

ISSN 0367-2026

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ



ЧАСТИЦ

и АТОМНОГО

ЯДРА

В
Ы
П
У
С
К

1997 том 28 выпуск 2



JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

PHYSICS
OF ELEMENTARY
PARTICLES
AND ATOMIC
NUCLEI

PARTICLES & NUCLEI

SCIENTIFIC REVIEW JOURNAL

Founded in December 1970

VOL.28

PART 2

Six issues per year

DUBNA 1997

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА

ЭЧАЯ

НАУЧНЫЙ ОБЗОРНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в декабре 1970 года

ТОМ 28

ВЫПУСК 2

Выходит 6 раз в год

ДУБНА 1997

Главный редактор

А.М.БАЛДИН

Редакционная коллегия:

В.Л.АКСЕНОВ

(зам. главного редактора),

П.Н.БОГОЛЮБОВ,

С.К.БРЕШИН,

В.В.БУРОВ,

В.В.ВОЛКОВ,

Ц.Д.ВЫЛОВ,

Ю.П.ГАНГРСКИЙ,

В.П.ДЖЕЛЕПОВ,

П.И.ЗАРУБИН,

И.С.ЗЛАТЕВ,

П.С.ИСАЕВ

(ответственный секретарь),

В.Г.КАДЫШЕВСКИЙ

(зам. главного редактора),

К.КАУН,

Д.КИШ,

Н.Я.КРОО,

Р.М.ЛЕБЕДЕВ,

И.Н.МИХАЙЛОВ,

НГУЕН ВАН ХЪЕУ

(зам. главного редактора),

Ю.Ц.ОГАНЕСЯН,

Ю.П.ПОПОВ,

А.Н.СИСАКЯН,

В.Г.СОЛОВЬЕВ

(зам. главного редактора),

А.Н.ТАВХЕЛИДЗЕ,

А.А.ТЯПКИН,

А.И.ХРЫНКЕВИЧ,

Ч.К.ШИМАНЕ

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

Э.В.Ивашкевич

РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА ГИПЕРЯДЕР 1p-ОБОЛОЧКИ

II. БАРИОННЫЕ РАСПАДЫ

Л.Майлинг

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Институт ядерной физики Академии наук Чешской республики, Ржеж

В.Н. Фетисов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва

Р.А. Эрамжян

Институт ядерных исследований РАН, Москва

В рамках трансляционно-инвариантной модели оболочек проведен анализ барионных распадов гиперядерных резонансов с конфигурациями $s_{\Lambda p}^{-1}$, $p_{\Lambda p}^{-1}$ и $s_{\Lambda s}^{-1}$, а также слабых безмезонных распадов. Основное внимание уделено влиянию структуры ядра на вероятности заселения возбужденных состояний дочерних систем.

The baryonic decays of the hypernuclear resonances built on $s_{\Lambda p}^{-1}$, $p_{\Lambda p}^{-1}$ and $s_{\Lambda s}^{-1}$ configurations have been analysed in the framework of the translationally invariant shell model. The attention is focused on the role of the nuclear structure on the population of the excited states of daughter systems. The weak non-mesonic decay of light hypernuclei is discussed as well.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к гиперядрам вызван прежде всего возможностью через изучение их свойств, таких как энергии связи Λ -гиперона, спектры связанных и резонансных состояний, сильные и слабые распады, электромагнитные переходы и др., извлекать информацию о гиперон-нуклонном (YN) и гиперон-ядерном (YA) взаимодействиях [1–3]. Значимость этих исследований усиливается тем, что прямые опыты по рассеянию гиперонов нуклонами или ядрами неосуществимы из-за отсутствия низкоэнергетических пучков гиперонов. Имеющиеся же данные по вторичным бинарным

реакциям $YN \rightarrow Y'N$ очень ограничены [4], и они, в отличие от NN -рассеяния, не дают цельного представления об основных чертах YN -взаимодействия. Другим важным аспектом физики гиперядер является то, что гиперон, как частица, не тождественная нуклону, может играть роль пробного тела в исследовании природы ядерной среды [5]. Здесь имеется в виду отклик оболочечной, кластерной или коллективной структуры ядра-остова на присутствие гиперона. Высказываются также предположения, что изучение свойств гиперядер позволит подступиться и к проблеме деконфайнмента кварков в ядерных системах [6].

В начале 70-х годов быстрое развитие получила спектроскопия гиперядер в (K^-, π^-) - и (π^+, K^+) -реакциях на ускорителях ЦЕРН, Брукхэйвенской национальной лаборатории (БНЛ, США) и КЕК (Япония). В результате сведения об энергиях связи Λ -гиперонов (B_Λ) и отдельных модах слабых распадов легких гиперядер, полученные ранее с помощью ядерных фотоэмульсий и пузырьковых камер, были дополнены обширными данными по возбужденным состояниям гиперядер, в частности, по одночастичным спектрам Λ -гиперона. Существенные усилия были направлены на экспериментальное изучение гиперядерных γ -переходов и слабых распадов гиперядер $1p$ -оболочки. Результаты этих исследований подробно освещались во многих обзорных работах (см., например, [2–3, 7–8]).

В настоящее время экспериментальный материал по спектрам гиперядер анализируется в рамках моделей, разработанных в теории обычных ядер. Чаще всего используются оболочечная [9–11] и кластерная модели [12], подходы, использующие метод Хартри — Фока [13] и среднего поля, учитывающего в явной форме мезонные степени свободы и релятивистские эффекты [14]. Обычно ΛN -взаимодействие выбирается

— либо чисто феноменологическим: по доступным экспериментальным данным (энергии связи, спектры гиперядер) определяются параметры ΛN - и ΛNN -потенциалов ([12,13]) или прямо оболочечные матричные элементы ΛN -взаимодействия ([9,10,15]);

— либо выводится с помощью G -матрицы Бракнера из YN -потенциалов, основанных на мезонной теории ([16,17]).

Ввиду разнообразия задач, на решение которых направлена та или иная модель, трудно отдать предпочтение какому-то одному из этих подходов, тем более что они постоянно совершенствуются. На наш взгляд, наиболее продвинутым инструментом прецизионного анализа низколежащих спектров легких гиперядер с целью извлечения детальных сведений о ΛN -взаимодействии является подход [9,10,15], первоначально развитый Галом, Сопером и Далицем, аналогичный подходу Коэна и Курата в спектроскопии обычных легких ядер [18]. Здесь в качестве параметров выступают двухчастичные матричные элементы ΛN -взаимодействия, число которых для

Таблица 1. Эволюция феноменологических параметров зависящего от спина ΛN -взаимодействия, определенного по спектрам гиперядер $1p$ -оболочки. В правой части таблицы соответствующие матричные элементы вычислены с «реалистическими» ΛN -потенциалами [17]

Год Ссылка $V_{\text{эфф}}$	1978, [9]	1985, [10]	1991, [15]	JA	JB	ND	NF	NS
$-\vec{V}$	1,23	1,49	1,49	1,355	1,319	1,492	1,383	1,485
Δ	0,15	0,50	0,30	0,634	2,249	0,187	-0,163	-1,213
S_{Λ}	0,57	-0,04	-0,02	0,000	0,000	0,345	0,363	0,351
S_N	-0,21	-0,08	0,10	0,000	0,000	0,232	0,267	0,351
T	0,00	0,04	0,02	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

низшей гиперядерной конфигурации $s_{\Lambda} \otimes s^4 p^k$ равно пяти. Они соответствуют независимому от спина ($\vec{V}$), спин-спиновому (Δ), двум спин-орбитальным (S_{Λ} , S_N) и тензорному (T) взаимодействиям гиперона и нуклона. В работе [15] сделана коррекция потенциальных параметров по уровням ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ и предсказаны спектры многих легких гиперядер. Новая параметризация была встречена как наиболее простое объяснение отсутствия гиперядерных γ -квантов в ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ [19]. В табл.1 отражены изменения параметров эффективного ΛN -взаимодействия, вызванные увеличением объема экспериментальных данных: энергии связи дополнились спектром возбужденных состояний и расщеплением дублетов. Несмотря на постепенно уменьшающиеся изменения значений эмпирических параметров, довольно большой разброс величин матричных элементов, рассчитанных с ΛN -потенциалами, основанными на мезонной теории [17], призывает к продолжению работы по определению ΛN -взаимодействия. Тем более что предполагаемая универсальность параметров для всех гиперядер $1p$ -оболочки, пренебрежение трехчастичным взаимодействием, связью Λ - и Σ -каналов нуждаются в дальнейшей проверке [20].

За истекшие пять лет со времени написания первой части обзора [21] темпы развития чисто спектроскопических гиперядерных исследований несколько замедлились, так как на действующих в БНЛ и КЕК установках больше внимания уделялось образованию поляризованных гиперядер в (π^+, K^+) -реакции [22], слабым мезонным распадам легчайших гиперядер

[23], поискам Σ^- [24] и $\Lambda\Lambda$ -гиперядер [25], странных дибарионов в (K^-, K^+) - и (K^-, π^+) -реакциях [26,27] и другим вопросам. Из новых результатов необходимо отметить работу [28], в которой удалось с использованием сверхпроводящего K^+ -спектрометра высокого разрешения (КЕК), обнаружить в реакции (π^+, K^+) на ядре ^{12}C дополнительные уровни в области ниже резонанса $p_\Lambda p^{-1}$, связанные с возбуждением ядерного остова (см. п.1.1). Были также сообщены предварительные результаты измерений γ -квантов $E1$ -перехода $p_\Lambda \rightarrow s_\Lambda$ в реакции $^{13}\text{C}(\pi^-, K^-)^{13}\text{C}$ [29].

В обзоре [21] обсуждались свойства связанных состояний гиперядер $1p$ -оболочки — спектры гиперядерных уровней, сформированных на известных низколежащих ядерных состояниях с конфигурацией $s^4 p^k$, вероятности их возбуждения в реакциях с переворотом и без переворота спина, а также возможные γ -переходы первичных гиперядер. В настоящем обзоре (часть II) мы продолжаем рассмотрение распадных свойств гиперядерных состояний, сосредоточив внимание на барионных распадах возбужденных состояний нормальной и аномальной четности с гипероном в s_Λ - или p_Λ -оболочке. Несмотря на то, что спектроскопия гиперядер с использованием реакции (K^-, π^-) решила проблему идентификации первичного гиперядра, надежды на быстрый прорыв в накоплении спектроскопических данных не сбылись. В реакции доминируют переходы без переворота спина, а предсказанные в [30] каскады γ -квантов отсутствуют вследствие малых расщеплений дублетов $^* |s_\Lambda \otimes s^4 p^k J_N : J = J_N \pm \frac{1}{2} \rangle$. Возможности реакции (K^-, π^-) на существующих пучках каонов с умеренной интенсивностью, невысокой чистотой ($K/\pi \sim 0,1$), энергетическим разрешением заряженных пионов ($\sim 2\text{--}3$ МэВ) уже, кажется, исчерпаны.

Гиперядерная спектроскопия развивается по двум направлениям:

— освоение *новых реакций*, которые позволяют улучшить энергетическое разрешение спектра возбуждения — (K^-, π^0) , или заселять более интересные состояния — (γ, K^+) ;

— развитие методов *идентификации вторичных гиперядер*.

Сечения всех используемых реакций убедительно доказывают, что первичные гиперядра образуются в сильно возбужденных состояниях. Первая стадия связана с испусканием нуклонов или кластеров. Барионные кана-

*С большим трудом найденные и идентифицированные гиперядерные γ -кванты отвечают переходам между состояниями ядерного остова.

лы распада гиперядерных резонансов практически не изучены, хотя такой анализ может существенно облегчить идентификацию гиперфрагментов и γ -квантов [31].

Основное внимание в нашей работе будет уделено оценке вероятностей барионных распадов гиперядерных резонансов с заселением низколежащих уровней дочерних ядер (гиперядер). Такой анализ должен способствовать постановке целенаправленных экспериментов по идентификации новых уровней и γ -линий в дочерних гиперядрах. Реализация соответствующих экспериментов расширит возможности спектроскопии гиперядер, позволит проверить изоспиновую симметрию в гиперядрах, о которой мало что известно, а также вытекающие из оболочечной теории специфические конфигурационные запреты на барионные распады.

В связи с ожидаемым расширением арсенала пучков для гиперядерных исследований целесообразно кратко обсудить особенности различных реакций генерации гиперядер. Помимо теоретического описания в рамках модели оболочек распада состояний, обладающих простыми конфигурациями $s_{\Lambda}p^{-1}$, $p_{\Lambda}p^{-1}$ и $s_{\Lambda}s^{-1}$, мы сочли уместным включить в рассмотрение также и слабый (тоже барионный) безмезонный распад. Этот канал распада реализуется для основных и изомерных состояний первичного или дочернего гиперядра. Его наблюдение дает уникальную возможность исследовать слабый процесс $\Lambda N \rightarrow NN$ [32], проверить известное правило $\Delta T = \frac{1}{2}$ в нелептонных взаимодействиях [33], а также выяснить роль трехчастичной реакции $\Lambda NN \rightarrow NNN$ в слабом распаде [34].

1. ОСОБЕННОСТИ РЕАКЦИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ГИПЕРЯДЕР И НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О СИЛЬНЫХ БАРИОННЫХ РАСПАДАХ

Гиперядра образуются в любой реакции элементарной частицы с нуклонами ядра, сопровождающейся рождением гиперона. Открыты они были, как хорошо известно, польскими физиками Данышем и Пниевским при анализе следов космических лучей в эмульсии. Хотя гиперфрагменты найдены также в эмульсиях, облученных пучками π -мезонов, протонов, даже антипротонов [35], для их систематического поиска бесспорное преимущество у пучков K^- -мезонов, уже несущих необходимый для образования гиперона странный кварк*. Однако в фотоэмульсиях, кроме самого факта

*В тяжелых ядрах фотоэмульсии (Ag, Br) больше половины ($58 \pm 15\%$) захваченных медленных каонов генерирует гиперфрагмент. При захвате каонов легкими ядрами (C, N, O) выход гиперфрагментов меньше, около 10%.

образования гиперядра (частичный развал ядра, обусловленный большим импульсом Λ -гиперона, ~ 250 МэВ/с), удалось идентифицировать только легкие гиперфрагменты по π -мезонному распаду связанного гиперона*.

Дальнейший прогресс обязан изящному предложению М.И.Подгорецкого [37]: вместо «охоты» за распадами случайных гиперфрагментов целенаправленно изучать *рождение* гиперядер. Если импульс налетающего каона равен 530 МэВ/с, то Λ -гиперон в лабораторной системе покоится, т.е. застревает в ядре, заменяя нуклон, на котором произошла реакция. Таким образом, в двухчастичной реакции *обмена странностью*



легко идентифицировать первичные гиперядра, а импульсы π^- -мезонов определяют спектры их возбужденных состояний. Использованию счетчиковой методики способствует концентрация сечения реакции (1) в области малых углов вылета пиона.

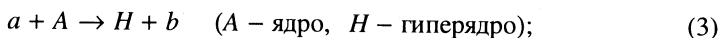
Сенсационные достижения спектроскопии гиперядер с реакцией (K^- , π^-) «на лету» [38] послужили толчком к изучению двухчастичных реакций *ассоциативного рождения*



так как доступные интенсивности пучков обычных частиц (пионов, протонов, электронов) компенсируют падение на несколько порядков сечения реакции (2) по сравнению с реакцией (1) [39,40].

Постоянно расширяющийся набор реакций генерации гиперядер и почти неограниченный выбор мишеней позволяют при постановке новых экспериментов формулировать конкретные цели исследований:

— *возбуждение* специфических мод в различных реакциях



— особенности *барионных распадов* (генерация нужных гиперфрагментов);

— поиск γ -квантов в отобранных гиперядрах;

— характеристики *слабого распада* гиперона в нуклонной среде.

1.1. Реакции образования гиперядер. При изучении возбужденных состояний основное внимание сосредоточено на процессах, которые происходят на одном нуклоне ядра-мишени. Их можно описать в рамках импульс-

*Результат ювелирной работы, сопряженной с кропотливым анализом отдельных событий, — энергии связи 22 легких ($A < 16$) гиперфрагментов, составляющие фундамент гиперядерной спектроскопии [36].

ного приближения с искаженными волнами. Важнейшими характеристиками реакций являются:

i) переданный гиперону (гиперядру) импульс q , определяющий передаваемый орбитальный момент ΔL , и, через формфактор перехода, вероятность «застревания» гиперона в ядре;

ii) спиновая зависимость амплитуды однонуклонной реакции, задающая соотношение перехода ядро $\rightarrow$ гиперядро с переворотом и без переворота спина;

iii) энергетическая и угловая зависимости сечений элементарного процесса, важные для выбора оптимальных кинематических условий и получения максимального выхода.

Факторы i) и ii) играют ключевую роль в селективности разного типа возбуждений гиперядра.

Стадия образования гиперядра в реакции (3) под действием мезонов описывается сечением

$$\frac{d\sigma^{\text{lab}}}{d\Omega_b} = \frac{(2\pi)^4 p_b^2 \overline{|T_{if}^{\text{lab}}|^2} E_a E_b E_H}{p_a (p_b (E_H + E_b) - p_a p_b \cos \theta_b)}, \quad (4)$$

где

$$T_{if}^{\text{lab}} = \langle H, f | \int d\mathbf{r} \chi_{p_b}^{(-)*}(\mathbf{r}) \chi_{p_a}^{(+)}(\mathbf{r}) \sum_{j=1}^A u_j (N \rightarrow \Lambda) \times \\ \times \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \lambda [f + ig(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})]_j |A, i \rangle. \quad (5)$$

В выражении (5) $\chi_{p_b}^{(-)*}(\mathbf{r})$, $\chi_{p_a}^{(+)}(\mathbf{r})$ — волновые функции мезонов, u_j — оператор, переводящий нуклон в гиперон, λ — кинематический коэффициент, учитывающий связь двухтельной амплитуды в с.ц.м. и л.с., p и E — импульсы и энергии частиц, θ_b — угол вылета мезона, $\mathbf{n} = [\hat{\mathbf{p}}_b, \hat{\mathbf{p}}_a]$.

Спин-флиповая часть амплитуды g в (K^-, π^-) -реакции в интервале углов $\theta_\pi < 20^\circ$ при $p_K \leq 800$ МэВ/с дает малый вклад в сечение, однако он становится большим при $p_K \sim 1200$ МэВ/с. В (π^+, K^+) -реакции вклад от g достигает $\sim 50\%$ уже при $\theta_K \sim 20^\circ$ и $p_\pi \sim 1200 + 1300$ МэВ/с [41]. При этом у гиперона (гиперядра) возникает заметная поляризация*.

*Изучение распадных свойств поляризованных гиперядер проводится в КЕК и является одним из интересных новых направлений физики гиперядер [22,42].

Анализ особенностей спектров возбуждения гиперядер становится более наглядным, если элементарную амплитуду $t(aN \rightarrow \Lambda b)$ вынести из матричного элемента (5) при некотором импульсе нуклона, элементарное сечение усреднить по ферми-движению нуклонов в ядре-мишени и пренебречь спин-флиповой частью амплитуды. Волновые функции мезонов разлагают по мультиполям

$$\chi_{p_b}^{(-)*} \chi_{p_a}^{(+)} = \sum_{\Delta L} i^{\Delta L} \sqrt{4\pi(2\Delta L + 1)} \tilde{j}_{\Delta L}(p_a, p_b, \theta_b, r) Y_{\Delta L,0}(\hat{r}), \quad (6)$$

а состояния ядра $|A, i\rangle \equiv |^A Z(i)\rangle$ ($i \equiv J_i T_i E_i$) и гиперядра $|H, f\rangle \equiv |^A Z'(f)\rangle$ ($f \equiv J_f T_f E_f$) по оболочечным волновым функциям

$$|^A Z(i)\rangle = \sum_{l_N j_N} \sum_c G_c^i(l_N j_N) [|l_N j_N \tau_N\rangle \otimes |^{A-1} Z'(c)\rangle]^{J_i T_i}, \quad (N = n, p) \quad (7)$$

$$|^A Z'(f)\rangle = \sum_{l_\Lambda j_\Lambda} \sum_c a_c^f(l_\Lambda j_\Lambda) [|l_\Lambda j_\Lambda\rangle \otimes |^{A-1} Z'(c)\rangle]^{J_f}, \quad (c \equiv J_c T_c E_c). \quad (8)$$

Тогда сечение реакции (3) записывается в факторизованном виде

$$\frac{d\sigma^{\text{lab}}}{d\Omega_b} = \sum_{\Delta L l_\Lambda l_N} \sigma^{\Delta L}(\theta_b, E) N_{\text{eff}}^N(\Delta L, l_\Lambda, l_N), \quad (9)$$

где первый множитель

$$\begin{aligned} \sigma^{\Delta L}(\theta_b, E) &\sim \left| \int \tilde{j}_{\Delta L}(qr) u \Psi_{n_\Lambda l_\Lambda}(r) \Psi_{n_N l_N}(r) r^2 dr \right|^2 \equiv \\ &\equiv \langle n_\Lambda l_\Lambda || \tilde{j}_{\Delta L} Y_{\Delta L} u || n_N l_N \rangle^2 \end{aligned} \quad (10)$$

содержит информацию, относящуюся к использованной реакции, через радиальные интегралы определяет абсолютные значения сечения для данного переданного импульса (и угла). Во втором множителе, эффективном числе нуклонов

$$\begin{aligned} N_{\text{eff}}^N(\Delta L, l_\Lambda, l_N) = \\ = \begin{pmatrix} l_\Lambda & \Delta L & l_N \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \left(T_i \tau_i \frac{1}{2} \tau_N |T_f \tau_f| \right)^2 (G_c^i(l_N j_N))^2 (a_c^f(l_\Lambda j_\Lambda))^2 \end{aligned} \quad (11)$$

сконцентрирована *структурная* информация: возможные значения $l_{\Lambda} = l_N + \Delta L$, возбуждения ядерного остова, отклонения от приближения слабой связи гиперона с ядерным остовом. В благоприятных случаях (некоторые реакции, подходящие мишени) спектр возбуждений гиперядра оказывается суперпозицией небольшого числа легко идентифицируемых полос частично-дырочных возбуждений $[j_{\Lambda} j_N^{-1}]^{\Delta L} J_i : J_f, T_f = T_c, E_f \approx E_c + \epsilon(l_{\Lambda} j_{\Lambda})$.

Реакция замещения (K^{-}, π^{-}). Очевидно, что максимальное значение сечения (10) достигается при полном перекрывании радиальных волновых функций гиперона и нуклона, когда $q = 0$ и, соответственно, $\Delta L = 0$. Такие условия возможны, как указал М.И.Подгореский [37], в реакции (K^{-}, π^{-}) «на лету», при $p_K \sim 530$ МэВ/с, $\theta_{\pi} \sim 0^{\circ}$. В этом кинематическом режиме преимущественно заселяются «состояния замещения» ($n_{\Lambda} l_{\Lambda} = n_N l_N$). С уве-

личением q (т.е. угла θ_{π}) сечение переходов с $\Delta L = 0$ резко падает, а роль недиагональных элементов, управляющих переходами с $\Delta L = 1$ и $\Delta L = 2$, возрастает. На рис.1 приведена зависимость от θ_{π} сечения (4) для переходов $p_{\Lambda} p^{-1} (\Delta L = 0)$, $s_{\Lambda} p^{-1} (\Delta L = 1)$, и $p_{\Lambda} p^{-1} (\Delta L = 2)$, рассчитанная в [43] для реакции (K^{-}, π^{-}) на ядре ^{13}C ($p_K = 800$ МэВ/с).

Благоприятные условия для извлечения спектроскопической информации у ядер $1p$ -оболочки. Число возможных одночастичных переходов ($\sigma^{\Delta L}(\theta_{\pi}, E)$) невелико, к тому же они отвечают разным четностям и энергиям возбуждения:

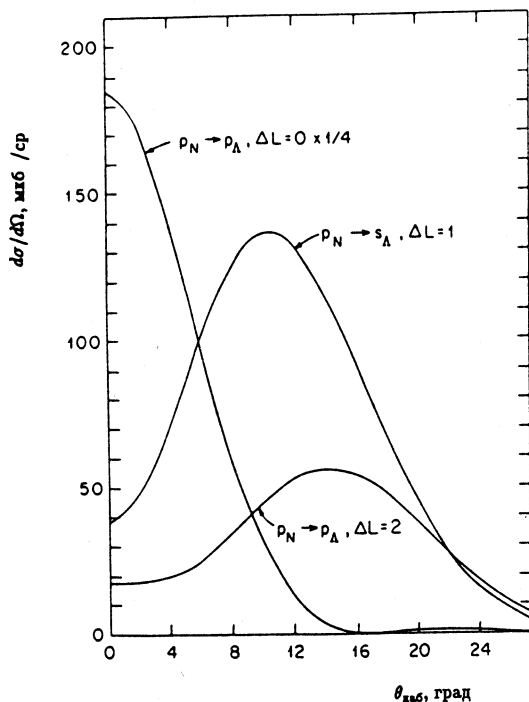


Рис.1. Зависимость от θ_{π} матричных элементов $\langle n_{\Lambda} l_{\Lambda} | \tilde{j}_{\Delta L} Y_{\Delta L}^{\mu} | n_N l_N \rangle$ [43]

$$\begin{array}{llll}
\Delta L = 0(0^+) & \Delta L = 1(1^-) & \Delta L = 2(2^+) & \Delta L = 3(3^-) \\
p_{\Lambda} p^{-1}(1\hbar\omega_{\Lambda}) & s_{\Lambda} p^{-1}(0\hbar\omega) & p_{\Lambda} p^{-1}(1\hbar\omega_{\Lambda}) & d_{\Lambda} p^{-1}(2\hbar\omega_{\Lambda}) \\
s_{\Lambda} s^{-1}(1\hbar\omega_{\Lambda}) & d_{\Lambda} p^{-1}(2\hbar\omega_{\Lambda}) & &
\end{array}$$

В спектрах всех гиперядер $1p$ -оболочки (не только ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ и ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$), снятых при малых углах θ_{π} , видны только изолированные резонансы с $\Delta L = 0$, отвечающие «дырочным возбуждениям» мишени. С увеличением угла θ_{π} появляются «сателлиты» [44]: полоса основного состояния $s_{\Lambda} p^{-1}(\Delta L = 1)$ в сопровождении мультиплетов $p_{\Lambda} p^{-1}(\Delta L = 2)$. Резкая зависимость сечений отдельных переходов ΔL от угла θ_{π} , продемонстрированная на рис.1, открывает уникальную возможность определять квантовые числа возбужденных состояний. Фактически, опираясь на результаты, полученные в этой реакции, были приписаны квантовые числа $(2^+_1, 0^+_1, 2^+_2)$ и структура $(p_{\Lambda} p^{-1})$ узким резонансам гиперядра ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ ($E \sim 11$ МэВ), обнаруженным в эмульсии по протонному распаду [45], а также квантовые числа отдельных полос $|j_{\Lambda} j_N^{-1}; J_f\rangle$ в спектрах реакции (π^+, K^+) .

Тщательный анализ спектров гиперядер p -оболочки доказал преимущества многочастичной модели оболочек не только для систематики энергий связи B_{Λ} , но еще в большей степени для систематики спектров возбуждения. Исключительно эффективным оказалось приближение слабой связи гиперона с ядерным остовом. Нуклонные состояния описываются волновыми функциями, полученными Козном и Куратом [18] (или Бояркиной, Баркером [46]), при диагонализации остаточного NN -взаимодействия. Считается, что все отклонения от приближения слабой связи: $(a_c^f(l_{\Lambda} j_{\Lambda}))^2 \neq 1$; расщепление мультиплетов $[|l_{\Lambda} j_{\Lambda}\rangle \otimes |^{A-1}Z'J_c T_c E_c\rangle]^{J_f}$; отличие интенсивности заселения уровней от predetermined спектроскопическими факторами $G_c^i(l_N j_N)$ обусловлены ΛN -взаимодействием. Хотя появление новых данных сопровождалось неизбежной корректировкой параметров ΛN -взаимодействия, в эволюции параметров (см. табл.1.) прослеживается тенденция к конвергенции.

В более тяжелых гиперядрах резонансы замещения отвечают слишком высоким возбуждениям ($2\hbar\omega, 3\hbar\omega, \dots$). Спектроскопическая информация извлекается из реакции (π^+, K^+) , обладающей селективностью другого типа.

Реакция (K^-, π^0) . Ограниченные возможности реакции (K^-, π^-) связаны также с необходимостью использования толстых мишеней (для полу-

чения разумного выхода гиперядер) и малой разрешающей способностью ($\sim 2\text{--}3$ МэВ) детекторов заряженных пионов. Новые надежды связываются с реакцией (K^-, π^0) . Оказывается, спектрометр нейтральных мезонов, сконструированный в Лос-Аламосе, может обеспечить энергетическое разрешение $\sim 200\text{--}300$ кэВ [47]. Недавно было принято предложение использовать его для гиперядерных исследований в БНЛ [48].

Отметим некоторые особенности реакции (K^-, π^0) . Генерация Λ -гиперона происходит на протонах мишени, поэтому в (K^-, π^0) -реакциях образуются другие гиперядра ${}^A_\Lambda(Z-1, N)$. Если в (K^-, π^-) -реакции на ядрах с изоспином $T_i \neq 0$ доступны оба состояния изоспина ($T_c = T_- \equiv T_i - 1/2$ и $T_c = T_+ \equiv T_i + 1/2$), то (K^-, π^0) -реакция действует как изоспиновый фильтр, заселяя только состояния с T_+ . Для мишеней с $N = Z$ ($T_i = 0$) спектры $N_{\text{eff}}^{n(p)}$ в реакциях (K^-, π^-) и (K^-, π^0) должны быть одинаковы (с точностью до малых эффектов нарушения изоспиновой симметрии). Однако распадные свойства уровней различаются из-за различия пороговых энергий каналов распада [30,49]. В гиперядрах $1p$ -оболочки ${}^A_\Lambda(Z-1, N)$ нейтронные пороги часто оказываются низкими (см. табл.4), что может быть использовано для изучения структуры резонансов по спектрам нейтронов [50].

Реакция $(K^-_{\text{stop}}, \pi^-)$. Реакции с остановившимися каонами $(K^-_{\text{stop}}, \pi^-)$ широко изучались и продолжают изучаться в КЕК [51]. В полученных спектрах возбуждений удалось четко различить лишь переходы $s_\Lambda p^{-1}$ и $p_\Lambda p^{-1}$ в гиперядре ${}^{12}_\Lambda\text{C}$. Потеря селективности объясняется увеличением q (~ 250 МэВ/с) и заменой в матричном элементе (4) $\chi_{p_a}^{(+)}(r)$ на периферическую волновую функцию K^- -мезона, связанного на мезоатомной орбите $4d$.

Большая эффективность образования гиперядер в реакции $(K^-_{\text{stop}}, \pi^-)$, отмеченная в начале раздела, способствовала открытию удивительно большого выхода легко регистрируемого гиперфрагмента ${}^4_\Lambda\text{H}$ из мишеней Li, Be, C, O [52]. Это преимущество реакции $(K^-_{\text{stop}}, \pi^-)$ будет использовано также на уникальной установке — ф-фабрике DAΦNE во Фраскати [53]. Ожидаемый выход гиперядер, полученных при реакции захвата медленных каонов из распада $\phi \rightarrow K^- K^+$ (80 событий/час), превышает число гиперядер, образованных в реакциях на вторичных пучках каонов или в реакциях ас-

социативного рождения (π^+ , K^+) (5 событий/час), а гарантированная чистота «пучка каонов» открывает путь к проведению широкомасштабных гиперядерных исследований [54]. В частности, можно будет изучить реакцию (K^+ , π^+), которая реализуется последовательно на двух протонах ядрамишени [55]. Сечения реакции близки к сечениям (π^+ , K^+)-реакции, составляют несколько мкб/ср при $p_K \sim 800$ МэВ/с [27]. Из-за малой интенсивности каонных пучков по сравнению с пионными ($I_K/I_\pi \sim 10^{-2}$) гиперядерные уровни в этой реакции пока не наблюдались. Для остановившихся K^+ -мезонов оценки скорости реакции отсутствуют, хотя ее возможная роль на легких ядрах обсуждалась [56] в связи с кластерным (${}^4_\Lambda\text{H}$) распадом гиперядер.

Реакцию (K^+ , π^+) предлагается использовать [57] для изучения нейтронно-избыточных гиперядер ${}^6_\Lambda\text{H}$, ${}^7_\Lambda\text{H}$ и др., многие из которых должны быть стабильными, либо находиться «на краю» стабильности по отношению к нейтронным каналам распада. Некоторые из этих гиперядер содержат слабосвязанные нейтроны (нейтронное гало), и их изучение представляется интересным, так как эта яркая особенность структуры ядра в настоящее время широко обсуждается и исследуется в других ядерных реакциях [58].

Реакция (π^+ , K^+). В реакциях ассоциативного рождения гиперона ($a + N \rightarrow \Lambda + K^+$) происходит образование двух тяжелых кварков s и $\bar{s}$, поэтому переданный импульс неизбежно велик. Вследствие этого велика и вероятность вылета гиперона из ядра. Однако, как уже отмечалось, приемлемый выход гиперядер обеспечен благодаря большой интенсивности пучка пионов. Еще в 1980 году Тиссен [39] предложил изучить продукцию гиперядер в реакции (π^+ , K^+), а Довер показал [40], что для больших переданных импульсов ($q \sim 350$ МэВ/с), характерных для этой реакции, матричные элементы $(10) \langle n_\Lambda l_\Lambda || j_{\Delta L} || n_N l_N \rangle$ достигнут максимума, если переданный орбитальный момент ΔL примет предельное значение $\Delta L = l_N + l_\Lambda$.

Реакция (π^+ , K^+) селективно заселяет частично-дырочные состояния вполне определенного типа с максимальным возможным орбитальным моментом — выстроенные состояния (*stretched states*) $|j_\Lambda j_n^{-1}; J_H = l_\Lambda + l_n\rangle$. Учет искажения мезонных волн усиливает подавление переходов с малыми ΔL и между состояниями с радиальными узлами. Поскольку Λ -гиперон, как нетождественная нуклону частица, «садится» в самые глубокие оболочки гиперон-

ядерного потенциала, в реакции (π^+ , K^+) возбуждаются *серии одночастичных состояний* гиперона*.

Освоение реакции (π^+ , K^+) для спектроскопии гиперядер началось в БНЛ. Сначала сопоставлением сечений реакций (K^- , π^-) и (π^+ , K^+) на мишени ^{12}C была продемонстрирована осуществимость проекта [60]. В последовавших измерениях на мишенях ^9Be , ^{12}C , ^{13}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{51}V и ^{89}Y [61] получена A -зависимость энергий связи Λ -гиперона в s_Λ , p_Λ , d_Λ и f_Λ -оболочках, вошедшая в «золотой фонд» гиперядерной спектроскопии [62]. В недавно законченной серии экспериментов в КЕК, наряду с мишенями ^{12}C , ^{28}Si , ^{89}Y , изучались ^{10}B , ^{139}La и ^{208}Pb [28].

Интересно, что в тяжелых гиперядрах несмотря на низкий порог испускания нейтронов (~ 8 МэВ), за счет перестройки барионных орбиталей (ядерный оже-эффект) одночастичные состояния гиперона оказываются узкими, доступными наблюдению [63]. Заселение же самых низких орбиталей s_Λ , p_Λ и, возможно, d_Λ может приводить к излучению гиперядерных γ -квантов.

Из-за экспериментального разрешения (~ 3 МэВ) в некоторых гиперядрах, где нейтронные дырки сильно фрагментированы (например, $^{40}_{\Lambda}\text{Ca}$), отдельные резонансы перекрываются, структурные особенности сечения пропадают. Впечатляющая картина «одночастичного спектра гиперона» в $^{89}_{\Lambda}\text{Y}$ обязана большой концентрации нейтронной дырки $1g_{9/2}^{-1}$ (дырки f^{-1} , p^{-1} создают лишь общий фон).

С помощью нового сверхпроводящего спектрометра каонов (SKS) в [28] удалось выделить в спектре гиперядра $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ два слабых резонанса, отвечающих возбуждению остова ($E = (2,58 \pm 0,17)$ МэВ и $E = (6,89 \pm 0,42)$ МэВ). К сожалению, их квантовые числа не установлены. (Зависимость от угла θ_K для *всех* переходов без переворота спина имеет максимум при 0° .) Авторы, опираясь на анализ спектра уровней, заселяемых в реакции (K^- , π^-), обоим новым резонансам приписывают значение $J^\pi = 1^-$. Однако в стандартных оболочечных расчетах нет места для состояния 1^- в области 7 МэВ. Мы считаем, что в данном случае большой переданный импульс «вводит в игру» более сложные дырочные состояния остова: к уже известным состояниям

*В работе [59] показано, что для ядер-мишеней с не участвующими в реакции незаполненными протонными оболочками ($J_i = 0$) картина тоже сохранится.

0 $\hbar\omega$ полосы p^{-1} : $3/2^{-}$, $1/2^{-}$ подключаются состояния $1\hbar\omega$ полосы $p^{-2}(2s-d)$: $5/2^{+}$, $3/2^{+}$, $1/2^{+}$. Обусловленное ΛN -взаимодействием смешивание сильного «входного» состояния $|p_{\Lambda}p^{-1}; 2^{+}, E \sim 11 \text{ МэВ}\rangle$ со слабым вторгшимся (*intruder*) состоянием $|s_{\Lambda} \otimes [p^{-2}(2s-d) : 5/2] : 2^{+}, E \sim 7 \text{ МэВ}\rangle$ легко объяснит экспериментальные данные.

Улучшение энергетического разрешения и рассмотрение тяжелых ядер (^{139}La , ^{208}Pb) снова поднимает вопрос о величине спин-орбитального расщепления $j_{\Lambda} = l_{\Lambda} \pm \frac{1}{2}$ орбиталей гиперона. На установке PILAC в Лос-Аламосе предполагалось достигнуть разрешения до 200 кэВ, которое позволило бы определить даже эффекты кварковой структуры гиперона в расщеплении $\epsilon(p_{\Lambda}) - \epsilon(s_{\Lambda})$.

На уникальную особенность реакции (π^{+}, K^{+}) генерировать *поляризованные гиперядра* обратил внимание Эджири [64]. Поляризация гиперядра проявляется в асимметрии углового распределения протонов

$$W(\theta) = 1 + A \cos \theta$$

из безмезонного слабого распада ($\Lambda + p \rightarrow n + p$). Коэффициент A пропорционален произведению поляризации распадающегося гиперядра и асимметрии самого слабого распада, обусловленного интерференцией амплитуд, сохраняющей четность ($^3S_1 \rightarrow ^3S_1 + ^3D_1$) и не сохраняющей четность ($^3S_1 \rightarrow ^3P_1$):

$$A \sim \text{Re} [^3P_1(^3S_1 + ^3D_1)^*].$$

В эксперименте [22] впервые доказана возможность гиперядерных исследований такого типа. Асимметрия, приписываемая распаду гиперядра $^{11}_{\Lambda}\text{B}$, полученного в реакции



оказалась большой: $A = -0,2 \pm 0,1$.

Недавно были доложены предварительные результаты нового эксперимента [42], в котором изучалась асимметрия протонов из гиперядра $^5_{\Lambda}\text{He}$:



Более простая интерпретация данных для легкого гиперядра существенно дополнит сведения о парциальных амплитудах слабого распада.

Изучение свойств поляризованных гиперядер формируется в самостоятельный раздел гиперядерной спектроскопии.

Реакция (γ, K^+) . Возможности изучения гиперядер в электромагнитных процессах (γ, K^+) и $(e, e'K^+)$ в теоретическом плане обсуждаются уже давно [65,66] и особенно в последние годы в связи с сооружением ускорителя CEBAF [67]. Эти реакции реализуются на протонах ядра при образовании Λ -гиперядер. Для них, как и для (π^+, K^+) -реакций, характерны большие q , но более сильная, даже при малых углах вылета каонов, спиновая зависимость элементарной амплитуды. Такая зависимость приводит к сильным спин-флиповым переходам и значительной поляризации гиперядер [68], что важно для исследования дублетов гиперядерных уровней и слабых распадов. Поскольку ядерное взаимодействие K^+ -мезонов невелико, то в этих реакциях усиливается вклад от протонов в глубоких оболочках. Из-за больших q в этих процессах, так же, как и в (π^+, K^+) -реакциях, должны возбуждаться состояния с большими спинами и можно исследовать одночастичный спектр Λ -гиперона, сформированный на протонных дырочных состояниях ядра.

Рисунок 2 демонстрирует взаимную согласованность и дополняемость спектров возбужденных состояний гиперядра ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$, образованного в трех разных реакциях. В реакции (K^-, π^-) ($p_K = 800$ МэВ/с, $\theta_\pi = 10^\circ$) доминирует состояние замещения $|p_{\Lambda}p^{-1}:0^+\rangle$, но заметны и переходы без переворота спина $|s_{\Lambda}p^{-1}:1^-\rangle$, $|p_{\Lambda}p^{-1}:2^+\rangle$. В реакции (π^+, K^+) ($p_\pi = 1,04$ ГэВ/с, $\theta_K = 10^\circ$) доминируют выстроенные состояния без переворота спина $|s_{\Lambda}p^{-1}:1^-\rangle$, $|p_{\Lambda}p^{-1}:2^+\rangle$, и появляются их «сателлиты» — выстроенные состояния с переворотом спина $|s_{\Lambda}p^{-1}:2^-\rangle$, $|p_{\Lambda}p^{-1}:3^+\rangle$. Для реакции (γ, K^+) ($E_\gamma = 1,2$ ГэВ, $\theta_K = 10^\circ$) предсказывается доминирующий вклад выстроенных состояний с переворотом спина. Обращаем внимание на абсолютные значения сечений в соответствующих максимумах.

Несомненно, спектроскопия гиперядер в электромагнитных процессах существенно дополнит аналогичные исследования в реакциях под действием K^- и π^+ -мезонов. Отметим, что сечения фото- и электровозбуждения отдельных гиперядерных уровней выражаются через иные комбинации

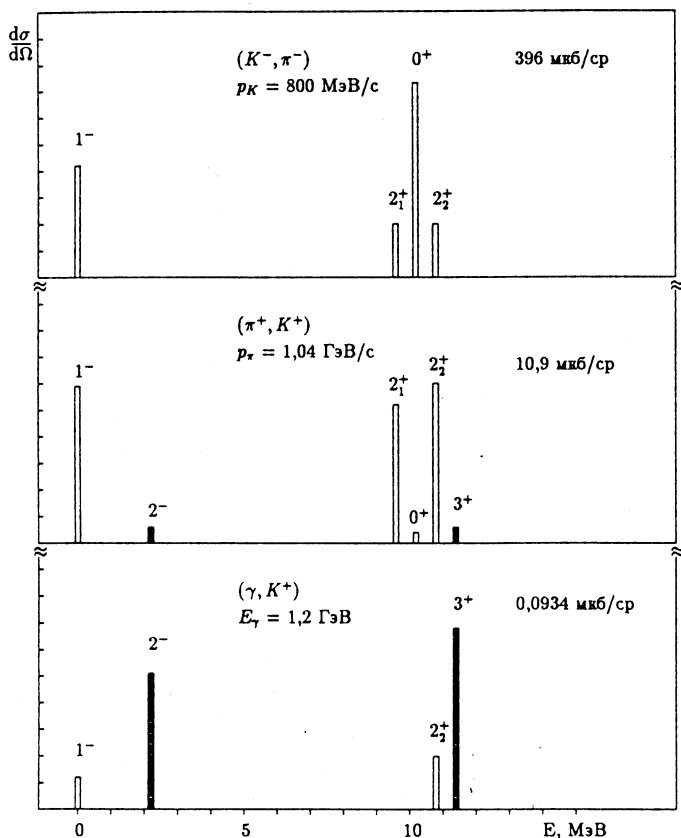


Рис.2. Сечения и спектры возбуждения ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ (${}^{12}_\Lambda\text{B}$), рассчитанные для трех различных реакций: (K^-, π^-) , $p_K = 800 \text{ МэВ/с}$; (π^+, K^+) , $p_\pi = 1,04 \text{ ГэВ/с}$ и (γ, K^+) , $E_\gamma = 1,2 \text{ ГэВ}$. Заштрихованы состояния, возбуждаемые при перевороте спина. Указаны сечения доминирующих резонансов [2]

амплитуд, чем те, которые определяют реакцию на свободном нуклоне, поэтому изучение парциальных переходов можно использовать для проверки предлагаемых вариантов амплитуд, описывающих элементарную реакцию [66].

Реакция (p, K^+) . Реакции $(p, p'K^+)$ и (p, K^+) благодаря большим q могут приводить к высокоспиновым состояниям гиперядра. В отличие от (π^+, K^+) -реакций в (p, K^+) -процессах в результате соударений

$NN \rightarrow \Lambda NK^+$ могут возбуждаться более сложные конфигурации, когда сразу пара барионов — Λ -гиперон и нуклон — попадают в различные оболочки. Например, в (p, K^+) -реакции на ${}^4\text{He}$ можно изучать структуру гиперядра ${}^5_\Lambda\text{He}$ и его возбужденных состояний в непрерывном спектре, что затруднительно осуществить в других реакциях из-за отсутствия ядерной мишени с $A = 5$. Большая передача импульса здесь способствует исследованию короткодействующих барион-барионных корреляций и возможных кварковых эффектов [69–70].

Итак, благодаря реализации блестящего предложения М.И.Подгореско-го [37] изучать продукцию гиперядер, найдена простая частично-дырочная $|j_\Lambda j_N^{-1} : J_N\rangle$ структура возбуждений первичных гиперядер и определены параметры *гиперон-ядерного* потенциала (глубина, радиус, размытость, спин-орбитальное расщепление).

Параметры *гиперон-нуклонного* взаимодействия (спиновая зависимость, роль трехчастичных ΛNN -сил) извлекаются из расщепления мультиплетов *связанных* состояний гиперядер, для изучения характеристик слабого распада гиперона в нуклонной среде также необходимо *идентифицировать вторичные гиперядра*, а еще лучше — управлять процессами, приводящими к их образованию.

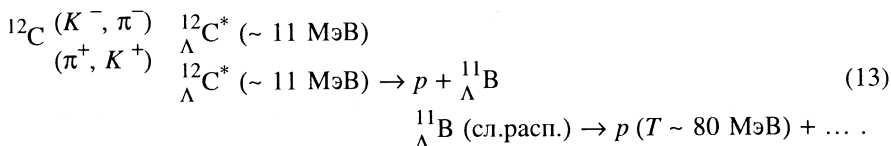
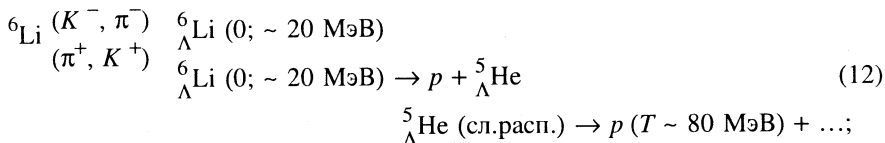
1.2. Экспериментальные сведения о барионных распадах. О трудности задачи свидетельствует тот факт, что проследить всю цепочку событий: образование первичного гиперядра $\rightarrow$ барионный распад $\rightarrow$ слабый распад гиперфрагмента удалось лишь в единственном случае: ${}^{12}_\Lambda\text{C}^*(E \sim 11 \text{ МэВ}) \rightarrow p + {}^{11}_\Lambda\text{B}$ [45]. Протонный распад и узкие ширины возбужденных состояний гиперядра ${}^{12}_\Lambda\text{C}^*(E \sim 11 \text{ МэВ})$ были обнаружены в эмульсии [71]; их квантовые числа (2_1^+ , 0_1^+ , 2_2^+) были определены по данным реакции (K^-, π^-) [44].

События, найденные в эмульсиях. К сожалению, в окончательной сводке результатов Европейского гиперядерного сотрудничества [72] отсутствуют данные о распадах ${}^{14}_\Lambda\text{N}^* \rightarrow p + {}^{13}_\Lambda\text{C}$, ${}^{16}_\Lambda\text{O}^* \rightarrow p + {}^{15}_\Lambda\text{N}$, которые обсуждались на конференциях. Видимо, это связано с большей шириной резонансов в этих первичных гиперядрах.

Идентификация гиперфрагментов в реакциях (K^-, π^-) и (π^+, K^+) . В экспериментах со «счетчиковой» методикой применяются толстые мишени, поэтому протоны от распада гиперядер не регистрируют.

Для продукции гиперфрагментов ${}^5_\Lambda\text{He}$ и ${}^{11}_\Lambda\text{B}$ в основном состоянии с целью последующего детального изучения отдельных мод их слабого распада

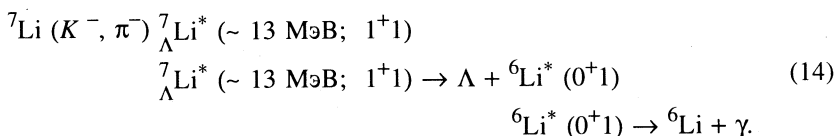
да в работах [22,42,73] успешно использовалось установленное в эмульсиях различие мод слабого распада: мезонная у свободного Λ -гиперона и легких гиперядер; безмезонная (быстрые нуклоны) у гиперядер с $A \geq 5$:



Анализируя поляризацию протонов из слабого распада гиперфрагментов, японские коллеги [22] открыли неожиданный факт: даже в области больших возбуждений ($30 < E < 60$ МэВ) гиперядра ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ до 10% Λ -частиц распадается в гиперфрагменте.

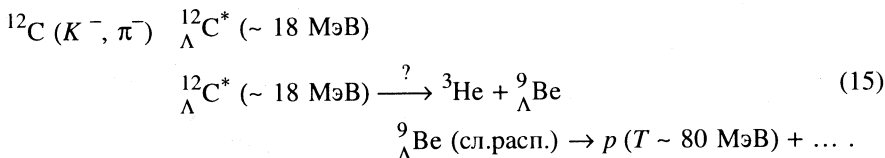
Идентифицировать продукты барионного распада можно лишь косвенно:

1. По γ -квантам дочернего ядра ${}^6\text{Li}$ определен распад ${}^7_\Lambda\text{Li}^*$ с испусканием Λ -гиперона [74,75]:



2. Гиперядерные γ -кванты от ${}^4_\Lambda\text{H}^*$ ($\sim 1,04$ МэВ) и ${}^4_\Lambda\text{He}^*$ ($\sim 1,15$ МэВ), обнаруженные в (K^-, π^-) -реакциях на мишенях ${}^6,7\text{Li}$ свидетельствуют о кластерных распадах возбужденных состояний этих гиперядер [74,76,77].

3. В экспериментах [73], по-видимому, наблюдался кластерный распад ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ [78]:



4. Отсутствие надежной идентификации гиперфрагментов, возникающих при распаде сильно возбужденных состояний, остро ощущается при

Таблица 2. Выход Y (в % на число захваченных каонов) гиперфрагмента ${}^4_{\Lambda}H$ в реакции (K_{stop}^-, π^-) на конкретных ядрах [52] и в эмульсии [72]

AZ	7Li	9Be	${}^{12}C$	${}^{16}O$	${}^{40}Ca$	CNO
Y	3,3	1,6	1,0	0,5	< 0,3	0,7

анализе эксперимента [79]. Вместо ожидаемых γ -квантов ($E_{\gamma} = 170$ кэВ) из первого возбужденного состояния гиперядра ${}^{10}_{\Lambda}B$, образованного в реакции ${}^{10}B(K^-, \pi^-){}^{10}_{\Lambda}B$, были зарегистрированы γ -кванты ($E_{\gamma} = 440$ кэВ) *неизвестного* гиперфрагмента. Мы считаем [80] (см. разд.5), что они отвечают распаду ${}^{10}_{\Lambda}B^*(\sim 25 \text{ МэВ}) \rightarrow {}^3He + {}^7_{\Lambda}Li^*$, хотя авторы их приписывают гиперядрам ${}^8_{\Lambda}Li$ или ${}^8_{\Lambda}Be$.

Идентификация гиперфрагментов в реакции (K_{stop}^-, π^-) . Пока в «счетчиковых» экспериментах удалось безошибочно идентифицировать только гиперфрагмент ${}^4_{\Lambda}H$ по импульсам пионов из двухчастичного слабого распада



Тамура заметил [52] этот характерный пик в спектрах реакции (K_{stop}^-, π^-) на ядрах 7Li , 9Be , ${}^{12}C$, ${}^{16}O$, ${}^{40}Ca$ и определил зависимость от A выхода гиперфрагмента ${}^4_{\Lambda}H$. Из табл.2 видно, что результаты Тамуры детализируют усредненную по A информацию, полученную в эмульсиях (ядра C, N и O) [72].

Удовлетворительной интерпретации результатов нет [41,56]. Можно приветствовать решение продолжить исключительно интересное исследование, одновременно изучая выход ${}^5_{\Lambda}He$ и гиперядерных γ -квантов (${}^4_{\Lambda}He$ (1,15 МэВ), ${}^4_{\Lambda}H$ (1,04 МэВ)) [81]. Предполагается определить влияние структурных и статистических факторов на процесс образования гиперфрагмента. Любопытно, что по предварительным данным [82] с ростом A выход ${}^5_{\Lambda}He$, в отличие от выхода ${}^4_{\Lambda}H$, растёт.

Возможно, окончательный ответ на вопрос о роли структурных факторов при образовании гиперфрагментов будет получен на установке, объединяющей преимущества «счетчиковой» методики (определение спектра

возбуждения первичного гиперядра) и эмульсионной (идентификация гиперфрагмента по пионному распаду). В принципе это возможно на установке FINUDA, на ф-фабрике DAΦNE [53]. Тонкие мишени будут использованы уже на первом этапе исследований, но измерения *пионов слабого распада* отложены на более поздний срок.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ БАРИОННЫХ КАНАЛОВ РАСПАДА ГИПЕРЯДЕРНЫХ РЕЗОНАНСОВ

В предыдущем разделе показана необходимость идентификации вторичных гиперядер, т.е. использования надежной модели барионных каналов распада.

Все имеющиеся данные о спектрах возбуждений гиперядер, полученные в реакциях (K^-, π^-) «на лету» и (π^+, K^+) , свидетельствуют о простой частично-дырочной структуре $j_{\Lambda N}^{-1}$ гиперядерных резонансов. В дальнейшем сосредоточимся на подробном рассмотрении гиперядер $1p$ -оболочки, учтем «глубокие» дырки (s^{-1}) и оценим парциальные *ширины* распадов.

Представление о комплексе задач, которые предстоит решить, дает рис.3, где схематически приведены: спектр гиперядерных резонансов (зависящий от реакции образования); их предполагаемая гросс-структура ($s_{\Lambda p}^{-1}$, $p_{\Lambda p}^{-1}$, $s_{\Lambda s}^{-1}$); пороги основных каналов распада; продукты сильного, электромагнитного и слабого каналов распада.

При обсуждении реакций образования (п. 1.1) мы отметили, что вся информация о структуре ядерной системы сконцентрирована в генеалогическом коэффициенте $G_c^i(l_N j_N)$ (7). При рассмотрении *распадных* свойств гиперядерных резонансов, отвечающих большим энергиям возбуждения, целесообразно использовать аппарат трансляционно-инвариантной модели оболочек (ТИМО), в которой автоматически исключены колебания центра масс системы. В первой части обзора [21] было подробно обсуждено построение гиперядерных волновых функций ТИМО в случае, когда известна трансляционно-инвариантная функция ядерного остова. Напомним, что для состояний нормальной четности («дырка в валентной оболочке» $1p^{-1}$) связь волновых функций ТИМО и стандартной модели оболочек (СМО) очень проста:

$$\Psi_0(R_c) \Phi_{k-1}^{A-1}(JTE) \equiv |s^4 p^{k-1}; JTE\rangle. \quad (17)$$

(Достаточно указать число осцилляторных квантов, $k-1$, и помнить, что функция Φ_{k-1}^{A-1} зависит от $A-2$ координат Якоби.) Эти состояния тща-

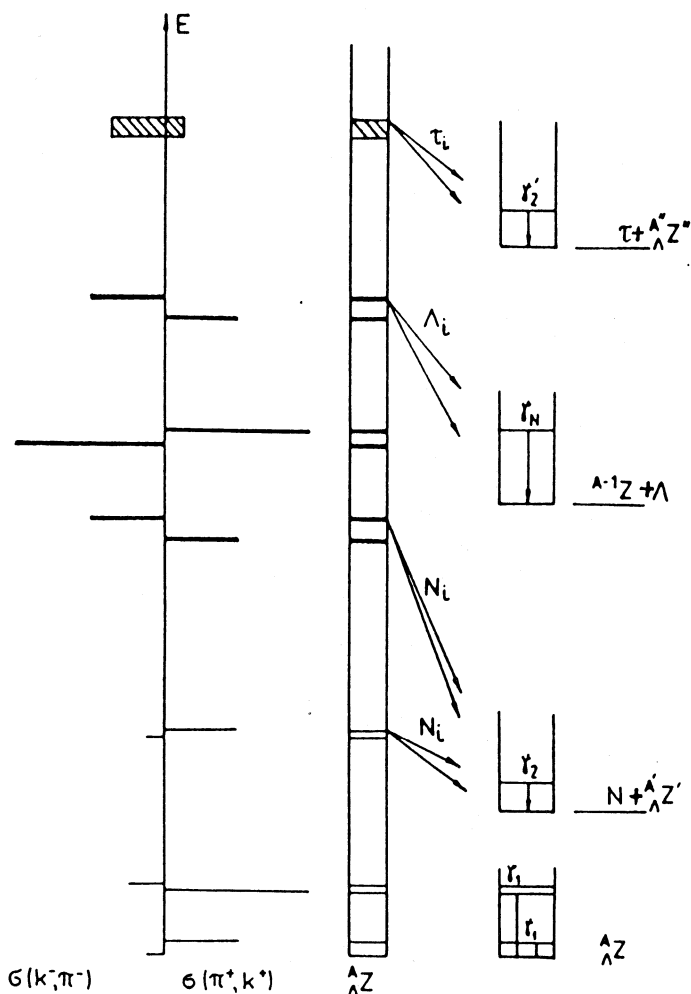


Рис.3. Схематическая картина образования и распада гиперядерных резонансов. Слева показана функция возбуждения для двух реакций образования – замещения и ассоциативного рождения. В середине обозначена оболочечная структура основных резонансов: тонкие линии – $s_A p^{-1}$, толстые – $p_A p^{-1}$, заштрихованная полоса – $s_A s^{-1}$. Справа представлены продукты последовательных распадов: основные и возбужденные состояния дочерних (гипер) ядер после вылета барионов (Λ , нуклонов, кластеров); их электромагнитные переходы: первичные (γ_1), вторичные (γ_2) и ядерные (γ_N) кванты. В последнем столбце указан источник завершающего слабого распада – свободная Λ -частица или гиперфрагмент

тельно изучались многими авторами и удовлетворительно описываются в рамках СМО с промежуточной связью [18,46]:

$$|s^4 p^k: JTE\rangle = \sum_{fLS} a_{\alpha}^e |s^4 p^k [f] LST\rangle, \quad e \equiv JTE, \alpha \equiv [f]LS. \quad (18)$$

Схема Юнга $[f]$ является, пожалуй, самой яркой структурной характеристикой возбужденных состояний ядер $1p$ -оболочки. Она входит в набор дополнительных квантовых чисел базиса LS связи, когда отдельно симметризируются орбитальная и спин-изоспиновая компоненты волновой функции системы A частиц.

Квантовые числа $[f]$ и $(\lambda\mu)$ являются естественной характеристикой фрагментированных дырочных состояний s^{-1} [83]. С их помощью находят «ложные» возбуждения ядерного остова: $[\Psi_1(R_c) \Phi_{k-1}^{A-1} [f](\lambda_0\mu_0)]^{(\lambda\mu)}$. Предварительный отбор подходящих пар функций СМО

$$\begin{aligned} |s^{-1}: [f](\lambda\mu)\rangle &\equiv |s^3[3], p^k[f_2](\lambda_2\mu_2): [f](\lambda\mu) = (\lambda_2\mu_2)\rangle, \\ |p^{-2}l: [f](\lambda\mu)\rangle &\equiv |s^4 p^{k-2} [4f_2'](\lambda_2'\mu_2'), l[1](20): [f](\lambda\mu)\rangle \end{aligned} \quad (19)$$

($l = 2s, 2d$) упрощает построение «чистой» комбинации

$$\begin{aligned} \Psi_0(R_c) \Phi_k^{A-1} ([f](\lambda\mu): LST) = \\ = \{ \alpha |s^{-1} [f](\lambda\mu)L\rangle + \beta |p^{-2}l [f](\lambda\mu)L\rangle \} \cdot |\tilde{f}ST\rangle. \end{aligned} \quad (20)$$

Интерпретация результатов расчетов в промежуточной связи более наглядна в терминах базисных функций. Так, максимальный энергетический интервал спектра p^{-1} -дырок в ядрах ^8Be , ^{12}C $\Delta E \sim 15\text{--}18$ МэВ объясняется расщеплением мультиплетов [44] и [431] (разрушением α -частицы). Из табл.3 видно, что причина преимущественного заселения *возбужденных* состояний ядер $1p$ -оболочки с $J_0 \neq 0$, $T_0 \neq 0$ кроется в сильной генеалогической связи волновой функции основного состояния мишени с состояниями, отвечающими «разрушенной четверке».

Все авторы, анализирующие спектры возбужденных состояний гиперядер $1p$ -оболочки [44,84], отмечают поразительную точность приближения слабой связи: после диагонализации ΛN -взаимодействия в волновых

Таблица 3. Пример зависящей от схемы Юнга фрагментации дырочных состояний

	l^{-1}	p^{-1}	$[f_c]$		s^{-1}	$[f_c]$	
A	$[f_0]$		[· 41]	[· 32]		[· 41]	[· 32]
6	[42]	2/5	(1	0)	3/5	(2/27	25/27)
10	[442]	6/9	(4/9	5/9)	3/9	(1/9	8/9)
14	[4442]	10/13	(1/3	2/3)	3/13	(8/63	55/63)

функциях наблюдаемых резонансов доминирует только одно дырочное состояние*. Мы решились сделать следующий шаг [11]: использовать имеющиеся волновые функции для расчета приведенных ширин распадов.

Простая частично-дырочная $j_{\Lambda} j_N^{-1}$ -структура гиперядерных резонансов предопределяет доминирующую роль гиперонного канала распада. На самом деле вопрос о стабильности легких гиперядер ($A \leq 9$) решает кластерный канал (${}^5_{\Lambda}\text{He}$), а более тяжелых — нуклонный.

Используя экспериментальные данные о порогах распада гиперядер, приведенных в табл.4, о спектрах дырочных состояний p^{-1} , а также теоретические указания на применимость слабой связи, легко усмотреть *качественные* различия в характере распадов *трех групп* резонансов гиперядер $1p$ -оболочки.

— В резонансах $s_{\Lambda} p^{-1}$ гиперон уменьшает вероятность распада нестабильного ядерного остова. (В гиперядрах $A = 10, 14$ (${}^8\text{Be} + N + \Lambda$, ${}^{12}\text{C} + N + \Lambda$) нуклонный порог находится среди уровней этой полосы.)

— В резонансах $p_{\Lambda} p^{-1}$ должен доминировать вылет гиперона. Однако именно в области $A \approx 12$ энергия связи гиперона B_{Λ} достигает значения $1\hbar\omega_{\Lambda} \approx 10$ МэВ, и для тяжелых гиперядер $1p$ -оболочки первые уровни этой полосы не распадаются по гиперонному каналу. Детальное изучение распада резонансов $p_{\Lambda} p^{-1}$ служит отличной *проверкой приближения слабой связи*. Одновременно можно следить за обменом странностью между разлетающимися Λ -гипероном и ядром-остатком и выяснить роль состояний $s_{\Lambda} p^{-2}l$.

*Этому благоприятствует малая плотность дырочных состояний p^{-1} и большое расщепление (10 МэВ) одночастичных энергий гиперона.

Таблица 4. Энергии (в МэВ) порогов для вылета барионов, кластеров и гиперфрагментов в гиперядрах 1р-оболочки.
Отмечены пороги, определяющие стабильность данного гиперядра

A_Z	Λ	p	n	d	t	τ	α	${}^3_{\Lambda}\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{H}$	${}^4_{\Lambda}\text{He}$	${}^5_{\Lambda}\text{He}$
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	0,13										
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	2,04		8,17					8,17			
${}^4_{\Lambda}\text{He}$	2,39	7,75						7,75			
${}^5_{\Lambda}\text{He}$	3,12	20,89	21,31	26,84				26,84	20,89	21,31	
${}^6_{\Lambda}\text{He}$	4,18		0,17	18,84	20,75			20,75	18,84	21,47	0,17
${}^6_{\Lambda}\text{Li}$	4,50	- 0,59		18,50		20,76		20,76	20,31	18,50	- 0,59
${}^7_{\Lambda}\text{He}$	5,23		2,92		15,50				15,50		3,08
${}^7_{\Lambda}\text{Li}$	5,58	5,99	6,74	3,93	18,98	19,33	6,92	6,92	19,33	18,98	3,93
${}^8_{\Lambda}\text{Be}$	6,84	6,87	12,36	11,39		5,31	6,04	15,76		6,04	5,31
${}^9_{\Lambda}\text{Li}$	8,50	13,79	3,73	13,05	9,71			18,15	11,85		
${}^9_{\Lambda}\text{Be}$	6,71	17,17	18,77	23,41	23,90	23,91	3,50	28,86	26,36	25,70	3,50
${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$	9,11	17,47	4,07	19,01	21,22	25,06	7,40	25,68	24,76	27,90	8,46
${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$	8,89	2,00	19,59	18,54	24,64	19,91	6,05	25,25	27,76	23,10	7,46
${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$	10,24	7,71	9,79	9,56	22,07	21,23	9,12	16,14	26,87	25,64	11,58
${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$	11,37		12,59	18,08	15,88	30,05	13,23	27,06	20,55	36,19	16,91
${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$	10,80	9,25	13,68	16,81	30,19	13,31	11,50	25,57	35,98	17,63	15,28
${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$	11,69	16,28	19,65	26,64	30,17	28,86	12,35	36,75	37,02	35,58	15,94
${}^{14}_{\Lambda}\text{C}$	12,17		5,43	19,48	25,81		13,71	30,72	34,01	34,19	19,70
${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$	12,17	2,42		19,85		23,57	12,78	30,48	35,43	31,42	18,55
${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$	13,59	8,97	11,97	12,17	25,57	22,96	14,96	23,73	34,29	31,94	22,08
${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$	13	6,71		16,46		13,39	12,46	28,50	40,39	22,69	20,10

— В резонансах $s_{\Lambda} s^{-1}$ соединение стабилизирующей роли s_{Λ} гиперона с приближением слабой связи должно отразиться в ярких *структурных правилах отбора*, подавляющих испускание одного бариона в пользу *трехнуклонных* кластеров (${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$). Идентификация вторичных гиперядер (по γ -квантам продуктов) существенно расширит банк экспериментальных данных.

Теория, описывающая формирование гиперядерного резонанса и его последующий распад по барионным каналам, должна так или иначе учитывать факт нахождения этих состояний в непрерывном спектре. В.В.Балашов сформулировал [85] программу единого описания резонансного и квазиупругого механизмов образования гиперядер в рамках оболочечной модели, непосредственно учитывающей непрерывный спектр, — *Continuous Shell Model (CSM)* [86]. В CSM волновая функция «частицы» вычисляется в среднем поле барион-ядерного потенциала типа Вудса — Саксона, пороги которого определяются по порогам каналов распада. Р.Вьюнш показал [87], что вклад квазиупругого процесса зависит не только от величины переданного импульса, но и от параметров YA -потенциала. Глубина Λ -гиперонного потенциала (в отличие от Σ -гиперонного) достаточна для формирования резонанса. Волновые функции «дырочных» состояний совпадают с оболочечными (18) только для ядер вблизи замкнутых оболочек. Это существенно ограничивает применение CSM [88,89].

На первом этапе, когда необходимо представить картину в целом и выявить самые интересные случаи, целесообразно использовать более продвинутое СМО без непосредственного учета непрерывного спектра — *Bound Shell Model (BSM)* [43]. В дальнейшем при описании распада гиперядерных состояний мы будем опираться на формализм приведенных ширин, рассчитанных в рамках R -матричной теории. Привлекательность СМО, описывающей многие аспекты структуры гиперядер, связана с ее универсальностью и гибкостью. Однако в ряде случаев необходим выход за пределы BSM (см., например, [89,90]), непосредственное подключение непрерывного спектра. Эти случаи будут оговорены особо.

Формальная теория распада гиперядерных состояний в рамках ТИМО с использованием R -матричного подхода изложена нами в работе [21]. Мы не будем ее повторять, приведем только основное соотношение R -матричной теории. Ширина распада по барионным каналам ($b = \Lambda, p, n$) определяется произведением нескольких величин:

$$\Gamma_b(c) = 2kP_l^b(k)S_{b,c}\gamma_0^2, \quad (21)$$

где k — волновое число относительного движения вылетевшего бариона и остатка, $P_l^b(k)$ — фактор проницаемости, l — угловой момент относитель-

ного движения, γ_0 — приведенная ширина, $S_{b,c}$ — спектроскопический фактор, пропорциональный квадрату генеалогического коэффициента ТИМО, связывающего волновые функции распадающегося резонанса, дочернего ядра и вылетающего бариона:

$$S_{b,c} = \langle {}^A_Z(JTE) || A^{-1} Z'(J_c T_c E_c), \Phi_{nl}^b(R_c - r_b) \rangle^2. \quad (22)$$

3. РАСПАД ВЫСОКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ ГИПЕРЯДЕР С КОНФИГУРАЦИЕЙ $s_{\Lambda} p^{-1}$ И ГАММА-ДЕВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДУКТОВ РАСПАДА

Основная часть состояний, описываемых конфигурацией $s_{\Lambda} p^{-1}$, приходится на дискретный спектр. Однако их небольшая часть, которая построена на высоколежащих p -дырочных состояниях, оказывается расположенной выше порога развала по барионному каналу. На примере распадов этих состояний мы продемонстрируем, как работает R -матричный подход, границы его применимости и рассмотрим роль связи каналов через непрерывный спектр.

Поскольку нас интересуют, главным образом, барионные распады, которые приводят к последующему испусканию γ -квантов, мы остановимся на гиперядрах $1p$ -оболочки, в которых такое излучение можно ожидать. Это гиперядра ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$, ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$ и ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$.

Прежде чем приступить к обсуждению перечисленных трех гиперядер, отметим, что энергетические положения гиперядерных уровней рассчитаны с параметрами гиперон-нуклонного взаимодействия, предложенными в работе [15]. В ядерной части задачи использовались параметры Баркера [46] для $A \leq 9$ и параметры Коэна — Курата [18] для $A \geq 10$. При расчетах энергетических спектров гиперядер теоретические значения положений ядерных уровней заменялись экспериментальными во всех случаях, когда они имелись [91].

3.1. Гиперядро ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$. На рис.4 приведено рассчитанное положение трех спиновых дублетов гиперядра ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$, имеющих конфигурацию $s_{\Lambda} p^{-1}$. Здесь же даны различные пороги распада ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$. В табл.5 приведены интенсивности заселения N_i (в %) обсуждаемых уровней в (K^-, π^-) -реакции, протонные ширины Γ_p , заселяемые уровни дочернего гиперядра после испускания про-

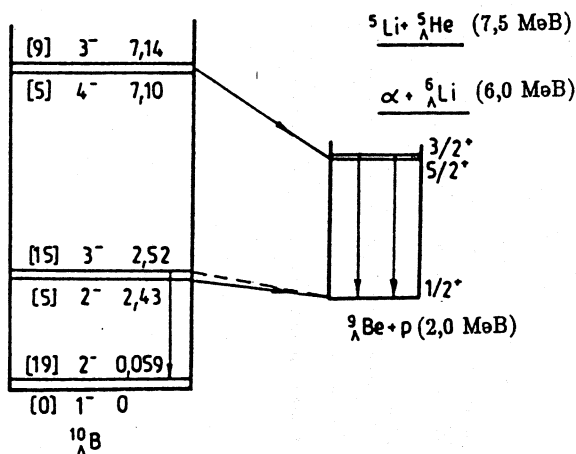


Рис.4. Схема распада низколежащих $s_{\Lambda} p^{-1}$ -состояний гиперядра $^{10}_{\Lambda}\text{B}$. Указаны интенсивности заселения $[N_i]$ (в %), квантовые числа J^{π} и энергии возбуждения, рассчитанные со взаимодействием [15]. В правой части приведены пороги распадов и спектр дочернего гиперядра $^9_{\Lambda}\text{Be}$

Таблица 5. Состояния гиперядра $^{10}_{\Lambda}\text{B}$ с конфигурацией $s_{\Lambda} p^{-1}$, каналы распада, заселяемые уровни и энергии γ -переходов.

N_i — интенсивности возбуждения в (K^-, π^-) -реакции,

Γ_p — суммарные протонные ширины дублетов

Дублет J^{π}	E_i , МэВ	N_i , %	Γ_p	Главная компонента волновой функции	E_{γ} , МэВ
1^-	0	0			
2^-	0,06	19			
2^-	2,43	5	0,1 кэВ	$ s_{\Lambda} \otimes ^8\text{Be}(0^+; 0,00)\rangle$	2,52*
3^-	2,52	15	0,01 ÷ 0,1 эВ		
4^-	7,10	5	400 кэВ	$ s_{\Lambda} \otimes ^8\text{Be}(2^+; 3,08)\rangle$	3,08
3^-	7,14	9			
	ΣN_i	53			

*См. обсуждение в тексте.

тона и указаны энергии γ -квантов от их девозбуждения. За 100% принята рассчитанная интенсивность возбуждения всех состояний, отвечающих конфигурации $s_{\Lambda}p^{-1}$.

Обсуждаемые состояния ядерного остова ${}^9\text{B}$ в гиперядре ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ исчерпывают 53% p -дырочного спектроскопического фактора основного состояния ядра ${}^{10}\text{B}$. Оставшаяся часть приходится на более высокие состояния ядра ${}^9\text{B}$ ($E = 11,7$ и $14,9$ МэВ). Формирование гиперядра ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ на таких состояниях ядра ${}^9\text{B}$ мы не будем рассматривать. Распад этих состояний оказывается сложным и требует специального рассмотрения.

Дублет $J^{\pi} = 3^{-}$ и 4^{-} , $E \sim 7$ МэВ. Волновая функция уровней дублета может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} |{}^{10}_{\Lambda}\text{B}(3^{-}; 7,14)\rangle = & \sqrt{0,974} |s_{\Lambda} \otimes {}^9\text{B}(7/2^{-}; 6,97)\rangle + \\ & + \alpha |s_{\Lambda} \otimes {}^9\text{B}(5/2^{-}; 2,36)\rangle + \dots, \end{aligned} \quad (23)$$

$$|{}^{10}_{\Lambda}\text{B}(4^{-}; 7,10)\rangle = \sqrt{0,992} |s_{\Lambda} \otimes {}^9\text{B}(7/2^{-}; 6,97)\rangle + \dots, \quad (24)$$

где точки означают компоненты с конфигурациями, построенными на более высоких состояниях отрицательной четности ядра ${}^9\text{B}$.

Заселением состояний ядерного остова ${}^8\text{Be}$ в результате протонного распада обсуждаемого дублета управляют генеалогические коэффициенты

$$\langle {}^9\text{B}(7/2^{-}; 6,97) || {}^8\text{Be}(J^{\pi}; E); p \rangle \text{ и } \langle {}^9\text{B}(5/2^{-}; 2,36) || {}^8\text{Be}(J^{\pi}; E); p \rangle.$$

Из-за сохранения полного момента они строго равны нулю для основного состояния ${}^8\text{Be}(0^{+}; 0)$, однако для уровня $|2^{+}; 3,04 \text{ МэВ}\rangle$ эти коэффициенты отличны от нуля. По этой причине в рамках R -матричного подхода распад этого дублета запрещен на основное состояние ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, но возможен на дублет первого возбужденного состояния ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ ($E = 3,08$ МэВ).

Распад в основное состояние ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, тем не менее, может идти в результате связи каналов за счет f -волны улетающего протона. Этот эффект автоматически учитывается, если использовать CSM, как было продемонстрировано в работе [90]. Ширина распада в f -волне определяется выражением

$$\Gamma = 2\pi |\langle [s_{\Lambda} \otimes {}^8\text{Be}(0^{+}; 0)], f: J | V_{\Lambda N} | [s_{\Lambda} \otimes {}^9\text{B}(7/2^{-}; 6,97)]; J \rangle|^2.$$

Соотношение между p - и f -каналами в данном случае можно получить непосредственно из экспериментальных данных, не прибегая к расчету. Необходимая информация [92] приведена в табл.6, где содержатся данные о нейтронном канале распада $J^\pi = 7/2^-$ уровня в зеркальном ядре ${}^9\text{Be}$.

Из табл. 6 следует, что f -волна вносит вклад в распад ядерного уровня не выше нескольких процентов. В случае распада гиперядра следует ожидать, что вклад этой волны будет таким же. Таким образом, если нет подавления компоненты, по которой происходит распад в R -матричном подходе, связью p - и f -волн, реализуемой в CSM, можно пренебречь.

Для низколежащих дублетов этого и некоторых других гиперядер в ряде случаев R -матричная ширина оказывается нулевой. В такой ситуации связь двух волн играет важную роль, открывая канал распада. Ожидаемая ширина уровня в таком случае, как следует из приведенных в табл.5 результатов, должна быть небольшой.

Уровень $|7/2^-; 6,97 \text{ МэВ})$ ядра ${}^9\text{B}$ имеет ширину около 2 МэВ [91]. Ожидаемая ширина этого уровня, когда ${}^9\text{B}$ находится в гиперядре, заметно меньше из-за уменьшения энерговыделения и составляет, согласно оценкам [75], 400 кэВ. Причем следует иметь в виду, что это есть сумма ширин уровней, составляющих дублет и отстоящих друг от друга приблизительно на 40 кэВ. Предполагаемое разрешение на спектрометре нейтральных мезонов в БНЛ [48] должно быть достаточным (300 кэВ), чтобы определить такую ширину гиперядерного уровня. Что же касается распада этого дублета по каналу $\alpha + {}^6\text{Li}$, то он может идти только за счет d -компоненты относительного движения. Учитывая малое энерговыделение, мы ожидаем незначительный вклад от этого канала.

Уменьшение ширины уровня ядерного остова в том случае, когда он находится в гиперядре, демонстрирует стабилизирующую роль находящегося на s_Λ -орбите гиперона. Стабилизация произошла вследствие повышения энергии протонного порога. Стабилизирующая роль гиперона в ядре ${}^9\text{B}$ прослеживается на всех состояниях, начиная с основного. Являясь нестабильным при отсутствии s_Λ -гиперона, оно оказывается связанным ($B_p = 2 \text{ МэВ}$) в его присутствии. Аналогичный эффект имеет место и в других гиперядрах (${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Be}$).

Таблица 6. Соотношение вероятностей распада уровня ${}^9\text{Be}$ ($7/2^-$; 7, 10 МэВ) на состояния ядра ${}^8\text{Be}$

J^π	E	I_n	$W, \%$
0^+	0	3	< 2
2^+	3,04	1	$41 \div 69$

Здесь и далее мы не будем указывать, с какого и на какое именно состояние дублета идет распад. Отметим только, что векторная связь моментов благоприятствует переходам без переворачивания спина, т.е. уровни дублета с большим значением спина распадаются преимущественно на уровни дублета конечного гиперядра также с большим значением спина.

Дублет $J^\pi = 2^-$ и 3^- при $E = 2,5$ МэВ. Отличительной чертой этого дублета состояний является то, что он расположен чуть выше порога распада по протонному каналу (см. рис.4). Структуру волновой функции этого дублета схематически можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} |^{10}\text{B}(3^-; 2,52)\rangle = & \sqrt{0,996} |s_\Lambda \otimes ^9\text{B}(5/2^-; 2,36)\rangle + \\ & + \alpha |s_\Lambda \otimes ^9\text{B}(7/2^-; 6,97)\rangle + \dots, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} |^{10}\text{B}(2^-; 2,43)\rangle = & \sqrt{0,997} |s_\Lambda \otimes ^9\text{B}(5/2^-; 2,36)\rangle + \\ & + \alpha |s_\Lambda \otimes ^9\text{B}(3/2^-; 0,00)\rangle + \dots, \end{aligned} \quad (26)$$

где точки снова означают компоненты с конфигурациями, построенными на более высоких состояниях ядра ^9B .

По основной компоненте волновой функции уровень $|2^-; 2,43 \text{ МэВ}\rangle$ не может распадаться по протонному каналу в основное состояние $^9_\Lambda\text{Be}$, поскольку генеалогический коэффициент $\langle ^9\text{B}(5/2^-; 2,36) || ^8\text{Be}(0^+; 0); p \rangle$ равен нулю. Однако вследствие отклонения от слабой связи (см.(26)) и появления в волновой функции компоненты $|s_\Lambda \otimes ^9\text{B}(3/2^-; 0)\rangle$ открывается возможность распада по протонному каналу в основное состояние $^9_\Lambda\text{Be}$, так как генеалогический коэффициент $\langle ^9\text{B}(3/2^-; 0) || ^8\text{Be}(0^+; 0); p \rangle$ отличен от нуля.

Рассмотрим теперь уровень $|3^-; 2,52 \text{ МэВ}\rangle$. Согласно BSM возможность распада в основное состояние гиперядра $^9_\Lambda\text{Be}$ у него отсутствует. Протонный распад, однако, возможен в CSM. Как показано в работе [90], сильный распад с испусканием f -нуклона в данном случае ожидается с шириной $0,01 \div 0,10$ эВ. В этой ситуации необходимо рассмотреть альтернативную возможность девозбуждения этого состояния — испускание γ -кванта. Электромагнитную ширину уровня можно оценить, используя ядерные данные о $J^\pi = 5/2^- \rightarrow J^\pi = 3/2^-$ переходе в зеркальном ядре ^9Be . Соответствующая ширина, обусловленная M1-переходом, как следует из

[91], составляет около 0,10 эВ. Обе ширины оказались одного порядка, что не исключает возможность девозбуждения гиперядра путем эмиссии γ -кванта с энергией $E_\gamma = 2,52$ МэВ.

Таким образом, анализ показывает, что распад уровней $^{10}_\Lambda\text{B}$, имеющих конфигурационную структуру $s_\Lambda p^{-1}$, должен сопровождаться испусканием вторичного гиперядерного γ -кванта с энергией $E_\gamma = 3,08$ МэВ и, возможно, γ -кванта с энергией $E_\gamma = 2,52$ МэВ.

3.2. Гиперядро $^{14}_\Lambda\text{N}$. В этом гиперядре (см. рис.5) протонный порог также расположен очень низко ($B_p = 2,4$ МэВ). Уровни, расположенные вплоть до $E = 12$ МэВ, распадаются только по протонному каналу, заселяя либо основное, либо дублет первого возбужденного состояния $^{13}_\Lambda\text{C}$. Парциальные ширины Γ_{p0} , Γ_{p1} испускания протонов с заселением основного и дублета первого возбужденного состояния $^{13}_\Lambda\text{C}$ приведены в табл.7.

Из приведенных в табл.7 значений парциальных ширин следует, что дублет возбужденного состояния $^{13}_\Lambda\text{C}$ ($J^\pi = 3/2^+$ и $5/2^+$), описываемый конфигурацией $|s_\Lambda \otimes ^{12}\text{C}$ (2^+ ; 4,44 МэВ)), должен заселяться интенсивно. Его девозбуждение связано с испусканием γ -квантов с энергиями $E_\gamma = 4,68$ и $4,72$ МэВ.

В этом гиперядре неопределенной является картина распада дублета при $E = 12,3$ МэВ. Дело в том, что он расположен в непосред-

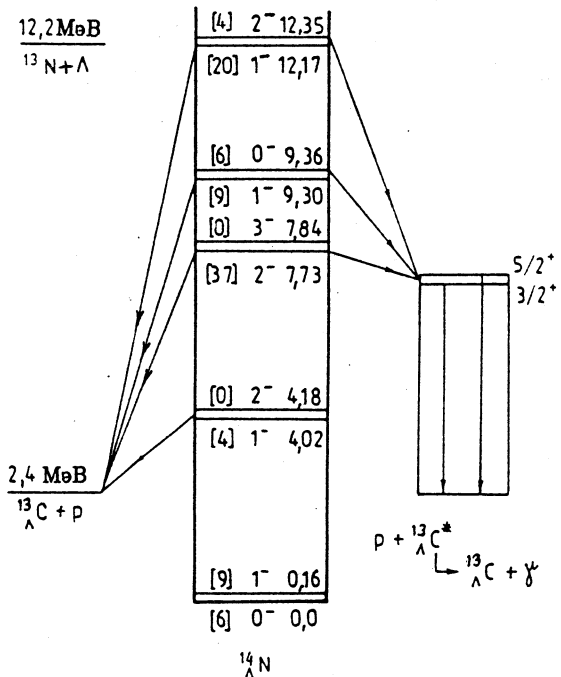


Рис.5. Схема распада низколежащих $s_\Lambda p^{-1}$ -состояний гиперядра $^{14}_\Lambda\text{N}$. Указаны интенсивности заселения $[N_i]$ (в %), квантовые числа J^π и энергии возбуждения, рассчитанные со взаимодействием [15]

**Таблица 7. Парциальные ширины (Γ_{p1} и Γ_{p0})
распада гиперядерных дублетов в ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$ по протонному каналу
с заселением дублета возбужденного ($E \approx 4,7$ МэВ)
и основного состояний гиперядра ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$**

Дублет J^{π}	E_i , МэВ	N_i , %	Главная компонента волновой функции	Γ_{p1} , кэВ	Γ_{p0} , кэВ
0^{-} 1^{-}	0,00 0,16	6 9	$ s_{\Lambda} \otimes {}^{13}\text{N}(1/2^{-}; 0,00)\rangle$		
1^{-} 2^{-}	4,02 4,18	4 0	$ s_{\Lambda} \otimes {}^{13}\text{N}(3/2^{-}; 3,51)\rangle$	0	50
2^{-} 3^{-}	7,73 7,84	37 0	$ s_{\Lambda} \otimes {}^{13}\text{N}(5/2^{-}; 7,38)\rangle$	30	0,3
1^{-} 0^{-}	9,30 9,36	9 6	$ s_{\Lambda} \otimes {}^{13}\text{N}(1/2^{-}; 8,92)\rangle$	16	17
1^{-} 2^{-}	12,17 12,35	20 4	$ s_{\Lambda} \otimes {}^{13}\text{N}(3/2^{-}; 11,9)\rangle$	32	13*
	ΣN_i	95			

*См. обсуждение в тексте.

редственной близости от порога испускания Λ -гиперона. В зависимости от того, где реально расположен дублет, возможны два варианта распада.

1. Дублет находится под порогом Λ -канала. Тогда распад возможен только по протонному каналу, и $\Gamma_{p1}/\Gamma_{p0} = 32/13$. В этом случае необходимо ожидать появления вторичного гиперядерного γ -кванта с энергией $E_{\gamma} = 4,7$ МэВ.

2. Дублет находится над порогом Λ -канала. Теперь распад возможен и по Λ -каналу, ширину которого, однако, трудно рассчитать надежно. Абсолютные значения протонных ширин остаются прежними.

Таким образом, следует ожидать, что распад уровней ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$, имеющих конфигурацию $s_{\Lambda}p^{-1}$, должен сопровождаться излучением вторичных γ -квантов гиперядра ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ с энергией $E_{\gamma} \approx 4,7$ МэВ.

Таблица 8. Парциальные ширины $\Gamma_{j\pi T_j}$ (в эВ) распада на конечные состояния $J_j^{\pi}T_j$; E_j уровня $J^{\pi}=1^{+}T=1$; 15,1 МэВ ядра ^{12}C , и его суммарные γ - и α -ширины [91]

$J_j^{\pi}T_j; E_j$	$0^{+}0; 0,0$	$2^{+}0; 4,4$	$0^{+}0; 7,6$	$1^{+}0; 12,7$	$\Sigma\Gamma_{\gamma j}$	Γ_{α}	Γ_{tot}
$\Gamma_{\gamma j}$	38,5	0,96	1,09	0,59	41,8	1,8	43,6

3.3. Гиперядро $^{13}_{\Lambda}\text{C}$. В реакции замещения нейтрона Λ -гипероном в гиперядре $^{13}_{\Lambda}\text{C}$ заселяются две группы состояний, отличающиеся изоспином ядерного остова ($T=0$ и $T=1$). Хорошо известно, что в ядре ^{12}C возбужденные состояния с $T=1$ расположены довольно высоко $E > 15$ МэВ, что связывается с α -кластерной структурой ^{12}C . Однако, в отличие от ядра ^8Be , уровень $|1^{+}1; 15,1 \text{ МэВ}\rangle$ в ^{12}C обладает высокой чистотой по изоспину: примесь состояния $|1^{+}0; 12,7 \text{ МэВ}\rangle$ составляет $\sim 0,6\%$ [93]. Как видно из табл.8, доминирующим каналом распада является $M1$ γ -переход в основное состояние.

Нет сомнений, что и в гиперядре $^{13}_{\Lambda}\text{C}$ резонанс $|1/2^{+}1; 15,1\rangle$ должен быть узким, так как находится под порогом для вылета протона (16,3 МэВ), а сильные распады с испусканием Λ -гиперона ($B_{\Lambda} = 11,7$ МэВ) и α -частицы ($B_{\alpha} = 12,4$ МэВ) возможны только за счет примесей состояний с $T=0$ [94].

Таким образом, интенсивность гиперядерного γ -перехода $E_{\gamma} = 15$ МэВ можно использовать для определения ширины сильного распада $\Gamma_s = \Gamma_{\Lambda} + \Gamma_{\alpha}$, которая входит в отношение

$$B_{\gamma}(15) = \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{\gamma} + \Gamma_s} . \quad (27)$$

Феноменологический подход, основанный на экспериментальных данных по нейтронным спектроскопическим факторам, найденным в реакции $^{13}\text{C}(p, d)^{12}\text{C}$, позволяет сравнить сечения образования отдельных резонансов [95]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{prod}}^{\Delta L=1}(1/2^{+}1; 15 \text{ МэВ}) &= 0,5\sigma_{\text{prod}}^{\Delta L=1}(3/2^{+}0; 4,6 \text{ МэВ}) = \\ &= \sigma_{\text{prod}}^{\Delta L=1}(1/2^{+}0; 0 \text{ МэВ}). \end{aligned}$$

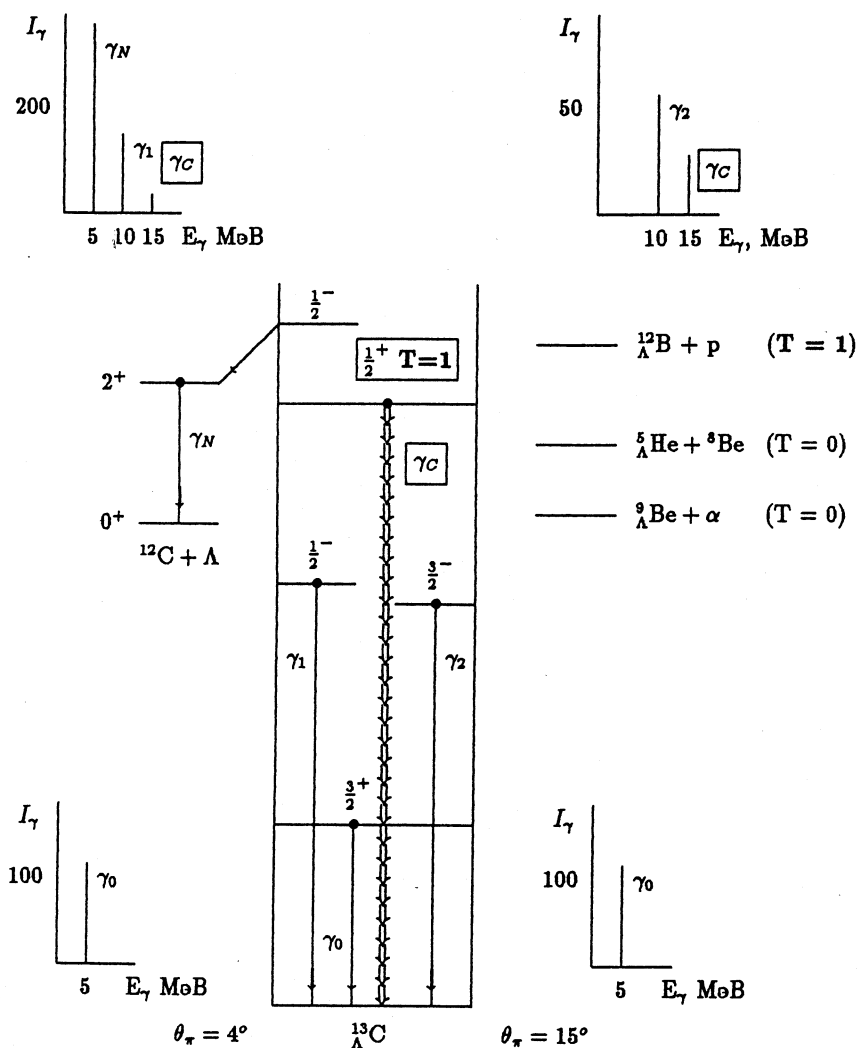


Рис.6. Спектры γ -квантов в реакции $^{13}\text{C}(K^-, \pi^- \gamma)^{13}\text{C}^*$ ($p_K = 800$ МэВ/с), рассчитанные для двух углов рассеяния $\theta_\pi = 4^\circ$ (слева), $\theta_\pi = 15^\circ$ (справа) и двух областей возбуждения $E^* < 10$ МэВ (внизу), $E^* > 10$ МэВ (вверху). В центре рисунка показана схема уровней гиперядра ^{13}C и обозначены основные γ -переходы [95]

Таблица 9. Интенсивности γ -переходов (в относительных единицах), ожидаемых в реакции $^{13}\text{C}(K^-, \pi^- \gamma)_{\Lambda}^{13}\text{C}$

E_i , МэВ	J^{π}	$J_c^{\pi T}$	I_{Λ}	$\sigma_{\text{prod}}(4^\circ)$, мкб/ср	$\sigma_{\text{prod}}(15^\circ)$, мкб/ср	γ	$I_{\gamma}(4^\circ)$	$I_{\gamma}(15^\circ)$
0,0	$1/2^+$	0^+0	s_{Λ}	41	60			
4,6	$3/2^+$	2^+0	s_{Λ}	76	111	γ_0	100	100
~10,0	$3/2^-$	0^+0	p_{Λ}		68	γ_2		61
~10,5	$1/2^-$	0^+0	p_{Λ}	123		γ_1	162	
15,1	$1/2^+$	0^+1	s_{Λ}	41	60	γ_C	26	27
~17,0	$1/2^-$	2^+0	p_{Λ}	850		γ_N	372	

Интенсивность соответствующих γ -квантов $I_{\gamma}(E_{\gamma})$ выражается просто:

$$I_{\gamma}(4,6 \text{ МэВ}) = k\sigma_{\text{prod}}(3/2^+ 0; 4,6 \text{ МэВ}) ;$$

$$I_{\gamma}(15 \text{ МэВ}) = k\sigma_{\text{prod}}(1/2^+ 1; 15 \text{ МэВ}) \times B_{\gamma}(15),$$

и для величины $B_{\gamma}(15)$ получаем

$$B_{\gamma}(15) = 2 \frac{I_{\gamma}(15 \text{ МэВ})}{I_{\gamma}(4,6 \text{ МэВ})}. \quad (28)$$

Однако в этой области энергий возбуждения гиперядра $^{13}_{\Lambda}\text{C}$ наблюдаются и другие уровни, которые могут распадаться путем испускания γ -квантов. В первую очередь, это состояния замещения $p_{\Lambda}p^{-1}$ с $T = 0$ ($E \approx 10$ МэВ). Для разложения сечения реакций возбуждения $\sigma_{\text{prod}}(\theta_{\pi}, E)$ ($\theta_{\pi} = 4^\circ, 15^\circ$) по мультиполям $\sigma_{\text{prod}}^{\Delta L}(J^{\pi T}; E)$, $\Delta L = 0, 1, 2$, были привлечены результаты [43] (см. также рис. 1), где учтено искажение пионов.

В ожидаемый спектр γ -квантов из реакции $^{13}\text{C}(K^-, \pi^- \gamma)_{\Lambda}^{13}\text{C}$ при $p_K = 800$ МэВ/с, $\theta_{\pi} = 4^\circ$ и $\theta_{\pi} = 15^\circ$ (рис.6, табл.9) включены и вторичные γ -кванты (γ_N) из реакции

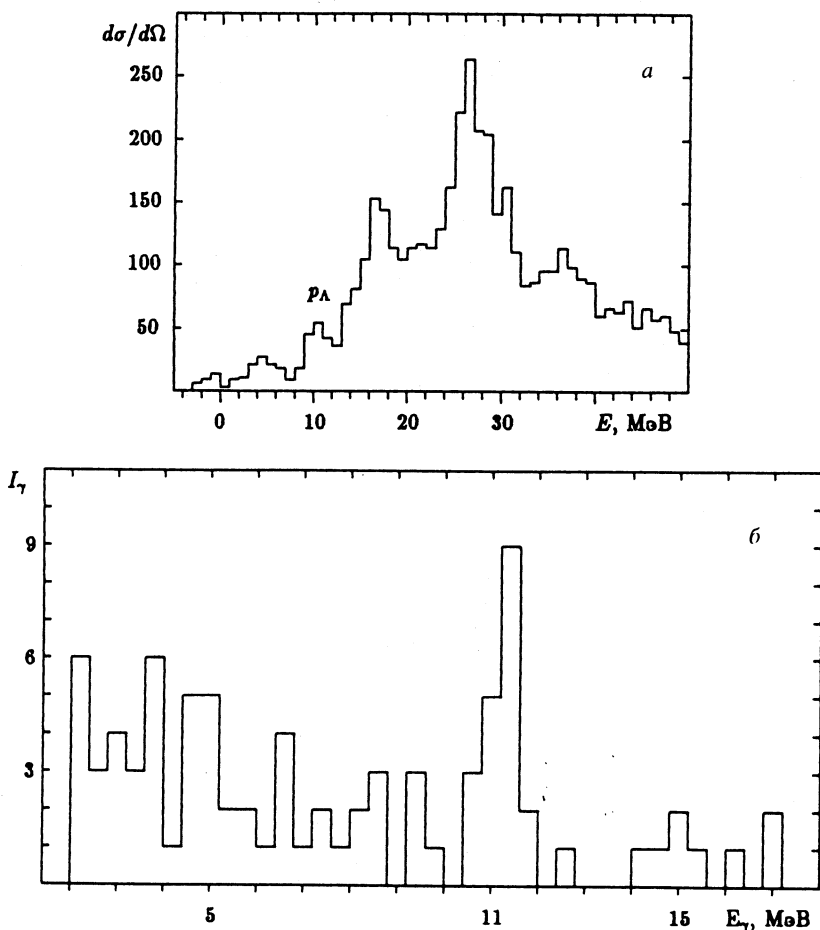
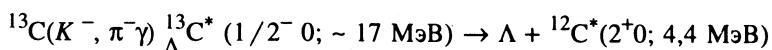


Рис.7. Предварительные результаты эксперимента $^{13}\text{C}(K^-, \pi^- \gamma)_{\Lambda}^{13}\text{C}^*$ [29]:
 а) спектр возбуждения; б) спектр γ -квантов



(см. следующий раздел, табл.11, 12). Пока не учитывались γ -кванты от каскадных переходов на состояния $^{13}_{\Lambda}\text{C}$, которые слабо возбуждаются в реакции (K^-, π^-) .

При окончательной обработке результатов эксперимента Е781, проводимого в БНЛ [29] и направленного на определение одночастичных энергий

гиперона $\epsilon(p_{1/2}^\Lambda)$, $\epsilon(p_{3/2}^\Lambda)$ по энергиям γ -квантов $E_\gamma \sim 10$ МэВ (рис.7), нельзя упустить уникальную возможность оценить величину Γ_s с помощью соотношений (27), (28).

4. РАСПАД СОСТОЯНИЙ ГИПЕРЯДЕР С КОНФИГУРАЦИЕЙ $p_\Lambda p^{-1}$ И ГАММА-ДЕВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДУКТОВ РАСПАДА

Состояния, которым приписывается конфигурация $p_\Lambda p^{-1}$, интенсивно возбуждаются во всех реакциях образования гиперядер:

- реакции $(K_{\text{stop}}^-, \pi^-)$ с остановившимися каонами,
- реакции ассоциированного рождения (π^+, K^+) ,
- реакции с обменом странностью (K^-, π^-) .

Особый интерес вызывают реакции с обменом странностью при малых углах вылета пиона, поскольку им присуща большая селективность и малый переданный импульс. Из огромного числа возможных состояний с $p_\Lambda p^{-1}$ -конфигурацией возбуждаются только те, которые отвечают замещению нейтрона Λ -гипероном ($\Delta L = 0$, $\Delta S = 0$, $\Delta J = 0$). Они практически повторяют спектр p -дырочных уровней основного состояния ядра-мишени. На рис.8 в качестве примера приведены экспериментальные спектры возбуждения гиперядер, полученные в реакции (K^-, π^-) под углом $\theta_\pi = 0^\circ$ (незаштрихованная область). На этом же рисунке показана область больших энергий возбуждения, которая приписывается образованию состояний с конфигурацией $s_\Lambda s^{-1}$. О них речь пойдет в следующем разделе.

В других кинематических условиях возбуждаются другие уровни мультиплетов с $J = j_\Lambda + J_N$. В реакции (K^-, π^-) под большими углами вылета пиона ($\theta_\pi = 15^\circ + 20^\circ$) регистрируются состояния, отвечающие правилам отбора $\Delta L = 2$. Реакция (π^+, K^+) приводит к преимущественному возбуждению уровней со спином $J = J_N + 2$.

В данной работе основное внимание мы сосредоточим на тех состояниях, которые возбуждаются в результате переходов с правилами отбора ($\Delta L = 0$, $\Delta S = 0$, $\Delta J = 0$).

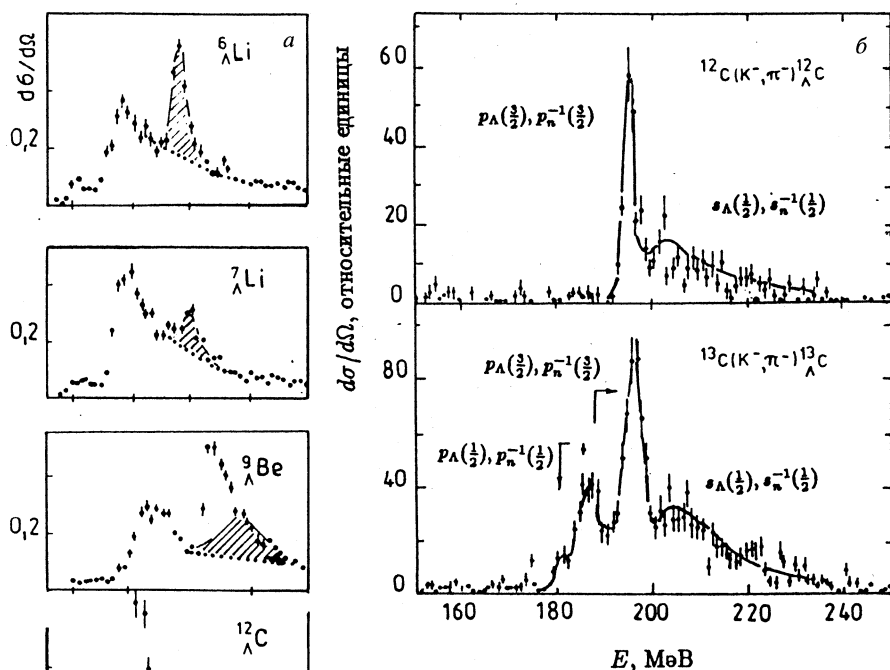


Рис.8. Сечения возбуждения гиперядер в реакции замещения на ядрах $1p$ -оболочки; отмечены резонансы с конфигурацией $s_{\Lambda} s^{-1}$ [99]: а) $p_K = 720$ МэВ/с; б) $p_K = 550$ МэВ/с

Энергия i -го мультиплета уровней конфигурации $p_{\Lambda} p^{-1}$ приближенно равна

$$E(p_{\Lambda} p^{-1}; i) \approx \varepsilon(p_{\Lambda}) + E_i(p^{-1}), \quad (29)$$

где $E_i(p^{-1})$ — энергия возбуждения i -го состояния ядерного остова. Эксперименты показали, что для гиперядер $1p$ -оболочки энергия низшего мультиплета состояния такой природы почти не зависит от числа нуклонов A ядерного остова и составляет

$$\varepsilon(p_{\Lambda}) \approx 1\hbar\omega_{\Lambda} = (10 \pm 1) \text{ МэВ}. \quad (30)$$

Практически все уровни с конфигурацией $p_{\Lambda} p^{-1}$ лежат выше порога барионного распада. Общие закономерности распада таких состояний проанализированы в работе [11] в рамках R -матричного подхода на основе

Таблица 10. Уровни гиперядер ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ и ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$, сильно заселяемые в реакции замещения (K^- , π^-)

${}^A_{\Lambda}Z(J^{\pi})$	E_i , МэВ	N_i , %	Γ_{Λ} , МэВ	Γ_p , МэВ	Главная компонента волновой функции	E_{γ} , МэВ
${}^7_{\Lambda}\text{Li}(3/2^-)$	9,0	72	3,4	0,2	$ p_{\Lambda} \otimes {}^6\text{Li}(1^+0; 0,00)\rangle$	3,56
	13,0	23	4,0	0,6	$ p_{\Lambda} \otimes {}^6\text{Li}(0^+1; 3,56)\rangle$	
	ΣN_i	95				
${}^{11}_{\Lambda}\text{B}(3/2^-)$	10,5	44	0,2	0,05	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{10}\text{B}(3^+0; 0,00)\rangle$	0,72
	12,6	6	1,2	0,06	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{10}\text{B}(1^+0; 0,72)\rangle$	
	15,3	25	0,4	0,10	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{10}\text{B}(0^+1; 1,74)\rangle$	
	ΣN_i	75				0,72 + 1,02

гиперядерных функций, рассчитанных в рамках ТИМО на базе всех состояний, отвечающих конфигурации $p_{\Lambda}p^{-1}$. Остановимся на основных результатах, полученных в этой работе.

До тех пор, пока энергетически разрешен вылет находящегося на $1p$ -орбите гиперона в непрерывный спектр (ядро при этом остается в p -дырочном состоянии) за счет главной компоненты волновой функции, этот канал будет доминировать над нуклонным или каналами распада с вылетом ядерных кластеров или легких гиперфрагментов. Главной является компонента, описывающая уровень в приближении слабой связи. Такая ситуация имеет место в гиперядрах начала $1p$ -оболочки — ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$. Таблица 10 иллюстрирует сказанное на примере состояний в гиперядрах ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ и ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$, наиболее интенсивно заселяющихся в реакции замещения. За 100% принята рассчитанная сумма интенсивностей возбуждения всех состояний данного гиперядра с конфигурацией $p_{\Lambda}p^{-1}$. Таковых, например, оказалось 17 в ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ и 106 в ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$.

В нечетных гиперядрах для $p_{\Lambda}p^{-1}$ -конфигурации фактически возникают две полосы гиперядерных состояний, отвечающих двум значениям изоспина ядерного остова: $T = 0$ и $T = 1$. Такая же ситуация имела место и для

$s_{\Lambda}p^{-1}$ -конфигурации гиперядра ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$. Если изоспин ядерного остова остается хорошим квантовым числом, эти полосы не смешиваются. В таком случае вылет гиперона должен приводить к заселению состояний конечного ядра с тем же значением изоспина, что и у ядерного остова. В частности, после вылета Λ -гиперона из гиперядер ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$ и ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$ должны сильно заселяться состояния $J^{\pi}T = 0^{+}1$ в ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$, девозбуждение которых приводит к испусканию ядерного γ -кванта с энергией $E_{\gamma}({}^6\text{Li}) = 3,56$ МэВ в первом случае и каскада $E_{\gamma}({}^{10}\text{B}) = 1,02$ МэВ + 0,72 МэВ ($J^{\pi}T = 0^{+}1 \rightarrow 1^{+}0 \rightarrow 3^{+}0$) во втором. В работе [74] сообщалось о регистрации в реакции ${}^7\text{Li} (K^{-}, \pi^{-}) {}_{\Lambda}^7\text{Li}^{*}$ γ -излучения с $E_{\gamma} = 3,6$ МэВ, связанного с $E = 10 + 16$ МэВ гиперядра ${}_{\Lambda}^7\text{Li}^{*}$.

Рассчитанные ширины испускания Λ -гиперона оказались, как и ожидалось, большими, но хорошо видна тенденция к их уменьшению по мере возрастания A . Распад нижайшего состояния гиперядер первой половины $1p$ -оболочки с $p_{\Lambda}p^{-1}$ -конфигурацией в результате вылета Λ -гиперона приводит к заселению основного состояния конечного ядра и расположенных над ним, соответственно, дискретных возбужденных состояний, девозбуждение которых связано с испусканием γ -квантов.

В работе [11] рассмотрены также гиперядра ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$ и ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$. Но поскольку с ними не связано испускание вторичного γ -кванта из-за того, что конечное ядро не образует связанных состояний, мы не будем их рассматривать.

По мере заполнения $1p$ -оболочки и приближения к ее середине повышается порог испускания Λ -гиперона (см. рис.9). Уменьшение выделяемой в распаде энергии приводит к уменьшению абсолютного значения ширины гиперядерных состояний. При переходе через середину $1p$ -оболочки Λ -порог оказывается расположенным уже выше нижайшего состояния с конфигурацией $p_{\Lambda}p^{-1}$. (В гиперядре ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$ нижайшее состояние $p_{\Lambda}p^{-1}$ -конфигурации оказывается даже связанным.) Это означает, что гиперядерный уровень оказывается энергетически расположенным ниже дырочного уровня ядра, сформировавшего его в приближении слабой связи. Отсюда следует, что из-за конфигурационного запрета невозможным становится распад по Λ -каналу состояний гиперядер второй половины $1p$ -оболочки, описываемых $p_{\Lambda}p^{-1}$ -конфигурацией, по главной компоненте волновой функции. В этой ситуации в игру вступает нуклонный канал, конкурируя с гиперонным. Таким образом, второй причиной уменьшения барионных ширин распада является то, что в гиперядрах второй половины $1p$ -оболочки он идет за счет

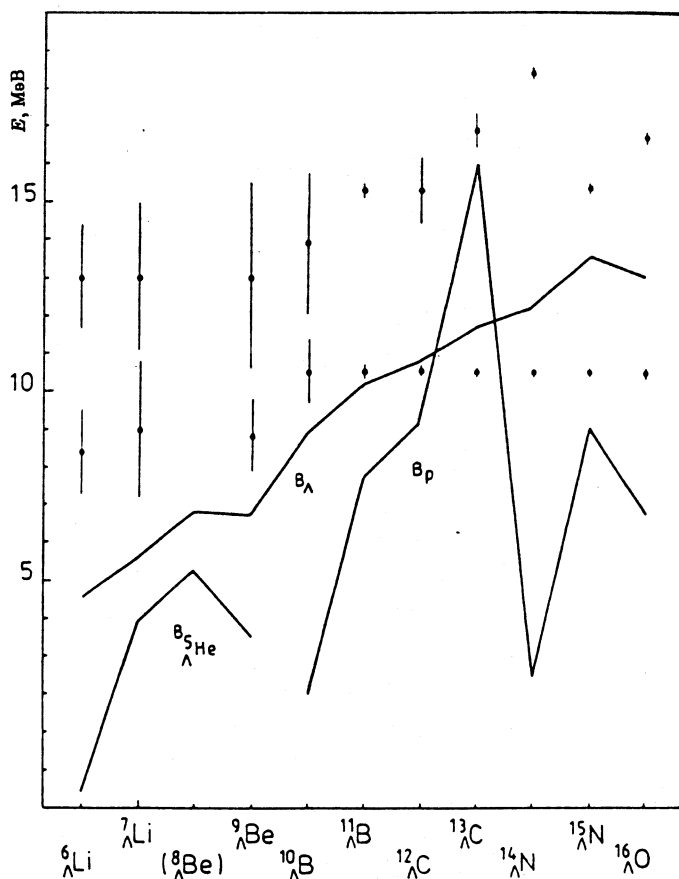


Рис.9. Зависимость от A ширины резонансов с конфигурацией $p_{\Lambda}p^{-1}$ гиперядер $1p$ -оболочки. Сплошные линии соединяют положения порогов вылета Λ -гиперона, а также протона и гиперфрагмента ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, определяющих стабильность гиперядер по отношению к сильному распаду

малых компонент. Для описания нуклонного, да и гиперонного канала теперь уже недостаточно знать гросс-структуру волновой функции уровня.

Распадом начинают управлять примеси к доминирующей компоненте. Более того, вторгшиеся состояния, не участвующие непосредственно в процессе генерации гиперядра, но вследствие связи каналов смешивающиеся с

$p_{\Lambda}p^{-1}$ -состояниями, выходят на передний план. Остановимся на этих вопросах несколько подробнее. Волновая функция i -го мультиплета состояний, построенного на $p_{\Lambda}p^{-1}$ -конфигурации гиперядра, может быть представлена в виде суммы по волновым функциям базисных состояний слабой связи. Если ограничиться только $1\hbar\omega$ -полосой возбуждения, полная волновая функция будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} |p_{\Lambda}p^{-1}; J^{\pi}E\rangle = & |(a_i(1/2) p_{\Lambda}(1/2) + a_i(3/2) p_{\Lambda}(3/2)) \otimes p^{-1}; i\rangle + \\ & + |(a_{i+1}(1/2) p_{\Lambda}(1/2) + a_{i+1}(3/2) p_{\Lambda}(3/2)) \otimes p^{-1}; i+1\rangle + \\ & + |(a_{i-1}(1/2) p_{\Lambda}(1/2) + a_{i-1}(3/2) p_{\Lambda}(3/2)) \otimes p^{-1}; i-1\rangle + \\ & + \dots \\ & + b |s_{\Lambda} \otimes p^{-2}l\rangle + \\ & + c |s_{\Lambda} \otimes s^{-1}\rangle. \end{aligned} \quad (31)$$

Здесь первая компонента описывает гиперядерный уровень в приближении слабой связи; i — порядковый номер p -дырочного состояния исходного ядра-мишени. Конфигурация $s_{\Lambda}p^{-2}l$ представляет группу вторгшихся состояний. Перечисленные конфигурации смешиваются ΛN -взаимодействием. Это так называемые «динамические» корреляции в ядре. Реальная ситуация, однако, такова, что на долю компоненты, формирующей уровень в слабой связи, приходится более 90% веса: $a_i^2(1/2) + a_i^2(3/2) > 0,9$. Мы не будем выделять $p_{\Lambda}(1/2)$ - и $p_{\Lambda}(3/2)$ -компоненты, поскольку спин-орбитальное расщепление одночастичных уровней Λ -гиперона мало. Оставшиеся компоненты не влияют заметно ни на положение уровней, ни на интенсивность их заселения, и даже на распад, если он идет по главной компоненте.

Роль динамических корреляций, связанных с подключением вторгшихся состояний, количественно пока не проанализирована. В работе [11], использующей ТИМО, в волновую функцию (31) автоматически включались состояния, базирующиеся на $s_{\Lambda}p^{-2}l$ -конфигурации, но только за счет «кинематических» корреляций, обусловленных многочастичным характером волновой функции.

Вместо включения непосредственно в волновую функцию вторгшихся состояний, в работе [96] было предложено открыть протонный канал распада за счет двухступенчатого процесса: сначала образуется частично(гиперон)-дырочное состояние $p_{\Lambda}p^{-1}$, которое затем, в результате «неупругого перераспределения», обусловленного ΛN -взаимодействием, переходит в $s_{\Lambda}p^{-2}l$:

$$S(i \rightarrow f, l_j) \sim \langle p_\Lambda p^{-1} | V_{\Lambda N} |_\Lambda \Phi, l_j : f \rangle. \quad (32)$$

Таким образом оказываются частично учтенными динамические корреляции. Заметим, однако, что пренебрежение кинематическими корреляциями в таком схематическом рассмотрении может привести к нефизическим эффектам, вызванным движением центра масс всей системы. Поэтому следует соблюдать определенную осторожность при выводах.

Представляется важным проведение полной диагонализации на примере гиперядра ${}^{16}_\Lambda\text{O}$, где ее реализация еще не сопряжена с большими техническими трудностями. Если же не прибегать к полной диагонализационной процедуре, то эффект кинематических и динамических корреляций можно учесть по теории возмущений, записав схематически волновую функцию Ψ_k гиперядерного состояния $1\hbar\omega$ -возбуждения как

$$\Psi(E; 1\hbar\omega) = |p_\Lambda p^{-1}; E\rangle + \sum_k \frac{1}{E - E_k} \langle \Psi_k(E) | V_{\Lambda N} | p_\Lambda p^{-1}; E \rangle | \Psi_k \rangle. \quad (33)$$

Суммирование проводится по всем состояниям, отвечающим $1\hbar\omega$ -возбуждению ядерного остова. Это состояния дипольного гигантского резонанса ядер, исследованные достаточно подробно. Взаимодействие с непрерывным спектром в таком случае можно реализовать через R -матричную теорию. К обсуждению эффекта перерасеяния мы еще вернемся в конце раздела.

Динамика изменения ширин с ростом A показана на рис.9, где приведены положения гиперядерных состояний с конфигурацией $p_\Lambda p^{-1}$ во всей $1p$ -оболочке, наиболее интенсивно возбуждающиеся в (K^-, π^-) -реакции замещения. Отметим еще раз, что в расчете учитывались только кинематические корреляции. Высота столбиков отражает ширину состояний. На рис.9 приведены также положения протонного (B_p), гиперонного (B_Λ) порогов, а также порога испускания гиперфрагмента ${}^5_\Lambda\text{He}$, который для гиперядер начала $1p$ -оболочки оказывается самым низким. На рис.9 четко просматривается тенденция уменьшения ширины с ростом A . Ширина гиперядерных состояний остается малой и в тех случаях, когда они расположены высоко в непрерывном спектре.

Численные значения рассчитанных с учетом только кинематических корреляций протонных и гиперонных ширин для гиперядер ${}^7_\Lambda\text{Li}$, ${}^{11}_\Lambda\text{B}$, ${}^{13}_\Lambda\text{C}$, ${}^{14}_\Lambda\text{N}$ и ${}^{15}_\Lambda\text{N}$ приведены в табл.10 и 11 с указанием интенсивностей заселения соответствующих гиперядерных состояний в (K^-, π^-) -реакции при $\Delta L = 0$,

Таблица 11. Уровни гиперядер ${}^A_{\Lambda}\text{C}$, ${}^A_{\Lambda}\text{N}$ и ${}^A_{\Lambda}\text{N}$,
сильно заселяемые в реакции замещения (K^- , π^-)

${}^A_{\Lambda}Z(J^{\pi})$	E_i , МэВ	N_i , %	Γ_{Λ} , кэВ	Γ_p , кэВ	Главная компонента волновой функции
${}^{13}_{\Lambda}\text{C}(1/2^-)$	10,5	5	0	0	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{12}\text{C}(0^+0; 0,00)\rangle$
	16,6	29	1000	0	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{12}\text{C}(2^+0; 4,44)\rangle$
	24,4	7	10	50	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{12}\text{C}(1^+0; 12,71)\rangle$
	26,2	24	0	60	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{12}\text{C}(1^+1; 15,11)\rangle$
	27,0	8	60	50	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{12}\text{C}(2^+1; 16,11)\rangle$
	27,1	7	320	60	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{12}\text{C}(2^+0; 15,44)\rangle$
	ΣN_i	80			
${}^{14}_{\Lambda}\text{N}(1^+)$	10,5	8	0	30	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{13}\text{N}(1/2^-; 0,00)\rangle$
	18,4	50	140	30	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{13}\text{N}(5/2^-; 7,38)\rangle$
	21,6	17	20	30	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{13}\text{N}(1/2^-; 11,9)\rangle$
	ΣN_i	75			
${}^{15}_{\Lambda}\text{N}(1/2^-)$	10,5	13	0	2	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{14}\text{N}(1^+0; 0,00)\rangle$
	13,0	5	0	12	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{14}\text{N}(0^+1; 2,31)\rangle$
	13,9	7	8	7	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{14}\text{N}(1^+0; 3,95)\rangle$
	15,4	11	130	20	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{14}\text{N}(2^+0; 7,03)\rangle$
	17,9	22	110	30	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{14}\text{N}(2^+1; 9,17)\rangle$
	20,0	24	65	25	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{14}\text{N}(1^+1; 13,7)\rangle$
	23,7	8	20	20	$ p_{\Lambda} \otimes {}^{14}\text{N}(1^+0; 15,2)\rangle$
	ΣN_i	90			

волновой функции уровня в слабой связи, заселяемого уровня конечной системы и ожидаемого γ -кванта от девозбуждения. В табл.12—14 информация сгруппирована иначе: приведены конечные системы для трех каналов

Таблица 12. Заселение уровней дочерних ядер в результате распада $p_{\Lambda}p^{-1}$ -резонансов гиперядра ${}^{\Lambda}_{\Lambda}\text{C}$

Канал распада	$J_f^{\pi} T_f$	E_f , МэВ	I_f , %
$\Lambda + {}^{12}\text{C}$	$0^{+} 0$	0,0	12,5
	$2^{+} 0$	4,4	19,5
	$1^{+} 1$	10,3	5,0
	$1^{+} 0$	12,7	4,0
	$1^{+} 1$	15,1	5,0
	ΣI_f		46,0
$n + {}^{\Lambda}_{\Lambda}\text{C}$	1^{-}	0,00	6
	2^{-}	0,08	7
	1^{-}	2,14	2
	ΣI_f		15

Таблица 13. Заселение уровней дочерних ядер в результате распада $p_{\Lambda}p^{-1}$ -резонансов гиперядра ${}^{\Lambda}_{\Lambda}\text{N}$

Канал распада	$J_f^{\pi} T_f$	E_f , МэВ	I_f , %
$\Lambda + {}^{13}\text{N}$	$1/2^{-} 1/2^{-}$	0,0	40,5
	$3/2^{-} 1/2$	3,5	13,0
	$1/2^{-} 1/2$	8,9	3,0
	ΣI_f		56,5
$p + {}^{\Lambda}_{\Lambda}\text{C}$	$1/2^{+}$	0,0	6,5
	$3/2^{+}$	4,51	3,0
	$5/2^{+}$	4,51	8,0
	$1/2^{+}$	10,3	2,0
	$1/2^{+}$	$\approx 12,7$	4,0
	$3/2^{+}$	$\approx 12,7$	4,0
	ΣI_f		27,5

распада гиперядра: Λ + ядро, протон + гиперядро; нейтрон + гиперядро и интенсивности N_i их заселения. За 100% принята рассчитанная интенсивность заселения всех состояний первичного гиперядра с конфигурацией $p_{\Lambda}p^{-1}$. Интенсивность заселения состояний продуктов распада приведена отдельно для двух энергетических областей. Перечисленные уровни исчерпывают 82% всей интенсивности в ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$, 83% в ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$ и 91% в ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$. Недостающая до 100% небольшая часть разбрасывается по другим уровням образовавшейся системы.

Нейтронный канал проявился заметно только в одном гиперядре ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ на уровне 15%. В ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$ он уже в два раза менее интенсивен, а в ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$ он еще слабее. Протонный канал проявился на уровне 21% в ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$, 27% в ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$ и 24% в ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$.

Приведенные в табл.12—14 результаты расчетов могут служить ориентиром, позволяющим предвидеть, какое γ -излучение можно ожидать в

Таблица 14. Заселение уровней дочерних ядер в результате распада $p_{\Lambda}p^{-1}$ -резонансов гиперядра ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$

Канал распада	$J_f^{\pi} T_f$	E_f , МэВ	I_f , %
$\Lambda + {}^{14}\text{N}$	$1^{+} 0$	0,0	26
	$0^{+} 1$	2,3	18
	$1^{+} 1$	3,9	6
	ΣI_f		50
$p + {}^{14}_{\Lambda}\text{C}$	0^{-}	0,00	3
	1^{-}	0,01	17
	1^{-}	$\approx 4,0$	3
	2^{-}	$\approx 4,0$	1
	ΣI_f		24
$n + {}^{14}_{\Lambda}\text{N}$	0^{-}	0,00	2
	1^{-}	0,01	2
	1^{-}	3,48	3
	ΣI_f		7

случае заселения уровней, отвечающих конфигурации $p_{\Lambda}p^{-1}$ при их возбуждении в (K^{-}, π^{-}) -реакции замещения.

4.1. Барионный распад ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$.

Протонный канал распада низколежащих уровней гиперядра ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ недавно детально проанализирован в работе [45]. Однако к нему уместно вернуться в свете новых расчетов положения низколежащих уровней конечного гиперядра ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$, на которые идет распад.

Для гиперядерных уровней ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$, лежащих в диапазоне энергий возбуждения $9,25 \div 10,1$ МэВ, Λ -канал распада запрещен по энергии. Это позволило авторам работы [45] по спектру отрицательных пионов извлечь сведения о сравнительно малых протонных ширинах трех тесно расположенных резонансов с ширинами $\Gamma(1) = 120$ кэВ, $\Gamma(2) = 570$ кэВ и $\Gamma(3) = 420$ кэВ. Из них первые два оказались очень близки по энергии

($\Delta E < 0,05$ кэВ), а третий расположен примерно на 0,8 МэВ ниже. Вопрос в том, какова структура и квантовые числа этих уровней? Что может дать дальнейшее изучение протонных распадов этих резонансов в (K^{-}, π^{-}) - или (π^{+}, K^{+}) -реакциях?

В работе [45] сделано естественное предположение, что трем наблюдаемым в ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ резонансам отвечает одно $J^{\pi} = 0^{+}$ -состояние с конфигурацией $|p_{\Lambda}(3/2)p^{-1}(3/2):0^{+}\rangle$ и два состояния с $J^{\pi} = 2^{+}$, описываемые суперпозицией конфигураций

$$\alpha |p_{\Lambda}(1/2)p^{-1}(3/2):2^{+}\rangle + \beta |p_{\Lambda}(3/2)p^{-1}(3/2):2^{+}\rangle.$$

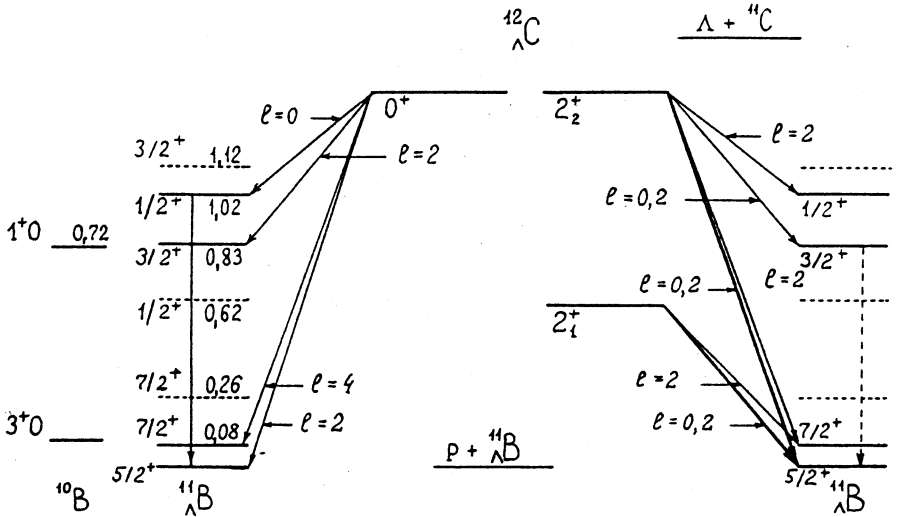


Рис.10. Часть спектров возбуждения гиперядер $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ и $^{11}_{\Lambda}\text{B}$. Положение уровней $^{11}_{\Lambda}\text{B}$ рассчитано с двумя разными наборами ΛN -взаимодействия: [15] (сплошные линии) и [10] (пунктир)

При обсуждении распада необходимо знать схему низлежащих уровней гиперядра $^{11}_{\Lambda}\text{B}$. В работе [45] был использован стандартный набор параметров гиперон-нуклонного взаимодействия [10]. Ожидаемый спектр гиперядра $^{12}_{\Lambda}\text{C}$, моды его протонного распада с указанием орбитальных моментов l вылетающего протона и уровней $^{11}_{\Lambda}\text{B}$ изображены на рис.10, заимствованном из работы [45].

Затруднения в объяснении протонных ширин всех трех уровней, отмеченные в работе [45], и наши соображения по этому поводу состоят в следующем. Фактор проницаемости кулоновского барьера $P_l^P(E)$ обеспечивает при распаде доминирующую роль углового момента $l = 0$, а другие парциальные волны ($l = 2$ и 4) подавлены. Из-за того, что при $l = 0$ уровень $J^\pi = 0^+$ распадается на состояние $1/2^+$ гиперядра $^{11}_{\Lambda}\text{B}$ с энергосвободным $E = 0,6$ МэВ (для стандартного набора параметров), все ширины $\Gamma(i)$ для состояний с $J^\pi = 0^+$ и 2^+ должны быть сравнимы, т.к. каждый $J^\pi = 2^+$ -уровень может также распадаться по каналу с $l = 0$. Но тогда не ясно, почему один из наблюдаемых резонансов узкий?

Авторы работы [45] отмечают, что уровень $J^\pi = 0^+$ стал бы узким, если энергия распада оказалась бы меньшей, т.е. если уровень $J^\pi = 1/2^+$ гиперядра в ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$ по каким-то причинам оказался существенно сдвинутым вверх по энергии приблизительно на 1 МэВ.

В работе [15] спектр ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$ был рассчитан с новым набором параметров взаимодействия. Уровень $J^\pi = 1/2^+$ действительно лежит высоко — при $E = 1,02$ МэВ, и, таким образом, вопрос о неверном соотношении ширины при учете только фактора проницаемости $P_l^P(E)$ снимается.

Уровни, аналогичные рассмотренным в ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ (отвечающие конфигурации $p_{\Lambda}p^{-1}$ и расположенные выше протонного, но ниже порога испускания Λ -гиперона), имеются и в ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$, и в ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$. Таким образом, самым экспериментом выдвигается задача последовательного включения в рассмотрение вторгшихся состояний при описании распада состояний, описываемых конфигурацией $p_{\Lambda}p^{-1}$.

В свете обсуждения парциальных ширины низколежащих состояний гиперядра ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ и картины их распада представляется важным измерение функции возбуждения этой выделенной группы уровней на высоком уровне разрешения (а также в гиперядрах ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$ и ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$) и экспериментальное определение характера девозбуждения соответствующих состояний ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$ в совпадении с образованием ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ в обсуждаемом интервале энергий.

4.2. Барионный распад ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$. В работе [96] при обсуждении распада состояний ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, $J^\pi = 0^+$ предполагалось, что в ${}_{\Lambda}^{15}\text{N}$ основным является состояние с $J^\pi = 3/2^+$. Однако не все наборы параметров гиперон-нуклонного взаимодействия приводят к такому результату. Оно может оказаться лежащим выше своего партнера по дублету $1/2^+$, как это следует из расчетов с набором параметров, предложенных в работе [15]. Тогда, если действительно распад идет по сценарию, предложенному в работе [96], но уровень $3/2^+$ не является основным, следует ожидать интенсивного выхода γ -квантов, связанных с переходом $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ между состояниями дублета основного состояния. Ожидаемое расстояние между состояниями дублета равно $\Delta E = 180$ кэВ согласно параметрам, приведенным в работе [15].

Таблица 15. Рассчитанные в рамках ТИМО [11] парциальные ширины (в кэВ) барионных распадов резонансов $|p_{\Lambda} p^{-1}; J_i^{\pi}\rangle$ гиперядра ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$ и относительные вероятности (в %) заселения возбужденных состояний дочерних ядер. В первом столбце указаны пороговые энергии и ожидаемые интервалы энергий уровней

E_i , МэВ		10,5		16,7		10,2		15,9		16,9	
J_i^{π}		0 ⁺		0 ⁺		2 ⁺		2 ⁺		2 ⁺	
E_f , МэВ	J_f^{π}	Γ_f	I_f	Γ_f	I_f	Γ_f	I_f	Γ_f	I_f	Γ_f	I_f
$p + {}_{\Lambda}^{15}\text{N}$ 6,71											
0 + 0,18	1/2 ⁺	1	2	0	0	4	9	0	0	0	0
0 + 0,18	3/2 ⁺	11	20	1	1	9	21	2	2	2	2
2,38 + 2,58	1/2 ⁺	2	3	1	1	2	5	0	0	1	1
3,89 + 4,42	1/2 ⁺			15	21			1	1	3	3
4,24 + 4,71	3/2 ⁺			0	0			9	10	7	6
7,10 + 7,53	3/2 ⁺			3	4			9	10	1	1
7,18 + 7,71	5/2 ⁺							1	1	16	15
	Γ_p	14		20		15		22		30	
	I_p		25		27		35		24		29
$\Lambda + {}^{15}\text{O}$ 13,0											
0,00	1/2 ⁻			34	46			4	4	9	8
$n + {}_{\Lambda}^{15}\text{O}$ 13,2											
0,00	1/2 ⁺			1	2			0	0	0	0
	Γ_{tot}	14		55		15		26		39	
	I_{tot}		25		75		35		28		37

Схема барионного распада ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, полученная в рамках ТИМО [11], приведена в табл.15, как в случае переходов $\Delta L = 0$, так и $\Delta L = 2$. Расчет проведен только с учетом кинематических корреляций, которые позволили

открыть нуклонный канал распада. На протонный канал приходится $I_p = 52\%$ интенсивности $\Delta L = 0$ переходов, на нейтронный — $I_n = 2\%$.

В связи с обсуждением нейтронного канала обращает на себя внимание работа [89], в которой он рассматривается в рамках CSM. Авторы пришли к выводу, что связь Λ - и нуклонного каналов срабатывает таким образом, что для уровня с конфигурацией $p_{\Lambda}p^{-1}$ наиболее интенсивным оказывается канал ${}^1_6\text{O} \rightarrow {}^1_5\text{O} (1/2^+) + n$. Его вклад в ширину уровня с конфигурацией $|p_{\Lambda}p^{-1}; 0^+\rangle$ составил 58%, что резко отличается от предсказаний на основе R -матричной теории. Такое различие приписывается эффекту перерасеяния, связанного с $2s$ -волной. Здесь мы видим сильный эффект $2s$ -волны в противоположность тому, что было продемонстрировано в работе [11] для протонного канала.

4.3. О двухбарионном канале распада гиперядерных резонансов. В предыдущих разделах обсуждались однобарионные и некоторые кластерные распады гиперядер. Здесь мы хотели бы отметить возможность распада гиперядерного резонанса с одновременным испусканием двухбарионной системы ΛN [97]. Хотя в свободном состоянии пара ΛN не является связанной, внутри гиперядра она может оказаться достаточно компактной, чтобы как единое целое пройти через барьер во внешнюю область. Не вдаваясь в детали динамики формирования коррелированной барионной пары в гиперядре, которая аналогична механизму распада обычного ядра с испусканием коррелированной NN -пары (динейтрон, дипротон [98]), можно оценить вероятность такого типа распада на примере резонансов замещения ($p_{\Lambda}p^{-1}$), пользуясь формализмом R -матричной теории и генеалогических коэффициентов отделения ΛN -пары из $1p$ -оболочки гиперядра. При этом конечное ядро будет образовываться в низколежащих состояниях, а ΛN -пара может вылетать в s - или d -состояниях относительного движения.

Двухбарионный распад может реализоваться в гиперядрах ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$, в которых есть достаточно сильные резонансы выше двухбарионного порога. Определенные указания на значимость двухбарионного канала распада дает уже отношение спектроскопических амплитуд

$$SA(\Lambda):SA(N):SA(\Lambda N) = 1:(\sqrt{2}/A):(1/\sqrt{2}). \quad (34)$$

Относительные вероятности вылета Λ , N и Λp -пары, учитывающие фактор проницаемости барьера, даны в табл.16 для наиболее сильных резонансов замещения в реакции (K^-, π^-) на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^{14}\text{N}$.

Распад ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$ подобен распаду ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$ — Λp -пара вылетает как в s -, так и в d -состояниях относительного движения, тогда как в случае ${}_{\Lambda}^{10}\text{Be}$ Λn -пара образуется в s -состоянии. Из таблицы видно, что двухбарионный распад имеет заметную вероятность, и можно пытаться его обнаружить. Исследование распадов с вылетом ΛN -пары может дать информацию о структуре гиперядерного резонанса и ΛN -взаимодействии в состояниях с определенным орбитальным моментом.

Таблица 16. Относительные вероятности вылета Λ -гиперона, протона и коррелированной пары Λp

	E_R , МэВ	$W(\Lambda)$	$W(p)$	$W(\Lambda p)$
${}_{\Lambda}^6\text{Li}$	8,5	69	4	27
${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$	8,7	57	31	12

5. РАСПАД ГИПЕРЯДЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ С КОНФИГУРАЦИЕЙ $s_{\Lambda} s^{-1}$

В реакции замещения (K^- , π^-) на ядрах $1p$ -оболочки (рис.8) заметно проявляется область, которую можно интерпретировать как возбуждение $1s$ -дырки в ядерном остове [38,99]. Наиболее четко соответствующие максимумы видны в спектре возбуждения ${}_{\Lambda}^6\text{Li}$ и ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$. С ростом атомного номера A максимумы существенно уширяются и их интенсивность падает, что естественно связано с возрастанием относительной роли внешних нуклонов в генерации гиперядра.

Обсудим сначала ситуацию с $1s$ -дырочными состояниями обычных ядер $1p$ -оболочки. Они исследованы гораздо хуже $1p$ -дырочных. Для них характерен большой разброс по энергии [100]. В ядрах конца $1p$ -оболочки энергия $1s$ -дырочных состояний захватывает область $50 \div 60$ МэВ, что даже превышает границу оптического потенциала, обычно используемого в расчетах.

Большая ширина $1s$ -дырочного состояния свидетельствует о его сильном разбросе по состояниям со сложными конфигурациями. Как следует из расчетов в рамках BSM [101], подключение всех конфигураций только в $1\hbar\omega$ -полосе возбуждения недостаточно для объяснения наблюдаемой ширины. Важный источник дополнительного разброса может возникнуть вследствие поляризации валентной оболочки, обусловленной внезапным появлением глубокой дырки, что приведет к появлению большого числа мягких частично-дырочных пар. В результате часть нуклонов внешней оболочки может разупорядочиться, что приведет к разрушению схемы Юнга валентных нуклонов [102]. Все эти вопросы требуют совместного рассмотрения.

Важная информация о природе этих состояний может быть получена из гиперядер, где образование $1s$ -нуклонной дырки происходит в более мягком режиме. В гиперядре может сказаться также стабилизирующая роль s_{Λ} -гиперона, в результате чего степень концентрации чисто дырочной компоненты в реальных состояниях окажется выше, чем в обычных ядрах.

Информация о $1s$ -дырочном состоянии может быть получена в результате проведения экспериментов на совпадение по регистрации продуктов распада. В обычных ядрах с заметной вероятностью возбуждение $1s$ -дырки сопровождается звездным распадом. Это, в частности, следует из экспериментальных данных по поглощению фотонов с энергией выше дипольного резонанса в ядерных эмульсиях. Так, процесс фоторасщепления ядра ^{12}C с образованием $1s$ -дырки приводит к таким конечным продуктам, как $^8\text{Be} + ^3\text{H} + p$. Как показано в работе [103], ядро ^8Be при этом образуется не только в основном, но и в возбужденном состоянии, что должно приводить к последующему γ -девозбуждению. Тем самым роль прямых экспериментов на совпадение до некоторой степени могут играть эксперименты по регистрации γ -девозбуждения продуктов звездного распада.

Перейдем теперь к гиперядрам. Структуру волновой функции гиперядра, отвечающей $1s$ -дырочному состоянию ядерного остова, схематически можно записать в виде

$$\begin{aligned} |s_{\Lambda} s^{-1}; [f](\lambda\mu) J^{\pi TE}\rangle = & c |s_{\Lambda} \otimes s^3[3], p^k[f_p]: [f](\lambda\mu) J^{\pi T}\rangle + \\ & + b |s_{\Lambda} \otimes s^4[4], p^{k-2}[f_p''], l: [f](\lambda\mu) J^{\pi T}\rangle + \\ & + a |p_{\Lambda} \otimes s^4[4], p^{k-1}[f_p']: [f](\lambda\mu) J^{\pi T}\rangle, \quad (35) \end{aligned}$$

где опущены все компоненты, лежащие в полосе возбуждения выше $1\hbar\omega$, а также те компоненты, которым соответствует полная схема Юнга $[f]$ и квантовые числа $(\lambda\mu)$, отличающиеся от квантовых чисел чисто $1s$ -дырочного состояния. Первая компонента определяет распад по кластерным каналам, вторая — по нуклонному, третья — по гиперонному.

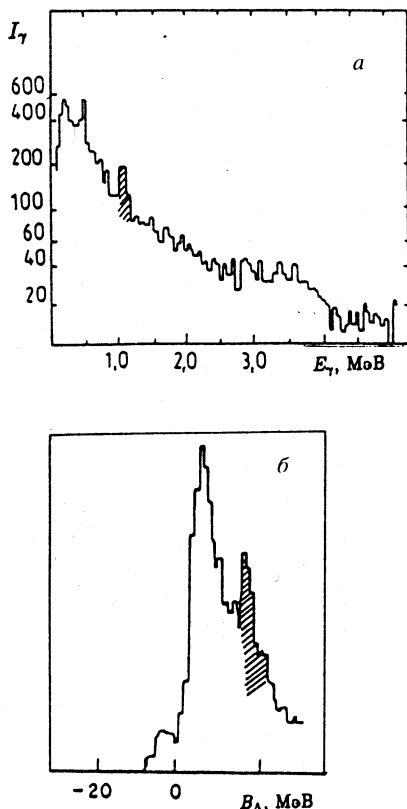
Если разброс дырочного состояния мал ($c \approx 1$), то наблюдается узкий резонанс, как это имеет место в случае $^6_{\Lambda}\text{Li}$ и $^7_{\Lambda}\text{Li}$ (см. рис.8). В пределе очень сильного зацепления дырочной конфигурации за более сложные ($c \ll 1$) следует ожидать широкого максимума. При сильном разбросе естественно ожидать развал системы на большое число составных частей, а в промежуточном случае — образование $^4_{\Lambda}\text{He}$ и ядерного остатка из k нуклонов. Если же гиперон прилипает к внешним нуклонам, то в конечном сос-

Рис.11. а) Сечение реакции ${}^7\text{Li}(K^-, \pi^- \gamma){}_\Lambda^7\text{Li}^*$ ($p_K = 820$ МэВ/с). б) Выход γ -квантов из ${}^4_\Lambda\text{He}^*$ [74]

тоянии могут наблюдаться ${}^3\text{He}$ и гиперфрагмент, в который входят k нуклонов.

В реакции (K^-, π^-) на ядре ${}^7\text{Li}$ при «безотдачной» кинематике наблюдался выход ${}^4_\Lambda\text{He}^*$ из высокоэнергетической области возбуждения гиперядра ${}^7_\Lambda\text{Li}$ ($E = 22 + 39$ МэВ) путем регистрации γ -девозбуждения образовавшегося гиперфрагмента. На рис.11 приведена интенсивность образования гиперядра в высокоэнергетической области и интенсивность образования ${}^7_\Lambda\text{Li}$, сопровождаемая γ -излучением ${}^4_\Lambda\text{He}$.

При генерации ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ с большой энергией возбуждения также наблюдался выход γ -квантов. Как показано в работе [80], распад $1s$ -дырочного состояния этого гиперядра приводит к образованию гиперфрагмента ${}^7_\Lambda\text{Li}$ в возбужденном состоянии. В ядре ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ почти вся «сила» $(8/9) s^{-1}$ -дырки приходится на конфигурацию со схемой Юнга $[f] = [432]$ (см. табл.3). Если предположить, что состояние $|s_\Lambda \otimes s^3 p^6 [432]^2 D: [442](22)3^+\rangle$ сохраняет свою индивидуальность, то правила отбора по квантовым числам $[f]$, (λ_π) [104] объясняют подавление энергетически выгодных каналов. Распад по каналам $p + {}^9_\Lambda\text{Be}$ и ${}^5_\Lambda\text{He} + \alpha + p$ возможен только в случае, если орбитальная функция нуклонов обладает симметрией $[f] = [441]$. Так как пара нуклонов уносит три осцилляторных кванта, то дейтрон не может находиться в s -волне относительного движения. Значит, наиболее вероятным оказывается распад с испусканием трехнуклонного кластера ${}^3\text{He}$ с заселением возбужденного состояния



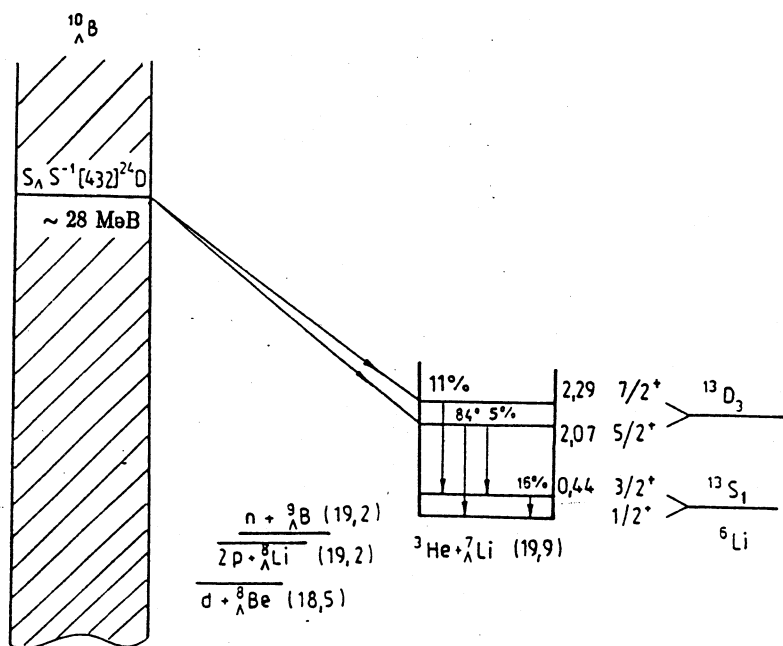


Рис.12. Предсказанный каскад γ -квантов гиперядра $^7_\Lambda\text{Li}^*$, сопровождающий распад $s_\Lambda s^{-1}$ -резонанса в ^{10}B [79]

$^7_\Lambda\text{Li}^* (L=2)$. (Этому способствует полный и орбитальный моменты ядра-мишени, $J=3, L \geq 2$.) Меткой последовательности распадов

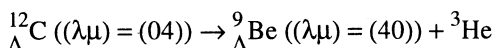
$$^{10}_\Lambda\text{B}(s_\Lambda s^{-1}; 3^+) \rightarrow ^3\text{He} + ^7_\Lambda\text{Li}^*(7/2^+, 5/2^+)$$

$$^7_\Lambda\text{Li}^*(7/2^+, 5/2^+) \rightarrow ^7_\Lambda\text{Li}^*(3/2^+) + \gamma_1$$

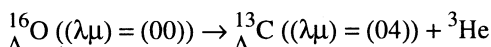
$$^7_\Lambda\text{Li}^*(3/2^+) \rightarrow ^7_\Lambda\text{Li}(1/2^+) + \gamma_2 \quad (36)$$

служат вторичные γ -кванты. На такой цепочке превращений основана наша интерпретация (см. рис.12) данных [79]. Найденную γ -линию, $E_\gamma = 440$ кэВ, приписываем переходу $^{14}\text{S}_{3/2} \rightarrow ^{12}\text{S}_{1/2}$ в $^7_\Lambda\text{Li}$. Регистрация γ -кванта уже известного перехода $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$, $E_\gamma = 2,03$ МэВ, подкрепит предложенную идентификацию канала сильного распада.

В работе [90] обращено внимание на то, что при распаде $1s$ -дырочных состояний ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ и ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$, в результате вылета ${}^3\text{He}$, гиперфрагменты ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ и ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ могут находиться в возбужденном состоянии. Генеалогические коэффициенты, управляющие распадом, определяют отношение заселенности возбужденного ($L_c = 2$) и основного ($L_c = 0$) состояний. Это отношение равно 5:4 и 5:1 для случаев



и



соответственно. Значит, следует ожидать появления гиперядерных γ -квантов с энергией $E_{\gamma} = 3$ МэВ (${}^9_{\Lambda}\text{Be}$) и $E_{\gamma} = 4,7$ МэВ (${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$).

Таким образом, структурные правила отбора по квантовым числам $[f]$, $(\lambda\mu)$, опирающиеся на предположение о малой фрагментации $s_{\Lambda}s^{-1}$ -состояния, вполне естественно интерпретируют замеченные особенности распада высоковозбужденных состояний первичного гиперядра.

Результаты предпринимаемого Тамурой [81] тщательного изучения выхода гиперфрагментов ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}^*$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}^*$ из гиперядер $1p$ -оболочки, образованных в реакции (K_{stop}^-, π^-), должны определить роль резонансного и статистического механизмов [105].

Убедительным доказательством выживания резонанса $s_{\Lambda}s^{-1}$ в гиперядре станет локализация характерных каналов распада в узкой энергетической области. Экспериментальная проверка такой локализации возможна в недалеком будущем, например, по регистрации «меченых» γ -квантов от ${}^4_{\Lambda}\text{H}^*$ на установке СЕВАФ в реакции ($\gamma, K^+ \gamma_{1,1} \text{ МэВ}$). Другим методом может служить идентификация гиперфрагментов — продуктов развала первичного гиперядра одновременно с определением энергии его возбуждения, которая включена в программу второго этапа гиперядерных исследований FINUDA. Она существенно расширит информацию, полученную по методике Тамуры [82].

Заканчивая рассмотрение распада гиперядерных состояний с конфигурацией $s_{\Lambda}s^{-1}$, напомним, что глубокие нуклонные дырки влияют на процессы формирования двойных $\Lambda\Lambda$ -гиперядер [106] и на образование *пар* гиперядер [107] в реакции $\Xi_{\text{stop}}^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^9_{\Lambda}\text{Be} + {}^4_{\Lambda}\text{He}$.

6. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК С НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРОМ И СВЯЗАННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

До сих пор распадные свойства гиперядерных резонансов в непрерывном спектре мы рассматривали в многочастичной модели оболочек со связанными одночастичными состояниями (BSM). Такой подход позволяет включить в расчет структуры гиперядер большое число базисных состояний и достаточно полно учесть фрагментацию различного типа частично-дырочных возбуждений. При сравнении с экспериментом линейчатый спектр возбуждения гиперядра, получаемый в BSM путем диагонализации энергетических матриц, обычно «размывают» сообразно ширине каждого резонанса и разрешению регистрирующей аппаратуры. В этом методе, однако, теряется возможность единого описания резонансных и квазисвободных процессов, которые свойственны системам с непрерывным спектром. Как показывают конкретные расчеты, квазисвободные процессы могут существенно изменять энергетическую зависимость функции возбуждения. В расчетах ширин резонансов по R -матричной теории приходится пользоваться не очень определенными параметрами — радиусами каналов. Эти присущие BSM черты требуют обоснования применения BSM в области непрерывного спектра, что и послужило отправным моментом разработки модели оболочек с одночастичным потенциалом конечной глубины, непосредственно учитывающей состояния континуума (CSM).

По-видимому, наиболее детально сформулирована единая теория реакций в непрерывном спектре [108], которая нашла естественное приложение и в физике гиперядер. Для приближенного решения общих уравнений единой теории в сочетании с оболочечным подходом разработано несколько методов [86,109,110]. Трактовка связи каналов в континууме в приближении «резонансов формы» позволила дать обоснование правомерности оболочечных расчетов структуры компаунд-резонансов в рамках BSM и R -матричной процедуры вычисления распадных ширин.

Волновая функция A барионов при энергии E в канале c записывается в виде

$$\Psi_E^{c(+)} = \sum_{j=1}^n b_E^c(j) \Phi_j + \sum_{i=1}^m \int_{\epsilon_i}^{\infty} dE a_E^c(E, i) \chi_E^{i(+)}, \quad (37)$$

где первое слагаемое содержит только связанные состояния, а второе — одну частицу в континууме, ϵ_i — пороговая энергия в канале i . Детали формализма по решению многоканальных уравнений Шредингера и построению S -матрицы можно найти в оригинальных работах. Для упрощения

вычислений система канальных уравнений обычно решается со спин-зависимым ΛN -взаимодействием нулевого радиуса

$$V_{ij} = -V_0 \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)(a + bP_{ij}^\sigma). \quad (38)$$

Таким методом проведены расчеты функций возбуждения гиперядер в (K^-, π^-) -реакциях на ядрах ^{12}C , ^{14}C , ^{14}N , ^{16}O и в (π^+, K^+) -реакциях на ядрах ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{56}Fe , [59,87,110,111]. Мы отметим здесь лишь некоторые результаты расчетов сечений реакций на легких ядрах с учетом континуума. Вычисленная функция возбуждения $^{12}_\Lambda\text{C}$ в (K^-, π^-) -реакции с простыми дырочными состояниями ядерного остова ^{11}C : $|p^{-1}(3/2)\rangle$ и $|s^{-1}(1/2)\rangle$ неплохо воспроизводит экспериментальные данные [112] при $p_K \simeq 715$ МэВ/с и $\theta_\pi \sim 0^\circ + 15^\circ$. Интенсивности резонансов замещения получаются примерно те же, что и в расчетах по BSM, а вклад квазисвободного процесса постепенно возрастает с увеличением переданного импульса — от 23% ($\theta_\pi \sim 0^\circ$) до $\approx 70\%$ ($\theta_\pi \sim 15^\circ$).

Обратимся теперь к рассмотрению 0^+ - и 1^+ -резонансов замещения в (K^-, π^-) -реакции на ^{14}C и ^{14}N , которые изучались в BSM [50] и CSM [87,88]. Хотя тонкие мишени ^{14}C пока не пригодны для (K^-, π^-) -реакций (мишень ^{14}N вполне доступна), тем не менее было интересно рассмотреть эти примеры для сопоставления результатов BSM и CSM.

Для изучения спектров дочерних гиперядер целесообразно выяснить заселение гиперядерных уровней при нуклонном распаде исходного гиперядра, а также соотношение ветвей Λ -гиперонного и нуклонного каналов. В расчетах в рамках трансляционно-инвариантной BSM 0^+ -состояний $p_\Lambda p^{-1}$ (10 базисных функций для изоспина $T=1/2$ и 4 базисные функции для изоспина $T=3/2$) была выявлена зависимость парциальных ширин от радиуса ΛN -взаимодействия, а также от отношения интегралов Слэтера $F^{(2)}/F^{(0)} = r$. Хотя для стандартного взаимодействия $r=2,8$ [43], но вполне допустимо и меньшее значение $r=0,2$, которому отвечает существенно больший радиус ΛN -взаимодействия. В CSM учитывались 12 каналов, соответствующих основным и низколежащим уровням ^{13}C , $^{13}_\Lambda\text{C}$ и ^{13}B . В обоих подходах доминируют 0^+ -резонансы $^{14}_\Lambda\text{C}$ при ~ 11 , ~ 14 и ~ 25 МэВ. Распадная схема и парциальные ширины, вычисленные в BSM и CSM, показаны на рис.13 и в табл.17. Видно, что с уменьшением r вероятность распада по нейтронному каналу возрастает, увеличивая также и вероятность заселения

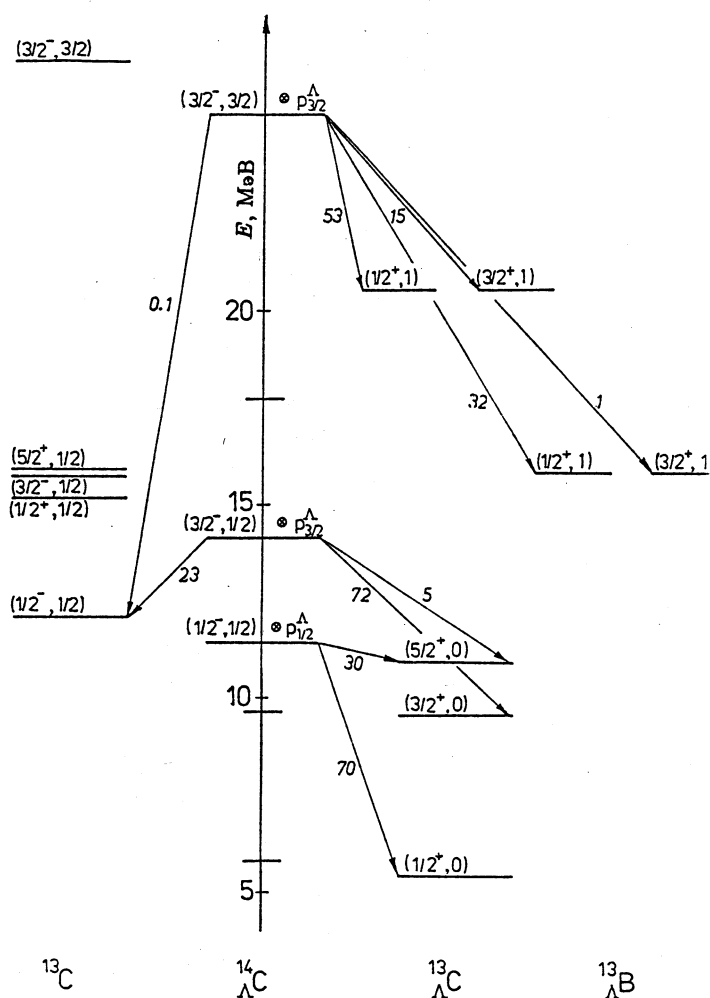


Рис.13. Спектр возбуждения и каналы распада 0^+ -резонансов в ^{14}C . Рядом со стрелками указаны ширины распада (в %), вычисленные в CSM [111]

дублета $3/2^+$, $5/2^+$ в ^{13}C . В СМ получается заметное усиление нейтронного канала распада резонанса при 14 МэВ по сравнению с Λ -каналом и большая вероятность заселения $3/2^+$ -состояния для резонанса при 11 МэВ. Это, очевидно, вызвано влиянием континуума. Очень малая вероятность засе-

Таблица 17. Сравнение результатов вычислений в BSM.
 (B — стандартное взаимодействие, $r=2,8$, B' — модифицированное, $r=0,2$)
 и в CSM (C) вероятностей распада (в %) 0^+ -резонансов гиперядра ${}_{\Lambda}^{14}\text{C}$
 и 1^+ -резонансов гиперядра ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$ по нуклонным каналам
 с заселением уровней гиперядра ${}^{13}\text{C}$ и гиперонному каналу

Гипер- ядро	Состояние	${}^{13}\text{C}$			${}^{13}\text{C}({}^{13}\text{N})$	
		$1/2^+$	$3/2^+$	$5/2^+$	$1/2^-$	$3/2^-$
${}_{\Lambda}^{14}\text{C}$	$p_{\Lambda}(1/2) \otimes 1/2^-$ B	100,0	0,0	0,0		
	B'	98,5	0,0	1,5		
	C	70,0	0,0	30,0		
	$p_{\Lambda}(3/2) \otimes 3/2^-$ B	7,0	11,4	0,8	80,8	
	B'	12,6	20,5	1,5	65,4	
	C	0,0	72,0	5,0	23,0	
	$p_{\Lambda}(1/2) \otimes 1/2^-$ B	68,1	25,3	6,6		
	B'	68,1	25,3	6,6		
	C	59,0	11,0	30,0		
${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$	$p_{\Lambda}(3/2) \otimes 5/2^-$ B	0,3	13,2	0,3	70,0	16,2
	B'	0,6	34,6	0,7	51,1	13,0
	C	1,0	14,0	5,0	53,0	25,0

ления $5/2^+$ -уровня ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ как в BSM, так и в CSM объясняется малостью соответствующего спектроскопического фактора. Эти результаты показывают, что при достаточно интенсивных пучках каонов в реакции (K^- , π^-) на ${}^{14}\text{C}$ можно было бы наблюдать характерные линии в спектре нейтронов и γ -кванты от гиперядра ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ при переходе $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ (основное состояние).

Если не учитывать смешивание каналов по изоспину T , то распад самого верхнего резонанса $|{}^{14}_{\Lambda}\text{C}(0^+, T=3/2)\rangle$ строго запрещен по Λ -каналу и возможен только на состояния ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ и ${}^{13}_{\Lambda}\text{B}$ с $T=1$ с вылетом нейтрона или протона. Расчеты в CSM, учитывающие кулоновское смешивание состояний по изоспину, показывают малое нарушение изоспиновой симметрии — только 0,1 % вероятности распада приходится на Λ -канал.

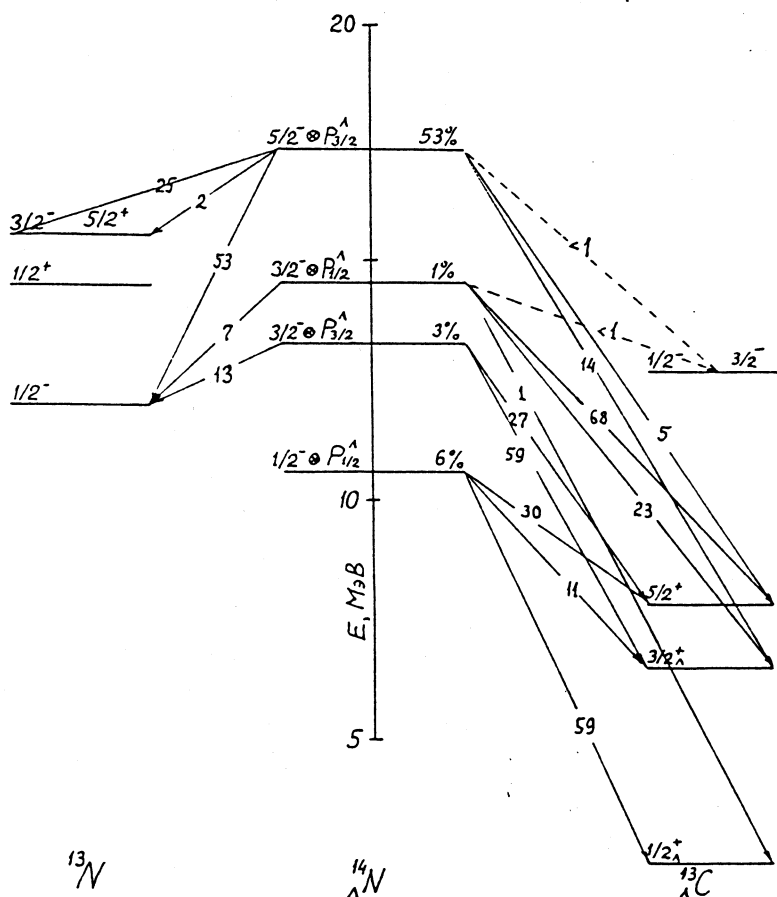


Рис.14. Спектр возбуждения и каналы распада 1^+ -резонансов в ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$. Рядом со стрелками указаны ширины распада (в %), вычисленные в CSM [88]

Доминирующие 1^+ -резонансы ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$ и вероятности их распадов по гиперонному и протонному каналам, вычисленные в CSM, показаны на рис.14. Самый интенсивный резонанс, имеющий структуру $|p_{\Lambda}(3/2) \otimes {}^{13}\text{N}(5/2^-; 7,4)\rangle$, распадается с испусканием Λ -гиперона на основное состояние ${}^{13}\text{N}$ (~53%) и частично — на возбужденный дублет $5/2^-$, $3/2^-$ (~27%), что должно приводить к последующему излучению ядерных γ -кван-

тов. Около 20 % вероятности приходится на протонный канал с заселением дублета $5/2^+$, $3/2^+$ в ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$, от девозбуждения которого можно ожидать гиперядерных γ -квантов. Расчеты интенсивностей возбуждения и парциальных ширин распада 1^+ -резонансов в BSM и CSM сравниваются в табл.17. Видно, что оба подхода дают близкие результаты, что служит веским основанием реалистичности расчетов в рамках BSM.

Из других способов учета континуума отметим метод Капура —Пайерлса [113], который применялся в кластерной и оболочечной моделях гиперядер [114]. В этом подходе диагонализация гамильтониана и последующие вычисления эффективных чисел нейтронов в реакциях (K^-, π^-) и (π^+, K^+) проводились с учетом специального граничного условия на волновую функцию Λ -гиперона (расходящаяся сферическая волна) при некотором радиусе канала. Это дает возможность описывать распад резонанса по Λ -каналу. Некоторый вариант CSM, учитывающий отдачу ядерной системы, разработан Халдерсоном [115], что позволяет более точно, чем в стандартной модели, описывать реакции (K^-, π^-) и (π^+, K^+) с большой передачей импульса. Недавно [89, 116] система связанных каналов возбуждения ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ и ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$, в реакции (K^-, π^-) , решалась в осцилляторном представлении теории рассеяния [117]. В этих расчетах учитывались каналы распада с вылетом гиперона и нуклонов. В случае ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$, кроме обычных частично-дырочных $1p-1h$ -конфигураций $p_{\Lambda}p^{-1}$, $s_{\Lambda}s^{-1}$, принимались во внимание и некоторые $2p-2h$ -конфигурации ($s_{\Lambda}p^{-2}2s$) — вторгшиеся состояния, о которых говорилось в разд.4. Интересно отметить, что примесь $2p-2h$ -состояний этого типа резко усиливает (по сравнению с BSM) нейтронный канал распада резонанса $|p_{\Lambda}(3/2) \otimes {}^{15}\text{O}(3/2^-; 6,2)\rangle$. Протонный распад оказывается подавленным (~5%), но он приводит к заселению возбужденного состояния ${}^{15}\text{N}(1/2^+1)$, что соответствует расчетам в BSM.

7. СЛАБЫЙ БАРИОННЫЙ РАСПАД ЛЕГКИХ ГИПЕРЯДЕР

Эволюция любого образованного в ядерной реакции гиперядра в результате γ -переходов или сильных распадов завершается его слабым мезонным (СМР) или безмезонным (СБР) распадом. Эти слабые процессы с изменением странности являются ярким звеном, связывающим физику гиперядер с актуальными проблемами слабых взаимодействий в физике элементарных частиц.

Выполненные недавно в БНЛ эксперименты с использованием (K^-, π^-) -реакций на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ [73] существенно дополнили старые результаты по слабым распадам ${}^4_\Lambda\text{H}$, ${}^{4,5}_\Lambda\text{He}$ и более тяжелых гиперядер, полученные с помощью ядерных фотоэмульсий и пузырьковых камер. Были измерены скорости СБР $\Gamma_{nm} = \Gamma_n + \Gamma_p$ и отношения $\gamma = \Gamma_n / \Gamma_p$ скоростей распада, вызванного взаимодействием Λ -гиперона с нейтроном (Γ_n) и протоном (Γ_p) для гиперядер ${}^5_\Lambda\text{He}$, ${}^{11}_\Lambda\text{B}$ и ${}^{12}_\Lambda\text{C}$. Измерено также время жизни τ (или $\Gamma_t = \Gamma_{nm} + \Gamma_{\pi^-} + \Gamma_{\pi^0}$, Γ_π — скорости СМР) не идентифицированного легкого гиперядра, которым, согласно оболочечной модели, является ${}^9_\Lambda\text{Be}$ — продукт кластерного распада конфигурации $s_\Lambda s^{-1}$ гиперядра ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ [78]. Все эти результаты вызвали большой интерес с точки зрения проверки теоретических моделей слабого взаимодействия Λ -гиперона и нуклона, механизма слабого распада гиперядра и эмпирического правила $\Delta T = 1/2$, хорошо выполняющегося в нелептонных распадах каонов и гиперонов [118].

Экспериментальные данные по мезонным распадам в целом неплохо описываются в рамках обычных ядерных моделей в предположении распада связанного в ядре Λ -гиперона на π -мезон и нуклон [119]:

$$\Lambda \rightarrow \pi + N (\sim 40 \text{ МэВ}). \quad (39)$$

С ростом числа нуклонов вероятность СМР быстро уменьшается вследствие «блокировки Паули» для участвующего в процессе (39) нуклона, а вклад СБР, наоборот, возрастает.

Обычно считается, что СБР реализуется за счет внутриядерного процесса

$$\Lambda + N \rightarrow N + N (\sim 176 \text{ МэВ}). \quad (40)$$

Теоретическое описание СБР базируется либо на феноменологическом подходе [120,121], когда наблюдаемые Γ_{nm} и γ выражаются через скорости реакций (40) для различных двухбарионных квантовых состояний, либо на мезонных теориях этих реакций [122], либо на моделях, учитывающих кварковые степени свободы [123—125]. Феноменологический подход привлекателен тем, что он позволяет извлекать экспериментальную информацию о скорости элементарных процессов $\Lambda N \rightarrow NN$ и делать выводы о ценности правила $\Delta T = 1/2$, что важно для проверки моделей. Ввиду того, что в настоящее время нет однозначного понимания данных по СБР

на основе мезонных и кварковых моделей двухбарионной реакции, появились мезонные модели, допускающие СБР через трехчастичные реакции [34, 126,127]:



Если такого типа слабые взаимодействия окажутся действительно существенными, то потребуются более изощренная экспериментальная методика выделения двухчастичных слабых взаимодействий (40). Мы не будем пока вдаваться в детали приближений и моделей, базирующихся на реакциях (41), а обсудим ситуацию с описанием СБР, основанным на двухчастичных взаимодействиях (40), полагая, что вклад реакций (41) невелик.

В феноменологическом подходе к СБР s -оболочечных гиперядер ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ [120] скорости реакций (40) извлекались из экспериментальных данных по Γ_{nm} и γ с использованием соотношений

$$\Gamma_{\lambda} = \bar{R}_{\lambda}({}^A_{\Lambda}Z) \rho_A; \quad \rho_A = (A-1) \int \Psi_{\Lambda}^2(r) \rho(r) dr, \quad (42)$$

где $\bar{R}_{\lambda}$ есть линейная комбинация четырех величин $R_{\lambda S}$ — скоростей реакций (40) при взаимодействии Λ -гиперона с протоном ($\lambda = p$) или нейтроном ($\lambda = n$) в синглетном ($S = 0$) или триплетном ($S = 1$) состоянии ΛN -пар, $\rho(r)$ — нуклонная плотность ядерного остова, а $\Psi_{\Lambda}(r)$ — волновая функция гиперона. Отметим, что совместное применение формул (42) к разным гиперядрам предполагает универсальность величин $R_{\lambda S}$, которая, вообще говоря, может нарушаться из-за различия волновых функций связанной ΛN -пары в сильно различающихся по своей структуре гиперядрах.

Шесть допустимых переходов представлены в табл.18 [120,121].

Используя три экспериментальные величины для $A = 4$:

$$\gamma^{-1}({}^4_{\Lambda}\text{He}) = 2,2 \pm 0,8; \quad \Gamma_{nm}({}^4_{\Lambda}\text{He}) = (0,157 \pm 0,03) \Gamma_{\Lambda};$$

$$\Gamma_{nm}({}^4_{\Lambda}\text{H}) = (0,235 \pm 0,06) \Gamma_{\Lambda} \quad (43)$$

и условие $R_{n0} = 2R_{p0}$ (правило $\Delta T = 1/2$), Блок и Далиц [120] получили следующие величины* $R_{\lambda S}$: $R_{n0} = (7,4 \pm 2,4) \Gamma_{\Lambda}$, $R_{p1} = (9,6 \pm 3,3) \Gamma_{\Lambda}$, $R_{n1} =$

*Здесь, следуя работе [121], приводятся величины, немного отличающиеся от $R_{\lambda S}$, использованных Блоком и Далицем, учитывающие более точное значение скорости распада Λ -гиперона $\Gamma_{\Lambda} = 3,8 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$.

Таблица 18. Квантовые числа состояний барионов $^{2S+1}L_J$ и соответствующие скорости слабых безмезонных распадов $R_{\lambda S}$

$^{2S+1}L_J (\Lambda N)$	1S_0			3S_1		
$^{2S+1}L_J (NN)$	1S_0	3P_0	3P_1	3S_1	1P_1	3D_1
T_f	1	1	1	0	0	0
$\Lambda p \rightarrow np$	R_{p0}	R_{p0}	R_{p1}	R_{p1}	R_{p1}	R_{p1}
$\Lambda n \rightarrow nn$	R_{n0}	R_{n0}	R_{n1}	0	0	0

$= (19,2 \pm 6,7) \Gamma_\Lambda$, а также их отношения $R_{n1}/2R_{p1} = 1 \pm 0,7$, $R_{p1}/R_{p0} = 2,6 \pm 1,7$, $R_{n1}/R_{n0} = 2,6 \pm 1,7$. В случае справедливости правила $\Delta T = 1/2$ имеет место неравенство $R_{n1} \leq 2R_{p1}$. Для центральных величин, найденных в [120] отношений, триплетный канал ($S = 1$) доминирует над синглетным ($S = 0$), $R_{n1} \simeq 2R_{p1}$, что выделяет изоспин NN -пары $T_f = 1$ и указывает на доминантность перехода $^3S_1 \rightarrow ^3P_1 (\Lambda n \rightarrow nn)$ с изменением четности. Ввиду того, что ошибки измерений все еще велики, эти выводы не являются однозначными. Кроме того, вопрос о применимости правила $\Delta T = 1/2$ к реакциям (40) является открытым.

Далее, если подключить к этому анализу данные БНЛ по $^5_\Lambda\text{He}$ [73], то можно отказаться от условия $r = R_{n0}/R_{p0} = 2$ и получить отношения скоростей прямо из экспериментальных данных для гиперядер с $A = 4,5$. При этом вклад синглетного канала увеличивается, а правило $\Delta T = 1/2$ существенно нарушается [121,128]. Так, из соотношений

$$\gamma_4 \equiv \frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} (^4_\Lambda\text{He}) = \frac{2R_{n0}}{3R_{p1} + R_{p0}} = 0,40 \pm 0,15, \quad (44)$$

$$\gamma_5 \equiv \frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} (^5_\Lambda\text{He}) = \frac{3R_{n1} + R_{n0}}{3R_{p1} + R_{p0}} = 0,93 \pm 0,55, \quad (45)$$

$$\bar{\gamma} \equiv \frac{\Gamma_{nm} (^4_\Lambda\text{He})}{\Gamma_{nm} (^4_\Lambda\text{H})} = \frac{3R_{p1} + R_{p0} + 2R_{n0}}{3R_{n1} + R_{n0} + 2R_{p0}} = 0,53 \pm 0,22, \quad (46)$$

в которые не входят модельно-зависимые ядерные структурные факторы ρ_4 и ρ_5 , следует равенство $r = R_{n0}/R_{p0} = 0,232 \pm 0,17$ [128], что можно расценить как сильное нарушение правила $\Delta T = 1/2$, с оговоркой на универсальность $R_{\Lambda S}$ для гиперядер с $A = 4$ и 5 .

Большинство моделей реакции (40) основывается на потенциалах взаимодействия $\Sigma_m V_m$ для полюсных диаграмм с обменом π , ρ и другими мезонами (m) в предположении справедливости правила $\Delta T = 1/2$. Однако теоретическое описание Γ_{nm} и γ испытывает большие трудности. Так, вычисления Γ_{nm} и γ для ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ с потенциалами $V_{\pi} \pm V_{\rho}$ дают доминирующие переходы ${}^3S_1 \rightarrow {}^{13}S_1$, ${}^{13}D_1$, однако они не воспроизводят всю совокупность Γ_{nm} , а для γ_4 , γ_5 дают величины более чем на порядок меньше экспериментальных [129], т.е. сильное подавление нейтронного канала. В модели с обменом π , ρ , η , ω , K , K^* -мезонами [122] доминируют переходы ${}^3S_1 \rightarrow {}^{13}D_1$, ${}^{33}P_1$ и ${}^{13}S_1$, при этом получаются приемлемые величины $\gamma({}^5_{\Lambda}\text{He}) = 0,77$ [130], $\gamma({}^{12}_{\Lambda}\text{C}) = 0,83$, $\Gamma_{nm}({}^{12}_{\Lambda}\text{C}) = 1,2 \Gamma_{\Lambda}$ [122], однако для ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ получаются не соответствующие эксперименту результаты $\bar{\gamma} = 1,32$, $\gamma_4 = 0,06$. Взаимодействие вида $V_{\pi} + V_{2\pi}$ (квадратная диаграмма с обменом двумя пионами [131]) не улучшает результатов: $\gamma_5 = 0,07$, $\gamma_4 = 0,03$. Малые значения γ для s -оболочечных гиперядер получаются также со взаимодействием $V_{\pi} + V_{2\pi/\sigma}$, где второму слагаемому отвечает диаграмма с обменом изоскалярным мезоном σ , распадающимся в промежуточном состоянии на два пиона [132]. Простая кварковая модель, описывающая слабый распад шестикваркового мешка, сформированного на малых расстояниях между барионами [125], или более сложные — гибридные кварковые модели, учитывающие мезонный обмен во внешней области [123,124], существенно изменяют отдельные чисто мезонные амплитуды реакции (40) и приводят к сильному нарушению правила $\Delta T = 1/2$. В этих подходах, однако, помимо непростых вопросов о согласованном описании дальнедействующей (мезонной) и короткодействующей (кварковый мешок) частей взаимодействия, структуры самого кваркового мешка [133,134], существует проблема определения самого эффективного гамильтониана слабого взаимодействия, который должен учитывать адронные вклады для корректного описания нелептонных слабых распадов странных частиц, подчиняющихся правилу $\Delta T = 1/2$. Многие из этих аспектов кварковых моделей все еще находятся в стадии разработки, поэтому их результаты, относящиеся к реакции (40) и СБР, следует, скорее, рассматривать как предварительные.

Из этого краткого изложения ситуации по СБР ясно, что четыре величины — скорости элементарной реакции (40) — $R_{\lambda S}$ играют фундаментальную роль в физике СБР и напрямую связывают этот процесс с теорией слабых взаимодействий странных частиц на мезонном и кварковом уровнях. Значения $R_{\lambda S}$ до сих пор определялись с весьма большими ошибками по характеристикам СБР для s -оболочечных гиперядер. В связи с этим представляет большой интерес распространить феноменологический подход [120] на более тяжелые гиперядра, в частности, на гиперядра $1p$ -оболочки, для которых некоторые сведения о СБР уже получены в БНЛ. Это позволило бы получить новые независимые данные по $R_{\lambda S}$, прояснить ситуацию с правилом $\Delta T = 1/2$ и вместе с тем выяснить границы применимости теории СБР на основе двухчастичного процесса $\Lambda N \rightarrow NN$.

Обобщение соотношения (42) на СБР произвольного гиперядра с учетом взаимодействия конечной NN -пары с остаточным ядром сделано в работе [135] в приближении полноты состояний остаточного ядра. Соответствующее выражение для ширины распада имеет вид

$$\Gamma_{\lambda} = (A - 1) \sum_S (2S + 1) R_{\lambda S} f_{\lambda S}^{(A)}(Z), \quad (47)$$

где

$$R_{\lambda S} = \pi m^{3/2} \sqrt{\epsilon} (2S + 1)^{-1} \sum_{\mu, a} \int d\Omega_k |\langle k, a | V | \Psi_0; S \mu \lambda \rangle|^2 \quad (48)$$

есть скорость распада связанной в гиперядре ΛN -пары на два нуклона с энергией ϵ , а $f_{\lambda S}^{(A)}(Z)$ — гиперядерный структурный фактор

$$f_{\lambda S}^{(A)}(Z) = \Theta^2 (2J + 1)^{-1} (2S + 1)^{-1} \sum_{M, \mu, \alpha, \alpha', \zeta} \int \langle i, JM | r = 0, x, \alpha' \lambda; x_3 \dots x_{A-1} \rangle \times \\ \times \langle \alpha' S \mu \rangle \langle S \mu | \alpha \rangle \langle r = 0, x, \alpha \lambda; x_3 \dots x_{A-1} | JM, i \rangle N(\gamma k, b) dx \prod_{j=3}^{A-1} dx_j,$$

где

$$\Theta^2 = 1 / \Psi_0^2(r = 0), \quad N(\gamma k, b) = \exp \left\{ \frac{\gamma k}{E} \int_{-\infty}^{\infty} V_{\gamma}(b + \hat{k}t) dt \right\}, \quad (49)$$

$b = x - \hat{k}z$, $\hat{k} = k/k$, E — энергия относительного движения нуклона и ядра, $V_{\gamma}(r)$ — мнимая часть оптического потенциала, $\langle \{x\} | JM, i \rangle$ — транс-

ляционно-инвариантная волновая функция распадающегося гиперядра. Для s -оболочечных гиперядер выражения (48) и (42) совпадают при $V_I(r) = 0$, если величины $R_{\lambda S} \Theta^2$ отождествить с R_{NS} в [120]. При выводе этих соотношений сделано предположение, что вследствие короткодействующего характера слабого взаимодействия V и большого переданного импульса k основной вклад в Γ_λ дают состояния ΛN -пары с орбитальным моментом $L = 0$. Вклад же состояний с $L \geq 1$ определяется дальнедействующей частью V , и его можно, в принципе, учесть в моделях с обменом легкими мезонами. Оценки [136] показывают, что состояния с $L = 1$ в $^{12}_\Lambda\text{C}$ (π , K -обмен) дают около 5% от наблюдаемой скорости распада.

Соотношения (47)—(49) применялись к распаду $^9_\Lambda\text{Be}$, $^{11}_\Lambda\text{B}$, $^{12,13}_\Lambda\text{C}$ и $^{17}_\Lambda\text{O}$. Ядерный остов в $^{17}_\Lambda\text{O}$ описывался замкнутыми оболочками, а для ядерных остовов других гиперядер использовалась модель оболочек с промежуточной связью [10]. Влияние взаимодействия V_I сводится к общему фактору $\alpha \sim 0,5$:

$$f_{\lambda S}(V_I \neq 0) \simeq 0,5 f_{\lambda S}(V_I = 0). \quad (50)$$

Выражения (47)—(49) позволяют связать распадные характеристики различных гиперядер. Для гиперядер с ядерным остовом, имеющим нулевые квантовые числа $J_N = 0$, $T_N = 0$, структурные факторы оказываются равными для Λp - и Λn -состояний и не зависят от спина S ΛN -пары ($f_{\lambda S}({}^A_\Lambda Z) = f_A$), что сразу приводит к равенствам

$$\gamma({}^9_\Lambda\text{Be}) = \gamma({}^{13}_\Lambda\text{C}) = \gamma({}^{17}_\Lambda\text{O}) = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} = \frac{R_{n0} + 3R_{n1}}{R_{p0} + 3R_{p1}} \quad (51)$$

и отношениям

$$\frac{\Gamma_{nm}({}^9_\Lambda\text{Be})}{f_9} : \frac{\Gamma_{nm}({}^{13}_\Lambda\text{C})}{f_{13}} : \frac{\Gamma_{nm}({}^{17}_\Lambda\text{O})}{f_{17}} = 8 : 12 : 16. \quad (52)$$

Если допустить равенство $R_{\lambda S} \Theta^2$ для $^5_\Lambda\text{He}$ и гиперядер $1p$ -оболочки, то к равенствам (51) следует добавить и $\gamma({}^5_\Lambda\text{He})$. Очевидно, что отношения (52) должны по отдельности выполняться для протонной и нейтронной ветвей распада Γ_p и Γ_n . Поскольку структурные факторы $f_9 = 0,098 \alpha$,

$f_{13} = 0,089\alpha$, $f_{17} = 0,084\alpha$ очень медленно убывают с ростом A , Γ_{nm} , Γ_n и Γ_p приближенно пропорциональны числу нуклонов в гиперядре. Экспериментальное подтверждение этих соотношений было бы ярким тестом двухчастичного механизма распада $\Lambda N \rightarrow NN$.

Развитая феноменологическая модель СБР способна объяснить наблюдаемое отношение $\Gamma_{nm}({}^9_{\Lambda}\text{Be})/\Gamma_{nm}({}^5_{\Lambda}\text{He}) \simeq 2,44$ [73], если определить $\Gamma_{nm}({}^9_{\Lambda}\text{Be}) = \Gamma_{\text{tot}}^{\text{exp}} - \Gamma_{\pi}^{\text{thc}} \simeq 1,0\Gamma_{\Lambda}$ ($\Gamma_{\pi}^{\text{thc}} \simeq 0,3\Gamma_{\Lambda}$ [137]) и принять равенство величин $R_{\Lambda S}\Theta^2$ для $A = 5$ и 9 . Искомое отношение есть

$$\frac{\Gamma_{nm}({}^9_{\Lambda}\text{Be})}{\Gamma_{nm}({}^5_{\Lambda}\text{He})} = \frac{64f_9}{(2\pi)^{3/2}r_0^3\rho_5\alpha_5}, \quad (53)$$

где $\rho_5 = 0,038 \text{ фм}^{-3}$ — структурный фактор ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, вычисленный в работе [120], $\alpha_5 = \alpha({}^5_{\Lambda}\text{He})$ — коэффициент, учитывающий взаимодействие вылетевших нуклонов с остаточным ядром (для плоских волн $\alpha_5 = \alpha = 1$). Для осцилляторного параметра $r_0({}^8\text{Be}) = 1,6 \text{ фм}$ и $\alpha_5/\alpha = 1$ отношение (53) совпадает с наблюдаемым. Далее, если принять во внимание равенства (52), то отношение

$$\frac{\Gamma_{nm}({}^{13}_{\Lambda}\text{C})}{\Gamma_{nm}({}^5_{\Lambda}\text{He})} = \frac{12}{8} \frac{f_{13}}{f_9} \frac{\Gamma_{nm}({}^9_{\Lambda}\text{Be})}{\Gamma_{nm}({}^5_{\Lambda}\text{He})} \simeq 3,3 \quad (54)$$

в пределах экспериментальных ошибок сравнимо с наблюдаемым отношением $\Gamma_{nm}({}^{12}_{\Lambda}\text{C})/\Gamma_{nm}({}^5_{\Lambda}\text{He}) \simeq 2,8$ [73].

Отметим также, что измеренные в БНЛ отношения γ для ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ и ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$ имеют, по-видимому, близкие значения: $\gamma({}^{12}_{\Lambda}\text{C}) = 1,33^{+1,12}_{-0,81}$, $\gamma({}^{11}_{\Lambda}\text{B}) = 1,04^{+0,59}_{-0,48}$. Применение к этим гиперядрам соотношений (44)—(49) совместно с $\gamma_{\text{экс}}({}^5_{\Lambda}\text{He})$ приводит к ожидаемым интервалам

$$0,65 \leq \gamma({}^{11}_{\Lambda}\text{B}) \leq 1,1; \quad 0,55 \leq \gamma({}^{12}_{\Lambda}\text{C}) \leq 0,95 \quad (55)$$

(для $R_{n0} = 2R_{p0}$; правило $\Delta T = 1/2$) и

$$0,65 \leq \gamma({}^{11}_{\Lambda}\text{B}) \leq 0,75; \quad \gamma({}^{12}_{\Lambda}\text{C}) \simeq 0,65 \quad (56)$$

(для $R_{n0} = 0,2R_{p0}$ [128]; нарушение правила $\Delta T = 1/2$). Эти интервалы попадают в допустимую экспериментом область. Однако для проверки справедливости или нарушения правила $\Delta T = 1/2$ необходимы более точные измерения.

До сих пор рассматривались полные ширины Γ_λ (Γ_n и Γ_p), в том смысле, что вклады от всех состояний остаточного ядра, образующегося при вылете NN -пары, были просуммированы. В работе [138] были предложены эксперименты по наблюдению парциальных переходов при слабом безмезонном распаде в предположении двухчастичного механизма $\Lambda p \rightarrow n p$ и $\Lambda n \rightarrow n n$. Суть их состоит в том, что при отделении протона или нейтрона из ядра-остова остаточное ядро может оказаться в возбужденных состояниях, которые затем испускают γ -кванты. Эти γ -линии для легких ядер хорошо известны, только здесь они должны возникать с задержкой на время жизни гиперядра $\tau \sim 10^{-10}$ с. По энергиям γ -линий можно идентифицировать ядро и установить, какая частица вылетела — протон или нейтрон.

В качестве примера задержанных γ -спектров, предсказанных моделью оболочек, мы рассмотрели случай триплетной доминантности начального S -состояния ΛN -пары, как это следует из мезонной теории [122]. Парциальная ширина распада начального гиперядерного состояния $\Psi_i = |s_\Lambda \otimes s^4 p^k E_c J_c T_c : J_i\rangle$ с образованием конечного ядра в состоянии $\Psi_f = |s^4 p^{k-1} E_f J_f T_f\rangle$ имеет вид

$$\Gamma_{\lambda l} = \kappa(k+4)R_{\lambda l} \left\{ \sum_{jJ} G_{E_f J_f T_f}^{E J T} (j \lambda) U \left(J_f j J_i \frac{1}{2} ; J_c J \right) U \left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} J_l ; l j \right) \right\}^2, \quad (57)$$

где κ — кинематический коэффициент, связанный с интегрированием по переменной центра масс вылетевшей NN -пары, j — полный момент протона ($\lambda = p$) или нейтрона ($\lambda = n$) в гиперядре, а коэффициент G , включающий одночастичный генеалогический коэффициент, определяет спектроскопический фактор: $G^2 = C^2 S(j \lambda)$. Комбинируя соотношение (57) и известные интенсивности γ -переходов для каждого ядерного уровня [91], получаем спектры γ -квантов для гиперядер с $9 \leq A \leq 16$, показанные на рис. 15.

В качестве первого шага было бы интересно вообще зарегистрировать задержанные γ -кванты и хотя бы определить их энергии, что сразу бы позволило подтвердить двухчастичный механизм распада. Как уже отмечалось выше, в связи с трудностями теории в объяснении больших отношений

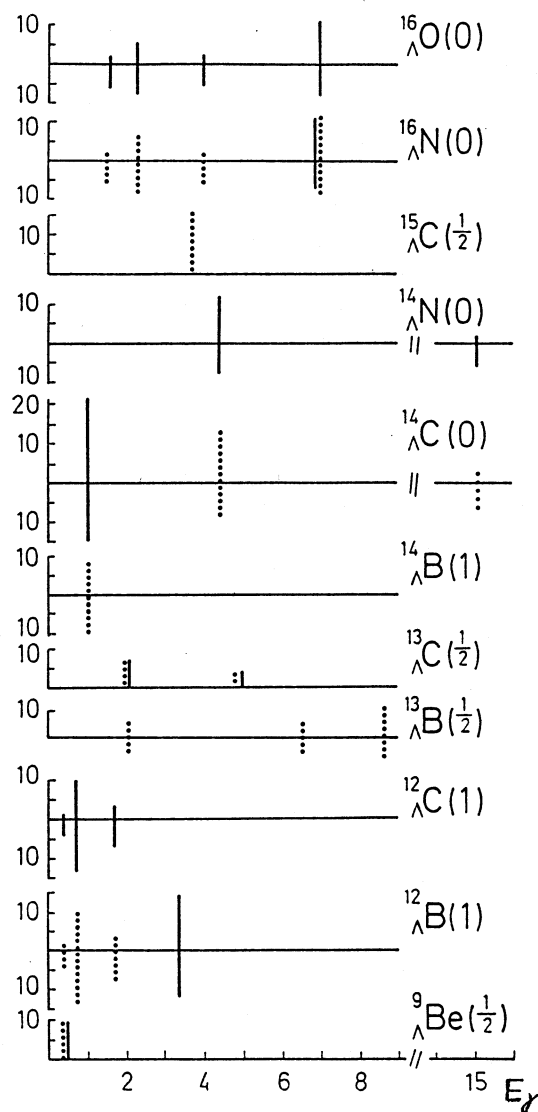


Рис.15. Интенсивность γ -линий от девозбуждения состояний дочерних ядер, заселяемых при слабых процессах $\Lambda p \rightarrow np$ (сплошные линии) и $\Lambda n \rightarrow pn$ (точечные линии). Верхние линии относятся к основным состояниям, нижние — к изомерным состояниям гиперядер [138]

$\gamma = \Gamma_n / \Gamma_p$, в последние годы выдвигаются модели на основе трехчастичного взаимодействия $\Lambda NN \rightarrow NNN$, когда виртуальный пион, испущенный Λ -гипероном, поглощается в ядре парой нуклонов. Если вклад трехчастичного механизма является существенным (по оценкам работы [126] он порядка 30%), то в спектрах γ -квантов должны присутствовать дополнительные γ -линии от остаточных ядер, образующихся при отделении двух нуклонов.

В работе [139] показано, что по спектру задержанных γ -квантов можно определить четность основного состояния гиперядра

$^{20}_{\Lambda}\text{Ne}$. Напомним, что основное состояние ядра ^{19}Ne описывается оболочечной конфигурацией $(2s - d)^3$:

$$|^{19}\text{Ne}(1/2^+ 1/2^-; 0, 00) = |^{16}\text{O}(0^+0; 0, 00) \otimes (2s - d)^3: 1/2^+ 1/2^-\rangle,$$

а первому возбужденному состоянию отрицательной четности $1/2^- 1/2$, 0,28 МэВ отвечает конфигурация

$$|^{19}\text{Ne}(1/2^- 1/2; 0,28) \rangle = |^{15}\text{O}(1/2^-) \otimes \alpha : 1/2^- 1/2 \rangle.$$

Кластерная модель предсказывает [140] отрицательную четность основного состояния гиперядра $^{20}_{\Lambda}\text{Ne}$ как следствие сильной поляризации ядерного остова, в то время как согласно оболочечной модели [10] первое состояние отрицательной четности расположено при энергии 0,7 МэВ. Если четность основного состояния гиперядра положительна, то в спектре западывающих γ -квантов доминируют переходы с энергией $E_{\gamma} = 0,94$ МэВ, в противном случае — с энергией $E_{\gamma} = 1,9$ МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модели оболочек выполнен систематический анализ сильных и слабых барионных распадов уровней гиперядер $1p$ -оболочки, обладающих простыми конфигурациями $s_{\Lambda}p^{-1}$, $p_{\Lambda}p^{-1}$ и $s_{\Lambda}s^{-1}$. В экспериментальном плане эта область исследований все еще остается малоизученной, и поэтому она имеет хорошие перспективы как для дальнейшего развития спектроскопии гиперядер, так и для более глубокого исследования природы гиперон-нуклонных взаимодействий, проявляющихся в спектрах уровней, тонкой структуре их волновых функций и характеристиках слабых безмезонных распадов. По-прежнему очень актуальной задачей остается определение точного положения низколежащих связанных гиперядерных уровней, возбуждение которых снимается путем излучения γ -квантов. По состояниям, обладающим конфигурацией $s_{\Lambda}p^{-1}$, контролируются различные варианты эффективных гиперон-нуклонных взаимодействий, как феноменологических, так и предлагаемых мезонной теорией. Недостаточность экспериментальной информации об этих состояниях обусловлена слабой интенсивностью гиперядерных возбуждений с $\Delta L = 1$ в реакциях (K^-, π^-) и (π^+, K^+) , особенно в случаях переходов, требующих переворота спина бариона. Дальнейший прогресс в изучении низколежащих гиперядерных уровней при их прямом возбуждении в реакциях с мезонами, как показывает опыт уже проведенных исследований в БНЛ и КЕК, будет возможен лишь при увеличении интенсивностей каонных и пионных пучков. Новых результатов по переходам с

переворотом спина можно ожидать в реакциях фоторождения гиперядер на интенсивном пучке фотонов ускорителя СЕБАФ.

В этой статье мы обращаем внимание на возможность использования уже действующих установок для изучения низколежащих состояний дочерних гиперядер, заселяемых при нуклонных или кластерных распадах возбужденных гиперядерных уровней в непрерывном спектре. Таким способом можно получать новую информацию о гиперядерных γ -переходах и спектрах легких гиперядер как в уже опробованных процессах (K^-, π^-) , (π^+, K^+) , $(K_{\text{stop}}^-, \pi^-)$, так и в других реакциях, например, в (K^-, π^0) , которая пока не использовалась, хотя планы ее применения в спектроскопии гиперядер уже существуют [48].

Немаловажным моментом, как отмечалось в начале этой статьи, является характерная селективность возбуждений гиперядерных уровней в зависимости от переданного импульса, свойственного каждой реакции, и спиновой структуры однонуклонной амплитуды. Это позволяет рассчитывать на получение богатой информации о дочерних гиперядрах, если учесть к тому же многообразие ядер-мишеней и целый спектр интенсивных гиперядерных резонансов в континууме для каждого конкретного первичного гиперядра.

Из распадов возбужденных состояний, обладающих конфигурацией $s_{\Lambda} p^{-1}$, стоит выделить случай уровней ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$, сформированных на известном ядерном уровне ${}^{12}\text{C}(1^+, T=1; 15,11 \text{ МэВ})$. Их распадные свойства зависят от «чистоты» изоспина T , квантового числа гиперядерного состояния. Наблюдение гиперядерных γ -квантов в ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ с энергией $\sim 15 \text{ МэВ}$ было бы прямым доказательством малости примесей состояний ядра-остова ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ с изоспином $T=0$. Отсутствие этой γ -линии, вследствие конкурирующего распада по Λ -каналу, служило бы сильным указанием на существенное смешивание по изоспину за счет ΛN -взаимодействия, нарушающего зарядовую симметрию.

Теоретический анализ распадов $p_{\Lambda} p^{-1}$ -состояний, расположенных при энергиях выше $\sim 10 \text{ МэВ}$, показывает преобладание канала с испусканием Λ -гиперона для гиперядер первой половины $1p$ -оболочки. Однако по мере увеличения числа нуклонов порог Λ -канала возрастает, что приводит уже в середине $1p$ -оболочки к быстрому уменьшению Λ -ширины от значений порядка нескольких МэВ до десятых долей кэВ. При этом доминирующим становится протонный канал распада, что очень существенно для регистрации дочерних гиперядер и детального изучения структуры волновых функций первичного гиперядерного резонанса. Здесь прежде всего имеется в

виду вопрос о примесях в резонансных состояниях гиперядра так называемых вторгшихся состояний, которые практически не играют роли при возбуждении гиперядра, но за счет которых, по существу, и реализуется сам процесс нуклонного распада. Эти примеси возникают как по чисто кинематическим причинам, когда исключается движение центра-масс гиперядра, как это делается в рамках ТИМО, так и за счет ΛN -взаимодействия, дополнительно примешивающего такие состояния. Регистрация нуклонных распадов по γ -квантам от заселяемых уровней дочерних гиперядер может более полно помочь разобраться с указанными механизмами формирования волновых функций гиперядерных состояний в непрерывном спектре. Хорошим примером для такого рода исследования может послужить гиперядро ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, для которого число вторгшихся состояний сравнительно невелико.

Состояния с конфигурацией $s_{\Lambda}s^{-1}$ расположены в самой верхней части спектра возбуждения гиперядра, как правило, при энергиях более 20 МэВ. Так же, как и s -дырочные уровни ядра-остова, сформированные на них гиперядерные резонансы оказываются сильно фрагментированными. Несмотря на то, что при столь высоких энергиях открыты нуклонные и многие кластерные каналы распада, вследствие правил отбора по схеме Юнга, отражающей перестановочную симметрию волновой функции, преобладающим оказывается кластерный канал. При этом Λ -гиперон с большой вероятностью присоединяется либо к трехнуклонному ядру (${}^3\text{H}$ или ${}^3\text{He}$), либо к соответствующему легкому ядру $1p$ -оболочки, как это было продемонстрировано на примерах распадов ${}_{\Lambda}^6\text{Li}$ [77], ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ [78] и ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$ [80].

Применение модели оболочек к слабым безмезонным распадам гиперядер $1p$ -оболочки является достаточно универсальным и позволяет:

- рассчитывать структуру основных и изомерных состояний гиперядер, испытывающих слабый распад;
- определять вероятности заселения этих состояний при нуклонных и кластерных распадах;
- вычислять ядерные структурные факторы, связывающие скорости слабого распада гиперядра со скоростями элементарных реакций $\Lambda l \rightarrow n l$ и $\Lambda p \rightarrow n p$;
- предсказывать заселенность уровней конечных ядер, образующихся при слабом распаде после вылета пары быстрых нуклонов.

Проведенный здесь анализ данных по СБР гиперядер ${}_{\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$, ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$ и ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ на основе внутриядерного двухчастичного процесса $\Lambda N \rightarrow NN$ не противоречит эмпирическому правилу $\Delta T = 1/2$ и в пределах все еще больших экспериментальных ошибок в состоянии объяснить измеренные в БНЛ ха-

характеристики СБР. Сделанное ранее в другой работе [128] утверждение о сильном нарушении правила $\Delta T = 1/2$ на основе феноменологического анализа СБР только s -оболочечных гиперядер ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ и ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, возможно, является преждевременным вследствие приближенного характера соотношений, использованных в феноменологическом анализе данных.

Для более строгих заключений относительно справедливости двухчастичного механизма и возможной роли трехчастичного процесса $\Lambda NN \rightarrow \rightarrow \Lambda NN$ слабого распада необходимо уменьшить ошибки измерений характеристик слабого распада, а также выполнить аналогичные измерения для других гиперядер $1p$ -оболочки. Представляется важным также проверить выведенные в модели оболочек новые соотношения, связывающие характеристики СБР для гиперядер с нулевыми квантовыми числами ядерного остова. Не менее важным направлением дальнейших исследований представляется поиск задержанных γ -квантов от конечных ядер-продуктов СБР. Вся эта совокупность предлагаемых экспериментов может служить хорошим тестом двухчастичного механизма СБР и, в случае его доминантности, надежной базой для определения скоростей элементарных реакций, представляющих интерес для разработки моделей процесса $\Lambda N \rightarrow NN$.

Завершение обзора в период празднования сорокалетия ОИЯИ побудило нас задуматься над вкладом Дубны в развитие гиперядерной физики. Незатухающий интерес дубненцев к физике гиперонов понятен — среди «отцов-основателей» института был М.А.Марков, пытавшийся в то время объяснить возможную роль и место новых (т.е. странных) частиц в ряду элементарных частиц [141]. Дубна прославилась открытием антисигма-минус-гиперона, много лет велся поиск H -дибариона [142]. Открытие гиперядер* как относительно стабильных систем с богатым спектром возбужденных состояний, выдвинуло новые вопросы: как гиперон влияет на свойства системы (стабильность, симметрию)? Как в нуклонной среде меняются свойства самого гиперона (время жизни)?

Результатом переплетения физики элементарных частиц и атомного ядра можно считать блестящую идею М.И.Подгорецкого [37]: использовать в гиперядерной физике реакцию обмена странностью (1), превратившую гиперядерную спектроскопию в органичную часть ядерной физики промежуточных энергий [85, 143]. Наш авторский коллектив сформировался в Дубне для решения задач взаимодействия μ -, π - и K -мезонов с легкими ядрами [77]. Примером эффектного внедрения ядерной методики является предложение С.Поликанова измерять время жизни гиперядер по задержан-

*М.Даныш, открывший гиперядра в 1953 г., позднее был первым вице-директором ОИЯИ.

ному делению тяжелых гиперфрагментов, образованных при аннигиляции антипротонов в уране [144]. (Более внимательное изучение процесса деления гиперядер показало [145], что Λ -гиперон может сыграть роль своеобразных «часов» или «термостата» при изучении динамики деления.) В ЦЕРНе, изучая аннигиляцию медленных антипротонов в ядрах, дубненские ученые открыли не только обильное рождение Λ -частиц [146], но и образование легких гиперфрагментов [35]. В ЛВЭ проведены уникальные эксперименты по образованию гиперядер на пучках релятивистских ядер [147], измерено время жизни самых легких гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$. Подготовленная гиперядерная программа для нуклотрона содержит оригинальную идею: измеряя сечения электромагнитной диссоциации слабосвязанных гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, определить с высокой точностью их энергию связи [148]. Мы верим, что, несмотря на тяжелые утраты прошедшего года — уход из жизни М.И.Подгорецкого, С.М.Поликанова, А.Б.Шахбазяна, Э.О.Оконова, В.И.Огиевского, вопросы влияния странных частиц на законы и симметрии микромира будут занимать достойное место в планах дубнenceв, работающих дома и за рубежом, а достигнутые ими результаты будут пополнять золотой фонд гиперядерной физики.

Мы посвящаем этот обзор светлой памяти М.И.Подгорецкого — основоположника современной спектроскопии гиперядер и Яна Жофки, с которым мы вместе плодотворно работали десять незабываемых лет. Храним благодарную память и о Мариане Гмитро, приложившем много усилий для организации в Дубне широкомасштабного международного сотрудничества в области ядерной физики промежуточных энергий.

Авторы искренне благодарны академику А.М.Балдину за многолетнюю поддержку теоретических исследований по спектроскопии гиперядер.

Мы признательны Ю.Батусову, Р.Вьюншу, Д.Дейвису, Р.Крьену, Д.Ланскому, Д.Милленеру, Т.Мотобе, М.Сотоне, Х.Тамуре, А.Тиссену, С.Фруллани и С.Хорозову за информацию и обсуждение результатов; В.Б.Беляеву, В.Г.Неудачину и В.Г.Соловьеву за живые дискуссии на семинарах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 93-02-3608).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gal A. — Adv. Nucl. Phys., 1975, vol.8, p.1.
2. Bandō H., Motoba T., Žofka J. — Int. J. Mod. Phys., 1990, vol.A5, p.4021.
3. Gibson B.F., Hungerford E.V. — Phys. Rept., 1995, vol.257, p.349.
4. Alexander G. et al. — Phys. Rev., 1968, vol.173, p.1452; Sechi-Zorn B. et al. — Phys. Rev., 1968, vol.175, p.1735; Kadyk J.A. et al. — Nucl. Phys., 1971, vol.175, p.13.

5. **Feshbach H.** — Proceedings of the Summer Study Meeting on Nuclear and Hypernuclear Physics with Kaon Beams, BNL, July 1973, BNL 18335, p.185; **Žofka J.** — Czech. J. Phys., 1980, vol.B30, p.95.
6. **Hungerford E.V., Biedenbarn L.C.** — Phys. Lett., 1984, vol.B142, p.232; **Yamazaki T.** — Progr. Theoret. Phys., 1985, Suppl.85, p.232.
7. **Chrien R.E., Dover C.B.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1989, vol.39, p.113.
8. **Developments in Hypernuclear Physics — Production, Structure and Decay** — In Memory of late Dr. Hiroharu Bandō (eds.T.Motoba, Y.Akaishi and K.Ikeda) — Progr. Theor. Phys., 1994, Suppl.117, p.1.
9. **Gal A., Soper J.M., Dalitz R.H.** — Ann. Phys., 1971, vol.63, p.53; Ann. Phys., 1972, vol.72, p.445; Ann. Phys., 1978, vol.113, p.79.
10. **Millener D.J. et al.** — Phys. Rev. C, 1985, vol.31, p.499.
11. **Majling L., Žofka J., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A.** — Proc. 1986 INS Int. Symp. Hypernuclear Physics, p.112.
12. **Motoba T., Bandō H., Ikeda K., Yamada T.** — Progr. Theor. Phys., 1985, Suppl.81, p.42.
13. **Yamamoto Y., Bandō H., Žofka J.** — Progr. Theor. Phys., 1988, vol.80, p.757; **Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю.** — ЯФ, 1989, т.49, с.1595.
14. **Mareš J., Jennings B.K.** — Phys. Rev. C, 1994, vol.49, p.2472.
15. **Fetisov V.N., Majling L., Žofka J., Eramzhyan R.A.** — Z. Phys., 1991, vol.A399, p.399.
16. **Yamada T., Motoba T., Ikeda K., Bandō H.** — Progr. Theor. Phys., 1985, Suppl. No.81, p.104; **Yamamoto Y. et al.** — Czech. J. Phys., 1992, vol.42, p.1249; **Hao J., Kuo T.T.S. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.71, p.1498.
17. **Motoba T.** — Few-Body Systems, 1995, Suppl.9, p.495.
18. **Cohen S., Kurath D.** — Nucl. Phys, 1965, vol.73, p.1.
19. **Millener D.J.** — Proc. LAMPF Workshop on (π , K) Physics, Los Alamos, 1990. AIP Conf. Proc., vol.224, p.128; **Gal A.** — Proc. LAMPF Workshop on (π , K) Physics, Los Alamos, 1990. AIP Conf. Proc., vol.224, p.173.
20. **Gibson B.F.** — Phys. Rev. C, 1994, vol.49, p. R1768.
21. **Жофка Я., Майлинг Л., Фетисов В.Н., Эрамжян Р.А.** — ЭЧАЯ, 1991, т.22, с.1292.
22. **Ajimura S., Ejiri H. et al.** — Phys. Lett., 1992, vol.B282, p.293.
23. **Outa H., Aoki M. et al.** — Nucl. Phys., 1995, vol.A585, p.109c.
24. **Hayano R.S.** — Nucl. Phys., 1992, vol.A547, p.151c; **Hayano R.S. et al.** — Phys. Lett., 1989, vol.B231, p.355; **Barakat M., Hungerford E.V.** — Nucl. Phys., 1992, vol.A547, p.157c.
25. **Aoki S. et al.** — Progr. Theor. Phys., 1993, vol.89, p.493.
26. **Barnes P.D.** — Nucl. Phys., 1992, vol.A547, p.3c.
27. **Chrien R.E., Dover C.B., Gal A.** — Czech. J. Phys., 1992, vol.42, p.1089.
28. **Hasegawa T., Hashimoto O. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1995, vol.74, p.224; Phys. Rev. C, 1996, vol.53, p.1210.
29. **May M.** — Proc. 5th Conf. Intersections between Particle and Nuclear Physics, Florida, 1994. AIP Conf. Proceedings, vol.338, p.607.
30. **Dalitz R.H., Gal A.** — Ann. Phys., 1978, vol.116, p.167.
31. **Majling L., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A.** — Nucl. Phys., 1992, vol.A547, p.73c.
32. **Block M.M., Dalitz R.H.** — Phys. Rev. Lett., 1963, vol.11, p.96.
33. **Cohen J.** — Progr. Part. Nucl. Phys., 1990, vol.25, p.139.
34. **Alberico W.M. et al.** — Phys. Lett., 1991, vol.B256, p.134.

35. **Balestra E. et al.** — ЯФ, 1993, т.56, с.6; **Batusov Yu. A.** — Few-Body Systems, 1995, Suppl.9, p.161.
36. **Davis D.H., Pniewski J.** — Contemp. Phys., 1986, vol.27, p.91; **Pniewski J., Zieminska D.** — В сб.: Труды семинара «Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра», Звенигород, 12—14 сент. 1977. М.: Наука, 1979, с.33.
37. **Подгорецкий М.И.** — ЖЭТФ, 1963, т.44, с.695.
38. **Povh B.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1978, vol.28, p.1; Proc. Int. Conf. Nucl. Phys., Florence, 1983, vol.2, p.455.
39. **Thiessen H.A.** — AGS Proposal No.758, 1980.
40. **Dover C.B. et al.** — Phys. Rev. C, 1980, vol.22, p.2075.
41. **Žofka J.** — Nuovo Cim., 1989, vol.102A, p.327.
42. **Ajimura S. et al.** — Proc. 23rd INS Int. Symp. on Nuclear and Particle Physics with Meson Beams in the 1 GeV/c Region, Tokyo, 1995, p.217.
43. **Auerbach E.H. et al.** — Ann. Phys., 1983, vol.148, p.381.
44. **May M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1981, vol.47, p.1106.
45. **Dalitz R.H., Davis D.H., Tovee D.N.** — Nucl. Phys., 1986, vol.A450, p.311c.
46. **Balashov V.V. et al.** — Nucl. Phys., 1964, vol.59, p.417; **Barker F.C.** — Nucl. Phys., 1966, vol.83, p.418.
47. **Measday D.F.** — Czech. J. Phys., 1992, vol.42, p.1231.
48. **Chrien R.E.** — Proc. 23rd INS Int. Symp. on Nuclear and Particle Physics with Meson Beams in the 1 GeV/c Region, Tokyo, 1995, p.161.
49. **Fetisov V.N., Majling L., Žofka J., Eramzhyan R.A.** — Z. Phys., 1983, vol.A314, p.239.
50. **Majling L., Žofka J., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A.** — Phys. Lett., 1983, vol.130B, p.235.
51. **Tamura H., Hayano R.S., Outa H., Yamazaki T.** — Progr. Theor. Phys., 1994, Suppl.117, p.1.
52. **Tamura H., Yamazaki T. et al.** — Phys. Rev. C, 1989, vol.40, p.479.
53. **Bressani T.** — Proc. Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, April 1991, INFN-LNF, p.475; **Agnello M. et al.** — FINUDA a Detector for Nuclear Physics at DAΦNE, proposal, LNF 93/021(IR), 1993; **Agnello M. et al.** — Proc. 5th Conf. Intersections between Particle and Nuclear Physics, Florida, 1994. AIP Conf. Proceedings, vol.338, p.588; **Agnello M. et al.** — Nucl. Phys., 1995, vol.A585, p.271c; **Bressani T.** — Nuovo Cim., 1995, vol.108A, p.649.
54. **Majling L.** — Few Body Systems, 1992, Suppl.5, p.348.
55. **Dover C.B.** — Nukleonika, 1980, vol.25, p.521.
56. **Fetisov V.N.** — Nuovo Cim., 1989, vol.102A, p.307.
57. **Majling L.** — Proc. Nat. Conf. Physics of Few-Body and Quark Hadronic Systems, Kharkov, June 1992, KFTI, Kharkov, 1994, p.345; Nucl. Phys., 1995, vol.A585, p.211c; Few Body Systems, 1995, Suppl.9, p.165.
58. **Zhukov M.V. et al.** — Phys. Reports, 1993, vol.231, p.154; **Hansen P.G.** — Nucl. Phys., 1993, vol.A553, p.89c; Nucl. Phys., 1995, vol.A588, p.1c; **von Oertzen W. et al.** — Nucl. Phys., 1995, vol.A588, p.129c; **Пенионжкевич Ю.Э.** — ЭЧАЯ, 1994, т.25, с.930.
59. **Motoba T., Bandō H., Wünsch R., Žofka J.** — Phys. Rev. C, 1988, vol.38, p.1322.
60. **Milner E.C. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1985, vol.54, p.1237.
61. **Pile P.H. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1991, vol.66, p.2585; **Chrien R.E.** — В сб.: Некоторые проблемы современной ядерной физики. К 80-летию академика И.М.Франка (отв. редактор И.С.Шапиро, сост. Л.Б.Пикельнер), М.: Наука, 1989, с.101.

62. **Millener D.J., Dover C.B., Gal A.** — Phys. Rev. C, 1988, vol.38, p.2700; **Gal A.** — Nuovo Cim., 1989, vol.102A, p.293.
63. **Likar A., Rosina M., Povh B.** — Z. Phys., 1986, vol.A324, p.35.
64. **Ejiri H. et al.** — Phys. Rev. C, 1987, vol.36, p.1435; **Ejiri H., Kishimoto T., Nouni H.** — Phys. Lett. 1989, vol.B225, p.35.
65. **Сидоров А.А.** — ЯФ, 1969, т.9, с.510; **Fetisov V.N., Kozlov M.I., Lebedev A.I.** — Phys. Lett., 1972, vol.B38, p.1231; **Козлов М.И., Фетисов В.Н.** — Вопросы атомн. науки и техники. Сер. физ. высоких энергий и атомного ядра. Вып. 2(4). ХФТИ. 73-10, 1973, с.24; **Hsiao S.S., Cotanch S.** — Phys. Rev. C, 1983, vol.28, p.1668; **Dover C.B., Millener D.J.** — In: Modern Topics in Electron Scattering (eds. B.Frois, I.Sick) World Scientific, Singapore, 1991, p.608.
66. **Козлов М.И., Фетисов В.Н.** — Гамма-спектроскопия гиперядер в процессах фоторождения K^+ -мезонов. Препринт ФИАН №25. 1974.
67. **Schumacher R.A.** — Nucl. Phys., 1995, vol.A585, p.63c; Few-Body Systems, 1995, Suppl.9, p.355; **Cisbani E. et al.** — Few-Body Systems, 1995, Suppl.9, p.374.
68. **Sotona M., Itonaga K., Motoba T.** — Nucl. Phys., 1992, vol.A547, p.57c.
69. **Shinmura S. et al.** — Progr. Theor. Phys., 1986, vol.76, p.157.
70. **Fetisov V.N.** — Progr. Theor. Phys., 1994, Suppl. No.117, p.391.
71. **Bohm G.** — Nucl. Phys., 1970, vol.B24, p.248; **Juric M. et al.** — Nucl. Phys., 1972, vol.B47, p.36.
72. **Davis D.H.** — Nucl. Phys., 1992, vol.A547, p.369c.
73. **Szymanski J.J., Barnes P.D. et al.** — Phys. Rev. C, 1991, vol.43, p.849.
74. **May M., Bart S. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1983, vol.51, p.2085.
75. **Majling L., Žofka J., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A.** — Nucl. Phys., 1986, vol.A450, p.189c.
76. **Bedjidian M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1979, vol.B83, p.252.
77. **Majling L., Sotona M., Žofka J., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A.** — Phys. Lett., 1980, vol.B92, p.256.
78. **Žofka J., Majling L., Fetisov V.N.** — Proc. 1986 INS Symp. Hypernuclear Phys., Tokyo, Contrib. pap., p.23; **Bandō H., Yamada T., Žofka J.** — Phys. Rev. C, 1987, vol.36, p.1640.
79. **Chrien R.E. et al.** — Phys. Rev. C, 1990, vol.41, p.1062.
80. **Majling L., Žofka J., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A.** — Z. Phys., 1990, vol.A337, p.337.
81. **Tamura H.** — In: Properties and Interactions of Hyperons, eds.B.F.Gibson, P.D.Barnes, K.Nakai, World Scientific, 1994, p.67.
82. **Tamura H. et al.** — Proc. 23rd INS Int. Symposium Nuclear and Particle Physics with Meson Beams in the 1 GeV/c Region, Tokyo, March 1995, p.199.
83. **Kukulin V.I., Majling L., Smirnov Yu.F.** — Nucl. Phys., 1967, vol.A103, p.681.
84. **Itonaga K., Motoba T., Bandō H.** — Progr. Theor. Phys., 1990, vol.84, p.291.
85. **Балашов В.В.** — В сб.: Труды семинара «Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра», Звенигород, 12–14 сент. 1977. М.: Наука, 1979, с.338.
86. **Mahaux C., Weidenmüller H.A.** — Shell Model Approach to Nuclear Reactions, North Holland, Amsterdam, 1969; **Barz H.W., Rotter I., Hohn J.** — Nucl. Phys., 1977, vol.A275, p.111; **Портреп И.** — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.762.
87. **Wünsch R.** — Czech. J. Phys., 1992, vol.42, p.1061.
88. **Wünsch R., Majling L., Žofka J.** — Nucl. Phys., 1986, vol.A450, p.329.
89. **Кныр В.А., Мазур А.И., Смирнов Ю.Ф.** — ЯФ, 1990, т.52, с.754.
90. **Ланской Д.Е.** — ЯФ, 1989, т.49, с.63.

91. **Ajzenberg-Selove F.** — Nucl. Phys., 1988, vol.A490, p.1; Nucl. Phys., 1990, vol.A506, p.1; Nucl. Phys., 1991, vol.A523, p.1.
92. **Cocke C.L., Christensen P.R.** — Nucl. Phys., 1968, vol.A111, p.623.
93. **Richter A.** — Proc. Int. School on Nuclear Structure, JINR, Dubna, D4-80-385, p.89.
94. **Fetisov V.N., Majling L., Zofka J., Eramzhyan R.A.** — Czech. J. Phys., 1986, vol.B36, p.451.
95. **Majling L., Eramzhyan R.A.** — Proc. Int. Conf. Mesons and Nuclei at Intermediate Energies, Dubna, 1994, p.759.
96. **Gal A.** — Phys. Rev. C, 1983, vol.28, p.2186.
97. **Majling L., Zofka J., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A.** — Proc. Int. Symp. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Interactions, Osaka, Japan, 1984. Contr. pap., p.57; **Eramzhyan R.A., Majling L., Zofka J., Fetisov V.N.** — 10th Int. Conf. PANIC, Heidelberg, 1984, Book of Abstracts, vol.2, M21.
98. **Goldansky V.I.** — Nucl. Phys., 1961, vol.27, p.648.
99. **Bertini R. et al.** — Nucl. Phys., 1981, vol.A368, p.365; **Bertini R.** — In: Proc. Int. Conf. Hypernuclear and Kaon Physics, Heidelberg, 1982, p.359.
100. **Tyren H. et al.** — Nucl. Phys., 1966, vol.79, p.321.
101. **Кирхбах М., Ереп Х.-У.** — ЯФ, 1979, т.29, с.1191.
102. **Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G.** — Phys. Repts., 1986, vol.136, p.229.
103. **Balashov V.V., Fetisov V.N.** — Nucl. Phys., 1961, vol.21, p.337.
104. **Smirnov Yu.F.** — In: Clustering Phenomena in Nuclei, IAEA, Vienna, 1969, p.153.
105. **Nara Y., Ohnishi A., Harada T.** — Phys. Lett., 1995, vol.B346, p.217.
106. **Dover C.B. et al.** — Phys. Rev. C, 1991, vol.44, p.1905; **Dover C.B., Gal A., Millener D.J.** — Nucl. Phys., 1994, vol. A572, p. 85; **Millener D.J., Dover C.B., Gal A.** — Progr. Theor. Phys., 1994, Suppl.117, p.307.
107. **Yamada T., Ikeda K.** — Progr. Theor. Phys., 1994, Suppl.117, p.445.
108. **Feshbach H.** — Ann. Phys., 1958, vol.5, p.537.
109. **Балашов В.В., Долешал П., Коренман Г.Я.** — ЯФ, 1965, т.2, с.643.
110. **Wünsch R.** — Nucl. Phys., 1980, vol.A336, p.446.
111. **Wünsch R., Majling L., Zofka J.** — Czech. J. Phys., 1986, vol.B36, p.441.
112. **Bruckner W. et al.** — Phys. Lett., 1975, vol.55B, p.107; Phys. Lett., 1976, vol.62B, p.481; Phys. Lett., 1978, vol.79B, p.157.
113. **Kapur P.L., Peierls R.E.** — Proc. Roy. Soc., 1938, vol.A166, p.277.
114. **Bandō H.** — Nucl. Phys., 1986, vol.A450, p.217c.
115. **Halderson D.** — Phys. Rev. C, 1984, vol.30, p.941; **Halderson D., Pingzhi Ning.** — Nucl. Phys., 1986, vol.A450, p.391c.
116. **Кныр В.А., Мазур А.И., Смирнов Ю.Ф.** — ЯФ, 1991, т.54, с.1518.
117. **Smirnov Yu.F., Nechaev Yu.I.** — Kinam, 1982, vol.4, p.445.
118. **Окуни Л.Б.** — Лептоны и кварки, М.: Наука, 1981.
119. **Motoba T.** — Nucl. Phys., 1991, vol.A527, p.485c.
120. **Dalitz R.H., Rajasekhavan G.** — Phys. Lett., 1962, vol.1, p.58.
121. **Cohen J.** — Phys. Rev. C, 1990, vol.42, p.2724.
122. **Dubach J.F.** — Nucl. Phys., 1986, vol.A450, p.71c.
123. **Heddle D.P., Kisslinger L.S.** — Phys. Rev. C, 1986, vol.33, p.608.
124. **Maltman K., Shmatikov M.** — Nucl. Phys., 1995, vol.A585, p.343c.
125. **Inoue T., Takeuchi S., Oka M.** — Int. Conf. on Hypernuclei and Strange Particle Physics. TRIUMF, Canada, 1994. Contr. pap., p.39.
126. **Ramos A., Oset E., Salcedo L.L.** — Nucl. Phys., 1995, vol.A585, p.129c.
127. **Shmatikov M.** — Phys. Lett., 1994, vol.B337, p.48.

128. Schumacher R. A. — Nucl. Phys., 1992, vol.A547, p.143c.
129. Takeuchi K., Takaki H., Bandō H. — Progr. Theor. Phys., 1985, vol.73, p.841.
130. Dover C.B. — Few-Body Systems, 1987, Suppl.2, p.77.
131. Shmatikov M. — Phys. Lett., 1994, vol.B322, p.311.
132. Itonaga K., Ueda T., Motoba T. — Nucl. Phys., 1995, vol.A585, p.331c.
133. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1249.
134. Неудачин В.Г., Обуховский И.Т., Смирнов Ю.Ф. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1165.
135. Fetisov V.N. — Nucl. Phys., 1995, vol.A585, p.197c.
136. Ramos A., Bennhold C. van Meijaard, Jennings B.K. — Phys. Lett., 1991, vol.B264, p.233.
137. Motoba T., Itonaga K., Bandō H. — Nucl. Phys., 1988, vol.A489, p.683.
138. Majling L., Žofka J., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A. — Phys. Lett., 1988, vol.B202, p.489.
139. Majling L., Žofka J., Sakuda T., Bandō H. — Progr. Theor. Phys., 1988, vol.79, p.561.
140. Sakuda T., Bandō H. — Progr. Theor. Phys., 1987, vol.78, p.1317.
141. Марков М.А. — Гипероны и К-мезоны. М., 1958.
142. Shahbazian B.A. et al. — Z. Physik, 1988, vol.C39, p.151; Phys. Lett., 1990, vol.B235, p.208; Phys. Lett., 1993, vol.B316, p.593.
143. Mesons and Nuclei at Intermediate Energies. — Proc. Int. Conf., Dubna, 3–7 May 1994, eds. M.Khankhasayev, Zh.Kurmanov, World Scientific, 1995.
144. Bocquet J.P. et al. — Phys. Lett., 1986, vol.182B, p.146; Polikanov S. — Nucl. Phys., 1988, vol.A478, p.805c; Rey-Campagnolle M. — Nuovo Cim., 1989, vol.102A, p.683; Armstrong T.A. et al. — Phys. Rev. C, 1993, vol.47, p.1957.
145. Krappe H.J., Pashkevich V.V. — Phys. Rev. C, 1993, vol.47, p.1970.
146. Сотрудничество PS179. — ЯФ, 1989, т.50, с.1524; Balestra F., Batusov Yu.A. et al. — Nucl. Phys., 1991, vol.A526, p.415.
147. Avramenko S.A. et al. — Nucl. Phys., 1992, vol.A547, p.95c.
148. Avramenko S.A. et al. — Nucl. Phys., 1995, vol.A585, p.91c.

МЕТОД ХРОНОЛОГИЧЕСКОГО РАСЦЕПЛЕНИЯ ДИАГРАММ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ К ОПИСАНИЮ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ В МАГИЧЕСКИХ ЯДРАХ

С.П.Камерджиев, Г.Я.Тертычный

Государственный научный центр РФ «Физико-энергетический институт», Обнинск

В.И.Целяев

Научно-исследовательский институт физики

Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург

Изложен микроскопический подход к анализу возбужденных состояний магических ядер, основанный на последовательном использовании метода квантовых функций Грина. В применении к теории гигантских мультипольных резонансов в подходе явно учтены три главных механизма формирования резонанса в конечном ядре: распад по частично-дырочным конфигурациям дискретного спектра, частично-дырочным конфигурациям с частицей в континууме и по более сложным конфигурациям типа «частица — дырка $\otimes$ фонон». Обсуждаются результаты численной реализации подхода для описания гигантских резонансов в магических стабильных и нестабильных ядрах.

A microscopic approach based on the consistent Green function formalism has been developed for description of excited states of magic nuclei. For giant multipole resonances, the approach takes explicitly into account three main mechanisms of giant resonance forming: decay into discrete particle-hole configurations, particle-hole configurations with a particle in the continuum and decay into more complex configurations « $1p1h \otimes$ phonon». The results of numerical realization of the approach for description of giant resonances in magic stable and unstable nuclei have been discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Почти аксиомой в микроскопической теории структуры ядра при низких энергиях возбуждения* стало утверждение о необходимости улучшения приближения случайных фаз (RPA) путем учета конфигураций более сложных, чем частично-дырочные ($1p1h$) конфигурации, учитываемые в RPA. По-видимому, в наибольшей степени это утверждение обосновано тем, что в рамках RPA оказалось невозможным объяснить полные ширины гигантских мультипольных резонансов (ГМР) [1—3]. Хорошо известно, что ширины ГМР имеют три механизма формирования: 1) аналог затухания Ландау, определяемый распределением силы переходов по дискретным RPA-состояниям; 2) распад возбужденного состояния в континуум, в котором главную роль, по-видимому, играет одночастичный континуум (формирует ширину $\Gamma\uparrow$); 3) дополнительная фрагментация резонанса, обусловленная связью RPA-конфигураций с более сложными, прежде всего $2p2h$ -конфигурациями (формирует ширину $\Gamma\downarrow$). Многочисленные оценки эффекта $2p2h$ -конфигураций (см., например, [3]), подтвержденные более точными расчетами, о которых речь пойдет ниже, показали, что этот эффект вносит доминирующий вклад в ширину $\Gamma\downarrow$ для средних и тяжелых ядер.

До недавнего времени развитие микроскопической теории ГМР шло по двум направлениям: «RPA + континуум» и «RPA + $2p2h$ ». Первую проблему в настоящее время можно считать решенной, по крайней мере, для контактного эффективного взаимодействия между нуклонами: применение метода функций Грина (ФГ) позволило точно учесть одночастичный непрерывный спектр путем перехода в уравнениях RPA к координатному представлению [4,5]. Были развиты и другие методы решения этой задачи, допускающие использование нелокальных сил (см., например, [6,7]). Что касается проблемы учета $2p2h$ -конфигураций, то сейчас уже очевидно, что подходы к ее решению значительно более разнообразны, как по используемой технике, так и по физическому содержанию, чем способы учета $1p1h$ -конфигураций.

Открытие новых ГМР в 1971—1972 гг. сильно стимулировало развитие теории, в том числе и подходов, учитывающих сложные конфигурации. Следует отметить, что уже к тому времени наиболее подготовленной для расчетов этого эффекта была квазичастично-фононная модель [8], в которой был предложен и систематически развит метод учета двухфононных конфигураций в средних и тяжелых ядрах. Позднее стали применяться как методы, учитывающие «чистые» $2p2h$ -конфигурации, так и методы, основанные на использовании RPA-коллективизации, как правило, в одном из

* Имеются в виду энергии возбуждения до $30 + 40$ МэВ.

двух $1p1h$ -каналов, т.е. модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон. К первым относятся вторичное (second) RPA (SRPA [9]) и расширенное (extended) SRPA (ESRPA [2,10,11]). Ко вторым — методы [12,13], основанные на теории ядерных полей и модели силовой функции Бора — Моттельсона; модели [14—18], развитые в рамках формализма ФГ, и некоторые другие (здесь цитируются лишь основные подходы, которые будут обсуждаться в дальнейшем, подробнее см. [1—3,14,15,17]).

Современные тенденции в экспериментальной физике ГМР продолжают поддерживать интерес к развитию микроскопической теории, в определенном смысле их можно считать вызовом для теории. Речь идет, во-первых, о значительном улучшении экспериментального разрешения до величины $\Delta E \cong 10$ кэВ или меньшей, что уже привело и в еще большей степени приведет в будущем к появлению данных о тонкой структуре ГМР, не говоря об уже полученной информации [19—22]. Во-вторых, большое внимание в настоящее время уделяется изучению нестабильных ядер, которые представляют большой интерес для ядерной физики и астрофизики и производятся на установках с радиоактивными пучками. С точки зрения микроскопической теории ядра первая тенденция означает необходимость одновременного учета, кроме дискретных RPA-конфигураций, континуума и сложных конфигураций, вторая — потребность в теории, параметры которой уже известны, чтобы можно было применять ее к ядрам, не изученным экспериментально. Как оказалось, теорию, удовлетворяющую всем этим требованиям, весьма трудно реализовать численно. Лишь совсем недавно одновременный учет всех трех механизмов затухания ГМР был осуществлен в работах [17,23—27] — разумеется, с использованием весьма различных приближений, методов и для разных магических ядер и резонансов. Наиболее многочисленные расчеты такого рода были выполнены в рамках обсуждаемого в настоящем обзоре подхода, основанного на методе ФГ [17,27—34].

В отношении практических приложений этот подход можно рассматривать как результат дальнейшего развития идей теории конечных ферми-систем (ТКФС, [35]), параметры которой оказались достаточно универсальны для всех ядер, кроме легких. Причем в то время, как сама ТКФС в традиционной трактовке представляет собой RPA, сформулированное в терминах метода ФГ, в данном подходе решается задача явного учета конфигураций более сложных, чем те, которые присутствуют в RPA. Мы будем рассматривать в основном конфигурации $1p1h \otimes$ фонон. Это связано с тем, что задача учета «чистых» $2p2h$ -конфигураций, кроме количественных трудностей, имеет своим недостатком отсутствие реального параметра малости. Более предпочтительным, по крайней мере в настоящее время, является использование таких базисных конфигураций, в которых уже учтена коллективизация по одному или обоим $1p1h$ -каналам, т.е. конфигураций

вида $1p1h \otimes$ фонон или фонон $\otimes$ фонон [8]. В этом случае параметром малости служит безразмеренный квадрат амплитуды квазичастично-фононного взаимодействия: $g^2 < 1$ [43,14]. Это приводит к значительному упрощению проблемы учета $2p2h$, точнее, $1p1h \otimes$ фонон-конфигураций.

1. Мы получаем общий принцип отбора слагаемых: можно удерживать только слагаемые не выше второго порядка по g (впрочем, это справедливо не для всех величин, входящих в теорию; этот вопрос будет обсуждаться в нашем обзоре).

2. Более того, можно ограничиться лишь учетом $1p1h \otimes$ фонон-конфигураций, содержащих коллективные фононы с максимальной величиной g^2 . Поскольку наиболее важный вклад в области энергии ГМР дают низколежащие фононы, то разумно, следовательно, ограничиться низколежащими коллективными фононами, число которых невелико. Остальные фононы эффективно учитываются через феноменологические параметры задачи.

3. Ограничение малым числом коллективных фононов особенно важно, если используются феноменологические локальные силы с параметрами, подобранными в рамках ТКФС. Эти параметры не должны сильно изменяться при включении дополнительных нелокальных дальнедействующих сил, обязанных учету небольшого числа коллективных фононов в $1p1h \otimes$ фонон-конфигурациях. Поэтому в данном случае можно, по крайней мере в первом приближении, не менять параметры ТКФС. Наши расчеты подтвердили справедливость этого приближения. Кроме того, ограничение малым числом фононов заметно уменьшает численные трудности, что весьма существенно для задач с несепарабельным взаимодействием.

Основанный на этих идеях подход к задаче учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон в рамках метода ФГ был развит в работах [14,16]. Его численная реализация для $M1$ -резонансов в магических ядрах дала вполне разумные результаты. В частности, было показано, что наблюдаемые $M1$ -возбуждения в ^{40}Ca с энергией ~ 10 МэВ и в ^{16}O с энергией ~ 16 МэВ объясняются корреляциями в основном состоянии, обусловленными только $1p1h \otimes$ фонон-конфигурациями (RPA не дает 1^+ -уровней в этой области) [16]. Это был важный результат, который продемонстрировал роль этих эффектов и возможность их последовательного анализа в рамках метода ФГ.

Однако дальнейшее применение подхода [14,16] было затруднено возникающей в нем «проблемой полюсов второго порядка», суть которой будет изложена в разд.4. Эта проблема была впоследствии формально снята в модели [15], но решение уравнений этой модели оказалось трудновыполнимой задачей для реальных ядер.

Настоящий обзор посвящен изложению нового, развитого в рамках формализма ФГ подхода к задаче учета сложных конфигураций, который позволяет строить модели разных классов: учитывающие «чистые» $2p2h$ -конфигурации (типа SRPA) и учитывающие конфигурации $1p1h \otimes$ фонон. Основным элементом подхода, с помощью которого осуществляется переход от общих точных соотношений к конкретной решаемой модели, является метод построения обобщенного частично-дырочного пропагатора [18]. Физический смысл используемых в этом методе приближений тесно связан с интерпретацией входящих в теорию величин в терминах фейнмановских диаграмм [35]. В модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон пропагатор [18] содержит более широкий по сравнению с [14,16], но более узкий по сравнению с [15] класс диаграмм. Частичное суммирование диаграммного ряда в пропагаторе [18] позволило решить упомянутую проблему полюсов второго порядка в этом подходе. Первые расчеты, выполненные в его рамках без учета вклада одночастичного континуума [18,36], во многом явились повторением предыдущих расчетов [16], но в отличие от [16] в них было получено единое описание как изовекторной, так и изоскалярной части распределения $M1$ -силы в ^{208}Pb . Результаты применения подхода к описанию других ГМР с учетом континуума в $1p1h$ -конфигурациях [17,27—34] будут рассмотрены в разд.6.

Одним из достоинств метода ФГ является то, что, будучи последовательной теорией многих тел, он содержит много общих и точных соотношений между величинами, входящими в аппарат теории. Наиболее характерные примеры таких соотношений, которые мы использовали, это уравнение Дайсона для одночастичной ФГ и уравнение для функции отклика. Используя физические и математические свойства этих величин и соответствующие физические приближения, главным из которых является явное выделение сложных конфигураций определенного класса, т.е. $1p1h \otimes$ фонон-конфигураций, содержащих коллективные фононы, мы преобразуем соответствующие соотношения в уравнения, доступные анализу и решению на ЭВМ. В таком своего рода дедуктивном подходе большое значение приобретают вопросы правильного выбора исходных приближений и входных параметров задачи. Здесь и оказывается очень полезным контроль посредством модельно-независимых и предельных соотношений теории и наличие параметра малости. По нашему мнению, такого рода подход позволяет достаточно полно понять физику рассматриваемой задачи и учесть на равноправной основе главные составляющие изучаемого явления. Это особенно важно для такой сложной проблемы, какой является задача учета $2p2h$ - или $1p1h \otimes$ фонон-конфигураций в конечном ядре.

Обзор состоит из 7 разделов. В разд.2 излагаются основы метода ФГ в применении к задаче учета сложных конфигураций. В разд.3 рассматрива-

ются технические детали метода построения обобщенного частично-дырочного пропагатора. Раздел 4 посвящен выводу формул, определяющих этот пропагатор в нашем подходе. В разд.5 обсуждаются свойства пропагатора, кратко рассмотрены модели учета «чистых» $2p2h$ -конфигураций и обсуждаются эффекты корреляций в основном состоянии, обусловленных конфигурациями $1p1h \otimes$ фонон. В разд.6 рассмотрен применяемый в дальнейших приложениях способ учета одночастичного континуума в уравнении для изменения матрицы плотности и приведены результаты расчетов, выполненных в рамках нашей модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон с использованием эффективных сил Ландау — Мигдала. Приведенные численные результаты обсуждаются довольно кратко и носят иллюстративный характер. В заключении (разд.7) формулируются общие результаты и перечислены возможные пути совершенствования и развития подходов, учитывающих три основных механизма формирования ГМР.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОПИСАНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДРА В МЕТОДЕ ФУНКЦИЙ ГРИНА

2.1. Общие соотношения. Решение задачи описания спектра возбуждений четно-четного ядра, в том числе — гигантских резонансов, во многих представляющих интерес случаях может быть сведено к вычислению функции распределения силы переходов в ядре, вызываемых внешним полем V^0 (силовой функции):

$$S(E) = \sum_{n \neq 0} (|\langle n | V^{0+} | 0 \rangle|^2 \delta(E - \omega_n) - |\langle n | V^0 | 0 \rangle|^2 \delta(E + \omega_n)),$$

где $\omega_n = E_n - E_0$, E_n и $|n\rangle$ — точная собственная энергия и точная собственная функция исходного ядерного гамильтониана, которые характеризуют состояние с набором квантовых чисел, обозначенных индексом n ($n = 0$ соответствует основному состоянию). В методе функций Грина силовая функция полностью определяется функцией отклика (ФО) ядра $R(\omega)$, т.к. из спектрального разложения ФО следует, что*

$$S(E) = \frac{1}{\pi} \lim_{\Delta \rightarrow +0} \operatorname{Im} \sum_{1234} V_{21}^{0*} R_{12,34}(E + i\Delta) V_{43}^0. \quad (1)$$

* Определения фурье-образов величин, зависящих от временных разностных переменных, здесь и далее совпадают с обозначениями, использованными в [15]. В цифровые индексы включены квантовые числа, определяющие одночастичные функции некоторого полного базисного набора, который в дальнейшем будет конкретизирован.

Формально ФО есть решение уравнения Бете — Солпитера в частично-дырочном (ph) канале:

$$R_{12,34}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{2\pi i} R_{12,34}(\omega, \varepsilon), \quad (2)$$

$$R_{12,34}(\omega, \varepsilon) = -G_{31}(\varepsilon + \omega)G_{24}(\varepsilon) + \sum_{5678} G_{51}(\varepsilon + \omega)G_{26}(\varepsilon) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon'}{2\pi i} \mathcal{U}_{56,78}(\omega, \varepsilon, \varepsilon')R_{78,34}(\omega, \varepsilon'), \quad (3)$$

где G — точная одночастичная ФГ, $\mathcal{U}$ — неприводимая в ph -канале амплитуда нуклон-нуклонного взаимодействия в ядерной среде. Но фактически (3) является лишь одним из уравнений, входящих в замкнутую систему нелинейных уравнений в функциональных производных, решение которой соответствует точному решению многотельной проблемы и которая определяет как функцию R , так и другие величины теории многих тел [35] (формулировка этой системы с обобщением на включение многонуклонных взаимодействий дана в [37]). В частности, в эту систему уравнений входит соотношение (во временном представлении, $1 = \{1, t_1\}$ и т.д.):

$$\mathcal{U}(12, 34) = i \frac{\delta \Sigma(3, 4)}{\delta G(1, 2)}, \quad (4)$$

где Σ — одночастичный массовый оператор, связанный с G уравнением Дайсона

$$G_{12}(\varepsilon) = G_{12}^0(\varepsilon) + \sum_{34} G_{13}^0(\varepsilon)\Sigma_{34}(\varepsilon)G_{42}(\varepsilon), \quad (5)$$

в котором $G_{12}^0(\varepsilon) = \left(\left(\varepsilon - \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \right)^{-1} \right)_{12}$ — свободная ФГ.

Вышесказанное означает, что уравнение (3) можно рассматривать как определение ФО R только тогда, когда известны величины Σ и $\mathcal{U}$. В действительности в нашем распоряжении имеются лишь модельные аппроксимации этих величин. По-видимому, наиболее простым и ясным алгоритмом построения этих аппроксимаций является алгоритм перестроенной теории возмущений по пустотному межунонному взаимодействию w (в конечных формулах оно заменяется на эффективное взаимодействие в среде), который практически сводится к итерационному методу решения системы уравнений в функциональных производных [37]. Перестройка

теории возмущений состоит в том, что вместо свободной ФГ G^0 вводится новая «затравочная» ФГ $\tilde{G}$, являющаяся решением уравнения Дайсона

$$\tilde{G}_{12}(\epsilon) = G_{12}^0(\epsilon) + \sum_{34} G_{13}^0(\epsilon) \tilde{\Sigma}_{34} \tilde{G}_{42}(\epsilon) \quad (6)$$

с неопределенным пока массовым оператором $\tilde{\Sigma}$, относительно которого лишь предполагается, что он не зависит от энергетической переменной. После этого уравнение (5) преобразуется к перестроенному уравнению Дайсона

$$G_{12}(\epsilon) = \tilde{G}_{12}(\epsilon) + \sum_{34} \tilde{G}_{13}(\epsilon) \Sigma_{34}^e(\epsilon) G_{42}(\epsilon), \quad (7)$$

в котором массовый оператор Σ^e определяется соотношением

$$\Sigma_{12}(\epsilon) = \tilde{\Sigma}_{12} + \Sigma_{12}^e(\epsilon), \quad (8)$$

следующим из условия совпадения решений уравнений (5) и (7). Функция $\tilde{G}$ задает более удобную по сравнению с G^0 «точку», вокруг которой строятся ряды теории возмущений для функции G и других величин*. Выделение опорного слагаемого Σ из полного массового оператора Σ влечет за собой выделение аналогичного, не зависящего от энергетических переменных слагаемого $\mathcal{U}$ из амплитуды $\mathcal{U}$:

$$\mathcal{U}_{12,34}(\omega, \epsilon, \epsilon') = \tilde{\mathcal{U}}_{12,34} + \mathcal{U}_{12,34}^e(\omega, \epsilon, \epsilon'). \quad (9)$$

Это связано с тем, что массовый оператор Σ и амплитуда $\mathcal{U}$, а следовательно и все их части, должны удовлетворять соотношению (4), а также известным условиям согласования [35]. В частности, ввиду того, что функции Σ^e и $\mathcal{U}^e$ полностью определяют энергетическую зависимость величин Σ и $\mathcal{U}$ (чем и объясняются введенные для них обозначения), должно выполняться динамическое условие согласования [38]:

$$\begin{aligned} \Sigma_{12}^e(\epsilon + \omega) - \Sigma_{12}^e(\epsilon) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\epsilon'}{2\pi i} \sum_{34} \mathcal{U}_{21,43}^e(\omega, \epsilon, \epsilon') \times \\ &\times [G_{34}(\epsilon' + \omega) - G_{34}(\epsilon')], \end{aligned} \quad (10)$$

которое следует из закона сохранения числа частиц. Все условия согласования, как статические [35], так и динамические [38], остаются справедливыми и при включении многочастичных взаимодействий нуклонов [37].

* Перестроенную теорию возмущений можно сформулировать на более строгом языке, но детальное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки нашего обзора.

2.2. Модельные приближения для массового оператора Σ и амплитуды $\mathcal{U}$. Перейдем к определению величин $\tilde{\Sigma}$ и $\tilde{\mathcal{U}}$. Из предыдущих рассуждений следует, что формально на них не накладывается никаких существенных ограничений, кроме статического условия согласования между ними. Но с микроскопической точки зрения удобно, например, взять в качестве $\tilde{\Sigma}$ приближение Хартри — Фока для массового оператора Σ , а $\tilde{\mathcal{U}}$ определить, согласно (4), соотношением $\tilde{\mathcal{U}} = i\delta\tilde{\Sigma}/\delta\tilde{G}$ (при включении многонуклонных взаимодействий у определенной таким образом амплитуды $\tilde{\mathcal{U}}$ появляется функциональная зависимость от плотности). Такой выбор удобен тем, что в этом случае вклады первого порядка по взаимодействию в функции Σ^e и $\mathcal{U}^e$ отсутствуют, и, следовательно, в первом порядке теории возмущений получаем $\Sigma = \tilde{\Sigma}$ и $\mathcal{U} = \tilde{\mathcal{U}}$. Определение массового оператора $\tilde{\Sigma}$, например, в приближении Хартри — Фока, по существу, эквивалентно выбору базисных функций конфигурационного пространства, т.к. в рассматриваемом формализме это пространство образуется состояниями, характеризруемыми элементами базиса $\{\tilde{\Phi}_1, \tilde{\epsilon}_1\}$, диагонализующего ФГ $\tilde{G}$:

$$\tilde{G}_{12}(\epsilon) = \delta_{12}\tilde{G}_1(\epsilon), \quad \tilde{G}_1(\epsilon) = \frac{1}{\epsilon - \tilde{\epsilon}_1 + i\sigma_1\delta}, \quad \delta \rightarrow +0. \quad (11)$$

Здесь мы ввели индекс σ_1 , равный +1 для частиц и -1 для дырок и связанный с числом заполнения уровня формулой $\sigma_1 = 1 - 2n_1$.

Вернемся к уравнению (3), являющемуся исходным пунктом нашего подхода. Из формул (2), (3), (5) следует, что приближение $\Sigma = \tilde{\Sigma}$, $\mathcal{U} = \tilde{\mathcal{U}}$ соответствует приближению случайных фаз (RPA) для ФО $R(\omega)$. А так как в рамках RPA полностью определяется только $1p1h$ -часть ФО (сложные конфигурации учитываются лишь в пределах RPA-корреляций в основном состоянии), то интересующая нас задача учета более сложных ($2p2h$) конфигураций требует выбора аппроксимаций функций Σ^e и $\mathcal{U}^e$ и метода решения уравнения (3) с величинами Σ и $\mathcal{U}$, заданными формулами (8) и (9). Другими словами, именно величины Σ^e и $\mathcal{U}^e$ ответственны за связь $1p1h$ -конфигураций с более сложными.

Следуя алгоритму перестроенной теории возмущений, получаем, что вклад второго порядка по межнуклонному взаимодействию w в функции Σ^e и $\mathcal{U}^e$ определяется выражениями (во втором порядке мы ограничиваемся двухчастичным взаимодействием с антисимметризованной амплитудой $w_{12,34} = w_{12,34}^{(2)}$ — в соответствии с обозначениями [37,39]):

$$\Sigma_{12}^e(\epsilon) = \frac{1}{2} \sum_{345} \delta_{\sigma 3, -\sigma 4} \delta_{\sigma 5, -\sigma 4} \frac{w_{14,35} w_{35,24}}{\epsilon + \tilde{\epsilon}_4 - \tilde{\epsilon}_3 - \tilde{\epsilon}_5 + i\sigma_3\delta}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
 U_{12,34}^e(\omega, \varepsilon, \varepsilon') = & \sum_{56} \sigma_6 \delta_{\sigma_5, -\sigma_6} \frac{w_{53,16} w_{26,54}}{\varepsilon - \varepsilon' - \tilde{\varepsilon}_5 + \tilde{\varepsilon}_6 + i\sigma_5 \delta} + \\
 & + \frac{1}{2} \sum_{56} \sigma_5 \delta_{\sigma_5 \sigma_6} \frac{w_{23,56} w_{56,14}}{\omega + \varepsilon + \varepsilon' - \tilde{\varepsilon}_5 - \tilde{\varepsilon}_6 + i\sigma_5 \delta}.
 \end{aligned} \quad (13)$$

Эти формулы, как и все последующие, записаны в базисе $\{\tilde{\Phi}_1, \tilde{\varepsilon}_1\}$.

В дальнейшем будет показано, что при наложении некоторых дополнительных модельных ограничений подстановка выражений (12) и (13) в формулы (8) и (9) и далее — с учетом (7) — в уравнение (3) приводит к вторичному приближению случайных фаз (SRPA) для $R(\omega)$ и некоторым его обобщениям [2] (точнее, речь идет о «некоррелированной» версии этой модели, которая, как правило, и используется в расчетах). В рамках SRPA учитываются так называемые «чистые» $2p2h$ -конфигурации, хотя и далеко не в полной мере. Основными преимуществами этой модели являются последовательная «микроскопическая» логика ее построения и корректный учет эффектов второго порядка по взаимодействию.

Но, с другой стороны, для ядра ограничение этими эффектами не имеет серьезных теоретических обоснований, так как ряды теории возмущений по межнуклонному взаимодействию w можно рассматривать в лучшем случае как асимптотические. С этой точки зрения представляется более правильным оперировать не отдельными членами ряда теории возмущений, а такими их частичными суммами, содержащими бесконечное число слагаемых, которые были бы доступны для реального расчета и одновременно включали бы в себя главные (по величине вклада) последовательности членов исходного ряда.

К сожалению, отсутствует простой алгоритм, подобный алгоритму теории возмущений, который позволял бы решить задачу определения полного набора всех таких частичных сумм и их корректного использования в качестве основных элементов теории. Однако положение существенно упрощается, если в строящейся таким образом модели появляется параметр малости. В частности, в интересующем нас случае магических ядер параметр малости можно выделить, если в качестве частичной суммы членов ряда теории возмущений взять решение уравнения (3) для ФО в RPA. Это означает введение в задачу фононов, энергии которых ω_m совпадают с полюсами рассчитанной в RPA ФО $R(\omega)$, а амплитуды квазичастично-фононного взаимодействия g_{12}^m определяются вычетами $R(\omega)$ в точках этих полюсов [15]. Именно амплитуда g и является малым параметром в магических ядрах [43]. Точнее, следует говорить о безразмерной величине $\bar{g} = \langle j || g || j' \rangle / (\omega_m \sqrt{2j+1})$, где j — угловой момент квазичастицы, с которой взаимодействует фонон. В дальнейшем под малостью амплитуды подразумевается именно малость $\bar{g}$.

Мы не будем здесь обсуждать основания и способы введения в модель фононного базиса [40,41], а также особенности формулировки этого подхо-

да в методе ФГ [38,15,14]. Приведем окончательные выражения для функций Σ^e и $\mathcal{U}^e$ в простейшем, т.е. g^2 -приближении:

$$\Sigma_{12}^e(\epsilon) = \sum_{3, m} \frac{g_{13}^{m(\sigma_3)*} g_{23}^{m(\sigma_3)}}{\epsilon - \bar{\epsilon}_3 - \sigma_3(\omega_m - i\delta)}, \quad (14)$$

$$\mathcal{U}_{12,34}^e(\omega, \epsilon, \epsilon') = \sum_{\sigma, m} \frac{\sigma g_{31}^{m(\sigma)*} g_{42}^{m(\sigma)}}{\epsilon - \epsilon' + \sigma(\omega_m - i\delta)}, \quad (15)$$

где

$$g_{12}^{m(\sigma)} = \delta_{\sigma, +1} g_{12}^m + \delta_{\sigma, -1} g_{21}^{m*}. \quad (16)$$

Функции Σ^e и $\mathcal{U}^e$, определенные формулами (14) и (15), а также формулами (12) и (13), удовлетворяют тождеству:

$$\begin{aligned} \Sigma_{12}^e(\epsilon + \omega) - \Sigma_{12}^e(\epsilon) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\epsilon'}{2\pi i} \sum_{34} \mathcal{U}_{21,43}^e(\omega, \epsilon, \epsilon') \times \\ &\times [\tilde{G}_{34}(\epsilon' + \omega) - \tilde{G}_{34}(\epsilon')], \end{aligned} \quad (17)$$

получаемому из динамического условия согласования (10) путем замены в его правой части ФГ G на $\tilde{G}$. Тождество (17) играет важную роль в дальнейших модельных построениях.

Как уже отмечалось, подстановка формул (14), (15) или (12), (13) в выражения (8) и (9) и далее — в уравнения (7) и (3) приводит к выходу за рамки RPA для ФО $R(\omega)$. Конкретнее, речь идет о двух вариантах учета вклада $2p2h$ -конфигураций в эту величину. Разумеется, такой подход ограничен пределами используемых нами приближений для величин Σ^e и $\mathcal{U}^e$. Но можно надеяться, что в магических ядрах, для которых амплитуда g является малым параметром, g^2 -приближение (14), (15) является достаточно хорошим. Оно означает замену «чистых» $2p2h$ -конфигураций на конфигурации $1p1h \otimes$ фонон, которые связаны между собой тем, что сам фонон является коррелированной суперпозицией $1p1h$ -конфигураций. В дальнейшем анализе мы будем ориентироваться именно на это приближение, хотя большинство формул остаются справедливыми для широкого класса функций Σ^e и $\mathcal{U}^e$, если нет специальных оговорок. Кроме того, мы не будем далее предполагать, что массовый оператор Σ связан с амплитудой $\mathcal{U}$ какими-либо условиями согласования, т.к. эти условия, хотя и диктуются требованиями последовательной микроскопической теории, но их известные формы неадекватны задаче учета сложных конфигураций и к тому же несут незначительный вклад в методическую часть дальнейшего изложения. Выбор Σ (в простейшем случае Σ соответствует феноменологическому

потенциалу среднего поля) и других величин будет конкретизирован при рассмотрении приложений нашего подхода.

2.3. Перенормировка уравнений для ФО. После того как сделан выбор аппроксимаций функций Σ^e и $\mathcal{U}^e$, встает задача определения ФО $R(\omega)$ согласно формуле (2) и уравнению (3) с величинами G и $\mathcal{U}$, определенными уравнением (7) и выражением (9). Детальному анализу одного из методов решения этой задачи и посвящена основная часть нашего обзора. Принципиальная трудность решения уравнения (3) для функции $R(\omega, \epsilon)$ состоит в том, что оно является интегральным по энергетической переменной ϵ , причем как ядро этого уравнения, так и его решение представляют собой сингулярные функции от ϵ . В этом случае целесообразно ввести новую неизвестную функцию $R^e(\omega, \epsilon)$, являющуюся решением аналогичного (3) интегрального уравнения, которое мы запишем в символических обозначениях:

$$R^e = -GG + GGU^e R^e. \quad (18)$$

Определенная таким образом функция $R^e(\omega, \epsilon)$ позволяет, с учетом (9), переписать уравнение (3) для $R(\omega, \epsilon)$ в виде

$$R = R^e - R^e \tilde{\mathcal{U}} R. \quad (19)$$

Причина перехода к этому уравнению заключается в том, что, поскольку амплитуда $\tilde{\mathcal{U}}$ по определению не зависит от энергетических переменных, к уравнению (19) применима известная процедура перенормировки [35], точнее, ее адаптированный к уравнению данного типа вариант [15]. Результатом этой процедуры является замена ФО $R(\omega)$ на перенормированную ФО $\tilde{R}(\omega)$, связанную с исходной функцией соотношением

$$R_{12,34}(\omega) = \sum_{5678} (\tilde{e}_q^+)_{12,56} \tilde{R}_{56,78}(\omega) (\tilde{e}_q)_{78,34} + \sum_{56} B_{12,56} (\tilde{e}_q)_{56,34} \quad (20)$$

и являющуюся решением уравнения

$$\tilde{R}_{12,34}(\omega) = A_{12,34}(\omega) - \sum_{5678} A_{12,56}(\omega) \tilde{\mathcal{F}}_{56,78} \tilde{R}_{78,34}(\omega). \quad (21)$$

В этих формулах оператор эффективного заряда $\tilde{e}_q$, амплитуда эффективного ph -взаимодействия $\tilde{\mathcal{F}}$, обобщенный ph -пропагатор $A(\omega)$ и вспомогательная величина B определяются соотношениями:

$$A_{12,34}(\omega) + B_{12,34} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\epsilon}{2\pi i} R_{12,34}^e(\omega, \epsilon), \quad (22)$$

$$\tilde{\mathcal{F}}_{12,34} = \sum_{56} (\tilde{e}_q)_{12,56} \tilde{\mathcal{U}}_{56,34}, \quad (23)$$

$$(\tilde{e}_q)_{12,34} = \delta_{13} \delta_{24} - \sum_{56} \tilde{\mathcal{F}}_{12,56} B_{56,34} = (\tilde{e}_q^+)_{34,12}^*. \quad (24)$$

Подчеркнем, что задаваемое формулами (20)—(24) преобразование $R \rightarrow \tilde{R}$ формально является точным. Дополнительная гипотеза состоит в том, что величина B в левой части равенства (22) не зависит от энергетической переменной ω . Очевидно, что если B не зависит от переменной ω , то тем же свойством обладают величины $\tilde{e}_q$ и $\tilde{\mathcal{F}}^*$. Кроме того, предполагается, что величина B относительно мала, так что оператор $\tilde{e}_q$ близок к единичному.

Смысл вспомогательной величины B определяется равенством (22): в нее включены все те вклады частичных сумм членов ряда перестроенной теории возмущений, которые входят в интеграл от функции $R^e(\omega, \epsilon)$ в правой части (22), но не учтены в обобщенном ph -пропагаторе $A(\omega)$. Сам этот пропагатор пока нами не определяется строго, но очевидно, что он должен быть построен таким образом, чтобы гипотеза об относительной малости величины B и ее независимости от переменной ω была оправдана. Другими словами, функция $A(\omega)$ должна достаточно хорошо аппроксимировать интеграл в правой части равенства (22). Что касается величин $\tilde{e}_q$ и $\tilde{\mathcal{F}}$, то в рассмотренных далее конкретных приложениях этого подхода они параметризуются так же, как в ТКФС [35].

В силу независимости величины B от энергетической переменной из формул (20) и (1) следует: $S(E) = \lim_{\Delta \rightarrow +0} S(E, \Delta)$, где

$$S(E, \Delta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{1234} (\tilde{e}_q V^0)_{21}^* \tilde{R}_{12,34}(E + i\Delta) (\tilde{e}_q V^0)_{43}, \quad (25)$$

$$(\tilde{e}_q V^0)_{12} = \sum_{34} (\tilde{e}_q)_{21,43} V_{34}^0, \quad (26)$$

т.е. силовая функция полностью определяется перенормированной ФО $\tilde{R}(\omega)$.

В результате проведенных преобразований трудность решения интегрального по энергетической переменной уравнения перенесена с уравнения (3) для функции $R(\omega, \epsilon)$ на уравнение (18) для функции $R^e(\omega, \epsilon)$, которая

* Знак $\sim$ в обозначениях этих величин введен для того, чтобы отличить их от определенных в ТКФС аналогичных величин e_q и $\mathcal{F}$.

согласно (22) определяет, с точностью до B , обобщенный ph -пропагатор $A(\omega)$ и далее — через уравнение (21) — перенормированную ФО $\tilde{R}(\omega)$. Но в отличие от первоначальной ситуации задача упрощается тем, что теперь можно отказаться от точного решения уравнения (18) и попытаться заменить его приближенным уравнением для функции $A(\omega)$, которое уже являлось бы алгебраическим по энергетической переменной. Расхождение с точным решением компенсируется вспомогательной величиной B , т.е. в итоге — теми параметрами, которые определяют эффективные величины $\tilde{e}_q$ и $\tilde{F}$.

3. ПРИНЦИП ХРОНОЛОГИЧЕСКОГО РАСЦЕПЛЕНИЯ ДИАГРАММ

В этом разделе мы рассмотрим используемый нами метод построения обобщенного ph -пропагатора $A(\omega)$ в одном важном техническом аспекте. Строгая формулировка и физическое обоснование метода будут обсуждаться в следующем разделе. Так как многие из дальнейших формул будут записаны во временном (t) представлении, условимся для краткости обозначать, как это сделано в формуле (4), большими цифрами совокупность одночастичных квантовых чисел и временной переменной: $1 = \{1, t_1\}$ и т.д. В частности, определенная формулами (11) ФГ $\tilde{G}$ имеет в этом представлении вид

$$\tilde{G}(1, 2) = -i\sigma_1 \delta_{12} \theta(\sigma_1 t_{12}) e^{-i\tilde{e}_1 t_{12}}, \quad (27)$$

где $t_{12} = t_1 - t_2$, θ — функция Хевисайда (ступенчатая функция) [42].

Рассмотрим в t -представлении интегральный оператор, матричные элементы которого в базисе $\{\tilde{\Phi}_1, \tilde{E}_1\}$ определены формулой

$$\tilde{D}(12, 34) = \delta_{\sigma_1, -\sigma_2} \theta(\sigma_1 t_{41}) \theta(\sigma_1 t_{32}) \tilde{G}(3, 1) \tilde{G}(2, 4). \quad (28)$$

Умножая правую часть (28) на сумму $\theta(\sigma_1 t_{12}) + \theta(\sigma_1 t_{21}) \equiv 1$ и используя формулу (27), получим

$$\begin{aligned} \tilde{D}(12, 34) = & \delta_{\sigma_1, -\sigma_2} \delta_{13} \delta_{24} e^{-i(\tilde{e}_1 t_{31} + \tilde{e}_2 t_{24})} \times \\ & \times [\theta(\sigma_1 t_{12}) \theta(\sigma_1 t_{41}) \theta(\sigma_1 t_{31}) + \theta(\sigma_1 t_{21}) \theta(\sigma_1 t_{32}) \theta(\sigma_1 t_{42})]. \end{aligned} \quad (29)$$

При выводе этого равенства использовалось легко проверяемое тождество ($\sigma = \pm 1$):

$$\theta(\sigma t_{13}) \theta(\sigma t_{12}) \theta(\sigma t_{23}) = \theta(\sigma t_{12}) \theta(\sigma t_{23}). \quad (30)$$

Введем в соответствии с обозначениями [15] временные разностные переменные:

$$\tilde{D}(12, 34) \equiv \tilde{D}_{12,34}(\tau_1, \tau_2, \tau_3), \quad \tau_1 = t_{31}, \quad \tau_2 = t_{21}, \quad \tau_3 = t_{34}$$

и перейдем к энергетическому представлению

$$\tilde{D}_{12,34}(\omega, \varepsilon, \varepsilon') = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 e^{i(\omega\tau_1 + \varepsilon\tau_2 + \varepsilon'\tau_3)} \tilde{D}_{12,34}(\tau_1, \tau_2, \tau_3). \quad (31)$$

Подставляя в (31) выражение (29) и используя известную формулу

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \theta(\sigma\tau) = \frac{i\sigma}{\omega + i\sigma\delta}, \quad \sigma = \pm 1, \quad \delta \rightarrow +0, \quad (32)$$

находим

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{12,34}(\omega, \varepsilon, \varepsilon') &= \delta_{\sigma_1, -\sigma_2} \delta_{13} \delta_{24} \frac{i\sigma_1}{(\varepsilon' + \omega - \tilde{\varepsilon}_1 + i\sigma_1\delta)(\varepsilon' - \tilde{\varepsilon}_2 + i\sigma_2\delta)} \times \\ &\times \left(\frac{1}{\varepsilon + \omega - \tilde{\varepsilon}_1 + i\sigma_1\delta} - \frac{1}{\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_2 + i\sigma_2\delta} \right). \end{aligned}$$

Отсюда с учетом определений (11) получаем окончательный результат:

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{12,34}(\omega, \varepsilon, \varepsilon') &= -i\delta_{\sigma_1, -\sigma_2} \delta_{13} \delta_{24} \sigma_1 (\omega - \tilde{\varepsilon}_{12} + i\sigma_1\delta) \times \\ &\times \tilde{G}_1(\varepsilon + \omega) \tilde{G}_2(\varepsilon) \tilde{G}_3(\varepsilon' + \omega) \tilde{G}_4(\varepsilon'). \end{aligned} \quad (33)$$

Как видно из этого выражения, зависимость функции $\tilde{D}(\omega, \varepsilon, \varepsilon')$ от переменных ε и ε' имеет сепарабельный характер. Это свойство является ключевым для дальнейших модельных преобразований. Отметим, что им не обладает простое произведение двух ФГ $\tilde{R}^0(12, 34) = -\tilde{G}(3, 1)\tilde{G}(2, 4)$, для которого имеем в энергетическом представлении:

$$\tilde{R}_{12,34}^0(\omega, \varepsilon, \varepsilon') = -\delta_{13} \delta_{24} 2\pi\delta(\varepsilon - \varepsilon') \tilde{G}_1(\varepsilon + \omega) \tilde{G}_2(\varepsilon).$$

Чтобы пояснить эффект указанной сепарабелизации, рассмотрим некоторую функцию $F(12, 34)$, которая в t -представлении определяется следующей сверткой:

$$F(12,34) = \frac{1}{i} \sum_{5678}^t V^L(12, 56) \tilde{D}(56, 78) V^R(78, 34), \quad (34)$$

где V^L и V^R — различные функции, зависимость которых от временных аргументов сводится к зависимости от трех разностных временных переменных:

$$V^L(12, 34) = V_{12,34}^L(t_{31}, t_{21}, t_{34}),$$

$$V^R(12, 34) = V_{12,34}^R(t_{31}, t_{21}, t_{34});$$

$\sum_{12\dots}^t$ означает суммирование по одночастичным индексам базисных вол-

новых функций $\tilde{\Phi}_1$ и интегрирование по временным переменным:

$$\sum_{12\dots}^t \equiv \sum_{12\dots} \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 dt_2 \dots$$

Переходя в (34) к энергетическому представлению, определяемому аналогично формуле (31), получим

$$F_{12,34}(\omega, \varepsilon, \varepsilon') = \frac{1}{i} \sum_{5678} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}{(2\pi)^2} V_{12,56}^L(\omega, \varepsilon, \varepsilon_1) \tilde{D}_{56,78}(\omega, \varepsilon_1, \varepsilon_2) V_{78,34}^R(\omega, \varepsilon_2, \varepsilon'). \quad (35)$$

Подставляя сюда выражение (33), видим, что благодаря сепарабелизации энергетической зависимости $\tilde{D}(\omega, \varepsilon_1, \varepsilon_2)$, интегрирования по переменным ε_1 и ε_2 в (35) расцепляются. С чисто технической точки зрения это свойство возникло вследствие наличия дополнительного (по сравнению с величиной $\tilde{R}^0$) множителя, состоящего из двух θ -функций, в правой части равенства (28), выражающего функцию $\tilde{D}$ в t -представлении. Замена $\tilde{R}^0$ на $-\tilde{D}$ в формулах, определяющих обобщенный ph -пропагатор, является главным элементом (принципом) метода его построения в нашем подходе. Физический смысл этого принципа проявляется в интерпретации величин, входящих в формулы типа (34) и (35), в терминах фейнмановских диаграмм. Такая трактовка эффекта его применения и дает название как самому принципу, так и всему нашему подходу, который мы будем называть методом хронологического расщепления диаграмм (МХРД).

4. ЧАСТИЧНО-ДЫРОЧНЫЙ ПРОПАГАТОР В МХРД

Для дальнейшего анализа нам потребуется различать частичные (p) и дырочные (h) индексы матричных элементов интегральных операторов типа $F_{12,34}$ (в терминах одночастичных индексов базиса $\{\Phi_i, \tilde{\epsilon}_i\}$, для которого введенный ранее индекс $\sigma_p = +1$ для частиц, $\sigma_h = -1$ для дырок). Будем называть пару одночастичных индексов $\{1, 2\}$ парой *разнородных* индексов, если она является ph - или hp -парой (т.е. $1 = p, 2 = h$, или $1 = h, 2 = p$). В том случае, если пара $\{1, 2\}$ является pp' - или hh' -парой, будем называть ее парой *однородных* индексов. Полагая по определению $\sigma_{12} = \sigma_1 \sigma_2$, видим, что для пары разнородных индексов $\{1, 2\}$ всегда $\sigma_{12} = -1$, а для пары однородных индексов всегда $\sigma_{12} = +1$.

Пользуясь этой терминологией, разделим матричные элементы $F_{12,34}$ на три класса: 1) обе пары индексов $\{1, 2\}$ и $\{3, 4\}$ разнородные; 2) обе пары $\{1, 2\}$ и $\{3, 4\}$ однородные; 3) одна из пар $\{1, 2\}$ и $\{3, 4\}$ является разнородной, а другая — однородной. В первом случае матричный элемент $F_{12,34}$ будем называть *разнородной* компонентой величины F , во втором — *однородной*, а в третьем — *смешанной*.

Эти определения можно формализовать следующим образом. Пусть величина F задана своими матричными элементами $F_{12,34}$. Введем четыре величины $F^{(- -)}, F^{(- +)}, F^{(+ -)}$ и $F^{(+ +)}$, полагая для них

$$F_{12,34}^{(\sigma, \sigma')} = \delta_{\sigma, \sigma_{12}} \delta_{\sigma', \sigma_{34}} F_{12,34}, \quad (36)$$

где $\sigma = \pm 1$, $\sigma' = \pm 1$, $\sigma_{12} = \sigma_1 \sigma_2$, $\sigma_{34} = \sigma_3 \sigma_4$. Очевидно, что $F^{(- -)}$ имеет только разнородные компоненты, $F^{(+ +)}$ — только однородные, а $F^{(- +)}$ и $F^{(+ -)}$ — только смешанные. Кроме того, из (36) следует

$$F_{12,34} = F_{12,34}^{(- -)} + F_{12,34}^{(- +)} + F_{12,34}^{(+ -)} + F_{12,34}^{(+ +)}. \quad (37)$$

Введем еще специальный единый термин для однородных и смешанных компонент, называя их *присоединенными* компонентами. Смысл этого термина ясен из разложения (37): однородные и смешанные компоненты присоединяются к разнородным компонентам $F^{(- -)}$, образуя в совокупности исходную величину F . В данной классификации разнородные компоненты оказываются выделенными, это связано с тем, что в РРА, которое является простейшим приближением для объекта нашей модели —

функции отклика $R_{12,34}$, эта величина имеет только разнородные компоненты.

4.1. Основное условие для пропагатора МХРД. Перейдем к решению центральной задачи рассматриваемого здесь подхода: формулировке МХРД как метода построения обобщенного ph -пропагатора $A(\omega)$. Этот метод, основанный на принципе хронологического расщепления диаграмм, был предложен в [18] и реализован в модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон [17,18,27—34,36]. Здесь мы сформулируем его в более общем, по сравнению с [18], виде, который позволяет строить пропагатор $A(\omega)$ в расширенном классе моделей, определяемых конкретным выбором массового оператора Σ^e и амплитуды взаимодействия $\mathcal{U}^e$.

Начнем с того, что преобразуем уравнение (18) для функции R^e , которая должна определять, согласно соотношению (22), искомым пропагатор $A(\omega)$. Подействовав на обе части (18) оператором $(G^{-1}\tilde{G})(\tilde{G}G^{-1})$ и пользуясь далее уравнением (7), получим в t -представлении:

$$R^e(12,34) = \tilde{R}^0(12,34) + i \sum_{5678}^t \tilde{R}^0(12,56) \mathcal{W}^e(56,78) R^e(78,34), \quad (38)$$

где

$$\tilde{R}^0(12,34) = -\tilde{G}(3,1)\tilde{G}(2,4), \quad (39)$$

$$\mathcal{W}^e(12,34) = W^e(12,34) - i\Sigma^e(3,1)\Sigma^e(2,4), \quad (40)$$

$$W^e(12,34) = \mathcal{U}^e(12,34) + i\Sigma^e(3,1)\tilde{G}^{-1}(2,4) + i\tilde{G}^{-1}(3,1)\Sigma^e(2,4). \quad (41)$$

Слагаемое $-i\Sigma^e\Sigma^e$ в правой части (40), возникшее в результате формальных тождественных преобразований, играет роль компенсирующего члена, который устраняет многократный учет диаграмм с собственно-энергетическими вставками в диаграммном разложении R^e .

Чтобы сформулировать основное условие, которое мы накладываем на функцию $A(\omega)$, введем вспомогательный параметр α , произведя в выражениях (40) и (41) замены:

$$\Sigma^e \rightarrow \alpha\Sigma^e, \quad \mathcal{U}^e \rightarrow \alpha\mathcal{U}^e. \quad (42)$$

Эти замены приводят к появлению зависимости величины R^e от α , для которой получаем следующее разложение в энергетическом представлении:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{2\pi i} R_{12,34}^e(\omega, \varepsilon) = \sum_{n=0}^{\infty} R_{12,34}^{e[n]}(\omega) \alpha^n. \quad (43)$$

Коэффициенты этого разложения $R^{e[n]}$ легко находятся путем решения уравнения (38) итерационным методом. Поскольку мы предполагаем, что искомый пропагатор $A(\omega)$, как и функция R^e , должен однозначно определяться величинами Σ^e и $\mathcal{U}^e$, для него имеет место разложение, аналогичное (43):

$$A_{12,34}(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{12,34}^{[n]}(\omega) \alpha^n. \quad (44)$$

Наше условие состоит в совпадении первых двух коэффициентов разложений (43) и (44):

$$A_{12,34}^{[0]}(\omega) = R_{12,34}^{e[0]}(\omega), \quad A_{12,34}^{[1]}(\omega) = R_{12,34}^{e[1]}(\omega). \quad (45)$$

Это условие является особенно естественным в модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонов, в которой функции Σ^e и $\mathcal{U}^e \sim g^2$ (формулы (14), (15)), и поэтому $R^{e[n]}$ и $A^{[n]} \sim g^{2n}$, т.е. значения остальных ($n \geq 2$) коэффициентов разложений (43) и (44) должны быть малы. Возникает вопрос, нельзя ли в этом случае ограничиться коэффициентами $A^{[0]}$ и $A^{[1]}$, взяв в качестве искомого пропагатора величину (здесь и далее в конечных формулах полагаем $\alpha = 1$):

$$A_{12,34}^{(1)}(\omega) = A_{12,34}^{[0]}(\omega) + A_{12,34}^{[1]}(\omega).$$

На рис.1 приведены фейнмановские диаграммы, соответствующие функции $A_{12,34}^{(1)}(\omega)$. К сожалению, это простое решение задачи, которое представляет собой пропагатор модели [14], приводит к следующей проблеме: разнородные компоненты величин $A_{12,34}^{[1]}(\omega)$ и $A_{12,34}^{(1)}(\omega)$ содержат полюсы второго порядка по переменной ω в точках простых полюсов функции $A_{12,34}^{[0]}(\omega)$. Суть проблемы состоит в том, что полюсы второго порядка не имеют того физического смысла, которым обладают простые полюсы точной функции отклика, и который, в частности, выражается соотношением (1). В результате это может приводить к искажению зависимости силовой функции от энергии в окрестности указанных полюсов.

Выход из этого затруднения состоит в приближенном учете суммы остальных членов разложения (43). Достигаемое при этом устранение полюсов второго порядка по ω проиллюстрируем простым примером точного

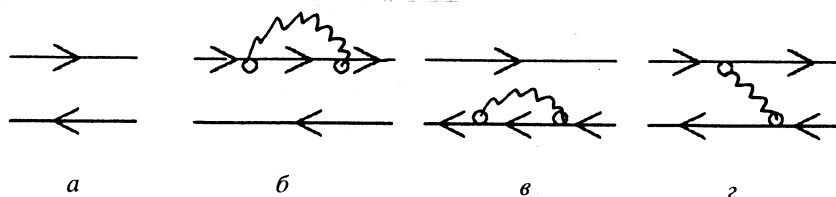


Рис.1. Диаграммы, соответствующие функции $A^{(1)}(\omega)$, в модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон. Волнистая линия и кружок обозначают фононную ФГ и амплитуду g , тонкие линии — ФГ $\tilde{G}$. Диаграмма a соответствует функции $A^{(0)}(\omega)$, диаграммы $б, в, г$ — функции $A^{(1)}(\omega)$

суммирования бесконечного ряда членов геометрической прогрессии:

$f(\omega) = a(\omega) \sum_{n=0}^{\infty} (\alpha a(\omega))^n$, где a — полюсная функция от ω : $a(\omega) = c/(\omega - \omega_0)$. Данная сумма имеет простой полюс по ω , сдвинутый относительно полюса функции $a(\omega)$ на величину $c\alpha$: $f(\omega) = c/(\omega - \omega_0 - c\alpha)$. С другой стороны, ограничиваясь двумя первыми слагаемыми этой суммы, получаем функцию

$$f^{(1)}(\omega) = \frac{c}{\omega - \omega_0} + \frac{c^2 \alpha}{(\omega - \omega_0)^2},$$

которая содержит полюс второго порядка в точке полюса функции $a(\omega)$ и в этом смысле аналогична функции $A^{(1)}(\omega)$.

4.2. Формулировка метода. МХРД как метод приближенного суммирования ряда (43) в кратком изложении состоит в следующем. Представим решение уравнения (38), используя символические обозначения, в виде

$$R^e = \tilde{R}^0 + i\tilde{R}^0 \Gamma^e \tilde{R}^0, \quad (46)$$

где амплитуда Γ^e есть решение уравнения

$$\Gamma^e = \mathcal{W}^e + i\mathcal{W}^e \tilde{R}^0 \Gamma^e. \quad (47)$$

Введем новую амплитуду $\tilde{\Gamma}^e$, определяемую уравнением

$$\tilde{\Gamma}^e = \tilde{W}^e + i\tilde{W}^e(-\tilde{D})\tilde{\Gamma}^e, \quad (48)$$

которое получается из (47) путем замен

$$\tilde{R}^0 \rightarrow -\tilde{D}, \quad W^e \rightarrow \tilde{W}^e. \quad (49)$$

Здесь функция $\tilde{D}$ определена формулой (28), а амплитуда $\tilde{W}^e$ — формулой

$$\tilde{W}^e(12, 34) = W^e(12, 34) + W^{\text{comp}}(12, 34), \quad (50)$$

отличающейся от (40) заменой $-i\Sigma^e\Sigma^e$ на W^{comp} . Амплитуда W^{comp} в (50) играет ту же компенсирующую роль, что и слагаемое $-i\Sigma^e\Sigma^e$ в (40), и будет определена в дальнейшем. Заменим теперь в выражении (46) амплитуду Γ^e на $\tilde{\Gamma}^e$:

$$\tilde{R}^e = \tilde{R}^0 + i\tilde{R}^0\tilde{\Gamma}^e\tilde{R}^0. \quad (51)$$

Полученная функция после перехода к энергетическому представлению и определяет искомый пропагатор:

$$A_{12,34}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{2\pi i} \tilde{R}_{12,34}^e(\omega, \varepsilon). \quad (52)$$

Проанализируем правомерность этих модельных преобразований. Учитывая то, что при замене (42) амплитуда $W^{\text{comp}} \sim \alpha^2$ (см. далее ф-лу (54)), нетрудно проверить, что построенный таким образом пропагатор $A(\omega)$ удовлетворяет основному условию (45). Кроме того, представляя решение интегрального уравнения (48) в виде ряда Неймана

$$\tilde{\Gamma}^e = \tilde{W}^e \sum_{n=0}^{\infty} (-i\tilde{D}\tilde{W}^e)^n$$

и производя затем замены (42), видим, что функция $\tilde{R}^e$, а следовательно, и пропагатор A содержат некоторую бесконечную сумму членов высших порядков по вспомогательному параметру α . Дополнительное условие, выполнение которого требует проверки, состоит в том, чтобы этой сумме соответствовал ряд фейнмановских диаграмм, все члены которого образуют подмножество множества членов диаграммного ряда, соответствующего исходной величине R^e . Это требование является физическим условием, т.к. каждая фейнмановская диаграмма описывает определенный физический процесс, хотя и не обязательно наблюдаемый. Оно означает, что мы

не должны включать в $\tilde{R}^e$ те процессы, которые не содержатся в R^e , а рассматриваемые процессы должны учитываться не более одного раза.

В этом смысле замена $\tilde{R}^0$ на $-\tilde{D}$ оправдана тем, что, согласно формулам (28) и (39), величина $-\tilde{D}$ имеет только разнородные компоненты и отличается от $\tilde{R}^{0(-)}$ лишь дополнительным множителем, состоящим из θ -функций, которые являются проекционными операторами в пространстве временных переменных, т.е. диаграммы, соответствующие различным комбинациям аргументов функции $-\tilde{D}(12,34)$, принадлежат множеству диаграмм, соответствующих функции $\tilde{R}^0(12,34)$. Однако с физической точки зрения не менее важно то, что замена $\tilde{R}^0$ на $-\tilde{D}$ устраняет из диаграммного разложения величины R^e слагаемые, соответствующие процессам возбуждения конфигураций более сложных, чем $2p2h^*$, оставляя при этом основную часть вкладов $2p2h$ -конфигураций. В модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон к устранимым диаграммам относятся такие, в которых в t -представлении возможен временной разрез, пересекающий две или более фононные линии. На рис.2,а,б,в в качестве примера приведены три диаграммы этого типа четвертого порядка по g , а на рис.2,г,д,е — три графически подобные им диаграммы, которые остаются в диаграммном разложении $\tilde{R}^e$. Сумме вкладов более высокого порядка по амплитуде g , которая содержится в функции $\tilde{R}^e$ (т.е. вкладов $\sim g^{2n}$, $n \geq 3$), соответствует сумма цепочек диаграмм, подобных изображенным на рис.2,г,д,е. Исключение же вкладов диаграмм, изображенных на рис.2,а,б,в, происходит именно благодаря θ -функциям, входящим в определение величины $\tilde{D}$, что и придает формальному преобразованию (49) физический смысл принципа отбора диаграмм.

Необходимо отметить, что утверждение об исключении в МХРД всех вкладов конфигураций более сложных, чем $2p2h$, и учете всех $2p2h$ -вкладов не является строгим даже в гипотетическом случае точного определения величин Σ^e и $\mathcal{U}^e$. В рамках приближений (12), (13) или (14), (15) для Σ^e и $\mathcal{U}^e$ это утверждение полностью справедливо лишь при отказе от учета эффектов корреляций в основном состоянии, роль которых будет обсуждаться подробнее в дальнейшем. Этим эффектам соответствуют так называемые

* Мы используем иногда для простоты термин $2p2h$ -конфигурации, имея в виду как «чистые» $2p2h$, так и конфигурации $1p1h \otimes$ фонон, поскольку фонон в RPA есть суперпозиция $1p1h$ -конфигураций.

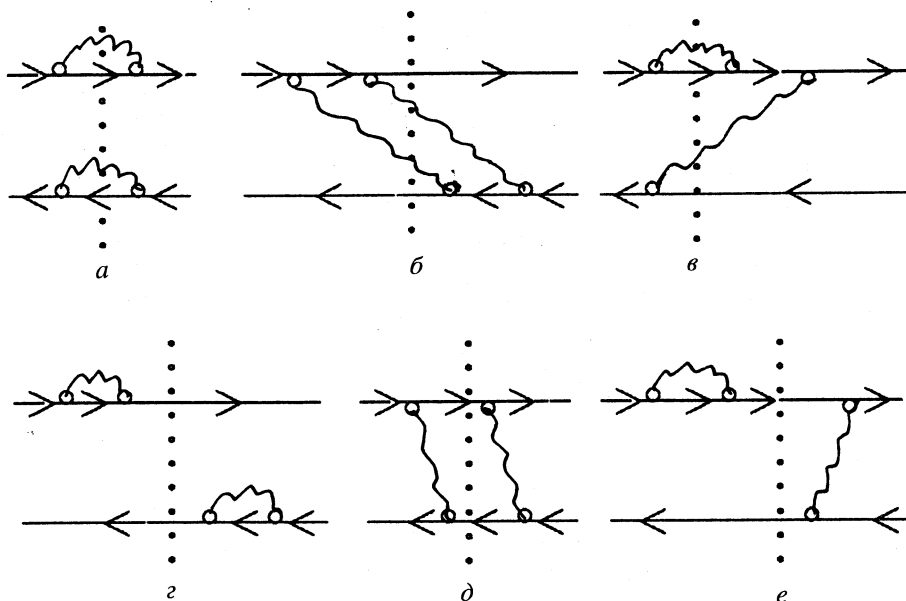


Рис.2. Типичные диаграммы четвертого порядка по амплитуде квазичастично-фононного взаимодействия g , входящие в диаграммное разложение функции R^e , и в t -представлении. Обозначения те же, что и на рис.1, однако здесь направление стрелок у фермионных линий фиксирует частичную ($\longrightarrow$) или дырочную ($\longleftarrow$) ФГ G . Точечная линия означает временной разрез в фиксированный момент t . В МХРД явно учитываются лишь диаграммы $г$, $д$, $е$

идущие назад диаграммы, и именно их учет в МХРД приводит, с одной стороны, к выходу за рамки $2p2h$ -приближения (на рис.3 приведены некоторые диаграммы этого типа с собственно-энергетическими вставками), а с другой — к тому, что не все связанные с ними $2p2h$ -вклады (порядка g^4 и выше) оказываются учтенными. Однако уже в силу того, что g является малым параметром, эти неучтенные вклады невелики.

4.3. Компенсация многократного учета диаграмм. Рассмотрим теперь вопрос об определении амплитуды W^{comp} в выражении (50). Как уже отмечалось, ее роль состоит в устранении (компенсации) многократного учета диаграмм с собственно-энергетическими вставками. В МХРД эта проблема возникает только для коэффициентов разложения (44) $A^{[n]}(\omega)$ с $n \geq 2$ и лишь при учете корреляций в основном состоянии, т.е. при учете идущих назад диаграмм, типа изображенных на рис.3 (такие диаграммы, в которых есть хотя бы одна Z-образная фермионная линия, будем для краткости на-

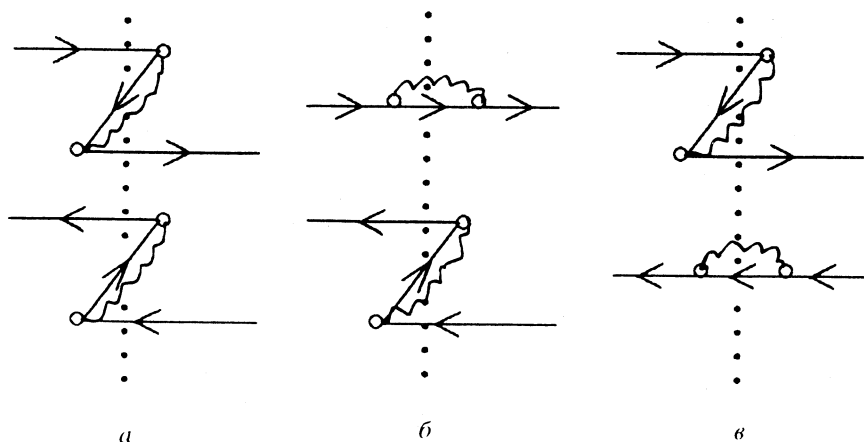


Рис.3. Диаграммы порядка g^4 с собственно-энергетическими вставками в t -представлении, учитываемые в МХРД и обусловленные эффектами корреляций в основном состоянии. Обозначения те же, что и на рис.2

зывать Z -образными; но они представляют собой лишь один из видов идущих назад диаграмм). При отсутствии Z -образных диаграмм многократный учет снимается θ -функциями, входящими в определение величины $\tilde{D}$, и поэтому в этом случае $W^{\text{comp}} \equiv 0$. Отсюда следует, что и в общем случае эта амплитуда должна отличаться от величины $-i\Sigma^e\Sigma^e$, которую она заменяет в МХРД. В этом методе W^{comp} определяется из условия компенсации двойного учета собственно-энергетических вкладов в коэффициенте $A^{[2]}(\omega)$ разложения (44). Если положить $W^{\text{comp}} \equiv 0$, то согласно формулам (41), (48), (50)—(52) двойной учет возникает здесь только в той части амплитуды $\tilde{\Gamma}^e$, которая состоит из суммы двух слагаемых, получаемых после первой итерации уравнения (48). Обозначая эту часть через $\tilde{\Gamma}^{e(dc)}$, имеем в t -представлении:

$$\tilde{\Gamma}^{e(dc)} = i(i\Sigma^e\tilde{G}^{-1})(-\tilde{D})(i\tilde{G}^{-1}\Sigma^e) + i(i\tilde{G}^{-1}\Sigma^e)(-\tilde{D})(i\Sigma^e\tilde{G}^{-1}).$$

В подробной записи это выражение приводится к виду

$$\tilde{\Gamma}^{e(dc)}(12, 34) = i \sum_{1'2'3'4'} \sum_{5'6'7'8'} \delta_{\sigma_{1'}, -\sigma_2} \delta_{\sigma_{3'}, -\sigma_4} \delta_{\sigma_{1'}, -\sigma_{4'}} \times$$

$$\begin{aligned}
 & \times \tilde{G}^{-1}(1', 1) \tilde{G}(5', 1') \tilde{G}^{-1}(2, 2') \tilde{G}(2', 6') \Sigma^e(7', 5') \Sigma^e(6', 8') \times \\
 & \times \tilde{G}(3', 7') \tilde{G}^{-1}(3, 3') \tilde{G}(8', 4') \tilde{G}^{-1}(4', 4) \times \\
 & \times [\theta(\sigma_1, t_{4'1'}) \theta(\sigma_1, t_{5'8'}) + \theta(\sigma_1, t_{3'2'}) \theta(\sigma_1, t_{6'7'})].
 \end{aligned}$$

Рассматривая θ -функции в этой формуле как проекционные операторы, действующие в 8-мерном линейном пространстве, координатами в котором служат переменные $t_1, t_2, \dots, t_8$, находим, что дважды учитывается только та область этого пространства, на которую проектирует оператор

$$\Theta(1'2', 3'4') = \theta(\sigma_1, t_{4'1'}) \theta(\sigma_1, t_{5'8'}) \theta(\sigma_1, t_{3'2'}) \theta(\sigma_1, t_{6'7'}), \quad (53)$$

являющийся произведением всех проекционных операторов, заключенных в квадратные скобки. Отсюда получаем, что согласно формулам (48) и (50) устранить этот двойной учет в функции $A^{[2]}(\omega)$ можно с помощью амплитуды:

$$\begin{aligned}
 W^{\text{comp}}(12, 34) &= -i \delta_{\sigma_1, -\sigma_2} \delta_{\sigma_3, -\sigma_4} \delta_{\sigma_1, \sigma_3} \times \\
 & \times \sum_{1'2'3'4'}^t \sum_{5'6'7'8'}^t \tilde{G}^{-1}(1', 1) \tilde{G}(5', 1') \tilde{G}^{-1}(2, 2') \tilde{G}(2', 6') \Sigma^e(7', 5') \Sigma^e(6', 8') \times \\
 & \times \tilde{G}(3', 7') \tilde{G}^{-1}(3, 3') \tilde{G}(8', 4') \tilde{G}^{-1}(4', 4) \Theta(1'2', 3'4').
 \end{aligned} \quad (54)$$

Это выражение и было использовано в [18] в качестве определения W^{comp} . Заметим, что если определить Z -образную часть массового оператора Σ^e в t -представлении формулой

$$\Sigma^{e(Z)}(1, 2) = \delta_{\sigma_1, \sigma_2} \theta(\sigma_1, t_{21}) \Sigma^e(1, 2), \quad (55)$$

то из (54), (30) и очевидного тождества $\theta(\tau) \theta(-\tau) \equiv 0$ следует, что $W^{\text{comp}} \equiv 0$, если ни один из массовых операторов Σ^e , входящих в (54), не содержит Z -образных частей. Так как именно операторы $\Sigma^{e(Z)}$ порождают Z -образные фермионные линии, то это свойство полученного выражения для W^{comp} является обоснованием утверждения об отсутствии многократного учета диаграмм в МХРД при исключении Z -образных диаграмм и $W^{\text{comp}} \equiv 0$.

4.4. Пропагатор МХРД в энергетическом представлении. Формулы (28), (39), (41), (48), (50)—(54) полностью определяют обобщенный ph -пропагатор $A(\omega)$ в МХРД. Но так как все они, кроме формулы (52), записаны в

t -представлении, требуется еще осуществить переход к энергетическому представлению. После ряда преобразований, которые мы здесь для краткости изложения не приводим, получаем окончательный результат:

$$A_{12,34}(\omega) = \sum_{5678} [\delta_{15}\delta_{26} + Q_{12,56}^{(+ -)}(\omega)] A_{56,78}^{(- -)}(\omega) [\delta_{73}\delta_{84} + Q_{78,34}^{(- +)}(\omega)] + P_{12,34}^{(+ +)}(\omega), \quad (56)$$

где

$$Q_{12,34}^{(+ -)}(\omega) = -\delta_{\sigma_1, \sigma_2} \delta_{\sigma_3, -\sigma_4} A_{12,34}^{[1]}(\omega) \sigma_3(\omega - \tilde{\epsilon}_{34}), \quad (57)$$

$$Q_{12,34}^{(- +)}(\omega) = -\delta_{\sigma_1, -\sigma_2} \delta_{\sigma_3, \sigma_4} \sigma_1(\omega - \tilde{\epsilon}_{12}) A_{12,34}^{[1]}(\omega), \quad (58)$$

$$P_{12,34}^{(+ +)}(\omega) = \delta_{\sigma_1, \sigma_2} \delta_{\sigma_3, \sigma_4} A_{12,34}^{[1]}(\omega), \quad (59)$$

$$\begin{aligned} A_{12,34}^{[1]}(\omega) = & - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\epsilon d\epsilon'}{(2\pi i)^2} \tilde{G}_1(\epsilon + \omega) \tilde{G}_2(\epsilon) \mathcal{U}_{12,34}^e(\omega, \epsilon, \epsilon') \tilde{G}_3(\epsilon' + \omega) \tilde{G}_4(\epsilon') - \\ & - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\epsilon}{2\pi i} [\delta_{31} \tilde{G}_1(\epsilon + \omega) \tilde{G}_2(\epsilon) \Sigma_{24}^e(\epsilon) \tilde{G}_4(\epsilon) + \\ & + \delta_{24} \tilde{G}_3(\epsilon + \omega) \Sigma_{31}^e(\epsilon + \omega) \tilde{G}_1(\epsilon + \omega) \tilde{G}_2(\epsilon)], \end{aligned} \quad (60)$$

$\tilde{\epsilon}_{12} = \tilde{\epsilon}_1 - \tilde{\epsilon}_2$, а $\Phi \tilde{G}_1(\epsilon)$ определена формулой (11). Единственное уравнение, которое требуется решить для нахождения пропагатора $A(\omega)$, это уравнение для его разнородных компонент:

$$A_{12,34}^{(- -)}(\omega) = \tilde{A}_{12,34}(\omega) - \sum_{5678} \tilde{A}_{12,56}(\omega) \Phi_{56,78}(\omega) A_{78,34}^{(- -)}(\omega), \quad (61)$$

в котором

$$\tilde{A}_{12,34}(\omega) = -\delta_{13} \delta_{24} \sigma_1 \delta_{\sigma_1, -\sigma_2} / (\omega - \tilde{\epsilon}_{12}), \quad (62)$$

$$\Phi_{12,34}(\omega) = \tilde{\Phi}_{12,34}(\omega) + \Phi_{12,34}^{\text{comp}}(\omega), \quad (63)$$

$$\tilde{\Phi}_{12,34}(\omega) = -\delta_{\sigma_1, -\sigma_2} \delta_{\sigma_3, -\sigma_4} \sigma_1(\omega - \tilde{\epsilon}_{12}) A_{12,34}^{[1]}(\omega) \sigma_3(\omega - \tilde{\epsilon}_{34}). \quad (64)$$

Входящая в эти формулы функция $A^{[1]}(\omega)$ является, в соответствии с ее обозначением, коэффициентом разложения (44). Кроме того, функция $\tilde{A}(\omega)$ в уравнении (61) совпадает с коэффициентом $A^{[0]}(\omega)$ этого разложения и поэтому является ph -пропагатором в RPA, получаемым из (44) при $\alpha = 0$.

4.5. Выражение для Φ^{comp} . Амплитуда $\Phi^{\text{comp}}(\omega)$ в (63) ответственна за компенсацию многократного учета диаграмм с собственно-энергетическими вставками и однозначно определяется выражением для W^{comp} . Однако непосредственное использование формулы (54) для W^{comp} приводит к появлению в $\Phi^{\text{comp}}(\omega)$ ложных полюсов, т.е. таких, которые отсутствуют в функции $R^{e[2]}(\omega)$ и которые можно назвать $4p4h$ -полюсами (формула (24) из [18], в которой использовалась модель учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон и обозначено $\Phi^{(2)} \equiv \tilde{\Phi}$, $\Phi^{(4)} \equiv \Phi^{\text{comp}}$). Возникновение этих полюсов связано с тем, что в случае, когда один из массовых операторов в определенной выше амплитуде $\tilde{\Gamma}^{e(dc)}$ не содержит Z -образных частей, а другой $\Sigma^e = \Sigma^{e(Z)}$ (как, например, в диаграммах, изображенных на рис.3,б,в), роль двойного учета не более существенна, чем роль других вообще не учитываемых в МХРД эффектов второго порядка по вспомогательному параметру α в разложении (43). Принимая во внимание, что в модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон вклады всех этих эффектов имеют порядок малости g^4 , представляется допустимым просто пожертвовать компенсацией двойного учета в указанном случае, устраняя тем самым полюсную часть $\Phi^{\text{comp}}(\omega)$.

В качестве дополнительного аргумента отметим, что согласно формулам (21), (56), (61)—(63) полюсная часть $\Phi^{\text{comp}}(\omega)$ (в отличие от неполюсных частей этой функции) не вносит вклада в первые два члена разложения ФО $\tilde{R}(\omega)$ по степеням $1/\omega$, и поэтому ее устранение в любом случае не влияет на значения связанных с этим разложением (см. [11]) моментов силовой функции m_0 и m_1 в МХРД. Это приближение означает компенсацию двойного учета вкладов только от таких диаграмм, соответствующих коэффициенту $A^{[2]}(\omega)$ разложения (44), в которых обе фермионные линии являются Z -образными (рис.3,а). Формально оно сводится к замене обоих массовых операторов Σ^e в выражении (54) на их Z -образные части $\Sigma^{e(Z)}$, определенные формулой (55). В результате получаем после перехода к энергетическому представлению следующее выражение для компенсирующей амплитуды:

$$\Phi_{12,34}^{\text{comp}}(\omega) = \sigma_1 \delta_{\sigma_1, -\sigma_2} \delta_{\sigma_3, -\sigma_4} \delta_{\sigma_1, \sigma_3} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon d\varepsilon'}{(2\pi i)^2} \xi_{12,34}(\omega, \varepsilon, \varepsilon') \Sigma_{31}^e(\varepsilon) \Sigma_{24}^e(\varepsilon'), \quad (65)$$

где

$$\begin{aligned} \xi_{12,34}(\omega, \varepsilon, \varepsilon') = & \frac{1}{(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_1 + i\sigma_1\delta)(\varepsilon' - \tilde{\varepsilon}_2 - i\sigma_1\delta)(\varepsilon' - \tilde{\varepsilon}_4 - i\sigma_1\delta)} - \\ & - \frac{1}{(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_1 + i\sigma_1\delta)(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_3 + i\sigma_1\delta)(\varepsilon' - \tilde{\varepsilon}_2 - i\sigma_1\delta)} + \\ & + \frac{\omega - \tilde{\varepsilon}_{12} + i\sigma_1\delta}{(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_1 + i\sigma_1\delta)(\varepsilon - \tilde{\varepsilon}_3 + i\sigma_1\delta)(\varepsilon' - \tilde{\varepsilon}_2 - i\sigma_1\delta)(\varepsilon' - \tilde{\varepsilon}_4 - i\sigma_1\delta)}. \quad (66) \end{aligned}$$

Формулы (56)—(66), однозначно определяющие пропагатор $A(\omega)$ при известных функциях $\Sigma^e(\varepsilon)$ и $\mathcal{U}^e(\omega, \varepsilon, \varepsilon')$, не содержат интегральных по энергетическим переменным уравнений. Эта важная с практической точки зрения их особенность обусловлена обсуждавшимся в предыдущей главе сепарабельным характером зависимости функции $D(\omega, \varepsilon, \varepsilon')$ от переменных ε и ε' , приводящим к расщеплению интегрирований по этим переменным в уравнении (48) после перехода к энергетическому представлению (формулы (33)—(35)).

5. СВОЙСТВА ПРОПАГАТОРА МХРД В РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЯХ

Из уравнения (21) для функции отклика и формулы (25) для силовой функции следует, что в нашем подходе наиболее существенные различия между моделями описания ядерной структуры сводятся к различиям в выборе конкретного приближения для обобщенного ph -пропагатора $A(\omega)$, т.к. именно он определяет все виды учитываемых в модели динамических эффектов. Мы рассмотрим два типа моделей, которые получаются при подстановке в общие формулы МХРД конкретных выражений для массового оператора Σ^e и амплитуды $\mathcal{U}^e$.

Подстановка выражений (14) и (15) для этих величин в формулы (60) и (65) приводит к модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон в рамках МХРД. Конечные формулы для пропагатора $A(\omega)$ в этой модели приведены в [18] (с двумя отличиями от использованных здесь обозначений: $\Phi^{(2)} \equiv \tilde{\Phi}$, $\Phi^{(4)} \equiv \Phi^{\text{comp}}$). Отметим лишь, что выражение для амплитуды $\Phi^{\text{comp}}(\omega)$, получаемое из формул (14), (65) и (66), отличается от формулы (24) работы [18] для $\Phi^{(4)}(\omega)$ отсутствием полюсных членов. Но, как уже говорилось, это различие между $\Phi^{(4)}$ и Φ^{comp} слабо влияет на результаты расчетов в данной модели в силу малости величины g^2 .

Рассмотрим основные особенности пропагатора МХРД на примере модели [18].

5.1. Закон сохранения числа частиц. Если массовый оператор Σ^e и амплитуда $\mathcal{U}^e$ связаны тождеством (17) (которое выполняется в модели [18]), то из формулы (60) следует

$$\sum_1 A_{11,34}^{[1]}(\omega) \equiv 0 \equiv \sum_3 A_{12,33}^{[1]}(\omega). \quad (67)$$

Этот результат проще всего получить в представлении волновых функций базисного набора $\{\tilde{\Phi}_1, \tilde{\epsilon}_1\}$, в котором, согласно определениям (11), имеет место равенство

$$\tilde{G}_1(\epsilon + \omega) \tilde{G}_1(\epsilon) = \frac{1}{\omega} [\tilde{G}_1(\epsilon) - \tilde{G}_1(\epsilon + \omega)]. \quad (68)$$

В этом случае тождества (67) доказываются с помощью нескольких простых преобразований с использованием формул (60), (17), (11) и (68). А т.к. разнородные компоненты пропагатора $A_{12,34}^{(-)}$ по определению не имеют диагональных матричных элементов, как по индексам 1, 2, так и по индексам 3, 4, то из формул (56)—(59) и (67) получаем

$$\sum_1 A_{11,34}(\omega) \equiv 0 \equiv \sum_3 A_{12,33}(\omega). \quad (69)$$

Далее, из уравнения (21) следует, что при выполнении (69) аналогичные тождества справедливы для перенормированной ФО $\tilde{R}(\omega)$. Если, кроме того, выполняется условие

$$\sum_3 (\tilde{e}_q)_{12,33} = c \delta_{12}$$

(c — константа), которому должна удовлетворять параметризация оператора эффективного заряда, то из соотношения (20) и спектрального разложения ФО $R(\omega)$ [15] получаем, что в МХРД выполняются равенства

$$\sum_1 \langle n | a_1^+ a_1 | 0 \rangle = 0, \quad n \neq 0.$$

При точном решении задачи они являются простым следствием условия ортогональности собственных функций основного и возбужденного состояний и закона сохранения числа частиц. В МХРД, как и во многих других моделях, справедливость этих основополагающих условий и законов заранее не очевидна, и в данном случае главную роль в их обеспечении играет динамическое условие согласования (17). Это означает, что диаграммы, содержащие собственно-энергетические вставки (Σ^e) и фононные линии в «поперечном» ph -канале ($\mathcal{U}^e$), принадлежат к классу диаграмм, связанных

законом сохранения числа частиц [44]. Обусловленная этим необходимостью одновременного включения указанных типов диаграмм в моделях учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон обсуждалась в [14,16,46].

Другой важной особенностью ph -пропагатора МХРД является то, что, кроме разнородных компонент $A^{(-)}$, он содержит также и присоединенные: смешанные $A^{(-+)}$, $A^{(+-)}$ и однородные $A^{(++)}$ компоненты. Решение уравнения (21) для $\tilde{R}$ с таким пропагатором также содержит присоединенные компоненты, а следовательно, в соответствии со спектральным разложением ФО, возникают ненулевые однородные компоненты переходных плотностей $\rho_{pp'}^{no}$ и $\rho_{hh'}^{no}$, где $\rho_{12}^{no} = \langle n | a_1^\dagger a_2 | 0 \rangle$ (в RPA, как известно, отличны от нуля только компоненты ρ_{ph}^{no} и ρ_{hp}^{no}). Появление присоединенных компонент ph -пропагатора и ненулевых матричных элементов $\rho_{pp'}^{no}$ и $\rho_{hh'}^{no}$ в МХРД связано с учетом корреляций в основном состоянии (GSC — ground state correlations) вне рамок RPA, которые обсуждаются в п.5.4. В дальнейшем, чтобы отличить GSC этого типа от тех GSC, которые учитываются в RPA, будем использовать сокращения: GSC1 для GSC в RPA и GSC2 для GSC вне рамок RPA.

Отметим, что добавление присоединенных компонент к ph -пропагатору при учете GSC2 требует определенной аккуратности при построении модели, так как именно в этом случае становится актуальным вопрос о выполнимости соотношений (69), связанных с законом сохранения числа частиц (в моделях, в которых отличны от нуля только разнородные компоненты $A^{(-)}$, например в RPA и SRPA, эти соотношения выполняются автоматически).

5.2. Полюсная структура пропагатора МХРД. Проанализируем полюсную структуру функции $A(\omega)$. Прежде всего рассмотрим вопрос о полюсах второго порядка, в решении которого и состоит основная техническая задача МХРД. То, что $A(\omega)$ не содержит полюсов второго порядка в точках $\omega = \pm (\tilde{\epsilon}_p - \tilde{\epsilon}_h)$, являющихся простыми полюсами функции $A^{[0]}(\omega) \equiv \tilde{A}(\omega)$, почти очевидно. Более того, из уравнения (61) следует, что функция $A^{(-)}(\omega)$, а следовательно и $A(\omega)$, регулярна в этих точках, если при этих значениях ω обратима матрица $\tilde{A}^{-1}(\omega) + \Phi(\omega)$ (условие, которое может нарушаться лишь по случайным причинам).

Сложнее ответить на вопрос о поведении разнородных компонент $A^{(-)}(\omega)$, а также смешанных

$$A^{(-+)}(\omega) = A^{(-)}(\omega)Q^{(-+)}(\omega), \quad A^{(+-)}(\omega) = Q^{(+-)}(\omega)A^{(-)}(\omega)$$

и однородных

$$A^{(++)}(\omega) = Q^{(+-)}(\omega)A^{(-)}(\omega)Q^{(-+)}(\omega) + P^{(++)}(\omega) \quad (70)$$

компонент пропагатора в точках полюсов функций $\tilde{\Phi}(\omega)$, $Q^{(-+)}(\omega)$, $Q^{(+-)}(\omega)$ и $P^{(++)}(\omega)$, совпадающих, как это следует из формул (57)—(59), (64), с полюсами функции $A^{[1]}(\omega)$. Формула (70) может даже вызвать подозрения, что, устраняя в обобщенном ph -пропагаторе $A(\omega)$ полюсы второго порядка в точках полюсов функции $A^{[0]}(\omega)$, МХРД приводит к возникновению в $A(\omega)$ других полюсов второго порядка, совпадающих уже с полюсами функции $A^{[1]}(\omega)$. В модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон полюсы, о которых идет речь, расположены в точках $\omega = \Omega = \pm(\tilde{\epsilon}_p - \tilde{\epsilon}_h + \omega_m)$, где ω_m — энергия фонона. Чтобы сформулировать утверждение, касающееся этих полюсов, рассмотрим разложение функции $A^{[1]}(\omega)$ в окрестности такого полюса:

$$A_{12,34}^{[1]}(\omega) = \frac{a_{12,34}^{[1]\Omega}}{\omega - \Omega} + A_{12,34}^{[1]\Omega}(\omega),$$

где функция $A_{12,34}^{[1]\Omega}(\omega)$ регулярна в точке $\omega = \Omega$. Предположим, что при построении пропагатора $A(\omega)$ по формулам (56)—(66) одночастичный базис $\{\tilde{\Phi}_i, \tilde{\epsilon}_i\}$ ограничивается, как это и делается в конкретных приложениях метода, конечным числом состояний дискретного спектра. Однако размер этого базиса будем считать произвольным, что позволит непосредственно распространить дальнейшие выводы на случай бесконечномерного базиса, в том числе и содержащего одночастичный континуум. Введя мультииндексы $i = \{1, 2\}$, $j = \{3, 4\}$, получаем, что в ограниченном базисе вычеты функции $A_{12,34}^{[1]}(\omega)$ в точке полюса $\omega = \Omega$ образуют матрицу $(a_{ij}^{[1]\Omega})$ некоторого конечного ранга. Обозначим через $(a_{ij}^{[1]\Omega(-)})$ блок этой матрицы вычетов, состоящий из разнородных компонент величины $a_{12,34}^{[1]\Omega}$ а через N_{Ω}^- — число ненулевых строк (или столбцов) матрицы $(a_{ij}^{[1]\Omega(-)})$.

Утверждение, позволяющее определить характер поведения пропагатора МХРД $A(\omega)$ в точке $\omega = \Omega$, являющейся полюсом хотя бы одной из функций $\tilde{\Phi}(\omega)$, $Q^{(-+)}(\omega)$, $Q^{(+-)}(\omega)$, $P^{(++)}(\omega)$, состоит в следующем:

1) при выполнении некоторых достаточно общих условий разнородные $A^{(-)}(\omega)$ и смешанные $A^{(-+)}(\omega)$, $A^{(+-)}(\omega)$ компоненты пропагатора МХРД

регулярны в точке $\omega = \Omega$, а для его однородных компонент $A^{(++)}(\omega)$ точка $\omega = \Omega$ является либо простым полюсом, либо устранимой особой точкой;

2) кроме того, если выполнено условие

$$\text{rang}(a_{ij}^{[1]\Omega}) \leq N_{\Omega}^{-}, \quad (71)$$

то функции $A_{12,34}^{(++)}(\omega)$ регулярны в точке $\omega = \Omega$.

Строгое доказательство этого утверждения с точной формулировкой упомянутых в нем общих условий (связанных с обратимостью определенных специальным образом матриц) не приводится здесь ввиду того, что его полное изложение занимает много места и представляет собой чисто математическую задачу. Отметим, что в конкретных приложениях МХРД выполнение общих условий сформулированного утверждения, по-видимому, может нарушаться лишь по случайным причинам. Иначе обстоит дело с условием (71), т.к. входящие в него величины существенным образом зависят от характеристик полюса в точке $\omega = \Omega$ и размерности одночастичного базиса $\{\phi_1, \tilde{\epsilon}_1\}$. В частности, оно всегда нарушается, если пропагатор вообще не имеет ненулевых разнородных компонент, и, следовательно, $N_{\Omega}^{-} = 0$.

В этом случае $A(\omega) = A^{(++)}(\omega) = P^{(++)}(\omega)$. Такая ситуация может, например, возникнуть в расчетах с сильно ограниченным базисом, если в нем по правилам отбора отсутствуют ph -переходы.

Вясним, в каких случаях условие (71) будет выполняться. Если ядро обладает сферической симметрией, то можно показать, что в модели [18] для ранга матрицы вычетов функции $A^{[1]}(\omega)$ в точке ее полюса $\omega = \Omega = \pm (\tilde{\epsilon}_p - \tilde{\epsilon}_h + \omega_m)$ имеет место неравенство

$$\text{rang}(a_{ij}^{[1]\Omega}) \leq \Lambda_{\Omega}, \quad (72)$$

где величина Λ_{Ω} равна числу целых значений величины l , удовлетворяющих двум условиям:

$$|j_p - j_h| \leq l \leq j_p + j_h, \quad |J - L_m| \leq l \leq J + L_m.$$

Здесь j_p и j_h — угловые моменты одночастичных состояний с энергиями $\tilde{\epsilon}_p$ и $\tilde{\epsilon}_h$, L_m — угловой момент фонона с энергией ω_m , J — угловой момент изучаемых возбуждений (т.е. внешнего поля V^0 в формуле (1)). Таким образом, в данной модели величина $\text{rang}(a_{ij}^{[1]\Omega})$, которую можно назвать

кратностью вырождения полюса, ограничена сверху числом Λ_{Ω} , определяемым только характеристиками полюса в точке $\omega = \Omega$ и моментом J и не зависящим от размера одночастичного базиса $\{\tilde{\phi}_1, \tilde{\epsilon}_1\}$ (разумеется, если состояния с энергиями $\tilde{\epsilon}_p$ и $\tilde{\epsilon}_h$ входят в этот базис). С другой стороны, число N_{Ω}^{-} в неравенстве (71) возрастает при увеличении размера одночастичного базиса, причем для любого полюса функции $A^{[1]}(\omega)$ в некоторой точке $\omega = \Omega$ найдется такой базис $\{\tilde{\phi}_1, \tilde{\epsilon}_1\}$, для которого (и для любого другого базиса, содержащего этот базис в качестве подмножества) $N_{\Omega}^{-} \geq \Lambda_{\Omega}$. В силу (72) получаем, что условие (71) в этом случае выполняется, и, следовательно, все компоненты пропагатора $A(\omega)$ регулярны в точке $\omega = \Omega$.

Сказанное означает, что при решении задачи построения ph -пропагатора МХРД в полном одночастичном базисе все его компоненты регулярны в особых точках функции $A^{[1]}(\omega)$. При этом всякая особая точка присоединенных компонент $A(\omega)$ одновременно является особой точкой разнородной компоненты этой величины $A^{(-)}(\omega)$. Другими словами, при использовании полного одночастичного базиса $\{\phi_1, \tilde{\epsilon}_1\}$ все полюсы пропагатора $A(\omega)$ совпадают с полюсами его разнородной компоненты $A^{(-)}(\omega)$. Обоснование этого утверждения и является причиной столь подробного рассмотрения вопроса о полюсах функции $A(\omega)$, т.к. оно, как будет видно в дальнейшем, тесно связано с проблемой учета GSC2.

Анализ полюсов самой функции $A^{(-)}(\omega)$ является другой самостоятельной задачей, которую мы не будем здесь рассматривать. Ограничимся лишь замечанием, что все ее полюсы смещены относительно полюсов функций $\tilde{A}(\omega)$ и $\Phi(\omega)$, входящих в уравнение (61). Более того, число полюсов $A^{(-)}(\omega)$ может превышать общее число полюсов функций $\tilde{A}(\omega)$ и $\Phi(\omega)$ благодаря расщеплению полюсов $\Phi(\omega)$ при полном или частичном снятии их вырождения в решении уравнения (61). Эти эффекты смещения и расщепления полюсов имеют порядок малости g^2 .

Отметим еще роль слагаемого $Q^{(+)}(\omega)A^{(-)}(\omega)Q^{(-)}(\omega)$ в правой части формулы (70) для однородной компоненты ph -пропагатора МХРД. Хотя формально в модели учета конфигураций $1p1h \otimes$ фонон это слагаемое имеет порядок малости g^4 , но именно оно при выполнении соответствующих условий обеспечивает устранение тех особых точек компоненты $A^{(+)}(\omega)$, которые совпадают с полюсами функции $P^{(+)}(\omega) = A^{[1]}(+)(\omega)$ (полюс функции $A^{(+)}(\omega)$ в точке $\omega = \Omega$ устраняется, когда вычеты обоих

слагаемых в правой части равенства (70) становятся равными по величине и противоположными по знаку). И именно это слагаемое содержит те полюсы $A^{(+)}(\omega)$, которые совпадают с полюсами разнородной компоненты $A^{(-)}(\omega)$. Тот факт, что благодаря его учету пропагатор $A(\omega)$ при строгом решении задачи его построения не имеет «лишних» полюсов, служит косвенным подтверждением правильности модельных приближений МХРД.

5.3. Модели учета «чистых» $2p2h$ -конфигураций. Обратимся теперь к рассмотрению моделей типа SRPA, которые получаются при подстановке выражений (12) и (13) для величин Σ^e и $\mathcal{U}^e$ в формулы (60) и (65). Так как при построении моделей этого типа обычно используется другой математический аппарат, то для сопоставления результатов нашего подхода с известными формулами [2] требуются некоторые дополнительные преобразования. Схема SRPA с некоррелированными $2p2h$ -состояниями эквивалентна учету только разнородных компонент обобщенного ph -пропагатора МХРД $A^{(-)}$. Причем и из этих оставшихся компонент исключаются вклады эффектов GSC2. Формально это означает, что в уравнении (61) для $A^{(-)}$ амплитуда $\Phi = \tilde{\Phi}$, а в выражениях (64) и (60), определяющих $\tilde{\Phi}$, из массовых операторов Σ^e (формула (12)) исключаются Z -образные части (55) и учитываются только такие матричные элементы амплитуды $\mathcal{U}^e$ (формула (13)), которые имеют вид $\mathcal{U}_{ph,p'h'}^e, \mathcal{U}_{hp,h'p'}^e$. Кроме того, амплитуда эффективного ph -взаимодействия в уравнении (21) для ФО полагается равной той же самой амплитуде двухчастичного взаимодействия, которая входит в формулы (12) и (13): $\tilde{\mathcal{F}}_{12,34} = w_{23,14}$, а массовый оператор $\tilde{\Sigma}$ определяется в приближении Хартри — Фока.

Как видно, в этой модели вообще не учитываются эффекты GSC2. Если же после подстановки выражений (12) и (13) в формулы (60) и (65) не делать никаких дополнительных преобразований, сохраняя все компоненты обобщенного ph -пропагатора МХРД, то мы получим модель, которую следует сопоставлять с расширенным вторичным приближением случайных фаз (ESRPA, [2]). Из логики построения получаемой таким образом модели следует, что в ней эффекты GSC2 учитываются полностью в членах второго порядка по амплитуде взаимодействия w и частично в членах высших порядков по этой амплитуде (в нулевом и первом порядках по w вклад GSC2 в ФО отсутствует). Однако детальное сравнение этой модели с ESRPA не является простой задачей, и мы не будем на нем останавливаться. Что касается общетеоретического обоснования моделей этого класса, которое в нашем подходе сводится к обоснованию приближений (12) и (13) для величин Σ^e и $\mathcal{U}^e$, то этот вопрос кратко обсуждался в разд.2.

Подчеркнем, что все рассмотренные здесь свойства обобщенного ph -пропагатора МХРД, в том числе и закон сохранения числа частиц, остаются справедливыми и для получаемой в нашем подходе модели типа ESRPA. Единственное формальное отличие состоит в том, что в данном случае полюсы функций $\tilde{\Phi}(\omega)$, $Q^{(-+)}(\omega)$, $Q^{(+ -)}(\omega)$ и $P^{(++)}(\omega)$, о которых шла речь в предыдущем анализе, будут расположены в точках $\omega = \Omega = \pm (\tilde{\epsilon}_p - \tilde{\epsilon}_h + \tilde{\epsilon}_{p'} - \tilde{\epsilon}_{h'})$.

5.4. Эффекты корреляций в основном состоянии и их связь с полюсной структурой пропагатора МХРД. Мы рассмотрим здесь только те эффекты корреляций в основном состоянии, вклады от которых отсутствуют в обычном RPA, т.е. эффекты GSC2. В последние годы интерес к изучению влияния этих эффектов на ядерные свойства привел к появлению работ, в которых роль их вклада анализировалась в расчетах спектров конкретных ядер [10,16,31—33,45]. Было показано, что эффекты GSC2 играют важную, иногда решающую роль при теоретическом описании экспериментальных данных (см. также разд.6).

Имеется принципиальное отличие эффектов корреляций в основном состоянии в RPA от их эффектов в моделях учета сложных ($2p2h$) конфигураций. Как известно, учет GSC в RPA, в котором и состоит отличие этого приближения от приближения Тамма — Данкова (TDA), не приводит к появлению новых по сравнению с TDA состояний, а лишь сдвигает энергии TDA-уровней и перераспределяет их интенсивности. В терминологии формализма ФГ это означает равенство числа полюсов ФО $\tilde{R}(\omega)$ в области $\text{Re } \omega > 0$ в TDA и в RPA.

В нашем подходе эффекты GSC2 можно разделить на два типа: регулярные и сингулярные. Под регулярными эффектами будем подразумевать такие, учет которых не меняет числа полюсов обобщенного ph -пропагатора $A(\omega)$, а влияет только на их положение и величину вычетов. В модели [18] процессам, обусловленным этими эффектами, соответствуют Z -образные диаграммы с собственно-энергетическими вставками (рис.4,а), диаграммы с фоновой линией в «поперечном» ph -канале, подобные изображенным на рис.4,б, и некоторые другие «идущие назад диаграммы» с собственно-энергетическими вставками (рис.4,в,г). На рис.4 изображены лишь типичные хронологически-упорядоченные диаграммы второго порядка по амплитуде квазичастично-фононного взаимодействия. Диаграммы а и б на рис.4 соответствуют вкладам в величину $A^{(- -)}$, диаграмма в — вкладам в $A^{(- +)}$, диаграмма г — вкладам в $A^{(+ -)}$.

Следует отметить, что те эффекты GSC2, которые учитываются в модели [45], по нашей классификации можно отнести к регулярным эффектам, хотя в этой модели, учитывающей также парные корреляции нуклонов, их было бы точнее назвать регулярными эффектами GSC вне рамок QRPA.

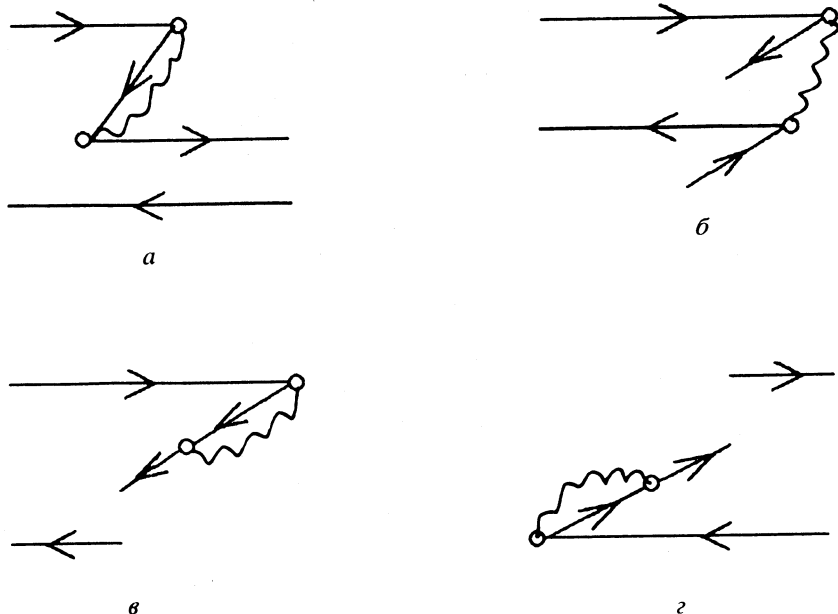


Рис.4. Типичные диаграммы порядка g^2 , обусловленные регулярными эффектами корреляций в основном состоянии. Обозначения те же, что и на рис.2

Сингулярными эффектами GSC2 будем называть такие эффекты, учет которых может приводить к возникновению новых (дополнительных) полюсов у функции $A(\omega)$. Типичные диаграммы порядка g^2 , обусловленные этими эффектами, изображены на рис.5. Здесь диаграмма *a* соответствует вкладам в величину $A^{(-+)}$, диаграмма *б* — вкладам в $A^{(+ -)}$, диаграммы *в* и *г* — вкладам в $A^{(++)}$. Все эти диаграммы, как и диаграммы на рис.4, относятся к классу «идуших назад диаграмм», причем изображенные на рис.5,*a,в* содержат собственно-энергетические вставки, а на рис.5,*б,г* — фоновые линии в «поперечном» *ph*-канале.

Использованное в этих определениях понятие новых полюсов пропагатора $A(\omega)$ требует уточнения. Здесь под новыми полюсами функции $A(\omega)$ мы подразумеваем такие, которые отсутствуют в RPA-пропагаторе $\bar{A}(\omega)$ (62) и не могут быть получены из полюсов этой функции никаким непрерывным преобразованием (например, путем смещения полюсов $\bar{A}(\omega)$ при возрастании g^2 от нуля до некоторой конечной величины). Именно эти новые полюсы, которые мы условно назовем новыми полюсами первого типа, служат критерием нашего деления эффектов GSC2 на регулярные и сингуляр-

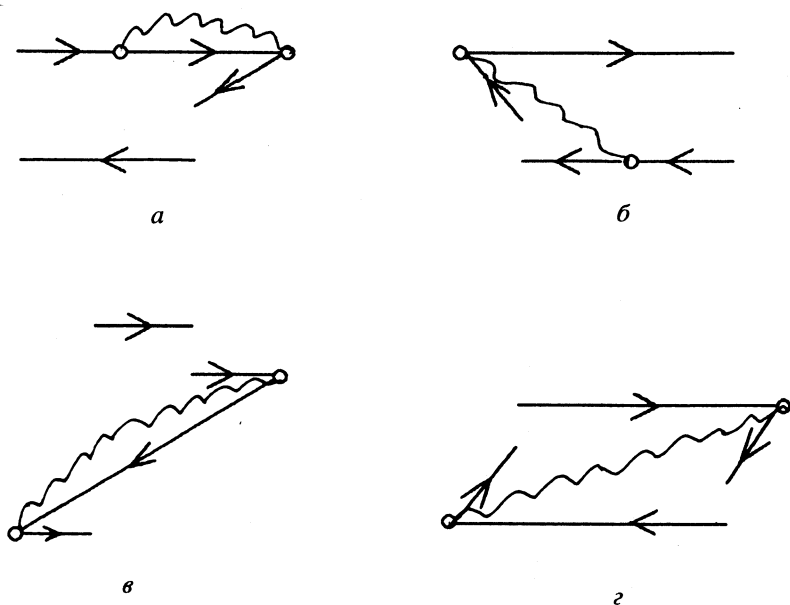


Рис.5. Типичные диаграммы порядка g^2 , обусловленные сингулярными эффектами корреляций в основном состоянии. Обозначения те же, что и на рис.2

ные. Отметим, что сингулярные эффекты GSC2 вносят вклад только в присоединенные компоненты пропагатора МХРД, а сами эти компоненты существуют исключительно благодаря GSC2.

Рассмотрим важный с практической точки зрения вопрос: могут ли при учете сингулярных эффектов GSC2 появляться такие новые полюсы функции $A(\omega)$, которых нет не только у RPA-пропагатора $\tilde{A}(\omega)$, но и у пропагатора МХРД, из которого исключены все вклады эффектов GSC2. Так как при исключении эффектов GSC2 остаются только разнородные компоненты обобщенного ph -пропагатора, то речь здесь идет о полюсах функции $A^{(-)}(\omega)$. Из анализа предыдущего раздела следует, что появление новых полюсов указанного (второго) типа фактически возможно лишь при нарушении условия (71) (что может иметь место лишь при использовании ограниченного базиса $\{\tilde{\Phi}_1, \tilde{\epsilon}_1\}$) и только у однородной компоненты $A^{(++)}(\omega)$, т.к. смешанные компоненты пропагатора $A^{(-+)}(\omega)$ и $A^{(+-)}(\omega)$ могут иметь полюсы только в тех точках, в которых они есть у функции $A^{(--)}(\omega)$ (как уже говорилось ранее, полюсы $A^{(-)}(\omega)$ смещены относитель-

но «голых» полюсов функций $\tilde{A}(\omega)$ и $\Phi(\omega)$, входящих в $A^{(-)}(\omega)$, и их число может превышать число этих «голых» полюсов). А поскольку в конкретных приложениях МХРД при вычислении присоединенных компонент $A(\omega)$ используется ограниченный базис, учет сингулярных эффектов GSC2 может в некоторых случаях обогащать полюсную структуру обобщенного ph -пропагатора, а следовательно, и ФО $\tilde{R}(\omega)$, и приводить к изменению спектра возбуждений ядра по сравнению с МХРД с исключенными эффектами GSC2. Поэтому при построении пропагатора МХРД необходим анализ влияния размера одночастичного базиса.

Еще одна особенность сингулярных эффектов GSC2 состоит в том, что их учет приводит к появлению ненулевых матричных элементов переходных плотностей $\rho_{pp'}^{no}$ и $\rho_{hh'}^{no}$. С физической точки зрения обусловленные этим типом GSC2 диаграммы (рис.5) описывают процессы возникновения из вакуума, которым является основное состояние рассматриваемого четно-четного ядра, и (или) аннигиляции сразу двух ph -пар, т.е. $2p2h$ -конфигурации. Действие внешнего поля V^0 приводит в этом случае к разрешенному правилами отбора переходу входящей в $2p2h$ -конфигурацию частицы из одного состояния в другое (pp' -переход) или входящей в эту конфигурацию дырки в другое дырочное же состояние (hh' -переход). Формально это и означает возникновение в спектральном разложении ФО, кроме обычных $(\rho_{ph}^{no}, \rho_{hp}^{no})$ компонент переходных плотностей, также и компонент $\rho_{pp'}^{no}, \rho_{hh'}^{no}$. Учет этих эффектов приводит, в частности, к изменению правил сумм для моментов силовой функции. Для случая «чистых» $2p2h$ -конфигураций, т.е. в рамках ESRPA, этот вопрос обсуждался в работах [2,11]. Наши результаты, полученные в рамках модели учета $1p1h \otimes$ фонон-конфигураций, показали важность количественного учета сингулярных эффектов GSC2 (см. разд.6).

Уже из этого краткого обсуждения эффектов GSC2 следует, что их проявление значительно сложнее и разнообразнее по сравнению с GSC1. Поэтому данный вопрос требует дальнейшего изучения.

6. АНАЛИЗ ГМР В РАМКАХ МХРД С УЧЕТОМ ОДНОЧАСТИЧНОГО КОНТИНУУМА

6.1. Учет одночастичного континуума в координатном представлении.

В расчетах силовых функций ГМР целесообразно перейти от уравнения Бете — Солпитера (21) для перенормированной функции отклика $\tilde{R}$ к уравнению для изменения матрицы плотности

$$\delta\rho_{12}(\omega) = - \sum_{34} \tilde{R}_{12,34}(\omega) (\tilde{e}_q V^0)_{43}.$$

В координатном представлении уравнение для этой величины имеет вид (спин-изоспиновые переменные здесь и далее для простоты опущены):

$$\begin{aligned} \delta\rho(\mathbf{r}; \omega) = & - \int d\mathbf{r}_1 A(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; \omega) \tilde{e}_q V^0(\mathbf{r}_1) - \\ & - \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 A(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; \omega) \tilde{F}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \delta\rho(\mathbf{r}_2; \omega). \end{aligned} \quad (73)$$

При этом силовая функция (25) связана с $\delta\rho$ соотношением

$$S(E, \Delta) = - \frac{1}{\pi} \text{Im} \int d\mathbf{r} (\tilde{e}_q V^0(\mathbf{r}))^* \delta\rho(\mathbf{r}; E + i\Delta). \quad (74)$$

Использование координатного представления позволяет применить при построении пропагатора эффективный метод вычисления одночастичной ФГ $\tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; \omega)$ с точным учетом одночастичного континуума [4,5]. Тем самым в рассчитанную по формулам (73) и (74) силовую функцию «автоматически» включаются эффекты, связанные с распадом резонансов в континуум (ширина $\Gamma\uparrow$), т.е. с вылетом нуклонов из ядра.

Последовательное использование этой техники, первоначально развитой в рамках RPA, в задаче с дополнительным учетом $1p1h \otimes$ фонон-конфигураций связано с большими вычислительными трудностями построения обобщенного пропагатора* A . Поэтому на данном этапе исследований мы точно учли континуум только в $1p1h$ -части пропагатора, используя идею метода комбинированного $(\mathbf{r}, \tilde{\lambda})$ -представления, развитого в рамках подхода «ТКФС + континуум» для ядер со спариванием [47]. В этом приближении полный пропагатор представляется в виде

$$\begin{aligned} A(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; \omega) = & \tilde{A}^{\text{cont}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; \omega) + \\ & + \sum_{12\ 34} (A_{12,34}(\omega) - \tilde{A}_{12,34}(\omega)) \tilde{\Phi}_1^*(\mathbf{r}) \tilde{\Phi}_2(\mathbf{r}) \tilde{\Phi}_3(\mathbf{r}_1) \tilde{\Phi}_4^*(\mathbf{r}_1). \end{aligned} \quad (75)$$

Здесь $\tilde{A}^{\text{cont}}$ — $1p1h$ -пропагатор (62), в котором одночастичный континуум учитывается точно [4,5]. Суммирование выполняется по всем одночастичным дискретным и квазидискретным состояниям, включенным в ограниченный набор $\{\tilde{\Phi}_1, \tilde{\epsilon}_1\}$. Задача построения этого базисного набора

* См., например, общие формулы для $A(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; \omega)$ в g^2 -приближении, полученные в работе [46].

рассматривается ниже. Вычитание $\tilde{A}_{12,34}$ исключает двойной учет дискретной $1p1h$ -части пропагатора, входящей как в $\tilde{A}^{\text{cont}}$, так и в $A_{12,34}$.

6.2. Построение базиса $\{\tilde{\Phi}_1, \tilde{\epsilon}_1\}$. В уравнении Дайсона для одночастичной функции Грина (5) полный массовый оператор Σ включает в себя все возможные эффекты связи одночастичных и многочастичных степеней свободы ядра, приводящие к наблюдаемым характеристикам «одночастичного» движения в нечетных ядрах (энергии, спектроскопические факторы и т.д.). Если исходить из условия наилучшего воспроизведения этих характеристик в подходе, не учитывающем сложные конфигурации, то при построении феноменологического базиса $\{\tilde{\Phi}_1, \tilde{\epsilon}_1\}$ оператор Σ заменяется на его квазичастичную часть Σ_q [35], и далее найденный из решения уравнения (5) с $\Sigma = \Sigma_q$ базис используется в $1p1h$ -расчетах для четно-четных ядер. В МХРД явно выделен вклад квазичастично-фононного взаимодействия, поэтому в этом случае, если не ввести соответствующие поправки («очистить» базис), использование феноменологического базиса может приводить к двойному учету указанных эффектов.

Базис $\{\tilde{\Phi}_1, \tilde{\epsilon}_1\}$, включающий эти поправки, строится в нашей модели, исходя из условия совпадения «доминантных» полюсов решения уравнения (7) (т.е. полюсов ФГ G с максимальными значениями вычетов) с экспериментальными одночастичными энергиями ϵ_1^{exp} . В расчетах используется базис, включающий в себя две оболочки ниже и две оболочки выше энергии Ферми. В диагональном приближении для Σ_{12}^e вышеуказанное условие приводит к следующей системе нелинейных уравнений:

$$\tilde{\epsilon}_1 = \epsilon_1^{\text{exp}} - \sum_{3, m} \frac{|g_{13}^{m(\sigma_3)}|^2}{\epsilon_1^{\text{exp}} - \tilde{\epsilon}_3 - \sigma_3 \omega_m}. \quad (76)$$

Эта система, дополненная уравнением (6) для ФГ $\tilde{G}$, решается методом итераций, причем массовый оператор $\tilde{\Sigma}$ в (6) аппроксимируется потенциалом Вудса — Саксона. Поскольку g^2 является малым параметром, при решении этой задачи оказывается возможным ограничиться первым приближением итерационной процедуры. В этом приближении матричные элементы $g_{13}^{m(\sigma_3)}$ в (76) рассчитываются с волновыми функциями феноменологического базиса, получаемого из решения уравнения Шредингера с потенциалом Вудса — Саксона, параметризованным эмпирическим набором констант. При этом энергии $\tilde{\epsilon}_1$ находятся непо-

средственно из решения системы (76), параметры глубины потенциала* $\tilde{U}$, аппроксимирующего массовый оператор $\tilde{\Sigma}$, подбираются из условия совпадения полюсов решения уравнения (6) (т.е. $\Phi \Gamma \tilde{G}$) с найденными значениями $\tilde{\epsilon}_1$. Наконец, волновые функции $\tilde{\Phi}_1$ определяются из решения уравнения Шредингера с потенциалом $\tilde{U}$.

6.3. Дополнительные детали расчетов. В наших расчетах учитывалось ограниченное число низколежащих наиболее коллективных фононов нормальной четности: 2^+ , 3^- , 4^+ , 6^+ . Их параметры — энергии ω_L и вероятности переходов $B(EL)$ для всех рассмотренных ядер приведены в [29—31].

Во всех расчетах использовалось эффективное ph -взаимодействие Ландау — Мигдала [35]:

$$\mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = C_0[f(r) + f'(r)\tau_1\tau_2 + (g + g'\tau_1\tau_2)\sigma_1\sigma_2]\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (77)$$

с параметрами f и f' , зависящими от плотности: $f = f_{\text{ex}} + (f_{\text{in}} - f_{\text{ex}})\rho(r)/\rho(0)$, и аналогично для f' . За исключением параметра f_{ex} , практически во всех расчетах использовался один и тот же набор параметров, найденных из самосогласованных ТКФС-расчетов [49,50]:

$$f_{\text{in}} = -0,002, \quad f'_{\text{ex}} = 2,30, \quad f'_{\text{in}} = 0,76$$

$$g = -0,05, \quad g' = 0,96, \quad C_0 = 300 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3. \quad (78)$$

Расчеты $M1$ -резонанса в стабильных и нестабильных магических ядрах проводились с параметрами $g = -0,05$ и $g' = 0,86$, для которых было получено хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных значений энергий резонанса в ядре ^{48}Ca . Для того чтобы исключить изоскалярное «духовое» $E1$ -состояние в расчетах изовекторного $E1$ -резонанса, использовался параметр $f_{\text{ex}} = -3,74$. В расчетах изоскалярного $E0$ -резонанса [32] параметр $f_{\text{ex}} = -3,00$ выбирался по экспериментальному положению резонанса в ядре ^{208}Pb . Для согласования теоретических и экспериментальных значений энергий низколежащих изоскалярных фононов f_{ex} выбирался из интервала $f_{\text{ex}} = -3,50 \div -5,00$.

* Отдельно для каждой парциальной l, j -компоненты; остальные параметры потенциала полагались равными эмпирическим значениям [48].

В качестве интерполяционной функции $\rho(r)$ в (77) был выбран форм-фактор Вудса — Саксона:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp((r - R)/a)},$$

$$R = 1,24A^{1/3}, \quad a = 0,63. \quad (79)$$

Исключение составляют наши последние расчеты изоскалярных $E0$ - и $E2$ -резонансов в ядрах ^{40}Ca [33] и ^{56}Ni , в которых в качестве $\rho(r)$ использовалась рассчитанная плотность в основном состоянии ядра:

$$\rho(r) = \sum_{\tilde{\epsilon}_i \leq \epsilon_F} \frac{(2j_i + 1)\tilde{\phi}_i^2(r)}{4\pi}. \quad (80)$$

Это привнесло некоторый элемент согласованности в наши несамосогласованные расчеты с независимым выбором параметров среднего поля и эффективного ph -взаимодействия.

Следует отметить, что явный учет в МХРД квазичастично-фоонных корреляций приводит к перенормировке эффективного взаимодействия $\tilde{\mathcal{F}}$ и эффективных зарядов $\tilde{e}_q$ (см. формулы (22)—(24)), отличающихся от $\mathcal{F}$ и e_q , используемых в ТКФС. Однако с учетом того, что в расчетах использовалось сравнительно небольшое число фоонов (не более десяти), отличие $\tilde{\mathcal{F}}$ и $\tilde{e}_q$ от $\mathcal{F}$ и e_q не должно быть существенным. В связи с этим и чтобы не вводить дополнительные параметры, учитывающие эти отличия, во всех RPA- и МХРД-расчетах использовалось одно и то же взаимодействие $\tilde{\mathcal{F}} = \mathcal{F}$ и эффективные заряды $\tilde{e}_q = e_q$.

Для имитации экспериментального энергетического разрешения и одновременно для феноменологического учета эффектов, не рассматриваемых в МХРД явно (дальнейшая фрагментация ГМР, обусловленная более сложными, чем $2p2h$ -конфигурациями, и распад сложных конфигураций в континуум, приводящий к дополнительной ширине $\Gamma\uparrow$), в расчетах силовых функций использовался параметр сглаживания $\Delta = \Gamma/2$ (Γ — ширина брейт-вигнеровского распределения для выделенного пика силовой функции) из интервала $\Delta = 100 \div 500$ кэВ. При изучении тонкой структуры резонансов, например, для изоскалярного $E2$ -резонанса в ядре ^{208}Pb [31], в расчетах использовался параметр $\Delta = 20$ кэВ.

6.4. Результаты расчетов. Главной задачей настоящей работы мы считаем изложение принципиальных основ МХРД как нового подхода для изучения структуры магических ядер с последовательным учетом квазичастично-фоонных корреляций в основном и возбужденных состояниях и с дополнительным учетом одночастичного континуума. В связи с

этим приведенные ниже результаты расчетов и их обсуждение для изоскалярных и изовекторных EL - и $M1$ -резонансов в стабильных $^{40,48}\text{Ca}$, ^{208}Pb и нестабильных ^{56}Ni , ^{100}Sn магических ядрах являются неполными. Более полное их изложение дано в оригинальных работах [17,27—34].

Встречающиеся на рисунках обозначения $2p2h(gs+)$ и $2p2h(gs-)$ относятся к МХРД-расчетам, выполненным с учетом и без учета, соответственно, GSC2 (т.е., $1p1h \otimes$ фонон-корреляций в основном состоянии). Неучет GSC2 по определению означает равенство нулю функций $Q^{(+-)}$, $Q^{(-+)}$ и $P^{(++)}$ в полном пропагаторе $A(\omega)$ (56). При учете же GSC2 базис выбирался всегда таким, что случай $A(\omega) = A^{(++)}(\omega) = P^{(++)}(\omega)$ практически никогда не осуществлялся. Представленные на рис.6,7 результаты МХРД-расчетов были получены с учетом этих корреляций. Для того чтобы продемонстрировать влияние одночастичного континуума на форму кривой сечения фотопоглощения и на интегральные характеристики $E1$ -резонанса, на этих рисунках и в табл.1 приведены также результаты МХРД-расчетов без учета континуума (обозначение «cont-»). Для $E1$ -резонанса в ядре ^{56}Ni и для всех остальных EL - и $M1$ -резонансов показаны только результаты расчетов с учетом континуума («cont+»).

Изовекторные $E1$ - и $E2$ -резонансы в ядрах $^{40,48}\text{Ca}$, ^{208}Pb , ^{56}Ni . Сечения дипольного и квадрупольного фотопоглощения были рассчитаны с использованием известного соотношения

$$\sigma_{EL}(E, \Delta) = \frac{8\pi^3(L+1)e^2}{L[(2L+1)!]^2} \left(\frac{E}{\hbar c} \right)^{2L-1} S_{EL}(E, \Delta). \quad (81)$$

На рис.6—8 и в табл.1,2 приведены результаты этих расчетов [17,29,31]. При получении интегральных характеристик резонансов мы воспользовались обычной при обработке эксперимента процедурой аппроксимации резонансных кривых функцией Лоренца

$$\sigma^L(E) = \sigma_{\max} \frac{E^2 \Gamma^2}{(E^2 - \bar{E}^2)^2 + E^2 \Gamma^2}.$$

Параметры этой функции — средняя энергия $\bar{E}$, сечение $\sigma_{\max} = \sigma^L(\bar{E})$ и ширина резонанса Γ — находились из условия совпадения трех энергетических моментов $k=0, -1$ и -2 для точной и аппроксимирующей резонансных кривых. Эти моменты рассчитывались по формуле

$$\sigma_k = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^k \sigma(E) dE.$$

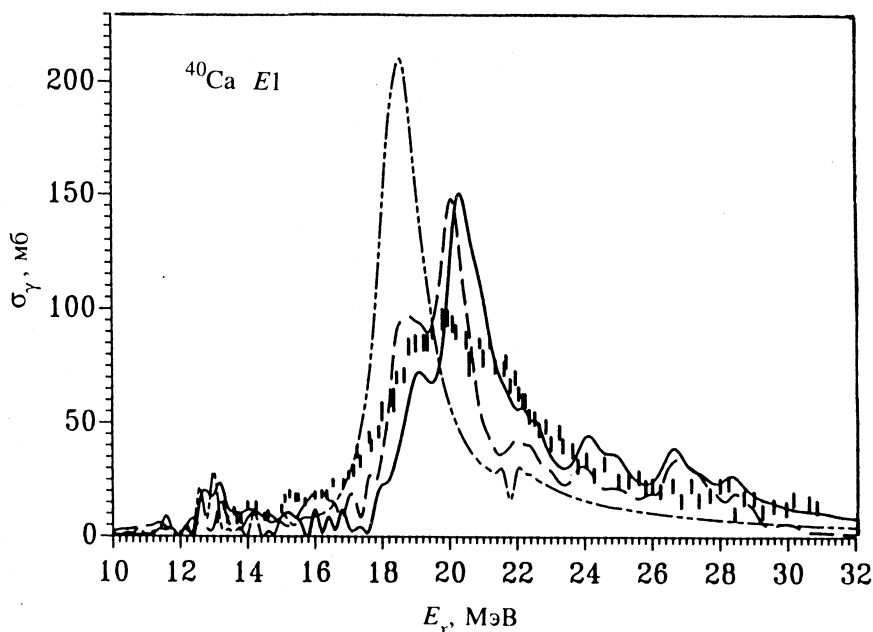


Рис.6. Сечение $E1$ -фотопоглощения для ядра ^{40}Ca . Штрихпунктирная кривая — расчет в рамках RPA с континуумом. Штриховая и сплошная кривые — расчет в МХРД без учета и с учетом континуума соответственно (GSC2-корреляции учтены). Экспериментальные данные взяты из работы [51]

Энергетические интервалы $\Delta E = (E_{\min} - E_{\max})$ приведены в табл.1,2, где также даны интегральные сечения фотопоглощения σ_0 и моменты σ_{-1} (для $E1$ -резонанса). Для $E1$ -резонанса σ_0 сравниваются с «классическим» дипольным правилом сумм Томаса — Райхе — Куна

$$\sigma_0^{cl} = \int_0^{\infty} \sigma_{E1}(E) dE = 60 \frac{NZ}{A} (\text{мб} \cdot \text{МэВ}). \quad (82)$$

Сравнение расчета с экспериментом и анализ наших результатов позволили сделать следующие выводы для $E1$ -резонансов:

— RPA-расчеты с учетом континуума плохо согласуются с экспериментом для всех рассмотренных ядер. Исключение составляют только результаты для центра резонанса $\bar{E}$ в ядре ^{40}Ca и моментов σ_{-1} в ядрах $^{40,48}\text{Ca}$.

— Включение в расчет сложных $1p1h \otimes$ фонон-конфигураций и одночастичного континуума значительно улучшает описание профиля резонанса и всех наблюдаемых интегральных характеристик резонанса.

— Как видно из табл.1, учет GSC2 довольно слабо изменяет интегральное сечение $E1$ -фотопоглощения в ядре ^{56}Ni , но приводит к заметному отличию $\bar{E}$, Γ , σ_{max} и σ_{-1} по сравнению с расчетом, где эти корреляции не учитываются. Это же должно иметь место и для других рассмотренных ядер.

— Как и следовало ожидать, влияние одночастичного континуума на форму резонанса и его интегральные характеристики является наиболее существенным для легких ядер, в особенности для ядра ^{48}Ca . Однако и для ядра ^{208}Pb этот эффект не является малым. Учет континуума приводит к увеличению на 8% ширины резонанса Γ и интегрального сечения фотопоглощения σ_0 , приближая их к экспериментальным значениям.

— Наиболее важным результатом является удовлетворительное описание полных ширин резонанса Γ . МХРД-расчеты недооценивают Γ только на 14%, 11,7% и 4,4% для ядер $^{40,48}\text{Ca}$ и ^{208}Pb соответственно.

— Предсказанные для радиоактивного ядра ^{56}Ni интегральные характеристики $E1$ -резонанса, включая среднюю энергию $\bar{E}$, в целом удовлетворяют известным систематикам этих параметров для стабильных ядер [54].

Как видно из табл.2, результаты RPA- и МХРД-расчетов для изовекторного $E2$ -резонанса в ядрах ^{40}Ca и ^{208}Pb оказываются довольно близкими и достаточно хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными. В особенности это касается полной ширины резонанса и сечения в максимуме σ_0 для ядра ^{208}Pb . Если, однако, ориентироваться на экспериментальные данные для ядра ^{208}Pb из работы [56], полученные с использованием техники сильно поляризованных меченых фотонов и, вероятно, являющиеся наиболее точными по сравнению с другими экспериментальными данными, приведенными в табл.2, то наши расчеты на 2 МэВ переоценивают среднюю энергию резонанса. Отметим, что для согласования этой энергии с экспериментом требуется лишь небольшое, примерно на 7% по сравнению с (78), уменьшение изовекторной f' -амплитуды эффективного ph -взаимодействия.

Изоскалярные $E2$ - и $E0$ -резонансы в ядрах ^{40}Ca , ^{56}Ni и ^{208}Pb . Исследование свойств изоскалярных $E0$ -резонансов имеет особый интерес, так как оно позволяет получить информацию относительно модулей сжатия конечных ядер и ядерной материи, знание которых важно как для физики тяжелых ионов, так и для астрофизики [59].

Экспериментальная информация об этом резонансе часто является весьма фрагментарной и неопределенной, в особенности для ядер с атомными

Таблица 1. Интегральные характеристики изовекторного $E1$ -резонанса. В МХРД-расчетах для $^{40,48}\text{Ca}$ и ^{208}Pb GSC2-корреляции учтены. Все расчеты для ^{56}Ni выполнены с учетом континуума. E , ΔE и Γ даны в МэВ, σ_{max} и σ_{-1} — в мб, σ_0 и σ_0^{cl} — в мб·МэВ

	σ_{max}	$\bar{E}$, МэВ	Γ	σ_0 , мб·МэВ	σ_{-1} , мб
^{40}Ca , $\sigma_0^{\text{cl}} = 600$, $\Delta E = (10 - 32)$					
RPA(cont+)	210,0	19,3	1,9	586,3	30,26
МХРД(cont-)	114,0	20,5	3,7	589,7	28,83
МХРД(cont+)	111,0	21,2	4,3	651,8	30,89
Эксперимент [51]	95,0	20,0	5,0	637,7	31,82
^{48}Ca , $\sigma_0^{\text{cl}} = 700$, $\Delta E = (10 - 32)$					
RPA(cont+)	150,0	16,0	3,3	652,5	42,66
МХРД(cont-)	118,7	19,0	4,5	696,9	38,34
МХРД(cont+)	101,3	19,6	6,3	756,5	41,60
Эксперимент [52]	102,7	19,6	7,1	836,6	43,37
^{208}Pb , $\sigma_0^{\text{cl}} = 2980$, $\Delta E = (6 - 20)$					
RPA(cont+)	945,0	12,2	2,0	2709,0	222,60
МХРД(cont-)	657,0	13,0	3,6	3110,0	243,70
МХРД(cont+)	680,0	13,8	3,9	3367,0	251,50
Эксперимент [53]	640,0	13,42	4,05	3306,8	253,77
^{56}Ni , $\sigma_0^{\text{cl}} = 840$, $\Delta E = (5 - 30)$					
RPA	211,0	18,5	3,1	873,4	44,83
МХРД	170,0	18,7	4,0	908,2	46,12
МХРД(GSC2)	140,0	18,2	4,9	916,0	47,80

массами $A < 100$ [59]. Только для некоторых из них установлены отдельные $E0$ -структуры, характеризующиеся относительно большими суммарными значениями процента истощивания энергетически взвешенного правила сумм (EWSR). В результате из анализа этих данных практически невозможно установить значения модулей сжатия, поскольку они непосредственно определяются через среднюю энергию резонанса. Одной из основных причин указанной неопределенности экспериментальных данных являются известные трудности мультипольной декомпозиции различных участков

Таблица 2. Интегральные характеристики изовекторного $E2$ -резонанса. В МХРД-расчетах GSC2-корреляции не учитывались. $\bar{E}$, ΔE и Γ даны в МэВ, $\sigma_{\max}$ и σ_{-1} — в мб, σ_0 и σ_0^{cl} — в мб·МэВ

	^{40}Ca , $\Delta E = (10 - 50)$			^{208}Pb , $\Delta E = (17,5 - 35)$			
	$\bar{E}$	Γ	σ_0	$\sigma_{\max}$	$\bar{E}$	Γ	σ_0
RPA(cont+)	32,8	8,5	37,7	31,6	21,9	4,5	183,0
МХРД(cont+)	31,8	7,0	32,0	28,1	22,4	5,5	192,1
Эксперимент	32,5±1,5 (а)			31,0	20,2±0,5	5,5±0,5	203,0 (б)
					22,6±0,4	6,0±2,0	
					23,5±1,5	(в)	
					(г)		

Экспериментальные данные взяты из работ: (а) — [55], (б) — [56], (в) — [57], (г) — [58].

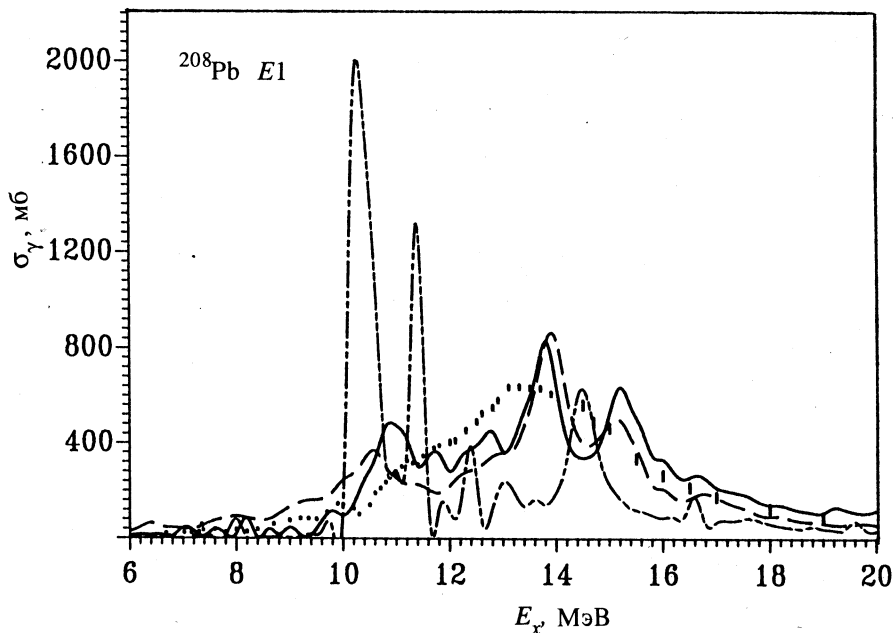


Рис.7. То же, что на рис.6, но для ^{208}Pb . Экспериментальные данные взяты из работы [53]

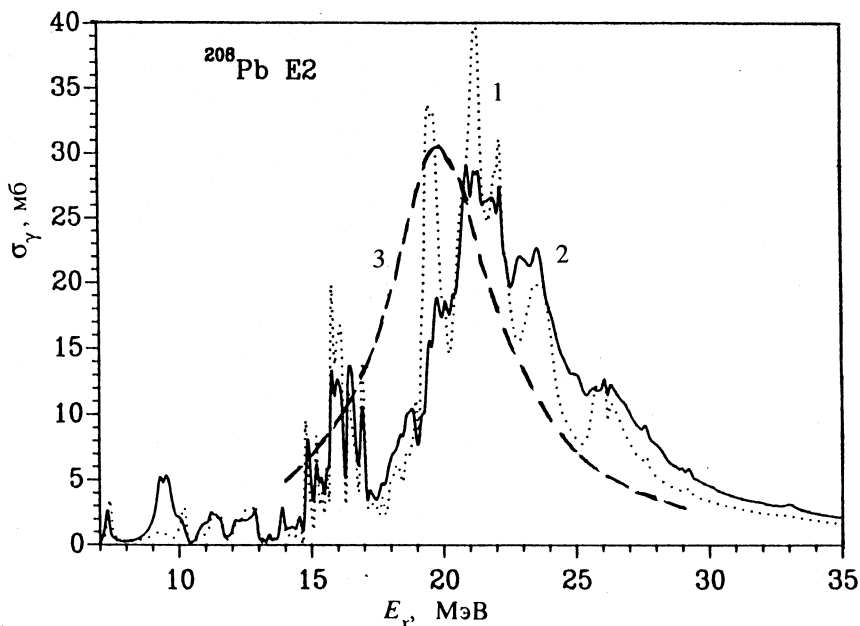


Рис.8. Сечение $E2$ -фотопоглощения для ядра ^{208}Pb , рассчитанное в RPA (кривая 1) и МХРД с учетом континуума (кривая 2) (GSC2-корреляции не учитывались). Экспериментальные данные (кривая 3) взяты из работы [56]

экспериментальных спектров. Как правило, при этом используются одни и те же феноменологические коллективные формфакторы [59,60], не учитывающие их возможные специфические особенности, отвечающие отдельным фрагментам ГМР. В связи с этим особое значение приобретает последовательно микроскопический анализ экспериментальных данных в рамках подходов, которые учитывают эту специфику.

Выполненные нами расчеты $E0$ -резонанса для ядер ^{40}Ca , ^{56}Ni и ^{208}Pb [31,32] выявили главную и общую для этих ядер особенность — сильное влияние GSC2 на фрагментацию $E0$ -резонанса, что приводит, в частности, к появлению низкоэнергетических ($E < 10$ МэВ) структур. Наиболее сильный эффект был получен для ядра ^{40}Ca . Имеющиеся экспериментальные данные для ядер ^{40}Ca и ^{208}Pb [61,62] подтверждают наличие большого числа низколежащих $E0$ -состояний, но не указывают их интенсивности. Рассчитанные для ядра ^{208}Pb значения ширины резонанса $\Gamma = 2,3$ МэВ и $56,4\%$ EWSR($E0$) в области энергий $E = 11,6 + 16,4$ МэВ достаточно хорошо согласуются с экспериментом: $\Gamma = (2,4 \pm 0,3)$ МэВ и $(47 \pm 19)\%$ EWSR($E0$) [63,64].

В работе [33] были продолжены исследования влияния GSC2 на свойства $E2$ - и $E0$ -резонансов в ядре ^{40}Ca . Необходимость совместного рассмотрения этих резонансов связана с тем, что в этой работе были проанализированы результаты e, e' -эксперимента [65], в котором вклады $E2$ - и $E0$ -мультиполей в наблюдаемые сечения принципиально не разделимы. Для сравнения с экспериментом суммарная $E2 + E0$ силовая функция была рассчитана по формуле

$$\frac{dB(E2 + E0)}{dE} = \frac{dB(E2)}{dE} + \frac{25}{16\pi} \frac{dB(E0)}{dE}. \quad (83)$$

Основные результаты расчетов представлены на рис.9—11 и в табл.3, где приведены также прогнозируемые результаты для ядра ^{56}Ni . Данные в таблице проценты исчерпывания электромагнитного EWSR на различных энергетических интервалах рассчитаны с использованием формул [60]:

$$EWSR_{EM}(E0) = \frac{2\hbar^2}{m_p} Z \langle r^2 \rangle_p, \quad EWSR_{EM}(E2) = \frac{50\hbar^2}{8\pi m_p} Z \langle r^2 \rangle_p.$$

Из анализа представленных результатов можно сделать следующие выводы:

— RPA-расчеты $E2$ - и $E0$ -резонансов не позволяют описать наблюдаемую в эксперименте сильную фрагментацию суммарной силы $E2 + E0$ -возбуждений в области энергий $E = 10 + 20,5$ МэВ. МХРД-расчеты без учета GSC2 улучшают согласие с экспериментом, однако только учет этих корреляций позволяет хорошо описать как энергии основных фрагментов силовой функции — 12, 14 и 17 МэВ, так и соответствующие им абсолютные значения силы переходов. Полученная в расчетах величина исчерпывания $EWSR_{EM}(E2 + E0) = 8436 e^2 \cdot \text{фм}^4 \cdot \text{МэВ}$ для этого интервала (23% этой величины обязано вкладу $E0$ -резонанса) хорошо согласуется с экспериментальным значением $(7899 \pm 1580) e^2 \cdot \text{фм}^4 \cdot \text{МэВ}$.

— Полное исчерпывание $E2$ и $E0$ EWSR достигается только на большом энергетическом интервале $E = 5 + 45$ МэВ, в этом случае GSC2 приводит к увеличению EWSR в среднем на 5% по сравнению с RPA- и МХРД-расчетами, в которых эти корреляции не учитываются. Однако в экспериментально исследованном интервале исчерпывание EWSR составляет только 23% и 40% для $E0$ - и $E2$ -резонансов соответственно. Таким образом, основная сила резонансов сосредоточена в области энергий $E > 20,5$ МэВ. Следует учесть, что приведенные в табл.3 результаты относятся к полной электромагнитной силе резонансов. Для их изоскалярных составляющих исчерпывание IS-EWSR_{EM} иное — 50% и 60%. С использованием формулы, подобной (83), рассчитанное суммарное значение IS-EWSR_{EM}($E2 + E0$) = 85%

хорошо согласуется с экспериментом [65], в котором получено $(80 \pm 16)\%$. Отметим также, что рассчитанное значение $IS-EWSR_{EM}(E0) = 23\%$ в интервале $E = 10,5 \div 15,7$ МэВ очень хорошо соответствует величине $(23 \pm 5)\%$, установленной из анализа (α, α') -эксперимента [63].

— Влияние GSC2 на фрагментацию резонансов в ядре ^{56}Ni хотя и имеет свои специфические черты, однако является столь же сильным, что и для ядра ^{40}Ca .

M1-резонанс в ядрах ^{208}Pb , ^{56}Ni и ^{100}Sn . Для рассмотренных ядер в нейтронной и протонной подсистемах имеется по паре спин-орбитальных партнеров, образующих $1p1h$ -базис для формирования в RPA изоскалярной (IS) и изовекторной (IV) частей $M1$ -резонанса, которые разделены по

Таблица 3. Исчерпывание $EWSR_{EM}$ (в % от $EWSR_{EM}$ величин в $e^2 \cdot \text{фм}^4 \cdot \text{МэВ}$) из RPA- и МХРД-расчетов с учетом континуума

^{40}Ca , $E0$, $EWSR_{EM} = 16500$				
$E_{\min} - E_{\max}$, МэВ	10–16	10–20,5	5–30	5–45
RPA	34,1	49,1	66,6	100,9
МХРД	14,3	29,0	55,3	101,6
МХРД(GSC2)	12,0	22,6	52,5	106,2
^{40}Ca , $E2$, $EWSR_{EM} = 16412$				
RPA	4,5	45,5	72,0	101,0
МХРД	13,6	43,3	71,0	100,9
МХРД(GSC2)	17,2	40,1	64,6	105,8
^{56}Ni , $E0$, $EWSR_{EM} = 31682$				
RPA	4,2	33,2	54,2	101,1
МХРД	4,3	28,3	52,0	101,4
МХРД(GSC2)	7,0	30,4	58,8	106,2
^{56}Ni , $E2$, $EWSR_{EM} = 31514$				
RPA	14,2	33,7	70,4	99,5
МХРД	12,5	28,8	63,5	100,2
МХРД(GSC2)	12,0	29,5	62,0	104,6

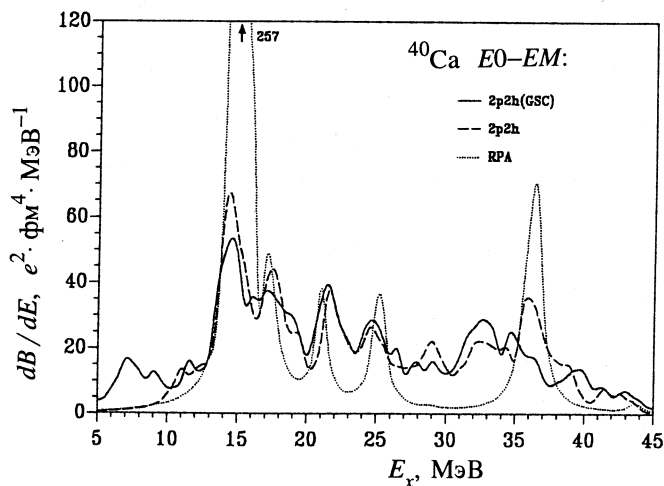


Рис.9. Силовая функция $E0$ -возбуждений для рассеяния электронов на ^{40}Ca . Точечная кривая — расчет в рамках RPA. Штриховая и сплошная кривые — МХРД-расчет без учета и с учетом GSC2-корреляций соответственно. Во всех расчетах континуум учитывался

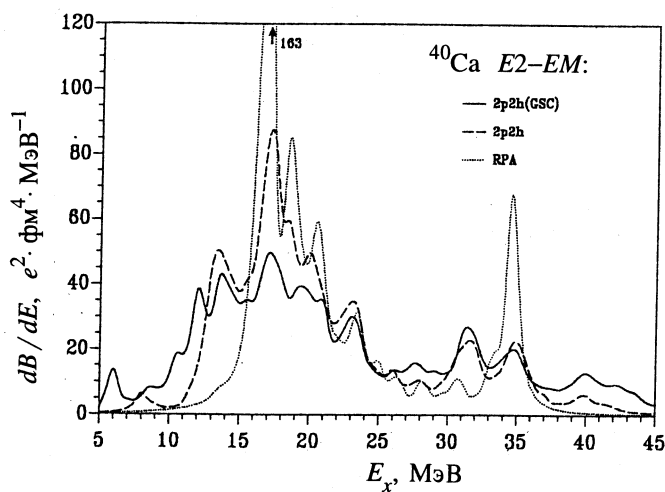


Рис.10. То же, что на рис.9, но для $E0$ -возбуждений в ядре ^{40}Ca

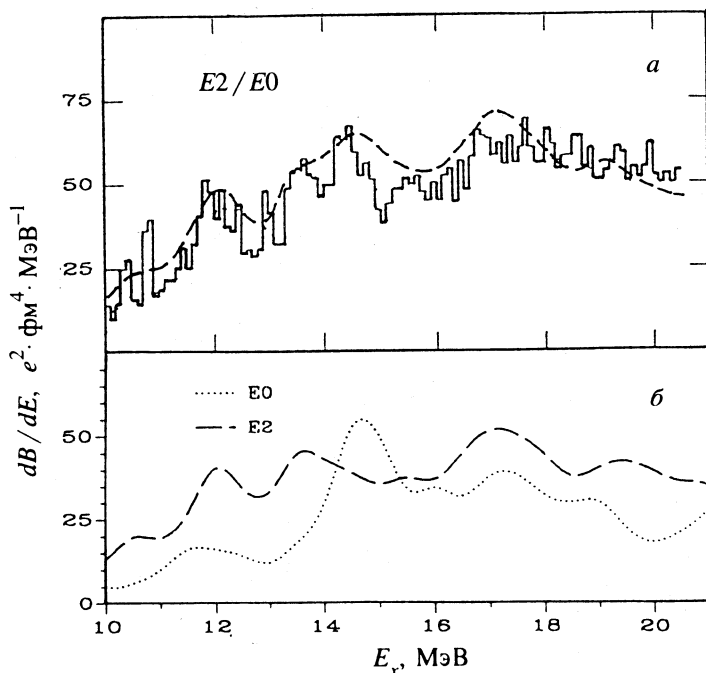


Рис.11. а) Суммарная ($E2 + E0$) силовая функция для рассеяния электронов на ядре ^{40}Ca , рассчитанная в МХРД с учетом континуума и GSC2-корреляций (штриховая кривая); гистограмма — экспериментальные данные из работы [65]. Теоретическая кривая получена с использованием соотношения (80). б) Теоретические $E2$ (штриховая кривая) и $E0$ (точечная кривая) составляющие полной силовой функции, представленной на рис.11,а

энергии на 2—3 МэВ (см. рис.12—14). Средние энергии этих резонансов, приведенные в табл.4, рассчитывались по формуле

$$\bar{E} = \frac{\sum_i E_i B_i(M1)}{\sum_i B_i(M1)} \quad (84)$$

В свою очередь, суммарные вероятности переходов для IS и IV M1-резонансов находились интегрированием силовых функций для соответствующих энергетических интервалов. В расчете использовалась известная из ТКФС [35] параметризация локального магнитного заряда.

Таблица 4. Интегральные характеристики M1-резонанса из RPA- и МХРД-расчетов с учетом континуума. В расчетах для ядра ^{100}Sn GSC2 не учитывались

	$\bar{E}_{IS}$, МэВ	$B(M1)-IS$, μ_0^2	$\bar{E}_{IV}$, МэВ	$B(M1)-IV$, μ_0^2	$\sum B(M1)$, μ_0^2
^{208}Pb (5–15,5) ^{a)}					
RPA	5,63	0,49	7,97	18,16	19,96
МХРД	5,72	0,84	7,66	11,87	19,09
МХРД(GSC2)	5,72	0,84	7,74	11,57	22,60
Эксперимент [66]	5,85 6,24	1,9 ^{+0,7} _{-0,4}	7,30	15,60 (6,7–8,4) ^{б)}	
^{56}Ni (5,5–15)					
RPA	6,56	0,31	10,12	11,31	11,43
МХРД	6,70	0,24	9,93	4,80	10,62
МХРД(GSC2)	6,70	0,24	10,02	5,50	11,68
^{100}Sn (6,0–13)					
RPA	6,80	1,50	10,15	14,10	15,60
МХРД ^{в)}	6,50	0,30	9,77	6,60	
	6,78	1,40	10,50	3,20	15,80

а) $E_{\min} + E_{\max}$ — интервал, для которого рассчитывалась суммарная вероятность переходов $B(M1)$.

б) Экспериментальный интервал энергий, соответствующий $\sum B(M1)_{\text{ex}}$.

в) Две строки МХРД-расчета относятся к фрагментам резонансов (см. текст).

Из представленных на рис.12—14 и в табл.4 результатов можно сделать следующие выводы:

— RPA и МХРД-расчеты достаточно хорошо согласуются между собой в описании средних энергий резонансов $\bar{E}_{IS}$ и $\bar{E}_{IV}$ и полных вероятностей $\sum B(M1)$. Однако включение в расчет сложных $1p1h \otimes$ фонон-конфигураций приводит к существенному по сравнению с RPA подавлению силы IV M1-резонанса и отщеплению большей доли $\sum B(M1)$ в область энергий $E > \bar{E}_{IV}$. Учет GSC2-корреляций сказывается в дополнительном перераспределении полной вероятности M1-переходов.

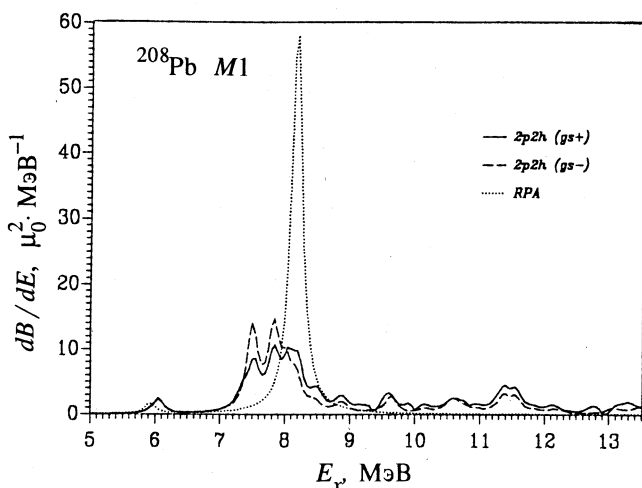
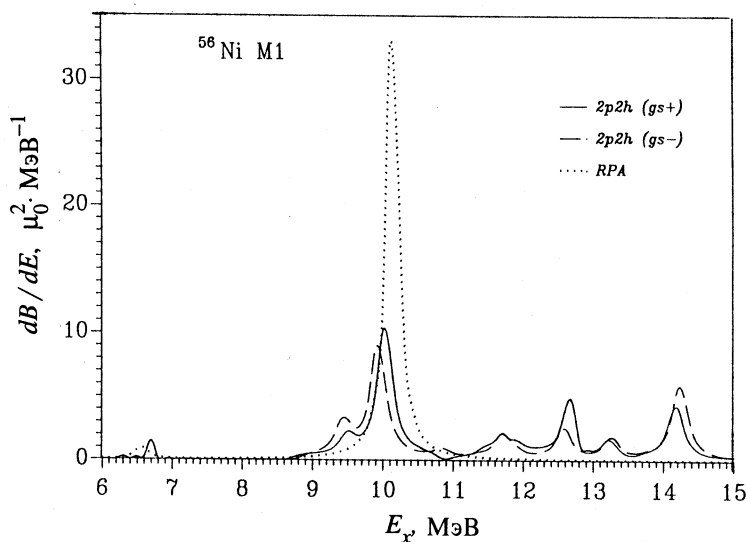
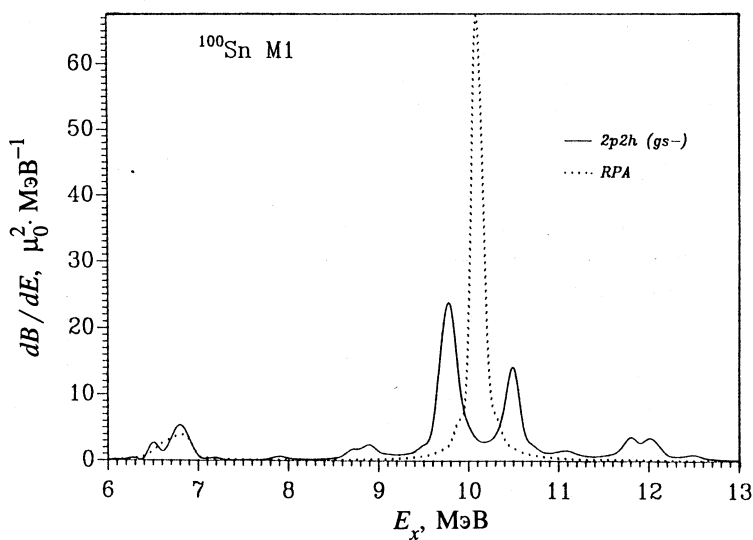


Рис.12. Силовая функция $M1$ -возбуждений в ядре ^{208}Pb . Расчет в рамках RPA — точечная кривая, МХРД — результаты без учета (штриховая кривая) и с учетом (сплошная кривая) GSC2-корреляций. Во всех расчетах континуум учитывался

— Полученная в МХРД-расчетах полная ширина IV $M1$ -резонанса в ядре ^{208}Pb ($\Gamma = 1$ МэВ) согласуется с экспериментом, однако вероятность $B(M1)$ IV = $11,57 \mu_0^2$ на 25% меньше экспериментального значения. С другой стороны, средняя энергия резонанса оказалась на 400 кэВ выше по сравнению с экспериментом. Вероятно, использование в расчетах эффективного взаимодействия с учетом π -мезонного обмена [35] приведет к лучшему описанию экспериментальных данных. Большой интерес представляют экспериментальные исследования $M1$ -возбуждений в области энергий $E > 8,4$ МэВ, где, согласно расчетам, сосредоточено 45% $\sum B(M1)$.

— Как видно из рис.12—14, наибольший эффект фрагментации IV $M1$ -резонанса, связанный с включением в расчет сложных конфигураций, получен для ядер ^{208}Pb и ^{100}Sn . Так же, как и в ядре ^{48}Ca [30], в ядре ^{56}Ni этот резонанс практически не фрагментирован. В нейтронно-дефицитном ядре ^{100}Sn из-за специфических особенностей одночастичного протонного спектра (энергия связи $B_p = 2,9$ МэВ) сильно расщеплены как изовекторная, так и изоскалярная компоненты резонанса.


 Рис.13. То же, что и на рис.12, но для ядра ^{56}Ni

 Рис. 14. То же, что и на рис.12, но для ядра ^{100}Sn . МХРД-расчеты выполнены без учета GSC2-корреляций

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре изложен микроскопический подход к анализу возбужденных состояний магических ядер до энергии возбуждения $30 \div 40$ МэВ, применимый прежде всего для расчетов гигантских резонансов. По сравнению с RPA, в развитом подходе дополнительно учтены: 1) одночастичный непрерывный спектр, 2) конфигурации типа $1p1h \otimes$ фонон, 3) корреляции в основном состоянии, обусловленные этими конфигурациями. Теория численно реализована для ГМР в стабильных и нестабильных дважды магических ядрах с использованием несепарабельного взаимодействия Ландау — Мигдала.

Во всех расчетах было получено разумное согласие с экспериментальными данными для интегральных характеристик ГМР, в том числе для полных шириин резонансов. Достаточно хорошо объясняется тонкая структура изоскалярного $E2$ -резонанса в ^{208}Pb [31] и гросс-структура $E2$ - и $E0$ -резонансов, наблюдаемая в реакциях на ядре ^{40}Ca при энергиях возбуждения $10 \div 20$ МэВ [33]. В большинстве случаев учет сложных конфигураций существенно изменяет результаты по сравнению с RPA, как правило, в сторону улучшения согласия с экспериментом. Последнее справедливо и для вклада континуума.

Развитый подход достаточно последовательно учитывает корреляции в основном состоянии, обусловленные $1p1h \otimes$ фонон-конфигурациями. Показано, что эти корреляции необходимо учитывать для объяснения эксперимента, иногда они играют определяющую роль в объяснении наблюдаемого эффекта.

Эти успехи применения подхода, в котором учитываются все три известных механизма формирования ГМР, позволяют надеяться, что подходы подобного рода могут претендовать также на объяснение низколежащих резонансоподобных структур в сечениях (ранее это обсуждалось в рамках квазичастично-фононной модели [20]), многочисленных результатов экспериментов на совпадение и, возможно, тонкой структуры ГМР. Эти вопросы в настоящее время, по-видимому, являются наиболее актуальными в физике ГМР для холодных ядер. К сожалению, развитие теории здесь заметно отстает от современного эксперимента. Естественными направлениями улучшения и развития рассмотренного здесь подхода являются следующие:

1. Более тщательный анализ эффектов, которые имитируются параметром усреднения, поскольку практически оказывается, что МХРД, как и большинство других вариантов микроскопического подхода, объясняет полную наблюдаемую ширину резонанса только при использовании этого параметра.

2. Учет согласования между потенциалом среднего поля и эффективным частично-дырочным взаимодействием. В настоящее время не существует последовательных согласованных подходов с учетом сложных конфигураций. Известные методы согласования в действительности обеспечивают его лишь в пределах RPA.

3. Обобщение нашего подхода на немагические ядра.

4. Более подробное изучение эффектов корреляций в основном состоянии, обусловленных сложными конфигурациями.

Авторы благодарны Е.В.Литвиновой за большую помощь в подготовке рукописи.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17250).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Speth J. (ed.) — Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei. Singapore: World Scientific, 1991.
2. Drożdż S., Nishizaki S., Speth J., Wambach J. — Phys. Rep., 1990, v.197, p.1.
3. Камерджиев С.П. — Электромагнитные взаимодействия ядер при низких и средних энергиях. Труды 4-го семинара. М.: Наука, 1979, с.93.
4. Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель В.А. — Препринт ИАЭ-2580, 1976.
5. Shlomo S., Bertsch G. — Nucl. Phys., 1975, v.A243, p.507.
6. Buballa M., Gattone A., De Haro R. et al. — Nucl. Phys., 1990, v.A517, p.61.
7. Nguyen Van Giai, Bortignon P.F., Bracco A., Broglia R.A. — Phys. Lett., 1989, v.233, p.1;
8. Nguyen Van Giai, Stoyanov Ch. — Phys. Lett., 1990, v.B252, p.9.
9. Соловьев В.Г. — Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
10. Sawicki J. — Phys. Rev., 1962, v.126, p.2231.
11. Takayanagi K., Shimizu K., Arima A. — Nucl. Phys., 1988, v.A477, p.205; 1988, v.A481, p.313.
12. Adachi S., Lipparini E. — Nucl. Phys., 1988, v.A489, p.445.
13. Bertsch G.F., Bortignon P.F., Broglia R.A., Dasso C.H. — Phys. Lett., 1979, v.B80, p.161.
14. Bortignon P.F., Broglia R.A. — Nucl. Phys., 1981, vol.A371, p.405.
15. Камерджиев С.П. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.532; ЯФ, 1983, т.38, с.316.
16. Камерджиев С.П., Целяев В.И. — ЯФ, 1986, т.44, с.336.
17. Kamerdzhiyev S.P., Tkachev V.N. — Z. Phys., 1989, v.A334, p.19.
18. Kamerdzhiyev S., Speth J., Tertychny G., Tselyaev V. — Nucl. Phys., 1993, v.A555, p.90.
19. Целяев В.И. — ЯФ, 1989, т.50, с.1252.
20. Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudachin V.G. — Phys. Rep., 1986, v.136, p.229.
21. Беляев С.Н., Васильев О.В., Воронов В.В. и др. — ЯФ, 1992, т.55, с.289; ЭЧАЯ, 1992, т.23, с.1537.
22. Долбилкин Б. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1991, т.55, с.967.
23. Hofstee M.A., van der Werf S.Y. et al. — Nucl. Phys., 1995, v.A588, p.729.
24. Adachi S., Yoshida S. — Nucl. Phys., 1987, v.A462, p.61.
25. Migli E., Drożdż S., Speth J., Wambach J. — Z. Phys., 1991, v.A340, p.111.
26. Colo G., Bortignon P.F., Nguyen Van Giai et al. — Phys. Lett., 1992, v.B276, p.279.
27. Colo G., Nguyen Van Giai, Bortignon P.F. et al. — Phys. Rev., 1994, v.C50, p.1496.
28. Камерджиев С.П., Тertychny Г.Я. — Письма в ЖЭТФ, 1991, т.53, с.393.
29. Kamerdzhiyev S., Tertychny G., Unkelbach W. — Phys. Lett., 1992, v.B287, p.293.
30. Kamerdzhiyev S., Speth J., Tertychny G. — Variations on Nuclear Themes. Eds. C.M.Class and L.Cohen. World Scientific, 1994, p.103.
31. Kamerdzhiyev S., Speth J., Tertychny G., Wambach J. — Z. Phys., 1993, v.A346, p.253.

31. Kamerdzhiev S., Tertychny G., Speth J. — Nucl. Phys., 1994, v.A569, p.313c.
32. Kamerdzhiev S., Speth J., Tertychny G., Wambach J. — Nucl. Phys., 1994, v.A577, p.641.
33. Kamerdzhiev S., Speth J., Tertychny G. — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.3943.
34. Kamerdzhiev S., Speth J. — Nucl. Phys., 1996, v.A599, p.373c.
35. Мигдал А.Б. — Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
36. Камерджиев С.П., Целяев В.И. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1991, т.55, с.49.
37. Целяев В.И. — Изв. АН, сер. физ., 1993, т.57, №10, с.34.
38. Ethofer S. — Z. Phys., 1969, v.225, p.353.
39. Speth J., Werner E., Wild W. — Phys. Rep., 1977, v.33, p.127.
40. Bortignon P.F., Broglia R.A., Bes D.R., Liotta R. — Phys. Rep., 1977, v.30, p.305.
41. Соловьев В.Г. — Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
42. Владимиров В.С. — Уравнения математической физики. М.: Наука, 1981.
43. Бор О., Моттelson Б. — Структура атомного ядра. М.: Мир, 1977, т.2.
44. Paar V. — Phys. Lett., 1976, v.B60, p.232.
45. Karadjov D., Voronov V.V., Catara F. — Phys. Lett., 1993, v.B306, p.197.
46. Камерджиев С.П., Ткачев В.Н. — ЯФ, 1986, т.43, с.1426.
47. Платонов А.П., Саперштейн Э.Е. — ЯФ, 1987, т.46, с.437.
48. Чепурнов В.А. — ЯФ, 1967, т.6, с.955.
49. Смирнов А.В., Толоконников С.В., Фаязов Р.Ф., Фаянс С.А. — Препринт ИАЭ-4281/2, 1986; ЯФ, 1988, т.48, с.1661.
50. Борзов И.Н., Толоконников С.В., Фаянс С.А. — ЯФ, 1984, т.40, с.1151.
51. Ahrens J., Borchert H., Czock K.H. et al. — Nucl. Phys., 1975, v.A251, с.479.
52. O'Keefe G.J., Thompson M.N., Assafiri Y.I. et al. — Nucl. Phys., 1987, v.A469, p.239.
53. Veyssiere A., Beil H., Bergere R. et al. — Nucl. Phys., 1970, v.A159, p.561.
54. Berman B.L., Fultz S.C. — Rev. Mod. Phys., 1975, v.47, p.713.
55. Bergqvist I., Zorro R., Hakansson A. et al. — Nucl. Phys., 1984, v.A419, p.509.
56. Dale D.S., Laszewski R.M., Alarcon R. — Phys. Rev. Lett., 1992, v.68, p.3507.
57. Bertrand F.E., Beene J.R. — Proc. 1989 Intern. Nuclear Physics Conf. Ed. M.S.Hussein. Singapore: World Scientific, 1990, v.2, p.397.
58. Murakami T., Halpern I., Storm D.W. et al. — Phys. Rev., 1987, C.35, p.479.
59. Van der Woude A. — In: [1], p.99.
60. Satchler G.R. — Direct Nuclear Reactions. Oxford: Clarendon Press, 1983.
61. Endt P.M. — Nucl. Phys., 1990, v.A521, p.624.
62. Martin M.J. — Nucl. Data Sheets, 1986, v.47, p.797.
63. Brandenburg S., Borghols W.T.A., Drentje A.G. et al. — Nucl. Phys., 1987, v.A466, p.29.
64. Yamagata T., Kishimoto S., Yuasa K. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.A381, p.277.
65. Diesener H., Helm U., Herbert G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.1994; von Neumann-Cosel P. — In: Proc. of the IV Intern. Conf. on Selected Topics in Nuclear Structure. Dubna, 1994.
66. Laszewski R.M., Alarcon R., Dale D.S., Hoblit S.D. — Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p.1710.

ТЕОРИЯ ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ФРАГМЕНТАЦИИ И ЗАПАЗДЫВАНИЯ

С.Г.Кадменский

Воронежский государственный университет, Воронеж

В обзоре продемонстрирована неприменимость теории ферми-жидкости Ландау — Мигдала для фононных областей спектров возбуждений жидкого ^3He , электронов в твердых телах и атомных ядер. Построено правило сумм для одночастичной силовой функции ферми-систем. Сделан вывод о совпадении самосогласованного поля с обобщенным хартри-фоковским потенциалом ферми-систем. Найдена связь самосогласованного потенциала с оболочечным и оптическим потенциалами фермионов. Развита нелинейная схема расчетов статических и динамических характеристик ферми-систем с последовательным учетом эффектов фрагментации и запаздывания. Показана определяющая роль взаимодействия нуклонов с коллективными поверхностными колебаниями для описания статических и динамических характеристик атомных ядер, включая сверхтекучие эффекты. На основе реалистических нуклон-нуклонных сил рассчитаны характеристики действительных частей оптических потенциалов нуклонов. Обобщена схема расчета оптических фолдинг-потенциалов для составных частиц.

Inapplicability of Landau–Migdal Fermi–liquid theory for phonon spectrum regions of excitation of liquid ^3He , electrons in solid states, and atomic nuclei is demonstrated. Sum rule for one-particle strength-function of Fermi-system is constructed. The conclusion about the coincidence of selfconditional field and generalized Hartree-Fock potential for Fermi-systems is done. The connection between fermion selfconditional, shell-model and optical potentials is found. The nonlinear calculation scheme of static and dynamic characteristics for Fermi-system is developed taking into account consecutively the fragmentation and retardation effects. The important role of nucleon-phonon interactions for description of nucleus qualities is demonstrated, including the superfluidity effects. On the base of realistic nucleon-nucleon forces the qualities of the real part of nucleon optical potential are described. The folding-potential scheme is generalized for the real part of compound particle optical potentials.

ВВЕДЕНИЕ

Теория ферми-жидкости, построенная Ландау [1,2] для непрерывных и однородных и развитая в дальнейшем Мигдалом для конечных ферми-систем [3], претендует на описание свойств таких, казалось бы, совершенно разных систем, как жидкий He, многоэлектронные атомы, твердые тела, атомные ядра и нейтронные звезды, в области достаточно низких энергий возбуждения этих систем (низких температур). Вклад этой теории в понимание физических свойств ферми-систем неоспорим.

Однако к настоящему времени накопилось достаточное количество фактов, свидетельствующих о неприменимости теории ферми-жидкости даже для сравнительно низкоэнергетической части спектра возбуждений ряда ферми-систем.

Основное понятие данной теории — фермионная квазичастица, рассматриваемая как квант элементарного возбуждения ферми-системы [1]. Условие применимости понятия квазичастицы состоит в том, что энергия E_λ квазичастицы с квантовыми числами λ , отсчитанная от химического потенциала системы μ , должна быть гораздо больше ширины Γ_λ затухания квазичастицы: $|E_\lambda - \mu| \gg \Gamma_\lambda$. Для непрерывных ферми-систем в случае нулевой температуры ($T=0$) это затухание целиком связано с возможностью распада квазичастицы на несколько квазичастиц, а при $T \neq 0$ и с вероятностью изменения состояния квазичастицы за счет ее столкновения с другими квазичастицами. В то же время для конечных ферми-систем, спектр возбуждения которых вблизи поверхности Ферми имеет дискретный характер, при энергиях квазичастиц, меньших энергии порога вылета частицы из системы, затухание отсутствует, поскольку не выполняется требуемый для распада квазичастицы на несколько квазичастиц закон сохранения энергии. В этом случае происходит процесс фрагментации квазичастицы, связанный с распределением одноквазичастичного состояния по более сложным состояниям системы, содержащим многоквазичастичные компоненты (3, 5 и т.д.). Тогда величина Γ_λ , которая в бесконечных ферми-системах трактуется как ширина затухания квазичастицы, может рассматриваться как «спрэддовая» ширина, характеризующая степень разброса одночастичной силы по реальным состояниям конечной ферми-системы.

Соотношение $|E_\lambda - \mu| \gg \Gamma_\lambda$ оказывается справедливым в ряде ферми-жидкостей для низкоэнергетической области спектра возбуждений и, соответственно, низких температур T . Однако ряд объектов выпадает из этого правила, причем ведущая роль в этих отклонениях связана с существованием в ферми-системах коллективных ветвей возбуждения фононного

типа. К таким системам относятся электроны в твердых телах, жидкий ^3He и атомные ядра.

При исследовании затухания электронных квазичастиц в металлах, связанного со взаимодействием электронов с колебаниями кристаллической решетки (квант такого колебания называется фононом), было показано [4], что понятие «квазичастица» может быть использовано в областях $|E_\lambda - \mu| \ll \omega_D$; $|E_\lambda - \mu| \gg \omega_D$, где ω_D — дебаевская частота фононов. В области $|E_\lambda - \mu| \approx \omega_D$, когда энергия возбуждения квазичастицы соизмерима с фононными частотами, ширина Γ_λ становится близкой к энергии возбуждения, и понятие о квазичастицах-электронах проводимости теряет смысл.

Подобный случай реализуется и в жидком ^3He при $|E_\lambda - \mu| \approx \omega_0$, где ω_0 — характерная частота нуль-звуковых фононов, когда ширина Γ_λ , связанная с распадом квазичастицы на фонон и квазичастицу, становится соизмеримой с $|E_\lambda - \mu|$. Этот факт отражается в поведении удельной теплоемкости $C_V(T)$ жидкого ^3He , когда при $T > 0,1$ К линейная зависимость, предсказываемая теорией ферми-жидкости [1], меняется на резко нелинейную [5].

Еще более драматическая ситуация наблюдается в атомных ядрах. С точки зрения квантово-полевых методов [2,3] теория ферми-жидкости является справедливой, если в точной одночастичной функции Грина $G_\lambda(\epsilon)$ вблизи поверхности Ферми $\epsilon \approx \mu$ можно выделить полюсный член вида $a_\lambda / \epsilon - E_\lambda$, где величина a_λ , называемая перенормировочной константой, слабо зависит от индекса λ и совпадает с одночастичным спектроскопическим фактором ферми-системы в состоянии с квантовыми числами λ и энергией E_λ . Экспериментальные одноклонные спектроскопические факторы a_λ для атомных ядер типа «маг + 1 нуклон» имеют значения [6] $a_{\lambda_F} \geq 0,7$ для основных состояний этих ядер $E_{\lambda_F} = \mu$ и уменьшаются на несколько порядков из-за влияния эффектов фрагментации при переходе к возбужденным состояниям с $|E_\lambda - \mu| \approx \mu \ll E_F$. Заметные отличия a_λ от единицы начинаются уже практически с основного состояния ядра, поскольку частоты ω_0 коллективных поверхностных колебаний не намного превышают расстояния между соседними одноквазичастичными уровнями с различными значениями λ .

С серьезными проблемами теория ферми-жидкости сталкивается также и при исследовании состояний непрерывного спектра фермионов, которые играют основную роль при анализе упругого рассеяния, реакций и распадов с участием ферми-частиц для конечных ферми-систем.

Успешные попытки выхода за рамки теории ферми-жидкости делались неоднократно (см., например, обзор [5] по анализу свойств различных непрерывных и конечных ферми-систем, обзор [7] по теории ядерной материи и особенно [8,9] по квазичастично-фононной модели атомного ядра, ориентированной на достаточно высокие энергии возбуждений). Исследование условий, ограничивающих применимость теории ферми-жидкости, и обобщение этой теории в направлении последовательного учета эффектов фрагментации и запаздывания проведены в работах [10—22], основные результаты которых легли в основу настоящего обзора.

1. ФРАГМЕНТАЦИЯ ЧАСТИЦ В «ЗАКРЫТОЙ» ФЕРМИ-СИСТЕМЕ

Для исследования проблемы фрагментации квазичастиц в сильно-взаимодействующих ферми-системах рассмотрим свойства точной одно-частичной фермионной функции Грина $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$, которая удовлетворяет уравнению Дайсона [3]:

$$(\epsilon - T(\mathbf{r})) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon) - \int \Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \epsilon) G(\mathbf{r}'', \mathbf{r}', \epsilon) d\mathbf{r}'' = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (1)$$

где $\Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$ — массовый оператор, $T(\mathbf{r})$ — оператор кинетической энергии, под $\mathbf{r}$ понимается набор пространственных, спиновых, а также изоспиновых (в случае нуклонов) координат фермиона, а $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ представляет собой δ -функцию по пространственным переменным и символ Кронекера по спиновым (изоспиновым) переменным. Для непрерывных ферми-систем лемановское разложение для $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$ имеет хорошо известный вид [3]:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon) = \sum_p \frac{\langle N_0 | \Psi(\mathbf{r}) | p \rangle \langle p | \Psi^\dagger(\mathbf{r}') | N_0 \rangle}{\epsilon - \epsilon_p + i\delta} + \sum_{p'} \frac{\langle N_0 | \Psi^\dagger(\mathbf{r}') | p' \rangle \langle p' | \Psi(\mathbf{r}) | N_0 \rangle}{\epsilon - \epsilon_{p'} - i\delta}, \quad (2)$$

где $\Psi(\mathbf{r})(\Psi^+(\mathbf{r}))$ — оператор уничтожения (рождения) частицы: $\epsilon_p = E_p - E_{N_0}$; $E_{p'} = E_{N_0} - E_{p'}$, причем E_{N_0} , $|N_0\rangle$ — энергия и волновая функция основного состояния системы N взаимодействующих частиц; E_p , $E_{p'}$ и $|p\rangle$, $|p'\rangle$ — энергии и волновые функции состояний системы с $(N+1)$ и $(N-1)$ частицами соответственно.

В случае, когда ферми-системы конечны, формулу (2) необходимо существенно перестроить в связи с фактом открытости этих систем. Действительно, при энергиях $\epsilon_p \geq 0$, $\epsilon_{p'} \leq 2\mu$, где μ — химический потенциал системы (для упрощения мы не учитываем изменения химического потенциала μ в зависимости от числа частиц N), открываются каналы вылета фермионов в непрерывный спектр, и поэтому состояния p и p' становятся квазистационарными, а энергии E_p и $E_{p'}$ должны быть заменены, соответственно, на комплексные энергии $\tilde{E}_p = \frac{i\Gamma_p}{2}$; $\tilde{E}_{p'} = \frac{i\Gamma_{p'}}{2}$.

Для упрощения ситуации можно провести исследования в два этапа. Вначале рассмотрим «закрытую» конечную ферми-систему и проведем анализ фрагментации частиц в этой предельной ситуации. Затем «раскроем» ферми-систему и исследуем последствия ее «открытости». Для «закрытия» конечной ферми-системы воспользуемся приемом R -матричной теории [23], который используется для построения полного ортонормированного базиса внутренних многочастичных волновых функций системы. В этом случае на радиальные волновые $\varphi_{\alpha p}(r)$ и $\varphi_{\alpha p'}(r)$, получаемые проектированием функций $|p\rangle$ и $|p'\rangle$ на внутренние функции всех открытых каналов α распада системы, накладывают условие их экстремальности при $r = R_\alpha$, где R_α — радиус сферы Вигнера — Айзенбуда для канала α :

$$\left. \frac{d\varphi_{\alpha p}(r)}{dr} \right|_{r=R_\alpha} = \left. \frac{d\varphi_{\alpha p'}(r)}{dr} \right|_{r=R_\alpha} = 0.$$

При этом состояния $|p\rangle$ и $|p'\rangle$ становятся стационарными, их энергии — действительными, а лемановское разложение в форме (2) оказывается справедливым и для конечных ферми-систем.

Введем теперь функцию распределения вычетов одночастичной функции Грина по энергии $P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$, совпадающую с точной одночастичной силовой функцией ферми-системы:

$$P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon) = 1/\pi |\operatorname{Im} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)| = \sum_p \langle N_0 | \psi(\mathbf{r}) | p \rangle \langle p | \psi^\dagger(\mathbf{r}') | N_0 \rangle \times \\ \times \delta(\varepsilon - \varepsilon_p) + \sum_{p'} \langle N_0 | \psi^\dagger(\mathbf{r}') | p' \rangle \langle p' | \psi(\mathbf{r}) | N_0 \rangle \delta(\varepsilon - \varepsilon_{p'}). \quad (3)$$

Тогда можно определить k — момент распределения $P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)$ как

$$J^{(k)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int \varepsilon^k P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon) d\varepsilon = \sum_p \langle N_0 | \psi(\mathbf{r}) | p \rangle \langle p | \psi^\dagger(\mathbf{r}') | N_0 \rangle \times \\ \times \varepsilon_p^k + \sum_{p'} \langle N_0 | \psi^\dagger(\mathbf{r}') | p' \rangle \langle p' | \psi(\mathbf{r}) | N_0 \rangle \varepsilon_{p'}^k.$$

Используя коммутационные соотношения для операторов рождения и уничтожения ферми-частиц

$$\psi(\mathbf{r}) \psi^\dagger(\mathbf{r}') + \psi^\dagger(\mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

и свойства полноты и ортонормированности состояний $|p\rangle$ и $|p'\rangle$, для нулевого момента $J^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ получим

$$J^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (4)$$

Формула (4) представляет хорошо известное правило сумм для вычетов в полюсах одночастичной функции Грина [3].

С помощью метода вариационных производных S -матрицы массовый оператор $\Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)$ можно представить [11]:

$$\Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon) = \hat{\Sigma}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon). \quad (5)$$

Величина $\Sigma_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — это незапаздывающая часть (не зависящая от ε) массового оператора, в системах с мгновенными двухчастичными потенциалами взаимодействия фермионов $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ она определяется «скелетными» графиками первого порядка по $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$:

$$\text{---} \circ \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---}, \quad (6)$$

где жирной линией обозначена точная одночастичная функция Грина $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)$, а пунктиром — потенциал $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, и совпадает с нелокальным хартри-фоковским потенциалом:

$$\hat{\Sigma}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi(\mathbf{r}) \equiv \int V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \varphi(\mathbf{r}) - \\ - \int V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (7)$$

где $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — одночастичная матрица плотности, а $\rho(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r})$ — плотность фермионов.

«Скелетные» графики массового оператора во втором и более высоких порядках по $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ содержат энергетические знаменатели, зависящие от ε , и поэтому входят в величину $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)$, представляющую собой запаздывающую часть массового оператора $\Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)$.

Величина $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)$ имеет лемановское разложение [11]:

$$\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon) = \sum_t \frac{\langle 0 | b(\mathbf{r}) | t \rangle \langle t | b^+(\mathbf{r}') | 0 \rangle}{\varepsilon - \varepsilon_t + i\delta} + \sum_{t'} \frac{\langle 0 | b^+(\mathbf{r}') | t' \rangle \langle t' | b(\mathbf{r}) | 0 \rangle}{\varepsilon - \varepsilon_{t'} - i\delta}, \quad (5')$$

где

$$b(\mathbf{r}) = \frac{\delta S}{\delta \psi^+(\mathbf{r})}; \quad \varepsilon_t = E_t - E_0; \quad \varepsilon_{t'} = E_0 - E_{t'},$$

причем E_0 и $|0\rangle$ — энергия и волновая функция основного состояния системы не взаимодействующих N фермионов: $E_t, E_{t'}$ и $|t\rangle, |t'\rangle$ — энергии и волновые функции систем не взаимодействующих $(N+1)$ и $(N-1)$ фермионов. В суммах по $t(t')$ исключены состояния, содержащие только одну частицу (одну дырку) из-за неприводимости массового оператора.

Подставив лемановское разложение (2) в формулу (1) и устремив ε к ε_p , получим уравнение для амплитуды вычета в полюсе ε_p точной одночастичной функции Грина:

$$(\varepsilon_p - \hat{H}_0(\mathbf{r})) \langle N_0 | \psi(\mathbf{r}) | p \rangle - \int \tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon_p) \langle N_0 | \psi(\mathbf{r}') | p \rangle d\mathbf{r}' = 0, \quad (8)$$

где $\hat{H}_0(\mathbf{r})$ — интегральный оператор, имеющий в символической форме вид $\hat{H}_0 = T + \hat{\Sigma}_0$. При стремлении $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_p$ для амплитуды $\langle N_0 | \psi^+(\mathbf{r}) | p' \rangle$ возникает уравнение, аналогичное (8). Используя уравнение (8), первый момент можно представить:

$$J^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \hat{H}_0(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \int \tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \varepsilon) P(\mathbf{r}'', \mathbf{r}', \varepsilon) d\varepsilon, \quad (9)$$

где второй член в правой части (9) представляет собой средневзвешенное $\tilde{\Sigma}_{cp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ от запаздывающей части массового оператора $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$ по распределению $P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$.

Подставив в (9) лемановское разложение (5'), используя формулу (3) для $P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$ и перегруппировывая слагаемые в суммах по p, p' и t, t' , получим

$$\begin{aligned}\tilde{\Sigma}_{cp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & - \sum_t \int \langle 0 | b(\mathbf{r}) | t \rangle \langle t | b^+(\mathbf{r}'') | 0 \rangle G(\mathbf{r}'', \mathbf{r}', \epsilon_t) d\mathbf{r}'' - \\ & - \sum_{t'} \int \langle 0 | b^+(\mathbf{r}'') | t' \rangle \langle t' | b(\mathbf{r}) | 0 \rangle G(\mathbf{r}'', \mathbf{r}', \epsilon_{t'}) d\mathbf{r}''.\end{aligned}$$

Поскольку, как следует из (1), $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$ обращается в нуль в полюсах массового оператора $\epsilon = \epsilon_t (\epsilon_{t'})$, то $\tilde{\Sigma}_{cp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0$. Тогда первый момент распределения $J^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ целиком определяется гамильтонианом, в котором фигурирует незапаздывающий хартри-фоковский потенциал $\hat{\Sigma}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ (7):

$$J^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \hat{H}_0(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (10)$$

Соотношения (4) и (10) справедливы для конечных и бесконечных ферми-систем как «нормального», так и сверхтекучего типа. В последнем случае в запаздывающей части массового оператора $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$, кроме нормальных членов, появляется полюсный сверхтекучий член $\Sigma_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$, определяемый графически [3]:



$$\Sigma_S(\epsilon) = \text{diagram} \quad , \quad (11)$$

где $c(\epsilon)$ — корреляционная функция, совпадающая с амплитудой перехода частицы в дырку и куперовскую пару, изображаемую двойной волнистой линией, а символу $\rightleftarrows$ соответствует одночастичная функция Грина $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$, не содержащая графиков типа (11).

Правило сумм (10) можно получить, используя технику коммутаторов [24]. Для этого, с помощью определения (3'), выражение для первого момента $J^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ представим в виде:

$$J^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle N_0 | [[\psi(\mathbf{r}, \hat{H}]_-, \psi^+(\mathbf{r}')]_+ | N_0 \rangle.$$

Подставляя в это выражение в качестве $\hat{H}$ гамильтониан системы с мгновенным двухчастичным взаимодействием $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ и раскрывая коммутационные (антикоммутационные) скобки, получаем

$$J^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = T(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \int V(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \langle N_0 | \psi^+(\mathbf{r}_1) \psi(\mathbf{r}_1) | N_0 \rangle - \\ - V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \langle N_0 | \psi^+(\mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}) | N_0 \rangle.$$

Второй и третий члены в правой части полученного равенства представляют собой потенциалы Хартри и Фока (7) соответственно, так что $J^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ совпадает с правилом сумм (10).

Введем теперь набор собственных функций и собственных значений оператора $\hat{H}_0(\mathbf{r})$:

$$\hat{H}_0(\mathbf{r}) \phi_\lambda(\mathbf{r}) = \varepsilon_\lambda \phi_\lambda(\mathbf{r}). \quad (12)$$

Перейдем для функции Грина $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)$ и массового оператора $\Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)$ в λ -представление. Тогда функция распределения $P(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)$ перейдет в

$$P_{\lambda\lambda'}(\varepsilon) = \sum_p \langle N_0 | a_\lambda | p \rangle \langle p | a_{\lambda'}^+ | N_0 \rangle \delta(\varepsilon - \varepsilon_p) + \\ + \sum_{p'} \langle N_0 | a_{\lambda'}^+ | p' \rangle \langle p' | a_\lambda | N_0 \rangle \delta(\varepsilon - \varepsilon_{p'}), \quad (13)$$

где a_λ — оператор уничтожения частицы в состоянии λ . Правила сумм (4) и (10) преобразуются к виду

$$\sum_p \langle N_0 | a_\lambda | p \rangle \langle p | a_{\lambda'}^+ | N_0 \rangle + \sum_{p'} \langle N_0 | a_{\lambda'}^+ | p' \rangle \langle p' | a_\lambda | N_0 \rangle = \delta_{\lambda\lambda'}; \quad (14)$$

$$\sum_p \langle N_0 | a_\lambda | p \rangle \langle p | a_{\lambda'}^+ | N_0 \rangle \varepsilon_p + \sum_{p'} \langle N_0 | a_{\lambda'}^+ | p' \rangle \langle p' | a_\lambda | N_0 \rangle \varepsilon_{p'} = \varepsilon_\lambda \delta_{\lambda\lambda'}. \quad (15)$$

Впервые соотношение (15), физически означающее, что центр масс одночастичной силы $P_{\lambda\lambda'}(\varepsilon)$ равен хартри-фоковской энергии ε_λ , получено в работе [24], где учитывалось лишь мгновенное двухчастичное взаимодействие. В [25] правило сумм (15) обобщено на случай, когда в запаздывающей части

массового оператора появляется виртуальный фонон во втором порядке теории возмущений. В [26] правило сумм получено в квазичастично-фононной модели [8] с учетом нуклон-фононного взаимодействия во всех порядках по теории возмущений. При этом амплитуды прямых переходов более сложной природы, чем переходы квазичастицы в квазичастицу + фонон, полагались равными нулю.

Соотношения (14), (15) демонстрируют принципиально различную роль незапаздывающей $\hat{\Sigma}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ и запаздывающей $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$ частей массового оператора $\Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$. Величина $\hat{\Sigma}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ фактически формирует через гамильтониан $\hat{H}_0(\mathbf{r})$ (12) «квазичастицы» (выделим их кавычками), описываемые набором квантовых чисел λ , нормированными волновыми функциями $\Phi_\lambda(\mathbf{r})$ и энергиями ϵ_λ . Учет величины $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$ приводит к фрагментации этих квазичастиц по точным многоквазичастичным состояниям $\langle p \rangle$ и $|p'\rangle$ ферми-системы с теми же квантовыми числами λ . При этом суммарная вероятность найти «квазичастицу» во всех точных состояниях p и p' равна единице, а энергетический центроид фрагментации «квазичастиц» λ по точным состояниям системы совпадает с величиной ϵ_λ .

Иное определение квазичастицы используется в теории ферми-жидкости [1—3]. Поскольку энергия квазичастицы E_λ совпадает с точной энергией возбуждения ферми-системы, то среди всех точных состояний $|p\rangle$, $|p'\rangle$ системы $N+1$ ($N-1$) частиц с квантовыми числами λ выделяется нижнее по энергии состояние $|p_0\rangle$ ($|p'_0\rangle$), энергия которого ϵ_{p_0} ($\epsilon_{p'_0}$) принимается равной энергии квазичастицы E_λ . Волновая функция квазичастицы $\Phi_\lambda(\mathbf{r})$ находится тогда из решения уравнения (8) при $\epsilon_p = \epsilon_{p_0} = E_\lambda$:

$$(E_\lambda - \hat{H}_0(\mathbf{r})) \Phi_\lambda(\mathbf{r}) - \int \tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', E_\lambda) \Phi_\lambda(\mathbf{r}'') d\mathbf{r}'' = 0. \quad (16)$$

Но при этом возникает существенное противоречие. Поскольку вычит $\langle N_0 | a_\lambda |^2 p_0 \rangle$ в полюсе $\epsilon = \epsilon_{p_0}$ точной одночастичной функции Грина $G_{\lambda\lambda}(\epsilon)$, называемый перенормировочной константой a_λ , меньше единицы, то волновая функция $|p_0\rangle$ содержит не только квазичастичное состояние Φ_λ с вероятностью $a_\lambda < 1$, но и примесь других, более сложных многоквазичастичных компонент с вероятностью $(1 - a_\lambda)$. Тогда состояние $|p_0\rangle$ нельзя рассматривать как одноквазичастичное, и, следовательно, энергию это-

го состояния ε_{p_0} нельзя считать совпадающей с энергией квазичастицы, поскольку примеси многоквазичастичных компонент должны изменить энергию ε_{p_0} по сравнению с энергией чисто одноквазичастичного состояния.

Данное противоречие может быть разрешено только в единственном случае, когда $|1 - a_\lambda| \ll 1$, и состояние $|p_0\rangle$ становится истинно одноквазичастичным. Заметим, что подобный случай анализировался ранее в работе [12].

Для всех реальных ферми-жидкостей, в которых величина a_λ заметно отличается от единицы, естественно отказаться от представления о квазичастицах теории ферми-жидкости [1—3] и вместо них использовать «квазичастицы», определяемые уравнением (12). Тогда запаздывающую часть массового оператора $\hat{\Sigma}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, совпадающую с хартри-фоковским потенциалом, следует рассматривать в качестве истинного самосогласованного поля ферми-жидкости. Это накладывает сильные ограничения на выбор параметров реалистических нуклон-нуклонных сил $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. В частности, наборы $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ с жестким отталкивательным кором должны быть отброшены как нефизические, поскольку для подобных $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ не существует процедур устранения расходимости при расчете хартри-фоковского потенциала $\hat{\Sigma}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в отличие от процедуры Бракнера [7] при расчете точного массового оператора $\Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon)$ нуклонов.

2. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ, ЭНЕРГИИ «КВАЗИЧАСТИЦ» И СТАНДАРТНАЯ ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Исследуем более детально свойства уравнения Шредингера (12) и волновых функций «квазичастиц» $\varphi_\lambda(\mathbf{r})$, опираясь на результаты работы [21]. Используя оператор сдвига пространственной координаты фермиона, перейдем для запаздывающей части массового оператора $\Sigma_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в смешанное представление [3] $\Sigma_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}})$, где $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса фермиона. Разлагая теперь оператор $\Sigma_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}})$ в ряд по степеням $\hat{\mathbf{p}}$ вплоть до членов второго порядка включительно, получим

$$\Sigma_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}) = \Sigma_0(\mathbf{r}, 0) + \frac{1}{6} p_\alpha \frac{\partial^2 \Sigma_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}})}{\partial \hat{\mathbf{p}}^2} \bigg|_{\hat{\mathbf{p}}=0} p_\alpha. \quad (16')$$

Подставляя разложение (16') в (12), найдем

$$\left(\hat{p}_\alpha \frac{1}{2m^*(\mathbf{r})} \hat{p}_\alpha + \Sigma_0(\mathbf{r}, 0) - \varepsilon_\lambda \right) \Phi_\lambda(\mathbf{r}) = 0, \quad (17)$$

где эффективная масса фермиона определяется формулой

$$\frac{1}{m^*(r)} = \frac{1}{m} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \Sigma_0(r, \hat{\mathbf{p}})}{\partial \hat{\mathbf{p}}^2} \bigg|_{\hat{\mathbf{p}}=0}. \quad (18)$$

Нормированную на единицу квазичастичную функцию $\Phi_\lambda(r)$ будем искать в виде [21]:

$$\Phi_\lambda(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}) \bar{\Phi}_\lambda(\mathbf{r}), \quad (19)$$

где перенормировочный фактор $f(\mathbf{r})$ найдем из условия исчезновения в уравнении для $\bar{\Phi}_\lambda(\mathbf{r})$ градиентных членов вида $\hat{\mathbf{p}} \cdot \bar{\Phi}_\lambda(\mathbf{r})$:

$$\left(\hat{\mathbf{p}} \frac{1}{2m^*(\mathbf{r})} \right) f(\mathbf{r}) = - \frac{1}{m^*(\mathbf{r})} (\hat{\mathbf{p}} \cdot f(\mathbf{r})). \quad (20)$$

Решение этого уравнения имеет простой вид

$$f(r) = \left(\frac{m^*(r)}{m} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Тогда для функции $\bar{\Phi}_\lambda(\mathbf{r})$ возникает уравнение Шредингера

$$\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + V(\mathbf{r}, \varepsilon_\lambda) - \varepsilon_\lambda \right) \bar{\Phi}_\lambda(\mathbf{r}) = 0, \quad (22)$$

где зависящий от энергии потенциал $V(r, E)$ можно рассматривать как одночастичный самосогласованный потенциал фермионов:

$$V(\mathbf{r}, E) = \frac{m^*(r)}{m} \Sigma_0(\mathbf{r}, 0) + V^{\text{grad}}(\mathbf{r}) + \left(1 - \frac{m^*(r)}{m} \right) E. \quad (23)$$

Градиентный потенциал $V^{\text{grad}}(\mathbf{r})$, обязанный своим появлением наличию в уравнении (17) градиентного члена, имеет вид

$$V^{\text{grad}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2m} \left\{ \frac{(\hat{\mathbf{p}}^2 m^*(\mathbf{r}))}{2m^*(\mathbf{r})} - \frac{3}{4} \frac{(\hat{\mathbf{p}} m^*(\mathbf{r}))^2}{(m^*(\mathbf{r}))^2} \right\}. \quad (24)$$

Заметим, что функция $\varphi_\lambda(\mathbf{r})$ имеет нормировку вида

$$\int \varphi_{\lambda'}^*(\mathbf{r}) \varphi_\lambda(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \int \bar{\varphi}_{\lambda'}^*(\mathbf{r}) \frac{m^*(\mathbf{r})}{m} \bar{\varphi}_\lambda(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \delta_{\lambda\lambda'}. \quad (25)$$

Интересно сопоставить самосогласованный потенциал $V(\mathbf{r}, E)$ (23) с оболочечным, получаемым в теории ферми-жидкости [1—3]. Для этого необходимо исследовать уравнение (16) для функции $\Phi_\lambda(\mathbf{r})$. Переходя для массового оператора $\Sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \epsilon)$ в смешанное представление $\Sigma(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, \epsilon)$, разлагая его в ряд по степеням $\hat{\mathbf{p}}$ и $(\epsilon - \mu)$ и ограничиваясь членами низшего порядка малости, получим

$$\begin{aligned} \Sigma(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, \epsilon) = \Sigma(\mathbf{r}, 0, \mu) + \left. \frac{\partial \Sigma(\mathbf{r}, 0, \epsilon)}{\partial \epsilon} \right|_{\epsilon=\mu} (\epsilon - \mu) + \\ + \frac{1}{6} \hat{p}_\alpha \left. \frac{\partial^2 \Sigma(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, \mu)}{\partial \hat{\mathbf{p}}^2} \right|_{\hat{\mathbf{p}}=0} \hat{p}_\alpha. \end{aligned} \quad (26)$$

Подставляя (26) в (16), приведем полученное уравнение к эрмитовской форме [28]:

$$\begin{aligned} \left\{ a^{1/2}(\mathbf{r}) \left[\hat{p}_\alpha \frac{1}{2m^*(\mathbf{r})} \hat{p}_\alpha + \Sigma(\mathbf{r}, 0, \mu) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\partial \Sigma(\mathbf{r}, 0, \epsilon)}{\partial \epsilon} \right|_{\epsilon=\mu} \mu \right] a^{1/2}(\mathbf{r}) - E_\lambda \right\} \Phi_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r}) = 0, \end{aligned} \quad (27)$$

где $\Phi_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r}) \equiv [a(\mathbf{r})]^{-1/2} \Phi_\lambda(\mathbf{r})$ — нормированная на единицу оболочечная волновая функция, а перенормировочная константа $a(\mathbf{r})$ имеет вид

$$a(\mathbf{r}) = \left[1 - \left. \frac{\partial \Sigma(\mathbf{r}, 0, \epsilon)}{\partial \epsilon} \right|_{\epsilon=\mu} \right]^{-1}. \quad (28)$$

Теперь оболочечную функцию $\Phi_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r})$ представим в виде

$$\Phi_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r}) = \frac{\bar{f}(\mathbf{r})}{[a(\mathbf{r})]^{1/2}} \bar{\Phi}_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r}), \quad (29)$$

где перенормировочный фактор $f(\mathbf{r})$ задается формулой (21) с заменой эффективной массы $m^*(\mathbf{r})$ на $\bar{m}^*(\mathbf{r})$, которая определяется формулой (18) с заменой $\Sigma_0(r, \hat{p})$ на $\Sigma(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, \mu)$. Тогда функция $\bar{\Phi}_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r})$ удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\left\{ \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \bar{V}^{\text{sh}}(\mathbf{r}, E_\lambda) - E_\lambda \right\} \bar{\Phi}_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r}) = 0, \quad (30)$$

где оболочечный потенциал $\bar{V}^{\text{sh}}(\mathbf{r}, E)$ определяется формулой

$$\begin{aligned} \bar{V}^{\text{sh}}(\mathbf{r}, E) = & \frac{\bar{m}^*(\mathbf{r})}{m} \Sigma(\mathbf{r}, 0, \mu) + \bar{V}^{\text{grad}}(\mathbf{r}) + \\ & + \frac{m_0^*(\mathbf{r})}{m} (1 - a(\mathbf{r})) \mu + \left(1 - \frac{m_0^*(\mathbf{r})}{m} \right) E, \end{aligned} \quad (31)$$

причем

$$m_0^*(\mathbf{r}) = \bar{m}^*(\mathbf{r}) \frac{1}{a(\mathbf{r})}, \quad (32)$$

а градиентный потенциал $\bar{V}^{\text{grad}}(\mathbf{r})$ совпадает с потенциалом (24) при замене $m^*(\mathbf{r})$ на $\bar{m}^*(\mathbf{r})$.

В случае атомных ядер было показано [3,5], что величина $m_0^*(\mathbf{r}) \approx m$, то есть $\bar{m}^*(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) m$. Тогда потенциал $\bar{V}^{\text{sh}}(\mathbf{r}, E)$ становится не зависящим от энергии E и совпадает со стандартным оболочечным потенциалом $V^{\text{sh}}(\mathbf{r})$, широко используемым в расчетах структуры атомных ядер [3]:

$$V^{\text{sh}}(\mathbf{r}) = \frac{\bar{m}^*(\mathbf{r})}{m} \Sigma(\mathbf{r}, 0, \mu) + \bar{V}^{\text{grad}}(\mathbf{r}) + \left(1 - \frac{\bar{m}^*(\mathbf{r})}{m} \right) \mu. \quad (33)$$

При этом функция $\bar{f}(\mathbf{r}) = [a(\mathbf{r})]^{1/2}$, а $\Phi_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r}) = \bar{\Phi}_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r})$.

Для сопоставления самосогласованного потенциала $V(\mathbf{r}, E)$ (23) и оболочечного потенциала $V^{\text{sh}}(\mathbf{r})$ (33) учтем факт малости запаздывающей части массового оператора $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, \varepsilon)$ при $\varepsilon = \mu$. В работе [3] при построении дисперсионного соотношения для массового оператора фактически принималось, что $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, \mu) = 0$. В бесконечных ферми-системах величина $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, \mu)$ отлична от нуля лишь из-за нарушения симметрии между «частичными» и

«дырочными» состояниями, связанного с конечностью импульса Ферми. В случае конечных ферми-систем $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, \mu)$ может оказаться отличной от нуля также за счет несимметричного распределения одноквазичастичных энергий для частичных и дырочных состояний.

Тогда, пренебрегая вкладом величины $\tilde{\Sigma}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, \mu)$ в потенциал $V^{\text{sh}}(\mathbf{r})$ (33), получим следующую связь потенциалов $V(\mathbf{r}, E)$ и $V^{\text{sh}}(\mathbf{r})$ (33):

$$V(\mathbf{r}, E) = V^{\text{sh}}(\mathbf{r}) + \left(1 - \frac{m^*(\mathbf{r})}{m} \right) (E - \mu). \quad (34)$$

Если учесть факт объемности распределения величины $m^*(\mathbf{r})$ в конечных ферми-системах и пренебречь недиагональными матричными элементами $(m^*(\mathbf{r}))_{\lambda\lambda'}$ ($\lambda \neq \lambda'$) по функциям $\Phi_{\lambda}^{\text{sh}}(\mathbf{r})$ по сравнению с диагональными $(m^*(\mathbf{r}))_{\lambda\lambda}$, то функции $\phi_{\lambda}(\mathbf{r})$ и $\Phi_{\lambda}^{\text{sh}}(\mathbf{r})$ будут пропорциональны друг другу, а собственные энергии ϵ_{λ} и E_{λ} окажутся связанными простым соотношением:

$$(\epsilon_{\lambda} - \mu) \frac{m_{\lambda\lambda}^*}{m} = E_{\lambda} - \mu. \quad (35)$$

Для оценки матричного элемента $m_{\lambda\lambda}^*$ можно воспользоваться выражением

$$m_{\lambda\lambda}^* = \int \Phi_{\lambda}^{\text{sh}*}(\mathbf{r}) m^*(\mathbf{r}) \Phi_{\lambda}^{\text{sh}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \geq m^*(0).$$

Тогда из уравнения (35) следует, что для состояния λ_F , лежащего на поверхности ферми-системы, когда $E_{\lambda_F} = \mu$, энергии E_{λ_F} и ϵ_{λ_F} совпадают: $E_{\lambda_F} = \epsilon_{\lambda_F} = \mu$. Расстояния же между энергетическими уровнями ϵ_{λ} с различными значениями λ растут в $\approx \frac{m}{m^*(0)}$ раз быстрее, нежели соответствующие расстояния между аналогичными оболочечными уровнями E_{λ} . Как

будет показано ниже, для атомных ядер величина $\frac{m}{m^*(0)} \approx 1,4$, так что

энергии относительно высоколежащих резонансных состояний частично-го или дырочного типа в атомных ядрах будут просто катастрофически отличаться от предсказаний оболочечной модели и теории ферми-жидкости.

В то же время в случае пренебрежения недиагональными матричными элементами $m_{\lambda\lambda'}^*$, нормированная на единицу оболочечная волновая функция $\Phi_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r})$ и функция $\bar{\Phi}_\lambda(\mathbf{r})$ пропорциональны друг другу, так что нормированная на единицу функция $\Phi_\lambda(\mathbf{r})$ (19) определяется как

$$\Phi_\lambda(\mathbf{r}) = \frac{m^*(\mathbf{r})}{m_{\lambda\lambda}^*} \Phi_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r}),$$

и заметно превышают по модулю функцию $\Phi_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r})$ в поверхностной области ядра. Это может привести к заметной перенормировке матричных элементов операторов поверхностных физических величин на базисе функций $\Phi_\lambda(\mathbf{r})$, по сравнению с аналогичными матричными элементами, построенными на базисе стандартных оболочечных функций $\Phi_\lambda^{\text{sh}}(\mathbf{r})$.

3. ВЫСШИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ МОМЕНТЫ ОДНОЧАСТИЧНОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

Используя уравнение (8), момент распределения $P_{\lambda\lambda'}(\epsilon)$ (13) k -го порядка можно представить как [14]:

$$J_{\lambda\lambda'}^{(k)} = \sum_{n=0}^k \epsilon_\lambda^{k-n} C_k^n \int \tilde{\Sigma}_{\lambda\lambda'}(\epsilon) \dots \tilde{\Sigma}_{\lambda_{n-1}\lambda_n}(\epsilon) P_{\lambda_n\lambda'}(\epsilon) d\epsilon, \quad (36)$$

где C_k^n — биномиальный коэффициент ($C_k^0 = 1$).

Из формулы (36) следует рекуррентное соотношение:

$$J_{\lambda\lambda'}^{(k)} = \epsilon_\lambda J_{\lambda\lambda'}^{(k-1)} + \int \tilde{\Sigma}_{\lambda\lambda_1}(\epsilon) P_{\lambda_1\lambda'}(\epsilon) \epsilon^{k-1} d\epsilon.$$

Подставляя в эту формулу лемановское разложение (5') для запаздывающей части массового оператора и представляя ϵ^{k-1} в виде бинома $[(\epsilon - \epsilon_i) + \epsilon_i]^{k-1}$, можно получить рекуррентную формулу:

$$J_{\lambda\lambda'}^{(k)} = \epsilon_\lambda J_{\lambda\lambda'}^{(k-1)} + \sum_{n=0}^{k-2} \left\{ \sum_t \langle 0 | b_\lambda | t \rangle \langle t | b_{\lambda_1}^+ | 0 \rangle \epsilon_i^n + \right.$$

$$+ \sum_{t'} \langle 0 | b_{\lambda_1}^+ | t' \rangle \langle t' | b_{\lambda} | 0 \rangle \varepsilon_{t'}^n \} J_{\lambda_1 \lambda'}^{(k-2-n)}. \quad (36')$$

Тогда второй момент станет равным

$$J_{\lambda\lambda'}^{(2)} = \varepsilon_{\lambda}^2 \delta_{\lambda\lambda'} + \sum_t \langle 0 | b_{\lambda} | t \rangle \langle t | b_{\lambda'}^+ | 0 \rangle + \sum_{t'} \langle 0 | b_{\lambda'}^+ | t' \rangle \langle t' | b_{\lambda} | 0 \rangle. \quad (36'')$$

Формула (36'') является обобщением аналогичной формулы, полученной в [28] при использовании вместо оператора b_{λ} некоторого эффективного потенциала. Заметим, что сходимость сумм по $t(t')$ в (36'') определяется сходимостью матричных элементов $\langle 0 | b_{\lambda} | t \rangle$ ($\langle 0 | b_{\lambda'}^+ | t' \rangle$) на интервале $|\varepsilon_t - \varepsilon_{\lambda}| \leq E_F$ для короткодействующих ядерных сил [29]. Поэтому второй момент распределения $P_{\lambda\lambda'}(\varepsilon)$ (13) в этом случае определяется состояниями $t(t')$ на большом интервале энергий, существенно превышающем характерную ширину распределения $P_{\lambda\lambda'}(\varepsilon)$ [28].

4. ТЕОРИЯ ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ФРАГМЕНТАЦИИ И ЗАПАЗДЫВАНИЯ

Возникает вопрос, каким образом можно развить теорию ферми-жидкости [1—3] в направлении ухода от основного допущения этой теории о малости энергий возбуждения ферми-системы.

Подобная задача обобщения теории ферми-жидкости с учетом фрагментации и запаздывания была решена в работе [14]. Рассмотрим основные положения нового подхода. Во-первых, вместо оболочечного базиса функций $\Phi_{\lambda}^{\text{sh}}(\mathbf{r})$ используется базис функций $\phi_{\lambda}(\mathbf{r})$. Во-вторых, для нахождения функции Грина $G_{\lambda\lambda'}(\varepsilon)$ используется уравнение Дайсона (1), представляемое в символической форме:

$$G = G_0 + G_0 \tilde{\Sigma} G, \quad (37)$$

где $G_{\lambda\lambda'}^0(\varepsilon) = G_{\lambda}^0(\varepsilon) \delta_{\lambda\lambda'}$ — одночастичная функция Грина, соответствующая уравнению Шредингера (12). В-третьих, запаздывающая часть массового оператора $\tilde{\Sigma}_{\lambda\lambda'}(\varepsilon)$ выражается через конкретный «скелетный» график, определяемый свойствами исследуемой ферми-системы. Выбор этого графика представляет собой одну из центральных проблем нового подхода.

Для решения системы уравнений (37)—(40) необходимо использовать для функции Грина $G_{\lambda\lambda'}(\epsilon)$ лемановское разложение (2), в котором учитываются все полюса, а не только один полюс, выделяемый в теории ферми-жидкости [2,3]. Для нахождения энергий и вычетов в полюсах точной функции Грина в работе [15] была предложена быстро сходящаяся итерационная схема решения исследуемой системы уравнений, которая состоит в следующем.

В качестве нулевого приближения в правых частях (38), (40) используется функция Грина $G_{\lambda\lambda'}^0(\epsilon)$ и находится запаздывающая часть массового оператора $\tilde{\Sigma}_{\lambda\lambda'}(\epsilon)$. Эта величина подставляется в уравнение Дайсона (37), и находится функция Грина $G_{\lambda\lambda'}(\epsilon)$. Полученная функция Грина подставляется в уравнения (38), (40) и снова находится оператор $\tilde{\Sigma}_{\lambda\lambda'}$. Затем эта процедура повторяется вновь и вновь.

Для ускорения сходимости и сокращения расчетного времени в данной итерационной схеме использовались два приближения. Во-первых, при каждой итерации отбрасывались все слабые полюсы одночастичной функции Грина $G_{\lambda\lambda'}(\epsilon)$ и фононной функции Грина $D_\alpha(\omega)$, дающие малые вклады в правило сумм для вычетов одночастичной функции Грина (14) и в значение квадрата модуля параметра динамической деформации ядра β_α^2 . Во-вторых, все полюсы одночастичной и фононной функций Грина, лежащие внутри малого энергетического интервала Δ , заменялись одним полюсом со средней энергией и суммарным вычетом.

Изложенный выше формализм был использован для расчета одночастичных спектроскопических характеристик ядер типа « маг ± 1 нуклон » — ^{209}Pb , ^{207}Pb , ^{207}Tl , ^{209}Bi и фононного спектра дважды магического ядра ^{208}Pb . Полный одночастичный базис λ включал все уровни ϵ_λ вплоть до энергии возбуждения, равной 25 МэВ. При этом для состояний $\phi_\Delta(\mathbf{r})$, соответствующих непрерывному спектру, использовались волновые функции гармонического осциллятора, параметры которого подбирались из условия описания положения одночастичных резонансных состояний. Как показали расчеты, дальнейшее расширение базиса состояний λ не приводит к изменению рассчитываемых характеристик. В расчетную схему включались фононы с мультипольностью $2 \leq L \leq 8$. Быстрая сходимость итерационной процедуры подтверждается тем фактом, что в конкретных расчетах оказалось достаточно использовать всего лишь три итерации.

**Таблица. Однуклонные спектроскопические факторы S_λ
низколежащих состояний ядер типа МАГ ± 1 нуклон в районе ^{208}Pb**

Состояние		$3p_{1/2}$	$2f_{5/2}$	$3p_{3/2}$	$3i_{13/2}$	$2f_{7/2}$	$1h_{9/2}$
Энергия, МэВ		0,0	0,57	0,89	1,63	2,34	3,41
^{207}Pb , теория	А	0,83	0,82	0,80	0,79	0,70	0,76
	Б	0,84	0,83	0,81	0,78	0,61	0,63
	В	0,76	0,74	0,70	0,67	0,47	0,43
^{207}Pb , эксперимент	[31]	—	(0,97)	—	(0,68)	(0,84)	(0,47)
	[32]	—	0,97	—	0,71	0,89	0,65

Состояние		$2g_{9/2}$	$1i_{11/2}$	$1j_{15/2}$	$3d_{5/2}$	$4s_{1/2}$	$2g_{7/2}$	$3d_{3/2}$
Энергия, МэВ		0,0	0,80	1,42	1,58	2,03	2,51	2,56
^{209}Pb , теория	А	0,80	0,86	0,70	0,83	0,90	0,76	0,79
	Б	0,80	0,86	0,54	0,80	0,88	0,67	0,71
	В	0,70	0,77	0,46	0,70	0,83	0,54	0,61
^{209}Pb , эксперимент	[33]	0,76	0,86	0,49	0,84	0,79	0,86	0,79
	[34]	0,66	0,75	0,71	0,62	0,70	0,81	0,88

Состояние		$3s_{1/2}$	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{5/2}$	$1g_{7/2}$
Энергия, МэВ		0,0	0,35	1,34	1,67	3,48
^{207}Tl , теория	А	0,92	0,90	0,84	0,80	0,76
	Б	0,92	0,91	0,84	0,80	0,61
	В	0,86	0,84	0,74	0,69	0,47
^{207}Tl , эксперимент	[35]	—	—	(0,74)	(0,65)	(0,41)

Состояние		$1h_{9/2}$	$2f_{7/2}$	$1i_{13/2}$	$2f_{5/2}$	$3p_{3/2}$	$3p_{1/2}$
Энергия, МэВ		0,0	0,68	1,26	2,42	2,87	3,30
^{209}Bi , теория	А	0,90	0,89	0,83	0,81	0,87	0,81
	Б	0,90	0,87	0,76	0,70	0,80	0,59
	В	0,82	0,79	0,67	0,58	0,71	0,51
^{209}Bi , эксперимент	[36]	0,80	0,86	0,90	0,81	0,44	0,30
	[37]	0,54—1,00	0,65—1,12	0,52—0,94	0,66—1,14	0,58—1,03	0,49—0,90

Примечание. А — расчет в первой итерации, Б — расчет с RPA-фононами, В — расчет с учетом фрагментации фононов. В скобках даны значения S_λ^{exp} , перенормированные на постоянный коэффициент.

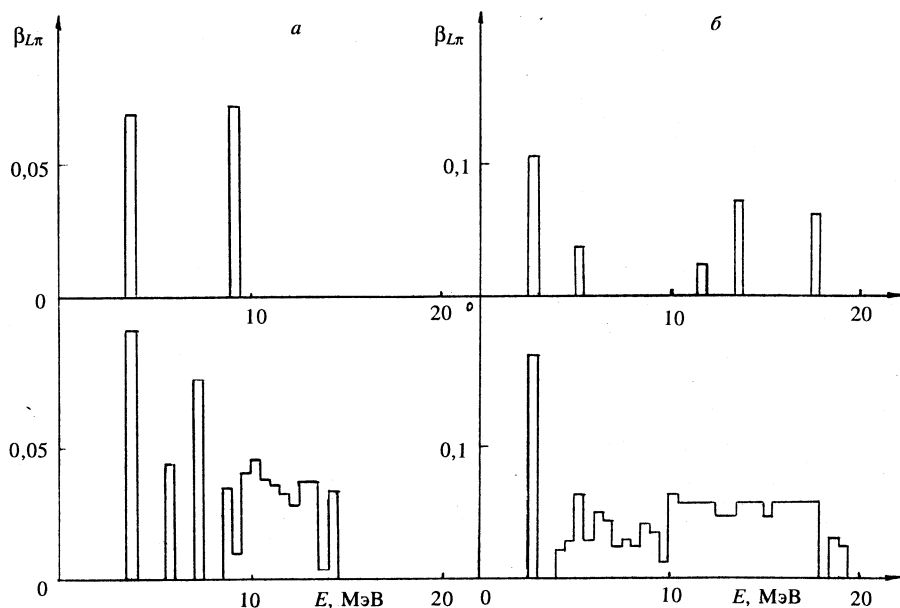


Рис.1. Параметры динамической деформации β_L для фононов с $L^\pi = 2^+$ (а) и $L^\pi = 3^-$ (б) для ядра ^{208}Pb . Верхняя часть рисунков а и б соответствует расчетам фононов в RPA-приближении, нижняя — расчетам с учетом фрагментации фононов

Из таблицы, где представлены экспериментальные и теоретические значения однонуклонных спектроскопических факторов S_λ для низколежащих состояний ядер типа «маг ± 1 нуклон» в окрестности ^{208}Pb , видно, что значения S_λ^{exp} , совпадающие с перенормировочной константой теории ферми-жидкости [3] a_λ (28), меняются в области энергий возбуждения до 3,5 МэВ от 0,97 до 0,3, что свидетельствует, как отмечалось выше, о неприменимости теории ферми-жидкости для атомных ядер даже вблизи поверхности Ферми. В свою очередь, теоретические значения спектроскопических факторов $S_\lambda^{\text{th}} = \frac{a_{\lambda p_0}}{2j+1}$, где $a_{\lambda p_0}$ — вычет в ближайшем к поверхности Ферми полюсе точной одночастичной функции Грина при данном значении квантовых чисел nlj , уменьшаются при переходе от первой итерации к третьей с использованием RPA-фононов, построенных на основе приближения случайных фаз. Учет фрагментации фононов приводит к дальнейшему умень-

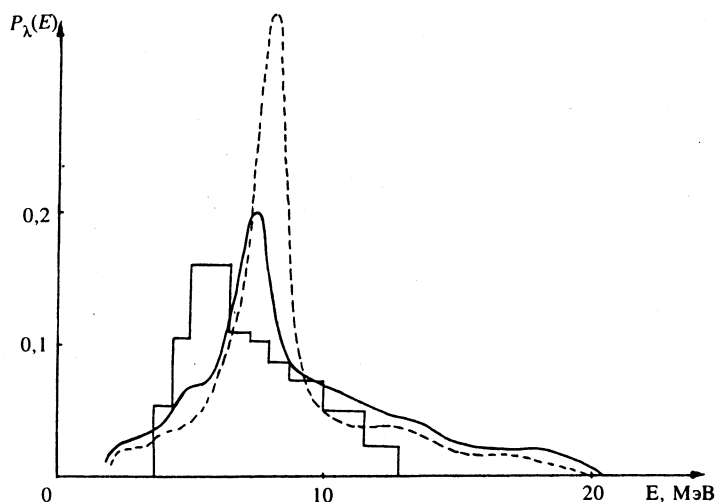


Рис.2. Одночастичная силовая функция состояния $1i_{11/2}$ в ^{209}Bi . Гистограмма — экспериментальные данные [36], штриховая кривая — расчеты с RPA-фононами, сплошная кривая — расчеты с учетом фрагментации и фононов

шению значений S_{λ}^{th} . Несмотря на определенный разброс экспериментальных величин S_{λ}^{exp} , из таблицы видно, что уменьшение однонуклонных спектроскопических факторов с ростом энергии возбуждения достаточно хорошо воспроизводится в расчетах, учитывающих фрагментацию фононов.

Для иллюстрации характера фрагментации фононов в ядре ^{208}Pb на рис.1 представлены параметры динамической деформации $\beta_{L\pi}$, рассчитанные для фононов с $L^{\pi} = 2^{+}$ и $L^{\pi} = 3^{-}$ в зависимости от их частоты $\omega_{\alpha} = E$ в рамках RPA и с учетом их фрагментации [15]. Очевидно, что учет фрагментации фононов существенно изменяет их энергетический спектр.

Для иллюстрации результатов расчетов одночастичных силовых функций $P_{\lambda\lambda}(E)$ для одночастичных резонансных состояний, проведенных в работе [15], на рис.2 представлена гистограмма распределения $P_{\lambda\lambda}(E)$ для состояния $1i_{11/2}$ в ^{209}Bi . Показано, что учет фрагментации фононов существенно меняет распределение $P_{\lambda\lambda}(E)$ и приближает его к экспериментальному.

5. СВЕРХТЕКУЧИЕ И ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В АТОМНЫХ ЯДРАХ И НУКЛОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Явление сверхтекучести атомных ядер, хорошо обоснованное теоретически [38,39,3] и подтвержденное экспериментально [28], во многом аналогично явлению сверхпроводимости металлов [40]. В обоих случаях в ферми-системе появляются куперовские пары тождественных фермионов и возникает щель в энергетическом спектре одноквазичастичных возбуждений системы. В случае сверхпроводников эффективное взаимодействие между электронами, образующими куперовскую пару, почти полностью определяется взаимодействием электронов с фононными возбуждениями кристаллической решетки [40]. В то же время природа сил, приводящая к образованию куперовских пар в ядрах, долгое время оставалась загадочной. В цикле работ [41—43,13] было проведено детальное исследование данной проблемы и получено очень любопытное ее решение.

Сам факт существования сверхтекучих и парных корреляций в атомных ядрах означает, что эффективное взаимодействие $v(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ между тождественными нуклонами в синглетном состоянии в ядре имеет притягивающий характер. В то же время аналогичный потенциал взаимодействия $v_{in}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ в ядерной материи нормальной плотности ρ_0 имеет значения, близкие к нулю [7], что приводит к отсутствию сверхтекучести у ядерной материи. Можно ожидать, что потенциал $v(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ близок к потенциалу $v_{in}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ во внутренней области всех достаточно тяжелых ядер, где плотность нуклонов $\rho(r)$ совпадает с плотностью ядерной материи ρ_0 . Поэтому спаривание в атомных ядрах целиком связано с их конечностью. Можно указать на два возможных источника появления эффективного притяжения для потенциала $v(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$. Взаимодействие пары нуклонов, находящихся во внешней области ядра, где плотность нуклонов мала и применимо «газовое» приближение, с хорошей степенью точности определяется притягивающим пустотным потенциалом $v_{ex}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$. Поскольку переход от значений потенциала $v = v_{ex}$ во внешней области к значениям $v = v_{in}$ в центре ядра происходит непрерывно, можно ввести интерполяционный потенциал $v^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ вида [3]:

$$v^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \{v_{in} y^n(\mathbf{R}) + v_{ex}(1 - y^n(\mathbf{R}))\} f(r), \quad (41)$$

где

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \quad \mathbf{R} = \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}; \quad y(\mathbf{R}) = \frac{\rho(\mathbf{R})}{\rho_0}, \quad (42)$$

а n — параметр, принимаемый равным 1 или $2/3$. При этом предполагается, что радиальный формфактор потенциала $f(r)$ из-за короткодействия ядерных сил слабо перенормируется при переходе из внешней во внутреннюю область ядра. Расчеты эффектов спаривания в ядрах «маг ± 2 нуклона», где энергетическая щель в спектре одночастичных возбуждений равна нулю, то есть имеется спаривание двух нуклонов, но отсутствует сверхтекучесть, были проведены в работе [44] на основе формулы (41) при выборе формфактора $f(r)$ в виде δ -функции. Оказалось, что для получения экспериментальных значений энергий спаривания в указанных ядрах при $v_{ex} = v_{ex}^0$, величина v_{in} должна иметь отталкивательный характер и значения $v_{in} \lesssim \frac{1}{6} |v_{ex}^0|$, что разумно согласуется с условием малости величины v_{in} ($v_{in} \approx 0$) в ядерной материи. К сожалению, использование потенциалов δ -образной формы приводит к необходимости искусственным путем обрезать уравнения для амплитуды куперовской пары в импульсном пространстве из-за существования эффекта логарифмической расходимости при высоких импульсах. Поэтому в работе [41] от потенциалов нулевого радиуса сделан переход к эквивалентным с точки зрения задачи рассеяния, но более физичным и автоматически исключающим появление логарифмической расходимости потенциалам конечного радиуса ($r_0 = 1,2$ фм). Из-за существенного уменьшения абсолютных значений парных матричных элементов в этом случае для описания экспериментальных энергий спаривания при $v_{ex} = v_{ex}^0$ потребовалось сильное притяжение внутри ядра $v_{in} \approx v_{ex}^0$ [41]. Если же, основываясь на требовании отсутствия спаривания в ядерной материи ($v_{in} \approx 0$) рассчитать необходимое значение v_{ex} , то оно окажется существенно большим, нежели значение v_{ex}^0 : $v_{ex} \approx 3v_{ex}^0$ [42]. Этот результат противоречит полученному выше условию: $v_{in} \approx 0$, $v_{ex} \approx v_{ex}^0$. Это означает, что по каким-то причинам для объяснения экспериментальных значений энергий спаривания эффективное взаимодействие $V(r_1, r_2)$ должно иметь дополнительный источник притяжения по сравнению с потенциалом $V^0(r_1, r_2)$ (41) с $v_{in} = 0$ и $v_{ex} = v_{ex}^0$. Представляется разумным предположить, что таким источником является взаимодействие двух нуклонов с помощью обмена фононами — квантами коллективных поверхностных колебаний конечных ядер. Данная идея была реализована в работах [43, 13] для ядер типа «маг ± 2 », «маг ± 3 нуклона» и для сферических сверхтекучих ядер. При

этом необходимо было решить проблему учета запаздывания для амплитуды образования куперовской пары. Заметим, что подобная задача была решена ранее для сверхпроводников методом компенсации опасных диаграмм лишь во втором порядке теории возмущений по запаздывающему электрон-фононному взаимодействию.

6. ОДНОЧАСТИЧНАЯ ФУНКЦИЯ ГРИНА В СВЕРХТЕКУЧЕЙ ФЕРМИ-СИСТЕМЕ

Проведем дальнейшее рассмотрение на примере конечных ферми-систем, используя методы работы [13]. Представим уравнение Дайсона (1) для одночастичной функции Грина в графической форме с учетом сверхтекучего члена $\Sigma_s(\epsilon)$ (11) в массовом операторе:

$$\text{thick line} = \text{thin line} + \text{thin line} \rightarrow \Sigma \rightarrow \text{thick line} + \text{thin line} \rightarrow \text{circle with } ic \rightarrow \text{thick line} \quad (43)$$

Если учесть, что мультииндекс λ в сферических системах имеет вид $\lambda = nljm$, то из-за сохранения полного момента j , его проекции m и четности недиагональные элементы ($\lambda \neq \lambda'$) функции Грина $G_{\lambda\lambda'}(\epsilon)$, запаздывающей части массового оператора $\tilde{\Sigma}_{\lambda\lambda'}(\epsilon)$ и корреляционной функции $G_{\lambda\lambda'}(\epsilon)$ связаны с изменением главного квантового числа n на $\pm 2, \pm 4$ и т.д. Влияние подобных членов оказывается малым (см., например, [42,44,14]). Поэтому в уравнении (43) можно оставить только диагональные члены и представить его в следующей аналитической форме [13]:

$$\begin{aligned} G_{\lambda}(\epsilon) = & G_{\lambda}^0(\epsilon) + G_{\lambda}^0(\epsilon) \tilde{\Sigma}_{\lambda}(\epsilon) G_{\lambda}(\epsilon) - G_{\lambda}^0(\epsilon) C_{\lambda}(\epsilon) \times \\ & \times \bar{G}_{\lambda}(2\mu - \epsilon) C_{\lambda}(\epsilon) G_{\lambda}(\epsilon). \end{aligned} \quad (44)$$

В свою очередь, корреляционная функция $C_{\lambda}(\epsilon)$ удовлетворяет уравнению [3]:

$$\text{diagram} = \text{diagram} \quad (45)$$

где V — неприводимый по каналу частица-частица четырехполюсник, играющий роль эффективного потенциала взаимодействия двух нуклонов в задаче об их спаривании. Поскольку четырехполюсник V симметризован, то правая и левая части уравнения (45) инвариантны к перестановке местами переменных ϵ и $(2\mu - \epsilon)$. Тогда вместо функции $C_{\lambda}(\epsilon)$ введем чет-

ную по переменной $\varepsilon' = \varepsilon - \mu$ функцию $\tilde{C}_\lambda(\varepsilon')$. Запаздывающую часть массового оператора $\tilde{\Sigma}_\lambda(\varepsilon)$ представим в виде

$$\tilde{\Sigma}_\lambda(\varepsilon) = {}_1\tilde{\Sigma}_\lambda(\varepsilon') + {}_2\tilde{\Sigma}_\lambda(\varepsilon'),$$

где ${}_1\tilde{\Sigma}_\lambda(\varepsilon')$ — четная, а ${}_2\tilde{\Sigma}_\lambda(\varepsilon')$ — нечетная функция переменной ε' . Тогда для уравнения (44) получим

$$G_\lambda(\varepsilon) = \frac{[\varepsilon' - {}_2\tilde{\Sigma}_\lambda(\varepsilon')] + [(\varepsilon_\lambda - \mu) + {}_1\tilde{\Sigma}_\lambda(\varepsilon')]}{\Omega_\lambda(\varepsilon)}, \quad (46)$$

где

$$\Omega_\lambda(\varepsilon') \equiv \varepsilon'^2 \left[1 - \frac{{}_2\tilde{\Sigma}_\lambda(\varepsilon')}{\varepsilon'} \right]^2 - [\varepsilon_\lambda - \mu - {}_1\tilde{\Sigma}_\lambda(\varepsilon')]^2 - [\tilde{C}_\lambda(\varepsilon')]^2. \quad (47)$$

Поскольку функция $\Omega_\lambda(\varepsilon')$ четна по переменной ε' , то каждому полюсу $\mu + E_{\lambda\eta}$ функции Грина $G_\lambda(\varepsilon)$ соответствует полюс $\mu - E_{\lambda\eta}$; величина $E_{\lambda\eta}$ положительна и определяется соотношением

$$E_{\lambda\eta} = [(\varepsilon_{\lambda\eta} - \mu)^2 + \Delta_{\lambda\eta}^2]^{1/2}, \quad (48)$$

где

$$\varepsilon_{\lambda\eta} = [\varepsilon_\lambda - \mu + {}_1\tilde{\Sigma}_\lambda(E_{\lambda\eta})] / 1 + q_{\lambda\eta}; \quad (49)$$

$$\Delta_{\lambda\eta} = \tilde{C}_\lambda(E_{\lambda\eta}) / 1 + q_{\lambda\eta}; \quad (50)$$

$$q_{\lambda\eta} = -{}_2\tilde{\Sigma}_\lambda(E_{\lambda\eta}) / E_{\lambda\eta}. \quad (51)$$

Используя (46), построим лемановское разложение типа (2) для $G_\lambda(\varepsilon)$:

$$G_\lambda(\varepsilon) = \sum_\eta \left[\frac{a_{\lambda\eta} u_{\lambda\eta}^2}{\varepsilon - \mu - E_{\lambda\eta} + i\delta} + \frac{a_{\lambda\eta} v_{\lambda\eta}^2}{\varepsilon - \mu + E_{\lambda\eta} - i\delta} \right], \quad (52)$$

где

$$a_{\lambda\eta} u_{\lambda\eta}^2 = \frac{(1 + q_{\lambda\eta})[E_{\lambda\eta} + \varepsilon_{\lambda\eta} - \mu]}{\dot{\Omega}_{\lambda}(E_{\lambda\eta})}, \quad (53)$$

$$a_{\lambda\eta} v_{\lambda\eta}^2 = \frac{(1 + q_{\lambda\eta})[E_{\lambda\eta} - \varepsilon_{\lambda\eta} + \mu]}{\dot{\Omega}_{\lambda}(E_{\lambda\eta})}, \quad (53')$$

причем точкой обозначена производная по ε' , а коэффициенты $u_{\lambda\eta}$ и $v_{\lambda\eta}$ определены так, что $U_{\lambda\eta}^2 + V_{\lambda\eta}^2 = 1$. Складывая и умножая (53) и (53'), найдем

$$a_{\lambda\eta} = \frac{2E_{\lambda\eta}(1 + q_{\lambda\eta})}{\dot{\Omega}_{\lambda}(E_{\lambda\eta})}, \quad (54)$$

$$u_{\lambda\eta}^2 = 1/2 \left[1 + \frac{\varepsilon_{\lambda\eta} - \mu}{E_{\lambda\eta}} \right], \quad v_{\lambda\eta}^2 = 1/2 \left[1 - \frac{\varepsilon_{\lambda\eta} - \mu}{E_{\lambda\eta}} \right]. \quad (55)$$

При выключении сверхтекучих корреляций, когда $\tilde{C}_{\lambda} = 0$, имеем $\mu \rightarrow \mu^0$, $\varepsilon_{\lambda\eta} \rightarrow \varepsilon_{\lambda\eta}^0$, коэффициенты $u_{\lambda\eta}$ и $v_{\lambda\eta}$ принимают «нормальные» значения $u_{\lambda\eta}^0 = 0$ и $v_{\lambda\eta}^0 = 1$ для $\varepsilon_{\lambda\eta}^0 \leq \mu^0$ и $u_{\lambda\eta}^0 = 1$ и $v_{\lambda\eta}^0 = 0$ для $\varepsilon_{\lambda\eta}^0 > \mu^0$, а константа $a_{\lambda\eta}$ переходит в вычет $a_{\lambda\eta}^0$ для одночастичной «нормальной» функции Грина $G_{\lambda}^n(\varepsilon)$. Заметим, что формула (48) для $E_{\lambda\eta}$ и формулы (53) для коэффициентов $u_{\lambda\eta}^2$ и $v_{\lambda\eta}^2$, найденные для полюсов одночастичной функции Грина произвольной сложности [13], совпадают с традиционными выражениями для E_{λ} и u_{λ}^2 , v_{λ}^2 [3], полученными при учете в функции Грина только одноквазичастичных полюсов. Сопоставляя лемановское разложение (52) с общим видом этого разложения (2), получим, что

$$a_{\lambda\eta} u_{\lambda\eta}^2 = |\langle N_0 | a_{\lambda} | p \rangle|^2, \quad E_p - E_{N_0} = E_{\lambda\eta} + \mu,$$

$$a_{\lambda\eta} v_{\lambda\eta}^2 = |\langle N_0 | a_{\lambda}^+ | p' \rangle|^2, \quad E_{N_0} - E_{p'} = \mu - E_{\lambda\eta}.$$

Складывая $a_{\lambda\eta} v_{\lambda\eta}^2$ и $a_{\lambda\eta} u_{\lambda\eta}^2$ и суммируя по индексам p, p' , получим правило сумм:

$$\sum_{\eta} a_{\lambda\eta} = 1,$$

совпадающее с полученным выше правилом сумм [14].

7. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ФРАГМЕНТАЦИИ И ЗАПАЗДЫВАНИЯ

Уравнение (45) для корреляционной функции $C_{\lambda}(\epsilon)$ представим в аналитической форме:

$$C_{\lambda}(\epsilon) = \int \frac{d\epsilon_1}{2\pi i} V_{\lambda\lambda, \lambda_1\lambda_1}(\epsilon - \epsilon_1) \bar{G}_{\lambda_1}(2\mu - \epsilon_1) \bar{G}_{\lambda_1}(\epsilon_1) C_{\lambda_1}(\epsilon_1). \quad (56)$$

Неприводимый по каналу частица-частица четырехполюсник V описывается выражением вида [3]:

$$V = W + U(GG)_{\text{чд}} \Gamma,$$

где W — четырехполюсник, неприводимый одновременно по каналам частица-частица и частица-дырка, U — четырехполюсник, неприводимый по каналу частица-дырка и введенный ранее в уравнении (40), $(GG)_{\text{чд}}$ — произведение двух одночастичных функций Грина в канале частица-дырка. Амплитуда рассеяния Γ двух частиц в среде, в свою очередь, удовлетворяет уравнению

$$\Gamma = U + U(GG)_{\text{чд}} \Gamma.$$

Решение этого уравнения можно представить в виде [3]:

$$\Gamma = \Gamma' + \tilde{\Gamma},$$

где явным образом выделена полюсная часть $\tilde{\Gamma}$ полной амплитуды Γ , зависящая от переданной в канале частица-частица энергии $\omega = \epsilon - \epsilon_1$. Эту часть Γ можно представить [3]:

$$\tilde{\Gamma} = \sum_{\alpha} \begin{array}{c} \text{---} \rightarrow \text{---} \\ \text{---} \rightarrow \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} g_{\alpha} \\ g_{\alpha} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \end{array} D_{\alpha}(\omega) \text{---} \text{---} \text{---}, \quad (57)$$

где g_{α} — амплитуда рождения фона, удовлетворяющая уравнению (40), а волнистая линия соответствует фононной функции Грина $D_{\alpha}(\omega)$ (39).

Как отмечено в работе [30], в атомных ядрах существует ветвь коллективных возбуждений, связанная с изоскалярными, не зависящими от спина сильно коллективизированными фононами ($\alpha = \alpha_0$), которые соответствуют поверхностным колебаниям ядра и имеют природу, аналогичную классическим колебаниям капиллярного типа. Для указанных фононов поверхностная компонента их волновой функции значительно превосходит объемную, связанную с возбуждениями нуль-звукового характера.

Обмен подобными сильно коллективизированными поверхностными фононами может привести к появлению заметного притяжения в канале частица-частица [43]. Поэтому явным образом выделим в $\tilde{\Gamma}$ члены с $\alpha = \alpha_0$, соответствующие этим фононам, а остальную часть амплитуды $\tilde{\Gamma}$, связанную с большим числом нуль-звуковых фононов и в силу этого имеющую более слабую ω -зависимость, учтем наряду с неполюсными членами Γ' . Тогда четырехполюсник V представим

$$V = V_0 + \sum_{\alpha_0} g_{\alpha_0} D_{\alpha_0}(\omega) g_{\alpha_0},$$

где

$$V_0 = W + \Gamma' - U - \sum_{\alpha \neq \alpha_0} g_{\alpha} D_{\alpha}(\omega) g_{\alpha},$$

причем величина V_0 соответствует эффективному незапаздывающему взаимодействию в канале частица-частица и может быть представлена в виде (41) [3]. Уравнение (56) перепишется в виде [13]:

$$C_{\lambda}(\epsilon) = \int \frac{d\epsilon_1}{2\pi i} \bar{G}_{\lambda_1}(2\mu - \epsilon_1) G_{\lambda_1}(\epsilon_1) C_{\lambda_1}(\epsilon_1) \left[V_{0\lambda\lambda, \lambda_1\lambda_1} + \sum_{\alpha_0} g_{\alpha_0, \lambda\lambda_1}^2 D_{\alpha_0}(\epsilon - \epsilon_1) \right]. \quad (58)$$

Квадратичная зависимость $D_{\alpha}(\epsilon - \epsilon_1)$ от $(\epsilon - \epsilon_1)$ в уравнении (58) позволяет построить лемановское разложение для корреляционной функции $\tilde{C}_{\lambda}(\epsilon')$ [43]:

$$\tilde{C}_{\lambda}(\epsilon') = \tilde{C}_{\lambda}^0 + \sum_r \frac{\tilde{C}_{\lambda r}}{\epsilon'^2 - \epsilon_{\lambda}^2(r) + i\delta}. \quad (59)$$

Подставляя (59) в (58) и используя лемановское разложение (49) для $G_{\lambda_1}(\epsilon_1)$ и аналогичное представление при $\tilde{C}_{\lambda} = 0$ для $\bar{G}_{\lambda_1}(2\mu - \epsilon_1)$, можно по-

лучить [43] систему связанных нелинейных уравнений для коэффициентов $\tilde{C}_\lambda^0$ и $\tilde{C}_{\lambda r}$ и энергий $\varepsilon_\lambda(r)$. Эту систему можно решить итерационным методом, когда нулевая итерация соответствует использованию для $\tilde{C}_\lambda(\varepsilon')$ только однородного члена, а первая итерация получается при использовании в правой части уравнения (58) этого однородного члена и так далее.

Система нелинейных алгебраических уравнений (38), (40), (49)—(51), (54), (59) вместе с условием сохранения числа частиц N [3]:

$$N = \sum_{\lambda} \left| \frac{d\varepsilon}{2\pi i} G_{\lambda}(\varepsilon) e^{-i\varepsilon\tau} \right|_{\tau \rightarrow 0^-} = \sum_{\lambda\eta} a_{\lambda\eta} v_{\lambda\eta}^2 \quad (60)$$

образуют замкнутую систему уравнений для описания одночастичного и коллективного спектров сверхтекучего атомного ядра с учетом запаздывающего нуклон-фононного взаимодействия и фрагментации квазичастиц. При этом источниками фрагментации являются, с одной стороны, запаздывающая часть массового оператора $\tilde{\Sigma}(\varepsilon)$, с другой — наличие запаздывания у части корреляционной функции $\tilde{C}_\lambda(\varepsilon')$, связанной с запаздывающим нуклон-фононным взаимодействием. Полученная система уравнений может быть преобразована для описания эффектов спаривания двух нуклонов в ядрах типа « $\text{mag} \pm 2$ », « $\text{mag} \pm 3$ » нуклона, в которых энергетическая щель равна нулю и отсутствует явление сверхтекучести. Для этого во всех уравнениях необходимо вместо одночастичной сверхтекучей функции Грина $G_\lambda(\varepsilon)$ (44) использовать аналогичную «нормальную» функцию Грина $G_\lambda^n(\varepsilon)$, когда корреляционная функция $C_\lambda(\varepsilon) = 0$. В то же время амплитуду перехода $\bar{C}_\lambda(\varepsilon)$ двух нуклонов в состояние куперовской пары в указанных несверхтекучих ядрах определим уравнением типа (58) [3]:

$$\begin{aligned} \bar{C}_\lambda(\varepsilon) = \int \frac{d\varepsilon_1}{2\pi i} G_{\lambda_1}''(2\mu - \varepsilon_1) G_{\lambda_1}''(\varepsilon_1) \bar{C}_{\lambda_1}(\varepsilon_1) \left[V_{0\lambda\lambda, \lambda_1\lambda_1} + \right. \\ \left. + \sum_{\alpha_0} g_{\alpha_0\lambda\lambda_1}^2 D_{\alpha_0}(\varepsilon - \varepsilon_1) \right], \end{aligned} \quad (61)$$

где черта над всеми функциями означает использование при их построении одночастичных функций Грина $G_\lambda^n(\varepsilon)$ вместо функций $G_\lambda(\varepsilon)$. Уравнение (61) является уравнением на собственное значение для энергии 2μ -куперовской пары.

8. НУКЛОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Для качественной оценки роли нуклон-фононного взаимодействия для спаривания нуклонов в атомных ядрах системы уравнений, полученные выше, были решены при использовании первой итерации. В этом случае во всех уравнениях (38), (40), (49)—(51), (54), (59), (61) полностью исключались эффекты фрагментации, то есть полагали $a_{\lambda\eta} = 1$, $q_{\lambda\eta} = 0$, $\Delta_{\lambda\eta} = \Delta_\lambda$, $\varepsilon_{\lambda\eta} = \varepsilon_\lambda$. Уравнения (58) и (61) решались при использовании первой итерации и приводились к виду [13,43]:

$$\Delta_\lambda = - \sum_{\lambda_1} \frac{\Delta_{\lambda_1}}{2E_{\lambda_1}} \left\{ V_{0\lambda\lambda, \lambda_1\lambda_1} + \sum_{\alpha_0} g_{\alpha_0, \lambda\lambda_1}^2 D_{\alpha_0, \lambda\lambda_1} \right\}, \quad (62)$$

$$2(\mu - \varepsilon_\lambda) \chi_\lambda = (1 - 2n_\lambda^0) \sum_{\lambda_1} \chi_{\lambda_1} \left\{ V_{0\lambda\lambda, \lambda_1\lambda_1} + \sum_{\alpha_0} g_{\alpha_0, \lambda\lambda_1}^2 \bar{D}_{\alpha_0, \lambda\lambda_1} \right\}, \quad (63)$$

где $\Delta_\lambda \equiv \bar{C}_\lambda(E_\lambda)$ — энергетическая щель для сверхтекучего атомного ядра; χ_λ — волновая функция куперовской пары нуклонов в несверхтекучем ядре в λ -представлении, $n_\lambda^0 = (v_\lambda^0)^2$.

В формулах (62), (63) фононная функция Грина $D_{\alpha_0}(\omega)$ (39), входящая в (58), преобразуется в функции $D_{\alpha_0, \lambda\lambda_1}$ и $\bar{D}_{\alpha_0, \lambda\lambda_1}$, причем

$$D_{\alpha_0, \lambda\lambda_1} = \frac{E_{\lambda_1} + \omega_{\alpha_0}}{E_\lambda^2 - (E_{\lambda_1} + \omega_{\alpha_0})^2},$$

а $\bar{D}$ отличается от D заменой E_λ на $|\varepsilon_\lambda - \mu|$.

Уравнения (62), (63) решались при использовании для $V_0(r_1, r_2)$ интерполяционной формулы (41) с $v_{in} = 0$ и $v_{ex} = v_{ex}^0 = -950 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^{-1}$ [3] и с формфактором в юкавской форме:

$$f(r) = (4\pi r r_0)^{-1} \exp(-r/r_0),$$

где $r_0 = 1,2 \text{ фм}$.

Для сверхтекучих сферических ядер ^{108}Cd , ^{110}Cd , ^{124}Tl , ^{126}Tl в качестве фононов в уравнении (62) использовались низколежащие 2^+ -, 4^+ -фононы и 2^+ -фонон гигантского квадрупольного резонанса. В [13] было показано, что основной вклад в нуклон-фононное взаимодействие дает низколежащий сильно коллективизированный 2^+ -фонон. Рассчитанные величины Δ_λ использовались для получения парных энергий указанных выше ядер. Результаты расчетов позволили сделать вывод о том, что включение нуклон-фононных взаимодействий позволяет количественно описать экспериментальные парные энергии без введения дополнительных свободных параметров.

Для сферических несверхтекучих ядер типа «маг ± 2 », «маг ± 3 » нуклона, лежащих в окрестности дважды-магического ядра ^{208}Pb , уравнение (63) решалось [43] при учете всех сильно коллективизированных изоскалярных фононов с $L = 0$, $2 \leq L \leq 16$, включая фононы гигантских резонансов. Лишь столь большой фононный базис позволил удовлетворительно описать парные энергии для всех исследованных ядер без введения дополнительных свободных параметров.

Таким образом, только учет нуклон-фононного взаимодействия при решении задачи спаривания нуклонов в ядрах позволил правильно передать структуру эффективного взаимодействия нуклонов в канале частица-частица. Тем самым продолжена аналогия между явлениями сверхпроводимости металлов и куперовским спариванием нуклонов в атомных ядрах, в которых определяющую роль играет взаимодействие фермионов с фононами.

9. ОДНОЧАСТИЧНАЯ ФУНКЦИЯ ГРИНА И УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ФЕРМИОНОВ

Рассмотрим теперь задачу упругого рассеяния фермиона на конечной ферми-системе, содержащей N частиц и находящейся в основном состоянии. Матричный элемент S -матрицы $S_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}$, описывающий упругое рассеяние, можно представить в виде [10]:

$$S_{\mathbf{p}'\mathbf{p}} = \lim_{t \rightarrow \infty, t' \rightarrow -\infty} \langle N_0 | a_{\mathbf{p}'}(t) S a_{\mathbf{p}}^+(t') | N_0 \rangle e^{-iE_{\mathbf{p}'}t/\hbar} e^{iE_{\mathbf{p}}t'/\hbar}, \quad (64)$$

где $a_{\mathbf{p}}(t)$ — оператор уничтожения фермиона с импульсом $\mathbf{p}$ в представлении взаимодействия, $E_{\mathbf{p}} = \frac{p^2}{2m}$. Тогда, используя выражение для одночастичной функции Грина в представлении взаимодействия [45]:

$$G_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(t-t') = -i \langle N_0 | S^+ T \{ a_{\mathbf{p}'}(t) a_{\mathbf{p}}^+(t') S \} | N_0 \rangle,$$

получим с точностью до постоянного фазового множителя $e^{i\beta}$:

$$S_{\mathbf{p}'\mathbf{p}} = \lim_{t \rightarrow \infty, t' \rightarrow -\infty} i G_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(t-t') e^{-iE_{\mathbf{p}'}t/\hbar} e^{iE_{\mathbf{p}}t'/\hbar}. \quad (65)$$

Используем уравнение Дайсона [45] для функции Грина в следующей форме:

$$G_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(t-t') = G_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^0(t-t') + \sum_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} G_{\mathbf{p}'\mathbf{p}_1}^0(t-t') \Omega_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}(t_1-t_2) \times \\ \times G_{\mathbf{p}_2\mathbf{p}}^0(t_2-t') dt_1 dt_2, \quad (66)$$

где $\Omega_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}(t_1-t_2)$ — приводимый собственно-энергетический оператор.

Свободная функция Грина $G_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^0(t-t')$ для $t > t'$ имеет вид

$$G_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^0(t-t') = -i\delta_{\mathbf{p}'\mathbf{p}} e^{iE_{\mathbf{p}}(t-t')/\hbar}. \quad (67)$$

Подставляя (66) и (67) в (65), получим

$$S_{\mathbf{p}'\mathbf{p}} = \delta_{\mathbf{p}'\mathbf{p}} - 2\pi i \Omega_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(E_p) \delta(E_p - E_{p'}), \quad (68)$$

где $\Omega_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(\epsilon)$ — приводимый собственно-энергетический оператор в ϵ -представлении. Сравнивая формулу (68) с выражением S -матрицы через T -матрицу в теории Липпмана — Швингера [46], получим, что матричный элемент T -матрицы для упругого рассеяния $T_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}$ совпадает с приводимым собственно-энергетическим оператором в ϵ -представлении при $\epsilon = E_p$:

$$T_{\mathbf{p}'\mathbf{p}} = \Omega_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(E_p). \quad (69)$$

Выражая приводимый собственно-энергетический оператор $\Omega_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(\epsilon)$ через массовый оператор $\Sigma_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(\epsilon)$, введенный выше (1), и используя уравнение Липпмана — Швингера [46], связывающее T -матрицу с потенциалом $\hat{V}$

взаимодействия фермиона с конечной ферми-системой, получим выражение для потенциала $\hat{V}$ в координатном представлении через нелокальный и запаздывающий массовый оператор:

$$\hat{V} = \Sigma(r, r', E_p). \quad (70)$$

Поскольку полюсы одночастичной функции Грина $G_{p'p}(\epsilon)$ в комплексной плоскости ϵ в точности совпадают с полюсами приводимого собственно-энергетического оператора $\Omega_{p'p}(\epsilon)$, то из уравнения (68) следует, что полюсы матричного элемента S -матрицы для упругого рассеяния $S_{p'p}(\epsilon)$ совпадают с полюсами одночастичной функции Грина $G_{p'p}(\epsilon)$.

Для перехода к оптической модели [47,48] необходимо усреднить матричный элемент S -матрицы $S_{p'p}(\epsilon)$ для упругого рассеяния по определенному энергетическому интервалу Δ , содержащему достаточно много полюсов матричного элемента $S_{p'p}(\epsilon)$ и, следовательно, функции Грина $G_{p'p}(\epsilon)$, но достаточно малому по сравнению с энергией возбуждения системы, содержащей $(N+1)$ фермионов:

$$\bar{S}_{p'p}(\epsilon) = \int \gamma_{\Delta}(\epsilon - \epsilon') S_{p'p}(\epsilon') d\epsilon',$$

где функция усреднения $\gamma_{\Delta}(x)$ — четная относительно x , максимальна при $x=0$, нормирована на единицу и достаточно быстро спадает вне интервала усреднения Δ . В дальнейшем мы будем использовать функцию $\gamma_{\Delta}(x)$ в брейт-вигнеровской форме [54]:

$$\gamma_{\Delta}^{BW}(x) = \frac{\Delta}{2\pi} [x^2 + \Delta^2/4]^{-1}, \quad (71)$$

которая удовлетворяет всем перечисленным свойствам и имеет очень удобные для расчетов аналитические свойства в комплексной плоскости x [28]. Тогда оптический потенциал $\hat{V}^{\text{opt}}$, описывающий упругое рассеяние фермионов в оптической модели, выражается через усредненный по энергии массовый оператор, который при использовании формул (5), (5') может быть представлен как

$$\hat{V}^{\text{opt}} = \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E_p) = \Sigma_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \text{Re } \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E_p) + i \text{Im } \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E_p), \quad (72)$$

где

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \bar{\bar{\Sigma}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon) = & \sum_i \frac{\langle 0 | b(\mathbf{r}) | i \rangle \langle i | b^+(\mathbf{r}') | 0 \rangle (\varepsilon - \varepsilon_i)}{(\varepsilon - \varepsilon_i)^2 + \Delta^2/4} + \\ & + \sum_{i'} \frac{\langle 0 | b^+(\mathbf{r}') | i' \rangle \langle i' | b(\mathbf{r}) | 0 \rangle (\varepsilon - \varepsilon_{i'})}{(\varepsilon - \varepsilon_{i'})^2 + \Delta^2/4}; \end{aligned} \quad (73)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \bar{\bar{\Sigma}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varepsilon) = & \frac{\Delta}{2} \left\{ \sum_i \frac{\langle 0 | b(\mathbf{r}) | i \rangle \langle i | b^+(\mathbf{r}') | 0 \rangle}{(\varepsilon - \varepsilon_i)^2 + \Delta^2/4} + \right. \\ & \left. + \sum_{i'} \frac{\langle 0 | b^+(\mathbf{r}') | i' \rangle \langle i' | b(\mathbf{r}) | 0 \rangle}{(\varepsilon - \varepsilon_{i'})^2 + \Delta^2/4} \right\}. \end{aligned} \quad (74)$$

Для анализа свойств оптического потенциала (72) полезно проанализировать свойства усредненной фермионной силовой функции.

10. УСРЕДНЕННАЯ ОДНОЧАСТИЧНАЯ СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ ДЛЯ «ЗАКРЫТОЙ» ФЕРМИ-СИСТЕМЫ

Если энергия возбуждения квазичастицы $|\varepsilon_\lambda - \mu|$ достаточно велика, то в одночастичную силовую функцию $P_{\lambda\lambda'}(\varepsilon)$ (13) основной вклад вносят высоковозбужденные состояния ферми-системы p и p' , имеющие достаточно высокую плотность. Тогда можно ввести усредненную одночастичную силовую функцию $\bar{P}_{\lambda\lambda'}(\varepsilon)$ с использованием функции усреднения $\gamma_\Delta(x)$. Из-за случайности фаз произведений амплитуд $\langle N_0 | a_\lambda | p \rangle \langle p | a_{\lambda'}^+ | N_0 \rangle$ усредненная силовая функция $\bar{P}_{\lambda\lambda'}(\varepsilon) = 0$ при $\lambda \neq \lambda'$. Поэтому рассмотрим диагональную функцию $\bar{P}_\lambda(\varepsilon) = P_{\lambda\lambda}(\varepsilon)$. Энергетический момент k -го порядка $\bar{J}_\lambda^{(k)}$ для функции $\bar{P}_\lambda(\varepsilon)$ определяется формулой (3') с заменой $P(r, r', \varepsilon)$ на $\bar{P}_\lambda(\varepsilon)$. Чтобы все моменты $\bar{J}_\lambda^{(k)}$ были конечными, необходимо, чтобы функция усреднения $\gamma_\Delta(x)$ спадала при больших x быстрее, чем $|x|^{-k-1}$ (например,

функция $\gamma_{\Delta}(x)$ может быть задана прямоугольником, гауссианом и т.д.). В то же время из-за четности и нормированности функции $\gamma_{\Delta}(x)$ равенства

$$\bar{J}_{\lambda\lambda'}^0 = J_{\lambda\lambda'}^0 = \delta_{\lambda\lambda'}, \quad (75)$$

$$\bar{J}_{\lambda\lambda'}^{(1)} = J_{\lambda\lambda'}^{(1)} = \delta_{\lambda\lambda'} \varepsilon_{\lambda} \quad (76)$$

выполняются и при выборе $\gamma_{\Delta}(x)$ в брейт-вигнеровской форме (71), для которой все высшие моменты, начиная со второго, расходятся. Рассмотрим усредненную по брейт-вигнеровскому распределению (71) силовую функцию $\bar{P}_{\lambda}(\varepsilon)$. Представим эту функцию в виде интеграла в комплексной плоскости ε' :

$$\bar{P}_{\lambda}(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2 i} \oint_C \frac{\Delta}{(\varepsilon - \varepsilon')^2 + \Delta^2/4} G_{\lambda\lambda}(\varepsilon') d\varepsilon', \quad (77)$$

где замкнутый контур C вплотную охватывает с двух сторон действительную ось ε' [28]. Подставляя в (77) выражение $G_{\lambda\lambda}(\varepsilon)$ через массовый оператор $\Sigma_{\lambda\lambda}(\varepsilon)$, получаемое из уравнения (1), пренебрегая величинами $\tilde{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\varepsilon)$ для $\lambda \neq \lambda'$ из-за случайности знаков амплитуд $\langle 0 | b_{\lambda} | t \rangle \langle t | b_{\lambda}^+ | 0 \rangle$ и используя технику работы [54], получим

$$\bar{P}_{\lambda}(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi} \frac{2\text{Im} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\varepsilon) + \Delta}{[\varepsilon - \varepsilon_{\lambda} - \text{Re} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\varepsilon)]^2 + [\text{Im} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\varepsilon)]^2}, \quad (78)$$

где $\text{Re} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}$ и $\text{Im} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}$ определяются формулами (73), (74).

При анализе свойств распределения (78) необходимо учесть, что оно в силу (75) нормировано на единицу, и в силу (76) его первый момент равен ε_{λ} . Эти условия накладывают существенные ограничения на свойства

$\text{Re} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\varepsilon)$ и $\text{Im} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\varepsilon)$. Можно строго показать, что если для $\text{Re} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\varepsilon)$ и $\text{Im} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\varepsilon)$ использовать разложения в ряд Тейлора по степеням $(\varepsilon - \mu)$, кото-

рые широко применяются при исследовании $\text{Re } \tilde{\Sigma}$ и $\text{Im } \tilde{\Sigma}$ в теории ферми-жидкости [2,3], то теоремы (75) и (76) выполняются в единственном случае:

$$\text{Re } \bar{\tilde{\Sigma}}_{\lambda\lambda}(\epsilon) = 0; \quad \text{Im } \bar{\tilde{\Sigma}}_{\lambda\lambda}(\epsilon) = \frac{\Gamma_\lambda}{2}, \quad (79)$$

где Γ_λ — эффективная ширина распределения (78), не зависящая от энергии ϵ и совпадающая со «спредовой» шириной или шириной фрагментации квазичастицы λ в «закрытой» конечной ферми-системе. Тогда распределение (78) при условии $\Gamma_\lambda \gg \Delta$ принимает стандартную брейт-вигнеровскую форму:

$$\bar{P}_\lambda(\epsilon) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_\lambda}{(\epsilon - \epsilon_\lambda)^2 + \Gamma_\lambda^2/4}. \quad (80)$$

Заметим, что формула (80) для одночастичной усредненной силовой функции была получена ранее в работе [28] на основе более упрощенной схемы. К этому же результату можно прийти и иным путем, близким по существу к способу, широко используемому в R -матричной теории ядерных реакций и теории нейтронных силовых функций [23,28]. При достаточно высоких энергиях ϵ_t в формулах (73), (74) можно заменить суммирование по t на интегрирование по $d\epsilon_t$, если ввести энергетическую плотность $\rho(\epsilon_t)$ состояний t и использовать матричный элемент

$|\langle 0 | b_\lambda | t \rangle|^2$, усредненный по интервалу Δ' , содержащему достаточно много уровней и в то же время достаточно малому по сравнению с интервалом Δ ($\Delta' \ll \Delta$).

Аналогичную процедуру можно проделать и с суммой по состояниям t' , тогда формулы (73), (74) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \text{Re } \bar{\tilde{\Sigma}}_{\lambda\lambda}(\epsilon) = & \int_{\mu}^{\infty} \frac{d\epsilon_t \rho(\epsilon_t) |\langle 0 | b_\lambda | t \rangle|^2 (\epsilon - \epsilon_t)}{(\epsilon - \epsilon_t)^2 + \Delta^2/4} + \\ & + \int_{-\infty}^{\mu} d\epsilon_{t'} \rho(\epsilon_{t'}) \frac{|\langle 0 | b_\lambda^+ | t' \rangle|^2 (\epsilon - \epsilon_{t'})}{(\epsilon - \epsilon_{t'})^2 + \Delta^2/4}; \end{aligned} \quad (81)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\epsilon) = & \frac{\Delta}{2} \int_{\mu}^{\infty} d\epsilon_t \rho(\epsilon_t) \frac{|\langle 0 | b_{\lambda} | t \rangle|^2}{(\epsilon - \epsilon_t)^2 + \Delta^2/4} + \\ & + \frac{\Delta}{2} \int_{-\infty}^{\mu} d\epsilon_t \rho(\epsilon_t) \frac{|\langle 0 | b_{\lambda}^+ | t' \rangle|^2}{(\epsilon - \epsilon_t)^2 + \Delta^2/4}. \end{aligned} \quad (82)$$

Представим теперь произведение $|\langle 0 | b_{\lambda} | t \rangle|^2 \cdot \rho(\epsilon_t)$ в виде ряда Тейлора по степеням $(\epsilon_t - \mu)^n$, где $n \geq 0$. Тогда первый интеграл в формуле (81) разойдется для всех членов этого ряда с $n > 0$. В этом случае распределение (78) для всех конечных ϵ обратится в нуль, что не может соответствовать реальной физической ситуации. Это означает, что в разложении $|\langle 0 | b_{\lambda} | t \rangle|^2 \cdot \rho(\epsilon_t)$ по $(\epsilon - \mu)^n$ отличен от нуля только член с $n = 0$ и справедливы формулы

$$\operatorname{Re} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\epsilon) = 0, \quad \operatorname{Im} \bar{\Sigma}_{\lambda\lambda}(\epsilon) = \pi \left[\rho(\epsilon_t) |\langle 0 | b_{\lambda} | t \rangle|^2 \right]_0 = \frac{\Gamma_{\lambda}}{2}, \quad (83)$$

ведущие снова к распределению (80). Физически результат (83) означает, что величина $\rho(\epsilon_t) |\langle 0 | b_{\lambda} | t \rangle|^2$ не зависит от энергий ϵ_t , то есть усредненная величина квадрата матричного элемента $|\langle 0 | b_{\lambda} | t \rangle|^2$ пропорциональна $\rho(\epsilon_t)^{-1} = D(\epsilon_t)$, где $D(\epsilon_t)$ — среднее расстояние между уровнями t . Последнее утверждение весьма естественно в рамках метода случайных матриц Вигнера [48,49], широко используемого для анализа структуры высоковозбужденных состояний атомных ядер [28,50—52].

Выйти за рамки распределения (80) при выполнении условий (75), (76) можно, если для усредненной запаздывающей части массового оператора

$\bar{\Sigma}_{\lambda}(\epsilon)$ использовать разложение в форме ряда Лорана. Продемонстрируем это в простейшем случае. Выделим среди состояний t в формулах (73), (74) одно состояние t_0 , наиболее сильно связанное с состоянием λ , а остальные состояния учтем, используя формулу (83). Тогда распределение $\bar{P}_{\lambda}(\epsilon)$ можно представить в виде

$$\bar{P}_\lambda(\epsilon) = \frac{1}{\pi} \left| \operatorname{Im} \frac{1}{\epsilon - \epsilon_\lambda - \tilde{\Sigma}_\lambda(\epsilon)} \right|^2, \quad (84)$$

где

$$\tilde{\Sigma}_\lambda(\epsilon) = -\frac{i\Gamma_\lambda}{2} + \frac{|\langle 0 | b_\lambda | t_0 \rangle|^2}{\epsilon - \tilde{\epsilon}_{t_0}}. \quad (85)$$

Принципиальным моментом является введение в знаменатель второго члена формулы (85) комплексной энергии $\tilde{\epsilon}_{t_0} = \epsilon_{t_0} - i\Gamma_{t_0}/2$, где величина Γ_{t_0} является шириной фрагментации выделенного состояния t_0 . Для того чтобы распределение (84) удовлетворяло условиям (75), (76), величина Γ_{t_0} должна быть равна Γ_λ . Тогда формулу (84) можно представить в виде

$$\bar{P}_\lambda(\epsilon) = \frac{\Gamma_\lambda}{2\pi} \left\{ \frac{a_1}{(\epsilon - \epsilon_1)^2 + \Gamma_\lambda^2/4} + \frac{a_2}{(\epsilon - \epsilon_2)^2 + \Gamma_\lambda^2/4} \right\}, \quad (86)$$

где

$$\epsilon_{1,2} = \frac{\epsilon_\lambda + \epsilon_{t_0}}{2} \pm \left[\frac{(\epsilon_\lambda - \epsilon_{t_0})^2}{4} + |\langle 0 | b_\lambda | t_0 \rangle|^2 \right]^{1/2}, \quad (87)$$

причем $a_1 = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_{t_0}}{\epsilon_1 - \epsilon_2}$, $a_2 = \frac{\epsilon_2 - \epsilon_{t_0}}{\epsilon_2 - \epsilon_1}$.

Легко увидеть, что распределение (86) удовлетворяет условиям (75), (76). Физически ясно, что фигурирующее в формуле (86) состояние t_0 является частным случаем «входных» состояний [28], учитываемых, например, при включении связи канала упругого рассеяния нуклона с неупругими каналами, связанными с возбуждением низколежащих коллективных состояний ядра.

Заметим, что включение «входного» состояния t_0 , не меняя величину Γ_λ , приводит к уширению (84) по сравнению с распределением (80). Формулу (86) можно обобщить и на случай учета большего числа «входных» состояний t_0 .

В дальнейшем при анализе свойств стандартной оптической модели для фермионов мы ограничимся рассмотрением случая без учета «входных» состояний, поскольку их влияние описывается в рамках приближения связанных каналов [28].

11. ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ФЕРМИОНОВ И УСРЕДНЕННАЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩАЯ ЧАСТЬ МАССОВОГО ОПЕРАТОРА ДЛЯ КОНЕЧНОЙ «ОТКРЫТОЙ» ФЕРМИ-СИСТЕМЫ

Возникает вопрос, как изменится величина $\bar{\bar{\Sigma}}_{\lambda}(\epsilon)$ при переходе к «открытой» ферми-системе? Ответить на него можно, используя методы R -матричной теории и оболочечно-модельного подхода к описанию резонансных ядерных реакций [52]. Для энергий $\epsilon > 0$, при которых открыт канал вылета фермиона в непрерывный спектр, необходимо сшить внутренние волновые функции $|p\rangle$ и $|p'\rangle$ конечной ферми-системы с внешними волновыми функциями, определяемыми в области $r > R_{\alpha}$ для всех открытых каналов α . Такая сшивка приводит к появлению конечных ширин Γ_p , $\Gamma_{p'}$ у состояний $|p\rangle$ и $|p'\rangle$ и сдвигу реальных частей ϵ_p и $\epsilon_{p'}$ их энергий. Тогда

усредненная запаздывающая часть массового оператора $\bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon)$ может быть представлена в виде

$$\bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon) = \bar{\bar{\Sigma}}_f(r, r') + \Delta\bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon). \quad (88)$$

Величина $\bar{\bar{\Sigma}}_f(r, r')$ является фрагментационной частью $\bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon)$, не зависящей от энергии и удовлетворяющей соотношению (79). Для энергий

$\epsilon_{\lambda} > 0$ ширина $\Gamma_{\lambda} = 2\text{Im} \bar{\bar{\Sigma}}_f$ определяет вероятность перехода в единицу времени из одночастичного фермионного резонансного состояния ϵ_{λ} в многоквaziчастичные состояния $|p\rangle$ и $|p'\rangle$, играющие роль точных ком-

паунд-состояний системы. Другими словами, величина $\text{Im} \bar{\bar{\Sigma}}_f(r, r')$ определяет компоненту мнимой части оптического потенциала фермиона $\hat{V}^{\text{opt}}$ (72), ответственную за все процессы (упругие и неупругие), которые про-

текают через стадию образования компаунд-ядра. Величина $\Delta\bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon)$ определяет добавку к запаздывающей части массового оператора, обусловленную неупругими, многоступенчатыми прямыми и предравновесными процессами, не связанными с образованием составного ядра. Мнимая часть этой величины отлична от нуля только при энергиях фермиона

$\epsilon \geq 0$. Для нахождения величины $\Delta\bar{\bar{\Sigma}}$ можно воспользоваться дисперсионным соотношением для усредненной запаздывающей части массового оператора, следующего из представления (5') и свойств операции усреднения:

$$\operatorname{Re} \bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon) = \frac{1}{\pi} P \int_{\mu}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} \bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon')}{\epsilon' - \epsilon} d\epsilon' - \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\mu} \frac{\operatorname{Im} \bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon')}{\epsilon' - \epsilon} d\epsilon'. \quad (89)$$

Соотношение (89) для $\Delta\bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon)$ можно преобразовать, переходя к разностной форме, если учесть, что $\operatorname{Im} \Delta\bar{\bar{\Sigma}}(\epsilon) = 0$ для $\epsilon \leq 0$:

$$\operatorname{Re} \left\{ \Delta\bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon) - \Delta\bar{\bar{\Sigma}}(r, r', 0) \right\} = \frac{\epsilon}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\operatorname{Im} \Delta\bar{\bar{\Sigma}}(r, r', \epsilon')}{\epsilon'(\epsilon' - \epsilon)} d\epsilon'. \quad (90)$$

Заметим, что подобное соотношение для действительной и мнимой частей оптического потенциала нуклона использовалось для восстановления действительной части оптического потенциала нуклона в работе [53]. Переходя в смешанное представление, формулу (72) для оптического потенциала нуклона можно представить как

$$\hat{V}^{\text{opt}} = \operatorname{Re} \bar{\bar{\Sigma}}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, E) + i \operatorname{Im} \bar{\bar{\Sigma}}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, E), \quad (91)$$

где

$$\operatorname{Re} \bar{\bar{\Sigma}}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, E) = \Sigma_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}) + \operatorname{Re} \Delta\bar{\bar{\Sigma}}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, E), \quad (92)$$

$$\operatorname{Im} \bar{\bar{\Sigma}}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, E) = \operatorname{Im} \bar{\bar{\Sigma}}_f(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}) + \operatorname{Im} \Delta\bar{\bar{\Sigma}}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, E). \quad (93)$$

Теперь, разлагая все операторы в (91) в ряд по степеням оператора импульса нуклона $\hat{\mathbf{p}}$ вплоть до членов второго порядка включительно, для

оптической волновой функции фермиона $\psi^{\text{opt}}(\mathbf{r})$ получим уравнение Шредингера:

$$\left\{ \hat{\mathbf{p}} \frac{1}{2\bar{m}^*(r)} \hat{\mathbf{p}} + \text{Re } \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, 0, E) + i \text{Im } \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, 0, E) - E \right\} \psi^{\text{opt}}(\mathbf{r}) = 0, \quad (94)$$

где $\bar{m}^*(\mathbf{r})$ — комплексная эффективная масса нуклона:

$$\frac{1}{\bar{m}^*(\mathbf{r})} = \frac{1}{m} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \text{Re } \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, E)}{\partial \hat{\mathbf{p}}^2} \bigg|_{\hat{\mathbf{p}}=0} + \frac{i}{3} \frac{\partial^2 \text{Im } \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, E)}{\partial \hat{\mathbf{p}}^2} \bigg|_{\hat{\mathbf{p}}=0}. \quad (95)$$

Представим функцию $\psi^{\text{opt}}(\mathbf{r})$ в виде

$$\psi^{\text{opt}}(\mathbf{r}) = \tilde{f}(r) \bar{\psi}^{\text{opt}}(\mathbf{r}) \quad (96)$$

и выберем фактор $\tilde{f}(r)$ из условия исчезновения в уравнении для $\bar{\psi}^{\text{opt}}(\mathbf{r})$ градиентных членов $\hat{\mathbf{p}} \bar{\psi}^{\text{opt}}(\mathbf{r})$:

$$\tilde{f}(r) = \left(\frac{\bar{m}^*(r)}{m} \right)^{1/2}. \quad (97)$$

Тогда уравнение для функции $\bar{\psi}^{\text{opt}}(\mathbf{r})$ (94) преобразуется к виду

$$\left\{ \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2\bar{m}^*(r)} + \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, 0, E) + \tilde{V}^{\text{grad}}(\mathbf{r}) - E \right\} \bar{\psi}^{\text{opt}}(\mathbf{r}) = 0 \quad (98)$$

или

$$\left\{ \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + V^{\text{opt}}(\mathbf{r}, E) - E \right\} \bar{\psi}^{\text{opt}}(\mathbf{r}) = 0, \quad (99)$$

где $V^{\text{opt}}(\mathbf{r}, E)$ — зависящий от энергии комплексный оптический потенциал:

$$\begin{aligned} V^{\text{opt}}(\mathbf{r}, E) = & \frac{\bar{m}^*(r)}{m} \text{Re } \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, 0, E) + V^{\text{grad}}(\mathbf{r}) + \\ & + i \frac{\bar{m}^*(r)}{m} \text{Im } \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, 0, E) + \left(1 - \frac{\bar{m}^*(r)}{m} \right) E. \end{aligned} \quad (100)$$

Если представить комплексную эффективную массу $\bar{m}^*(r)$ как

$$\bar{m}^*(r) = \tilde{m}^*(r) + im_1(r) \quad (101)$$

и провести разложение $(\bar{m}^*(r))^{-1}$ в ряд по m_1 вплоть до членов первого порядка включительно, то из уравнения (95) получим

$$\frac{1}{\tilde{m}^*(r)} = \frac{1}{m} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 \operatorname{Re} \bar{\Sigma}(r, \hat{\mathbf{p}}, E)}{\partial \hat{\mathbf{p}}^2} \bigg|_{\hat{\mathbf{p}}=0}; \quad (102)$$

$$m_1(r) = -\frac{1}{3} (\tilde{m}^*(r))^2 \frac{\partial^2 \operatorname{Im} \bar{\Sigma}(r, \hat{\mathbf{p}}, E)}{\partial \hat{\mathbf{p}}^2} \bigg|_{\hat{\mathbf{p}}=0}. \quad (103)$$

Разлагая все величины, зависящие от $\bar{m}^*(r)$ в ряд по степеням $m_1(r)$ и оставляя только члены первого порядка малости, для оптического потенциала $V^{\text{opt}}(r, E)$ (100) найдем

$$\operatorname{Re} V^{\text{opt}}(r, E) = \tilde{V}(r, E), \quad (104)$$

где $\tilde{V}(r, E)$ — потенциал, отличающийся от самосогласованного потенциала $V(r, E)$ (23) заменой $\Sigma_0(r, \hat{\mathbf{p}})$ на $\operatorname{Re} \bar{\Sigma}(r, \hat{\mathbf{p}}, E)$;

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} V^{\text{opt}}(r, E) &= \frac{m_1(r)}{m} \operatorname{Re} \bar{\Sigma}(r, 0, E) + \\ &+ \frac{\tilde{m}^*(r)}{m} \operatorname{Im} \bar{\Sigma}(r, 0, E) + V_1^{\text{grad}}(r) - \frac{m_1(r)}{m} E, \end{aligned} \quad (105)$$

где мнимая часть градиентного потенциала определяется как

$$\begin{aligned} V_1^{\text{grad}}(r) &= \frac{1}{2m} \left\{ \frac{(\hat{\mathbf{p}}^2 m_1(r))}{2\tilde{m}^*(r)} - \frac{3}{2} \frac{(\hat{\mathbf{p}} m_1(r)(\hat{\mathbf{p}} \tilde{m}^*(r))}{(\tilde{m}^*(r))^2} - \right. \\ &\left. - \frac{(\hat{\mathbf{p}}^2 \tilde{m}^*(r))}{2(\tilde{m}^*(r))^2} m_1(r) + \frac{3}{2} \frac{(\hat{\mathbf{p}} \tilde{m}^*(r))^2}{(\tilde{m}^*(r))^2} m_1(r) \right\}. \end{aligned} \quad (106)$$

Формулы (104), (105) отличаются от формул для введенного ранее потенциала $V(\mathbf{r}, E)$ (23) заменой $m^*(\mathbf{r})$ на $\bar{m}^*(\mathbf{r})$ и появлением членов, связанных с $\bar{\Delta}\bar{\Sigma}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{p}}, E)$.

Можно доказать важную теорему о фазовой эквивалентности уравнений Шредингера (94) и (99) [54]. Рассмотрим матричный элемент T -матрицы T_{ba} для перехода из асимптотического состояния Φ_a в асимптотическое состояние Φ_b . В случае упругого рассеяния состояния Φ_a и Φ_b представляют собой плоские волны с начальным и конечным импульсами $\mathbf{p}_a$ и $\mathbf{p}_b$ [46]:

$$T_{ba} = \langle \Phi_b | T | \Phi_a \rangle = \langle \Phi_a | V | \psi_a \rangle,$$

где волновая функция ψ_a совпадает с функцией ψ_a^{opt} (94), а потенциал V имеет вид

$$V = \hat{\mathbf{p}} \frac{1}{2\bar{m}^*(\mathbf{r})} \hat{\mathbf{p}} + \bar{\Sigma}(\mathbf{r}, 0, E) - \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m}.$$

Можно строго показать, используя преобразование (96), что

$$T_{ba} = \langle \Phi_b | V^{\text{opt}}(r, E) | \bar{\psi}_a \rangle,$$

где $V^{\text{opt}}(r, E)$ — оптический потенциал (100), а $\bar{\psi}_a$ удовлетворяет уравнению Шредингера (99). Это означает, что оптический потенциал (100) правильно описывает сечения и фазы рассеяния фермиона на конечной ферми-системе.

12. СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ И ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИМИ ОПТИЧЕСКИМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ НУКЛОНОВ

Параметры феноменологических оптических потенциалов нуклонов обладают свойствами дискретной и непрерывной неоднозначности. Однако если воспользоваться теоремой Левинсона [55], согласно которой фаза рассеяния при нулевой энергии определяется числом связанных состояний для рассеивающего потенциала, можно найти глобальный набор параметров оптического потенциала, достаточно хорошо описывающий полные сечения образования составного ядра и дифференциальные сечения прямой части упругого рассеяния нуклонов в широком диапазоне ядер-мишеней и энергий налетающих нуклонов. При этом, естественно, подобный оптический

потенциал не в состоянии описать нерегулярности в сечениях, обусловленные сильной связью с «входными» состояниями, которые рассчитываются методом связанных каналов.

Рассмотрим теперь один из глобальных наборов параметров феноменологического оптического потенциала нуклона $V_{ph}^{opt}(r, E)$, представленный в работе [54] для сферических ядер-мишеней:

$$\begin{aligned} \text{Re } V_{ph}^{opt}(r, E) = & \left[(V_0(\tau_z) + \beta E) \left(1 + \exp \frac{r - r_0 A^{1/3}}{a} \right)^{-1} \right] + \\ & + V_{ls}(\tau_z) r_{ls}^2 \frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left[\left(1 + \exp \frac{r - r_{ls} A^{1/3}}{a_{ls}} \right)^{-1} \right] (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}), \end{aligned} \quad (107)$$

где $\tau_z = +1(-1)$ для нейтрона (протона), $V_0(\tau_z) = \left(-51 + 33 \frac{N-Z}{A} \tau_z \right)$ МэВ;
 $V_{ls}(\tau_z) = \left(22 - 14 \frac{N-Z}{A} \tau_z \right)$ МэВ; $r_0 = 1,25$ фм; $a_0 = 0,65$ фм; $r_{ls} = 1,1$ фм;
 $a_{ls} = 0,7$ фм; $\beta = 0,3$;

$$\begin{aligned} \text{Im } V_{ph}^{opt}(r, E) = & W_V(\tau_z, E) \left(1 + \exp \frac{r - r_W A^{1/3}}{a_W} \right)^{-1} - \\ & - 4a_W W_s(\tau_z, E) \frac{d}{dr} \left[\left(1 + \exp \frac{r - r_W A^{1/3}}{a_W} \right)^{-1} \right], \end{aligned} \quad (108)$$

где $r_W = 1,25$ фм; $a_W = 0,7$ фм, а соотношение параметров глубин потенциалов объемного W_V и поверхностного W_s поглощения сложным образом меняется в зависимости от энергии и характеристик A, Z ядра-мишени. При низких энергиях превалирует поверхностное поглощение. С ростом энергии увеличивается роль объемного поглощения, которое, по-видимому, является определяющим при высоких энергиях ($E > 100$ МэВ). Если для всех энергий использовать варианты чисто объемного ($W_s = 0$) или чисто поверхностного ($W_V = 0$) поглощения, то можно получить следующие зависимости глубин от энергии:

$$W_V(E) = -(2 + 0,06E) \text{ МэВ}; \quad W_s(E) = -(2,5 + 0,3E) \text{ МэВ}. \quad (109)$$

Анализируя свойства феноменологических оптических потенциалов нуклонов, можно сделать ряд важных заключений. Во-первых, из сопоставления формул (104) и (107) следуют оценки действительной части эффективной массы нуклона в центре ядра $\tilde{m}^*(0) = 0,7m$, глубины действительного потенциала $\text{Re } \bar{\Sigma}(r, 0, E)$ при $E = 0$ в центре ядра: $\text{Re } \bar{\Sigma}(0, 0, 0) = -70$ МэВ. Во-вторых, из формулы (109) при $E = 0$ виден масштаб фрагментационного члена мнимой части оптического потенциала нуклона $W_f = W(E = 0) \approx -2,2$ МэВ, откуда следует оценка для ширины фрагментации $\Gamma_\lambda \approx 4,5$ МэВ.

Данное значение Γ_λ оказывается заметно меньше величины $100/A^{1/3}$, определяющей энергетическое расстояние между соседними одночастичными уровнями в ядре с квантовыми числами λ . Это означает физически «умеренный» характер поглощения нуклонов в ядре, что приводит к появлению «гигантских» резонансов в силовой функции медленных нейтронов [54]. Теперь можно оценить значение мнимой части эффективной массы нуклона $m_1(r)$ (103). Если для объемного варианта поглощения принять, что радиус нелокальности потенциала $\text{Im } \bar{\Sigma}(r, \hat{p}, E)$ близок к радиусу нелокальности потенциала $\Sigma_0(r, \hat{p})$, то для $m_1(r)$ в центре ядра возникает оценка $m_1(0) \approx -0,01m$. Тогда можно ожидать, что в мнимой части оптического потенциала нуклона $\text{Im } V^{\text{opt}}(r, E)$ появится добавка, связанная с первым членом формулы (105), порядка 0,7 МэВ в центре ядра, а также зависящая от энергии малая добавка, связанная с последним членом формулы (105), вида $0,01E$. Заметим, что знак последней добавки является противоположным знаку зависящей от энергии части феноменологического потенциала $\text{Im } V_{ph}^{\text{opt}}$ (109).

В случае поверхностного варианта поглощения, связанного с определяющим влиянием поверхностных коллективных колебаний ядра-мишени, радиус нелокальности потенциала $\text{Im } \bar{\Sigma}(r, \hat{p}, E)$ близок к радиусу ядра, так что оценка $m_1(r)$ в поверхностной области должна быть увеличена примерно на порядок по сравнению с объемной, т.е. $m_1(0) \approx m_1(r)$. Тогда первый член в формуле (105) в поверхностной области может принять большое значение $\approx 3,5$ МэВ, соизмеримое по модулю со значением $\text{Im } V_{ph}^{\text{opt}}$ (109). В то же время последний член формулы (105) приводит к зависящей от энергии добавке к мнимой части оптического потенциала, которая в поверхностной области принимает значение $+0,1E$ и отличается знаком от $\text{Im } V_{ph}^{\text{opt}}$ (109). Из проведенных оценок следует, что феноменологическая энергетическая

зависимость мнимой части оптического потенциала нуклона $\text{Im } V_{ph}^{\text{opt}}$ (109) в основном определяется энергетически зависящим членом в запаздывающей части массового оператора $\bar{\Delta}\bar{\Sigma}$, целиком связанным с неупругими прямыми и предравновесными процессами.

В цикле работ [16—21] были детально исследованы свойства действительной части оптического потенциала нуклонов для ядерной материи и конечных ядер в хартри-фоковском приближении, когда не учитывалась до-

бавка $\bar{\Delta}\bar{\Sigma}$, связанная с неупругими процессами. Расчеты, в которых использовались 14 наиболее часто используемых наборов феноменологических пустотных нуклон-нуклонных потенциалов $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, позволили для нескольких наборов успешно описать основные свойства $\text{Re } V_{ph}^{\text{opt}}$. Единственная проблема возникла с описанием изоспиновой зависимости $\text{Re } V_{ph}^{\text{opt}}$, которая в расчетах оказалась более слабой по сравнению с феноменологической.

Представляется полезным продолжить расчеты оптических потенциалов, и в особенности их мнимых частей, на основе обобщенной теории ферми-жидкости с учетом нуклон-нуклонных взаимодействий в схеме работ [14,15]. Подобные расчеты в состоянии описать поверхностные и объемные компоненты поглощения для фрагментационной части оптического потенциала. В то же время необходимо оценить роль члена запаздывающей части

массового оператора $\bar{\Delta}\bar{\Sigma}$, связанного с неупругими процессами, используя в первую очередь дисперсионные соотношения (89), (90).

13. ОПТИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ

Поскольку основной вклад в действительную часть оптического потенциала нуклона дает хартри-фоковский член, естественно построить действительные части оптических потенциалов составных частиц в том же приближении [22].

Исследуем взаимодействие составной частицы x с массой A_x и ядра f с массой A_f . Введем координаты центра тяжести $\mathbf{R}_0$ всей системы, центра

тяжести $\mathbf{R}_f$ ядра f , центра тяжести $\mathbf{R}_x$ частицы и относительную координату $\mathbf{R}$:

$$\mathbf{R}_0 = \frac{A_x \mathbf{R}_x + A_f \mathbf{R}_f}{A_x + A_f}; \quad \mathbf{R}_f = \frac{\sum_{i=1}^{A_f} \mathbf{r}_i}{A_f}; \quad \mathbf{R}_x = \frac{\sum_{k=1}^{A_x} \mathbf{r}_k}{A_x}; \quad \mathbf{r} = \mathbf{R}_x - \mathbf{R}_f. \quad (110)$$

Координата нуклона i включает в себя радиус-вектор $\mathbf{r}_i$ и мультииндекс $\alpha_i = s_i \tau_i$, где s_i , τ_i — проекции спина и изоспина нуклона на ось z . Для ядра f и частицы x введем координаты Якоби ξ_l ($1 \leq l \leq A_f - 1$); ξ_m ($1 \leq m \leq A_x - 1$) на основе формул

$$\xi_l = \sum_{i=1}^{A_f} b_{li} \mathbf{r}_i = \sum_{i=1}^{A_f} b_{li} \mathbf{y}_i; \quad (111)$$

$$\xi_m = \sum_{k=1}^{A_x} b_{mk} \mathbf{r}_k = \sum_{k=1}^{A_x} b_{mk} \mathbf{y}_k, \quad (111')$$

где

$$\mathbf{y}_i = \mathbf{r}_i - \mathbf{R}_f; \quad \mathbf{y}_k = \mathbf{r}_k - \mathbf{R}_x; \quad \sum_i b_{li} = 0; \quad \sum_k b_{mk} = 0. \quad (112)$$

Для удобства выберем стандартную схему определения коэффициентов b_{li} (b_{mk}):

$$\xi_1 = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \quad \xi_2 = \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} - \mathbf{r}_3; \dots; \quad \xi_{A_f-1} = \frac{\sum_{i=1}^{A_f-1} \mathbf{r}_i}{A_f-1} - \mathbf{r}_{A_f}, \quad (113)$$

когда якобиан замены при переходе от переменных $\mathbf{r}_i$ к переменным $\mathbf{R}_f \xi_l$ ($1 \leq l \leq A_f - 1$) равен единице, а коэффициент $b_{l, A_f} = -\delta_{l, A_f-1}$. Обратная замена переменных:

$$\mathbf{y}_i = \sum_{l=1}^{A_f-1} a_{il} \xi_l; \quad \sum_{i=1}^{A_f} a_{il} = 0; \quad a_{A_f, l} = -\frac{A_f-1}{A_f} \delta_{l, A_f-1}. \quad (114)$$

Тогда получим соотношения

$$\mathbf{r}_k = \mathbf{R}_0 + \frac{A_f}{A_f + A_x} \mathbf{R} + \sum_{m=1}^{A_x-1} a_{km} \xi_m; \quad \mathbf{r}_i = \mathbf{R}_0 - \frac{A_x}{A_f + A_x} \mathbf{R} + \sum_{l=1}^{A_f-1} a_{il} \xi_l. \quad (115)$$

Рассмотрим уравнение Шредингера для оптической волновой функции Ψ_{xf} , описывающей упругое рассеяние частицы x на ядре f :

$$\left\{ \sum_{i=1}^{A_f} \frac{\hat{\mathbf{p}}_i^2}{2m} + \sum_{k=1}^{A_x} \frac{\hat{\mathbf{p}}_k^2}{2m} + \sum_{i < j=1}^{A_f} V_{ij} + \sum_{k < s=1}^{A_x} V_{ks} + \right. \\ \left. + \sum_{i=k}^{A_f} \sum_{k=1}^{A_x} V_{ik} - E_0 \right\} \Psi_{xf}(\mathbf{R}_0, \mathbf{R}, \xi_l, \xi_m) = 0. \quad (116)$$

Это уравнение представим в виде

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{(A_x + A_f)} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{R}_0^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{A_x + A_f}{A_x A_f} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{R}^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^{A_f} \left(\sum_{l=1}^{A_f-1} b_{il} \frac{\partial}{\partial \xi_l} \right)^2 - \right. \\ \left. - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{k=1}^{A_x} \left(\sum_{m=1}^{A_x-1} b_{km} \frac{\partial}{\partial \xi_m} \right)^2 + \sum_{i < j=1}^{A_f} V_{ij} + \sum_{k < s=1}^{A_x} V_{ks} + \right. \\ \left. + \sum_{i=1}^{A_f} \sum_{k=1}^{A_x} V_{ik} - E_0 \right\} \Psi_{xf}(\mathbf{R}_0, \mathbf{R}, \xi_l, \xi_m) = 0. \quad (117)$$

В формулах (116), (117) для удобства опущены спинные и изоспинные индексы нуклонов. Волновую функцию системы будем искать в виде

$$\Psi_{xf} = e^{i\mathbf{p}_0 \mathbf{R}_0 / \hbar} \hat{A} \{ \chi_f(\xi_1, \dots, \xi_{A_f-1}) \chi_x(\xi_1, \dots, \xi_{A_x-1}) \Psi_{xf}^{\text{opt}}(\mathbf{R}) \}, \quad (118)$$

где $\hat{A}$ — оператор антисимметризации:

$$\hat{A} = \left[\frac{(A_f + A_x)!}{A_f! A_x!} \right]^{-1/2} \sum_P (-1)^P P, \quad (119)$$

причем сумма по P включает только перестановки между нуклонами k частицы x и нуклонами i ядра f . Внутренние волновые функции ядра f и частицы являются полностью антисимметризованными и удовлетворяют уравнению Шредингера

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^{A_f} \left(\sum_{l=1}^{A_f-1} b_{il} \frac{\partial}{\partial \xi_l} \right)^2 + \sum_{i < j=1}^{A_f} V_{ij} - \epsilon_f \right\} \chi_f = 0. \quad (120)$$

Умножим уравнение (117) слева на функцию $\chi_f^* \cdot \chi_x^*$ и проинтегрируем по полному набору внутренних координат системы. Для членов гамильтониана (117) вида V_{ik} учтем в сумме по P (119) тождественную перестановку P_0 и перестановку P_{ik} i -го и k -го нуклонов, а для всех остальных членов (117) ограничимся только перестановкой P_0 , что соответствует учету обменных эффектов только для взаимодействующих нуклонов. Представим оператор перестановки P_{ik} в виде произведения операторов перестановок координат и квантовых чисел α нуклонов:

$$P_{ik} = P_{ik}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_k) P(\alpha_i, \alpha_k). \quad (121)$$

В свою очередь, оператор перестановки координат нуклонов представим через оператор сдвига координат нуклонов

$$P_{ik}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_k) = \exp \left\{ (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k) \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_k} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_i} \right) \right\}, \quad (122)$$

который можно выразить как

$$P_{ik}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_k) = \exp \left\{ (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i) \left(\frac{A_x + A_f}{A_x A_f} \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} + \sum_{m=1}^{A_x-1} b_{km} \frac{\partial}{\partial \xi_m} - \sum_{l=1}^{A_f-1} b_{il} \frac{\partial}{\partial \xi_l} \right) \right\}. \quad (123)$$

Тогда уравнение (117) приведем к виду

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{A_x + A_f}{A_x A_f} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{R}^2} + \hat{V}_{xf}(\mathbf{R}) - E \right\} \psi_{xf}^{\text{opt}}(\mathbf{R}) = 0, \quad (124)$$

где $E = \left(E_0 - \frac{p_0^2}{2m(A_x + A_f)} - \varepsilon_f - \varepsilon_x \right)$ — энергия относительного движения частицы и ядра f . В случае частицы x , имеющей равные числа протонов и нейтронов $N_x = Z_x = \frac{A_x}{2}$, потенциал $\hat{V}_{xf}$ представляется в виде

$$\begin{aligned} \hat{V}_{xf}(R) = & \int V^H(r) \rho_f(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}) \rho_x(\mathbf{y}_x) d\mathbf{r} d\mathbf{y}_x - \\ & - \int V^F(r) \rho_f\left(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}, \mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \frac{\mathbf{r}}{A_f}\right) \rho_x\left(\mathbf{y}_x, \mathbf{y}_x - \frac{A_x - 1}{A_x} \mathbf{r}\right) \times \\ & \times \exp\left\{-\left(\frac{A_x + A_f}{A_x A_f}\right) \mathbf{r} \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}}\right\} d\mathbf{r} d\mathbf{y}_x, \end{aligned} \quad (125)$$

где потенциалы $V^H(r)$ и $V^F(r)$ выражаются через комбинации различных компонент пустотных нуклон-нуклонных потенциалов и определены в работе [16]. В формуле (125) введена одночастичная матрица плотности $\rho_{f\alpha}(\mathbf{y}, \mathbf{y}')$ ядра f (частицы x):

$$\begin{aligned} \rho_{f\alpha}(\mathbf{y}, \mathbf{y}') = & \sum_{\alpha_1, \dots, \alpha_{A_f-1}} \int \chi_f^* \left(\xi_1, \dots, \xi_{A_f-2}, -\frac{A_f}{A_f-1} \mathbf{y}; \alpha_1, \dots, \alpha_{A_f-1}, \alpha \right) \times \\ & \times \chi_f \left(\xi_1, \dots, \xi_{A_f-2}, -\frac{A_f}{A_f-1} \mathbf{y}'; \alpha_1, \dots, \alpha_{A_f-1}, \alpha \right) \left(\frac{A_f}{A_f-1} \right)^3 \prod_{l=1}^{A_f-2} d\xi_l, \end{aligned} \quad (126)$$

которая переходит в одночастичную плотность $\rho_{f\alpha}(\mathbf{y})$ ядра f (частицы x) в диагональном случае $\rho_{f\alpha}(\mathbf{y}) = \rho_{f\alpha}(\mathbf{y}, \mathbf{y})$.

Заметим, что потенциал (125) симметричен относительно ядра f и частицы x и переходит в нуклон-ядерный потенциал $V_{0f}(\mathbf{R})$ при $A_x = 1$, $\rho_x(\mathbf{y}_x) = \delta(\mathbf{y}_x)$:

$$\begin{aligned} \hat{V}_{0f}(\mathbf{R}) = & \int V^H(r) \rho_f(\mathbf{R} - \mathbf{r}) d\mathbf{r} - \int V^F(r) \rho_f(\mathbf{R} - \mathbf{r}, \mathbf{r} - \mathbf{r}/A_f) \times \\ & \times \exp\left\{-\frac{(A_f + 1)}{A_f} \mathbf{r} \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}}\right\} d\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (127)$$

Для сферических ядер f и частиц x разложим $\exp \{ \dots \}$ в формулах (125), (127) в ряд по степеням $\frac{\partial}{\partial \mathbf{R}}$, ограничиваясь членами второго порядка включительно. Тогда потенциалы (125), (127) можно представить в эрмитовской форме [22]:

$$\hat{V}_{xf}(\mathbf{R}) = V_{xf}^0(R) + \frac{d}{dR_\alpha} \tilde{V}_{xf}(\mathbf{R}) \frac{d}{dR_\alpha}; \quad (128)$$

$$\hat{V}_{0f}(\mathbf{R}) = V_{0f}^0(\mathbf{R}) + \frac{d}{dR_\alpha} \tilde{V}_{0f}(\mathbf{R}) \frac{d}{dR_\alpha}, \quad (128')$$

где

$$V_{xf}^0(\mathbf{R}) = \int V^H(r) \rho_f(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}) \rho_x(\mathbf{y}_x) d\mathbf{r} d\mathbf{y}_x - \\ - \int V^F(r) \rho_f(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}, \mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}/A_f) \rho_x \left(\mathbf{y}_x, \mathbf{y}_x - \frac{A_x - 1}{A_x} \mathbf{r} \right) d\mathbf{r} d\mathbf{y}_x; \quad (129)$$

$$\tilde{V}_{xf}(\mathbf{R}) = - \frac{(A_x + A_f)^2}{A_x A_f} \frac{1}{6} \int V^F(r) r^2 \rho_f(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}, \mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}/A_f) \times \\ \times \rho_x \left(\mathbf{y}_x, \mathbf{y}_x - \frac{A_x - 1}{A_x} \mathbf{r} \right) d\mathbf{y}_x d\mathbf{r}; \quad (129')$$

$$V_{0f}^0(\mathbf{R}) = \int V^H(r) \rho_f(\mathbf{R} - \mathbf{r}) d\mathbf{r} - \int V^F(r) \rho_f(\mathbf{R} - \mathbf{r}, \mathbf{R} - \mathbf{r}/A_f) d\mathbf{r}; \quad (130)$$

$$\tilde{V}_{0f}(\mathbf{R}) = - \left(\frac{A_f + 1}{A_f} \right)^2 \frac{1}{6} \int V^F(r) r^2 \rho_f(\mathbf{R} - \mathbf{r}, \mathbf{R} - \mathbf{r}/A_f) d\mathbf{r}. \quad (130')$$

Разлагая матрицу плотности частицы x в ряд по степеням r вплоть до членов второго порядка включительно

$$\rho_x \left(\mathbf{y}_x, \mathbf{y}_x - \frac{A_x - 1}{A_x} \mathbf{r} \right) = \rho_x(\mathbf{y}_x) - \frac{1}{2} \frac{\partial \rho_x(\mathbf{y}_x)}{\partial y_{\alpha\alpha}} r_\alpha + \\ + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \rho_x(\mathbf{y}_x, \mathbf{y}'_x)}{\partial y'_{\alpha\alpha} \partial y'_{\beta\beta}} r_\alpha r_\beta \left(\frac{A_x - 1}{A_x} \right)^2, \quad (131)$$

подставляя это разложение в формулы (129), (130) и ограничиваясь членами второго порядка малости по r , получим

$$\begin{aligned}
 V_{xf}^0(R) = & \int V^H(r) \rho_f(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}) \rho_x(\mathbf{y}_x) d\mathbf{r} d\mathbf{y}_x - \\
 & - \int V^F(r) \rho_f(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}, \mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}/A_f) \rho_x(\mathbf{y}_x) d\mathbf{r} d\mathbf{y}_x - \frac{1}{6} \left(\frac{A_x - 1}{A_x} \right)^2 \times \\
 & \times \int V^F(r) r^2 \rho_f(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}, \mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}/A_f) \frac{\partial^2 \rho_x(\mathbf{y}_x, \mathbf{y}'_x)}{\partial \mathbf{y}'_x{}^2} \bigg|_{\mathbf{y}'_x = \mathbf{y}_x} d\mathbf{r} d\mathbf{y}_x; \quad (132)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{V}_{xf}(\mathbf{R}) = & -\frac{1}{6} \left(\frac{A_x + A_f}{A_x A_f} \right)^2 \int V^F(r) r^2 \rho_f(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}, \mathbf{R} + \mathbf{y}_x - \mathbf{r}/A_f) \times \\
 & \times \rho_x(\mathbf{y}_x) d\mathbf{y}_x d\mathbf{r}. \quad (133)
 \end{aligned}$$

Если учесть, что эффективная масса нуклона $m_{0f}^*(\mathbf{R})$ связана с потенциалом $\tilde{V}_{0f}$ соотношением

$$\frac{1}{m_{0f}^*(\mathbf{R})} = \frac{1}{m_{0f}} + \frac{2\tilde{V}_{0f}(\mathbf{R})}{\hbar^2}, \quad (134)$$

где $m_{0f} = \frac{A_f}{A_f + 1} m$, то формулы (132), (133) можно представить в виде

$$\begin{aligned}
 V_{xf}^0(R) = & \int V_{0f}^0(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x) \rho_x(\mathbf{y}_x) d\mathbf{y}_x + \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{A_x - 1}{A_x} \right)^2 \left(\frac{A_f}{A_f - 1} \right)^2 \times \\
 & \times \int \left(\frac{1}{m_{0f}^*(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x)} - \frac{1}{m_{0f}} \right) \frac{\partial^2 \rho_x(\mathbf{y}_x, \mathbf{y}'_x)}{\partial \mathbf{y}'_x{}^2} \bigg|_{\mathbf{y}'_x = \mathbf{y}_x} d\mathbf{y}_x; \quad (135)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{V}_{xf}(R) = & \frac{(A_x + A_f)^2}{(A_f + 1)^2 A_x^2} \int \tilde{V}_{0f}(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x) \rho_x(\mathbf{y}_x) d\mathbf{y}_x = \\
 = & \frac{(A_x + A_f)^2 \hbar^2}{2 A_x^2 (A_f + 1)^2} \int \left(\frac{1}{m_{0f}^*(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x)} - \frac{1}{m_{0f}} \right) \rho_x(\mathbf{y}_x) d\mathbf{y}_x. \quad (136)
 \end{aligned}$$

Подставляя потенциал (128) с учетом (135), (136) в уравнение Шредингера (124) и используя технику, развитую выше при анализе оптического потенциала нуклона, получим

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_{xf}} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{R}^2} + V_{xf}^{\text{opt}}(\mathbf{R}, E) - E \right\} \psi_{xf}^{\text{opt}}(\mathbf{R}) = 0, \quad (137)$$

где

$$\text{Re } V_{xf}^{\text{opt}}(\mathbf{R}, E) = \frac{m_{xf}^*(\mathbf{R})}{m_{xf}} V_{xf}^0(\mathbf{R}) + V_{xf}^{\text{grad}}(\mathbf{R}) + \left(1 - \frac{m_{xf}^*(\mathbf{R})}{m_{xf}} \right) E; \quad (138)$$

$$\frac{1}{m_{xf}^*(\mathbf{R})} = \frac{1}{m_{xf}} + \frac{2\tilde{V}_{xf}(\mathbf{R})}{\hbar^2}, \quad (139)$$

а градиентный потенциал $V_{xf}^{\text{grad}}(\mathbf{R})$ определяется формулой с заменой $m^*(r)$ на $m_{xf}^*(R)$ и m на $m_{xf} = \frac{A_x A_f}{A_x + A_f} m$. Формулу (139) при использовании (136) можно представить в виде

$$\frac{1}{m_{xf}^*(R)} = \frac{1}{m_{xf}} + \frac{(A_x + A_f)^2}{A_x^2 (A_f + 1)^2} \int \left[\frac{1}{m_{0f}^*(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x)} - \frac{1}{m_{0f}} \right] \rho_x(\mathbf{y}_x) d\mathbf{y}_x. \quad (140)$$

Исследуем подробнее свойства полученной действительной части оптического потенциала составной частицы (138). Сравним ее с аналогичным потенциалом, полученным при использовании фолдинг-процедуры с однократной сверткой [56]:

$$\text{Re } V_{xf}^{\text{opt}}(\mathbf{R}) = \int \text{Re } V_{0f}^{\text{opt}}(\mathbf{R} + \mathbf{y}_x) \rho_x(\mathbf{y}_x) d\mathbf{y}_x, \quad (141)$$

где $\text{Re } V_{0f}^{\text{opt}}$ — действительная часть нуклонного оптического потенциала.

Рассмотрим случай, когда частица x гораздо меньше ядра f ($A_x \ll A_f$).

Тогда в центре ядра эффективная масса составной частицы $m_{xf}^*(0)$ в A_x раз больше эффективной массы нуклона $m^*(0)$. Тогда фолдинг-потенциал (141) в центре ядра совпадает с первым членом формулы (138) при подстановке в

него первого члена формулы (135) и имеет значение $\approx 51A_x$ МэВ. В то же время эффективная масса составной частицы $m_{xf}^*(\mathbf{R})$ (140) плавно переходит к пустотному значению m_{xf} при увеличении R , но при этом имеет заметную большую диффузность в поверхностной области ядра. Градиентный член $V_{xf}^{\text{grad}}(\mathbf{R})$ для частицы x имеет поверхностный характер и качественно близок к аналогичному градиентному члену для нуклонного потенциала. Однако, поскольку глубина оптического потенциала составной частицы будет в A_x раз больше глубины нуклонного потенциала, роль градиентного члена для составной частицы в A_x раз слабее, нежели для нуклона. Энергетическая зависимость для действительной части оптического потенциала составной частицы в центре ядра близка к энергетической зависимости для оптического потенциала нуклона, поскольку $\frac{m_{xf}^*(0)}{m_{xf}} = \frac{m_{0f}^*(0)}{m_{0f}} \approx 0,7$. Но при этом из-за увеличения глубины потенциала частицы x в A_x раз по сравнению с потенциалом нуклона роль энергетического члена в формуле (138) при той же энергии будет в A_x раз слабее, нежели его роль в случае нуклона.

Наконец, рассмотрим свойства части оптического потенциала составной частицы, определяемой вторым членом формулы (135). Этот член физически соответствует изменению внутренней кинетической энергии E_x^{kin} составной частицы из-за перенормировки массы нуклонов частицы x в ядре f . В центре ядра этот член, подставленный в формулу (138), дает добавку в глубину оптического потенциала составной частицы, равную $0,28E_x^{\text{kin}}$, если оценить кинетическую энергию достаточно тяжелой частицы x ($A_x \gg 1$) как $22A_x$ МэВ, то добавка в глубину потенциала $\text{Re } V_{xf}^{\text{opt}}$ (138), определяемая перенормировкой кинетической энергии, окажется равной $6A_x$ МэВ. Тогда $\text{Re } V_{xf}^{\text{opt}}(0, 0)$ в центре ядра будет иметь глубину $-45A_x$ МэВ и заметно большую диффузность в поверхностной области ядра, нежели нуклонный оптический потенциал.

Что же касается мнимой части оптического потенциала составной частицы, то, помимо фрагментационного члена и членов, связанных с теми неупругими каналами, которые не меняют структуру составной частицы, заметную роль будут играть и неупругие каналы, связанные с возбуждением и развалом составной частицы. Поэтому глубина мнимой части оптического потенциала составной частицы будет более чем в A_x раз больше аналогичной глубины для оптического потенциала нуклона. Это, как правило,

приводит к ситуации типа «черного» ядра при рассеянии практически для всех составных частиц.

Отметим также, что хартри-фоковское приближение для упругого рассеяния составной частицы на ядре f в общем случае позволяет восстановить действительную часть оптического потенциала $V_{xf}^{\text{opt}}(\mathbf{R}, E)$ в области таких достаточно больших значений R , где частица и ядро еще слабо перекрываются, так что можно пренебречь не учитываемыми эффектами антисимметризации, поляризуемости частицы x и ядра f , а также перенормировкой взаимодействия между нуклонами из-за влияния остальных нуклонов сталкивающихся частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко сформулируем основные результаты работы.

1. Показано, что самосогласованный одночастичный потенциал ферми-системы совпадает с хартри-фоковским потенциалом, близок к действительной части оптического потенциала и существенно отличается от широко используемого оболочечного потенциала фермиона.

2. Продемонстрирована принципиальная роль фермион-фоонных взаимодействий в механизме фрагментации квазичастиц в ферми-системах. Особую роль эти взаимодействия играют в атомных ядрах, где они заметно определяют структуру запаздывающих (нормальной и сверхтекучей) частей массового оператора. Заметим, что тем самым подтверждена идеологическая правильность квазичастично-фоонной модели ядра, построенной в цикле работ [8,9].

3. Развита нелинейная схема расчета статических и динамических характеристик ферми-систем при произвольных энергиях возбуждения, хорошо зарекомендовавшая себя при анализе свойств атомных ядер.

4. Проведен последовательный анализ структуры оптических потенциалов нуклонов и составных частиц.

Представляет интерес использование развитых методов как для исследования таких непрерывных ферми-жидкостей, как ^3He и электроны в твердых телах, так и в направлении обобщения и качественного улучшения результатов теории конечных ферми-систем в применении к многоэлектронным атомам и атомным ядрам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д. — ЖЭТФ, 1956, т.30, с.1058.
2. Ландау Л.Д. — ЖЭТФ, 1957, т.32, с.59.

3. Мигдал А.Б. — Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
4. Мигдал А.Б. — ЖЭТФ, 1958, т.34, с.1438.
5. Mahaux C. et al. — Phys. Rep., 1985, v.120, No.1—4, p.3.
6. Gales S., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. — Phys. Rep., 1988, v.3, p.126.
7. Бете Г. — Теория ядерной материи. М.: Мир, 1974.
8. Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.810.
9. Малов Л.А., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.301.
10. Кадменский С.Г. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1962, т.26, с.1194.
11. Кадменский С.Г., Рапопорт Л.П. — Изв. вузов. Физика. 1963, №5, с.43.
12. Кадменский С.Г. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1965, т.29, с.331.
13. Кадменский С.Г., Лукьянович П.Л. — ЯФ, 1989, т.49, с.384.
14. Кадменский С.Г., Лукьянович П.Л. — ЯФ, 1989, т.49, с.1285.
15. Кадменский С.Г., Лукьянович П.Л. — ЯФ, 1990, т.51, с.650.
16. Кадменский С.Г., Лукьянович П.Л., Любошиц В.В. — ЯФ, 1993, т.56, с.86.
17. Кадменский С.Г., Любошиц В.В., Шайкина А.А. — Изв. РАН, яд. физ., 1994, т.58, с.15.
18. Кадменский С.Г., Любошиц В.В., Шайкина А.А. — ЯФ, 1995, т.58, с.982.
19. Кадменский С.Г., Любошиц В.В., Шайкина А.А. — ЯФ, 1995, т.58, с.1222.
20. Кадменский С.Г., Любошиц В.В., Шайкина А.А. — ЯФ, 1995, т.58, с.1606.
21. Кадменский С.Г., Любошиц В.В. — ЯФ, 1996, т.59, с.239.
22. Kadenskii S.G. — Math. LENOX XV Nucl. Div. Conf. S.-Pt., 1995, p.46.
23. Лейн А., Томас Р. — Теория ядерных реакций при низких энергиях. М.: Изд. иностран. лит., 1960.
24. Baranger M. — Nucl. Phys., 1970, v.A149, p.225.
25. Bes D. et al. — Nucl. Phys., 1977, v.A293, p.350.
26. Кузьмин В.А. — ТМФ, 1987, т.70, с.315.
27. Perey F.G. — Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms. N.Y.: Gordon and Breach, 1963, p.125.
28. Khodel V.A., Saperstein E.E., Zverev M.V. — Nucl. Phys., 1987, v.A465, p.397.
29. Кадменский С.Г. и др. — ЯФ, 1978, т.27, с.906.
30. Саперштейн Э.Е., Фаянс С.Л., Ходель В.А. — ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.221.
31. Gullot J. et al. — Grenoble preprint, 79.03.
32. Van der Wiele A.C. et al. — Nucl. Phys., 1978, v.A297, p.61.
33. Igo G.I. et al. — Phys. Rev., 1969, v.177, p.1381.
34. Jeans A.F. et al. — Nucl. Phys., 1969, v.A128, p.229.
35. Langevin-Joliot H. — Orsay preprint, 1988, No.91, p.4006.
36. Gales S. et al. — Phys. Rev., 1985, v.C31, p.94.
37. Martin M.I. — Nucl. Data Sheets, 1977, v.B22, p.545.
38. Соловьев В.Г. — Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. М.: Госкомиздат, 1963.
39. Соловьев В.Г. — Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.

40. Боголюбов Н.Н. и др. — Новый метод в теории сверхпроводимости. М.: Наука, 1958.
41. Кадменский С.Г. и др. — ЯФ, 1976, т.24, с.400.
42. Кадменский С.Г. и др. — ЯФ, 1978, т.27, с.906.
43. Кадменский С.Г. и др. — ЯФ, 1987, т.45, с.942.
44. Зверев М.В., Саперштейн Э.Е. — ЯФ, 1985, т.42, с.1082.
45. Абрикосов А.А., Горьков А.Н., Дзялошинский И.Е. — Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962.
46. Schwinger I., Lippmann P.A. — Phys. Rev., 1950, v.79, p.469.
47. Feshbach H., Porter C.E., Weisskopf V.F. — Phys. Rev., 1953, v.90, p.166; v.96, p.448.
48. Ходгсон П.Б. — Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат, 1966.
49. Wigner E.P. — Ann. Math., 1958, v.67, p.325.
50. Кадменский С.Г., Маркушев В.Г., Фурман В.И. — ЯФ, 1980, т.31, с.382.
51. Кадменский С.Г. и др. — Сильные и слабые утверждения в ядерной спектроскопии и теории ядра. Л.: Наука, 1981, с.101.
52. Mahaux C., Weidenmuller H.A. — Shell-Model Approach to Nuclear Reactions. Amsterdam, North Holland, 1969.
53. Satchler G.R. — Nucl. Phys., 1987, v.A472, p.591.
54. Bohr A., Mottelson B. — Nuclear Structure. N.Y.: W.Benjamin, 1969.
55. Levinson N. — Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd., 1949, v.25, No.9.
56. Кадменский С.Г. и др. — ЯФ, 1969, т.10, с.730.

УДК 621.3.038
621.3.038.628
621.3.038.615:621.318.3
621.3.038.615:621.319
621.384.634.5

HEAVY ION INJECTION IN SYNCHROTRONS AND STORAGE RINGS

D.Dinev

Bulgarian Academy of Sciences,
Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia, Bulgaria

A survey of methods for injection of heavy ions in synchrotrons and storage rings is given. Three main injection methods: stacking in transverse phase space, stacking in longitudinal phase space and ion stripping are described in detail. Combinations of multiturn injection with linear coupling, beam cooling and RF stacking are represented. A lot of examples and original results obtained by the author on the simulation of the injection of the Nuclotron booster are given.

Дан обзор методов инжекции тяжелых ионов в синхротроны и накопительные кольца. Подробно описаны три основных метода инжекции: накопление в поперечном фазовом пространстве, накопление в продольном фазовом пространстве и перезарядка ионов. Представлены комбинации многооборотной инжекции и линейной связи колебаний, многооборотной инжекции и охлаждения пучка и многооборотной инжекции и высокочастотного накопления. Приводится множество примеров и оригинальные результаты, полученные автором, по моделированию инжекции в бустер нуклотрона.

1. INTRODUCTION

The last decades show a growing interest in the investigations with heavy ions. Traditional applications of the heavy ion beams in nuclear structure studies and new elements synthesis have been considerably broaden and now cover research fields from fine atomic and molecular physics to beam crystallization. At the same time the nuclear physics studies have evolved to higher energy including experiments with ultrarelativistic ion beams.

It is a remarkable progress in the accelerator physics and techniques that underlies this development.

The milestones of this progress are: the breakthrough in the ion source technology with the invention of the ECR and EBIS sources, the revolutionized impact of the beam cooling technique (electron, stochastic and laser) and the realization that large proton facilities can be used for ion acceleration after modest upgrade.

If twenty years ago tandems, conventional AVF cyclotrons and heavy ion linacs, were used for ion acceleration, nowadays the field of heavy ion facilities covers: large AVF cyclotrons, including superconducting machines; a large number of accelerator-cooler-storage rings for low and medium energy; superconducting heavy ion linacs; existing proton synchrotrons, converted to ion accelerators with energies above 1 GeV/A; new ion synchrotrons and relativistic ion colliders.

This paper represents a survey devoted to the one of the major steps in heavy ion acceleration process — ion injection.

We will restrict ourselves only to discussion of injection in heavy ion synchrotrons and storage rings.

The goal of any injection is to accumulate high current beams with minimum particle losses, i.e., with high efficiency. The accelerator acceptance should be filled as dense as possible.

Many methods developed for injection of protons are applied also for heavy ion accumulation.

Thus fast (single turn) injection by means of a kicker magnet which is switched on during one revolution is used for injection of heavy ions from booster synchrotrons or in cases when the beam pulse from the ion source is too short (EBIS and laser sources). We will not specially discuss this method here as it is elucidated for example in [1].

The intensity of the heavy ion beams produced by the ion sources, especially in high charge states, are limited and as a rule lower than the intensity of the proton beams.

That is why the methods for multiturn injection are of special importance for the heavy ion storage.

There exist methods for particle stacking in either betatron phase space or synchrotron phase space or simultaneously in both.

The betatron stacking is discussed in chapter 2, including the methods applying beam coupling and beam cooling.

Chapter 3 is devoted to the RF stacking.

Another method for ion accumulation is the charge exchange injection. It is widely used in the proton synchrotrons. Applied for injection of heavy ions this method has a lot of peculiarities which are discussed in detail in chapter 4.

Table 1 and Table 2 summarize data on the injection in some of the heavy ion synchrotrons and storage rings now in operation.

Table 1. Injection in heavy ion synchrotrons

Accelerator	SATURNE 2 LNS Saclay	SIS GSI Darmstadt	Synchrophasotron JINR Dubna	Nuclotron JINR Dubna	AGS BNL Brookhaven
Maximum $B\rho$ [Tm]	12.9	18	28	48.5	95
Injector	RFQ + booster MIMAS	a) UNILAC b) storage ring ESR	linac LU20	linac LU20	1 MeV/A tandem + booster
Injection energy [MeV/A]	12.5	a) 11.4 b) 830	5	5	192
Type of injection	RF stacking in MIMAS single turn in SATURNE	a) multiturn + cooling b) fast, bunch to bucket	single turn	single turn	multiturn + coupling in the booster single turn in AGS

Table 2. Injection in heavy ion cooler storage rings

Ring	MIMAS SATURNE Saclay	CRYRING MSI Stockholm	TSR MPI Heidelberg	COOLER IUCF Indiana	TARN 2 INS Tokyo	CELSIUS TSL Uppsala	ESR GSI Darmstadt	COSY KFA Julich
Maximum $B\rho$ [Tm]	1.0	1.4	1.5	3.6	6.1	7.0	10	12
Injector	EBIS + RFQ	CRYEBIS + RFQ	tandem + linac	cyclotron K=220	cyclotron K=70	cyclotron K=180	a) UNILAC b) SIS	cyclotron K=45
Injector ener- gy [MeV/A]	0.187	0.3	0.5–15	55–220	10–68	45–190	a) 1.4 b) 200–320	11–45
Mass range	1–83	2–208	2–130	1–20	1–14	1–16	20–238	1–20
Type of injection	RF stacking	multiturn + electron cool.	RF stacking + multiturn	stripping	RF stacking + multiturn	stripping	a) RF stacking b) fast, bunch to bucket	stripping

2. MULTITURN INJECTION WITH BETATRON STACKING

The classical method of multiturn injection with accumulation of particles in the transverse (radial) phase plane is widely used in heavy ion synchrotrons and storage rings. Some examples are the synchrotron SIS in Darmstadt [2] and the cooler ring CELSIUS in Stockholm [3].

2.1. Principle of the Betatron Stacking. In the betatron stacking method [4—9] the closed orbit is locally distorted by means of two, three or four bump magnets in a way to pass close to the injection septum, Fig. 1a. In the beginning the bump is as big as possible and then it is gradually reduced to zero.

In each time $t \in (0, nT_s)$, T_s being the revolution period and n the number of turns during injection, a portion (slice) of the incoming beam is injected into the accelerator. In general the slice center will have linear x_i and angular x_i' displacements with respect to the closed orbit and the slice will undergo betatron oscillations.

One turn later, the slice will come again at the injection azimuth. However due to the betatron oscillations around the instantaneous closed orbit most of the particles will avoid the septum. This is well seen in the normalized phase plane (x, x^*) , $x^* = \beta x' + \alpha x$, where β and α are the Twiss structural functions. In the normalized phase space (x, x^*) the particle trajectories are circles, Fig. 1b.

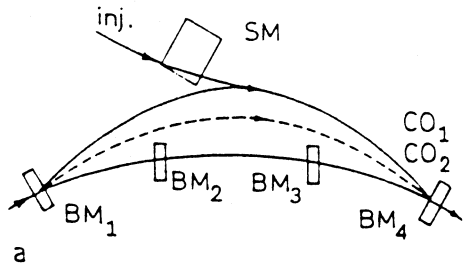
Let us for our explanation of the multiturn injection process take horizontal betatron frequency equal to $Q_x = I + 0.25$, I being any integer. With this value of Q_x the particles of the considered slice after four revolutions will come again to their initial positions, i.e., within the septum. Falling again within the septum the slice would undergo wrong bend and will be lost on the vacuum chamber. Fortunately enough, the closed orbit has been meanwhile displaced towards to the machine center. If the closed orbit moves slowly enough comparing to the period of the betatron oscillations, the particle motion will be adiabatic and the particles will follow the orbit. No additional oscillations will be excited. This is depicted on Fig. 1c on which three successive positions of the beam slice and closed orbit are shown. Provided the closed orbit displacement during four revolution periods is large enough, the particles of the slice will avoid the septum horizontally and will be accumulated in the accelerator.

Meanwhile a new portion (slice) of the incoming beam will be injected. The particles of this second slice will have larger amplitudes of the betatron oscillations as the orbit bump is reduced and the injection position is kept unchanged.

The process goes on until the bump height is reduced to zero.

It can be shown that the successive slices (or more precisely what remains from each slice after its multiple cutting by the septum edge) lie on a spiral (Fig. 1c). The origin of the spiral is on the simultaneous orbit and at the end of

Fig.1. Principle of the betatron stacking: a) closed orbit bump, b) the positions of an injected slice at times t , $t + T_s$, $t + 2T_s$. The hatched area will be lost; the fractional part of the Q is taken equal to 0.25. c) the successive positions of the injected beam slices

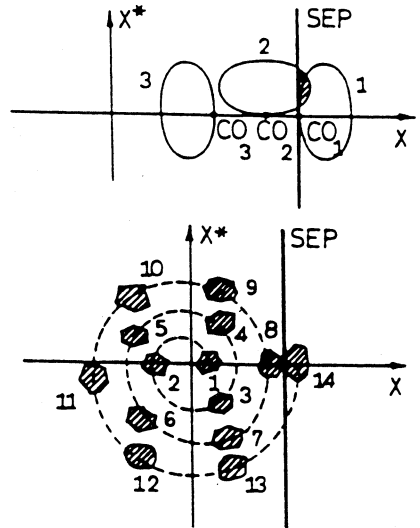


the injection process it coincides with the machine centre. In the case of linear orbit fall the spiral is Archimedean's one.

Computer simulations can describe the stacking process step by step [10,11].

As an example we will use in this paper the project of the booster synchrotron for the superconducting heavy ion synchrotron Nuclotron which is constructed at JINR, Dubna [12]. This will be a six-period synchrotron (Fig.2) with circumference of 50.52 m capable to accelerate protons up to 650 MeV and ions with $Z/A = 0.5$ up to 200 MeV/A. The now in operation linac LU-20 which accelerates protons up to 20 MeV and ions with $Z/A = 0.5$ up to 5 MeV/A will be used as an injector into the booster. The booster will increase the beam intensities in the Nuclotron more than ten times, will raise the final energy of the ions applying ion stripping and will improve beams quality by electron cooling. Other important booster parameters are: beam rigidity at injection 0.647 Tm and maximum 4.3 Tm; betatron tune $Q_h = Q_v = 2.25$; emittance of the injected beam 40π mm-mrad; acceptance 260π mm-mrad.

Figures 3 and 4 show the results of the computer simulations. Both the radial (x, x') and the vertical (y, y') transverse phase planes and the transverse cross section (x, y) are shown. On Fig.3 the injection covers three revolution periods (three beam slices are clearly cut in the radial phase plane) while on Fig.4 it covers fifteen periods (the successive slices widely overlap and the density distribution is rather smooth).



B

C

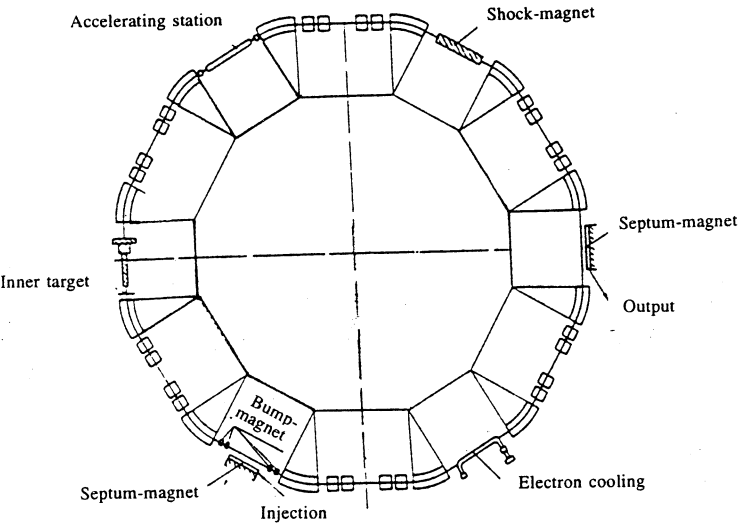


Fig.2. Nuclotron's booster [12]

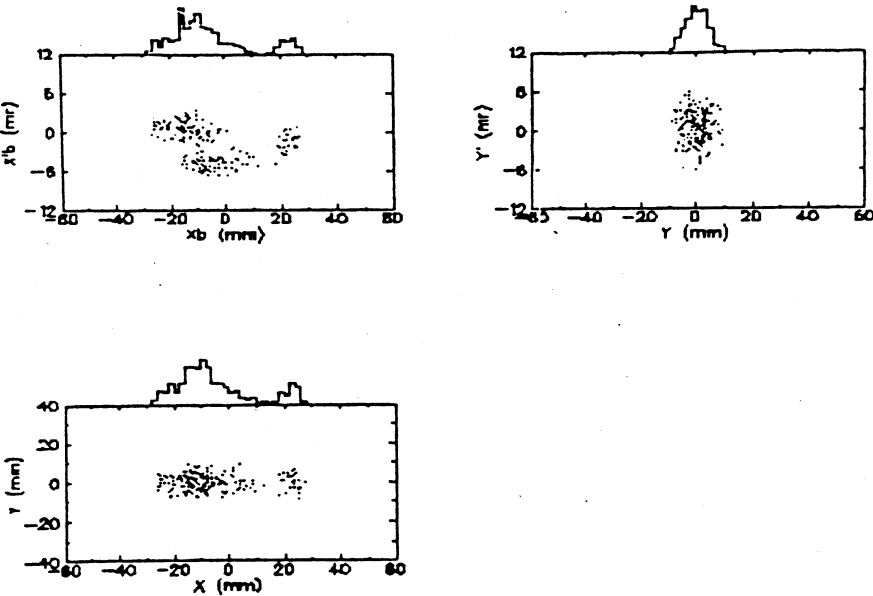


Fig.3. Phase portrait of three-turns injection into Nuclotron's booster [11]

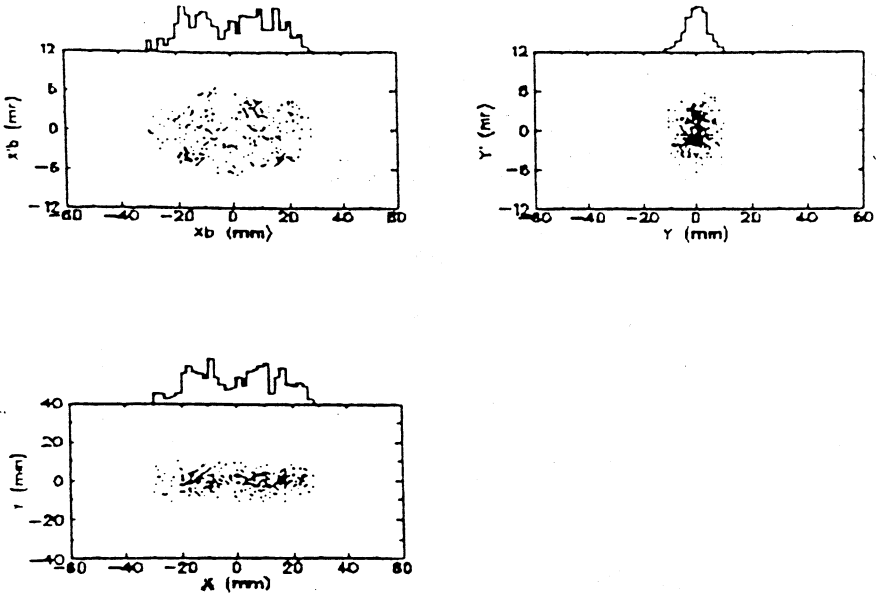


Fig.4. Phase portrait of fifteen-turns injection into the Nuclotron booster [11]

2.2. The Local Orbit Bump. During the *multiturn* injection, a local orbit bump should be produced in order for the beam to pass close to the septum. Let us consider the kicks in the bump magnets necessary for the local closed orbit bump to be produced. Here we will analyse the general case of arbitrary phase distances between the elements given in [13].

A. System with Three Bumpers

A scheme of three bumpers is depicted in Fig.5. The kicks ε_1 , ε_2 and ε_9 which produce a closed orbit bump with deviation X_s at the injection azimuth are the solutions of the following system of three equations:

$$\begin{aligned} \sin \mu_{19} \sqrt{\beta_1} \varepsilon_1 + \sin \mu_{29} \sqrt{\beta_2} \varepsilon_2 &= 0, \\ \cos \mu_{19} \sqrt{\beta_1} \varepsilon_1 + \cos \mu_{29} \sqrt{\beta_2} \varepsilon_2 + \sqrt{\beta_9} \varepsilon_9 &= 0, \\ \sin \mu_{99} \sqrt{\beta_9} \varepsilon_9 + \frac{X_9}{\sqrt{\beta_9}} &, \end{aligned} \quad (2.2.1)$$

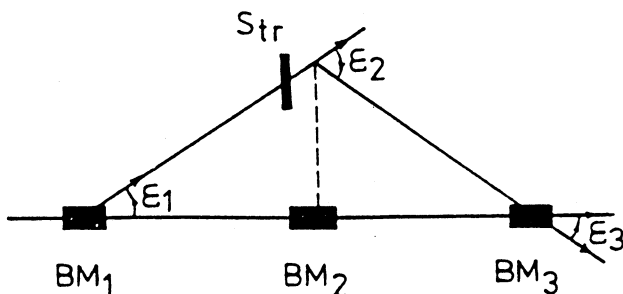


Fig.5. Injection system with three bump magnets

where $\epsilon_1 = \frac{B_1 l_1}{B\rho}$ is the kick in the first bumper and μ_{12} is the phase advance between BM_1 and BM_2 $\left(\mu_{12} = \int_1^2 \frac{ds}{\beta(s)} \right)$.

B. System with Four Bumpers

Using a system with four bumpers an additional constraint of having a zero slope at injection azimuth can be set, Fig.6. Two cases can be distinguished.

In the first case a drift space is situated between the second and the third bump magnets. Using the Twiss form of transfer matrix, we obtain for the kick in the first bumper:

$$\epsilon_1 = \frac{X_s}{m_{12}^1} = \frac{X_s}{\sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \mu_{12}}, \quad (2.2.2)$$

where we have denoted by M^1 the transfer matrix from BM_1 to BM_2 and by M^2 the transfer matrix from BM_1 to the septum. The kick in the second bumper should counteract the trajectory slope X' :

$$\epsilon_2 = -X'_2 = -m_{22}^1 \epsilon_1 - \frac{X_s}{\beta_2} (\text{ctg } \mu_{12} - \alpha)_2. \quad (2.2.3)$$

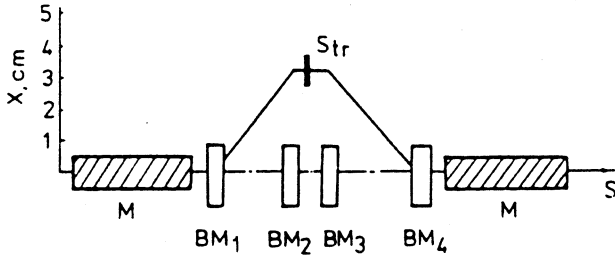


Fig.6. Injection system with four bump magnets

Finally from a symmetry:

$$\epsilon_3 = -\frac{X_s}{\beta_3} (\text{ctg } \mu_{34} - \alpha_3),$$

$$\epsilon_4 = \frac{X_s}{\sqrt{\beta_3 \beta_4} \sin \mu_{34}}. \quad (2.2.4)$$

In the second case when no drift space but some elements (quadrupoles, for instance) lie between the second and the third bumper, it is still possible to obtain a zero slope at the injection azimuth although the trajectory is more complicated.

For the strength of the first two bump magnets one can deduce in this case:

$$X_s = \sqrt{\beta_1 \beta_s} \frac{\sin \mu_{12}}{(\cos \mu_{2s} - \alpha_s \sin \mu_{2s})} \epsilon_1,$$

$$\epsilon_2 = -\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \frac{(\cos \mu_{1s} - \alpha_s \sin \mu_{1s})}{(\cos \mu_{2s} - \alpha_s \sin \mu_{2s})} \epsilon_1. \quad (2.2.5)$$

And from a symmetry:

$$X_s = \sqrt{\beta_s \beta_4} \frac{\sin \mu_{34}}{(\cos \mu_{s3} - \alpha_s \sin \mu_{s3})} \epsilon_4,$$

$$\epsilon_3 = -\sqrt{\frac{\beta_4}{\beta_3}} \frac{(\cos \mu_{s4} - \alpha_s \sin \mu_{s4})}{(\cos \mu_{s3} - \alpha_s \sin \mu_{s3})} \epsilon_4. \quad (2.2.6)$$

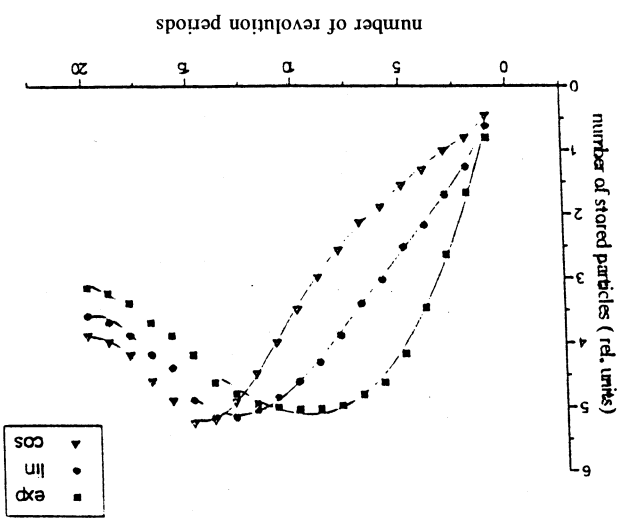


Fig. 7. Accumulation of particles in the Nuclotron booster during the multiturn injection for different laws of orbit bump fall [11]. N — number of stored particles, n — number of injection turns. The injection covers fifteen turns

2.3. Stacking Efficiency. The injection efficiency is defined as the ratio of the accumulated beam current to the product of the injector current by the number of injection periods.

Different kinds of orbit bump falls — linear, experimental, cosine, etc., could be applied. If the bump fall is exponential (Fig.7), the number of accumulated particles increases faster while the losses during the last periods are quite big due to the small orbit step. On the contrary the cosine bump fall has bigger losses during the first periods.

The stacking efficiency slightly depends on the bump fall law, Fig.8. The stacking efficiency depends on large number of parameters: the distance injected beam centre — septum, the slope of the injection beam, the number of injection periods (injection time), the number of betatron oscillations per turn, Q , the injector emittance, the momentum spread in the injected beam, etc.

The efficiency versus the initial radial position of the injected beam X_0 and the efficiency versus the injected beam slope X_0' curves have resonant character, Fig.9 and Fig.10.

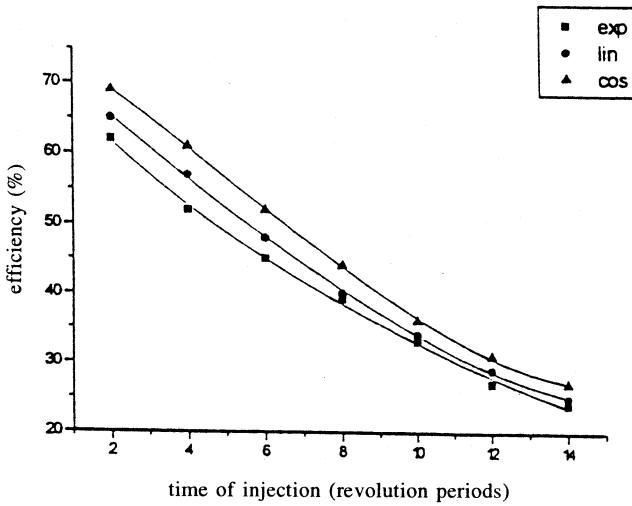


Fig.8. Efficiency in the Nuclotron's booster versus the number of injected turns for different laws of orbit bump fall

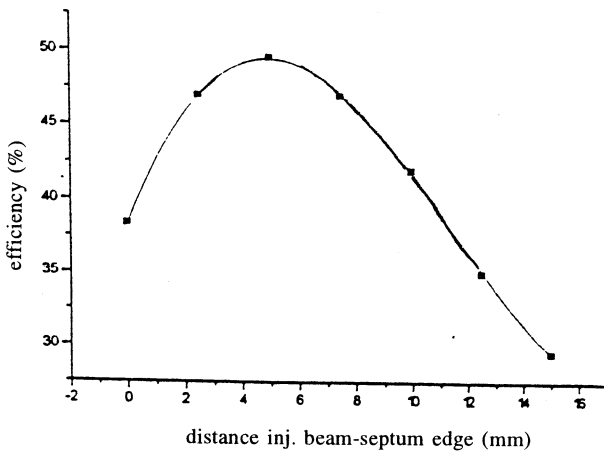


Fig.9. Efficiency in the Nuclotron's booster versus the distance injected beam centre — septum [11]

The dependence of the efficiency on the betatron number Q has a typical symmetrical shape, Fig.11.

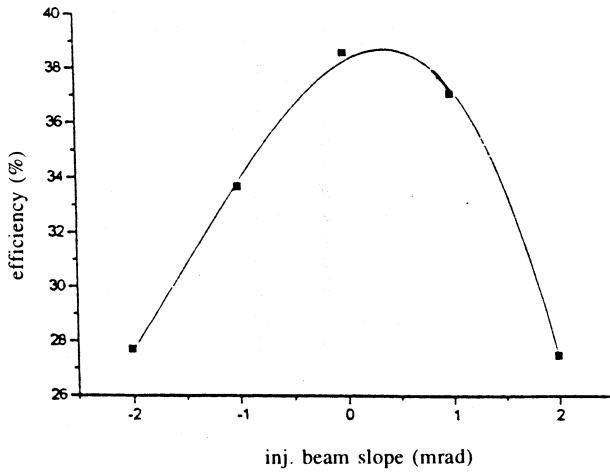


Fig.10. Efficiency in the Nuclotron's booster versus the injected beam slope [11]

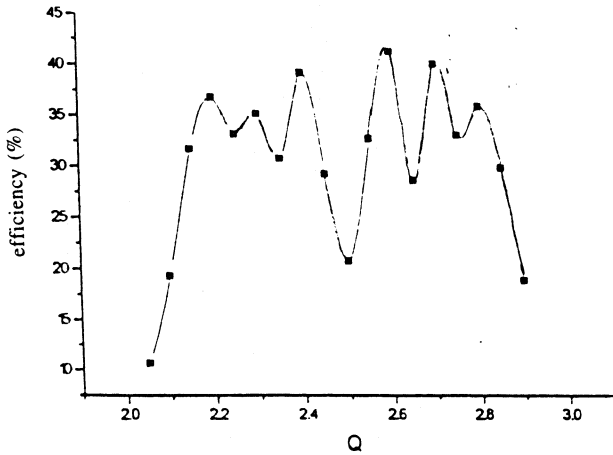


Fig.11. Efficiency in the Nuclotron's booster versus the betatron number Q [11]

2.4. Improvements of the Multiturn Injection with Betatron Stacking.

2.4.1. Multiturn Injection with Linear Coupling. If both the horizontal and the vertical emittances of the injected beam are sufficiently smaller than the acceptance of the ring, one can realize multiturn injection with stacking in both horizontal and vertical phase spaces applying linear coupling of the betatron oscillations [14, 15].

The linear coupling occurs when $Q_x \approx Q_z$ in the presence of skew quadrupole or solenoidal magnetic fields. The strength of the coupling if excited by skew quadrupole is determined by [16]:

$$C_q = \frac{R}{2\pi Q} \frac{l}{B\rho} \oint \left(\frac{dB_x}{dx} \right)_{z=0} ds. \quad (2.4.1)$$

The linear coupling leads to beating of the horizontal and the vertical betatron oscillations. The amplitudes of the oscillations in smooth approximation are:

$$\begin{aligned} |X|^2 &= |A|^2 + |B|^2 \chi^2 - 2|AB^*| \chi \cos(Q_c \theta), \\ |Z|^2 &= |B|^2 + |A|^2 \chi^2 + 2|AB^*| \chi \cos(Q_c \theta), \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

where

$$\chi = \sqrt{1 + \xi^2} - \xi, \quad (2.4.3)$$

$$\xi = \frac{B\rho Q\Delta}{R^2 \left\langle \frac{dB_x}{dx} \right\rangle}, \quad (2.4.4)$$

$$\Delta = Q_x - Q_z, \quad (2.4.5)$$

$$Q = \frac{Q_x + Q_z}{2}. \quad (2.4.6)$$

In (2.4.2) A and B are two complex constants of the motion whose values are determined by the initial conditions and Q_c is the beating wave number.

It can be shown that:

$$Q_c = \sqrt{\Delta^2 + C_q^2}. \quad (2.4.7)$$

According to (2.4.2) there exists a sinusoidal exchange of energy from the horizontal to the vertical betatron oscillations and vice versa while the whole energy, i.e., $|X|^2 + |Z|^2$ keeps constant.

Thus a beam injected in the medium plane close to the vacuum chamber wall will undergo horizontal betatron oscillations with decreasing amplitude. The energy of the horizontal oscillators goes to excite vertical betatron oscillators with increasing amplitude. After a half of beating period the beam will be dismissed horizontally towards the machine centre and vertically off the medium plane to the highest degree.

The depth of the amplitude modulation during the beating is given by:

$$S = \frac{C_q}{\Delta^2 + C_q^2}. \quad (2.4.8)$$

After that the process will go back to small vertical and maximum horizontal amplitudes of the oscillations that is why the injection process must be stopped.

As a result we will have phase space painting in both horizontal and vertical planes.

The multiturn injection of heavy ions with linear coupling is realized, for instance, in the AGS booster [17].

The injection is from 1 MeV/u tandem Van de Graaf which delivers ion beams with very small transverse emittance. This allows very efficient multiturn injection (Fig.12). The unperturbed tunes are $Q_x = 4.833$ and $Q_z = 4.780$. A skew quadrupole induces significantly X-Z coupling during the injection. Typically about 40 turns can be injected with efficiency of 65%. Applying this scheme the beam intensity has been increased more than 50%.

2.4.2. Combination of Multiturn Injection with Beam Cooling. If the beam lifetime is long comparing to the cooling time it will be possible to combine at electron cooling at injection energy with betatron stacking.

The cooler voltage is chosen not to change the average ion momentum. During the cooling the beam shrinks transversally and new injection pulses can be put next to the stack in the horizontal phase space. The injection consists in repetitive combinations of multiturn injection and successive electron cooling.

Such kind of injection is realized in the heavy ion synchrotron SIS and in the cooler ring CRYRING.

In SIS the injection covers from 10 to 15 cycles within 1s and allows the accumulation of $4 \cdot 10^9$ particles per pulse [18]. The cooling time for U^{79+} ions with 11.4 MeV/u energy is about 100 ms. The cooling reduces the beam emittance from 100π mm·mrad down to 30π mm·mrad. A series of ten

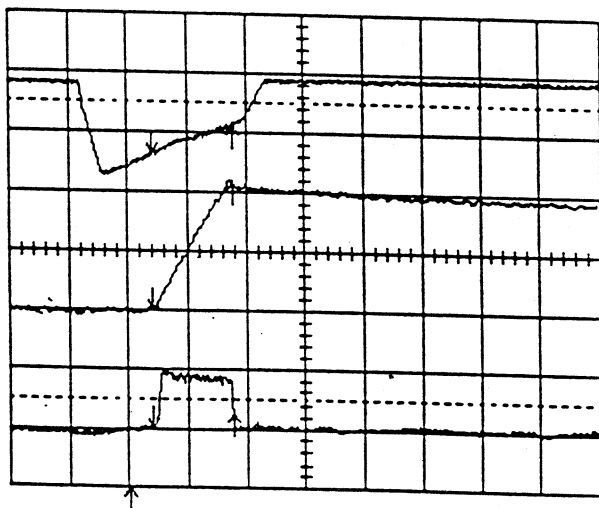


Fig.12. Multiturn injection in the AGS booster. Oscilloscope traces of the injection kicker (top); circulating beam current (middle); beam pulse from the Tandem (bottom). One horizontal box corresponds to $500 \mu\text{s}$ [17]

repetitive multiturn injections with 80% efficiency will allow accumulation of $4 \cdot 10^9$ ions per pulse.

In CRYRING this combination is applied for the lightest fully stripped ions [19]. Thus the lifetime of deuterons at 290 keV/u is 300 s. Provided the cycle betatron stacking-cooling lasts 3 s it will be possible to improve the stored intensity 100 times. The real efficiency is sufficiently smaller, as the stack of cooled ions occupies a part of the phase space where normally some of the injected pulses go. Nevertheless, $60 \mu\text{A}$ ($2 \cdot 10^9 p$) has been stored in the ring.

The accumulated intensity in the stacking-cooling process is limited by the space charge effects (incoherent space charge instabilities).

3. BEAM STACKING WITH RF ACCELERATION

3.1. Principle of the RF Stacking. Storage of the injected particles in the longitudinal phase space was first suggested by Symon and Sessler in MURA [20]. Later this method was experimentally investigated in the model electron

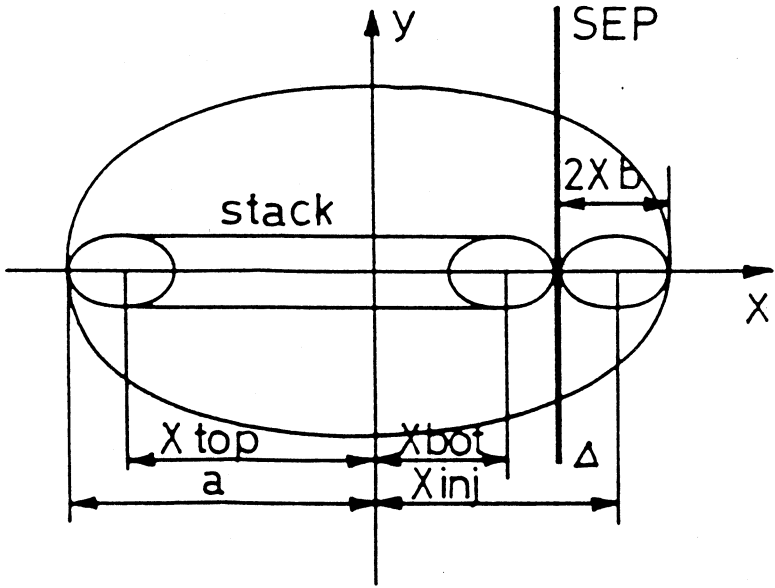


Fig.13. Location of the injected and stacked beams in the accelerator aperture

storage ring CESAR in CERN [21]. The RF stacking was used successfully for many years in the proton storage ring ISR in CERN [22].

The principle of the RF stacking [20–24] can be understood from Fig.13, where a transverse cross section of the accelerator is shown.

The beam is injected by means of an electrostatic septum at position X_{inj} . After the injection of the first portion of particles is completed, the stacking RF cavity is switched on and the particles are accelerated (or more usually decelerated) to an outer (inner) orbit according to:

$$\frac{E}{R} \frac{dR}{dE} = \frac{\alpha}{\beta^2}, \quad (3.1.1)$$

where R is the physical radius of the machine; β is the relativistic factor and α is the momentum compaction factor [25,26]:

$$\alpha = \frac{p}{R} \frac{dR}{dp} = \frac{\langle D_x \rangle_m}{R}. \quad (3.1.2)$$

In (3.1.2) $\langle \rangle_m$ denotes averaging over the dipoles only and D_x is the dispersion.

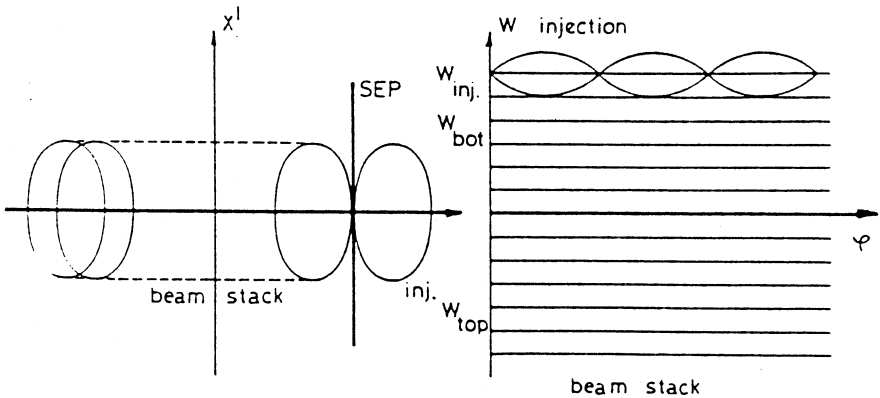


Fig.14. Principle of the RF stacking

When the top of the stack is reached, the RF voltage is abruptly switched off and the particles are released from the RF buckets.

The RF cycle then is repeated and the next injected portion is trapped in buckets and accelerated (decelerated).

There are two modes of operation.

In the so-called «repetitive stacking» mode or «stacking at the top» the new portion is moved again to the same position, i.e., to the top of the stack. According to Liouville's theorem the particle density in the longitudinal phase space must be conserved [26]. Hence the particles already accumulated in the stack will be displaced toward lower (higher) energies. Due to the very small value of the momentum compaction factor (3.1.2) in the strong focusing rings the portions of particles with different energies largely overlap in the physical and transverse phase spaces, Fig.14. The stacking takes place in the longitudinal phase space while the density in the 6-dimensional μ -phase space is conserved in agreement with Liouville's theorem. A beam stack with large intensity is built up.

In the «non-repetitive stacking» mode or «stacking at the bottom» each successive portion of particles is moved to a slightly different energy than the previous one. The energy difference is equal to the final bucket area A_b divided by 2π ; so as the new particles will be added to the bottom of the stack.

3.2. Longitudinal Phase Space Topology. As this has been shown first by Symon and Sessler [20], the equations of the longitudinal motion in an accelerator can be put in Hamilton's form with canonically conjugated variables:

$$W = 2\pi \int_{E_0}^E \frac{dE}{\omega(E)} \quad (3.2.1)$$

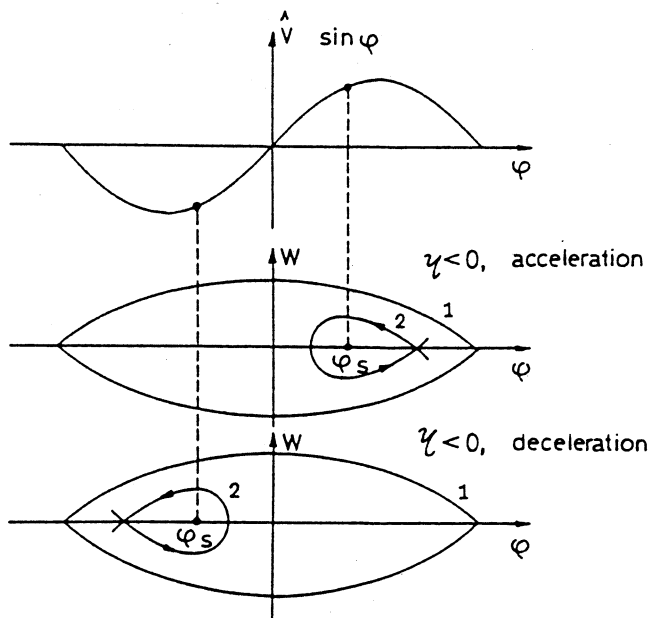


Fig.15. Stationary and moving RF buckets

and the RF phase φ . In (3.2.1) $\omega(E)$ is the revolution frequency of a particle with energy E and E_0 is an arbitrary energy.

The area of stable oscillations around the synchronous particle, the so-called RF bucket is shown on Fig.15 for the stationary case ($\Gamma = \sin \varphi_s = 0$; no acceleration (deceleration)) and for the moving buckets ($\Gamma = \sin \varphi_s \neq 0$; the particles are accelerated (decelerated)).

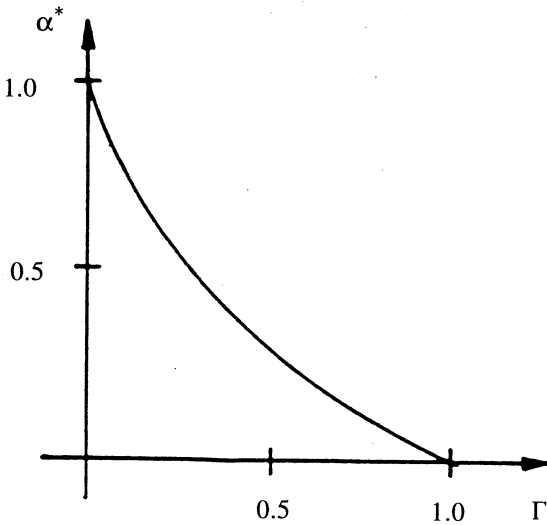
Let h be the harmonic number of the RF, so as we will have h buckets simultaneously on the accelerator circumference. The area of these h buckets is:

a) for stationary buckets

$$A_{bs} = \frac{8\beta}{\omega_s} \sqrt{\frac{8\pi e \hat{V} E_s}{h |\eta|}}, \tag{3.2.2}$$

b) for moving buckets

$$A_b = A_{bs} \alpha^*(\Gamma). \tag{3.2.3}$$

Fig.16. The function $\alpha^*(\Gamma)$

Here

$$\eta = \frac{p}{\omega} \frac{d\omega}{dp} = \frac{1}{\gamma^2} - \alpha = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_{tr}^2}, \quad (3.2.4)$$

γ — the relativistic factor and γ_{tr} — its value at the transition point. In (3.2.3) $\alpha^*(\Gamma)$ is a tabulated function of the synchronous phase $\Gamma = \sin \varphi_s$ (Fig.16). In the RF stacking an important role is played by the adiabatic theorem of Boltzman–Ehrenfest [26], which states that if the parameters (such as $\hat{V}$, φ_s , E_s , etc.) in the Hamiltonian, H , are varied sufficiently slowly the particles lying on a closed curve $H(t_1) = \text{const}$ surrounding an area of stable oscillations A_1 at a time t_1 will remain on a closed curve $H(t_2) = \text{const}$ surrounding an area $A_2 = A_1$ at a time $t_2 > t_1$. Thus the action integral $I = \oint W d\varphi$ is an invariant.

3.3. Stacking Cycle. It is the phase displacement phenomenon that underlies the RF stacking process. The phase displacement is a phenomenon related with the crossing of a coasting beam by RF bucket (no matter filled with particles or empty). The trajectories outside the separatrix are such that the particles will

move in the opposite to the bucket direction (for an accelerating bucket to lower energy and for an decelerating bucket to higher energy). According to Liouville's theorem the area of the displacement of the coasting beam must be equal to the bucket area A_b . Hence the change in the mean energy of the coasting beam is:

$$\Delta W = \frac{A_b}{2\pi}. \quad (3.3.1)$$

A detailed calculation of the change of the energy of a particle lying outside a moving bucket when this bucket crosses the particle is made in [27,28]. It shows that the mean energy change follows (3.2.1) while the energy spread in the coasting beam is increased.

Let's now look at the RF stacking cycle in more detail.

The stacking is performed at a constant magnetic field.

After the first portion of particles is injected, it immediately debunches due to the spread in the revolution frequency of particles having different energies.

The RF voltage is now switched on adiabatically while the RF frequency is kept constant ($\varphi_s = 0$). The particles are trapped with big efficiency (more than 90%) in stationary buckets.

After the capture finishes, the RF buckets are decelerated toward to the top of the stack.

As:

$$\frac{E}{\omega} \frac{d\omega}{dE} = \frac{\eta}{\beta^2} \quad (3.3.2)$$

and

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\omega}{2\pi} e \hat{V} \sin \varphi_s, \quad (3.3.3)$$

the RF frequency must be increased according to:

$$\frac{d\omega_{rf}}{dt} = \frac{\eta \omega_{rf}^2}{2\pi h \beta^2 E} e \hat{V} \sin \varphi_s. \quad (3.3.4)$$

When ω_{rs} reaches the final frequency, the RF voltage is switched off, the bunches debunch and a whole strip in the stack is populated with particles.

In the repetitive stacking mode each of the successive pulses crosses the whole stack and the particles are released at the top of the stack.

In each crossing the already stored particles are moved to higher energy by (3.3.1) according to the phase displacement mechanism.

If the stack is built by n pulses, the ideal stack width will be:

$$2\pi \frac{\Delta E_{\text{ideal}}}{\omega} = n \frac{A_b}{2\pi}. \quad (3.3.5)$$

In fact the particles will be distributed over wider energy range $\Delta E_s > \Delta E_{\text{ideal}}$.

In the non-repetitive stacking mode the crossing of the whole stack by the buckets is avoided by successive reducing of the final RF frequency by:

$$\Delta \omega_{\text{rf}} = \frac{\omega_{\text{rf}}^2 \eta}{\beta^2 E h} \frac{A_b}{(2\pi)^2}. \quad (3.3.6)$$

Thus the particles will be deposited at the stack bottom.

It is natural to define the stacking efficiency as the ratio of the average phase space density in the stack to that in the injected beam [29].

The total stacking efficiency depends on two kinds of parameters:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon' \epsilon. \quad (3.3.7)$$

Here ϵ' describes the dependence of the stacking efficiency of the RF manipulation — mainly on the trapping efficiency in the buckets.

In (3.3.7) ϵ is the accumulation efficiency itself:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{lim}}}{N_{\text{tot}}}, \quad (3.3.8)$$

where N_{lim} is the number of particles in the ideal stack width and N_{tot} is the total number of particles in the stack.

Function ϵ represents the reduction of the phase space density due to the dilution of the stack by the moving RF buckets during the subsequent stacking cycles.

Experiments and computer simulations [29] show that ϵ is a function of the synchronous phase $\Gamma = \sin \phi_s$ and of the number of stacking cycles n . There is an empirical formula:

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \frac{2\Gamma}{3\sqrt{n}\alpha^*(\Gamma)}}, \quad (3.3.9)$$

which agrees quite well with the experimental results over a wide range of Γ and for not too small n .

As $\alpha^*(\Gamma)$ is a decreasing function of φ_s (Fig.15), the stacking efficiency $\varepsilon \rightarrow 1$, when $\varphi_s \rightarrow 0$.

However small values of φ_s will require very long stacking times according to (3.3.4), i.e., a compromise must be made.

3.4. Combination of Multiturn Injection and RF Stacking. Both the multiturn injection and the RF stacking have their limits in the intensity of the accumulated beams. These limits have been already discussed above.

If we combine both accumulation mechanisms, much larger intensity multiplication factors can be realized. The stacking will take place in the 4-dimensional (x, x', W, φ) phase space. The physical aperture of the accelerator however must be shared by both the methods. Let ε_0 be the area of the transverse phase plane (x, x') devoted to the multiturn injection. In order to estimate this area a pure geometrical analysis can be carried out [30].

From Fig.13 one can easily deduce that

$$E_{\text{inj}} - E_{\text{top}} \leq 2E \beta^2 \left(\frac{a - \sqrt{\varepsilon_0 \beta(s)}}{D(s)} \right) \quad (3.4.1)$$

must be satisfied for any point s along the circumference, $\beta(s)$ being the Twiss amplitude function; and $D(s)$, the dispersion.

On the other hand, in the injection point:

$$E_{\text{inj}} - E_{\text{bot}} = E \beta^2 \left(\frac{2 \sqrt{\varepsilon_0 \beta_{\text{inj}}} + \Delta}{D_{\text{inj}}} \right), \quad (3.4.2)$$

where Δ is the septum thickness.

Let S^* be the azimuth at which the right-hand side of (3.4.1) has a minimum and the corresponding values of $\beta(s)$ and $D(s)$ be β^* and D^* .

The number of RF cycles is:

$$n_{\text{rf}} = \varepsilon_{\text{rf}} \frac{E_{\text{bot}} - E_{\text{top}}}{\Delta E}, \quad (3.4.3)$$

where ΔE is the phase displacement of the stack during a single crossing by the buckets (3.3.1) and ε_{rf} is the stacking efficiency here defined as the ratio of the ideal stack width to the width of the real stack [21].

The number of the effective turns in the multiturn stage of the combined process is:

$$n_m = \epsilon_m \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{inj}}, \quad (3.4.4)$$

where ϵ_{inj} is the emittance of the injected beam, ϵ_m is the multiturn injection efficiency.

Thus the total number of effective turns will be:

$$n_{tot} = n_m \cdot n_{rf} = \epsilon_m \epsilon_{rf} \frac{E \beta^2}{\Delta E} \epsilon_0 \left[\frac{2(a - \sqrt{\epsilon_0 \beta^*})}{D^*} - \frac{2 \sqrt{\epsilon_0 \beta_{inj}} + \Delta}{D_{inj}} \right]. \quad (3.4.5)$$

From (3.4.5) the optimum value of the phase area devoted especially to the multiturn injection can be calculated.

3.5. RF Stacking Examples

A. Heidelberg Test Storage Ring (TSR)

The Heidelberg Heavy Ion Test Storage Ring (TSR) [31] is an experimental accelerator specially designed to investigate the electron cooling of heavy ions and the combined RF stacking scheme as well. The ring is able to store ions with energy up to 30 MeV/A (for $Z/A = 0.5$) accelerated in a MP tandem — postaccelerator combination. The emittance of the injected particles is $1.5 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ and the injected current $9 \mu\text{A}$.

A combined scheme of multiturn injection and RF stacking is used [32]. The phase area devoted to betatron stacking is $\epsilon_0 = 96 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. It is filled for about 100 turns with an efficiency of 40%.

The repetitive stacking mode is chosen for the RF stage of the accumulation process. The efficiency of the adiabatic capture of the ions in the buckets is 94%. The RF stacking involves 20 cycles which gives a total number of effective turns $\eta_{tot} = 800$. In fact 7 mA ($1.2 \cdot 10^{10}$ ions) of C^{6+} ions with 6.1 MeV/A energy has been measured. The whole process takes about 12 ms.

Figure 17 shows the longitudinal Schottky Spectrum of the RF stack after accumulation of 30 cycles [32].

B. MIMAS Booster — Accumulator for Saturne

MIMAS is a low energy booster — storage ring which accumulates heavy ions from a CRYEBIS (Dione) — RFQ combination at 187 keV/A and accelerates them to 11.9 MeV/A (for $Z/A = 0.5$) for injection in the synchrotron

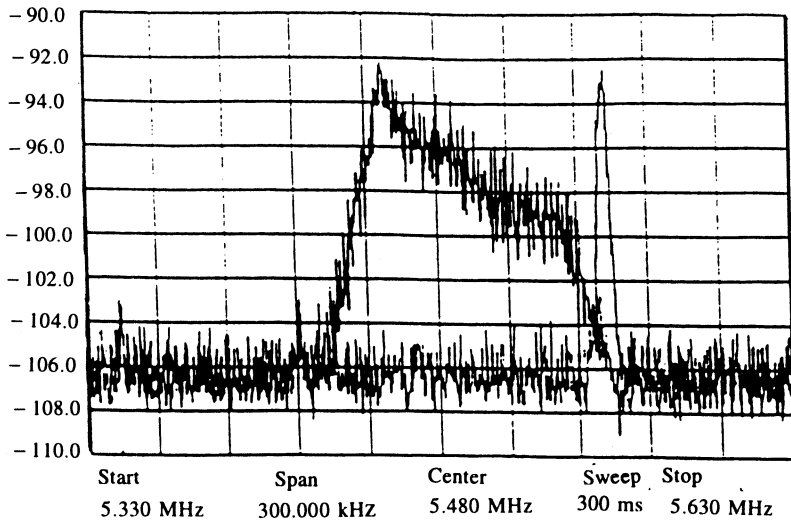


Fig.17. TSR Schottky spectrum of the RF stack after accumulation of 30 cycles [32]

SATURNE [33]. Dione generates ions in short 50 μ s pulses at intervals of 20–50 ms.

In MIMAS ions are stacked in the synchrotron phase space by a betatron deceleration scheme [34]. The deceleration voltage up to 500 V is made by flux variation in 8 ion cores installed in one of the straight sections. Up to 8 heavy ions pulses can be injected and stored with a repetition rate of about 100 Hz.

The injection scheme can work with polarized protons and deuterons as well. The pulse produced by the ion source Hyperion is long (1 ms) with constant intensity allowing for a constant filling of MAIMS.

With MIMAS the synchrotron SATURNE is capable of producing beams up to krypton at 700 MeV/A as well as high intensity polarized protons and deuterons at 3 GeV.

4. CHARGE-EXCHANGE INJECTION

Charge exchange injection is now the preferred injection method for proton machines due to its relative simplicity and a very high intensity of stored beams [35,36]. Recently, this injection method has been successfully applied for light ion storage in the CELSIUS [37] and COSY [38] cooler rings.

4.1. Principle of the Charge-Exchange Injection. The principle of charge exchange injection consists in letting an injected beam pass through a thin internal foil [36,63]. Having passed the foil, ions change their charge while energy is practically unaltered and beam rigidity $B\rho$ jumps to a new value according to the relation:

$$B\rho = \frac{A}{300Z} \sqrt{T_n^2 + 2E_{0n}T_n}, \quad (4.1.1)$$

where $B\rho$ is in Tm; the kinetic energy T_n per nucleon is in MeV, and the rest of energy per nucleon E_{0n} is also in MeV. This provides a spatial separation for the trajectories of the injected and circulating beams.

The charge exchange process cannot be described by a Hamiltonian. That is why the Liouville theorem for phase space density conservation does not work. This allows us to inject ions many time into one and the same area in the phase space thus increasing the intensity of the stored beam (non-Liouville stacking).

4.2. Equilibrium Charge State Distribution and Equilibrium Thickness of the Stripping Foil. As the beam ions travel through the matter, a relative content of ions in different charge states changes. The process is described by the following set of linear differential equations:

$$\frac{d\Phi_k}{dt} = \sum_j \Phi_j \sigma_{jk}, \quad (4.2.1)$$

where Φ_j is the percentage of the ions in the j -th charge state in the beam; σ_{jk} is the cross section for the transition $j \rightarrow k$; t is the foil thickness in at/cm^2 .

The charge state distribution reaches equilibrium for thick enough foils [39,40]. This equilibrium distribution independent of the initial distribution in the beam is determined only by the relations between different charge-exchange cross sections σ_{jk} and the ion velocity. The beam attains charge state distribution equilibrium earlier than a visible particle delay in the foil material is reached. The equilibrium distribution is the solution of the linear system:

$$\sum_j \Phi_j \sigma_{jk} = 0. \quad (4.2.2)$$

So, in order to calculate for the equilibrium distribution and the equilibrium thickness to be calculated, one needs the exact values of electron loss and

capture cross sections σ_{jk} . First theoretical papers on the cross sections in ion-atom collisions have been carried out by N.Bohr. He found for the electron loss [41]:

$$\sigma_e \approx 4\pi a_0^2 \frac{Z_t^2 + Z_t}{q^2} \left(\frac{\beta_1}{\alpha} \right)^{-2}, \quad (4.2.3)$$

where $\alpha = 1/137$ is the fine structure constant and a_0 is the Bohr's radius, and for electron capture (together with Lindhard) [42] we have:

$$\sigma_c = \pi a_0^2 Z_t^{1/3} q^2 \left(\frac{\beta_1}{\alpha} \right)^{-3}. \quad (4.2.4)$$

Unfortunately, the experiments have shown that the above formulae work well only over a quite narrow range of parameters. A lot of semiempirical formulae for electron loss and capture cross sections have been put forward [43—45].

For electron capture the experiments show that:

$$\sigma_c \sim Z_{pr}^{\alpha_1} V^{\alpha_2} Z_t^{\alpha_3}, \quad (4.2.5)$$

where

$$\alpha_1 = 4 \div 5; \quad \alpha_2 = (2 \div 5); \quad \alpha_3 = 0.15 \div 0.4.$$

The electron loss cross section σ_e increases with target atomic number Z_t and decreases with projectile atomic number Z_{pr} ($\sigma_e \sim Z_{pr}^\alpha$, $\alpha = -(1 \div 3)$) and depends strongly on the ion velocity. On the other hand, the experiments show that the cross sections for losses of more than one electron are not negligible. In connection with that there was proposed a semiempirical method [45] for calculations of the cross sections for the loss of one and several electrons by fast multielectron ions. Using this method, which is based on the results of an analysis of experimental data and theoretical calculations, the cross sections ($m=1-5$) have been obtained for the fast ions of iodine and uranium in nitrogen.

The problem is even more complicated as the case of solid foils strongly differs from that of rare gases. While in rare gases the time between the successive ion-atom collisions is long enough for excited atoms to return to their basic state, in solid foils this time is short and the atom state remains almost unchangeable. This means that all the cross sections should be averaged over

the excited states. For this reason the electron loss cross sections in solids are larger than in gases and the electron capture cross sections are smaller. As a result the equilibrium thicknesses in solid foils are larger (up to ten times) than those in gases [46].

The accelerator experiments [47,48] show that for heavy ions with energies from 3.8 to 10.6 MeV/nucleon the equilibrium thickness of carbon foils lies between 250 to 350 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

4.3. Equilibrium Charge State Distributions behind the Stripping Foil.

The equilibrium charge state distributions of heavy ion beams on traversing the stripping foil are presented by a Gaussian [49], although the Gaussian describes continuous random variables while the ion charge states q are discrete ones

$$\Phi_q = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-(q - \bar{q})/2\sigma^2}. \quad (4.3.1)$$

Formula (4.3.1) is valid if the average charge state $\bar{q}$ is not too close to Z_{pr} .

Several empirical formulae have been proposed for the average charge state $\bar{q}$. It is assumed to use the reduced velocity X as an independent variable in all of these formulae:

$$X = \frac{V}{V' Z_{\text{pr}}^{0.45}}, \quad V' = 3.6 \cdot 10^8 \text{ cm/s}, \quad (4.3.2)$$

Nikolaev-Dmitriev's formula [50]:

$$\frac{\bar{q}}{Z_{\text{pr}}} = (1 + X^{-1/0.6})^{-0.6}, \quad (4.3.3)$$

To-Droin's formula [51]:

$$\frac{\bar{q}}{Z_{\text{pr}}} = 1 - e^{-x}, \quad (4.3.4)$$

Shima's formulae [52]:

$$\frac{\bar{q}}{Z_{\text{pr}}}(Z_t = 6) = 1 = \exp[-1.25X + 0.32X^2 - 0.11X^3], \quad (4.3.5)$$

$$\frac{\bar{q}}{Z_{\text{pr}}}(Z_t \neq 6) = \frac{\bar{q}}{Z_{\text{pr}}}(Z_t = 6)[1 + g(Z_t)], \quad (4.3.6)$$

where

$$g(Z_t) = -0.0019(Z_t - 6)\sqrt{X} + 10^{-5}(Z_t - 6)^2 X, \quad (4.3.7)$$

Heckman-Betz's formula [53—55]:

$$\frac{\bar{q}}{Z} = 1 - C \exp\left(-\frac{V}{V_0 Z_{\text{pr}}^\gamma}\right), \quad (4.3.8)$$

where C and γ are constants depending on Z_{pr} in the intervals: $C \in (1.07 + 1.25)$; $\gamma \in (0.57 + 0.65)$ and $v_0/c = 137$.

Baron-Ricaud's formula [47]:

$$\frac{\bar{q}}{Z} = 1 - C \exp\left(-\frac{83.275\beta}{Z^{0.447}}\right), \quad (4.3.9)$$

where

$$C = \begin{cases} 1, & \text{for } T_{\text{pr}} > 1 \text{ MeV/n,} \\ 0.9 + 0.0769 T_{\text{pr}}, & \text{for } T_{\text{pr}} < 1 \text{ MeV/n.} \end{cases}$$

Formulae (4.3.1—4.3.5) have been deduced scaling experimental data over an energy range of below 2 MeV/n. Formula (4.3.3) scales the experimental data of wider energy range up to $X = 2.5$ and also describes the cases of non-carbon foils. In [47] the correction for heavier ions ($Z \geq 54$) has been deduced:

$$\bar{q}_p = \bar{q}_p [1 - \exp(-12.905 + 0.2124Z - 0.00122Z^2)], \quad (4.3.10)$$

where $\bar{q}_p$ is taken from (4.3.9).

For the standard deviation Nikolaev and Dmitriev [50] propose the following expression:

$$\sigma = 0.5 \sqrt{\bar{q} \left(1 - \left(\frac{q}{Z}\right)^{1.67}\right)}. \quad (4.3.11)$$

The correction for heavier ions ($Z \geq 54$) is proposed in [47]:

$$\sigma = \sqrt{\bar{q}_p (0.07535 + 0.19Y - 0.2654Y^2)}, \quad Y = \frac{\bar{q}_p}{Z}. \quad (4.3.12)$$

Some experimental data for the charge distribution of Ar ions behind carbon foils of different thicknesses and energy 5.62 MeV/n are presented in Table 3 [47].

Table 3
Ar₄₀⁶⁺, $T_n = 5.62$ MeV/n

d, $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	q				
	14	15	16	17	18
60	1.76	13.69	45.40	32.39	6.74
84	1.26	10.57	39.64	37.86	10.58
120	0.96	8.17	35.11	40.54	14.92
150	0.85	7.95	32.47	42.26	16.78
215	0.55	5.53	26.55	43.79	23.59
300	0.04	3.81	25.10	45.21	25.25

4.4. Heavy Ions Scattering in the Stripping Foil. The Coulomb elastic scattering of beam ions in a stripping foil will cause a change of the trajectory slopes.

The mean energy loss of an ion for unit path length when $m_{\text{pr}} \leq 0.2m_t$, where m_{pr} — the particle mass, m_t — the target nucleus mass, is given by [56]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{0l} = \frac{2\pi Z_{\text{pr}}^2 Z_t^2 e^4 n m_{\text{pr}}}{m_t E_{\text{pr}}} \left\{ \ln \sin \frac{\theta_{\min}}{2} + \frac{1}{2} \frac{m_t^2 - m_{\text{pr}} m_t - m_{\text{pr}}^2}{(m_{\text{pr}} + m_t)^2} \right\}. \quad (4.4.1)$$

In (4.4.1) n denotes the number of target atoms in unit volume and E_{pr} — the particle energy.

It can be shown [56] that the ratio of the ionization losses to the Coulomb scattering energy losses is:

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{sc}}} = \frac{1}{\left(\frac{m_0 Z_t}{A_t m_p}\right)} \approx 4000, \quad (4.4.2)$$

where m_p is the proton rest mass and A_t is the atomic weight of the target material.

From (4.4.2) it follows that the energy losses in the Coulomb scattering are negligible.

On the contrary, the particle trajectory changes are very important.

The basic laws of the elastic Coulomb scattering have been well known since the time of Rutherford's pioneer works.

An important role in accelerator practice is played by the multiple scattering in the foil material.

It can be shown that the multiple scattering mean square angle is [56]:

$$\langle \theta^2 \rangle = 0.078 \frac{Z_{\text{pr}}^2 Z_t^2 t}{E_{\text{pr}}^2 A_t} \ln \left\{ 1.06 \cdot 10^2 \frac{Z_{\text{pr}} Z_t^{1/3}}{\beta_{\text{pr}}} \sqrt{\frac{t}{A_t}} \right\}, \quad (4.4.3)$$

where E_{pr} is the particle kinetic energy in MeV and t is the target thickness in g/cm^2 .

In [59] the following empirical formula for the multiple scattering mean square angle of heavy ions in solid foils is given:

$$\langle \vartheta^2 \rangle = 0.250 \frac{Z_t(Z_t + 1)}{A_t} \frac{Z_{\text{pr}}^2}{E_{\text{pr}}^2} t, \quad (4.4.4)$$

where ϑ is in mrad; stripper thickness t is in $\mu\text{g/cm}^2$ and particle energy E_{pr} is in MeV.

The average number of scatterings per particle and passage is given by:

$$n_{\text{sct}} = 0.0392 \frac{Z_{\text{pr}}^2 Z_t^2 \gamma_{\text{pr}} t}{A_t E_{\text{pr}}^2} \frac{1}{\vartheta_{\alpha}}, \quad (4.4.5)$$

ϑ_{α} is the so-called screening angle:

$$\vartheta_{\alpha} = 4.52 \cdot 10^{-3} \sqrt{1.78 \cdot 10^{-4} Z_{\text{pr}}^2 Z_t^2 + \beta_{\text{pr}}^2} \frac{\sqrt[3]{Z_t}}{E_{\text{pr}} \beta_{\text{pr}}^2 \gamma_{\text{pr}}}, \quad (4.4.6)$$

where t is the target thickness in g/cm^2 , E_{pr} is the particle energy in MeV.

4.5. Emittance Growth Due to Elastic Coulomb Scattering in the Stripping Foil. It is convenient to work in the normalized phase space (y, y^*) , where y is the transverse coordinate (either X or Z) and

$$y^* = \alpha y + \beta y' \quad (4.5.1)$$

In (4.5.1) α and β are the Twiss functions and $'$ denotes differentiation with respect to the longitudinal coordinate S .

In the normalized phase space the betatron oscillations can be presented in the form:

$$\begin{aligned} y &= A \cos(\psi + \alpha), \\ y^* &= A \sin(\psi + \alpha), \end{aligned} \quad (4.5.2)$$

where ψ is the betatron phase, $\psi = \int \frac{ds}{\beta(s)}$ and A and α are constants.

Let y and y^* be the Gaussian distributions. The betatron amplitude is:

$$A^2 = y^2 + y^{*2}. \quad (4.5.3)$$

Relation (4.5.3) determines a circle in the normalized phase space with a radius A . In order to find out the amplitude distribution, one has to integrate the joint probability distribution along this circle. In polar coordinates:

$$P(A) = \int_0^{2\pi} p(y, y^*) A d\varphi = \int_0^{2\pi} \frac{A}{2\pi\sigma^2} e^{A^2/2\pi\sigma^2} d\varphi = \frac{A}{\sigma^2} e^{-A^2/2\pi\sigma^2}, \quad (4.5.4)$$

i.e., we have obtained Rayleigh distribution with

$$\sigma^2 = 2\sigma_y^2. \quad (4.5.5)$$

Passing through the stripper the beam particles change by jump the slope of their trajectory and keep the distance from the equilibrium orbit unchangeable.

$$y = y_0, \quad y^* = y_0^* + \Delta y^* = y_0^* + \beta \Delta y'. \quad (4.5.6)$$

Behind the stripper we have:

$$A^2 = A_0^2 + 2\Delta y^* y_0^* + \Delta y^{*2}. \quad (4.5.7)$$

Averaging (4.5.7) we obtain:

$$\sigma_A^2 = \sigma_{A0}^2 + \sigma_{\Delta y^*}^2 = \sigma_{A0}^2 + \beta^2 \sigma_{0\Delta y'}^2. \quad (4.5.8)$$

The real situation in charge-exchange injection however is more complicated. At the end of the injection process we have on the accelerator circumference simultaneously particles passing N times through the stripper, particles passing $(N-1)$ times and so on up to the particles having crossed the stripper only once.

Obviously, in this case the probability for an amplitude is the normalized sum of probabilities for amplitudes after a definite number of foil crossings:

$$p(A) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i(A). \quad (4.5.9)$$

Then

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_{Ai}^2, \quad (4.5.10)$$

but

$$\sigma_{Ai}^2 = \sigma_{A0}^2 + \beta_0^2 \sigma_{\Delta y'}^2. \quad (4.5.11)$$

Thus, we obtain

$$\sigma_A^2 = \sigma_{A0}^2 + \frac{(N+1)}{2} \beta_0^2 \sigma_{\Delta y'}^2. \quad (4.5.12)$$

From (4.5.12) we can deduce the emittance growth due to the elastic Coulomb scattering:

$$\epsilon_N = \frac{\sigma_A^2}{\beta_0} \simeq \epsilon_0 + \frac{1}{2} N \beta_0 \langle \vartheta^2 \rangle. \quad (4.5.13)$$

4.6. Energy Losses in the Stripping Foil. The energy losses of beam particles in the stripping foil are mainly due to the excitation and ionization of foil atoms.

Mean losses are described by the well-known Bethe-Bloch formula [56—58]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{DZ_t \rho_t}{A_t} \left(\frac{Z_{pr}}{\beta} \right)^2 \left(\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{e}{Z_t} \right) (1 + v), \quad (4.6.1)$$

where ρ is the mass foil density:

$$D = 4\pi N_A r_e m_e e^2 = 0.3070 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{g},$$

and I is the mean ionization potential of medium atoms.

$$I \approx 13.5 Z_t, \text{ eV}, \quad (4.6.2)$$

δ , c , v are the phenomenological functions which values are usually negligibly small, δ represents the density effect; and c , shell corrections.

4.7. Emittance Growth Due to the Energy Losses. If the dispersion in the stripper is nonzero, then the energy losses will cause the emittance growth according to the well-known relations:

$$\begin{aligned} \Delta y &= -D_0 \frac{\Delta p}{p}, \\ \Delta y' &= -D_0' \frac{\Delta p}{p}, \end{aligned} \quad (4.7.1)$$

where D_0 and D_0' are the linear and angular dispersions in the stripper and $\Delta p/p$ is related to the energy losses by:

$$\frac{\Delta E}{E} = \beta^2 \frac{\Delta p}{p}, \quad (4.7.2)$$

where E is the total particle energy.

The minus sign in (4.7.1) implies that traversing the foil the particles remain in the same position while due to the energy losses the corresponding off-momentum orbit jumps to a new position. We will perform our analysis in the normalized phase space (y, y^*) , where betatron oscillations are presented by circles. From a simple geometrical analysis one can deduce that:

$$\sqrt{\beta_0 \epsilon} = \sqrt{\beta_0 \epsilon_0} + k \sqrt{\Delta y^2 + \Delta y^{*2}}, \quad (4.7.3)$$

where ϵ_0 is the initial emittance; ϵ , a new emittance; and k , the number of turns.

4.8. Ionization Losses Straggling in the Stripping Foil. The maximum energy transferrable by a fast moving charged particle to the electron is [60]:

$$E_{\max} = \frac{2m_e \beta_{\text{pr}}^2 \gamma_{\text{pr}}^2 c^2}{1 + 2\gamma (m_e/m_{\text{pr}}) + (m_e/m_{\text{pr}})^2}. \quad (4.8.1)$$

For our case $E_{\max} = 10.22$ keV.

The ionization losses are statistical in nature. There exists a probability distribution function $f(x, \Delta)$ so that $f(x, \Delta)d\Delta$ is the probability that the ion, on traversing a path length x in the target, will suffer an energy loss between Δ and $\Delta + d\Delta$.

The character of the distribution function depends on the parameter κ [62]:

$$\kappa = \frac{\xi}{E_{\max}}, \quad (4.8.2)$$

where

$$\xi = \frac{2\pi n e^4 Z_{\text{pr,eff}}^2 Z X_t}{m_e v_{\text{pr}}^2}, \quad (4.8.3)$$

n is the number of target atoms per unit volume; X , the target thickness; and $Z_{\text{pr,eff}}$, the ion effective charge:

$$Z_{\text{eff}} = Z \left[1 - \exp \left(-0.95 \frac{v h}{e^2 Z^{2/9}} \right) \right] = Z [1 - \exp(-130 \beta Z^{-2/9})]. \quad (4.8.4)$$

a) If $\kappa < 0.05$, the distribution is highly asymmetric with respect to a long tail, the so-called Landau's distribution [61]:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\xi} \varphi(\lambda) \quad (4.8.5)$$

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} e^{u \ln u + \lambda u} du$$

$$\lambda = \frac{\Delta - \xi \left(\ln \frac{\xi}{\xi'} + 1 - c \right)}{\xi},$$

where c is Euler's constant $c = 0.5777\dots$

$$\ln \varepsilon' = \ln \left[\frac{(1 - \beta^2) I^2}{mv^2} \right] + \beta^2. \quad (4.8.6)$$

b) If $0.05 < \kappa < 10$, we have the case of the Vavilov's distribution [62]:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\pi \xi} \kappa e^{\kappa(1 + \beta^2 c)} \int_0^\infty e^{\kappa f_1} \cos(y f_1 + \kappa f_2) dy, \quad (4.8.7)$$

$$f_1 = \beta^2 (\ln y - Ci(y)) - \cos y - y Si(y),$$

$$f_2 = y (\ln y - Ci(y)) + \sin y + \beta^2 Si(y),$$

where Si and Ci are the sin and cos integrals.

c) If $\kappa > 10$, the distribution is Gaussian:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \gamma x} e^{-\frac{(\Delta - \alpha x)^2}{2\gamma x}}, \quad (4.8.8)$$

where according to the Landau's notation

$$\alpha \equiv \langle \Delta \rangle = \int_0^\infty \varepsilon w(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.8.9)$$

and

$$\gamma = \int_0^{\varepsilon_{\max}} \varepsilon^2 w(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{\xi}{x} \varepsilon_{\max} \left(1 - \frac{1}{2} \beta^2 \right) \quad (4.8.10)$$

are the mean and variance for unit path length.

The situation with charge exchange injection is a little bit more complicated because we have simultaneously on the orbit particles traversing the foil N -times, $(N - 1)$ times up to one time. Then the common probability density is:

$$p(\Delta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i(\Delta), \quad (4.8.11)$$

where $p_i(\Delta)$ is the probability density for particles traversing the foil i -th times.

From (4.8.11) and taking into account the large value of N , one can deduce for the energy dispersion in a stored beam:

$$\sigma_N^2 = \sigma_0^2 + \frac{N}{2} \sigma_t^2 + \frac{N^2}{12} \langle \Delta \rangle_t^2, \quad (4.8.12)$$

where σ_0^2 is the energy dispersion in the incident beam, σ_t^2 is the dispersion of ionization losses in the foil material (one passage through the target) and $\langle \Delta \rangle_t$ are mean ionization losses in the foil.

4.9. Ion Storage-Fixed Orbit Bump Mode. In this mode the orbit bump remains unchangeable. Ions pass through the stripper many times until an equilibrium is attained or until other limited factors — scattering and energy losses — begin to restrict the number of stored particles.

The storage process can be described in the following way.

a) During the first turn the number of stored particles will increase as $N_t = \Delta I t$, where $\Delta I = I_0 \sigma_1 n t$ is the ion current behind the target; I_0 , the injected beam current; σ_1 , the circulating charge ($Z_c \approx q$) formation cross section; n , the number of target atoms per unit volume; and t , the target thickness. At the end of the first turn we will have $N_t = \Delta I T$ particles on the orbit, T being the period of the synchronous particle.

b) During the second turn the circulating particles will pass through the target for the second time. Let σ_2 be the circulating charge formation cross section for the circulating particles. Generally speaking, $\sigma_2 \neq \sigma_1$ as the charge state distribution in the injected beam differs from that in the circulating beam. If the former is centered on charge number $Z_0 \neq Z_c$ (otherwise charge-exchange injection will not work) the circulating beam contains only ions in one charge state. Ions in other charge states have been already lost on the walls of the vacuum chamber because for them $\Delta Z / Z_c$ is quite large. Simultaneously new particles are injected into the ring, and these particles will pass through the stripping foil only once. Summarizing, we can obtain for the number of the stored particles:

$$N_t = \Delta I(t - T) + \sigma_2 n t \Delta I(t - T) + \Delta I(2T - t) \quad (4.9.1)$$

and at the end of the second turn:

$$N_{2T} = \Delta I(1 + \sigma_2 n t)T. \quad (4.9.2)$$

Following this way of reasoning, we can obtain for the k -th turn $N_k = \Delta I(1 + b + \dots + b^{k-1})T$, where $b = \sigma_2 nt$. Summing geometrical progression in the brackets, we get:

$$N_k = N_\infty(1 - b^k), \quad (4.9.3)$$

where

$$N_\infty = \left(\frac{a}{1 - b} \right) I_0 T, \quad a = \sigma_1 nt, \quad b = \sigma_2 nt, \quad (4.9.4)$$

T is the period of the synchronous particle; I_0 being the injected current; σ_1 , the cross section for the formation of ions with equilibrium charge from the injected ions; and σ_2 , the cross section for the formation of ions with equilibrium charge from the circulating ions.

In the specific case of stripping target with equilibrium thickness, the charge state distribution behind the target will reach equilibrium which means that it is independent of the charge distribution in the incident beam and that it will be no longer changed. For the target of equilibrium thickness $\sigma_1 nt = \sigma_2 nt = \Phi_{zc}$, i.e., the probability of circulating charge formation for the injected beam is equal to that for the circulating beam. Formula 4.9.4 becomes simpler:

$$N_k = N_\infty(1 - \Phi_{zc}^k) \quad (4.9.5)$$

$$N_\infty = \left(\frac{k}{1 - \Phi_{zc}} \right) I_0 T. \quad (4.9.6)$$

4.10. Ion Storage — Moving Orbit Bump Mode. In this mode the orbit bump gradually reduces to zero during the injection.

When the orbit is close to the centre of the stripper, the injected particles will cross it every turn. On the contrary, the particles injected when the orbit lies outside the stripper will undergo betatron oscillations and will avoid the stripper most of the turns. In other words, we have a kind of combination between the multiturn and the stripping injections. Such a combination allows the number of the injection turns to be increased many times.

The goal of this section is to assess the total number of injected particles in the mode under consideration. We will use a beam model with a uniform charge distribution and clear-cut boundaries which are circles in the normalized phase

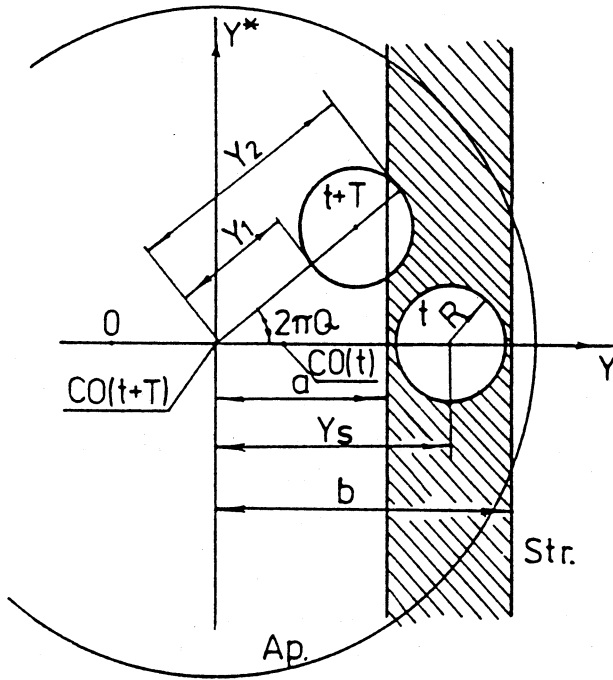


Fig.18. Charge exchange injection with a moving orbit bump

space. Let us take a beam slice $dN = I_0 dt$ injected at time t (Fig.18). After one turn the slice will occupy the position forming angle $\alpha = 2\pi Q$ with the initial position as is depicted in Fig.18.

Let us denote the beam radius by $R = \sqrt{\beta_0 \epsilon}$ and the aperture radius by A . As $A \gg R$, we will approximate here the aperture boundary lying within the slice confines with a straight line, so the part of the slice outside the aperture will be approximated with a circle segment.

Under the above assumptions a pure geometrical analysis can be carried out. From Fig.1 we obtain that:

$$\begin{aligned} y_1(t) &= y_s - R - y_{c0}(t), \\ y_2(t) &= y_s + R - y_{c0}(t). \end{aligned} \tag{4.10.1}$$

For the utmost left y' and utmost right y'' projection of the slice on the y axis we have:

$$\begin{aligned}
y'(t+jT) &= y_{c0}(t+jT) + y_1 \cos j 2\pi Q - R(1 - \cos j 2\pi Q) \\
y''(t+jT) &= y_{c0}(t+jT) + y_2 \cos j 2\pi Q + R(1 - \cos j 2\pi Q) \\
j &= 0, 1, 2, \dots
\end{aligned} \tag{4.10.2}$$

The stripper edge cuts a circle segment with an area S_1 from the beam slice. If H is the edge distance to the slice center we can write:

$$H(t+jT) = a - y_{c0}(t+jT) - (y_s - y_c(t)) \cos j 2\pi Q \tag{4.10.3}$$

and

$$S_1(t+jT) = R^2 \arccos\left(\frac{H}{R}\right) - H \sqrt{R^2 - H^2} \quad j = 0, 1, 2, \dots \tag{4.10.4}$$

Another kind of restriction comes from the machine aperture. The aperture is centered on the instantaneous closed orbit position. This means that at the beginning of injection, when the orbit bump passes through the stripper we will have no aperture limitations. However, when the orbit bump is small enough to go close to the machine centre, considerable aperture restrictions on the beam will take place. The closer the orbit passes to the machine centre the stronger aperture restrictions will be.

As mentioned above, we will consider that the aperture cuts also a circle segment (with an area S_c) from the beam slice. This approximation is as much better as A is bigger than R . Similar to (4.10.4) we can deduce that

$$S_c^2(t) = R \arccos\left(\frac{H_c}{R}\right) - H_c \sqrt{R^2 - H_c^2}, \tag{4.10.5}$$

where

$$H_c(t) = y_{c0}(t) + A - y_s \tag{4.10.6}$$

is the distance between the aperture edge and the slice centre.

The main parameter of our analysis is the transition coefficient k — the percentage of particles having passed through the stripper and accepted in the aperture.

It can be shown that

$$k(t+jT) =$$

$$= \begin{cases} \Phi, & a < y'(t+jT), R \leq H_0(t) \\ \frac{\pi R - S_c(t)}{\pi R^2} \Phi, & a \leq y'(t+jT), H_c(t) < R \\ \frac{\pi R^2 - (1 - \Phi)S_1(t+jT)}{\pi R^2}, & y'(t+jT) < a < y''(t+jT), H_c(t) \geq R \\ \frac{\pi R^2 - (1 - \Phi)S_1(t+jT) - \Phi S_c(t)}{\pi R^2}, & y'(t+jT) < a < y''(t+jT), H_c(t) \geq H(t+jT) \\ \frac{\pi R^2 - S_c(t)}{\pi R^2}, & y'(T+jT) < a < y''(t+jT), H_c(t) < H(t+jT) \\ 1, & y''(t+jT) < a, H_c(t) \geq R \\ \frac{\pi R^2 - S_c(t)}{\pi R^2}, & y''(t+jT) < a, H_c(t) < R \end{cases} \quad (4.10.7)$$

$$j = 0, 1, 2, \dots$$

where

$$\Phi = \begin{cases} \sigma_1 nt, & \text{for the injected beam} \\ \sigma_2 nt, & \text{for the circulating beam} \end{cases} \quad (4.10.8)$$

is the probability for the formation of ions with equilibrium charge.

Let us consider the case of an exponential law of orbit motion:

$$y_{c0}(t) = y_s e^{-t/\tau}. \quad (4.10.9)$$

Let r be the number of turns during which the orbit moves from the centre of the stripper to the center of the machine.

Let us describe the particle storage turn by turn. During the very first turn:

$$N_1 = \int_0^T \prod_{j=0}^r k(t+jT) I_0 dt \quad (4.10.10)$$

particles will be stored in the ring. Multiplication from 0 to r in (4.10.10) describes successive crossing of the target while integration describes continuous orbit motion. During the second turn the number of stored particles increases to:

$$N_2 = N_1 + \int_T^{2T} \prod_{j=0}^{r-1} k(t+jT) I_0 dt. \quad (4.10.11)$$

Generating, we arrive at the following expression for the total number of stored particles

$$N = \sum_{i=0}^r \left\{ \int_{iT}^{(i+1)T} \prod_{j=0}^{r-1} k(t+jT) I_0 dt \right\}. \quad (4.10.12)$$

4.11. Charge-Exchange Injection into Nuclotron Booster. As an example we will give in this paper the simulations of the charge-exchange injection into Nuclotron booster [63].

The main booster parameters have been given in paragraph 2. Some additional parameters important for the injection process are: injection energy for protons — 20 MeV and for ions with $Z/A = 0.5$ — 5 MeV/n; beam rigidity at injection — 0.647 Tm; injector emittance — 40π mm · mrad; booster acceptance — 260π mm.mrad; momentum spread at injection — $\pm 2.10^{-3}$.

Some results of the simulation follow.

Figure 19 depicts the mean square angle for multiple scattering in the carbon stripping target.

The calculated emittance growth is plotted in Fig.20.

The energy losses for the test ions are plotted in Fig.21.

The calculated values of the parameter χ are: 15 for Ar_{40}^{14+} , 1.9 for C_{12}^{5+} and 0.3 for Li_6^{2+} . This means that the probability distribution of the ionization losses is normal for heavier ions while it is Vavilov's one for light ions. Thus, the standard deviation for Ar_{40}^{14+} and a $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ thickness of the target is $\sqrt{\gamma x} = 39.1$ keV. The calculated standard deviation is 17 keV for C_{12}^{5+} and 5 keV for Li_6^{2+} .

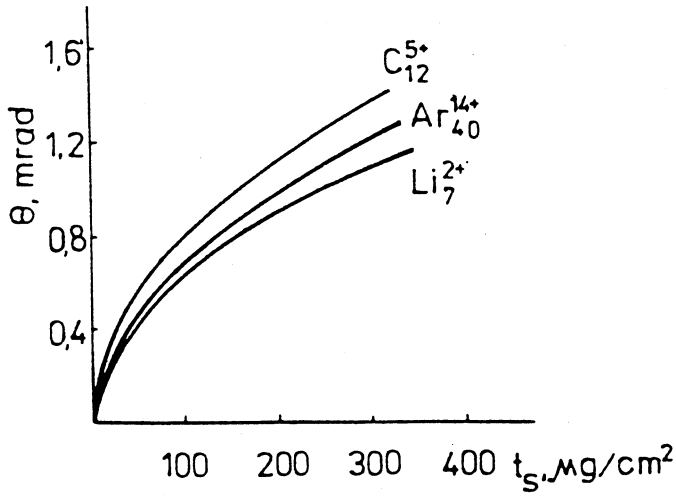


Fig.19. Multiple scattering rms angle for charge-exchange injection into Nuclotron booster [63]

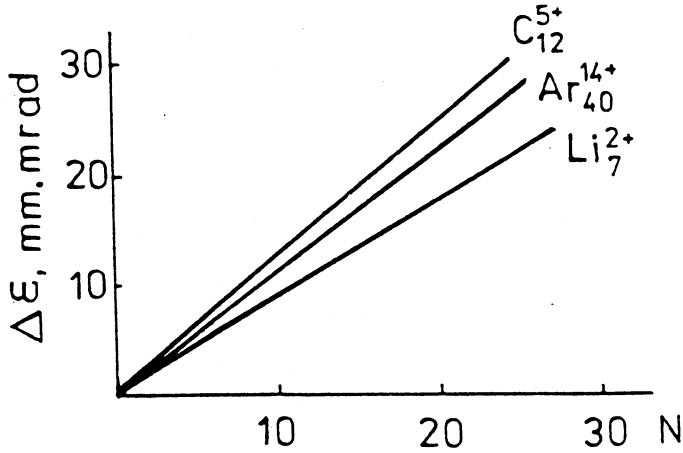


Fig.20. Emittance growth in the Nuclotron booster due to multiple scattering; the target thickness $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, $\beta_0 = 4.5 \text{ m}$ [63]

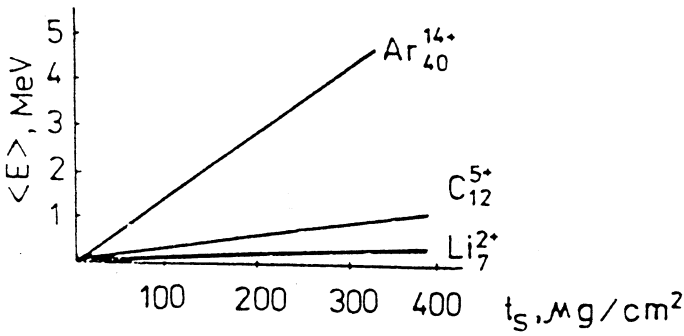


Fig.21. Energy losses in the Nuclotron booster carbon stripping foil [63]

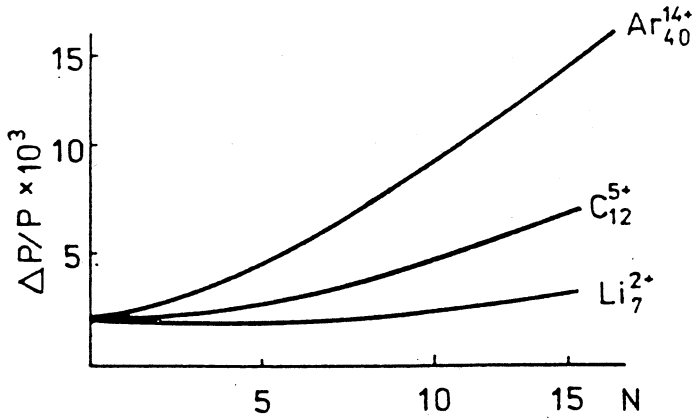


Fig.22. Additional momentum spread in the Nuclotron booster due to the ionization losses in the stripping target [63]

The additional momentum spread due to the ionization losses is given in Fig.22.

The ion storage is shown in Fig.23.

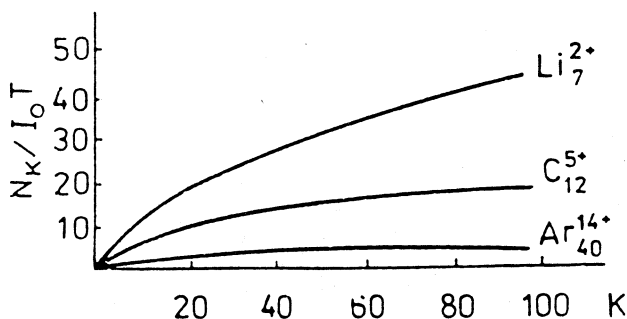


Fig.23. Ion storage in the Nuclotron booster for charge exchange injection with fixed orbit bump [63]

REFERENCES

1. Rees G.H. — CERN Accel. School, Geneva, 1994, p.731.
2. Einckhoff H. et al. — 1st EPAC, Rome, 1988.
3. Reinstad D. — 2nd EPAC, Nice, 1990, p.128.
4. Barton M.Q. — BNL Preprint, BNL-AADD-57, 1964.
5. Fenster S. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, vol.NS-28, p.2574.
6. Claus J. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, v.NS-30, p.342.
7. Schindl K., Van der Stok P. — CERN Preprint, MPS/BR Int./74-2, 1974.
8. Van der Stok P. — CERN Preprint, PS/OP/Int.76-1, 1976.
9. Van der Stok P. — CERN Preprint, PS/OP/Int.77-12, 1977.
10. Bovet C., Lamotte D. — CERN Preprint, SI/Int. DL/69-13, 1969.
11. Angelov V., Dinev D. — Bulg. J. Phys., 1996, No.4, p.56.
12. Issinsky I.B., Mikhailov V.A. — JINR Preprint, P1-91-2, Dubna, 1991.
13. Dinev D. — Bulg. J. Phys., 1993, v.20, No.3/4, p.25.
14. Titov V.A., Schukeilo I.A. — J. Tech. Phys., 1968, v.38, p.1752.
15. Gromov A.M., Cherenkov P.A. — 13 Allunion Part. Accel. Conf. M. 1973, p.110.
16. Bryant P.J. — CERN Accel. School, 1989, p.50.
17. Roser T. — 4th EPAC, London, 1994, p.151.
18. Blasche K., Franzke B. — 4th EPAC, London, 1994, p.133.
19. Abrahamson K. et al. — 4th EPAC, London, 1994, p.380.
20. Symon K., Sessler A. — CERN Symp. High En. Accel. 1956, v.1, p.44.

21. Bruckner A. et al. — NIM, 1970, v.77, p.78.
22. Ciapala E. — CERN Accel. School, 1984, v.1, p.195.
23. Montague D.W. — 1st Int. School Part. Accel., «Ettore Majorana» Center, 1976.
24. Bruck H. — Accélérateurs circulaires de particules. Paris, Press Universitaires, 1966.
25. Le Duff J. — CERN Accel. School, 1984, v.1.
26. Lichtenberg A.J. — Phase-Space Dynamics of Particles, NY, John Willey Inc..
27. Lebedev A.N. — Sov. At. Ener., 1960, v.9, p.189.
28. Symon K. et al. — Int. Conf. High Ener. Accel. Geneva, 1959, v.1, p.58.
29. de Jonge M.J., Messerschmidt E.W. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, v.NS-20, p.796.
30. Bisoffi G. — Ph. D. Thesis, Heidelberg Universität, 1989.
31. Jaeschke E. et al. — 1st EPAC, Rome, 1988.
32. Bisoffi G. et al. — NIM, 1990, v.A287, p.320.
33. Chamonard P.A. et al. — 2nd EPAC, Nice, 1990.
34. Cîret J.C. — SATURNE Preprint, LNS-SD/MIMAS 88-02, 1988.
35. Dimov G.I. — INP Novosibirsk Preprint, 304, 1969.
36. Simpson J.D. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, v.NS-20, p.198.
37. Hedblom K. et al. — 3rd EPAC, Berlin, 1992.
38. Martin S. et al. — NIM, 1985, v.A236, p.249.
39. Nikolaev V.S. — JINR Part. Accel. School, 1985.
40. Dmitriev I.S. et al. — NIM, 1986, v.B14, p.515.
41. Bohr N. — Danske Mat. Fys. Medd., 1948, v.18, No.8.
42. Bohr N., Lindhard J. — Danske Mat. Fys. Medd., 1954, v.28, No.7.
43. Kozlov S.I. — JINR Preprint, 9-83-268, Dubna, 1983.
44. Franzke B. — CERN Accel. School, 1992, p.100.
45. Alonso J. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, p.1.
46. Zaikov V.P. et al. — NIM, 1984, v.B5, p.10.
47. Baron E. et al. — NIM, 1993, v.A328, p.177.
48. Clark R.B. et al. — NIM, 1990, v.A133, p.17.
49. Xuan K.J., Droin R. — NIM, 1979, v.160, p.461.
50. Nikolaev V.S., Dmitriev I.S. — Phys. Lett., 1968, v.284, p.277.
51. To K.X., Droin R. — NIM, 1979, v.160, p.461.
52. Shima K. et al. — NIM, 1982, v.200, p.605.
53. Heckman H.H. et al. — Phys. Rev., 1962, v.129, p.1240.
54. Betz H.D. et al. — Phys. Lett., 1966, v.22, p.64.
55. Betz H.D. — Rev. Mod. Phys., 1972, v.44, p.465.
56. Abramov A.I., Kazanskii J.A., Matusevich E.C. — Experimental Methods of Nuclear Physics, M, Atomizdat, 1970.

- 57. **Chirkov Y.M., Yudin N.P.** — Nuclear Physics, M. Nauka, 1974.
- 58. **Muchin K.P.** — Experimental Nuclear Physics, M., Nauka, 1974.
- 59. **Joy T.** — NIM, 1973, v.A106, p.237.
- 60. **Particle Data Group.** — Phys. Lett., 1986, v.170B, No.1.
- 61. **Landau L.D.** — Selected papers, M., v.1, 1969, p.482.
- 62. **Vavilov P.V.** — JETP, 1957, v.32, p.920.
- 63. **Angelov V. et al.** — JINR Preprint, E9-94-369, Dubna, 1994.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИКИ АНТИВОДОРОДА И ПОЗИТРОНИЯ. ПРОБЛЕМЫ И ВОЗМОЖНОСТИ

И.Н.Мешков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Успехи, достигнутые сегодня в накоплении и охлаждении достаточно интенсивных пучков антипротонов, вновь привлекли внимание к проблеме генерации антиатомов и их экспериментальному изучению. Дополнительный импульс этой активности придало доказательство «теоремы существования» — эксперименты в ЦЕРН по синтезу антиводорода. Интерес к антиатомам связан с возможностью изучения фундаментальных свойств материи и прежде всего — симметрии (*CPT*-теорема). В обзоре обсуждаются способы генерации направленных потоков антиводорода и позитрония и постановка экспериментов с атомами в этих потоках.

The success in the development of the methods of intense antiproton beam storing and cooling has attracted again attention to the problem of generation and experimental studies of antihydrogen atoms. An additional impetus to this activity has been given by the proof of the «existence theorem» — experiments on antihydrogen atom synthesis at CERN. The interest to antiatoms is aroused due to possibility of studies of the matter fundamental properties, and foremost — its symmetry (the *CPT* theorem). This report is dedicated to description and analysis of the methods of the antiproton and positronium directed flux generation and experimental studies of the atoms in these fluxes.

ВВЕДЕНИЕ

Физика антиводорода представляет глубокий интерес как часть общего понимания фундаментальных свойств материи и, прежде всего, свойств ее симметрии. Первой конкретной проблемой, на возможность исследования которой указывали еще авторы первых предложений по генерации атомов антиводорода [1,2], является проверка *CPT*-теоремы. Этот интерес приобретает, несомненно, реалистический характер после того, как в декабре 1995 г. в ЦЕРН на накопителе антипротонов LEAR были впервые «синтезированы» атомы антиводорода [3]. Эксперимент, хотя и является демон-

страционным по существу (см. ниже п.2.1), позволяет заявить о существовании антиводорода как физического объекта.

Сегодня в физике антиводорода существуют два полярных предложения. Первое из них — генерация «поштучно» атомов антиводорода в ловушках антипротонов и позитронов при ультранизких энергиях с последующим удержанием этих атомов в магнитных ловушках с минимумом магнитного поля и охлаждением до температур порядка 1 К с помощью лазерного излучения. Большинство предложений экспериментов с антиводородом ориентированы сегодня именно на этот метод, достаточно широко освещенный в литературе (см. обзор [4] и цит. лит.), поэтому в данном обзоре он не обсуждается.

Второе направление основано на использовании накопителей антипротонов и позитронов [1,2], оно обсуждалось неоднократно (см., например, обзор [5]). Предложенный недавно вариант этой схемы [6,7] позволяет надеяться на генерацию интенсивных, $30 \div 3 \cdot 10^4$ атом/с, остронаправленных потоков антиводорода в диапазоне скоростей $0,03 \div 0,3$ скорости света соответственно (энергия антипротонов $0,5 \div 50$ МэВ). Одновременно такое устройство является генератором остронаправленных потоков ортопозитрония ($30 \div 1,7 \cdot 10^4$ с⁻¹), представляющего самостоятельный интерес как объект исследования.

Этот метод генерации антиводорода представляется более ясным с точки зрения возможностей ускорительной техники. Однако долгое время он встречал неприятие большинства экспериментаторов в связи с трудностями постановки экспериментов с атомами при околорелятивистских скоростях. При этом практически никак не учитываются преимущества, которые приносит электронное охлаждение (как антипротонов, так и позитронов), в частности, снижение разброса атомов по скоростям до уровня $\Delta v/v \sim 10^{-6}$, что соответствует температуре порядка долей 1 К в системе частиц. Вместе с тем в атомной физике существуют методы спектроскопии быстрых атомов (см., например, [8—12]), и их сочетание с техникой генерации холодных атомов антиводорода выглядит многообещающе [13]. Целью данного обзора является описание возможностей постановки экспериментов на потоках антиводорода и ортопозитрония.

1. ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ АНТИВОДОРОДА И ПОЗИТРОНИЯ

1.1. Антиводород и CPT-инвариантность. Проверка принципа CPT-инвариантности (CPT-теоремы) возможна в сравнении параметров частиц и античастиц — их масс, абсолютных значений электрических зарядов и магнитных моментов, гиромагнитных отношений. Интересны, конечно,

Таблица 1. Параметры фундаментальных частиц

Параметр	Электрон и позитрон	Точность	Ссылка
Масса электрона, МэВ	0,510 099 906 (15)	$3 \cdot 10^{-7}$	[14]
Разность масс $ m^+ - m^- /m^-$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	[14]
Неравенство зарядов $ e^+ - e^- /e^-$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	[14]
Различие отношений заряда к массе	$< 3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	[14]
Магнитный момент электрона (в магнетонах Бора)	1,011 159 652 193(10)	$1 \cdot 10^{-11}$	[14]
Гиромагнитные отношения $ g^+ - g^- /g^-$	$(-0,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-12}$	$2,1 \cdot 10^{-12}$	[14]
Протон и антипротон			
Масса протона, МэВ	938,2723(28)	$3 \cdot 10^{-7}$	[14]
Разность масс, $\Delta M/M$	$< \pm 4 \cdot 10^{-8}$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	[14]
Неравенство зарядов протона и электрона, $ e_p - e^- /e^-$	$< 1 \cdot 10^{-21}$	$< 1 \cdot 10^{-21}$	[14]
Неравенство зарядов протона и антипротона, $ e_p - e_a /e_p$	$< 2 \cdot 10^{-5}$	$< 2 \cdot 10^{-5}$	[14]
Различие отношений заряда к массе	$< 1,5 \cdot 10^{-9}$	$< 1,1 \cdot 10^{-9}$	[15]
Магнитный момент протона (в ядерн. магнетонах)	2,792 847 39(6)	$2 \cdot 10^{-8}$	[14]
Магнитный момент антипротона (в ядерн. магнетонах)	-2,8005(90)	$3 \cdot 10^{-3}$	[16]

измерения на уровне точности, превосходящем, по крайней мере, достигнутый к настоящему времени. О последнем позволяют судить данные [14—17], приведенные в табл.1.

Хотя сегодня нет экспериментальных оснований сомневаться в справедливости *CPT*-инвариантности, нет причин и отказываться от ее проверки. В этом отношении *CPT*-инвариантность является такой же аксиомой

современной физики, как и другие. Уникальная точность, достигнутая в прямом сравнении масс нейтральных каонов [17]:

$$\left| \frac{m(K^0) - m(\bar{K}^0)}{m(K^0)} \right| \leq 5 \cdot 10^{-19}, \quad (1.1)$$

не может служить абсолютным доказательством теоремы, т.к., вообще говоря, любая частица «имеет право» обнаружить асимметрию со своей античастицей. Поэтому и экспериментальная проверка симметрии каждой из известных частиц представляет самостоятельную ценность. Тем более высока эта ценность для «наиболее фундаментальных» частиц — протона и электрона.

Использование направленных потоков атомов антиводорода в качестве тестового объекта позволяет с высокой точностью провести прямое сравнение электрических зарядов антипротона и позитрона (разд.3). Не меньший интерес представляет измерение сверхтонкой структуры и лэмбовских сдвигов оптического спектра антиводорода. Сверхтонкое расщепление уровней, как известно, пропорционально комбинации фундаментальных констант (см., например, [18, §121]):

$$\Delta\omega_{HFS} \propto \mu_p \mu_e (e_p e)^3, \quad (1.2)$$

где μ_p , μ_e — магнитные моменты протона (антипротона) и электрона (позитрона), e_p , e — их электрические заряды. Поскольку с наименьшей точностью из этих параметров сегодня известна величина μ_p , а для антипротона она вообще не измерена, прецизионное измерение $\Delta\omega_{HFS}$ позволяет, прежде всего, определить магнитный момент — как его абсолютное значение, так и, с гораздо большей точностью, относительную разность магнитных моментов протона и антипротона.

Лэмбовский сдвиг пропорционален

$$\Delta\omega_L \propto m e^6 e_p^4, \quad (1.3)$$

где m — масса электрона (позитрона). Поэтому измерение величины $\Delta\omega_L$ дает информацию о значениях трех фундаментальных констант (в комбинации (1.3)) для частиц и античастиц.

Конечно, ценность прецизионного определения величин $\Delta\omega_{HFS}$ и $\Delta\omega_L$ состоит не только в более точном знании параметров антипротона и позитрона. Различие этих величин для атомов и антиатомов, будучи обнаруженным, само по себе явится свидетельством нарушения симметрии фундаментальных взаимодействий в природе. В частности, лэмбовский сдвиг, ко-

торый вычисляется в квантовой электродинамике с помощью радиационных поправок, является параметром спектра атома, измеренным с высокой степенью точности [10]. Соответственно сравнение его значений для водорода и антиводорода позволяет судить о симметрии взаимодействий.

1.2. Позитроний и КЭД. Позитроний, как простейшая квантовая система, достаточно хорошо описан теоретически и играет в квантовой электродинамике, пожалуй, ту же роль, что и атом водорода в нерелятивистской квантовой механике [19,20]. Эксперименты с позитронием, проводившиеся до сих пор в достаточно сложных условиях, когда не просто отделить влияющие мишени, имеют, как правило, сравнительно невысокую точность и дают в ряде случаев неоднозначные результаты (табл.2). Тем больший интерес представляет прецизионное измерение параметров позитрония.

Таблица 2. Параметры позитрония

Параметр	Теория	Эксперимент	Точность
Время жизни, нс Энергия 1S–2S-перехода, ПГц Тонкая структура 2S–2P-уровней Относительная вероятность 2γ-аннигиляции Время жизни, пс Относительная вероятность 4γ-аннигиляции Энергия, эВ Тонкая структура Δε _{Fs} , эВ Δε _{Fs} /2πħ, ГГц	Ортопозитроний		2 · 10 ^{−4}

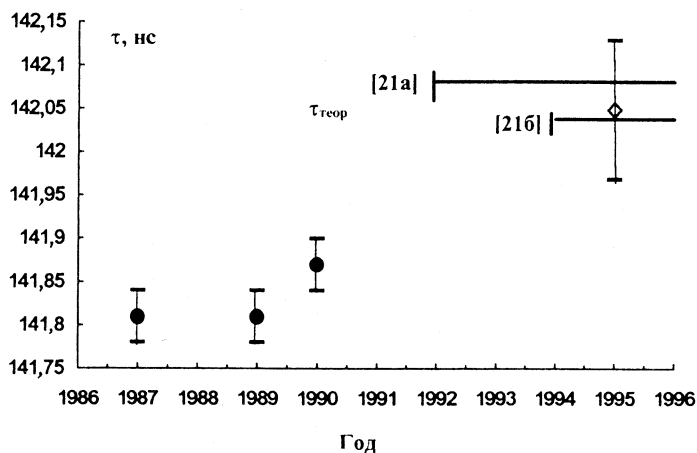


Рис.1. Теоретические и экспериментальные значения времени жизни ортопозитрония: 1987—1990 гг. — работы группы из Мичиганского университета [22—24], 1995 г. — работы группы из Токийского университета [25]; горизонтальные прямые — результаты теоретических работ

1. Среди такого рода экспериментов следует, прежде всего, указать на измерение *времени жизни ортопозитрония*. Его теоретическое значение, вычисленное с учетом радиационных поправок порядка α^3 [21a], равно

$$\tau_{\text{ortho}}^{-1} = \frac{\alpha^6 mc^2}{\hbar} \frac{2(\pi^2 - 9)}{9\pi} \left[1 - 10,282(3) \frac{\alpha}{\pi} - \frac{\alpha^2}{3} \ln \alpha^{-1} + \right. \\ \left. + B \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 - \frac{3\alpha^3}{2\pi} (\ln \alpha^{-1})^2 \dots \right], \quad (1.4)$$

где B — численный коэффициент, расчет которого еще не закончен (см. [216] и ниже). Результаты экспериментов по измерению τ_{ortho} носят довольно противоречивый характер (рис. 1). Эксперименты, выполненные группой из Мичиганского университета [22—24], дали значение τ_{ortho} меньше теоретического (табл.2), причем различие превышает 3—5 стандартных ошибок. Группой из Токийского университета получено значение [25], не противоречащее результатам теоретических работ [21a,6], хотя точность еще явно недостаточна.

2. Короткое время жизни парапозитрония исключает его измерение в традиционной постановке эксперимента. Теоретическое значение, рассчитанное с точностью до α^2 , описывается выражением (см. [26]):

$$\tau_{\text{para}}^{-1} = \frac{\alpha^5 mc^2}{2\hbar} \left[1 - \left(5 - \frac{\pi^2}{4} \right) \frac{\alpha}{\pi} + \frac{2}{3} \alpha^2 \ln \frac{1}{\alpha} + C \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \dots \right]. \quad (1.5)$$

И здесь расчет коэффициента C еще не закончен (отсюда неопределенность численного значения). Экспериментальное значение τ_{para} , измеренное [26] методом смешивания орто- и парасостояний позитрония в магнитном поле (см. п. 6.1), совпадает в пределах одного стандартного отклонения с теоретическим (1.5).

Следует отметить, что вычисление теоретических значений τ_{ortho} и τ_{para} на уровне точности порядка $O(\alpha^2)$ связано с серьезными трудностями [27,28]. Здесь, наряду с двухпетлевыми виртуальными поправками (еще не рассчитанными полностью), следует учесть соизмеримый вклад релятивистских поправок порядка $(v/c)^2$, где v — скорость электрона и позитрона в системе позитрония. Если известны теоретические значения поправок $O(\alpha^2)$, то из экспериментальных значений времени жизни $o\text{-Ps}$ и $p\text{-Ps}$ можно извлечь экспериментальные значения релятивистских поправок. Их знание представляет большой интерес для физики тяжелых кваркониев, таких как J/Ψ и Υ . Вместе с тем, это требует существенно лучшей точности эксперимента.

3. *Спектр позитрония* также является хорошим «полигоном» для проверки соответствия расчетов КЭД и эксперимента.

Как и для антиводорода, в спектре позитрония особый интерес представляет измерение двухфотонного $1S\text{--}2S$ -перехода. Время жизни позитрония в метастабильном $2S$ -состоянии в 8 раз больше (отношение квадратов волновых функций в начале координат для первого и второго уровней), нежели в основном состоянии, что позволяет существенно повысить точность.

С этой точки зрения выделяются эксперименты [29,30] по измерению энергии $1S\text{--}2S$ -перехода с помощью лазерного двухфотонного возбуждения (компенсация доплеровского уширения). Достигнутая точность $\Delta\epsilon/\epsilon \sim 1 \cdot 10^{-8}$ находится на том же уровне, что и для масс и электрических зарядов электрона и позитрона, однако все еще значительно уступает точности измерения их гиромангнитных отношений, магнитного момента электрона (табл.1), а также спектра водорода.

Большой интерес представляет прецизионное измерение *тонкой структуры спектра*. В частности, разность энергий орто- и парауровней в основном состоянии (см. [31] и цит. лит.) описывается соотношением

$$\Delta\epsilon_{FS} = 2\pi\hbar \Delta\nu_{FS},$$

где

$$\Delta\nu_{FS} = \frac{\alpha^4 mc^2}{2} \left[\frac{7}{6} - \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{16}{9} + \ln 2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{5}{12} \alpha^2 \ln \left(\frac{1}{\alpha} \right) + a \frac{7\alpha^2}{6} - b \frac{\alpha^3}{\pi} (2\ln \alpha)^2 \right]. \quad (1.6)$$

Коэффициенты $a \approx 0,0108$ и $b \approx 0,0021$ еще не рассчитаны полностью. Различия теоретического и экспериментального значений совпадают в пределах одного стандартного отклонения с учетом неопределенности теоретического значения (табл.2). Точность этих измерений составляет 3,6 ppm.

Прецизионные измерения выполнены группой из Мичиганского университета [32] по измерению тонкой структуры $2S-2P$ -состояний ортопозитрония, и результаты совпадают с теоретическими значениями расщепления уровней, вычисленными до поправок порядка α^3 .

4. Принципиально новые результаты можно ожидать от экспериментов по поиску аннигиляции ортопозитрония с нарушением закона сохранения момента и зарядовой инвариантности:

$$o-Ps \rightarrow 2n \gamma, \quad (1.7)$$

где n — целое. Достигнутый сегодня верхний предел вероятности распада (1.7) для $n = 1$ [33] может быть существенно уточнен в экспериментах с потоками позитрония.

5. Не меньший интерес представляет поиск экзотических и редких каналов распада паропозитрония:

$$p-Ps \rightarrow n \gamma, \quad n > 2. \quad (1.8)$$

По-видимому, пределом возможностей эксперимента в традиционной постановке является результат работы [34]. Полученный верхний предел отношения вероятностей аннигиляции с $n = 2$ и $n \geq 4$ не противоречит оценкам КЭД.

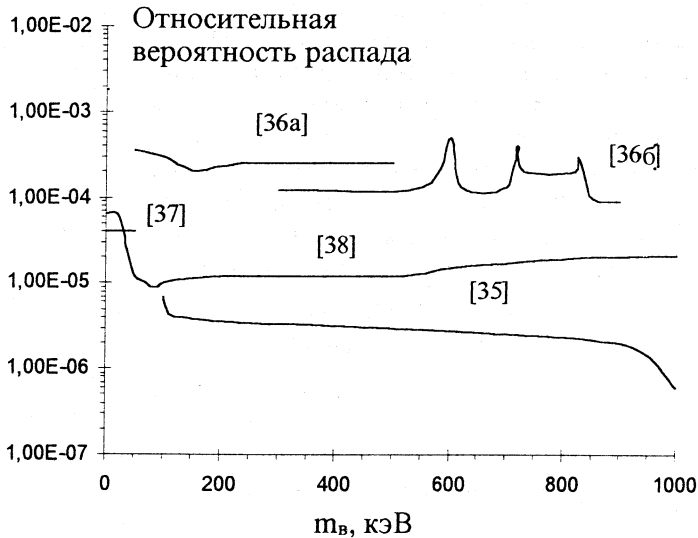


Рис.2. Относительная вероятность реакции аннигиляции ортопозитрония с образованием короткоживущего нейтрального бозона массой m_b (результаты работ [35—38])

6. Расхождение между теоретическим и экспериментальным значениями времени жизни $o\text{-}Ps$, упомянутое выше, объясняет гипотеза о существовании легкого нейтрального короткоживущего бозона, через который может идти аннигиляция $o\text{-}Ps$:



Наличие такого канала распада $o\text{-}Ps$ должно проявляться в спектре регистрируемых гамма-квантов в виде узкого *мономатического пика* (см. (6.14)), если позитроний генерируется в мишени, как это имеет место при традиционной постановке эксперимента. В экспериментах по поиску такой частицы [35—38] установлено, что вероятность распада (1.9) не превышает $(1 \div 2,8) \cdot 10^{-5}$, если $m_b < 1 \text{ МэВ}/c^2$ (рис.2). Время жизни гипотетического бозона с массой не более $30 \text{ кэВ}/c^2$ не превосходит $10^{-13}(m_b c^2)_{\text{кэВ}} \text{ с}$.

7. Пожалуй, наиболее интригующей проблемой физики позитрония является поиск «зеркального мира», гипотеза о существовании которого была высказана авторами работы [39]. Позднее появилось предложение [40]

использовать ортопозитроний, как частицу с нулевыми квантовыми числами (кроме спина), в качестве тестового объекта. В частности, специфическое смешивание $o\text{-Ps}$ и его аналога из зеркального мира приводит к тому, что $o\text{-Ps}$ может переходить из нашего мира в зеркальный, бесследно исчезая для нашего наблюдателя, который «не досчитается» некоторого количества тройных совпадений от аннигиляционных γ -квантов (см. п 6.5).

Забавно, что «беглецы» $o\text{-Ps}$ могут быть использованы для связи с зеркальным миром (что исключается, казалось бы, гипотезой [39]) — для этого достаточно модулировать во времени поток $o\text{-Ps}$.

Экспериментальный предел вероятности «исчезновения» $o\text{-Ps}$ оценивается сегодня [41] как не превышающий 10^{-3} от вероятности 3γ -аннигиляции.

2. ГЕНЕРАЦИЯ АНТИВОДОРОДА

2.1. Первое получение антиводорода. В эксперименте [3], поставленном на накопителе антипротонов LEAR в ЦЕРН, циркулирующий пучок антипротонов с энергией 1,2 ГэВ (импульс 1,94 ГэВ/с) взаимодействует с атомами ксенона внутренней кластерной (струйной) мишени. Толщина мишени достигала $3 \cdot 10^{13}$ атом/см², интенсивность пучка антипротона равна $1,7 \cdot 10^{10}$ частиц при времени жизни 3 мин. Интегральная светимость, набранная в сентябре — октябре 1995 г., составляла $5 \cdot 10^{33}$ ($\pm 50\%$) см⁻².

Атомы антиводорода ($\bar{\text{H}}^0$) возникали внутри мишени при взаимодействии антипротонов с ядрами ксенона: антипротон, взаимодействуя с ядром, генерирует пару e^+e^- (рис.3) и подхватывает позитрон, если импульс последнего совпадает достаточно хорошо с импульсом антипротона по ве-

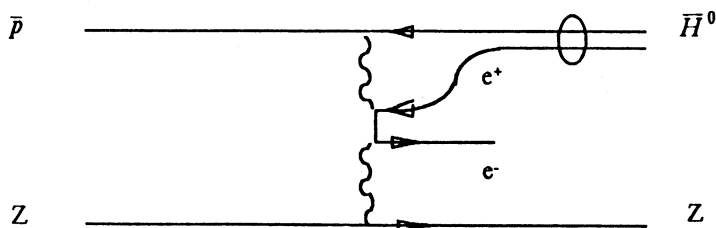


Рис.3. Диаграмма двухфотонного процесса генерации e^+e^- -пары при взаимодействии антипротона с ядром и образования атома антиводорода [3]

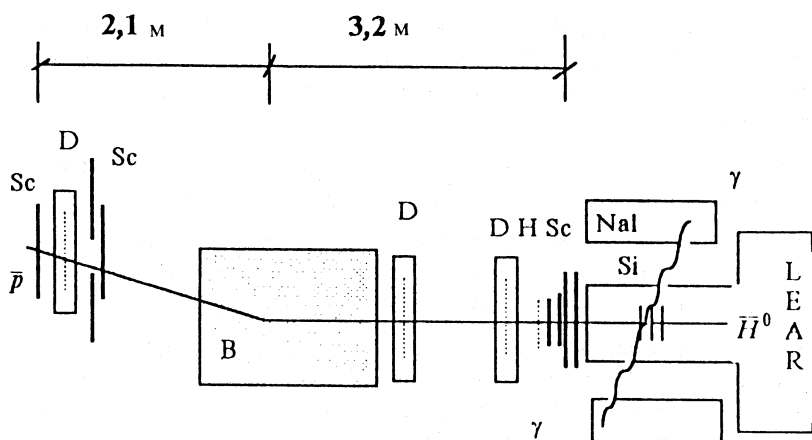


Рис.4. Схема генерации антиводорода: Si — три кремниевых счетчика, Sc — кремниевый счетчик-триггер и сцинтилляторы, D — пропорциональные камеры, NaI — 6-секционный калориметр, H — сцинтилляционный годоскоп, B — дипольный магнит

личине (разность энергий менее 13,6 эВ) и направлению. Сечение такого процесса

$$\sigma \sim 2Z^2 pb \sim 6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2, \quad (2.1)$$

где $Z = 54$ — атомный номер (ксенона). Таким образом, для набранной светимости можно было ожидать получения 30 атомов $\bar{H}^0$. Быстрые нейтральные атомы $\bar{H}^0$ (энергия антинейтрона 1,217 ГэВ и позитрона 0,663 МэВ), не отклоняясь в магнитном поле накопителя, пролетали в канал регистрации (рис.4). Проходя через два первых из трех кремниевых счетчиков Si (толщина 700 и 500 мкм соответственно), атом $\bar{H}^0$ терял позитрон, который останавливался в одном из них и давал γ -пару. Третий счетчик регистрировал dE/dx от оставшегося антинейтрона. Аннигиляционная γ -пара регистрировалась цилиндрическим NaI калориметром (разрешение по энергии 14%), который охватывал 91% полного телесного угла, что обеспечивало суммарную эффективность 82%.

Антинейтроны, возникшие после обдирки атома $\bar{H}^0$, проходили сквозь три «старт»-сцинтиллятора Sc (толщиной 4 мм каждый) и годоскоп H из 16 нитей ($2 \times 2 \times 32$ мм), а затем группу из четырех «стоп»-сцинтилляторов

Sc. Три дрейфовые камеры D с соответствующими задержками считывания регистрировали прохождение антипротона с отклонением в дипольном магнитном поле B. Необходимые калибровки были проведены на космическом излучении.

В результате эксперимента было зарегистрировано **11 атомов $\bar{H}^0$** при вкладе фонового сигнала не более 2 ± 1 с вероятностью 95%

Основной результат эксперимента — доказательство «теоремы существования», т.е. возможности синтеза атомов антиводорода в земных условиях, несомненно, имеет принципиальный характер.

2.2. Генерация антиводорода в накопительных кольцах. Идея генерации пучков (потоков) атомов антиводорода тесно связана с методом электронного охлаждения [1]. Для генерации антиводорода источник антипротонов, например, такой, как антипротонные комплексы в ЦЕРН или Лаборатории им.Ферми, должен быть дополнен двумя накопителями. Первый из них служит для накопления антипротонов низкой энергии и имеет традиционную систему с жесткой фокусировкой. Таким накопителем, в принципе, может служить LEAR в ЦЕРН, хотя он, конечно, не оптимизирован для данной цели. Второй — накопитель позитронов типа «рейстрек» с четырьмя прямолинейными промежутками. Накопители совмещены так, что в одном из прямолинейных промежутков их пучки проходят один сквозь другой (рис.5), аналогично тому, как это делается в устройствах электронного охлаждения [1, 2, 5, 6]. Именно здесь антипротоны рекомбинируют, образуя атомы $\bar{H}^0$. Каждый из накопителей имеет свою систему электронного охлаждения, что позволяет получить плотные и холодные пучки рекомбинирующих частиц. На участке охлаждения электронов происходит также *генерация позитрония*, долгоживущая компонента которого — ортопозитроний — может быть выведена из фокусирующей системы в канал регистрации, аналогично атомам $\bar{H}^0$ (рис.5).

Накопитель позитронов в предложенном варианте [6,7] имеет специальную фокусирующую систему с продольным квазиоднородным и спиральным квадрупольным магнитными полями. На тороидальных участках этого накопителя налагается также поворотное магнитное поле, согласованное с энергией позитронов. Такая фокусирующая система типа «стелларатор» обеспечивает устойчивость пучка циркулирующих электронов.

Принципиальной особенностью этой схемы, отличающей ее от ранее предлагавшихся для диапазона низких энергий антипротонов [2,42], является замагниченность позитронов, источник которых также погружен в продольное поле. Это усложняет выпуск позитронов в кольцо и приводит к необходимости использования специальной системы инъекции (см. описание в [7]). Вместе с тем замагниченность дает ряд существенных преимуществ.

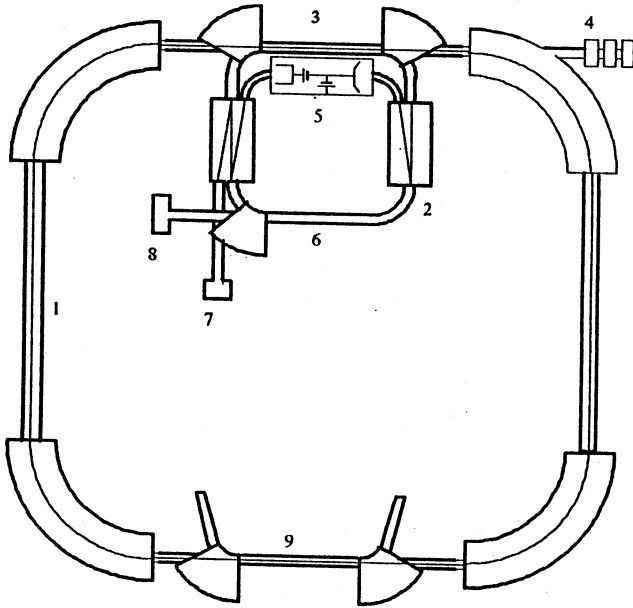


Рис.5. Схема генератора антиводорода и позитрония: 1 — накопитель антипротонов, 2 — накопитель позитронов, 3 — участок $\bar{p}e^+$ -рекомбинации, 4 — канал регистрации атомов H^0 , 5 — источник и приемник электронного пучка, 6 — участок электронного охлаждения позитронов, 7 — канал инжекции позитронов, 8 — канал регистрации позитрония, 9 — система электронного охлаждения антипротонов

Прежде всего, размер позитронного пучка практически не зависит от его углового разброса θ . Это связано с довольно малым значением поперечного ларморовского радиуса позитронов в поле накопителя B :

$$\rho_{\perp} = \theta \frac{pc}{eB} \ll a, \quad (2.2)$$

где p — импульс позитронов, $2a$ — диаметр пучка.

Второе преимущество — значительный выигрыш в скорости электронного охлаждения: спиральное движение обеих частиц в магнитном поле увеличивает в несколько раз число их соударений при прохождении участка охлаждения [43].

Наконец, схема с замагниченным пучком слабо чувствительна к перестройке энергии частиц, что позволяет надеяться на ее применимость и устойчивость пучка позитронов вплоть до очень низких, порядка сотен эВ, энергий позитронов (соответственно энергия антипротонов — сотни кэВ). С точки зрения устойчивости интенсивного пучка такой накопитель эквивалентен кольцу с очень жесткой фокусировкой, т.к. роль бетатронной функции в нем играет ларморовская спираль, период которой порядка нескольких сантиметров при наибольшей проектной энергии.

Электронное охлаждение обоих пучков рекомбинирующих частиц — антипротонов и позитронов — обеспечивает их низкую температуру (разброс по импульсу и скорости), что, соответственно, позволяет получить высокую скорость рекомбинации [6,7].

Интенсивность потока атомов $\bar{H}^0$ ограничена, как показывает анализ, в основном, недостатком позитронов низкой энергии. Рассматриваются [7] три метода их генерации из специальной мишени [44]:

1) электронный линейный ускоритель на энергию около 40 МэВ (оптимальная величина);

2) источник жесткого синхротронного излучения с энергией фотонов вблизи порога рождения e^+e^- -пар;

3) интенсивный позитронно-радиоактивный источник (^{22}Na , ^{58}Co и др.).

Наибольшую интенсивность обещает второй метод, но для его реализации нужен накопитель электронов с энергией порядка 1 ГэВ.

Следует подчеркнуть, что применение электронного охлаждения позволяет получить *поток атомов $\bar{H}^0$ с малым угловым разбросом по скоростям*:

$$\frac{\Delta v_{\perp}}{v} \approx \frac{\Delta v_{\parallel}}{v} \approx \sqrt{\frac{T_{\parallel}}{2\varepsilon_p}}, \quad T_{\parallel} \approx e^2 n_e^{1/3} + \frac{T_C^2}{\beta^2 \gamma^2 m c^2}, \quad (2.3)$$

где v , $\Delta v_{\perp, \parallel}$ — средняя скорость $\bar{H}^0$ и разброс ее компонент, $T_{\parallel}$, n_e — «продольная» температура и плотность электронов в системе частиц, ε_p — кинетическая энергия антипротонов, T_C — температура катода электронной пушки [6].

Позитроны, в отличие от антипротонов, имеют вследствие замагниченности неодинаковые значения температуры для продольной и поперечной степеней свободы. В результате охлаждения они устанавливаются равными [43] соответствующим значениям температуры охлаждающих электронов:

$$T_{\perp}^+ \rightarrow (T_e)_{\perp}, \quad T_{\parallel}^+ \rightarrow (T_e)_{\parallel}. \quad (2.4)$$

Здесь $(T_e)_\perp \sim 0,1$ эВ — температура поперечной степени свободы электронов, равная примерно температуре катода. По этой причине охлажденный пучок позитронов и, соответственно, поток ортопозитрония имеют сравнительно большой угловой разброс и малый разброс по продольным скоростям (табл.3).

Таблица 3. Параметры накопителей антипротонов и позитронов

Накопитель антипротонов		
Периметр, м	80	
Энергия антипротонов, МэВ	50	0,5
Плотность охлаждающего электронного пучка, А/см ²	1,0	0,02
Продольная температура электронов, мкэВ	120	70
Число накопленных антипротонов	$1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^9$
Ток антипротонного пучка, мА	20	2,0
Накопитель позитронов		
Периметр, м	20	
Энергия позитронов, кэВ	27,2	0,272
Продольное магнитное поле, Тл	0,1	0,05
Число накопленных позитронов	$1 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^8$
Ток позитронного пучка, мкА	800	80
Плотность тока охлаждающих электронов, А/см ²	1,0	0,002
Интенсивность, с ⁻¹	$3 \cdot 10^4$	30
Угловой разброс, мкрад	1,1	8,5
Разброс по скоростям, 10^{-6}	1,1	8,5
Доплеровский разброс, $\Delta v/c$, 10^{-7}	3,5	2,7
Поток ортопозитрония		
Интенсивность, с ⁻¹	$1,7 \cdot 10^4$	35
Угловой разброс, мрад	1,5	16
Разброс по скоростям, 10^{-5}	5,1	40
Доплеровский разброс, 10^{-5}	1,5	1,2

В табл.3 приведены ориентировочные параметры накопителей и оценки интенсивностей потоков антиводорода и ортопозитрония, сделанные в приближении радиационной рекомбинации*.

Еще одним важным преимуществом систем с электронным охлаждением, которое следует из равенства средних скоростей охлаждающих и охлаждаемых частиц, является возможность прецизионной *абсолютной калибровки* скорости атомов $\bar{H}^0$ (по напряжению на катоде электронной пушки) и возможность ее плавной и контролируемой *регуливки* в больших пределах (по тому же напряжению или потенциалу «подвешенного» промежутка охлаждения). Эти возможности чрезвычайно ценны при проведении экспериментов, обсуждаемых ниже.

3. ПРЯМОЕ СРАВНЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ ЧАСТИЦ

Измеряя смещение в поперечном магнитном поле пучка атомарных частиц, вылетающих из накопителя — антиводорода, водорода и позитрония, можно получить верхний предел разности их электрических зарядов δe [13]. Чувствительность метода определяется главным образом точностью измерения координат атомов dx на выходе канала:

$$\frac{\delta e}{e} = \frac{2pc}{eB_{\perp} L^2} \delta x. \quad (3.1)$$

Здесь L — длина пути атома в поперечном магнитном поле $B_{\perp}$, p — импульс атома. Применение «нулевого» метода измерений — с полем и без поля — позволяет надеяться на разрешение, по крайней мере, не меньше 0,1 от полной ширины пучка в детекторе:

$$\delta x \leq 0,1 \theta_p L, \quad (3.2)$$

где θ_p — угловой разброс атомарного пучка. Подставляя сюда $\theta_p = \Delta v_{\perp} / v$ из (2.3), видим, что чувствительность (3.1) прямо не зависит от энергии в случае электронно-охлажденных атомов антиводорода (или водорода):

$$\left(\frac{\delta e}{e} \right)_{\bar{H}^0} \leq 0,2 \frac{\sqrt{Mc^2 T_{\parallel}}}{eB_{\perp} L}, \quad (3.3)$$

M — масса антипротона.

*Появившееся недавно предложение [45] использовать реакцию перезарядки для генерации экзотических атомов позволяет надеяться на увеличение интенсивности потоков на несколько порядков по сравнению с вариантом радиационной рекомбинации.

Правда, температура охлаждающих электронов $T_{\parallel}$ разная при различных энергиях и токах электронов. Тем не менее здесь есть некоторые возможности для маневрирования в эксперименте: охладив антипротонный пучок достаточно интенсивным электронным пучком, можно снизить его ток и «выжать» предельно малое угловое расхождение. Если в качестве угловой расходимости принять значения, приведенные в табл.3, то в поле $B_{\perp} = 10$ Тл достигается чувствительность на уровне

$$(\delta e/e)_{\overline{H}_0} \sim 2 \cdot 10^{-9}. \quad (3.4)$$

При этом требуется разрешение δx порядка 1—2 мкм.

Для позитрония величина $B_{\perp}$ ограничена из-за интерференции его орто- и парасостояний, сопровождающейся быстрой аннигиляцией p - Ps -компоненты (п.6.1). Тем не менее даже в полях порядка 1 Тл можно рассчитывать на

$$(\delta e/e)_{Ps} \sim 1 \cdot 10^{-8}. \quad (3.5)$$

Конечно, эта величина незначительно снижает достигнутый сегодня предел (табл.1). Тем не менее, произведя эксперимент в описанной постановке с антиводородом и позитронием и используя высокую точность совпадения e_p - и e^- -зарядов, можно «замкнуть» (через позитроний!) цепочку зарядов всех четырех частиц с точностью не хуже 10^{-8} , т. е. продвинуться на три порядка в неравенстве e_p и e_a (табл.1). Дальнейшее продвижение определяется пределом неравенства e^+ и e^- .

Следует подчеркнуть, что предлагаемый эксперимент дает *разность электрических зарядов* частиц, и поэтому он отличается от эксперимента [15], где измеряется e/m . Результаты обоих экспериментов позволят улучшить верхний предел неравенства m_p и m_a .

4. СПЕКТРОСКОПИЯ 2S-2P-СОСТОЯНИЙ АНТИВОДОРОДА

Методы радиоспектроскопии и атомной интерферометрии, развитые в измерениях сверхтонкой структуры и лэмбовского сдвига спектра водорода [8—12], могут быть использованы в предлагаемых экспериментах [13]. Эти методы объединяет общий подход, основанный на интерференции двух близких состояний атома во внешнем электромагнитном поле.

4.1. Интерференция в двухуровневой системе. Поведение двухуровневой квантовой системы под действием внешнего периодического возмущения с амплитудой E и частотой ω , близкой к частоте перехода ω_0 , достаточно хорошо известно (см. [18, с.175]): в поле возмущения верхний u и нижний d уровни образуют единое связанное состояние, и вероятность обнаружить систему после выключения возмущения в состояниях u и d зависит от его параметров — частоты, амплитуды, длительности воздействия. Волновую функцию двухуровневой системы в поле внешнего возмущения можно найти, следуя [18] (задача к §40, где в решении, к сожалению, содержится ошибка!) и введя постоянные распада состояний γ_u и γ_d . В том случае, когда в начальный момент $t = 0$ система находилась в нижнем состоянии, т.е. $\Psi(0) = \Psi_d^0$, ее состояние в момент t описывается волновой функцией

$$\begin{aligned} \Psi_I(t) = & \left[\frac{1}{2\Omega} \left(\Omega_d e^{(i\Omega_u - \alpha)t/2} + \Omega_u e^{-(i\Omega_d - \alpha)t/2} \right) \Psi_d^0 + \right. \\ & \left. + \frac{\Omega_E}{\Omega} \left(e^{(i\Omega_d - \alpha)t/2} - e^{-(i\Omega_u - \alpha)t/2} \right) \Psi_u^0 \right] e^{-(\gamma_u + \gamma_d)t}, \end{aligned} \quad (4.1)$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_{u,d} = \Omega \pm \Delta\omega, \quad \Delta\omega = \omega - \omega_0, \quad \Omega = \sqrt{(\Delta\omega)^2 + 4\Omega_E^2}, \\ \alpha = \frac{\Delta\omega}{\Omega} (\gamma_u - \gamma_d), \quad \Omega_E = \frac{Ed_{ud}}{\hbar}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

$\Psi_{u,d}^0$ — волновые функции невозмущенных состояний, $d_{u,d}$ — матричный элемент перехода $d \rightarrow u$, равный по порядку величины для атома водорода произведению заряда электрона на борковский радиус a_0 . Так, для $2S \rightarrow 2P$ -перехода, обсуждаемого ниже, имеем (см., например, [46], задача 11.56):

$$d_{2S \rightarrow 2P} = 3ea_0. \quad (4.3)$$

Выражение (4.1) справедливо при условии

$$\Omega \gg \gamma_u, \gamma_d. \quad (4.4)$$

Если при $t = 0$ система находилась в u -состоянии ($\Psi(0) = \Psi_u^0$), ее возмущенная волновая функция описывается выражением (4.1) после перестановки индексов u и d :

$$\Psi_{II}(t) = \Psi_I(t) \Big|_{u \leftrightarrow d}. \quad (4.5)$$

Вероятность обнаружить систему $\Psi_I(t)$ в одном из двух — u или d — состояний равна квадрату модуля выражения перед соответствующей невозмущенной функцией в (4.1):

$$P_d^{(I)}(t) = \frac{1}{4\Omega^2} (\Omega_d^2 e^{-\alpha t} + \Omega_u^2 e^{\alpha t} + 8\Omega_E^2 \cos \Omega t) e^{-(\gamma_d + \gamma_u)t},$$

$$P_u^{(I)}(t) = \frac{2\Omega_E^2}{\Omega^2} (\operatorname{ch} \alpha t - \cos \Omega t) e^{-(\gamma_d + \gamma_u)t}. \quad (4.6)$$

Подчеркнем, что $\gamma_{u,d}$ — постоянные распада состояния, входящие в выражения для волновых функций. Они вдвое меньше соответствующей ширины уровня или обратного времени жизни состояния:

$$\gamma_{u,d} = \Gamma_{u,d}/2. \quad (4.7)$$

Соотношения (4.6) наглядно демонстрируют эффект образования связанного состояния, когда система «перекачивается» из d -состояния в u и обратно. Это совершенно очевидно в случае малых ширин уровней $\gamma_{u,d} \rightarrow 0$:

$$P_d^{(I)} = \frac{\Delta\omega^2}{\Omega^2} + \frac{2\Omega_E^2}{\Omega^2} (1 + \cos \Omega t),$$

$$P_u^{(I)} = 2 \frac{\Omega_E^2}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \equiv 1 - P_d^{(I)}. \quad (4.8)$$

Описанная интерференция состояний является достаточно общим квантово-механическим явлением и наблюдается во всех фундаментальных взаимодействиях (см., например, [47]). В дальнейшем при обсуждении физики позитрония (п. 6.1) нам потребуются выражения для вероятностей (4.6) в случае II, когда вначале система находится в u -состоянии. Запишем эти выражения в форме, отличной от (4.6):

$$P_u^{(II)}(t) = \frac{1}{4\Omega^2} \left(\Omega_u^2 e^{-\Gamma_u t} + \Omega_d^2 e^{-\Gamma_d t} + 8\Omega_E^2 \cos \Omega t \cdot e^{-\Gamma t} \right),$$

$$P_d^{(II)}(t) = \frac{\Omega_E^2}{\Omega^2} \left(e^{-\Gamma_u t} + e^{-\Gamma_d t} - 2\cos \Omega t \cdot e^{-\Gamma t} \right), \quad (4.9)$$

где введены константы распада

$$\Gamma'_u = \frac{\Omega_u \Gamma_u + \Omega_d \Gamma_d}{2\Omega}, \quad \Gamma'_d = \frac{\Omega_u \Gamma_d + \Omega_d \Gamma_u}{2\Omega}, \quad \Gamma = \frac{\Gamma_u + \Gamma_d}{2}. \quad (4.10)$$

Для случая II ($\Psi(0) = \Psi_u^0$) выражения (4.8)—(4.10) справедливы после перестановки индексов u, d .

Соотношения (4.9) показывают, что распад смешанного состояния происходит с постоянными, которые являются линейной комбинацией постоянных распада невозмущенных состояний. Это становится особенно существенным в случае, когда одна из постоянных много больше другой — время жизни долгоживущего состояния сокращается. В частности, это важно для позитрония в магнитном поле (п.6.1).

4.2. Радиоспектроскопия $2S_{1/2}$ -состояния. Атомный интерферометр.

Метод радиоспектроскопии, развитый в прецизионных измерениях сверхтонкой структуры атома водорода [9], может быть использован и в экспериментах с потоком антиводорода. Идея метода состоит в том, чтобы с помощью внешнего возмущения возбудить переходы между уровнями сверхтонкой структуры метастабильного $2^2S_{1/2}$ -состояния (время жизни $1/7$ с)

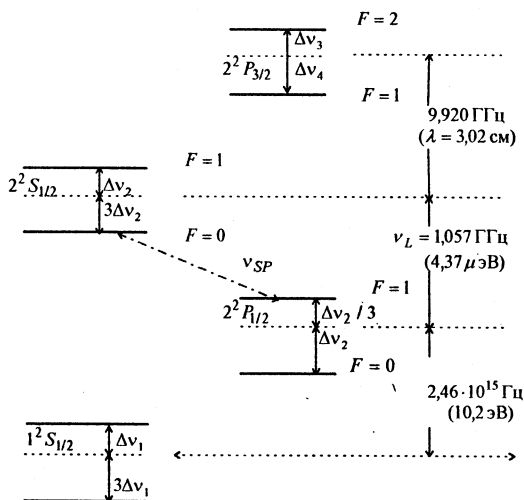


Рис.6. Структура нижних уровней атома водорода: $\Delta v_1 = 355,1014$ МГц, $\Delta v_2 = \Delta v_1/8$, $\Delta v_3 = \Delta v_2/10$, $\Delta v_4 = (13/30) \Delta v_2$, $v_L = 1057,8514(19)$ МГц — лэмбовский сдвиг

и измерить резонансную частоту перехода. Регистрация атомов, совершивших такой переход, производится путем возбуждения следующего перехода из $2S$ -состояния в одно из короткоживущих 2^2P -состояний (время жизни около 1,5 нс) с регистрацией распада этого состояния на переходе $2P \rightarrow 1S$ (рис.6). Устройство, осуществляющее такой $2S$ – $2P$ -переход, назовем «анализатором» (см. обсуждение в конце данного раздела). Частоты $2S$ – $2P$ -переходов лежат в сантиметровом диапазоне длин волн, а переходов $2P \rightarrow 1S$ — в диапазоне вакуумного ультрафиолета (10,2 эВ).

Основное отличие обсуждаемого эксперимента от пионерской работы [9] состоит в относительно высокой скорости атомов v_0 . Это сказывается на разрешении метода, а также требует учета доплеровского сдвига частот:

$$\omega_{\text{Lab}} = \frac{\omega'}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad \beta = v_0/c, \quad (4.11)$$

ω' — частота в системе атома, θ — угол между направлениями скорости атома и осью резонатора.

При численных оценках в дальнейшем будем ориентироваться на два крайних случая, приведенных в табл.2:

«быстрые» атомы: $\varepsilon = 50$ МэВ, $\beta = 0,31$, $\gamma = 1,0533$;

«медленные» атомы: $\varepsilon = 0,5$ МэВ, $\beta = 0,03$, $\gamma = 1,0005$. (4.12)

Пусть каким-то способом (см. ниже) нам удалось сформировать поток атомов в нижнем $2^2S_{1/2}$ ($F=0$) состоянии и пропустить его через резонатор, настроенный на частоту, соответствующую частоте перехода в системе атома. На выходе резонатора поток атомов в верхнем $2^2S_{1/2}$ ($F=1$) состоянии есть

$$\dot{N}_{2P} = \dot{N}_{At} P_u^{(I)}(\tau), \quad (4.13)$$

где $\dot{N}_{At}$ — поток атомов на входе в резонатор, $P_u^{(I)}(\tau)$ — вероятность (4.6), (4.8), $l = v_0 \tau$ — длина резонатора. Пройдя резонатор, атомы поступают в «анализатор», где переводятся в $2P$ -состояние и распадаются на коротком расстоянии v_0/Γ_{2P} (15 см для «быстрых» и 1,5 см для «медленных» атомов). Поэтому скорость счета просто совпадает с потоком атомов (4.13), с учетом поправки на эффективность детектора. Снимая зависимость скорости счета от частоты резонатора, можно определить резонансную частоту, соответствующую частоте перехода. Максимум скорости счета достигается, если амплитуда поля удовлетворяет равенству

$$\Omega_E \tau = \frac{\pi}{2}. \quad (4.14)$$

При этом зависимость скорости счета от частоты описывается плавной функцией (см. 4.8))

$$\dot{N}_{2P} = \dot{N}_{At} \left(\frac{\sin(\sqrt{1+x^2} \pi/2)}{\sqrt{1+x^2}} \right)^2, \quad x = \frac{\Delta\omega}{2\Omega_E}. \quad (4.15)$$

Полуширина этой функции порядка

$$\Delta\omega_{1/2} \approx \pm \frac{\pi}{\tau}. \quad (4.16)$$

Можно улучшить точность (разрешение) на много порядков, используя технику так называемого *атомного интерферометра* [8—10,12].

Принцип действия такого интерферометра, предложенный впервые, по-видимому, в работе [8], состоит в использовании двух коротких «ударов» электромагнитного поля, разделенных в пространстве и времени сравнительно протяженным интервалом $L = v_0 T$, когда атом движется в свободном пространстве. В радиоспектроскопическом варианте интерферометра эти удары производятся электромагнитными полями двух резонаторов (рис. 7), возбужденных на одной и той же частоте ω . Первый резонатор («поляризатор») Р инициирует, как и прежде, переходы между исходным «нижним» $2^2S_{1/2} (F=0)$ и конечным «верхним» $2^2S_{1/2} (F=1)$ состояниями. Фаза волновой функции на выходе C_1 зависит от длины резонатора l , частоты и амплитуды его поля. Пройдя свободный промежуток L , атом попадает во второй резонатор («анализатор») А, где опять испытывает переходы между двумя состояниями. Атомы, покидающие интерферометр в «верхнем» со-

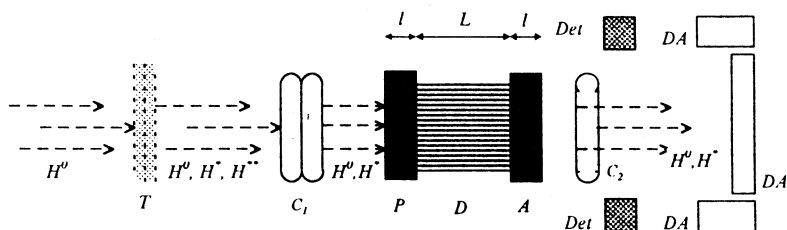


Рис.7. Схема атомного интерферометра: $\bar{H}^0$, $\bar{H}^*$, $\bar{H}^*$ — атомы антиводорода в основном и возбужденных состояниях, Т — тонкая мишень, Р, А, C_1 , C_2 — резонаторы очистки и анализа; интерферометр: l — длины резонаторов, L — длина свободного пространства (D), Det — детекторы УФ-излучения, DA — детекторы аннигиляции.

стоянии, в дополнительном резонаторе C_2 переходят в $2P$ -состояние и высвечиваются, переходя в $1S$ -состояние. Фотоны УФ-излучения регистрируются детекторами Det.

Вероятность обнаружить атом в «верхнем» состоянии на выходе из интерферометра можно получить, «сшивая» соответствующие волновые функции на стыках трех участков интерферометра. В простейшем случае достаточно малых ширин уровней ($2S$ -состояние!)

$$\Gamma\tau \leq \Gamma T \ll 1, \quad P = P_{u,d} \quad (4.17)$$

найдем

$$P_u(\omega) = \left(\frac{4\Omega_E}{\Omega} \sin \frac{\Omega\tau}{2} \right)^2 \left(\cos \frac{\Omega\tau}{2} \cos \frac{\Delta\omega T}{2} - \frac{\Delta\omega}{\Omega} \sin \frac{\Omega\tau}{2} \sin \frac{\Delta\omega T}{2} \right)^2 \xrightarrow{\Delta\omega \rightarrow 0} \xrightarrow{\Delta\omega \rightarrow 0} \sin^2 2\Omega_E \tau. \quad (4.18)$$

Величины Ω , Ω_E и $\Delta\omega$ имеют те же значения, что и в (4.2).

Полуширина функции (4.18), при условии (4.17), составляет

$$\Delta\omega_{1/2} \approx \frac{1}{T}. \quad (4.19)$$

Первое впечатление, что выигрыш по сравнению с (4.16) незначителен. Однако размер свободного промежутка L может быть выбран значительно больше длины резонатора l (т.е. $T \gg \tau$). Кроме того, точность определения частоты перехода ω_0 может быть существенно увеличена, если измерять зависимость $P_u(\omega)$ (рис.8). Используя метод подгонки (фитирования) экспериментальных данных к функции (4.18), можно увеличить точность примерно в $\sqrt{N}$, где N — полное число экспериментальных точек.

Наилучшая точность достигнута подобным образом в работе [9]. Авторами получено разрешение порядка 50 Гц, что позволяет измерить сверхтонкую структуру $2S_{1/2}$ -состояния с точностью порядка

$$\frac{\delta\omega}{\omega} \sim 3 \cdot 10^{-7}. \quad (4.20)$$

Для этого было использовано зеемановское расщепление и двойное фитирование (см. п. 4.4)..

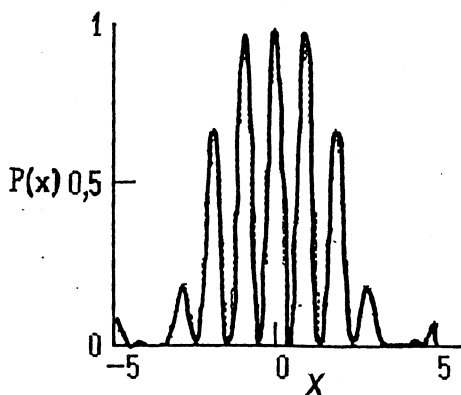


Рис.8. Сигнал атомного интерферометра (формула (4.14)), $T/\tau = 3$, $x = \Delta\omega\tau/2$

Несколько слов о постановке эксперимента. Для измерения описанного перехода нужен поток атомов $\bar{\text{H}}^0$ в соответствующем возбужденном $2^2S_{1/2}$ ($F=0$)-состоянии. Для его формирования можно использовать тонкую мишень из фольги [10, 11] или в виде газовой струи, в столкновении с которой атомы переходят в возбужденные состояния. Затем поток подвергается специальной очистке, для чего он пропускается [10] через резонаторы C_1 , стимулирующие переходы из «ненужного» $2^2S_{1/2}$ ($F=1$)-состояния в состояние $2P_{1/2}$ (частоты 1147 и 1087 МГц) с последующими переходами на $1S$ -уровень. После такой очистки в пучке остаются преимущественно атомы в $2^2S_{1/2}$ ($F=0$)-состоянии, и сверхтонкое расщепление этого уровня измеряется затем с помощью интерферометра и резонатора C_2 в переходах на уровни $2^2P_{1/2}$ или $2^2P_{3/2}$.

В работе [9] использовался оригинальный прием очистки потока и анализа с помощью магнитного поля: при определенном значении напряженности поля зеемановское расщепление приводит к тому, что энергии $2^2S_{1/2}$ ($F=0$) и $2^2P_{1/2}$ ($F=1$) совпадают, что вызывает переход в $1S$ -состояние. В этом случае исследовался переход из u - в d -состояние $2S$ -уровня.

Фотоны УФ-излучения, возникающие при высвечивании атомов из $2P$ -состояния, регистрируются на совпадение (с учетом времени пролета) с сигналами счетчиков, регистрирующих излучение, возникающее при аннигиляции частиц атома $\bar{\text{H}}^0$ — антипротона и позитрона при попадании в стенки детектора ДА. Эта процедура аналогична той, которая применялась в первом эксперименте по синтезу антиводорода (п. 2.1).

Определение значений сверхтонкого расщепления $2S_{1/2}$ -уровня водорода и антиводорода позволяет (см. (1.2)) провести сравнение магнитных моментов протона и антипротона на уровне $10^{-6} \div 3 \cdot 10^{-7}$.

4.3 Лэмбовский сдвиг 2P-уровня. Атомный интерферометр с электростатическими полями. Вариант атомного интерферометра со статическими электрическими полями был успешно использован в экспериментах [10] с атомами водорода низкой, порядка 20 кэВ, энергии. Целью работы было измерение лэмбовского сдвига 2P-состояния (рис. 6). Измерялась частота перехода $2^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow 2^2P_{1/2}(F=1)$ (обозначенная как ν_{SP} на рис. 6). Знание частот всех возможных переходов между 2S- и 2P-уровнями позволяет найти лэмбовский сдвиг:

$$\omega_L = \omega_{SP} + 3\Delta\omega_2 + \frac{\Delta\omega_2}{3}. \quad (4.21)$$

Значения частоты $\Delta\omega_2$ были взяты из работы [9].

В этом варианте интерферометр отличается от вышеописанного тем, что переменное электромагнитное поле резонаторов заменено на статическое поле двух конденсаторов или двух пар диафрагм. В этих полях исследуемые состояния смешиваются благодаря эффекту Штарка. Процесс межуровневых переходов описывается формулами (4.1)—(4.18), если произвести замену:

$$\omega = 0, \quad \Delta\omega = \omega_0, \quad \Omega = \sqrt{\omega_0^2 + 4\Omega_E^2}. \quad (4.22)$$

Здесь, по-прежнему, ω_0 — частота перехода, формула для Ω_E имеет тот же вид, что и в (4.2)—(4.3), с тем лишь отличием, что теперь E — напряженность статического поля. Измеряя, аналогично п. 4.2, зависимость потока атомов в $2^2P_{1/2}$ -состоянии от величины поля E или времени пролета T (для чего необходимо варьировать скорость атомов, изменяя, например, энергию охлаждающих электронов), можно подгонкой к функции (4.18) найти ω_0 . В работе [10] достигнута точность измерения частоты перехода $\delta\omega_{SP} = 2\pi \cdot 2$ кГц.

Особенность этого варианта спектрометра в том, что $\Delta\omega = \omega_0 = \text{const}$ (см. (4.18)), поэтому для достижения максимума счета, кроме условия (4.14), нужно выбрать напряженность электрического поля так, что

$$\Omega_E \approx \omega_0. \quad (4.23)$$

Для 2S–2P-переходов это дает

$$E \approx \frac{\hbar\omega_L}{3ea} = 291 \text{ В/см}. \quad (4.24)$$

Отметим, что доплеровский разброс частот в эксперименте [10] составлял $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ от частоты перехода.

Первые измерения лэмбовского сдвига с потоком быстрых, $v_0/c \approx 0,35$, атомов водорода были выполнены на протонном накопителе с электронным охлаждением НАП-М [11]. Невысокая точность эксперимента объясняется, главным образом, недостатком статистики.

4.4. Атомный интерферометр и метод Штерна — Герлаха. Спектроскопия $1S$ -состояния. Применение атомного интерферометра в классическом методе Штерна — Герлаха позволило в свое время провести прецизионные измерения сверхтонкой структуры основного $1^2S_{1/2}$ -состояния атома водорода [12]. Практически полностью эта схема применима и в экспериментах с потоками антиводорода. Для этого поляризатор и анализатор интерферометра (рис.7) должны быть выполнены в виде обычных ЭПР-спектрометров: каждый из них должен состоять из дипольного магнита с однородным полем $B_{\perp}$, направленным поперек пучка, и резонатора, в котором создается электромагнитное поле. Его магнитная компонента $B_g(t) = B_g \sin \omega t$ возбуждает ЭПР-переходы. Кроме того, добавляется система сортировки — два градиентных магнита, один перед поляризатором, второй после анализатора. Магниты разделяют атомы с разной поляризацией (метод Штерна — Герлаха), направляя в детектор атомы, находящиеся в заданном состоянии. Переход из одного состояния в другое сопровождается изменением поляризации, в результате чего атом под действием второго магнита сортировки попадает в детектор. В современной версии градиентные магниты очистки делают в виде секступолей, как, например, в водородном лазере — эталоне времени.

Сверхтонкая структура $1S$ -состояния атома водорода в магнитном поле хорошо известна: уровень расщепляется на четыре подуровня, энергия (частота) которых зависит от величины поля $B_{\perp}$ (рис.9):

$$\omega_{1,2} = \Delta \pm \frac{\mu B_{\perp}}{\hbar}, \quad m_F = \pm 1,$$

$$\omega_{3,4} = -\Delta \pm 2 \sqrt{\Delta^2 + \left(\frac{\mu B_{\perp}}{2\hbar} \right)^2}, \quad m_F = 0, \quad (4.25)$$

$$\mu = \begin{cases} \mu_e - \mu_p, & \mu_F = \pm 1 \\ \mu_e + \mu_p, & \mu_F = 0, \end{cases}$$

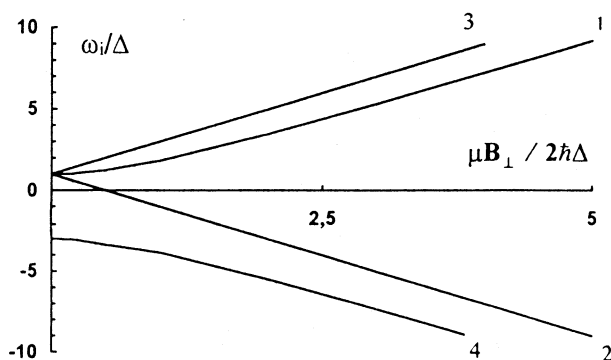


Рис.9. Сверхтонкая структура основного состояния водорода в магнитном поле: $m = 1$ (1), -1 (2), 0 (3 и 4)

где $4\Delta = \Delta\omega_{HFS} = 2\pi \cdot 1,420\,450\,751\,800(28)$ ГГц — сверхтонкое расщепление при $B_{\perp} = 0$, μ_e , μ_p — магнитные моменты электрона и протона. Например, для $B_{\perp} = 0,1$ Тл частота перехода $1 \leftrightarrow 2$, сопровождающегося полным поворотом спинов (электрона и протона), равна приблизительно 2,8 ГГц.

Формула (4.18) по-прежнему описывает интенсивность потока в состоянии i и при условии замены

$$\Omega_E \rightarrow \omega_g = \frac{\mu B_g}{\hbar},$$

$$\Delta\omega = \omega_0 - \omega, \quad (4.26)$$

где $\omega_0 = |\omega_i - \omega_k|$ — частота перехода между уровнями 1—4 (см. ф-лу (4.25) и рис.9).

Двойная подгонка экспериментальных результатов — зависимости интенсивности потока, прошедшего через интерферометр, к формуле (4.18), а затем зависимости $\omega_0(B_{\perp})$ к формуле (4.25) — дает возможность резко увеличить точность. Можно надеяться, что это позволит на порядок превзойти предел по доплеровскому уширению (см. табл. 3) и достичь разрешения

$$\delta\omega/\omega_0 \leq 3 \cdot 10^{-8}. \quad (4.27)$$

Использование зеемановского расщепления в прецизионных радиоспектроскопических измерениях является достаточно распространенным приемом, который с успехом применим и для спектроскопии возбужденных состояний [9,12]. По существу, методики, описанные в пп.4.2 и 4.4, отличаются лишь способом детектирования атомарных переходов.

Отметим, что движение быстрого атома в магнитном поле $B_{\perp}$ приводит к появлению в системе атома электрического поля

$$E'_{\perp} = \beta \gamma B_{\perp},$$

которое вызывает эффект Штарка. Этот эффект можно устранить (с точностью до разброса скоростей атомов $\Delta v/v$), наложив поперечное электрическое поле

$$E_{\perp} = -\frac{1}{\gamma} E'_{\perp} = \beta B_{\perp}. \quad (4.28)$$

Оно несколько ослабит, впрочем, магнитное поле в системе атома:

$$(B'_{\perp})_{\text{tot}} = \frac{B_{\perp}}{\gamma}. \quad (4.29)$$

Знание частоты переходов между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния позволяет определить из соотношений (4.25) величину магнитного момента антипротона:

$$\mu_a = \frac{1}{2} (\mu(m_F=0) - \mu(m_F=\pm 1)). \quad (4.30)$$

Точность такого определения, очевидно, есть

$$\frac{\Delta\mu_a}{\mu_a} \sim \frac{\Delta\mu}{\mu_a} \sim \frac{\mu_e}{\mu_a} \frac{\delta\omega}{\omega_0},$$

что для точности (4.27) дает $\Delta\mu_a/\mu_a \sim 2 \cdot 10^{-5}$.

Более высокую точность можно получить из сравнения значений сверхтонкого расщепления Δ . Измерение Δ для антипротона с точностью (4.27) позволяет найти различие μ_p и μ_a (см. (1.2)) на уровне точности, по крайней мере, $1 \cdot 10^{-7}$.

В заключение необходимо указать на чрезвычайно высокую точность измерения сверхтонкого расщепления основного состояния *водорода*,

достигнутую в экспериментах с атомами, накопленными в магнитных ловушках, $\delta\omega/\omega_0 \sim 10^{-12}$. Применение этой методики для *антиводорода*, как ожидается, будет связано со значительными трудностями, прежде всего на этапе захвата антиатомов в ловушку и их охлаждения. Тем не менее и здесь можно надеяться на успех в обозримом будущем.

5. ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ БЫСТРЫХ АТОМОВ АНТИВОДОРОДА

Лазерная спектроскопия атомов антиводорода, лишь кажущаяся безнадежной из-за низкой интенсивности потоков атомов, заслуживает серьезного обсуждения. Оценки показывают [13], что в описываемых ниже вариантах постановки эксперимент представляет большой интерес. Прежде всего это относится к двухфотонному возбуждению $1S-2S$ -перехода, интересного тем, что метастабильный уровень $2^2S_{1/2}$ имеет чрезвычайно малую ширину (время жизни $1/7$ с).

При работе с направленным потоком быстрых атомов можно, используя встречный лазерный пучок, поднять энергию фотонов в системе атома за счет доплеровского сдвига:

$$\omega' = \gamma(1 + \beta)\omega \quad \text{или} \quad \beta = \frac{(\omega'/\omega)^2 - 1}{(\omega'/\omega)^2 + 1}. \quad (5.1)$$

Этот прием позволяет несколько компенсировать ограниченность выбора существующих лазеров, а также обеспечить, как отмечалось в п.2.2, *плавную перестройку энергии фотонов* в системе атома, изменяя энергию охлаждающих электронов и, соответственно, скорость атомов. Этот прием, достаточно простой и рутинный в технике электронного охлаждения, избавляет от необходимости пользоваться сложными и маломощными лазерами на красителях, которые используются обычно в спектроскопии для вариации длины волны излучения.

5.1. Двухфотонный переход $1S-2S$. Возможность двухфотонного перехода $1S-2S$ при рассеянии на потоке атомов водорода встречного лазерного пучка обсуждалась еще в работе [2]. Пессимистический вывод авторов основан на очень низкой, порядка нескольких атомов/с, интенсивности потока $\bar{H}^0$ в предлагавшейся ими схеме генерации антиводорода. В варианте, обсуждаемом в данной работе, такой эксперимент представляется достаточно реальным.

Вероятность двухфотонного перехода между уровнями m и n [48] есть

$$W_{mn}^{(2)} = |Z_{mn}^{(2)}|^2 \left(\frac{E}{\hbar} \right)^4 \frac{\Gamma_m/2}{(2\omega - \omega_{mn})^2 + (\Gamma_m/2)^2}, \quad (5.2)$$

где $Z_{mn}^{(2)} = \frac{1}{2} \sum_l \frac{Z_{ml} Z_{ln}}{\omega_{ln} - \omega}$ — сумма по всем возможным состояниям между уровнями m и n , на которые разрешены переходы с m -го или n -го уровней, Z_{ml} — матричный дипольный элемент перехода $m \leftrightarrow l$, ω_{mn} — частота mn -перехода, Γ_m — ширина m -го уровня, E — амплитуда электрического поля излучения. Для перехода $1S-2S$ (с промежуточным уровнем $2P_{1/2}$) найдем

$$W_{1S2S}^{(2)} \approx 5 \left(\frac{eEa_0}{\hbar} \right)^4 \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\Gamma}{\Delta\omega^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.3)$$

Здесь a_0 — боровский радиус, ω_0 — частота $1S-2S$ -перехода, $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ — ширина полосы излучения, $\Gamma \approx 7\text{с}^{-1}$ — ширина $2S$ -уровня. Считая $\Delta\omega \gg \Gamma$ и выражая E через плотности мощности излучения, найдем

$$W_{1S2S}^{(2)} \approx \frac{2}{(\Delta f)^2} \left(\frac{dP}{dS} \right)_{\text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}}^2, \quad \text{с}^{-1}. \quad (5.4)$$

Таким образом, вероятность перехода пропорциональна квадрату пространственно-спектральной плотности мощности излучения.

Выражения (5.3), (5.4) записаны в системе атома. В лабораторной системе число переходов в единицу времени в потоке $\dot{N}_{At}$, распространяющемся со скоростью βc навстречу излучению, найдем после соответствующих преобразований:

$$(\dot{N}^*) \approx 2\gamma \frac{(1+\beta)}{\beta} \left(\frac{d^2P}{dS df} \right)_{\text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}}^2 \frac{L}{c} \dot{N}_{At}, \quad \text{с}^{-1}. \quad (5.5)$$

Здесь L — длина участка облучения. Для $d^2P/dSdf \sim 100 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}$, $\dot{N}_{At} \sim 3 \cdot 10^4$, $L = 5 \text{ м}$ и $\beta = 0,64$ (см. ниже выбор лазера) формула (5.5) дает

$$\dot{N}^* \sim 30 \text{ с}^{-1}.$$

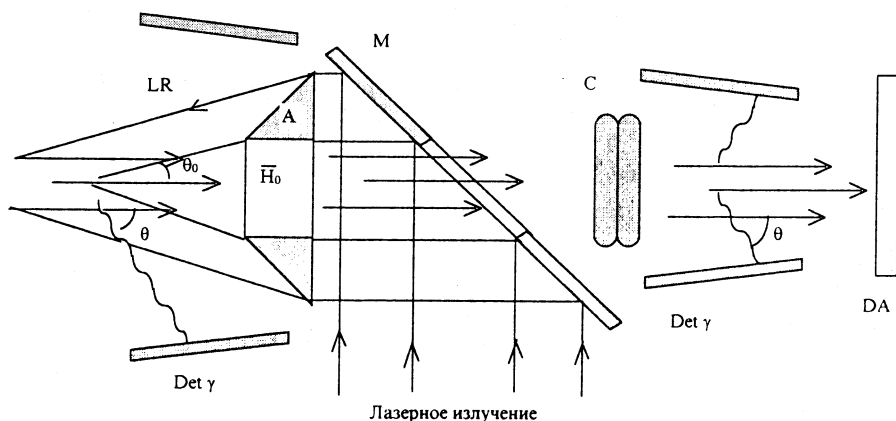


Рис. 10. Схема эксперимента по оптической спектроскопии атомов антиводорода: $\bar{H}^0$ — пучок атомов антиводорода, LR — лазерный луч, М — зеркало, А — коническая «призма» — аксикон, С — резонатор возбуждения $2S$ – $2P$ -переходов, Det γ — детекторы УФ-фотонов, DA — детекторы излучения, возникающего при аннигиляции частиц атома $\bar{H}^0$ — антипротона и позитрона в стенках детектора

Постановку эксперимента можно представить себе следующим образом (рис. 10): лазерный луч направляется с помощью преломляющего конуса — «аксикона» навстречу пучку атомов $\bar{H}^0$. Аксикон имеет отверстие в центре. Атомы, возбужденные излучением, попадают в резонаторы С, настроенные на частоты $2S$ – $2P$ -переходов. После перехода в короткоживущее $2P$ -состояние атомы высвечиваются, а дальнейшая процедура их регистрации аналогична, в принципе, описанной в п.2.1: фотоны $2P$ – $1S$ -переходов регистрируются на совпадение (с времяпролетным отбором) с сигналами от детекторов аннигиляционных и ионизационных камер. Таким образом, регистрируется *интегральный поток* УФ-фотонов как функция скорости атомов $\bar{H}^0$.

В значительной степени фон рассеянного лазерного излучения можно снизить благодаря все тому же доплеровскому сдвигу длины волны излучения движущихся атомов. Длина волны и поток фотонов зависят от направления излучения в лабораторной системе (угол θ , рис. 10)

$$\lambda_{\text{lab}} = \gamma(1 - \beta \cos \theta) \lambda_0, \quad (5.6)$$

$$\frac{d\dot{N}_\gamma}{d\Omega} = \frac{\dot{N}^*}{\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)^2}, \quad (5.7)$$

где $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ — длина волны излучения в системе атома. Отсюда и из (5.1) следует, что в лабораторной системе длина волны излучения атома короче, чем лазерная; они сравниваются только для фотонов, рассеянных строго назад. При этом излучение атома направлено преимущественно вперед: поток фотонов в переднюю полусферу равен

$$\Delta \dot{N}_\gamma = \frac{1+\beta}{2} \dot{N}^*. \quad (5.8)$$

Критическим является вопрос о выборе лазера, т.к. для перехода $1S-2S$, даже при двухфотонном возбуждении, нужен лазер с длиной волны около 240 нм. Ближайший кандидат — эксимерный KrCl-лазер ($\lambda = 222$ нм). К сожалению, мощность эксимерных лазеров невелика, и проблематичным является их использование в непрерывном одномодовом режиме. Можно использовать доплеровский сдвиг (5.1) и встречные атомарно-лазерные пучки, как это показано на рис.10. В частности, чтобы добраться до области наиболее мощного из лазеров непрерывного действия — аргонного (514 нм), нужны атомы с энергией антипротона ~ 280 МэВ ($\beta = 0,64$). Такая энергия вполне достижима в предложенной схеме генерации антиводорода.

И, конечно, главным вопросом остается разрешение метода. Переход $1S-2S$ интересен именно тем, что малая ширина $2S$ -уровня позволяет, в принципе, измерить частоту перехода с точностью

$$\frac{\delta\omega}{\omega} \leq \frac{\Gamma}{\omega} \sim 10^{-17}, \quad (5.9)$$

на что указывали авторы работы [4]. Наилучшая точность, достигнутая для этого перехода в водороде, составляет $1 \cdot 10^{-11}$ [49]*. В этой работе используется схема с компенсацией (в первом порядке) доплеровского разброса частот — так называемая «Doppler-free»-спектроскопия [50]: два лазерных пучка, распространяющихся один вдоль атомарного пучка, другой — навстречу ему.

В схеме встречных атомарно-лазерных пучков, рассмотренной выше, доплеровский разброс играет определяющую роль. Для его оценки в формуле (5.1) следует учесть угловой разброс $\Delta\theta$ пучка $\bar{H}^0$ и разброс атомов по продольным скоростям $\Delta v/v$:

$$\begin{aligned} \omega' &= \gamma (1 + \beta \cos \theta) \omega \approx \\ &\approx \gamma (1 + \beta \cos \theta_0) \omega \left(1 + \beta \gamma^2 \frac{\Delta v}{v} - \frac{\beta}{1 + \beta} \left(\theta_0 \Delta\theta + \frac{\Delta\theta^2}{2} \right) \right), \end{aligned} \quad (5.10)$$

*Недавно появилось сообщение о достижении уровня $1 \cdot 10^{-12}$ (не опубликовано).

где $\theta_0 \ll 1$ — угол пересечения пучков (рис. 10). Отсюда следует, что для пучка с параметрами, приведенными в табл.3, доминирующим является разброс по продольным скоростям, создающий доплеровский разброс частот порядка

$$\frac{\delta\omega'}{\omega'} \approx \beta\gamma^2 \frac{\Delta v}{v} \approx 10^{-7}. \quad (5.11)$$

Прием подгонки, упоминавшийся в разд.4, позволяет превысить этот предел, по крайней мере, на порядок, т.е. выйти на уровень точности 10^{-8} .

Применение «Doppler-free»-схемы возможно в обсуждаемых экспериментах, если каким-либо способом удастся решить проблему лазера. К сожалению, использовать доплеровский сдвиг, как это предложено выше, теперь не удастся, т.к. «Doppler-free»-схема предполагает возбуждение двух-фотонного перехода в атоме, облучаемом двумя встречными пучками от одного и того же лазера: один из пучков направлен вдоль потока атомов, другой — навстречу. Поэтому доплеровские сдвиги имеют разные знаки для каждого из пучков. На этом, собственно, и основана идея схемы: суммарная энергия (частота) двух встречных фотонов в системе атома (см. (4.11)) не зависит от углового разброса пучка и, в первом приближении, от разброса по скоростям:

$$\omega'_1 + \omega'_2 = 2\gamma \omega_{\text{laser}}.$$

Здесь ω_{laser} — частота лазерного излучения в лабораторной системе. Разброс продольных скоростей входит только через фактор γ , и вместо (5.11) имеем

$$\frac{\delta\omega'}{\omega'} \approx \gamma^2 \beta^2 \frac{\Delta v}{v}.$$

Если в системе электронного охлаждения антипротонов используется электронная пушка с адиабатически медленным ускорением (см. [6], п.4.2), вклад флуктуаций, определяющий обычно температуру электронов (первое слагаемое в выражении для $T_{\parallel}$, формула (2.3)) становится пренебрежимо малым. В этом случае из (2.3) имеем

$$\frac{\Delta v}{v} \sim \frac{T_C}{\sqrt{4\epsilon_p \epsilon_e}} \quad \text{и} \quad \frac{\delta\omega'}{\omega'} \sim \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{T_C}{mc^2} \sim 5 \cdot 10^{-9},$$

если $T_C \sim 0,1$ эВ (пушка с термокатодом). Применение специальной пушки с фотокатодом и фитирование доплеровского уширения линии позволяют достичь разрешения на уровне 10^{-11} . Существенно, что разрешение в этой постановке эксперимента почти не зависит от скорости атомов антиводорода.

5.2. Двухфотонный переход 2S–4S. Этот переход, рассмотренный в [4] в качестве объекта измерений, лежит в области видимого света (длина волны 486 нм), поэтому выбор нужного лазера не представляет большой проблемы.

Так, аргонный лазер, используемый по обсуждавшейся в п.5.1 схеме, требует энергии антипротонов всего лишь 1,4 МэВ.

Ширина 4S-уровня равна [51]:

$$\Gamma_{4S} = 4,3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Приняв, что наиболее вероятен двухфотонный переход 2S–4S через уровень 3P, аналогично (5.4) найдем:

$$W_{2S4S}^{(2)} \approx 1,5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{dP}{dS} \right)_{\text{ВТ/см}^2}^2. \quad (5.12)$$

Здесь принято, что ширина полосы лазерного излучения достаточно мала: $\Delta\omega \ll \Gamma_{4S}$. Тогда, выбрав импульсный лазер с плотностью мощности порядка 100 кВт/см², $\beta = 0,054$ (1,4 МэВ), $L = 5$ м, аналогично (5.5) найдем скорость счета:

$$\dot{N}^* \approx 0,5 \dot{N}_{At}.$$

Такая скорость счета позволяет получить порядка одного перехода за вспышку лазера при $\dot{N}_{At} \sim 50$, длительности вспышки ~ 10 мкс и частоте повторения ~ 4 кГц.

5.3. Однофотонный переход 1S–2P. Несмотря на довольно-таки значительную, около 100 МГц, ширину 2P-уровня, прецизионное измерение этого перехода представляет интерес, т.к. дает дополнительные (к описанным выше, см. разд.4) возможности. Длина волны перехода лежит в УФ-области: 121 нм, и даже в режиме встречных пучков проблематично найти подходящий лазер. Задача несколько облегчается благодаря большому сечению поглощения на этом переходе [19]:

$$\sigma = 256\pi \left(\frac{2}{3} \right)^{10} \frac{\alpha_0^2 \omega_0}{\Gamma} \approx 6,4 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2}, \quad \Delta\omega \ll \Gamma. \quad (5.13)$$

Поэтому можно использовать, например, непрерывный HeCd-лазер с длиной волны 325 нм и работать в режиме встречных пучков с энергией антипротонов около 500 МэВ ($\beta = 0,756$).

Число переходов в единицу времени в этом случае получим аналогично (5.5) (см. также [52, с.55]) для лабораторной системы в виде

$$\begin{aligned} \dot{N} &= \frac{(1+\beta)^2 \gamma}{8\pi\beta} \frac{\sigma L}{\hbar\omega_0 c} \frac{dP}{dS} \dot{N}_{At} \approx \\ &\approx 5,2 \cdot 10^{-5} \frac{(1+\beta)^2 \gamma}{\beta} L \left(\frac{dP}{dS} \right)_{\text{Вт/см}^2} \dot{N}_{At}, \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (5.14)$$

В (5.13) сечение σ записано в системе покоящегося атома, где оно выражается через характеристики атома. Для тех же параметров, что упоминались выше ($L=5$ м, $\dot{N}_{At}=3 \cdot 10^4$), и $dP/dS=1$ Вт/см² получим $\dot{N}^* \approx 2 \cdot 10^3$ с⁻¹.

Выбранная здесь плотность мощности достижима для HeCd-лазера, а работа в непрерывном режиме позволяет надеяться на хорошую монохроматичность.

Схема регистрации (рис.10) в данном случае не требует использования резонаторов С, т.к. при возбуждении атомы переходят в короткоживущее $2P$ -состояние. Их излучение имеет те же особенности, что и в п.5.1: оно сдвинуто в коротковолновую область относительно лазерного и направлено преимущественно вперед (формулы (5.6) — (5.8)). Поэтому можно по-прежнему регистрировать интегральный поток фотонов с дискриминацией по энергии и отбором на совпадение с аннигиляционными квантами. Оценки разрешения (5.10), (5.11) также остаются в силе, и, по-видимому, здесь также можно рассчитывать на уровень точности $\delta\omega/\omega \sim 10^{-8}$.

Рассмотренные в этом разделе эксперименты не исчерпывают, конечно, все возможности оптической спектроскопии быстрых атомов $\bar{\text{H}}^0$. Можно, во всяком случае, утверждать, что все спектроскопические измерения, обсуждаемые для низкоэнергичных одиночных атомов антиводорода, удерживаемых в ловушках [4], могут быть с неменьшим успехом поставлены на потоке быстрых атомов.

6. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПОТОКАХ ПОЗИТРОНИЯ

6.1. Позитроний в магнитном поле. Позитроний в магнитном поле ведет себя в известной степени аналогично атому водорода (см. п.4.4). Отличие связано с тем, что магнитные моменты электрона и позитрона с известной сегодня точностью равны по величине и противоположны по знаку.

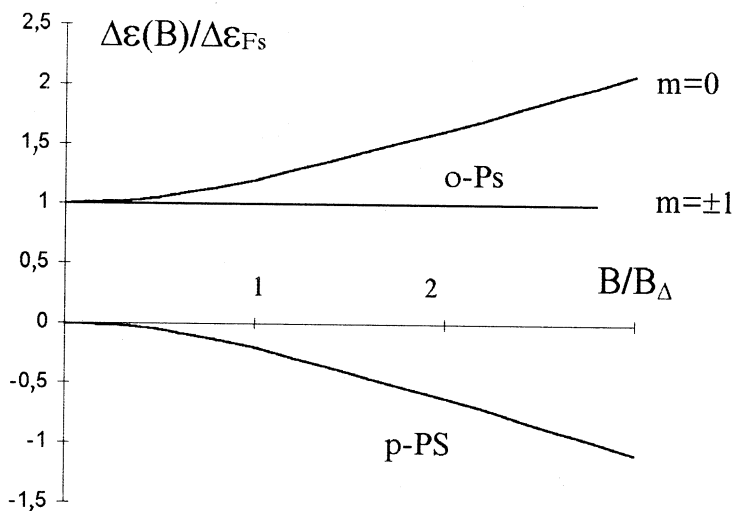


Рис.11. Расщепление основного уровня позитрония в магнитном поле

Поэтому в ортосостоянии суммарный магнитный момент позитрония равен нулю, хотя спин равен единице. В парасостоянии — все наоборот. В результате в позитронии отсутствует линейный эффект Зеемана (рис.11), а орто-уровень с $m=\pm 1$ вообще не реагирует на присутствие магнитного поля B [53]:

$$\begin{aligned}\Delta\epsilon_{\text{ortho}}(m=\pm 1) &= \Delta\epsilon_{FS} = \text{const}, \\ \Delta\epsilon_{\text{ortho}}(m=0) &= \frac{\Delta\epsilon_{FS}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\Delta\epsilon_{FS}}{2}\right)^2 + (2\mu B)^2}, \\ \Delta\epsilon_{\text{para}} &= \frac{\Delta\epsilon_{FS}}{2} - \sqrt{\left(\frac{\Delta\epsilon_{FS}}{2}\right)^2 + (2\mu B)^2}.\end{aligned}\quad (6.1)$$

Здесь $\Delta\epsilon_{FS}$ — разность энергий основных состояний (тонкая структура) $o\text{-Ps}$ и $p\text{-Ps}$ (1.6), μ — магнитный момент электрона (позитрона).

В магнитном поле состояния позитрония смешиваются, аналогично тому, как это имеет место для атомов (п.4.1). При этом, в соответствии со сказанным выше, состояния $o\text{-Ps}$ с $m=\pm 1$ остаются невозмущенными, а состояния $o\text{-Ps}$ ($m=0$) и $p\text{-Ps}$ образуют связанное состояние, динамика ко-

торого описывается соотношениями п.4.1. Обычно принято (см. [53—55]) вводить ширины уровней и времена жизни o - Ps и p - Ps в магнитном поле в виде

$$\Gamma'_o \equiv \tau_o^{-1}(B) = \frac{\Gamma_o + y^2 \Gamma_p}{1 + y^2}, \quad \Gamma'_p \equiv \tau_p^{-1}(B) = \frac{\Gamma_p + y^2 \Gamma_o}{1 + y^2}, \quad (6.2)$$

$$y = (\sqrt{1 + x^2} - 1)/x \approx \begin{cases} x/2, & x \ll 1, \\ 1 - \frac{1}{x}, & x \gg 1, \end{cases} \quad x = \frac{B}{B_\Delta}, \quad (6.3)$$

$$B_\Delta = \Delta \epsilon_{FS} / 4\mu = 3,62 \text{ Тл.}$$

Здесь $\Gamma_o = 1/\tau_o$ и $\Gamma_p = 1/\tau_p$ — постоянные распада (ширины уровней) и времена жизни o - Ps и p - Ps в свободном состоянии (табл.2). Нетрудно убедиться, что эти выражения совпадают с (4.10) при замене

$$\Omega_E \rightarrow 2\mu B / \hbar, \quad \Delta\omega \rightarrow \Delta \epsilon_{FS} / \hbar, \\ \Gamma_d \rightarrow \Gamma_o, \quad \Gamma_u \rightarrow \Gamma_p. \quad (6.4)$$

Тогда, соответственно,

$$\Gamma'_{d,u} = \tau_{p,o}^{-1}(B). \quad (6.5)$$

В слабом поле $B \ll B_\Delta$ выражения (6.2) для времени жизни имеют приближенные значения

$$\tau_o^{-1}(B) \approx \tau_o^{-1} + \frac{x^2}{4} \tau_p^{-1}, \\ \tau_p(B) \approx \tau_p. \quad (6.6)$$

Таким образом, время жизни $\tau_o(B)$ несколько уменьшается, а $\tau_p(B)$ остается практически постоянным.

Не следует, однако, рассматривать приведенные выражения упрощенно как изменение времени жизни двух состояний позитрония (что, как правило, делается в цитированных работах). На самом деле смешанное состояние позитрония в магнитном поле «живет» в соответствии с законом (4.9), (4.10). Соответственно вероятность распада позитрония в этом смешанном состоянии на два или три гамма-кванта определяется вероятностью пребывания позитрония в d (пара) или u (орто)-состоянии (4.9).

Теперь можно полностью описать поведение потока ортопозитрония, пересекающего участок с магнитным полем.

Будем считать, что этот участок расположен достаточно далеко от области генерации позитрония (рис.5), так что на входе имеется только долгоживущая o - Ps -компонента, полный поток которой равен $\dot{N}_{Ps}$. В среднем атомы позитрония на входе равновероятно распределены по состояниям o - Ps с $m = 0, \pm 1$. Поэтому $2/3$ потока, соответствующие состояниям $m \pm 1$, распадаются с постоянной τ_o , а $1/3$ потока, перейдя в смешанное состояние, распадается в соответствии с (4.9). Поток на выходе участка составляет

$$\dot{N}_o(l)/\dot{N}_{Ps} = \frac{2}{3} e^{-\tau/\tau_o} + \frac{1}{3} P_u(\tau),$$

$$\dot{N}_p(l)/\dot{N}_{Ps} = \frac{1}{3} P_d(\tau), \quad (6.7)$$

где $\tau = l/v_0$ — время пролета участка длины l , $P_{u,d}(\tau)$ — значения вероятностей (4.9) на выходе участка (с учетом замен (6.4)). Удобно записать эти соотношения через параметры x и $y(x)$ (см. (6.2)):

$$\dot{N}_o(l)/\dot{N}_{Ps} = \frac{2}{3} e^{-\Gamma_o \tau} +$$

$$+ \frac{1}{3(1+y^2)^2} (e^{-\Gamma_o' \tau} + y^4 e^{-\Gamma_p' \tau} + 2y^2 e^{-\Gamma \tau} \cos \omega_x \tau), \quad (6.8)$$

$$\dot{N}_p(l)/\dot{N}_{Ps} = \frac{y^2}{3(1+y^2)^2} (e^{-\Gamma_o' \tau} + e^{-\Gamma_p' \tau} - 2e^{-\Gamma \tau} \cos \omega_x \tau),$$

$$\omega_x = \sqrt{1+x^2} \frac{\Delta \epsilon_{FS}}{\hbar}, \quad \Gamma = \Gamma_o + \Gamma_p.$$

Осцилляции потоков o - Ps и p - Ps компонент на выходе заметны, если время пролета порядка τ_p (рис.12). В частности, если участок достаточно длинный, так что

$$\tau \sim \tau_0 \gg \tau_p, \quad (6.9)$$

соотношения (6.8) в слабом поле ($x \ll 1$) можно приближенно записать в виде

$$\dot{N}_o(l) \approx \frac{\dot{N}_{Ps}}{3} (2e^{-\Gamma_o \tau} + e^{-\Gamma'_o \tau}), \quad (6.10)$$

$$\dot{N}_p(l) \approx \frac{\dot{N}_{Ps}}{12} \left(\frac{B}{B_\Delta} \right)^2 e^{-\Gamma'_o \tau}, \quad B \ll B_\Delta.$$

Таким образом, на выходе длинного участка со слабым магнитным полем к ослабленному потоку ортопозитрония примешивается малая доля парaposитрония.

Немаловажен также тот факт, что в магнитном поле $2/3$ начальной интенсивности (или половина от полного потока позитрония, генерируемого накопителем) распадается по «обычному» экспоненциальному закону с постоянной Γ_o . В любом случае уровень поля, при котором становится заметной убыль позитрония, составляет порядка B_Δ .

Полезно привести также выражения полного числа для 3γ - и 2γ -аннигиляций в единицу времени на участке с магнитным полем. Для этого нужно проинтегрировать по времени пролета производные вероятности пребывания позитрония в орто- или парасостоянии. Отметим некоторую тонкость вычисления этих производных: в функциях (4.9) или (6.8), описывающих вероятность, сомножители $\cos \Omega t$ или $\cos \omega_x t$ в последних слагаемых дифференцировать не нужно, т.к. их производные дают поток вероятности из o - Ps - в p - Ps -состояние или обратно, тогда как число

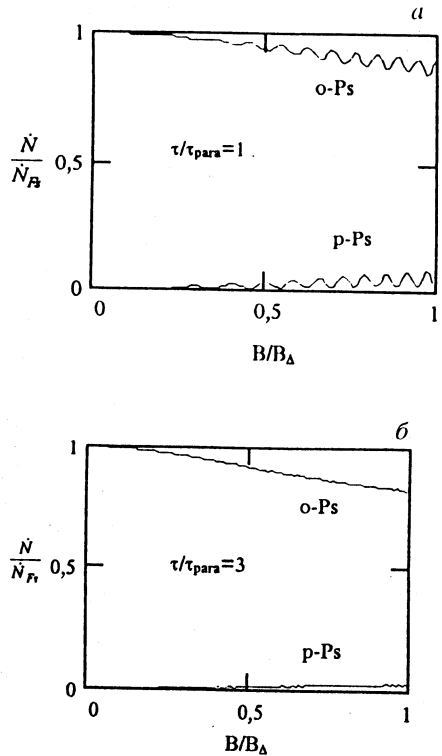


Рис.12. Зависимость интенсивности o - Ps и p - Ps на выходе участка с магнитным полем от величины поля; время пролета а) $\tau = \tau_p$, б) $3\tau_p$. Обозначения см. в тексте

аннигиляций в единицу времени представляют производные только трех экспонент. Интегралы от вычисленных таким образом производных вероятности o - Ps -состояния дадут число 3γ -аннигиляций $\dot{N}_{3\gamma}^*$, то же для p - Ps — число 2γ -событий $\dot{N}_{2\gamma}^*$. Получающиеся выражения довольно громоздки, но, тем не менее, заслуживают быть приведенными здесь:

$$\dot{N}_{3\gamma}^*/\dot{N}_{Ps} = \frac{2}{3} \left(1 - e^{-\Gamma_o \tau} \right) + \frac{1}{3(1+y^2)} \left[1 - e^{-\Gamma_o' \tau} + y^4 \left(1 - e^{-\Gamma_p' \tau} \right) + y^2 f(\tau) \right],$$

$$\dot{N}_{2\gamma}^*/\dot{N}_{Ps} = \frac{y^2}{3(1+y^2)} \left[2 - e^{-\Gamma_o' \tau} - e^{-\Gamma_p' \tau} - f(\tau) \right], \quad (6.11)$$

$$f(\tau) = \frac{2\Gamma}{\Gamma^2 + \omega_x^2} \left[\Gamma(1 - e^{-\Gamma\tau} \cos \omega_x \tau) + \omega_x e^{-\Gamma\tau} \sin \omega_x \tau \right].$$

В приближении длинного участка (6.9) и слабого поля $y \ll 1$ отсюда имеем

$$\dot{N}_{3\gamma}^* = \dot{N}_{Ps} \left(1 - \frac{2}{3} e^{-\Gamma_o \tau} - \frac{1}{3} e^{-\Gamma_o' \tau} \right), \quad (6.12)$$

$$\dot{N}_{2\gamma}^* = \frac{\dot{N}_{Ps}}{12} \left(\frac{B}{B_\Delta} \right)^2 (2 - e^{-\Gamma_o' \tau}).$$

Эти выражения имеют почти очевидный смысл: состояние o - Ps ($m = \pm 1$) частично распадается на три гамма-кванта с постоянной Γ_o , верхнее смешанное состояние — также частично, но с постоянной Γ_o' . Нижнее смешанное состояние распадается на два гамма-кванта частично с постоянной Γ_o' и полностью с постоянной $\Gamma_p' \gg \tau^{-1}$ — отсюда во втором выражении появляется двойка вместо единицы. Осциллирующие члены исчезают в этом приближении.

6.2. Время жизни ортопозитрония. Обсуждавшаяся в п. 1.2 проблема прецизионного измерения времени жизни o - Ps требует выхода на уровень точности лучше 10^{-4} (см. табл.2). При использовании потока ортопозитрония возможна постановка эксперимента в классическом варианте: измерение зависимости скорости счета тройных совпадений (желательно, с траекторным анализом) от координаты вдоль вакуумного канала регистрации

позитрония (рис.5, поз.8). При скорости позитрония 10^{10} см/с тройная длина распада составляет примерно 14 м, что при угловой расходимости потока 1,5 мрад (табл.3) дает размер потока на выходе около 20 мм.

Точность измерения времени жизни при такой постановке эксперимента (фитирование зависимости $N(x)$ экспоненциальным законом)

$$\epsilon_{\tau} \leq \frac{e^k}{\sqrt{N_1} \ln N_1} + \frac{2\delta x}{L}, \quad (6.13)$$

где k — отношение длины канала регистрации к длине распада, N_1 — число отсчетов, набранных на входе в канал, δx — точность измерения координаты. В обсуждаемом случае точность $\epsilon_{\tau} = 10^{-5}$ при $k = 3$, $L = 14$ м требует $N_1 \sim 5 \cdot 10^8$, $\delta x \sim 0,15$ мм. Для набора такой статистики при потоке 10^4 с $^{-1}$ нужно около 15 часов. Таким образом, указанный уровень точности представляется вполне достижимым, а проведение эксперимента в чистых вакуумных условиях делает его весьма привлекательным.

Отметим, что L_{α} -фотоны, возникающие при образовании позитрония, можно использовать как «старт»-сигналы.

6.3. Время жизни парепозитрония. Используя смешивание орто- и парасостояний в магнитном поле, можно получить на выходе участка с магнитным полем поток, обогащенный парепозитронием. Измеряя затем по той же схеме, что и в п.6.2, распад позитрония с отбором *парных совпадений* при регистрации γ -квантов, можно определить время жизни p - Ps .

Известную трудность представляет короткое время жизни p - Ps : при том же значении скорости 10^{10} см/с тройная длина распада p - Ps составляет всего лишь 3,75 см. Возможный вариант решения этой проблемы — регистрация поглощения позитрония с последующей аннигиляцией в мишенях, которые поочередно вводятся на пути потока позитрония. В этом случае можно надеяться на точность локализации точки аннигиляции порядка 10 мкм, что и даст основной вклад в ошибку измерения:

$$\frac{\delta x}{L} \sim 3 \cdot 10^{-4}.$$

Фитирование к экспоненциальной зависимости позволяет выйти на уровень точности $5 \cdot 10^{-5}$.

Вторая трудность в этом способе — низкая интенсивность потока p - Ps -компоненты. Ее можно, впрочем, обойти, используя в дополнение к магнитному полю возбуждение переходов между состояниями позитрония в переменном электромагнитном поле аналогично пп.4.2 и 4.4. Частота пере-

ходов между уровнями тонкой структуры (рис.11 и табл.2) составляет порядка 200 ГГц, что соответствует длине волны 1,5 мм (доплеровский сдвиг (4.11) мал). Подобная процедура использовалась в работе [31] по измерению $\Delta\varepsilon_{FS}$.

Другой способ косвенный, в нем опять-таки используется смешивание состояний и уменьшение времени жизни $o-Ps$ в магнитном поле (6.2), (6.3). Именно этот эффект использован в работе [26]. В обсуждаемом случае нет возможности иметь какой-либо старт-сигнал, поэтому использовать ту же постановку эксперимента, что и в [26], невозможно. Вместо этого можно измерять зависимость потоков 3γ - и 2γ -событий от величины магнитного поля (параметр y) и времени пролета (вариация энергии), а затем фитировать эту зависимость законом (6.12), извлекая значение $\Gamma'_o(B)$ (6.2). Зная величину B и Γ_o , можно вычислить Γ_p . Очевидно, здесь возможно двойное фитирование — $\dot{N}^*(B)$ законом (6.12) и $\Gamma'_o(B)$ законом (6.2). Можно рассчитывать на достижение уровня точности, по крайней мере, не хуже 10^{-5} , поскольку в такой постановке используется почти полный поток позитрония.

6.4. Спектроскопия позитрония. Эксперименты по прецизионному измерению спектра позитрония, описанные в п.1.2, возможны и при использовании направленных потоков позитрония. Их высокая интенсивность и низкий разброс по скорости позволяют надеяться на достижение уровня точности, по крайней мере, порядка 10^{-6} (на порядок лучше доплеровского разброса, табл.3). Эти эксперименты возможны как в радиоспектроскопической, так и в лазерно-спектроскопической постановке. Последняя не исключает также измерения на двухфотонных переходах с компенсацией доплеровского разброса.

6.5. Поиски экзотических каналов распада и «зеркального мира». Эксперимент по измерению времен жизни $o-Ps$ в описанной в п.6.2 постановке может быть расширен в сторону поиска экзотических каналов распада, короткоживущего бозона и «зеркального мира», описанных в п.1.2.

Для выделения каналов распада (1.7) требуется поток ортопозитрония, очищенный от $p-Ps$ -компоненты в должной степени. Так, для измерения вероятности распада $o-Ps$ на два γ -кванта на уровне 10^{-8} нужно использовать канал регистрации длиной более 18 распадных длин паракомпоненты, что соответствует всего лишь 70 см при скорости 10^{10} см/с. Отсюда следует, что такой эксперимент можно поставить в очень чистых условиях. Еще чище условия для распадов 4γ и выше. Поэтому достижимый предел практически будет определяться фоновыми условиями и «просчетами» регистрации совпадений.

Поиск распадов p - Ps типа (1.8) затруднен именно фоном от распадов o - Ps . Здесь можно использовать принудительный перевод позитрония из o - Ps в p - Ps -состояние, описанный в п.6.3, что дает определенные возможности выделения экзотических событий.

Поиск короткоживущих бозонов в распадах o - Ps также значительно облегчен в данном случае, по сравнению с цитированными работами, благодаря чистоте экспериментальных условий и высокой интенсивности потока. В частности, практически полностью отсутствует интенсивный фон от аннигиляции позитронов в мишени, неизбежно возникающий в традиционной постановке, когда позитроний образуется при рекомбинации позитронов, останавливающихся в мишени, с электронами атомов мишени. Именно этот фон, а также фон p - Ps -распада, является главной помехой в цитированных работах. Следует отметить, правда, что при распаде o - Ps на лету пик монохроматических гамма-квантов уширяется по сравнению с распадом покоящихся позитрониев. Так, при распаде остановившегося o - Ps по схеме (1.9) в энергетическом спектре γ -квантов должны наблюдаться два острых пика — один от распада o - Ps на бозон и γ -квант, с энергией γ -кванта

$$\epsilon_1 = \left(m - \frac{m_b^2}{4m} \right) c^2, \quad (6.14)$$

и второй — от распада бозона на 2γ :

$$\epsilon_2 = m_b c^2 / 2. \quad (6.15)$$

При регистрации тех же распадов в моноскоростном потоке o - Ps эти пики несколько сдвинутся на величину $\delta\epsilon_\gamma \sim (\gamma - 1) \epsilon_{1,2}$ и уширятся, причем их ширина составит

$$\Delta\epsilon_\gamma \sim 2\beta(\epsilon_\gamma)_{\max}.$$

Такое уширение несколько затрудняет регистрацию пиков, однако резкое улучшение фоновых условий (в частности, отсутствие интенсивной линии аннигиляции позитронов, поглощенных мишенью в традиционной постановке) с лихвой компенсирует этот недостаток.

И, наконец, проверка гипотезы «зеркального мира» сводится к измерению отклонения распределения числа распадов $N(x)$ по длине канала от экспоненциального закона. Поэтому эксперимент по измерению времени жизни o - Ps в постановке, описанной в п.6.2, позволяет одновременно определить уровень потока «убегających» позитрониев.

Таблица 4. Точность экспериментальных значений параметров фундаментальных частиц

Параметр	Точность	
	достигнутая	ожидаемая
Различие электрических зарядов антипротона и позитрона, $\delta e/e$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-9}$
То же для электрона, позитрона, протона, антипротона, $\delta e/e$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-8}$
Магнитный момент антипротона, $\delta \mu_a/\mu_a$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-5}$
Различие магнитных моментов протона и антипротона, $\delta \mu/\mu_N$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-7}$
Сверхтонкая структура основного состояния антиводорода, $\delta \epsilon/\epsilon$	—	$3 \cdot 10^{-8}$
Сверхтонкая структура $2S_{1/2}$ и лэмбовский сдвиг $2P_{1/2}$ -уровней антиводорода, $\delta \epsilon/\epsilon$	—	$2 \cdot 10^{-5} + 1 \cdot 10^{-6}$
Энергия $1S$ - $2S$ -перехода антиводорода, $\delta \epsilon/\epsilon$	—	$1 \cdot 10^{-10}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты на направленных потоках монохроматических атомов антиводорода и позитрония открывают новые возможности экспериментальной проверки *CPT*-теоремы и квантовой электродинамики. В табл.4 представлены достигнутые сегодня и ожидаемые, на основе сделанных выше оценок, уровни точности значений параметров фундаментальных частиц и простейших атомов.

Автор пользуется возможностью выразить благодарность за плодотворные дискуссии и сотрудничество Ю.П.Гангрскому, С.Н.Гниненко, О.И.Картавцеву, Э.А.Кураеву, Д.П.Мёлю, О.И.Мешкову, А.Н.Скринскому, Ю.Л.Сokolovu и М. Чарльтону.

Автор благодарит В. Олерта за предоставленную возможность ознакомиться с работой [3] в рукописи, Т.А.Степанову, Л.В.Соболеву и А.О.Сидорина за помощь в подготовке публикации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 96-02-17211.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будкер Г.И., Скринский А.Н. — УФН, 1978, т.124, №4, с.561.
2. Herr H., Moehl D., Winnacker A. — In: Physics at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons. New York, Plenum Press, 1984, p.659.
3. Baur G., Boero G., Oelert W. et al. — Phys. Lett., 1996, v.B368, p.251.
4. Charlton M., Eades J., Horvath D. et al. — Physics Reports, 1994, v.241, №2, p.67.
5. Poth H. — Appl. Phys., 1987, A43, p.287.
6. Мешков И.Н. — ЭЧАЯ, 1994, т. 25, №6, с. 1487.
7. Мешков И.Н., Скринский А.Н. — Nucl. Instr. & Meth., 1996, v.A379, p.41; JINR Preprint E9-95-130, Dubna, 1995.
8. Ramsey N.F. — Phys. Rev., 1950, v.72, p.695; Molecular Beams, Oxford, Clarendon press, 1950 (пер. с англ., М.: ИЛ, 1960).
9. Heberle J.W., Reich H.A., Kusch P. — Phys. Rev., 1956, v.101, p.612.
10. Соколов Ю.Л. — ЖЭТФ, 1982, т.83, с.15.
11. Пархомчук В.В. — In: Proc. of Symp. «Production and Investigation of Atomic Antimatter», Karlsruhe, 1988, p. 315.
12. Kopfermann H. — Kernmomente, Akademische Verlagsgesellschaft mbH, Frankfurt am Main, 1956 (пер. с нем.: М.: ИЛ, 1960).
13. Мешков И.Н. — Ядерная физика, 1996, т.59, №8, с.1523; Hyperfine Interactions, 1997, v.9, p.1.
14. Review of Part. Prop. — Phys. Rev., 1995, v.D50, p.1173.
15. Gabrielse G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.35.
16. Kreissl A. et al. — Z.Phys., 1988, v.C37, p.557.
17. Carosi R. et al. — Phys. Lett., 1990, v.B237, p.303.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
19. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. — Релятивистская квантовая теория, М.: Наука, ч.4, 1968.
20. Фейнман Р. — Квантовая электродинамика. М.: Мир, 1964, с.172; W.A. Benjamin Inc., NY, 1961.
21. а) Adkins G.S., Salahuddin A.A., Schalm K.E. — Phys. Rev., 1992, v.45A, p.7774.
б) Labelle P., Lepage G.P., Magnea U. — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.2006.
22. Westbrook C.I., Gidley D.W., Conti R.S., Rich A. — Phys. Rev., 1972, v.A40, p.5489.
23. Westbrook C.I., Gidley D.W., Conti R.S., Rich A. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.1328.
24. Nico J.S., Gidley D.W., Rich A., Zitzewitz P.W. — Phys. Rev. Lett., 1990, v.65, p.1344.
25. Asai S., Orito S., Shinohara N. — Phys. Lett., 1995, v.357 B, p.475.
26. Al-Ramadhan A.H., Gidley D.W. — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.1632.
27. Кураев Э.А., Кухто Г.В., Силагдзе З.К. — ЯФ, 1990, т.51, с.1638; препринт ИЯФ СО РАН №89—154, 1989.
28. Мильштейн А.И., Хриплович И.Б. — ЖЭТФ, 1994, т.106, с.689.
29. Chu S., Mills A.P. — Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, p.1689.
30. Danzmann K., Fee M.S., Chu S. — Phys. Rev., 1989, v.A39, p.6072.
31. Ritter M.W., Egan P.O., Hughes V.W., Woodle K.A. — Phys. Rev., 1984, v.A30, p.1331.
32. Hatamian S., Conti R.S., Rich A. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.1833.
33. Gidley D.W., Nico J.S., Scalsey M. — Phys. Rev. Lett., 1991, v.66, p.1302.

34. Adachi S., Chiba M., Hirose T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, v.65, p.2634.
35. Amaldi U., Carboni G., Jonson B., Thun J. — Phys. Lett., 1985, v.153B, p.444.
36. а) Orito S., Yoshimura K., Haga T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.63, p.597;
б) Tsuchiaki M., Orito S., Yoshida T., Minowa M. — Phys. Lett., 1990, v.B236, p.81.
37. Akopyan M.V., Atoyan G.S., Gninenko S.N., Sukhov V.V. — Phys. Lett., 1991, v.B272, p.443.
38. Asai S., Shigekuni K., Sanuki T., Orito S. — Phys. Lett., 1994, v.B323, p.90.
39. Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б., Померанчук И.Я. — Ядерная физика, 1968, т.3, с.1154.
40. Glashow S.L. — Phys. Lett., 1986, v.167B, p.35.
41. Gninenko S.N. — Phys. Lett., 1994, v.B326, p.317.
42. Artamonov A.S., Derbenev Ya.S., Saldin E.L. — Part. Accel., 1988, v.23, p.73.
43. Дербенев Я.С. — Частное сообщение, 1995.
44. Charlton M., Lariccia G. — Hyperfine Interactions, 1993, v.76, p.97.
45. Kartavtsev O.I., Meshkov I.N. — Journ. of Physics, 1996, v.29, p.4303.
46. Галицкий В.М., Карнаков Б.М., Коган В.И. — Задачи по квантовой механике. М.: Наука, 1981.
47. Окунь Л.Б. — Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990, с.91.
48. Делоне Н.Б. — Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Наука, 1989, с. 42—45; Делоне Н.Б., Федоров М.В. — Труды ФИАН, 1980, т.115, с.42.
49. Schmidt-Kaler F. et al. — Phys. Rev., 1995, v.A51, №4, p. 2789.
50. Василенко Л.С., Чеботаев В.П., Шишаев А.Б. — Письма в ЖЭТФ, 1970, т.12, с.161; Летохов В.С., Чеботаев В.П. — Нелинейная лазерная спектроскопия сверх-высокого разрешения. М.: Наука, 1990.
51. Bethe H.A., Salpeter E.E. — Quantum Mechanics of One- and Two- Electron Atoms. Berlin, Springer Verlag, 1957 (русский перевод: М.: ФМ, 1960), p.418, tabl.15.
52. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1967.
53. Гольдманский В.И. — Физическая химия позитрона и позитрония. М.: Наука, 1968.
54. Halpern O. — Phys. Rev., 1954, v.94, p.904.
55. Rich A. — Rev. of Modern Phys., 1981, v.53, p.127.

УДК 539.172.3

Распадные свойства гиперядер $1p$ -оболочки. II. Барионные распады. Майлинг Л., Фетисов В.Н., Эрамжян Р.А. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1997, том 28, вып.2, с.253.

Данный обзор, включающий краткое обсуждение состояния исследований по спектроскопии гиперядер и селективности гиперядерных возбуждений в различных реакциях, посвящен анализу в трансляционно-инвариантной модели оболочек распадных свойств гиперядерных уровней с конфигурациями $s\Lambda p^{-1}$, $p\Lambda p^{-1}$ и $s\Lambda s^{-1}$, а также слабых безмезонных распадов легких гиперядер. Основная направленность работы — показать еще не использованные возможности спектроскопии гиперядер, которые могут быть реализованы при изучении барионных распадов. Исследовано влияние структуры ядер и гиперядер на вероятности заселения состояний дочерних систем. Обсуждаются случаи конфигурационного запрета на распад, правила отбора по изоспину и полному моменту, полезные для идентификации продуктов распада и их квантовых состояний. Дана интерпретация некоторых результатов, полученных в БНЛ (США), по слабым безмезонным распадам в обобщенном на гиперядро $1p$ -оболочки феноменологическом подходе Далитца и получены новые соотношения, связывающие характеристики слабых безмезонных распадов гиперядер. Предлагаются дальнейшие эксперименты на конкретных ядрах с использованием (K^- , π^-)-реакций по поиску γ -квантов от гиперядер, проверке соотношений для скоростей слабых распадов, а также по обнаружению задержанных γ -квантов от конечных ядер, представляющих интерес для развития моделей процесса $\Lambda N \rightarrow NN$.

Табл.18. Ил.15. Библиогр.: 148.

УДК 539.142

Метод хронологического расщепления диаграмм и его применение к описанию гигантских резонансов в магических ядрах. Камерджиев С.П., Тертычный Г.Я., Целяев В.И. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1997, том 28, вып.2, с.333.

В обзоре изложен микроскопический подход к анализу возбужденных состояний магических ядер до энергий возбуждения 30–40 МэВ, который последовательно использует метод квантовых функций Грина и применим прежде всего для расчетов гигантских мультипольных резонансов. По сравнению с обычным RPA, рассматривающим распад возбужденного состояния по частично-дырочным конфигурациям дискретного спектра, здесь дополнительно учитываются: 1) распад по частично-дырочным конфигурациям с частицей в континууме, 2) распад по более сложным конфигурациям $1p1h \otimes$ фонон, 3) корреляции в основном состоянии, обусловленные этими конфигурациями. Кратко обсуждается также связь развитого подхода с другими микроскопическими подходами подобного класса, прежде всего с моделями учета «чистых» $2p2h$ -конфигураций и моделями, которые учитывают корреляции в основном состоянии, обусловленные более сложными, чем RPA, конфигурациями.

Теория численно реализована для $E0$, $E1$, $E2$ и $M1$ гигантских резонансов в стабильных дважды магических ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{208}Pb и нестабильных ядрах ^{56}Ni , ^{78}Ni , ^{100}Sn и ^{132}Sn . В расчетах использовались феноменологические силы Ландау — Мигда-

ла, значения параметров которых в основном известны. Во всех расчетах получено разумное согласие с экспериментальными данными, в том числе для полных ширин.

Табл.4. Ил.14. Библиогр.: 66.

УДК 530.145; 538.9

539.142; 539.17.01

Теория ферми-жидкости с учетом эффектов фрагментации и запаздывания. *Кадменский С.Г.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1997, том 28, вып.2, с.391.

В обзоре продемонстрирована неприменимость теории ферми-жидкости Ландау — Мигдала для фононных областей спектров возбуждений жидкого ^3He , электронов в твердых телах и атомных ядрах. Построено правило сумм для одночастичной силовой функции ферми-систем. Сделан вывод о совпадении самосогласованного поля с обобщенным хартри-фоковским потенциалом ферми-систем. Найдена связь самосогласованного потенциала с оболочечным и оптическим потенциалами фермионов. Развита нелинейная схема расчетов статических и динамических характеристик ферми-систем с последовательным учетом эффектов фрагментации и запаздывания. Показана определяющая роль взаимодействия нуклонов с коллективными поверхностными колебаниями для описания статических и динамических характеристик атомных ядер, включая сверхтекучие эффекты. На основе реалистических нуклон-нуклонных сил рассчитаны характеристики действительных частей оптических потенциалов нуклонов. Обобщена схема расчета оптических фолдинг-потенциалов для составных частиц.

Табл.1. Ил.2. Библиогр.: 56.

УДК 621.3.038

621.3.038.682

621.3.038.615:621.318.3

621.3.038.615:621.319

621.384.634.5

Инжекция тяжелых ионов в синхротроны и накопительные кольца. *Динев Д.Х.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1997, том 28, вып.2, с.449.

Дан обзор методов инжекции тяжелых ионов в синхротроны и накопительные кольца. Основное внимание уделено получению высокоэффективного ввода ионных пучков, особенностям и отличию применяемых для этих целей методов. Главная проблема, обсуждаемая в статье, состоит в получении максимальной интенсивности пучков тяжелых ионов при имеющих место в настоящее время малых, по сравнению с протонами, значениях токов их источников. Подробно излагаются существующие подходы и методы многооборотной инжекции, достигнутые в мировой практике. К их числу относятся накопление в поперечном фазовом пространстве при бетатронном движении частиц, накопление в продольном фазовом пространстве с использованием высокочастотного ускорения в процессе инжекции, перезарядная инжекция, а также их комбинации с использованием охлаждения пучка. Применение изложенных методов иллюстрируется реальными примерами, используемыми в ведущих мировых центрах, в частности, в Объединенном институте ядерных исследований. Работа представляет интерес для инженеров и физиков-ускорительщиков. Литература, приведенная в обзоре, охватывает широкий круг публикаций за период от начала постановки задачи ускорения тяжелых ионов до последнего времени.

Табл.3. Ил.23. Библиогр.: 63.

УДК 539.18

Экспериментальные исследования физики антиводорода и позитрония. Проблемы и возможности. Мешков И.Н. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1997, том 28, вып.2, с.495.

Успехи, достигнутые сегодня в накоплении и охлаждении достаточно интенсивных пучков антипротонов, вновь привлекли внимание к проблеме генерации антиатомов и к их экспериментальному изучению. Дополнительный импульс этой активности придало доказательство «теоремы существования» — эксперименты в ЦЕРН по синтезу антиводорода. Интерес к антиатомам связан с возможностью изучения фундаментальных свойств материи и прежде всего — симметрии (*CPT*-теорема). В обзоре обсуждаются способы генерации направленных потоков антиводорода и позитрония и постановка экспериментов с атомами в этих потоках. Схема генерации основана на использовании накопителей антипротонов и позитронов. В накопителе позитронов предполагается использовать фокусировку в сопровождающем продольном магнитном поле. Рассматриваются эксперименты по измерению разностей электрических зарядов частиц и сверхтонкой структуры спектров антиводорода и позитрония (методы радиоспектроскопии и лазерной спектроскопии), времени жизни орто- и парапозитрония, а также эксперименты по поиску так называемых «исчезающих» атомов позитрония (гипотеза Кобзарева — Окуня — Померанчука — Глэшоу).

Табл.4. Ил.12. Библиогр.: 55.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Майлинг Л., Фетисов В.Н., Эрамжян Р.А.</i> Распадные свойства гиперядер $1p$-оболочки. II. Барионные распады	253
<i>Камерджиев С.П., Тертычный Г.Я., Целяев В.И.</i> Метод хронологического расщепления диаграмм и его применение к описанию гигантских резонансов в магических ядрах	333
<i>Кадменский С.Г.</i> Теория ферми-жидкости с учетом эффектов фрагментации и запаздывания	391
<i>Динев Д.Х.</i> Инжекция тяжелых ионов в синхротроны и накопительные кольца	449
<i>Мешков И.Н.</i> Экспериментальные исследования физики антиводорода и позитрония. Проблемы и возможности	495

CONTENTS

<i>Majling L., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A.</i> Decay Properties of $1p$-Shell Hypernuclei. II. Barionic Decays	253
<i>Kamerdzhev S.P., Tertychny G.Ya., Tselyaev V.I.</i> Method of Chronological Decoupling of Diagrams and Its Application to Description of Giant Resonances in Magic Nuclei	333
<i>Kadenskii S.G.</i> Fermi-Liquid Theory with Regard for Fragmentation and Retardation Effects	391
<i>Dinev D.</i> Heavy Ion Injection in Synchrotrons and Storage Rings	449
<i>Meshkov I.N.</i> The Experimental Studies of Antihydrogen and Positronium Physics. The Problems and the Possibilities	495

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 левой 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 $\subscript$, верхние — знаком повышения $\superscript$; 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 подчеркивают двумя чертами снизу, строчные — двумя чертами сверху ($\underline{S}$ и $\overline{s}$, $\underline{C}$ и $\overline{c}$). Необходимо делать четкое различие между буквами e , l , O (большой) и o (малой) и 0 (нулем), для чего буквы $\underline{O}$ и $\overline{0}$ отмечают двумя черточками, а ноль оставляют без подчеркивания. Греческие буквы подчеркивают красным карандашом, векторы — синим, либо знаком $\equiv$ снизу чернилами. Не рекомендуется использовать для обозначения величин буквы готического, рукописного и других малоупотребляемых в журнальных статьях шрифтов, однако если такую букву нельзя заменить буквой латинского или греческого алфавита, то ее размечают простым карандашом (обводят кружком). В случае, если написание может вызвать сомнение, необходимо на полях дать пояснение, например: ζ — «дзета», ξ — «кси», k — лат., 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. Turbiner A.V. — Comm.Math.Phys., 1988, vol.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. Корректура с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в минимальный срок.

Редакторы **Е.К.Аксенова, Э.В.Ивашкевич.**

Художественный редактор **А.Л.Вульфсон.**

Корректор **Т.Е.Попеко.**

Сдано в набор 25.12.96. Подписано в печать 28.03.97. Формат 60×90/16.

Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл.печ.л. 18,4. Уч.-изд.л. 22,18.

Тираж 500. Заказ 49833. Цена 4500 р.

141980 Дубна Московской области
ОИЯИ, Издательский отдел, тел. (09621) 65-165.

ISSN 0367—2026. Физика элементарных частиц и атомного ядра
1997. Том 28. Вып.2. 249—546.