.,** см. Навроцка В.И. и др.
- Неудачин В.Г.,** см. Ишханов Б.С. и др.
- Пилипенко В.В.,** см. Ахиезер А.И. и др.
- Пустыльник Б.И.** Компаунд-ядра в реакциях с тяжелыми ионами. 2.273
- Родин В. А., Урин М.Г.** Описание радиационных и «слабых» силовых функций компаунд-состояний ядер в рамках полумикроскопического подхода. 4.976
- Северюхин А.П.,** см. Воронов В.В. и др.
- Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю.** Дипольные возбуждения в деформированных ядрах. 4.786
- Суховой А.М.,** см. Васильева Э.В. и др.
- Сушков А.В.,** см. Соловьев В.Г. и др.
- Урин М.Г.,** см. Родин В.А. и др.
- Хитров В.А.,** см. Васильева Э.В. и др.
- Цонева Н.,** см. Ди Торо М. и др.
- Ширикова Н.Ю.,** см. Соловьев В.Г. и др.
- Эрамжян Р.А.,** см. Ишханов Б.С. и др.
- Юдин Н.П.,** см. Ишханов Б.С. и др.
- Юдин Н.П.,** см. Ишханов Б.С. и др.

Авторский указатель, т. 31, 2000

А

Аксенов В.Л., 6.1303
Аникин И.В., 5.1023
Артёмов А.С., 5.1242
Ахиезер А.И., 2.458

Б

Балдин А.М., 1.252
Баран В., 4.875
Басиладзе С.Г., 3.634
Бережной Ю.А., 2.458
Боголюбов Н.Н.(мл.), 2.431

В

Ван ден Бошэ Б., 3.671
Васильева Э.В., 2.350
Вдовин А.И., 4.779
Волков М.К., 3.576
Воронов В.В., 4.905

Г

Галынский М.В., 1.155
Григорьев Е.П., 6.1496

Д

Дорохов А.Е., 5.
Ди Торо М., 4.875

Ж

Жусупов М.А., 6.1427

И

Ибраева Е.Т., 6.1427
Ишханов Б.С., 2.313
Ишханов Б.С., 6.1343

К

Кабиббо М., 4.875
Казарновский М.В., 6.1398
Капитонов И.М., 6.1343
Караджов Д., 4.905
Катара Ф., 4.905
Киселев В.В., 5.1080
Киселев Ю.Ф., 3.714
Колонна М., 4.875
Красников Н.В., 3.525
Крейн Г., 5.1212
Кураев Э.А., 1.155

Л

Ларионов А.В., 4.875
Левчук М.И., 1.155
Логунов А.А., 1.71

М

Мазур В.М., 2.385
Матвеев В.А., 3.525
Мествиришвили М.А., 1.71
Мир-Касимов Р.М., 1.91
Михайлов И.Н., 4.838

Н

Навроцка В.И., 4.940
Назмитдинов Р.Г., 4.940

Неудачин В.Г., 6.1343
 Никитюк Н.М., 1.206
 Новожилов В.Ю., 1.5
 Новожилов Ю.В., 1.5

П

Пилипенко В.В., 2.458
 Прохоров Л.В., 1.47
 Пустыльник Б.И., 2.273

Р

Родин В.А., 4.976
 Романов Ю.И., 1.206

С

Северюхин А.П., 4.905
 Сисакян А.Н., 1.109
 Солганик С.Б., 1.109
 Соловьев В.Г., 4.789
 Суховой А.М., 2.350
 Сушков А.В., 4.789

Т

Томио Л., 5.1023

У

Урин М.Г., 4.976

Х

Хитров В.А., 2.350

Ц

Цонева Н., 4.875

Ш

Шевченко О.Ю., 1.109
 Ширикова Н.Ю., 4.786

Э

Эрамжян Р.А., 2.313

Ю

Юдин Н.П., 2.313
 Юдин Н.П., 6.1343
 Юдичев В.Л., 3.576
 Юкалов В.И., 5.1128
 Юкалова Е.П., 5.1128

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Аксенов В.Л.</i>	
Нейтронная физика на пороге XXI века	1303
<i>Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Юдин Н.П.</i>	
Формирование гигантских резонансов в легких ядрах	1343
<i>Казарновский М.В.</i>	
Астрофизические аспекты нейтронной физики	1398
<i>Жусупов М.А., Ибраева Е.Т.</i>	
Упругое и неупругое рассеяние адронов на легких ядрах в дифракционной теории	1427
<i>Григорьев Е.П.</i>	
Структура четных изотопов эрбия	1496
Тематический указатель	1562
Авторский указатель	1564

CONTENTS

<i>Aksenov V.L.</i>	
Neutron Physics Entering the XXI Century	1303
<i>Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G., Yudin N.P.</i>	
Formation of Giant Resonances in Light Nuclei.	1343
<i>Kazarnovsky M.V.</i>	
Astrophysics Aspects of Neutron Physics	1398
<i>Zhusupov M.A., Ibraeva E.T.</i>	
Elastic and Inelastic Scattering of Hadrons from Light Nuclei in Diffraction Theory	1427
<i>Grigoriev E.P.</i>	
Structure of Even-Even Er Isotopes.	1496
Subject indexes	1562
Author's indexes	1564

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 $_n$, верхние — знаком повышения n ; 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 ноль оставляют без подчеркивания. Греческие буквы подчеркиваются красным карандашом, векторы — синим, либо знаком $\vec{}$ 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», χ — «кси», k — лат., k — 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. **Turbine 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.** — Hiroshima Univ. Preprint, HUPD-8607, 1986.

6. Редакция посылает автору одну корректуру. Изменения и дополнения в тексте и рисунках не допускаются. Корректурa с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в минимальный срок.

Редактор **Е.К.Аксенова.**
Художественный редактор **А.Л.Вульфсон.**
Корректор **Т.Е.Попеко.**

Сдано в набор 5.06.2000. Подписано в печать 13.09.2000. Формат 60 90/16.
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл.печ.л. 17,0. Уч.-изд.л. 21,35.
Тираж 400. Заказ 52247. 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.6. 1299—1570.

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА НА ПОРОГЕ ХХІ ВЕКА

В.Л.Аксенов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

1. ВВЕДЕНИЕ	1303
2. ЧАСТИЦЫ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	1305
3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ	1308
4. ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ	1309
5. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ	1311
6. ХИМИЯ	1314
7. БИОЛОГИЯ	1316
8. МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ	1320
9. ИНЖЕНЕРНЫЙ АНАЛИЗ	1323
10. НАУКИ О ЗЕМЛЕ	1327
11. СОВРЕМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ	1331
11.1. Источники с непрерывным потоком.	1332
11.2. Импульсные источники.	1335
12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1339
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1340

УДК 539.142.2; 539.144

ФОРМИРОВАНИЕ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, Н.П. Юдин

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

1. ВВЕДЕНИЕ	1343
2. СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНАЯ СИММЕТРИЯ И СТРУКТУРА ДГР У ЯДЕР $1p$ -ОБОЛОЧКИ	1353
3. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДГР ЯДЕР $2s2d$ - ОБОЛОЧКИ	1370
4. ОСОБЕННОСТИ ДИПОЛЬНОГО ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ У ЯДЕР ОБОЛОЧКИ $3p3f$	1380
5. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГИГАНТСКОГО СПИН-ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА	1386
6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1391
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1394

УДК 539.171

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

М.В.Казарновский

Институт ядерных исследований РАН, Москва

1. ВВЕДЕНИЕ	1398
2. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ВСЕЛЕННОЙ	1399
3. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЗВЕЗДАХ. ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ОТ УГЛЕРОДА ДО ЖЕЛЕЗА	1408
4. СИНТЕЗ ТЯЖЕЛЫХ ИЗОТОПОВ ПУТЕМ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ	1414
5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ, НЕОБХОДИМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ НУКЛЕОСИНТЕЗА В ЗВЕЗДАХ	1421
6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1425
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1425

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ В ДИФРАКЦИОННОЙ ТЕОРИИ

М.А.Жусупов, Е.Т.Ибраева

Казахский государственный национальный университет им.Аль-Фараби
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической
физики, Алма-Ата 480012, Тole-би 96А

ВВЕДЕНИЕ	1427
1. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ ЯДЕР В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ КЛА- СТЕРНОЙ МОДЕЛИ	1433
2. ФОРМАЛИЗМ	1442
3. УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$	1455
4. УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА ЯДРЕ ${}^7\text{Li}$	1468
5. УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ НА ЯДРЕ ${}^9\text{Be}$	1481
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1488
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1490

СТРУКТУРА ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ

Е.П.Григорьев

НИИ физики С.-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург

1. ВВЕДЕНИЕ	1496
2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ О СТРУКТУРЕ ЯДЕР ЭРБИЯ. КЛАССИФИКАЦИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ	1497
2.1. Общий подход	1497
2.2. Сферические ядра	1498
2.3. Вибрационные ядра	1498
2.4. Переходные ядра	1498
2.5. Деформированные ядра	1498
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ СОСТОЯНИЙ	1499
3.1. Кулоновское возбуждение	1499
3.2. Неупругое рассеяние нейтронов	1500
3.3. Реакция (n, γ)	1500
3.4. Реакции передачи нуклона	1500
3.5. Реакции (e, e') и (γ, γ')	1500
3.6. Разрешенный β -распад	1500
4. СТРУКТУРА ЯДЕР Er И ГРУПП ИЗОТОНОВ	1501
4.1. Ядро $^{150}_{68}\text{Er}_{82}$	1501
4.2. Ядро $^{152}_{68}\text{Er}_{84}$	1502
4.3. Ядро $^{154}_{68}\text{Er}_{86}$	1503
4.4. Ядро $^{156}_{68}\text{Er}_{88}$	1505
4.5. Ядро $^{158}_{68}\text{Er}_{90}$	1508
4.6. Ядро $^{160}_{68}\text{Er}_{92}$	1514
4.7. Ядро $^{162}_{68}\text{Er}_{94}$	1520
4.8. Ядро $^{164}_{68}\text{Er}_{96}$	1525
4.9. Ядро $^{166}_{68}\text{Er}_{98}$	1534
4.10. Ядро $^{168}_{68}\text{Er}_{100}$	1539
4.11. Ядро $^{170}_{68}\text{Er}_{102}$	1546
4.12. Ядро $^{172}_{68}\text{Er}_{104}$	1553
5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1557
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1558