

РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА ГИПЕРЯДЕР 1 ρ -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 $s_{\Lambda\rho}^{-1}$, $\rho_{\Lambda\rho}^{-1}$ 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 $s_{\Lambda\rho}^{-1}$, $\rho_{\Lambda\rho}^{-1}$ 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 подступить 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, Брукхэйвской 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,	1985,	1991,					
	[9]	[10]	[15]	JA	JB	ND	NF	NS
$-\bar{V}$	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 (\bar{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 барнионных 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 ($\sim 2-3$ МэВ) уже, кажется, исчерпаны.

Гиперядерная спектроскопия развивается по двум направлениям:

— освоение *новых реакций*, которые позволят 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. Барнионные 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%.

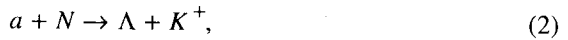
образования гиперядра (частичный развал ядра, обусловленный большим импульсом Λ -гиперона, ~ 250 МэВ/с), удалось идентифицировать только легкие гиперфрагменты по π -мезонному распаду связанного гиперона*.

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. Исползованию счетчиковой методики способствует концентрация сечения реакции (1) в области малых углов вылета пиона.

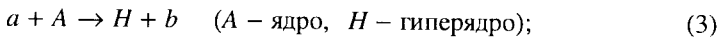
Сенсационные достижения спектроскопии гиперядер с реакцией (K^- , π^-) «на лету» [38] послужили толчком к изучению двухчастичных реакций *ассоциативного рождения*



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

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

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 $|H, f\rangle \equiv |^A_{\Lambda} Z'(f)\rangle$ ($f \equiv J_f T_f E_f$) по оболочечным волновым функциям

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

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

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

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

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 $|[j_\Lambda j_N^{-1}]^{\Delta L} J_i : J_f, T_f = T_c, E_f \approx E_c + \varepsilon(l_\Lambda j_\Lambda)\rangle$.

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.Подгорецкий [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 увеличением 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 $^{13}_\Lambda C$ ($p_K = 800$ 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:

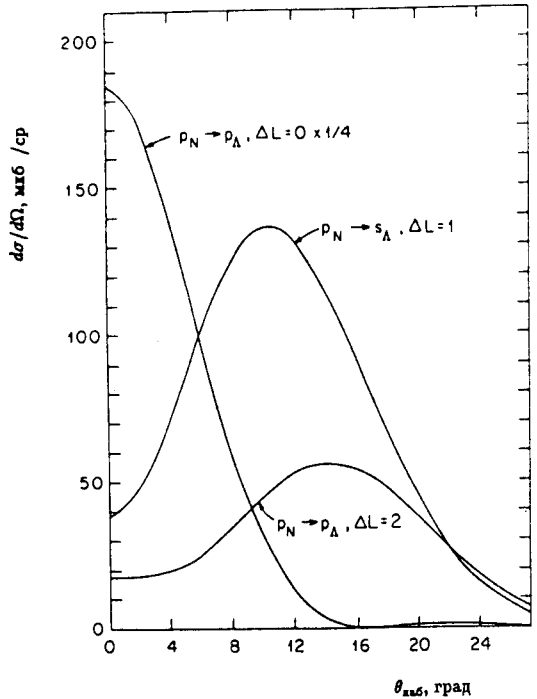


Рис.1. Зависимость от θ_π матричных элементов $\langle n_\Lambda l_\Lambda | \tilde{J}_{\Delta L} Y_{\Delta L} \mu | n_N l_N \rangle$ [43]

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

В спектрах всех гиперядер $1p$ -оболочки (не только ${}^6_{\Lambda}\text{O}$ 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 ${}^1_{\Lambda}\text{C}$ ($E \sim 11$ 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 Коэном 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 предопределенных 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 (~ 2–3 МэВ) детекторов заряженных пионов. Новые надежды связываются с реакцией (K^- , π^0). Оказывается, спектрометр нейтральных мезонов, сконструированный в Лос-Аламосе, может обеспечить энергетическое разрешение ~ 200–300 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^-_{stop} , π^-). Реакции с остановившимися каонами (K^-_{stop} , π^-) 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^-_{stop} , π^-), 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^-_{stop} , π^-) будет использовано также на уникальной установке — ϕ -фабрике ДАФНЕ 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, «сидится» 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 Λ -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}Ca), отдельные резонансы перекрываются, структурные особенности сечения пропадают. Впечатляющая картина «одночастичного спектра гиперона» в ^{89}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}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 $j_{\Lambda} = j_{\Lambda} \pm \frac{1}{2}$ орбиталей гиперона. На установке PИЛАС 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 (${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_1$):

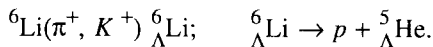
$$A \sim \text{Re} [{}^3P_1({}^3S_1 + {}^3D_1)^*].$$

В эксперименте [22] впервые доказана возможность гиперядерных исследований такого типа. Асимметрия, приписываемая распаду гиперядра ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$, 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 ${}_{\Lambda}^5\text{He}$:



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 СЕБАФ [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-флипovým 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 ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, 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

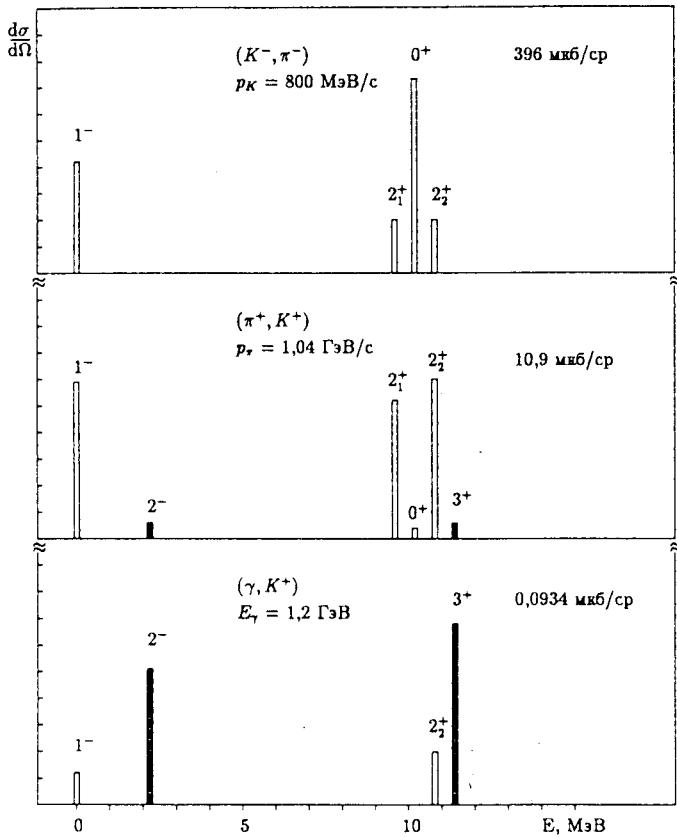


Рис.2. Сечения и спектры возбуждения ^{12}C (^{12}B), рассчитанные для трех различных реакций: (K^-, π^-) , $p_K = 800$ МэВ/с; (π^+, K^+) , $p_\pi = 1,04$ ГэВ/с и (γ, K^+) , $E_\gamma = 1,2$ ГэВ. Заштрихованы состояния, возбуждаемые при перевороте спина. Указаны сечения доминирующих резонансов [2]

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.Подгорецкого [37] изучать продукцию гиперядер, найдена простая частично-дырочная $\{j_\Lambda j_N^{-1} : J_N\}$ 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.

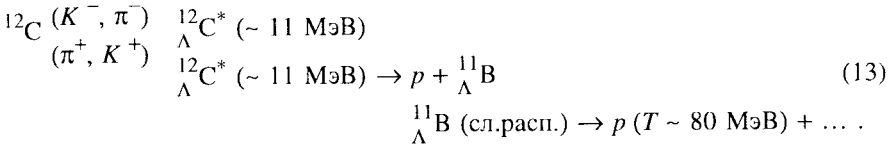
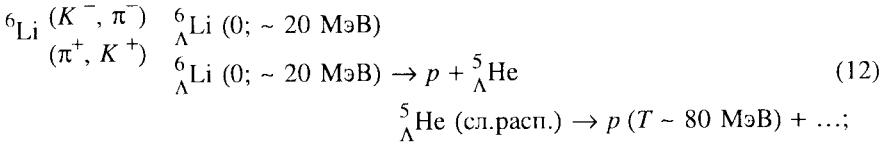
1.2. Экспериментальные сведения о барионных распадах. О трудности задачи свидетельствует тот факт, что проследить всю цепочку событий: образование первичного гиперядра \rightarrow барионный распад \rightarrow слабый распад гиперфрагмента удалось лишь в единственном случае: ${}^{12}_\Lambda\text{C}^*(E \sim 11 \text{ МэВ}) \rightarrow p + {}^{11}_\Lambda\text{B}$ [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

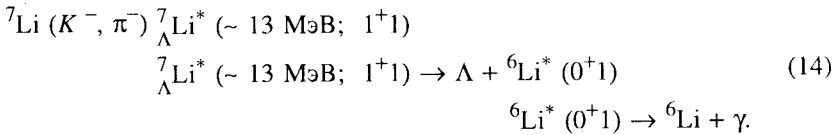
да в работах [22,42,73] успешно использовалось установленное в эмульсиях различие мод слабого распада: мезонная у свободного Λ -гиперона и легких гиперядер; безмезонная (быстрые нуклоны) у гиперядер с $A \geq 5$:



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.

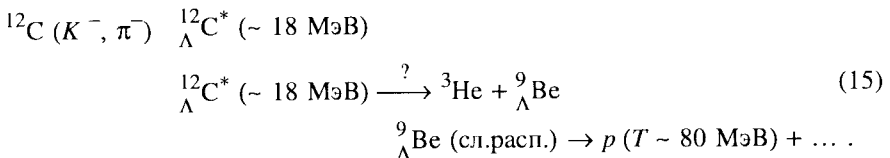
Идентифицировать продукты барионного распада можно лишь косвенно:

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]:



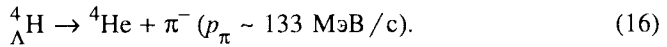
4. Отсутствие надежной идентификации гиперфрагментов, возникающих при распаде сильно возбужденных состояний, остро ощущается при

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 ${}^{10}_{\Lambda}B^*(\sim 25$ 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 ${}^4_{\Lambda}H$, растет.

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 ДАФНЕ [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 $j_N j_N^{-1}$ 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-

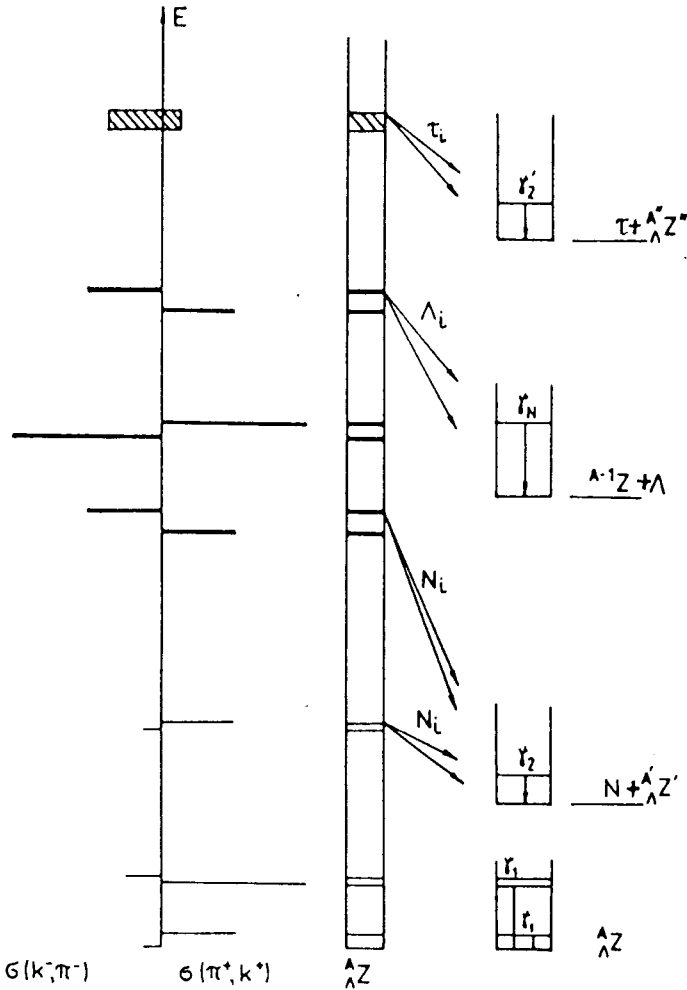


Рис.3. Схематическая картина образования и распада гиперядерных резонансов. Слева показана функция возбуждения для двух реакций образования – замещения и ассоциативного рождения. В середине обозначена оболочечная структура основных резонансов: тонкие линии – $s_\Lambda p^{-1}$, толстые – $p_\Lambda p^{-1}$, заштрихованная полоса – $s_\Lambda s^{-1}$. 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 ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ $\Delta E \sim 15\text{--}18$ 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

	t^{-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

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

$$S_{b,c} = \langle {}^A_\Lambda Z(JTE) || A^{-1} Z'(J'_c T'_c E'_c), \Phi_{nl}^b(R_c - r_b) \rangle^2. \quad (22)$$

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 ${}^{10}_\Lambda\text{B}$, ${}^{14}_\Lambda\text{N}$ и ${}^{13}_\Lambda\text{C}$.

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 ${}^{10}_\Lambda\text{B}$. На рис.4 приведено рассчитанное положение трех спиновых дублетов гиперядра ${}^{10}_\Lambda\text{B}$, имеющих конфигурацию $s_\Lambda p^{-1}$. Здесь же даны различные пороги распада ${}^{10}_\Lambda\text{B}$. 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-

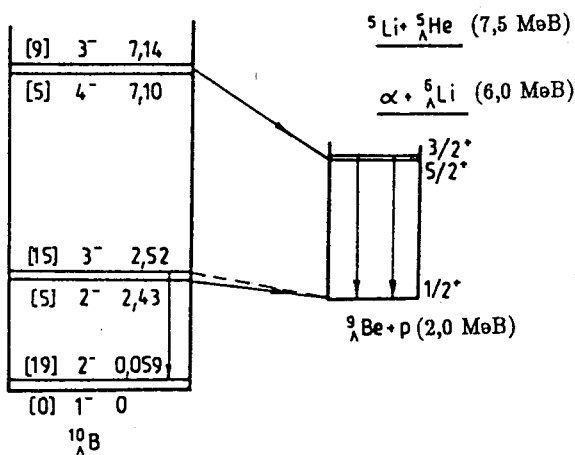


Рис.4. Схема распада низколежащих $s_{\Lambda} p^{-1}$ -состояний гиперядра ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$. Указаны интенсивности заселения $[N_i]$ (в %), квантовые числа J^{π} и энергии возбуждения, рассчитанные со взаимодействием [15]. В правой части приведены пороги распадов и спектр дочернего гиперядра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

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 ${}^9\text{В}$ в гиперядре ${}_{\Lambda}^{10}\text{В}$ исчерпывают 53% p -дырочного спектроскопического фактора основного состояния ядра ${}^{10}\text{В}$. Оставшаяся часть приходится на более высокие состояния ядра ${}^9\text{В}$ ($E = 11,7$ и $14,9$ МэВ). Формирование гиперядра ${}_{\Lambda}^{10}\text{В}$ на таких состояниях ядра ${}^9\text{В}$ 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

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

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

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

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

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

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

Распад в основное состояние ${}_{\Lambda}^9\text{Ве}$, 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

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

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 $\alpha + {}^6_\Lambda\text{Li}$, 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 (${}^6_\Lambda\text{He}$, ${}^9_\Lambda\text{Be}$).

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 ÷ 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:

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

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

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

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

Рассмотрим теперь уровень $|3^-; 2,52$ МэВ). Согласно BSM возможность распада в основное состояние гиперядра ${}^9_{\Lambda}Be$ 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 ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$, 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 ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$. 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 ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$. Парциальные ширины Γ_{p0} , Γ_{p1} испускания протонов с заселением основного и дублета первого возбужденного состояния ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$ приведены в табл.7.

Из приведенных в табл.7 значений парциальных ширин следует, что дублет возбужденного состояния ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$ ($J^\pi = 3/2^+$ 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 непос-

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

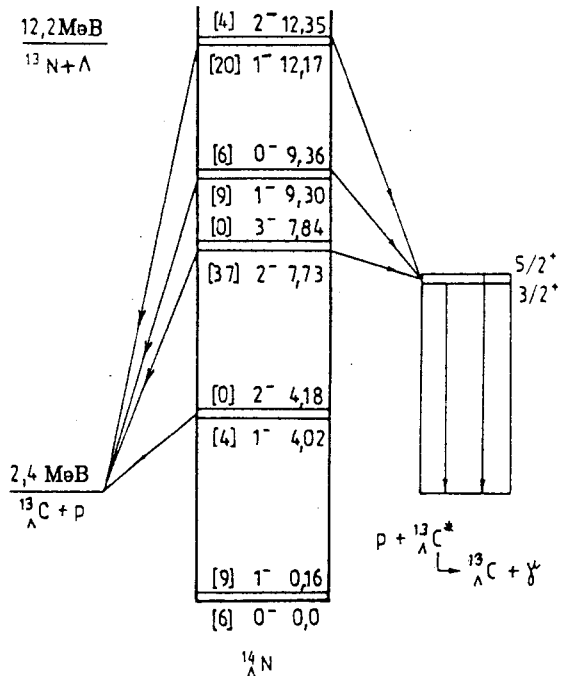


Таблица 7. Парциальные ширины ($\Gamma_{\rho 1}$ и $\Gamma_{\rho 0}$) распада гиперядерных дублетов в ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$ по протонному каналу с заселением дублета возбужденного ($E \approx 4,7$ МэВ) и основного состояний гиперядра ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$

Дублет J^{π}	E_i , МэВ	N_i , %	Главная компонента волновой функции	$\Gamma_{\rho 1}$, кэВ	$\Gamma_{\rho 0}$, 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 $\Gamma_{\rho 1}/\Gamma_{\rho 0} = 32/13$. 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 останутся прежними.

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

Таблица 8. Парциальные ширины $\Gamma_{\gamma j}$ (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 ($B_{\Lambda} = 11,7 \text{ МэВ}$) и α -частицы ($B_{\alpha} = 12,4 \text{ МэВ}$) возможны только за счет примесей состояний с $T = 0$ [94].

Таким образом, интенсивность гиперядерного γ -перехода $E_{\gamma} = 15 \text{ МэВ}$ 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]:

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

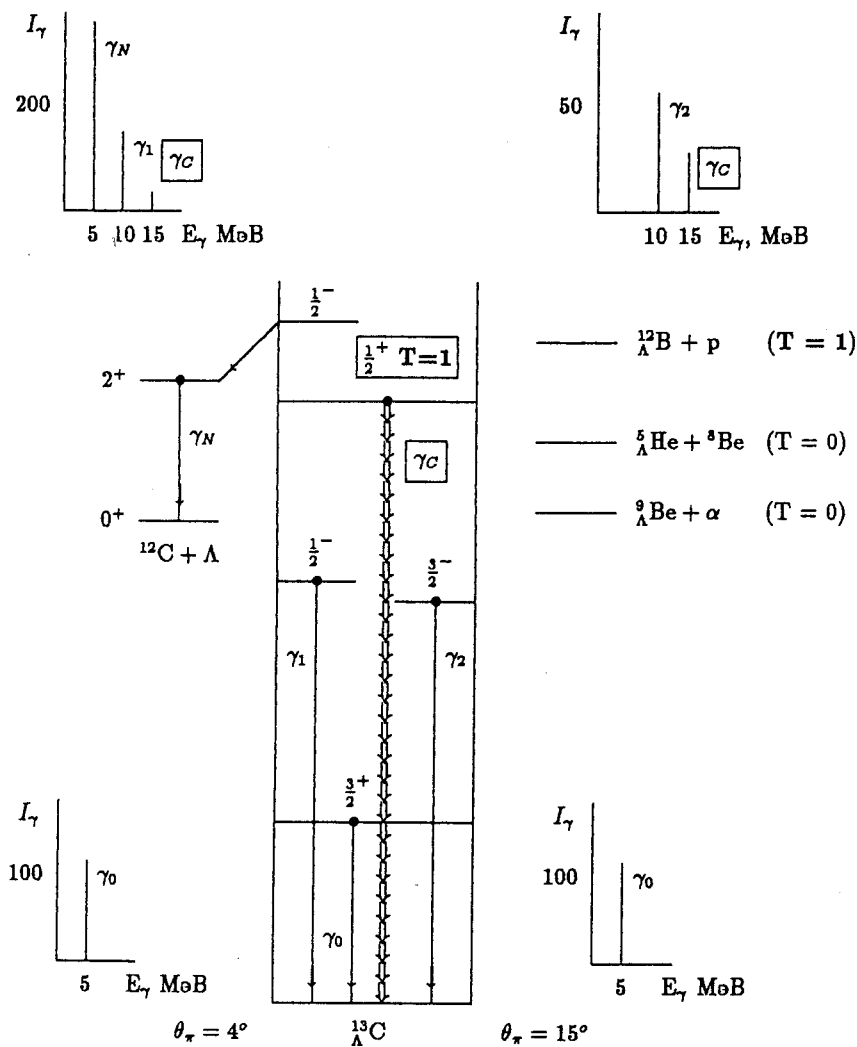


Рис.6. Спектры γ -квантов в реакции $^{13}\text{C}(K^-, \pi^- \gamma)^{13}\text{C}^*$ ($p_K = 800$ МэВ/с), рассчитанные для двух углов рассеяния $\theta_\pi = 4^\circ$ (слева), $\theta_\pi = 15^\circ$ (справа) и двух областей возбуждения $E^* < 10$ МэВ (внизу), $E^* > 10$ МэВ (вверху). В центре рисунка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

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

Однако в этой области энергий возбуждения гиперядра ^{13}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

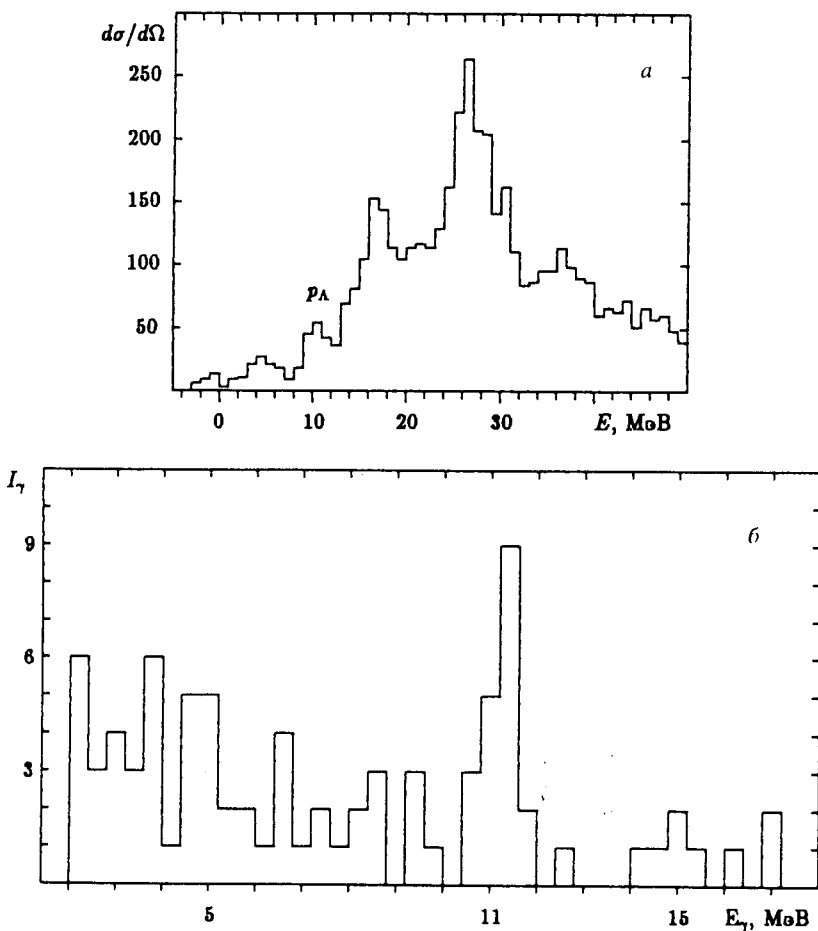


Рис.7. Предварительные результаты эксперимента $^{13}\text{C}(K^-, \pi^- \gamma)^{13}\text{C}^*$ [29]:
 а) спектр возбуждения; б) спектр γ -квантов



(см. следующий раздел, табл.11, 12). Пока не учитывались γ -кванты от каскадных переходов на состояния ^{13}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 $\varepsilon(p_{1/2}^\Lambda)$, $\varepsilon(p_{3/2}^\Lambda)$ 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_{stop}^- , π^-) 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 ($\Delta L = 0$, $\Delta S = 0$, $\Delta J = 0$).

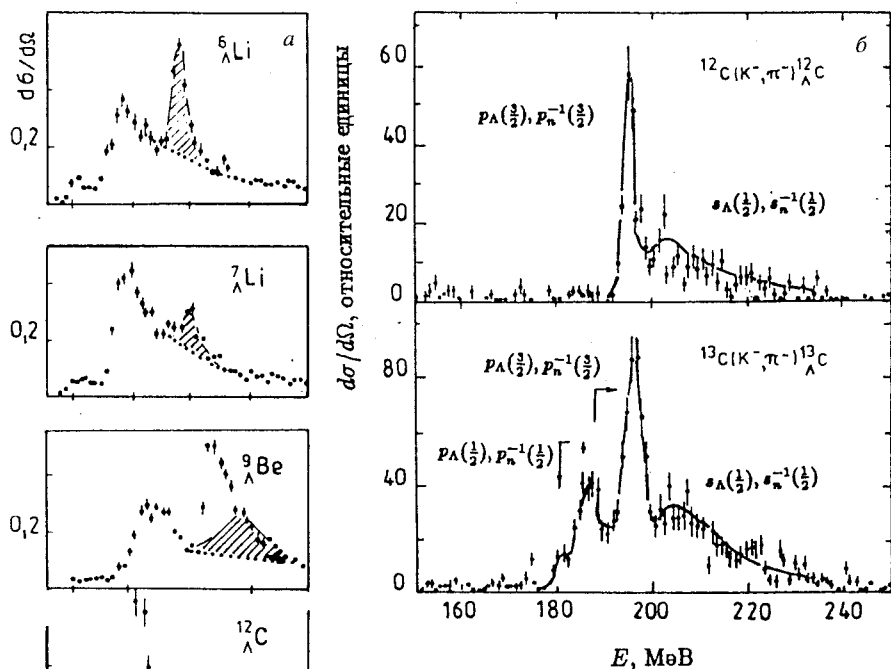


Рис.8. Сечения возбуждения гиперядер в реакции замещения на ядрах $1p$ -оболочки; отмечены резонансы с конфигурацией $s_{\Lambda} s^{-1}$ [99]: а) $p_K = 720$ МэВ/с; б) $p_K = 550$ МэВ/с

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

$$\varepsilon(p_{\Lambda}) \approx 17\hbar\omega_{\Lambda} = (10 \pm 1) \text{ МэВ}. \quad (30)$$

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^-)

${}^A_Z(J^\pi)$	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				

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 ${}_{\Lambda}^7\text{Li}^{*}$.

Расчетанные 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

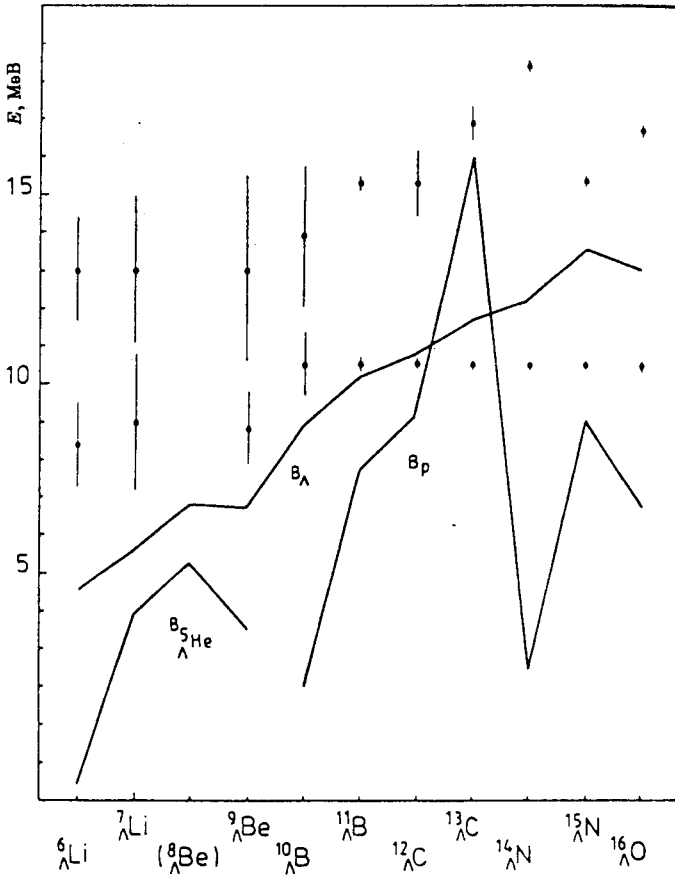


Рис.9. Зависимость от A ширины резонансов с конфигурацией $p_{\Lambda}p^{-1}$ гиперядер $1p$ -оболочки. Сплошные линии соединяют положения порогов вылета Λ -гиперона, а также протона и гиперфрагмента ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, определяющих стабильность гиперядер по отношению к сильному распаду

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 перерасеяния», 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 ${}^1_6\text{O}$, 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 ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$, ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$ и ${}_{\Lambda}^{15}\text{N}$, сильно заселяемые в реакции замещения (K^{-} , π^{-})

${}_{\Lambda}^AZ(J^{\pi})$	E_i , МэВ	N_i , %	Γ_{Λ} , кэВ	Γ_p , кэВ	Главная компонента волновой функции
${}_{\Lambda}^{13}\text{C}(1/2^{-})$	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			
${}_{\Lambda}^{14}\text{N}(1^{+})$	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			
${}_{\Lambda}^{15}\text{N}(1/2^{-})$	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 ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$

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
$n + {}_{\Lambda}^{12}\text{C}$	1 ⁻	0,00	6
	2 ⁻	0,08	7
	1 ⁻	2,14	2
			ΣI_f

Таблица 13. Заселение уровней дочерних ядер в результате распада $p_{\Lambda} p^{-1}$ -резонансов гиперядра ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$

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
$p + {}_{\Lambda}^{13}\text{C}$	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 ⁺	≈ 12,7	4,0
	3/2 ⁺	≈ 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 ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$, 83% в ${}_{\Lambda}^{15}\text{N}$ и 91% в ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$. Недостающая до 100% небольшая часть разбрасывается по другим уровням образовавшейся системы.

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

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 ${}_{\Lambda}^{15}\text{N}$

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
$p + {}_{\Lambda}^{14}\text{C}$	0^-	0,00	3
	1^-	0,01	17
	1^-	$\approx 4,0$	3
	2^-	$\approx 4,0$	1
	ΣI_f		24
$n + {}_{\Lambda}^{14}\text{N}$	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. Барийонный распад ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$.

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

Для гиперядерных уровней ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, 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 ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ 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

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

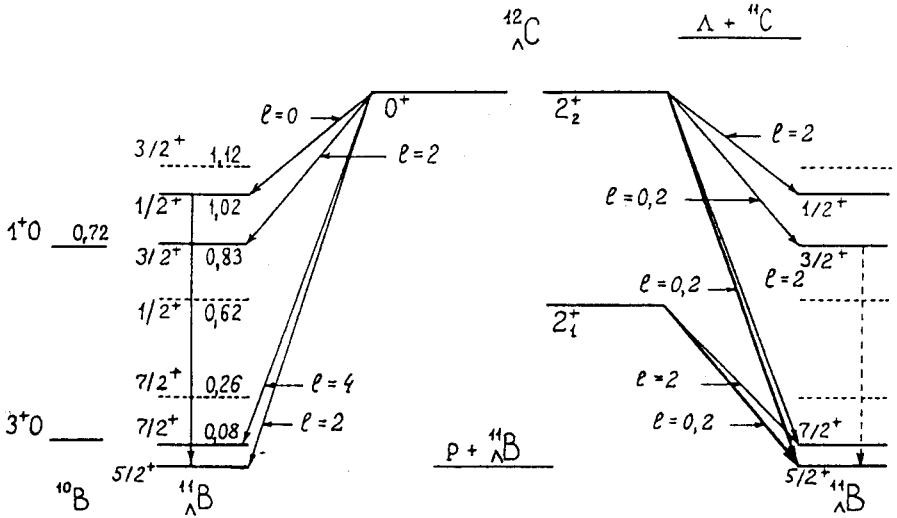


Рис.10. Часть спектров возбуждения гиперядер $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ и $^{11}_{\Lambda}\text{B}$. Положение уровней $^{11}_{\Lambda}\text{B}$ рассчитано с двумя разными наборами ΛN -взаимодействия: [15] (сплошные линии) и [10] (пунктир)

При обсуждении распада необходимо знать схему низколежащих 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 энергovyделением $E = 0,6$ 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 $P_{\Lambda}^P(E)$ 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 ${}_{\Lambda}^{16}\text{O} \rightarrow {}_{\Lambda}^{15}\text{O} (1/2^+) + n$. 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 ${}_{\Lambda}^6\text{Li}$, ${}_{\Lambda}^{10}\text{Be}$, ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$, ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$, 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

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

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.

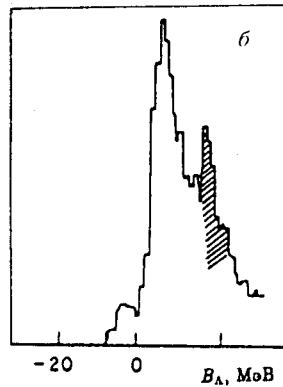
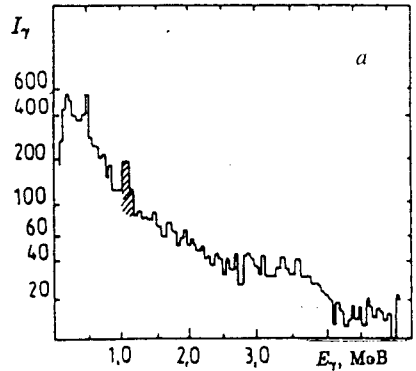
Если разброс дырочного состояния мал ($c \approx 1$), то наблюдается узкий резонанс, как это имеет место в случае $^6_{\Lambda}\text{Li}$ и $^7_{\Lambda}\text{Li}$ (см. рис.8). В пределе очень сильного зацепления дырочной конфигурации за более сложные ($c \ll 1$) следует ожидать широкого максимума. При 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 ${}^7\text{Li}(K^-, \pi^-)\Lambda^7\text{Li}^*$ ($p_K = 820$ 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 $|s_\Lambda \otimes s^3 p^6 [432]^2 4D: [442](22)3^+\rangle$ сохраняет свою индивидуальность, то правила отбора по квантовым числам $[f]$, $(\lambda\mu)$ [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



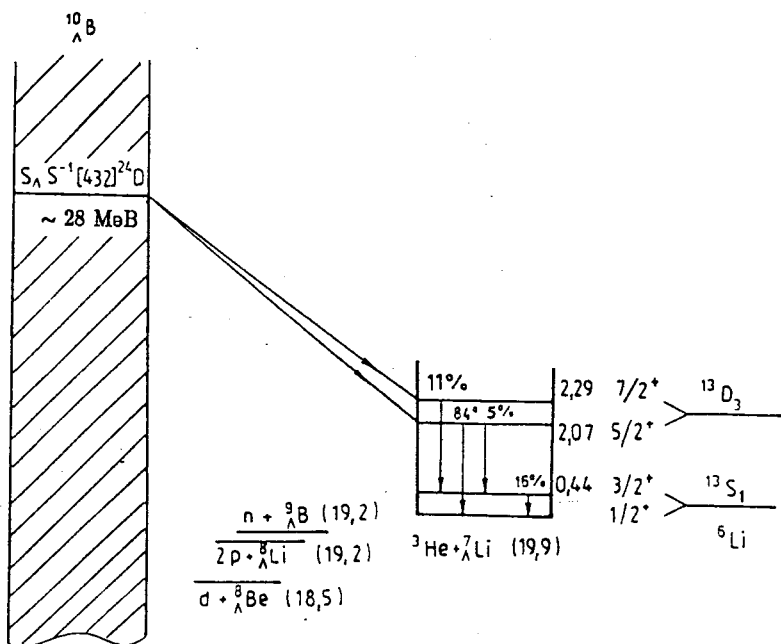


Рис.12. Предсказанный каскад γ -квантов гиперядра ${}^7_{\Lambda}Li^*$, сопровождающий распад $s_{\Lambda} s^{-1}$ -резонанса в ${}^{10}_{\Lambda}B$ [79]

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

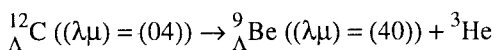
$${}^{10}_{\Lambda}B(s_{\Lambda} s^{-1}; 3^+) \rightarrow {}^3He + {}^7_{\Lambda}Li^*(7/2^+, 5/2^+)$$

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

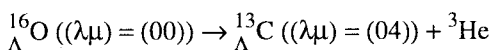
$${}^7_{\Lambda}Li^*(3/2^+) \rightarrow {}^7_{\Lambda}Li(1/2^+) + \gamma_2 \quad (36)$$

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 ${}^{14}S_{3/2} \rightarrow {}^{12}S_{1/2}$ в ${}^7_{\Lambda}Li$. 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 ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ и ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, в результате вылета ${}^3\text{He}$, гиперфрагменты ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$ и ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$ 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 (${}_{\Lambda}^9\text{Be}$) и $E_{\gamma} = 4,7$ МэВ (${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$).

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 ${}_{\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda}^4\text{He}$, ${}_{\Lambda}^4\text{He}^*$, ${}_{\Lambda}^4\text{H}^*$ 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 ${}_{\Lambda}^4\text{H}^*$ на установке СЕВАФ в реакции (γ , $K^{+}\gamma_{1,1 \text{ МэВ}}$). 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 *par* гиперядер [107] в реакции $\Xi_{\text{stop}}^{-} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}_{\Lambda}^9\text{Be} + {}_{\Lambda}^4\text{He}$.

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 $^{13}_\Lambda\text{B}$. 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

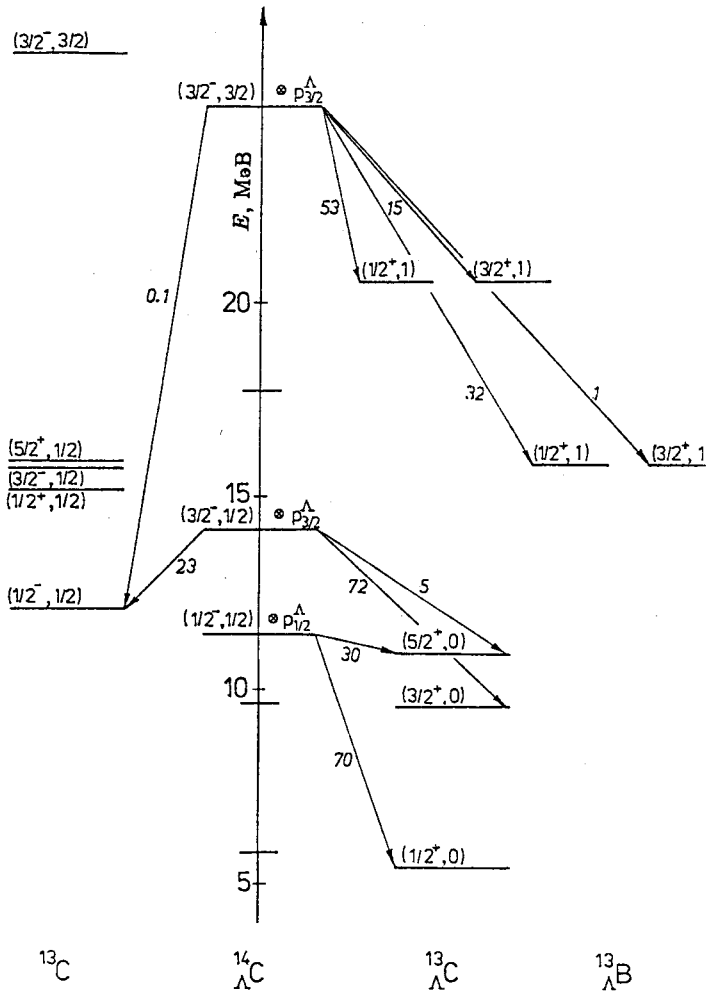


Рис.13. Спектр возбуждения и каналы распада 0^+ -резонансов в ^{14}C . Рядом со стрелками указаны ширины распада (в %), вычисленные в CSM [111]

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 ${}^{14}_{\Lambda}C$ и 1^+ -резонансов гиперядра ${}^{14}_{\Lambda}N$ по нуклонным каналам с заселением уровней гиперядра ${}^{13}_{\Lambda}C$ и гиперонному каналу

Гипер- ядра	Состояние		${}^{13}_{\Lambda}C$			${}^{13}C({}^{13}N)$	
			$1/2^+$	$3/2^+$	$5/2^+$	$1/2^-$	$3/2^-$
${}^{14}_{\Lambda}C$	$p_{\Lambda}(1/2) \otimes 1/2^-$	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	
${}^{14}_{\Lambda}N$	$p_{\Lambda}(1/2) \otimes 1/2^-$	B	68,1	25,3	6,6		
		B'	68,1	25,3	6,6		
		C	59,0	11,0	30,0		
	$p_{\Lambda}(3/2) \otimes 5/2^-$	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 ${}^{13}_{\Lambda}C$ 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 ${}^{14}C$ можно было бы наблюдать характерные линии в спектре нейтронов и γ -кванты от гиперядра ${}^{13}_{\Lambda}C$ при переходе $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ (основное состояние).

Если не учитывать смешивание каналов по изоспину T , то распад самого верхнего резонанса $|{}^{14}_{\Lambda}C(0^+, T=3/2)\rangle$ строго запрещен по Λ -каналу и возможен только на состояния ${}^{13}_{\Lambda}C$ и ${}^{13}_{\Lambda}B$ 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.

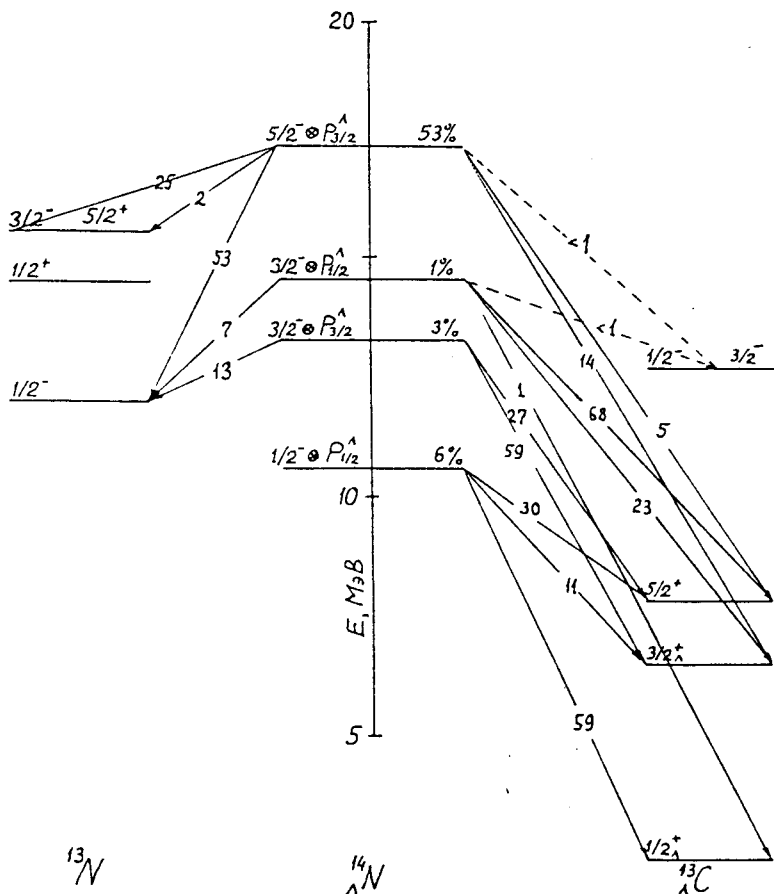


Рис.14. Спектр возбуждения и каналы распада 1^+ -резонансов в ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$. Рядом со стрелками указаны ширины распада (в %), вычисленные в CSM [88]

Доминирующие 1^+ -резонансы ${}_{\Lambda}^{14}\text{N}$ 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 ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$, 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 ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$ и ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, в реакции (K^-, π^-) , решалась в осцилляторном представлении теории рассеяния [117]. В этих расчетах учитывались каналы распада с вылетом гиперона и нуклонов. В случае ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, 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 ${}_{\Lambda}^{15}\text{N}(1/2^+1)$, 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.

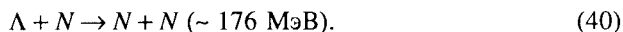
Выполненные недавно в БНЛ эксперименты с использованием (K^- , π^-)-реакций на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ [73] существенно дополнили старые результаты по слабым распадам ${}^4_\Lambda\text{H}$, ${}^4,5_\Lambda\text{He}$ и более тяжелых гиперядер, полученные с помощью ядерных фотоэмульсий 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]:



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



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}_{λ} 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 $2S+1L_J$ и соответствующие скорости слабых безмезонных распадов $R_{\lambda S}$

$2S+1L_J (\Lambda N)$	$1S_0$			$3S_1$		
$2S+1L_J (NN)$	$1S_0$	$3P_0$	$3P_1$	$3S_1$	$1P_1$	$3D_1$
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 каналом ($S = 0$), $R_{n1} \simeq 2R_{p1}$, 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 $\sum_m V_m$ 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 ${}^3_{\Lambda}H$, ${}^4_{\Lambda}H$, ${}^4_{\Lambda}He$, ${}^5_{\Lambda}He$ 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 $\gamma({}^5_{\Lambda}He) = 0,77$ [130], $\gamma({}^{12}_{\Lambda}C) = 0,83$, $\Gamma_{nm}({}^{12}_{\Lambda}C) = 1,2 \Gamma_{\Lambda}$ [122], однако для ${}^4_{\Lambda}He$ и ${}^4_{\Lambda}H$ 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

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

$b = x - \hat{k}z$, $\hat{k} = k/k$, E — энергия относительного движения нуклона и ядра, $V_{\lambda}(r)$ — 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 $\alpha \sim 0,5$:

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

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

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

и отношениям

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

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 $\Gamma_{nm}({}^9_{\Lambda}\text{Be}) = \Gamma_{\text{tot}}^{\text{exp}} - \Gamma_{\pi}^{\text{the}} \simeq 1,0\Gamma_{\Lambda}$ ($\Gamma_{\pi}^{\text{the}} \simeq 0,3\Gamma_{\Lambda}$ [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 $\Lambda p \rightarrow np$ и $\Lambda n \rightarrow pn$. 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

$$\Gamma_{f\lambda} = \kappa(k+4)R_{\lambda 1} \left\{ \sum_{jJ} G_{E_f J_f T_f}^{E_c J_c T_c}(j\lambda) U\left(J_f j J_i \frac{1}{2}; J_c J\right) U\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} J_1; 1j\right) \right\}^2, \quad (57)$$

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

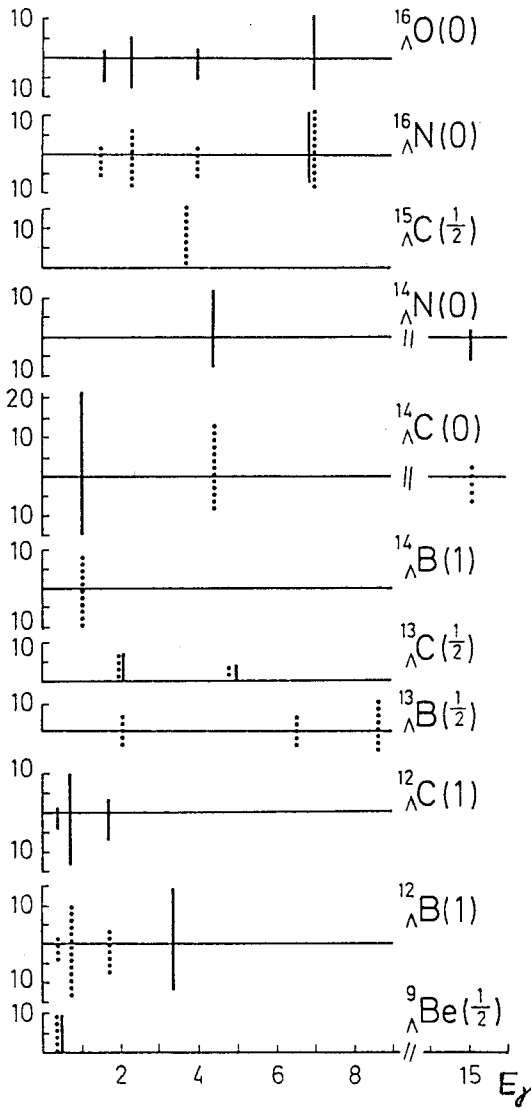


Рис.15. Интенсивность γ -линий от дезвозбуждения состояний дочерних ядер, заселяемых при слабых процессах $\Lambda p \rightarrow np$ (сплошные линии) и $\Lambda n \rightarrow pn$ (точечные линии). Верхние линии относятся к основным состояниям, нижние — к изомерным состояниям гиперядер [138]

$\gamma = \Gamma_n / \Gamma_p$, 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

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

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

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 западающих 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^-_{stop} , π^-), 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 ${}^{\Lambda}_{13}\text{C}$, 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 ${}^{\Lambda}_{13}\text{C}$ с энергией $\sim 15 \text{ МэВ}$ было бы прямым доказательством малости примесей состояний ядра-остова ${}^{\Lambda}_{12}\text{C}$ 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 безрезонансным 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 $\Lambda l \rightarrow nl$ и $\Lambda p \rightarrow np$;
- 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 $\Lambda NN \rightarrow \rightarrow \bar{N}NN$ 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 дубненцев, 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., Biedenharn 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; **НАО 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 V.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., Wunsch 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., Noumi 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. V.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; **Роттер 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. **Котунь 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. **Hedde 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.