

УДК 539.172.5

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИПЕРЯДЕР

*Г. Бол, У. Креккер*

Институт физики  
высоких энергий АН ГДР  
Цойтен, ГДР

Дан обзор исследований гиперядер, проводившихся до настоящего времени преимущественно с использованием метода ядерных фотоэмульсий. В частности, рассматриваются энергия связи, спин, характеристика распада, а также взаимодействие в конечном состоянии. В заключение излагается вопрос о возбужденном состоянии гиперядер.

Investigations of hypernuclei, performed up to the present predominantly by the nuclear emulsion method, are reviewed. In particular, binding energy, spin, decay modes and final state interactions are considered. Finally, the problem of excited states of hypernuclei is discussed.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Гиперядро — это стабильная относительно сильных взаимодействий система из нуклонов и одного или нескольких гиперонов. Все существующие экспериментальные исследования относятся к гиперядрам с  $\Lambda^0$ -гиперонами [1—3]. Существование гиперядер, которые содержат  $\Sigma$ - или  $\Xi$ -гипероны, до сих пор не доказано достаточно надежно [4—6]. В 1952 г. Данышем и Пневским [7] первое гиперядро было идентифицировано во взаимодействии, вызванном космическими лучами в слое ядерной эмульсии. Тем самым была открыта экспериментальная возможность изучения  $\Lambda^0$ -нуклонных взаимодействий. В 1963 г. было открыто первое двойное гиперядро [8], что позволило экспериментально подойти к изучению ( $\Lambda^0 - \Lambda^0$ )-взаимодействий.

Связанный в ядре  $\Lambda^0$ -гиперон может так же, как и в свободном состоянии, распадаться на нуклон и  $\pi$ -мезон. Кроме того,  $\Lambda^0$ -гиперон может взаимодействовать с нуклонами ядра без испускания  $\pi$ -мезонов согласно реакции  $\Lambda^0 + N \rightarrow N + N$ . Поэтому распады

гиперядер подразделяются на мезонные и безмезонные. Экспериментально особенно важно знать мезонные распады гиперядер, поскольку их можно во многих случаях однозначно выделить из-за малой энергии распада. Лептонные распады свободных  $\Lambda^0$ -гиперонов также приводят к лептонным распадам гиперядер. Однако, за исключением одного неоднозначно идентифицированного распада [9], такие гиперядра до сих пор еще не были найдены.

Ввиду нейтральности  $\Lambda^0$ -гиперона гиперядро сохраняет химический символ ядра-остова с увеличенным на единицу массовое число  ${}^A_{\Lambda}Z$ , где  $Z$  — заряд ядра;  $A$  — массовое число ядра-остова плюс единица, например  ${}^3_{\Lambda}H$  — дейтон +  $\Lambda^0$  или  ${}^5_{\Lambda}He$  —  $\alpha$ -частица +  $\Lambda^0$ . Для двойных гиперядер обозначения соответственны, например,  ${}_{\Lambda\Lambda}{}^6He$  —  $\alpha$ -частица +  $2\Lambda^0$ .

Наряду с определением таких экспериментально измеряемых параметров, как энергия связи  $\Lambda^0$ -гиперонов в гиперядрах, а также отношение вероятности распадов и времени жизни отдельных гиперядер, все большее значение приобретает спектроскопия гиперядер, т. е. исследование их возбужденных или резонансных состояний. С ростом числа гиперядер, исследуемых в отдельных экспериментах [10—12], используются  $\Lambda^0$ -гипероны как инструмент для исследования структуры ядра. Существование взаимодействия в конечном состоянии продуктов распада гиперядер дает, например, информации о низкоэнергетическом ( $p - \alpha$ )-взаимодействии. Кроме того,  $\Lambda^0$ -гипероны образуют гиперядра, ядра-остовы которых могут лежать далеко от линии устойчивости и поэтому быть труднодоступными для других экспериментальных методов, используемых в ядерной физике [35]. Например, возможны  ${}_{\Lambda}{}^7Be$  с остовом  ${}^6Be$  или  ${}_{\Lambda}{}^8He$  с остовом  ${}^7He$ .

Обширный материал по гиперядрам собран с помощью наиболее удобного для их исследования метода ядерных фотоэмульсий. Настоящая статья дает обобщенное изложение имеющихся экспериментальных данных.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

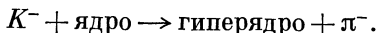
Исследования гиперядер с экспериментальной точки зрения относятся к области физики высоких энергий, так как для образования  $\Lambda^0$ -гиперонов в пион-нуклонных или нуклон-нуклонных взаимодействиях требуется соответственно  $770 \text{ Мэв}$  и  $1,6 \text{ Гэв}$  дополнительной энергии. Хотя рождение  $\Lambda^0$ -гиперонов в  $K$ - $p$ -взаимодействиях протекает экзотермически, для образования  $K$ -мезонов требуется энергия более высокая.

Ввиду малого времени жизни гиперядер и незначительной кинетической энергии, с которой они образуются, для их экспериментального выделения требуются детекторы с хорошим про-

странственным разрешением ( $\sim 1$  мкм), чему удовлетворяют ядерные эмульсии. Следовательно, эмульсии и являются богатейшим источником экспериментальной информации о гиперядрах. К недостаткам этой методики следует отнести как медленность набора экспериментальных данных, так и трудность однозначной интерпретации событий; последнее связано со сложностью состава фотоэмульсий как мишени. В экспериментах [11, 13], проведенных в последнее время, все большее значение приобретает проблема калибровки различных эмульсионных стопок.

Для исследования легчайших гиперядер с успехом применяются гелиевые пузырьковые камеры [14, 15]. При этом можно использовать все преимущества пузырьковых камер, а особенно полный анализ событий, так как можно наблюдать и процесс образования гиперядра, и его распад. Применялись также пузырьковые камеры с тяжелыми жидкостями, но из-за худшего пространственного разрешения на них удавалось получить только данные о самых легких гиперядрах или глобальную информацию о механизме образования гиперядер [16, 17].

Дальнейшее изучение гиперядер существенно зависит от применения новых экспериментальных методов. Необходимо обратить особое внимание на стримерные камеры, которые имеют высокое энергетическое разрешение и выборочный запуск. Развитые методы  $\gamma$ -спектроскопии можно использовать для исследования возбужденных состояний гиперядер [18]. Наконец, для определения состояний гиперядер Далитц [19] предложил применить миссинг-масс-эксперимент [20] для реакции



С помощью счетчиков должны точно измеряться импульсы входящего и выходящего мезонов. Состояние гиперядер можно тогда определить простым кинематическим анализом. При дополнительной регистрации совпадающих по времени  $\gamma$ -квантов с помощью такого метода можно также исследовать их возбужденные состояния.

### Образование гиперядер

Зависимость частоты образования гиперядер от вида первичных частиц и их импульса приведена в табл. 1. Наиболее важным методом образования гиперядер является взаимодействие  $K^-$ -мезонов с легкими (C, N, O) или тяжелыми ядрами (Ag, Br) ядерной эмульсии.

В процессах образования гиперядер следует различать реакции захвата остановившихся  $K^-$ -мезонов и взаимодействия с ядрами  $K^-$ -мезонов высоких энергий. Распределение по пробегам гиперядер, образовавшихся в ядерной эмульсии при захвате

$K^-$ -мезонов [21], показано на рис. 1. Большая доля гиперядер с очень короткими пробегами и часто встречающимися двойными центрами, т. е. гиперядер, у которых нельзя ясно различить звезды от их рождения и распада, указывает на то, что во многих случаях пробег образовавшихся гиперядер так мал, что не позволяет методом ядерных эмульсий ясно различить процессы их об-

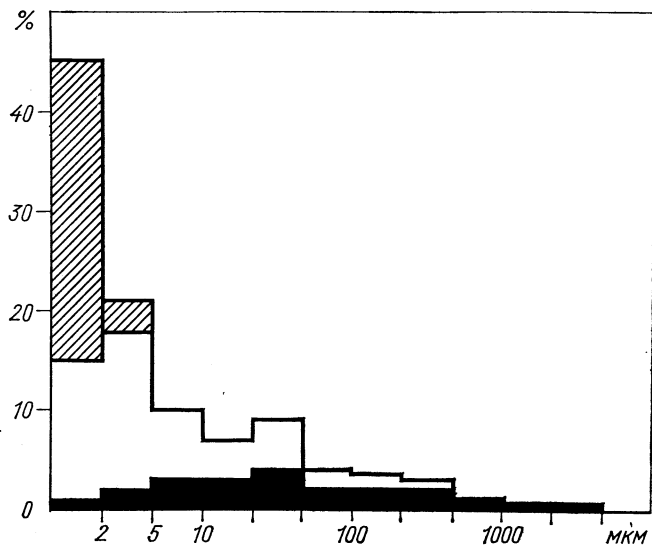


Рис. 1. Распределение пробегов гиперядер в реакции  $K^-$ -захвата в ядерной эмульсии.

Заштрихованы звезды с двойным центром; зачернены гиперядра, распадающиеся с образованием мезонов.

разования и распада. Приведенные в табл. 1 данные относятся за двумя исключениями [22, 23] только к гиперядрам с пробегом  $\geq 1$  мкм. Оценки, сделанные на основании закона сохранения странности, так же как экспериментальные результаты по захватам  $K^-$ -мезонов в ядерных эмульсиях [21] и в пропан-фреоновой пузырьковой камере [24], показывают, что в самом деле  $8 \pm 2\%$  захватов в легких ядрах (C, N, O) и  $58 \pm 15\%$  захватов в тяжелых ядрах (Ag, Br) приводят к образованию гиперядер.

Очень короткие пробеги у подавляющего большинства гиперядер указывают на их высокое массовое число. Дальнейшим экспериментальным подтверждением данного факта является большая доля гиперядер, испытывающих безмезонные распады. Это объясняется подавлением мезонных каналов распада тяжелых ядер вследствие принципа Паули.

Большую часть гиперядер следует рассматривать как продукты реакции скалывания тяжелых ядер [21, 25]. При этом  $\Lambda^0$ -гиперон, образовавшийся в прямом процессе, сначала удерживается

Таблица 1

## Частота образования гиперядер в ядерной эмульсии

Частица	Импульс, Мэв/с	Частота, %	Литература
$K^-$ -мезон	В покое	$6,5 \pm 0,2$	[21]
	500—300	$11,6 \pm 0,6$	[96]
	500	$10,0 \pm 1,0$	[97]
	800	$5,8 \pm 0,2$	[98, 99]
		$11,5 \pm 1,1$	[22]
	1 500	$4,0 \pm 0,1$	[100, 101, 102]
		$9,3 \pm 2,1$	[23]
	3 000	$2,9 \pm 0,1$	[103, 104]
	5 000	$2,2 \pm 0,1$	[103, 105]
	10 000	$1,19 \pm 0,06$	[106]
$\Sigma^-$ -гиперон	В покое	$3,05 \pm 0,19$	[107]
	3 000	$0,09 \pm 0,012$	[108, 109]
$\pi^-$ -мезон	4 500	$0,18 \pm 0,01$	[110, 111]
	17 000	$0,30 \pm 0,05$	[112]
	3 000	$0,096 \pm 0,01$	[108]
Протон	6 000	0,07	[108]
	25 000	$0,30 \pm 0,07$	[112]

потенциалом тяжелого ядра. Однако на стадии испарения гиперон может быть испущен или как свободная частица, или связанным в составе очень легкого гиперфрагмента. Эмиссии гиперфрагментов с большим зарядом, так же как эмиссии фрагментов с большим зарядом, препятствует кулоновский барьер. Незначительная доля наблюдаемых тяжелых гиперядер становится объяснимой также на том основании, что большая часть возникших через этот механизм гиперфрагментов не поддается наблюдению ввиду их малого пробега. Легкие гиперфрагменты в большинстве случаев ( $\sim 80\%$ ) образуются при захвате  $K^-$ -мезонов в легких ядрах [26].

В случае образования гиперядер высокоэнергетическими  $K^-$ -мезонами вероятность образования легких гиперядер падает. С другой стороны, ввиду большей имеющейся энергии остаточное ядро от процесса скалывания тяжелого ядра приобретает больший импульс. Вследствие этого доля наблюдаемых гиперядер, продуктов скалывания, увеличивается с ростом энергии падающей частицы (рис. 2). Однако даже при этом значительная часть гиперядер остается ниже границы экспериментального разрешения [22, 23].

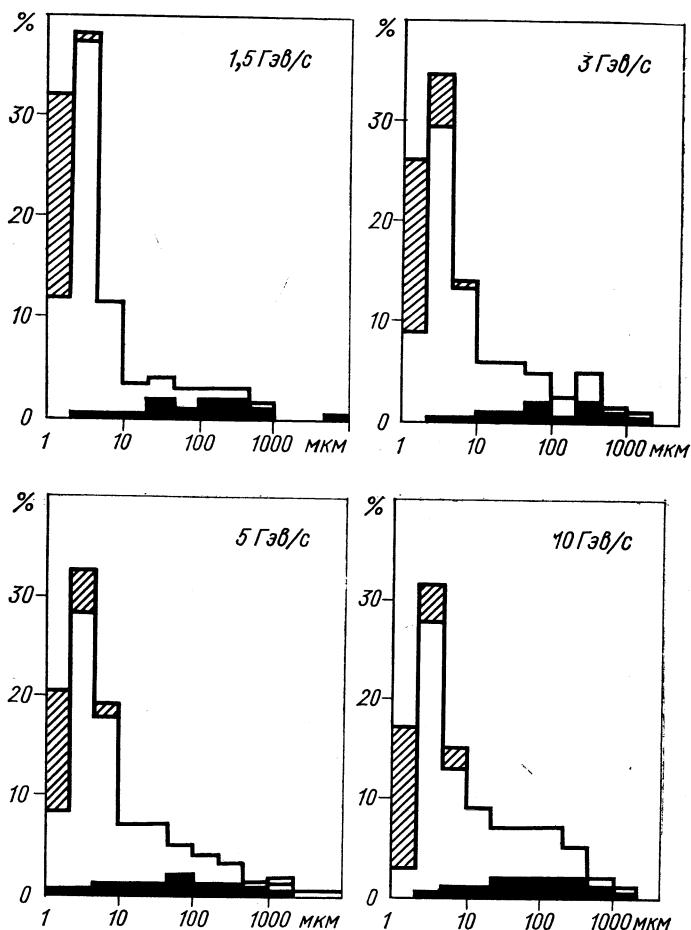


Рис. 2. Распределение пробегов гиперядер в  $\xi$  реакции высокоэнергетических  $K^-$ -мезонов с ядрами эмульсии [100, 103, 106].

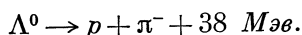
Заштрихованы звезды с двойным центром; зачернены гиперядра, распадающиеся с образованием мезонов.

### Идентификация гиперядер

Как правило, из-за очень коротких пробегов гиперядер в детекторах прямая их идентификация по параметрам трека невозможна. Достаточно точно измерить можно лишь длину пробега. Основной метод идентификации гиперядер состоит в анализе кинематики их распада. В отдельных случаях, в частности в пузырьковых камерах, идентификацию можно произво-

дить с помощью дополнительного привлечения или исключительно на основе анализа кинематики образования гиперядер.

Исследование гиперядер основывается на анализе распадов с испусканием заряженного  $\pi$ -мезона. При этом  $\Lambda^0$ -гиперон распадается по реакции



Малое количество высвобождающейся энергии и легкость идентификации  $\pi^-$ -мезонов позволяют во многих случаях произвести

Таблица 2

Энергия связи  $\Lambda^0$ -гиперона в однозначно идентифицированных гиперядрах

Гиперядро	$B_{\Lambda}$ , Мэв	$\Delta B_{\Lambda}$ , Мэв	Гиперядро	$B_{\Lambda}$ , Мэв	$\Delta B_{\Lambda}$ , Мэв
$\Lambda^3\text{H}$	0,06	0,06	$\Lambda^8\text{Li}$	6,80	0,05
$\Lambda^4\text{H}$	2,02	0,05	$\Lambda^8\text{Be}$	6,83	0,07
$\Lambda^4\text{He}$	2,31	0,03	$\Lambda^9\text{Li}$	8,25	0,13
$\Lambda^5\text{He}$	3,08	0,02	$\Lambda^9\text{Be}$	6,63	0,04
$\Lambda^6\text{He}$	4,28	0,15	$\Lambda^{10}\text{B}$	8,62	0,20
$\Lambda^7\text{He}$	5,38	0,18	$\Lambda^{11}\text{B}$	10,19	0,10
$\Lambda^7\text{Li}$	5,57	0,06	$\Lambda^{12}\text{B}$	11,10	0,11
$\Lambda^7\text{Be}$	5,09	0,12	$\Lambda^{13}\text{C}$	11,39	0,15
$\Lambda^8\text{He}$	6,40	0,60			

однозначную идентификацию событий, а также сделать оценку энергии связи  $\Lambda^0$ -гиперонов.

Идентифицированные к настоящему времени гиперядра и значения энергии связи указаны однозначно в табл. 2. Для идентификации гиперядер в ядерной эмульсии измеряются пробеги и углы продуктов распада, причем сначала можно идентифицировать только  $\pi^-$ -мезоны. Для всех остальных распадных частиц масса и заряд часто остаются известными лишь в некоторых пределах. С помощью вычислительных программ [27], основанных на общих для всех трековых приборов методах, для предполагаемых значений массы и заряда продуктов распада измеренные величины варьировались так, чтобы недостающий импульс достигал нуля, а  $\chi_2$ —минимального значения.

При этом  $\chi^2$  является суммой квадратов, отнесенных к ошибкам поправок к измеренным величинам, необходимых для удовлетворения закона сохранения импульса. Из подогнанных таким образом импульсов для каждой предполагаемой гипотезы о соста-

ве продуктов распада рассчитывается энергия связи соответствующих гиперядер. Далее следует рассмотреть распады с испусканием нейтрона или каких-либо ненаблюдаемых частиц отдачи. Тогда и недостающий импульс должен приписываться ненаблюдаемой частице. При этом рассчитанное значение энергии связи нельзя рассматривать как надежное из-за кинематической неопределенности. Для измерения энергии связи  $\Lambda^0$ -гиперонов в определенном гиперядре используются только такие события распада, которые удовлетворяют предписанным критериям «однозначной» идентификации. Такими критериями, например, являются [11] следующие: 1) суммарный импульс продуктов распада равен нулю с уровнем достоверности, большим 10% ( $\chi^2 \leq 6,3$ ); 2) ни одна из других гипотез о виде распада гиперядра не дает исчезающего результирующего импульса с уровнем достоверности, большим 1% ( $\chi^2 \leq 11,3$ ). С использованием этих жестких критериев отбора число однозначно идентифицированных гиперядер сильно ограничивается, но энергию связи для определенного вида гиперядер можно найти на основе почти чистой выборки. Энергия связи  $\Lambda^0$ -гиперонов в ядре

$$B_{\Lambda} = M(A-1Z) + M_{\Lambda} - M({}_{\Lambda}^AZ),$$

где  $M(A-1Z)$  — масса ядра-остова;  $M_{\Lambda}$  — масса  $\Lambda^0$ -гиперона;  $M({}_{\Lambda}^AZ)$  — масса гиперядра.

Энергетический баланс распада покоящегося гиперядра

$$M({}_{\Lambda}^AZ) = \sum_i M(A^iZ_i) + Q,$$

где  $M(A^iZ_i)$  — массы продуктов распада;  $Q = \sum_i E_i$  — суммарная кинетическая энергия продуктов распада. Следовательно,

$$B_{\Lambda} = M(A-1Z) + M_{\Lambda} - \sum_i M(A^iZ_i) - Q = Q_0 - Q,$$

где  $Q_0$  — характеристическая константа для каждого гиперядра и каждого вида распада, величина которой задается атомной массой [28], так же как и массой  $\Lambda^0$ -гиперона [29].

Точность определения энергии связи зависит от точности измерения энергии частиц распада, а также от точности значения массы  $\Lambda^0$ -гиперона. Другие входящие в выражение для  $Q_0$  параметры известны достаточно точно [28]. Проблема калибровки имеет решающее значение для точности, с которой можно определить энергию связи. Соотношение пробег — энергия [30], требующееся для получения энергии продуктов распада по измерениям их пробегов, известно недостаточно точно. Это будет вносить систематическую погрешность 1 — 2% для частиц со скоростью, большей 0,6  $c$  [13]. Кроме того, при вычислении  $B_{\Lambda}$



для каждой эмульсионной стопки оказалось существенным найти используемую величину массы  $\Lambda^0$ -гиперона из анализа выборки событий  $\Lambda^0$ -распадов. Таким образом можно скомпенсировать часть систематической погрешности. Оставшаяся погрешность имеет величину  $0,05 Mэв$ , т. е. ту же, что и статистическая для гиперядер с наибольшей статистикой.

На основании сравнения числа распадов однозначно идентифицированных гиперядер еще нельзя сделать надежные предсказания об относительных вероятностях распадов через разные каналы. Чтобы разделить неоднозначно интерпретированные гиперядра на основе величины их энергии связи по отдельным каналам распада, необходимо еще использовать статистический метод обработки.

Безмезонные распады относят обычно к индуцированному распаду вида  $\Lambda^0 + N \rightarrow n + N + \sim 175 Mэв$ . С увеличением выделяющейся энергии значительно возрастает роль распадов с эмиссией одного или большего числа нейтронов, что не позволяет произвести однозначную идентификацию этих гиперядер. Только в гелиевых пузырьковых камерах безмезонные распады можно идентифицировать на основе анализа реакции их рождения.

В ядерных эмульсиях также можно идентифицировать реакции образования гиперфрагментов, например  $K^- + {}^AZ \rightarrow \pi^- + p + {}^{A-1}_{Z-1}$  (в предположении, что  ${}^AZ$  — легкие ядра С, N, O).

Подобные методы обработки, в частности, используются и для тяжелых гиперядер, которые нельзя однозначно идентифицировать из их распадной кинематики [33, 34], или для доказательства резонансных состояний.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

#### Гиперядра с $S$ -оболочкой

${}^3_\Lambda N$ . Система трех тел, состоящая из протона, нейтрона и  $\Lambda^0$ -гиперона, называемая также гипертриконом, согласно современным теоретическим и экспериментальным представлениям, является легчайшим составным гиперядром. Его свойства поэтому особенно важны для исследования  $\Lambda^0$ -гиперон-нуклонных взаимодействий.

Идентификация  ${}^3_\Lambda N$  на основе мезонных распадов в ядерной эмульсии является однозначной для двухчастичных распадов  ${}^3_\Lambda N \rightarrow \pi^- + {}^3He$ , а также при определенных кинематических условиях (высокая энергия ядра отдачи) и для трехчастичных распадов  ${}^3_\Lambda N \rightarrow \pi^- + p + d$ . В первом случае ввиду характерного пробега  $\pi^-$ -мезона ( $2,6 \pm 0,1$  см) исключается возможность примеси. (Сходный по топологии распад  ${}^4_\Lambda N \rightarrow \pi^- + {}^4He$  дает  $\pi^-$ -мезон с пробегом ( $3,9 \pm 0,1$  см.) Во втором случае в допустимых пределах достоверности для  $\chi^2$  при кинематической под-

гонке возможна примесь распадов  $\Lambda^0\text{H}$ ,  $\Lambda^0\text{He}$  или  $\Lambda^0\text{He}$ . Выделение можно существенно улучшить, если для идентификации привлечь также значение энергии связи \*, величина которой для  $\Lambda^0\text{H}$  очень мала [31].

В случае четырехчастичных распадов  $\Lambda^0\text{H} \rightarrow \pi^- + p + p + n$  однозначная идентификация в ядерных эмульсиях вообще не возможна.

В гелиевых пузырьковых камерах возможна идентификация событий на основе двухвершинной кинематической подгонки,

Т а б л и ц а 3

 Энергия связи гиперядра  $\Lambda^0\text{H}$ 

$E_{\Lambda}$ (число событий), $M\text{эв}$		$E_{\Lambda}$ ( $\Lambda^0\text{H}$ ), $M\text{эв}$	Литература
Двухчастичный распад	Трехчастичный распад		
$0,25 \pm 0,31$ (26)	$-0,90 \pm 0,21$ (58)	$-0,07 \pm 0,27$	[36]
$0,13 \pm 0,15$ (26)	$0,33 \pm 0,21$ (6)	$0,20 \pm 0,12$	[10]
$0,05 \pm 0,08$ (86)	$-0,11 \pm 0,13$ (16)	$0,01 \pm 0,07$	[11]
$0,48 \pm 0,15$ (12)	$-0,06 \pm 0,19$ (10)	$0,24 \pm 0,12$	[12]

причем к различным мезонным распадам добавляется реакция образования гиперфрагмента  $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + p + \Lambda^0\text{H}$ . Единственным условием для этого является достаточно большая длина следа  $\Lambda^0\text{H}$  ( $\geq 1$  мм). Двухчастичные распады при этом лучше отделяются от фона, чем трехчастичные и четырехчастичные, так как последние легко могут симулироваться случайными совпадениями распадов свободных  $\Lambda^0$ -гиперонов с треками от первичных звезд. В табл. 3 приведены результаты многих экспериментов, полученные для энергии связи  $\Lambda^0$ -гиперона с дейтоном.

Время жизни  $\Lambda^0\text{H}$  должно, принимая во внимание очень слабую связь  $\Lambda^0$ -гиперона, мало отличаться от времени жизни свободного гиперона. Оценка влияния взаимодействия с нуклонами на время жизни гиперядра [37] показывает, что вероятность распада  $\Gamma(\Lambda^0\text{H})$  должна превышать не больше чем на 10% вероятность распада для  $\Lambda^0$ -гиперона  $\Gamma(\Lambda^0)$ . Экспериментальные значения  $\Gamma(\Lambda^0\text{H})$  показывают (табл. 4) значительные отклонения от ожидаемой величины ( $\tau_{\Lambda} = 2,51 \cdot 10^{-10}$  сек [29]), и кроме того, плохо согласуются между собой.

Сравнение экспериментов Кейеса и др. [36] и Блока и др. [14] указывает на существование систематической погрешности. Кейес и др. [36] считают возможным источником погрешностей наличие в трехчастичных распадах примеси случайных совпадений рас-

\* Этот метод естественно применим только в том случае, если отобранные таким образом события не будут использоваться для определения энергии связи.

падов свободных  $\Lambda^0$ -гиперонов с какими-либо треками. Эта погрешность больше влияет на распады на лету, чем на распады в покое с более длинными расстояниями пролета, так что в оценке времени жизни может появиться систематическая погрешность.

Т а б л и ц а 4

Время жизни гиперядра  ${}^3\Lambda\text{H}$ 

Методика	$\tau ({}^3\Lambda\text{H}), 10^{-10} \text{ сек}$		Литература
	Двухчастичный распад	Трехчастичный распад	
He — п. к.		$0,95^{+0,19}_{-0,15}$	[14]
He — п. к.	$2,64^{+0,84}_{-0,52}$		[36]
эм.		$2,85^{+1,27}_{-1,05}$	[38]
эм.		$1,28^{+0,35}_{-0,26}$	[39]

В ядерных эмульсиях в результате лучшего пространственного разрешения такие источники погрешности исключены. Основная трудность здесь состоит в отделении событий от фона других мезонных распадов легких гиперядер, которое для большинства событий можно выполнить только в статистическом смысле введением весов. С другой стороны, двухчастичные распады на лету при просмотре часто пропускаются, так как ядра отдачи могут лететь в направлении движения гиперядра, а треки пионов иметь минимальную ионизацию. В эксперименте Бома и др. [39] большая статистика позволяет ограничиться трехчастичными распадами. Найденная величина лежит существенно ниже предсказанной теоретически.

При сравнении этих данных с полученными в гелиевых пузырьковых камерах необходимо учитывать различное влияние сред. Как впервые было замечено Н. Н. Колесниковым и Р. В. Ведринским [40], ввиду очень слабой связи  $\Lambda^0$ -гиперона возможна диссоциация гиперядер на  $\Lambda^0$ -гиперон и дейтон вследствие кулоновского взаимодействия с ядрами среды. Точное исследование этих эффектов [41] привело к следующим результатам.

Наблюдаемая вероятность распадов дается в виде  $\Gamma = \gamma + \bar{\gamma}(T)$ , при этом  $\gamma$  — неизменная вероятность распада, вызванная слабым взаимодействием;  $\bar{\gamma}(T)$  — дополнительная вероятность распада, обусловленная кулоновской диссоциацией, которая зависит от времени торможения.

Предполагается, что  $T \ll 1/\Gamma$ . При заданном времени торможения или энергии испускания  $E_0$  величина  $\bar{\gamma}(T)$  выражается как

$$\bar{\gamma}(T) = \frac{1}{T} \int_0^{E_0} \frac{N\bar{\sigma}}{dE/dR} dE,$$

где  $dE/dR$  — потеря энергии гиперядра на 1 см;  $1/N\bar{\sigma}$  — средний свободный пробег для кулоновского взаимодействия, усреднен-

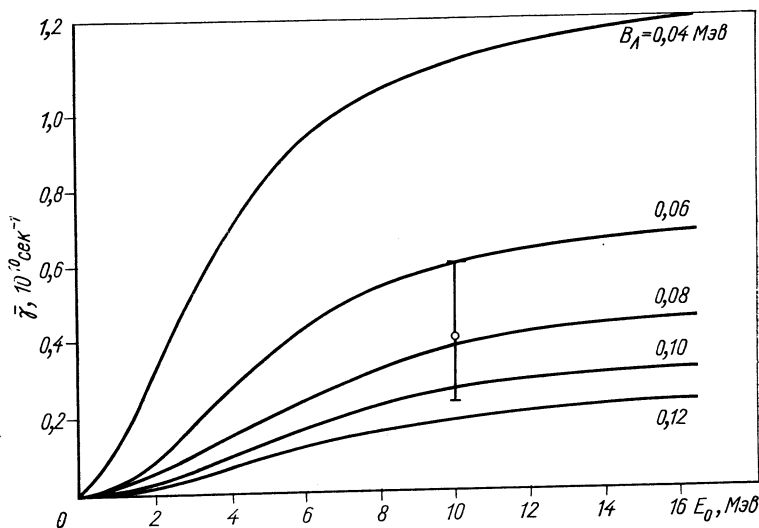


Рис. 3. Функция возбуждения процесса кулоновской дезинтеграции гиперядра  ${}^3\Lambda$  для различных значений  $B_\Lambda$ . Экспериментальное значение взято из работ [36, 39].

ный по различным ядрам эмульсии. Полное сечение для дезинтеграции, которая происходит вследствие кулоновского взаимодействия с ядром, несущим заряд  $Ze$ , определяется по аналогии с подобными расчетами для дейтона [42]:

$$\sigma = \frac{16Z^2e^4m_\Lambda}{3B_\Lambda E m_d} \exp(-\pi\eta B_\Lambda/E) \int_0^{E/(B_\Lambda-1)} x^{3/2}/(1+x)^4 \times \\ \times \exp(-\pi\eta B_\Lambda x/E) \ln(4E/B_\Lambda(1+x)) dx,$$

где  $E$  — кинетическая энергия гиперядра;  $m_\Lambda$  и  $m_d$  — массы  $\Lambda^0$ -гиперона и дейтона;  $\eta = Ze^2/v$  ( $\hbar = c = 1$ );  $v$  — скорость гиперядра. В случае  $\eta \rightarrow 0$  сечение оценивается в простом борновском приближении, которое, однако, недостаточно точно при малых скоростях. Представляет интерес зависимость эффекта от  $B_\Lambda$ , которая дана на рис. 3, где величина  $\bar{\gamma}$  — функция энергии

испускания гиперядра для различных заданных значений  $B_{\Delta}$ . Так как нижняя граница  $B_{\Delta}$  неизвестна, этим методом нельзя предсказать значение  $\bar{\gamma}$ . На основании множителя  $Z^2$  можно ожидать, что в ядерной эмульсии сечение кулоновской дезинтеграции в 100 раз больше, чем в гелии. Если теперь положить в основу наблюдаемую в экспериментах Кейеса и др. [36] и Бома и др. [39] разницу в вероятностях распада  $\Delta\gamma = (0,40^{+0,20}_{-0,17}) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ , то сравнение с величиной  $\bar{\gamma}$  (при средней энергии испускания  $E_0 = 10 \text{ Мэв}$ ) дает косвенную оценку энергии связи  $B_{\Delta} = (0,08^{+0,03}_{-0,02}) \text{ Мэв}$ , которая хорошо согласуется с прямыми измерениями этой величины.

Наряду с массой и временем жизни гипертритона важно знать его спин, так как эта величина дает сведения о том, устанавливается ли спин  $\Lambda^0$ -гиперона параллельно или антипараллельно спину дейтона-остова, другими словами, какое из состояний системы  $\Lambda^0$ -гиперон-нуклон — триплетное или синглетное — энергетически более предпочтительно. В первом случае следует ожидать спин  $3/2$ , во втором —  $1/2$  \*.

Определение спина  $\Lambda^3\text{H}$  основывается на следующих соображениях.

Двухчастичный распад  $\Lambda^3\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^3\text{He}$  требует образования связанного состояния протона от распада  $\Lambda^0$ -гиперона и ядра-остова. Вероятность того, что эти частицы образуют связанное состояние, сильно зависит от взаимной ориентации их спинов. Последняя же будет определяться спином гиперядра и распадными параметрами свободного  $\Lambda^0$ -гиперона.

Вероятность двухчастичных распадов гиперядра [43] можно записать в следующей форме:

$$\Gamma_2 = (P + 1) S F^2(q) 2q / (1 + \omega_q / m_r). \quad (1)$$

При этом  $q$ ,  $\omega_q$  — соответственно импульс и полная энергия пиона;  $m_r$  — масса ядра отдачи; множитель  $(P + 1)$  — следствие принципа Паули ( $P$  — число протонов в гиперядре);  $F(q)$  — пространственная часть вероятности перехода (интеграл перекрытия)

$$F(q) = \int \varphi_r^*(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A) \exp[i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{R})] \varphi_{\Delta}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A) d\tau,$$

где  $\varphi_r$  — волновая функция ядра отдачи;  $\varphi_{\Delta}$  — волновая функция гиперядра;  $\mathbf{r}_1$  — координаты  $\Lambda^0$ -гиперона в гиперядре или соответственно протона в ядре отдачи;  $\mathbf{R}$  — координаты центра массы ядра отдачи. Спиновый фактор  $S$  в выражении для вероятности

\* Можно заметить различие с тритоном  ${}^3\text{H}$ , для которого такой вывод невозможен вследствие действия принципа Паули.

перехода дается в виде

$$S = \frac{1}{2J+1} \sum |\langle \chi_r | s + p(\sigma_\Lambda \cdot \mathbf{q})/q_\Lambda | \chi_\Lambda \rangle|^2,$$

где  $J$  — спин гиперядра;  $\chi_r$  и  $\chi_\Lambda$  — спиновые функции ядра отдачи и гиперядра; суммирование производится по всем спиновым состояниям;  $s$  и  $p$  — амплитуды распада свободного  $\Lambda^0$ -гиперона для  $S$ - и  $P$ -волн;  $q_\Lambda$  — импульс пиона от свободного распада  $\Lambda^0$ -гиперона. Нормировка выбрана таким образом, что для свободного распада  $\Lambda^0$ -гиперона вероятность  $\Gamma_\Lambda$  задается в виде

$$\Gamma_\Lambda = (|s|^2 + |p|^2) 2q_\Lambda / (1 + \omega_\Lambda/m_p),$$

где  $\omega_\Lambda^2 = q_\Lambda^2 + m_\pi^2$ . Для обоих возможных значений спина,  $J = 1/2$  и  $3/2$ , спиновый фактор  $S$  находится как

$$S = \begin{cases} 3/4 |s|^2 + \frac{1}{12} |p|^2 (q/q_\Lambda)^2; & J = 1/2; \\ 1/3 |p|^2 (q/q_\Lambda)^2 & J = 3/2. \end{cases}$$

Экспериментально можно выяснить только долю двухчастичных распадов среди всех  $\pi$ -мезонных распадов, но не абсолютную их вероятность.

Полная вероятность  $\pi$ -мезонных распадов была дана Далитцем [44] в следующем приближенном виде:

$$\Gamma = [|s|^2 + |p|^2 (\bar{q}/q_\Lambda)^2 - S' \eta(\bar{q})] 2\bar{q} / (1 + \omega_q/m_\pi) + \Delta\Gamma_2. \quad (2)$$

При этом импульсное распределение  $\pi$ -мезонов было заменено его средним значением  $\bar{q} \approx q_\Lambda$  и суммирование по энергетически разрешенным конечным состояниям распространено на все конечные состояния, так что, используя условие полноты, можно избежать явного описания этих состояний. Третий член в квадратных скобках учитывает требования принципа Паули. Пространственная часть дается через обменный интеграл

$$\eta(q) = \int \varphi_\Lambda^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A) \exp[i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] \varphi_\Lambda(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A) d\tau,$$

в котором первая координата в функции  $\varphi_\Lambda$  опять относится к  $\Lambda^0$ -гиперону, а следующие — к протонам (функция  $\varphi_\Lambda$  предполагается антисимметричной относительно протонов и нейтронов).

### Спиновый фактор

$$S' = \frac{1}{2J+1} \text{Sp} \{ [s^* + p^*(\sigma_1 \cdot \mathbf{q})/q_\Lambda] P_{12} [s + p(\sigma_1 \cdot \mathbf{q})/q_\Lambda] \}.$$

При этом  $P_{12} = \frac{1}{2} [1 + (\sigma_1 \cdot \sigma_2)]$  является спиновым обменным оператором между  $\Lambda^0$ -гипероном и протоном, и шпур берется по спиновым состояниям гиперядер. Для обоих возможных

состояний спин  $\Lambda^3\text{H}$  находится после усреднения по направлению  $q$

$$S' = \begin{cases} -1/2 |s|^2 + 5/6 |p|^2 (\bar{q}/q_\Lambda)^2 & J = 1/2; \\ |s|^2 + 1/3 |p|^2 (\bar{q}/q_\Lambda)^2 & J = 3/2. \end{cases}$$

Наконец, еще следует принять во внимание, что при замене  $q$  на  $\bar{q}$  занижается вероятность двухчастичных распадов, заклю-

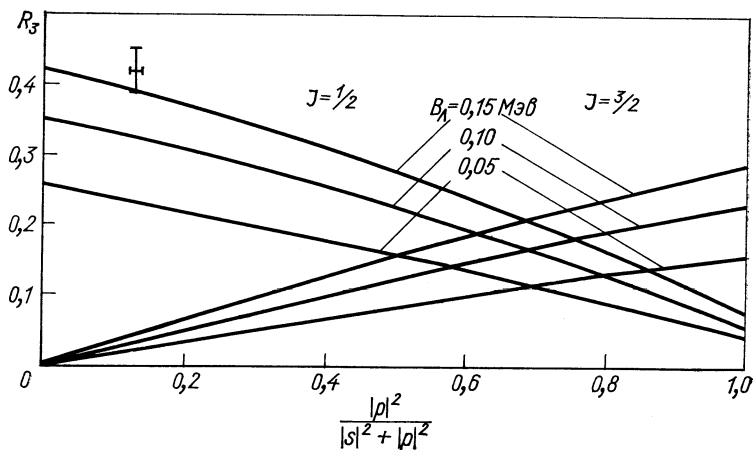


Рис. 4. Зависимость отношения вероятностей  $R_3$   $\pi^-$ -мезонных двухчастичных распадов ко всем  $\pi^-$ -мезонным распадам гиперядра  $\Lambda^3\text{H}$  от параметра распада  $\Lambda^0$ -гиперона  $|p|^2 / (|s|^2 + |p|^2)$  для двух значений спина  $\tau = 1/2$ ;  $3/2$  и различных значений  $B_\Lambda$ . Экспериментальное значение взято из работы [29] и табл. 5.

ченная в полной вероятности  $\Gamma$ . Это можно исправить с помощью добавки

$$\Delta\Gamma_2 = \Gamma_2(q) - \Gamma_2(\bar{q}).$$

Интегралы для  $F$  и  $\eta$  были сосчитаны Леоном [45] на основании 6-параметрической для  $\Lambda^3\text{H}$  и 1-параметрической для  ${}^3\text{He}$  экспоненциальных волновых функций. Волновая функция для  $\Lambda^3\text{H}$  выводится из вариационного правила Даунса и Далитца [46] для  $B_\Lambda = 0,25 \text{ Мэв}$ . Зависимость от  $B_\Lambda$  в первом приближении следует из нормализующего множителя при  $\varphi_\Lambda$ . Поэтому  $F^2$ , как и  $\eta$ , пропорциональны  $B_\Lambda^{1/2}$ . Отношение  $R_3$  двухчастичных распадов  $\Lambda^3\text{H}$  ко всем  $\pi^-$ -мезонным распадам в зависимости от величины  $|p|^2 / (|p|^2 + |s|^2)$  [29], сосчитанной для спинов  $1/2$  и  $3/2$  и различных заданных значений  $B_\Lambda$ , показано на рис. 4. Эксперимен-

тальные данные (табл. 5) достаточно убедительно указывают на сравнительно высокое значение отношения  $R_3$ . Отмеченное на рис. 4 среднее значение для  $R_3$  и значение  $|p|^2/(|p|^2 + |s|^2)$  позволяют установить, что для  ${}^3_1\text{H}$  приемлемо только значение спина 1/2.

Рассматривая измерения  $R_3$  как косвенный метод определения  $B_\Delta$ , можно получить значение  $B_\Delta \geq 0,15 \text{ Мэв}$ , т. е. несколько большее, чем при прямом измерении.

Другой независимый метод оценки  $B_\Delta$  состоит в сравнении импульса, передаваемого ядру отдачи в трехчастичном распаде, с предсказаниями импульсного приближения. В простейшем случае пространственная часть матричного элемента дается выражением

$$M(p_d) = \int \exp(-ip_d \cdot r) \Phi_{\Delta d}(r) d\tau,$$

где  $p_d$  — импульс ядра отдачи;  $\Phi_{\Delta d}$  — волновая функция относительного движения  $\Lambda^0$ -гиперона и дейтона в гиперядре.

Деформация дейтона, так же как следствия принципа Паули, и взаимодействие в конечном состоянии не учитывались. Если положить в основу определения  $\Phi_{\Delta d}$  асимптотическую форму волновой функции для больших  $r$ , то будет получено \*

$$M(p_d) = 1/(p_d^2 + 2\mu B_\Delta); \quad \mu = m_\Delta m_d / (m_\Delta + m_d).$$

Расчитанные на основе этого матричного элемента импульсные распределения представлены для различных значений  $B_\Delta$  на рис. 5. Для сравнения приведено экспериментальное распределение, взятое из работы [39]. Используемые в этой работе импульсные распределения не измерялись непосредственно ввиду очень малой длины треков ядер отдачи, а рассчитывались как векторная сумма импульсов протона и пиона. Выводы, сделанные на основе этого сравнения, к сожалению, не столь определены из-за того, что преобладающая часть событий ввиду малости пробегов ядер отдачи не может быть однозначно идентифицирована на основании баланса импульсов, а может быть выделена только в статистическом смысле с использованием значения энергии

Таблица 5

Частота  $R_3$  двухчастичного распада  ${}^3_1\text{H}$

Методика	$R_3$	Литература
эм.	$0,39^{+0,12}_{-0,07}$	[47]
He — п. к.	$0,39 \pm 0,07$	[14]
He — п. к.	$0,36^{+0,08}_{-0,06}$	[36]
эм.	$0,43 \pm 0,04$ $0,48 \pm 0,04$ *	[48]

\* Это значение получено с учетом распада  ${}^3_1\text{H} \rightarrow \pi^- p n$ .

\* В отличие от расчетов  $B_\Delta$  или  $R_3$  здесь главным образом влияют значения волновой функции для больших расстояний  $r$ .



связи. С помощью такого сравнения для  $B_\Lambda$  получается оценка 0,1—0,15 Мэв.

В заключение можно констатировать, что все результаты дают согласующуюся и объяснимую совокупность фактов, за исключением неудовлетворительной экспериментальной ситуации с оценками времени жизни этого гиперядра. Спин гипертритона равен

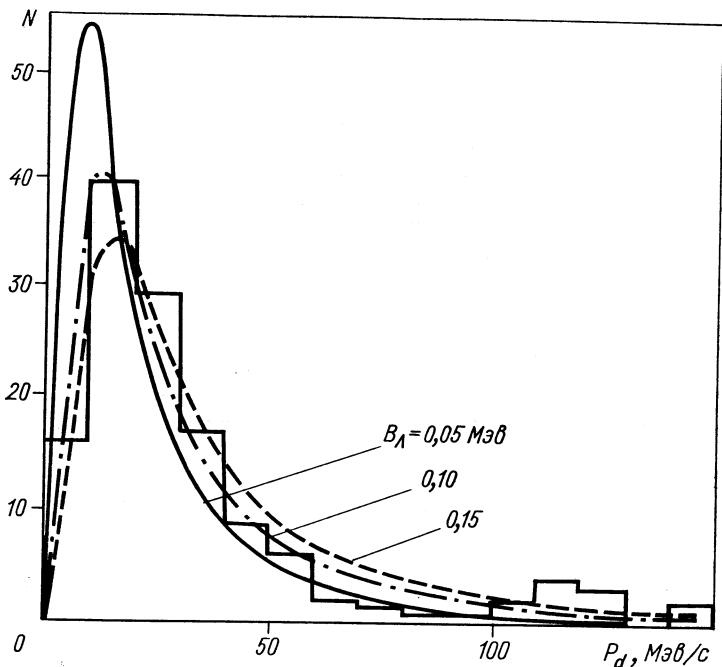


Рис. 5. Сравнение экспериментальных [39] и вычисленных в импульсном приближении импульсных спектров дейтронов от распада  $\Lambda^3\text{H} \rightarrow \pi^- + p + d$ .

1/2, а его изоспин, как у дейтона, — нулю. Малое значение энергии связи исключает существование изотриплета  $\Lambda^3\text{n}$ ,  $\Lambda^3\text{H}^{(1)}$ ,  $\Lambda^3\text{He}$  и гипердейтона  $\Lambda^2\text{H}$  в связанных состояниях [46].

$\Lambda^4\text{H} - \Lambda^4\text{He}$ . Гиперядра  $\Lambda^4\text{H}$  и  $\Lambda^4\text{He}$ , состоящие из  $\Lambda^0$ -гиперона (изосинглет) и соответственно  ${}^3\text{H}$  или  ${}^3\text{He}$ -остова, образуют наилегчайший связанный изоспиновый дублет. Поэтому их исследование особенно важно для понимания изоспиновой зависимости  $\Lambda^0$ -нуклонного взаимодействия. Для измерения энергии связи существенны следующие мезонные каналы распада:

$$\Lambda^4\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He}; \quad \Lambda^4\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^3\text{He};$$

$$\Lambda^4\text{H} \rightarrow \pi^- + p + {}^3\text{H}.$$

Соответствующий двухчастичному распаду  ${}^4\text{H}$  распад  ${}^4\text{He} \rightarrow \pi^0 + {}^4\text{He}$  наблюдался только в ядерной эмульсии, когда  $\pi^0$  при распаде образовывал пару Далитца [49]:  $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ .

В предположении зарядовой симметрии  $\Lambda^0$ -нуклонного взаимодействия для  ${}^4\text{H}$  следует ожидать большей величины энергии связи  $\Lambda^0$ -гиперона, потому что расстояния между гипероном и нуклонами в среднем меньше, чем для  ${}^4\text{He}$ . Наблюдаемая разность  $B_\Lambda({}^4\text{He}) - B_\Lambda({}^4\text{H}) = (0,28 \pm 0,07) \text{ Мэв}$  [11] (см. табл. 2) свидетельствует о нарушении зарядовой симметрии, что ввиду нейтральности  $\Lambda^0$ -гиперона является по меньшей мере неожиданным.

При обсуждении экспериментальных данных необходимо, однако, принять во внимание, что, во-первых, трехчастичные распады  ${}^4\text{H}$  и  ${}^4\text{He}$  надежно разделяются кинематически только в случае длинных следов ядер отдачи и, во-вторых, все-таки могут возникнуть систематические погрешности из-за неопределенности соотношения пробег — энергия для очень высокоэнергетических пионов от двухчастичного распада  ${}^4\text{H}$ . Обе погрешности должны проявить себя при сравнении величин  $B_\Lambda$  для двух- и многочастичных распадов  ${}^4\text{H}$ . В работе [11] было найдено, что  $B_\Lambda = (2,29 \pm 0,04) \text{ Мэв}$  и  $(2,08 \pm 0,06) \text{ Мэв}$  для двух- и многочастичных распадов соответственно. Из изучения распадов свободных  $\Lambda^0$ -гиперонов можно заключить, что полученная разность выходит за пределы систематической погрешности, обусловленной неточностью соотношения пробег — энергия [13]. Поэтому для сравнения с  ${}^4\text{He}$  можно использовать только многочастичные распады. Тогда остается еще только три возможных источника погрешностей:

1) перемешивание  ${}^4\text{H}$  и  ${}^4\text{He}$  при кинематической подгонке — это приводит к занижению  $B_\Lambda({}^4\text{He})$  и завышению  $B_\Lambda({}^4\text{H})$ , и наблюдаемый эффект только уменьшается. Помимо этого, возможная примесь, обусловленная критериями отбора в работе [11], меньше чем 1%;

2) загрязнение  ${}^4\text{He}$  гиперядрами  ${}^5\text{He}$  — тогда требуется, чтобы среди  ${}^4\text{He}$  оказалось около 30% примеси неправильно идентифицированных гиперядер  ${}^5\text{He}$ , что маловероятно;

3) систематическая погрешность при использовании соотношения пробег — энергия для ядер отдачи  ${}^3\text{H}$  и соответственно  ${}^3\text{He}$  — влияние этого фактора, однако, также ограничено, так как максимальная энергия отдачи в данном случае составляет только 10 Мэв, и для объяснения эффекта необходимо отклонение больше чем на 3%.

Проверка этих результатов в гелиевой пузырьковой камере, по предварительным данным, оказывается невозможной из-за больших неточностей [15].

Измерение времени жизни рассматриваемых гиперядер в ядерной эмульсии чрезвычайно затруднительно, ибо вследствие близ-

ких значений  $B_{\Lambda}$  для  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , а также  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  едва ли имеются свободные от загрязнений выборки для трехчастичных распадов, а в случае двухчастичного распада  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  приходится сталкиваться с сильными потерями при просмотре. Пузырьковые камеры имеют в этом случае несомненные достоинства. К сожалению, до сих пор было невозможно с их помощью измерить даже время жизни  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , так как следы дважды заряженных гиперядер слишком коротки. Результаты для  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  (табл. 6) согласуются между собой

Т а б л и ц а 6

Время жизни гиперядра  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 

Методика	$\tau ({}^4_{\Lambda}\text{H}), 10^{-10} \text{ сек}$		Литература
	Двухчастичные распады	Трехчастичные распады	
эм.	$1,8^{+2,5}_{-0,8}$	—	[50]
эм.	$1,2^{+0,6}_{-0,3}$	—	[51]
фреон — п. к.	$2,0^{+0,5}_{-0,4}$	—	[16]
эм.	—	$2,68^{+1,66}_{-1,07}$	[52]
He — п. к.	$1,5^{+0,6}_{-0,4}$	—	[15]

и дают усредненное значение  $\tau ({}^4_{\Lambda}\text{H}) = (1,60 \pm 0,30) \cdot 10^{-10} \text{ сек}$ . Расчеты в импульсном приближении [53] дают  $1,6 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$  (спин 0) или  $4,1 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$  (спин 1), так что хорошее согласие имеется в случае спина, равного нулю. Для времени жизни  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  имеется до сих пор только одно измерение в ядерной эмульсии с результатом  $\tau ({}^4_{\Lambda}\text{He}) = (2,28^{+2,33}_{-1,29}) \cdot 10^{-10} \text{ сек}$  [52]. Теоретические значения в этом случае равны  $2,5 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$  (спин 0) и  $4,3 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$  (спин 1); никакого выбора между гипотезами о спине здесь сделать нельзя.

Кроме того, для определения спина  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  имеется еще возможность изучения частоты двухчастичного распада по отношению ко всем прочим  $\pi$ -мезонным распадам. Зависимость этой частоты  $R_4$  от спина гиперядер, параметров распада  $\Lambda^0$ -гиперона и его энергии связи имеет, согласно импульсному приближению, тот же вид, что и для  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  [43]. Спиновые множители  $S$  и  $S'$  в формулах для вероятности двухчастичных распадов и соответственно для всех  $\pi$ -мезонных распадов [формулы (1) и (2)] таковы:

$$S = \begin{cases} |s|^2 \\ \frac{1}{3} |p|^2 (\bar{q}/q_{\Lambda})^2 \end{cases}, \quad S' = \begin{cases} -|s|^2 + |p|^2 (\bar{q}/q_{\Lambda})^2 & J = 0; \\ |s|^2 + \frac{1}{3} |p|^2 (\bar{q}/q_{\Lambda})^2 & J = 1. \end{cases}$$

Однако в этом случае условия более благоприятны, так как энергия связи по сравнению с  ${}^3\text{H}$  известна более точно. Зависимость  $R_4$  от  $|p|^2/(|s|^2 + |p|^2)$  дана на рис. 6. Экспериментальные величины для  $R_4$ , полученные в гелиевой пузырьковой камере

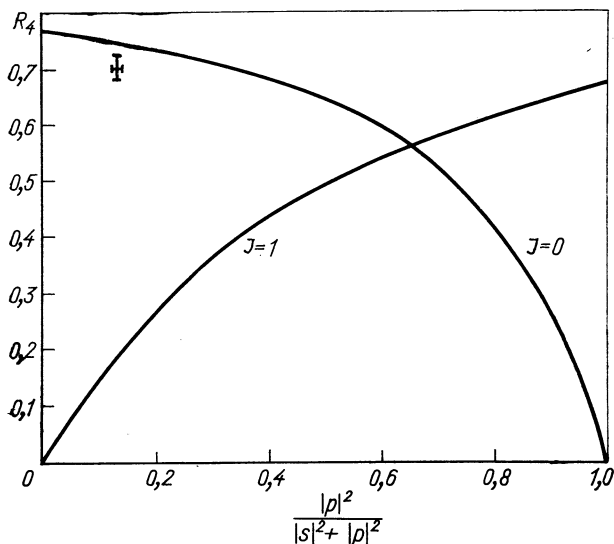


Рис. 6. Зависимость отношения вероятностей  $R_4$   $\pi$ -мезонных двухчастичных распадов ко всем  $\pi$ -мезонным распадам гиперядра  ${}^4\text{H}$  от параметра распада  $\Lambda^0$ -гиперона  $|p|^2/(|p|^2 + |s|^2)$ . Экспериментальное значение взято из работы [29] и табл. 6.

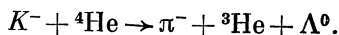
и в ядерной эмульсии (табл. 7), согласуются друг с другом и дают усредненную величину  $\bar{R}_4 = (0,703 \pm 0,017)\%$ . Известное значение  $|p|^2/(|s|^2 + |p|^2) = (0,126 \pm 0,06)\%$  [29] допускает только спин 0.

Т а б л и ц а 7

Частота  $R_4$  двухчастичного распада гиперядра  ${}^4\text{H}$

Методика	$R_4$	Литература
эм.	$0,67^{+0,06}_{-0,05}$	[54]
He — п. к.	$0,68^{+0,05}_{-0,04}$	[14]
He — п. к.	$0,71 \pm 0,10$	[15]
эм.	$0,71 \pm 0,02$	[48]

К сожалению, подобной однозначной ситуации в отношении спина  $\Delta^4\text{He}$  не существует, так как наблюдение  $\pi^0$ -мезонного двух-частичного распада при анализе продуктов распада в гелиевой пузырьковой камере затруднено из-за фона реакции со сходной топологией с незарегистрированным  $\Lambda^0$ -гипероном [15]:



Для  $\Delta^4\text{He}$  можно доказать, что рождение и распад гиперядра происходят преимущественно в одном и том же состоянии, так что определение  $B_\Delta$  в гелиевой пузырьковой камере возможно и в реакциях рождения, и при распаде. Полученные величины составляют  $(1,83 \pm 0,62)$  и  $(1,99 \pm 0,37)$   $Mэв$  соответственно [15]. Ожидаемая согласно теоретическим расчетам разность, т. е. энергия возбужденных состояний, лежала бы в пределах  $0,3 \div 1,5$   $Mэв$  [55, 56].

Наконец, в гелиевой пузырьковой камере комбинацией данных по рождению и распаду можно определить частоты распадов не только для  $\pi^-$ -мезонных, но также и для других каналов распада [14, 15]. В работе [15] обращается внимание на то, что эти данные получаются в результате многих предположений. В частности, в расчетах вероятностей  $\pi^0$ -мезонных распадов требуются предположения о равенстве нулю спина  $\Delta^4\text{He}$  и справедливости правила  $\Delta T = 1/2$ .

Сопоставление результатов для отношения  $Q^-$ -частот безмезонных распадов к  $\pi^-$ -мезонным, а также  $Q^+$  для  $\pi^+$ -мезонных к  $\pi^-$ -мезонным приводится в табл. 8. Последние строки таблицы соответствуют данным, полученным в ядерной эмульсии [57—59]. Главная трудность в таких экспериментах состоит в оценке пол-

Таблица 8

Отношения частот безмезонных к  $\pi^-$ -мезонным распадам  $Q^-$  и частот  $\pi^+$ -мезонных к  $\pi^-$ -мезонным распадам  $Q^+$  для  $\Delta^4\text{He}$

Методика	$Q^-$	$Q^+$	Литература
He — п. к.	$0,52 \pm 0,10$	0,03	[14]
He — п. к.	$0,70 \pm 0,19$	$0,07 \pm 0,04$	[15]
эм.	—	$0,027 \pm 0,011$	[57]
эм.	—	$0,09 \pm 0,03$	[58]
эм.	—	$0,054^{+0,015}_{-0,017}$	[59]
		$0,069^{+0,018}_{-0,017}$ *	

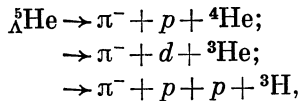
\* В это значение включены события, которые допускают также иную интерпретацию, чем  $\Delta^4\text{He}$ .

ной вероятности  $\pi^-$ -мезонных распадов, что требует разделения распадов  $\Delta^1\text{H}$  и  $\Delta^1\text{He}$  в кинематически неблагоприятных условиях.

В заключение этого раздела можно констатировать, что характеристики основного состояния  $\Delta^1\text{H}$  хорошо установлены, в то время как для  $\Delta^1\text{He}$  было бы желательно иметь свободное от предположений экспериментальное определение спина. Разность, в энергиях связи хотя и обеспечена статистически, но из-за своей теоретической важности также нуждается в убедительном независимом подтверждении.

$\Delta^1\text{He}$ . В ядерной эмульсии чаще всего наблюдается гиперядро  ${}^5_\Delta\text{He}$ , что облегчает его изучение, так как можно исключить загрязнения, пользуясь жесткими кинематическими критериями. Вследствие этого оно экспериментально исследовано лучше, чем любое другое гиперядро.

Для измерения энергии связи пригодны следующие каналы распада:



причем первый составляет гораздо большую часть из них.

Величина энергии связи (см. табл. 2) определяется в опытах с постоянно возрастающей статистикой, едва ли уже нуждающейся в улучшении, так как необходимо считаться с систематической погрешностью порядка  $\pm 0,05$  Мэв.

Время жизни  ${}^5_\Delta\text{He}$  было установлено в двух экспериментах с эмульсиями [52, 60]. Их результаты  $(2,51^{+1,90}_{-0,73}) \cdot 10^{-10}$  сек и соответственно  $(2,74^{+0,60}_{-0,50}) \cdot 10^{-10}$  сек находятся в согласии и оказываются близкими ко времени жизни свободного  $\Lambda^0$ -гиперона. Однако это является следствием компенсации двух эффектов: принципа Паули, который подавляет мезонные распады (из-за ограничения числа конечных состояний для возникающих при распаде нуклонов), и возрастания вероятности безмезонных распадов. В работе [61] было получено отношение вероятностей безмезонных и  $\pi^-$ -мезонных распадов  $Q^- = 1, 31 \pm 0,09$ . В табл. 9 даны относительные частоты найденных различных безмезонных каналов распада. Следует добавить, однако, что эти результаты можно получить только с использованием добавочной информации о безмезонных распадах  $\Delta^1\text{He}$ , так как разделение

Таблица 9

Парциальные частоты безмезонных распадов  ${}^5_\Delta\text{He}$  по отношению к частоте  $\pi^-$ -мезонных распадов  $\Gamma_{\pi^-}$  [61]

Распад	Парциальная частота/ $\Gamma_{\pi^-}$
${}^4\text{He } n$	$0,045 \pm 0,011$
${}^1\text{H}{}^3\text{H } n$	$0,279 \pm 0,033$
${}^2\text{H}{}^2\text{H } n$	$0,062 \pm 0,014$
${}^2\text{H}{}^3\text{H}$	$0,003 \pm 0,003$

безмезонных распадов  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  и  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  в ядерной эмульсии невозможно. Например, существенным предположением было использование найденной для  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  в гелиевой пузырьковой камере величины  $Q^-({}^4_{\Lambda}\text{He}) = 0,52 \pm 0,10$  [32]. Далее, основываясь на оценках, полученных при изучении вынужденных распадов  $\Lambda^0 + p, n \rightarrow n + p, n$  [32, 62, 63], было принято, что отношение  $\Gamma({}^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + n + n) / \Gamma({}^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + p + n) = 2$ . Однако

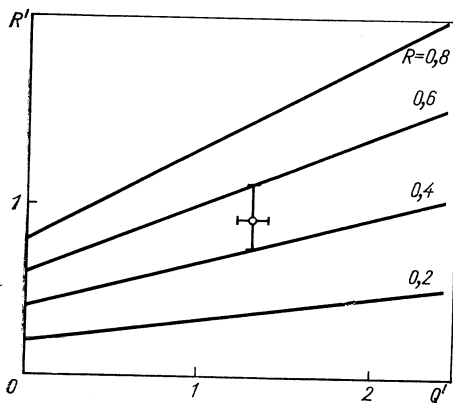


Рис. 7. Зависимость  $R' = \Gamma({}^5_{\Lambda}\text{He}) / \Gamma(\Lambda^0)$  от отношения вероятностей  $Q'$  безмезонных распадов к  $\pi^-$ -мезонным распадам  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  для различных значений  $R = \Gamma({}^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^4\text{He}) / \Gamma(\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p)$ .

для других механизмов безмезонных распадов  $\Lambda^0$ -гиперона сделанные предположения недействительны. Так, например, рассмотрим процесс непосредственного превращения связанного  $\Lambda^0$ -гиперона в нейтрон [64], процесс, который для свободного  $\Lambda^0$ -гиперона нарушил бы законы сохранения энергии и импульса. Инициирование распада отдельным нуклоном заменяется в этом случае когерентным инициированием ядра-остова. Эта модель дает возможность объяснить наблюдаемую частоту двухчастичного распада ( ${}^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + n$ ). В противном случае надо было бы предположить

аномально высокую вероятность образования связанного состояния для одного из возникающих в вышеупомянутом процессе нуклонов и ядра-остова.

С помощью величин  $Q^-$  и  $\tau$  для  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  можно получить экспериментально отношение

$$R = \Gamma({}^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^4\text{He}) / \Gamma(\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p).$$

При этом допустим, что доля  $\pi^0$ -мезонных распадов в случае связанного  $\Lambda^0$ , так же как и в случае свободного  $\Lambda^0$ -гиперона, подчиняется правилу  $\Delta T = 1/2$ . Тогда для полной ширины следует:

$$\Gamma({}^5_{\Lambda}\text{He}) = 1/\tau = R(1 + 2Q^-/3) \Gamma(\Lambda^0).$$

Отношение  $R' = \Gamma({}^5_{\Lambda}\text{He}) / \Gamma(\Lambda^0)$  как функция  $Q^-$  для различных значений  $R$  приведено на рис. 7. Из экспериментальных данных для  $Q'$  [61] и  $\tau$  [60] для  $R$  получается величина  $0,49 \pm 0,09$ . Теоретическое значение для  $R$  найдено как с использованием условия полноты, так и простой потенциальной модели [43, 65]. Из величин  $R = 0,34$  и соответственно  $R = 0,41$  в лучшем согла-

сии с экспериментом находится последняя. Это объясняется повышенным влиянием взаимодействия в конечном состоянии между протоном и  $\alpha$ -частицей, принимаемым во внимание только в последней модели.

Величину спина для  ${}^{\Lambda}\text{He}$  можно принять равной  $1/2$ , так как  $\Lambda^0$  связан с ядром-остовом, имеющим спин 0, в  $S$ -состоянии.

Большая статистика распадов типа  ${}^{\Lambda}\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^4\text{He}$ , наблюдаемых в ядерной эмульсии, позволяет провести тщательный анализ динамики распада, в частности взаимодействия в конечном состоянии между протоном и  $\alpha$ -частицей [65, 66, 67]. В наиболее детальных расчетах Гаевского и др. [66] были сделаны следующие предположения:

1)  $\Lambda - \alpha$ -взаимодействие описывается прямоугольной потенциальной ямой  $V_{\Lambda\alpha} = (-25 \text{ Мэв}; 2 \text{ ферми})$ , что дает энергию связи  $3,08 \text{ Мэв}$ . Используемая глубина потенциальной ямы при этом находится в соответствии с оценками, полученными на основе энергии связи тяжелых гиперядер (см. разд. 3.3);

2)  $p - \alpha$ -взаимодействие описывается прямоугольной потенциальной ямой со спин-орбитальной связью, которая правильно воспроизводит измеренные фазы рассеяния [28, 68, 69]. В частности, употреблялись:  $V_{s1/2}(r) = (\infty; 2 \text{ ферми})$  (твердая сердцевина);  $V_{p3/2}(r) = (-34,3 \text{ Мэв}; 2,51 \text{ ферми})$ ;  $V_{p1/2}(r) = (-14,5 \text{ Мэв}; 3,10 \text{ ферми})$ ;

3) в конечном состоянии пренебрегают взаимодействием пионов, а также кулоновским взаимодействием.

Сравнение вычисленных и измеренных распределений кинетической энергии  $\pi$ -мезонов, а также распределений для  $\cos \theta$ , где  $\theta$  — угол линии разлета  $p$  и  $\alpha$  в системе покоя этих частиц по отношению к направлению пионов, дано на рис. 8 и 9 [66]. Характер распределений определяется главным образом резонансным состоянием  ${}^5\text{Li} (3/2^-; 1,9 \text{ Мэв})$ . Тем самым на примере  ${}^{\Lambda}\text{He}$  проявилась очень четкая тенденция, характерная и для более тяжелых гиперядер: первичность  $\pi$ -мезонных распадов с образованием связанных или резонансных состояний нуклонов. Таким образом, изучение  ${}^{\Lambda}\text{He}$  поставляет не только информацию о  $\Lambda - \alpha$ - и  $\Lambda - N$ -взаимодействиях, но также и о  $p - \alpha$ -взаимодействии при низких энергиях.

$\Lambda^0 - N$ -взаимодействие в  $S$ -состоянии. Если считать, что главной целью гиперядерной физики является исследование низкоэнергетического  $\Lambda^0$ -нуклонного взаимодействия, то, очевидно, что для адекватного описания изолированного двухчастичного взаимодействия необходима обширная теоретическая и расчетная обработка большого количества экспериментальных данных по энергиям связи. Как и в ядерной физике, в гиперядерной физике отсутствие фундаментальной теории заставляет обращаться к феноменологическому описанию взаимодействия. Произвол,



присущий такому подходу, усиливается отсутствием спектроскопии гиперядер, т. е. возможности исследовать одинаковые системы в различных состояниях. Поэтому на данном этапе основой является лишь сопоставление  $\Lambda^0 - N$ -, а также  $\Sigma - N$ -взаимодействий с гораздо лучше известным  $N - N$ -взаимодействием.

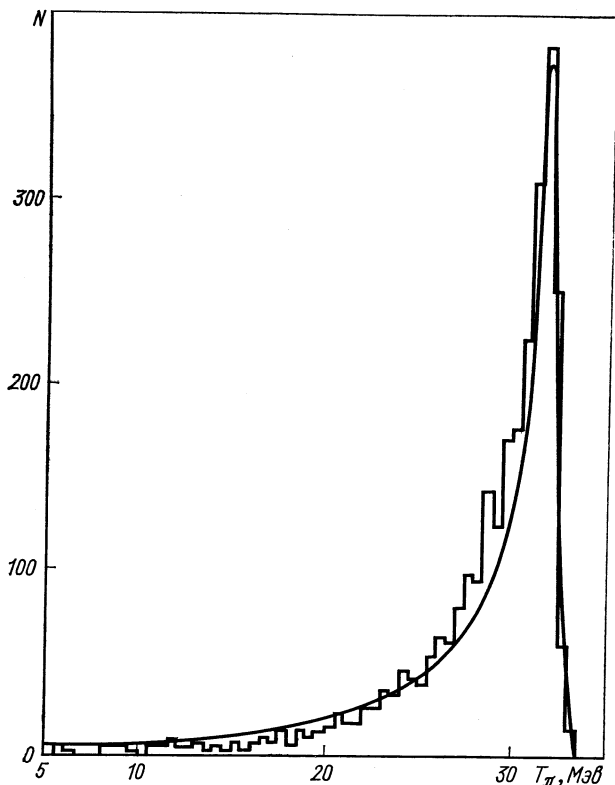


Рис. 8. Энергетический спектр  $\pi^-$ -мезонов от распада  $\Lambda^0\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^4\text{He}$ . Сплошная кривая — расчет в соответствии с моделью из работы [66].

Важнейшей особенностью  $\Lambda^0 - N$ -взаимодействия считается отсутствие однопионного обмена, обусловленное равенством нулю изоспина  $\Lambda^0$ -гиперона. Это приводит к использованию более короткодействующего, чем в случае  $N - N$ -взаимодействия, потенциала, соответствующего обмену более тяжелым изоскалярным бозоном (рис. 10, а). Также необходимо принять во внимание и диаграммы, изображенные на рис. 10, б [70, 71]. Двухпионный обмен (см. рис. 10, в) приводит к появлению трех-

частичных сил (см. рис. 10, *з*) [72]. Кроме того, он приводит к истолкованию  $\Lambda^0 - N$ -проблемы в терминах  $\Sigma - N$ -каналов,

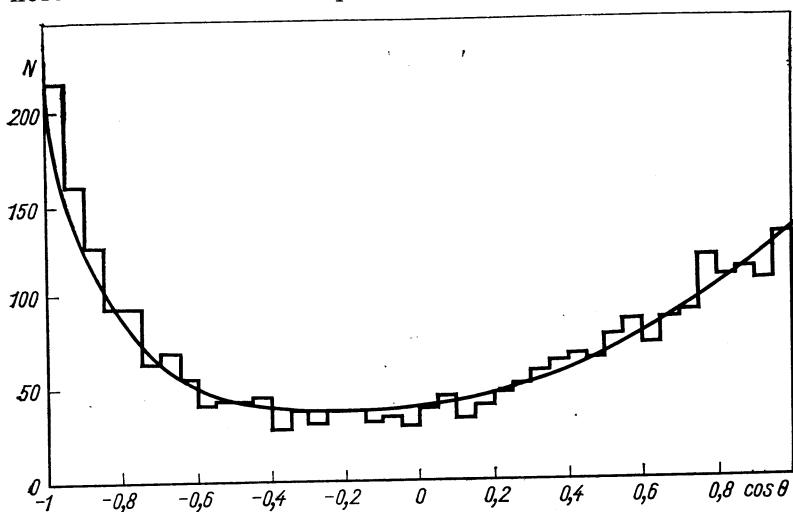


Рис. 9. Угловое распределение линии разлета протона и  $\alpha$ -частицы по отношению к направлению  $\pi^-$ -мезона в распаде  ${}^5\Lambda\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^4\text{He}$ . Сплошная кривая — расчет в соответствии с моделью из работы [66].

а следовательно, к использованию значительно более сложного эквивалентного  $\Lambda^0 - N$ -потенциала [73, 74]. Более подробное обсуждение этого вопроса можно найти в работе [75].

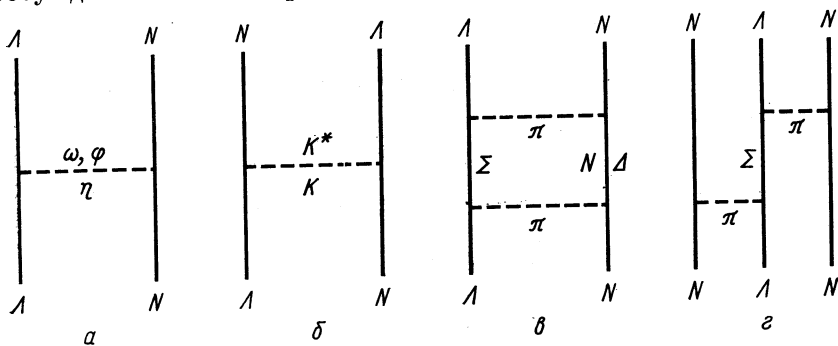


Рис. 10. Диаграммы  $\Lambda^0 - N$ -взаимодействия.

В рамках более феноменологического подхода был введен центральный, зависящий от спина двухчастичный потенциал, дальноедействие которого было приведено в соответствие с требованиями моделей двухпионного обмена [76] (параметр соударения  $b \approx 1,5$  ферми).

Подгонка потенциалов  $U_{0s}$  и  $U_{0t}$  синглетного и соответственно триплетного состояний  $\Lambda^0 - N$ -системы для получения энергии связи  ${}^3\Lambda\text{H}$  и  ${}^4\Lambda\text{He}$  дает разумную величину спиновой связи, проявляющуюся в следующем соотношении длин рассеяния:  $a_s : a_t = 4 : 1$ . Оба потенциала должны быть потенциалами притяжения. Однако для установленных таким образом параметров рассеяния

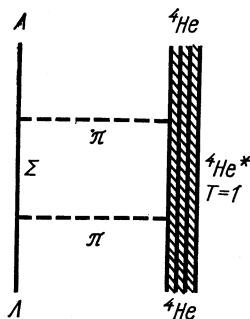


Рис. 11. Диаграмма  $\Lambda^0 - {}^4\text{He}$ -взаимодействия.

расчетная величина полного сечения  $\Lambda^0 - p$ -рассеяния оказывается систематически заниженной по сравнению с имеющимися данными по рассеянию [77]. Причина этого, по всей вероятности, лежит в особенностях  ${}^4\Lambda\text{He}$  [78]. Учитывая высокую симметрию  $\alpha$ -частиц, можно предположить, что  $\Lambda^0 - \alpha$ -взаимодействие в значительной степени отклоняется от учетверенного среднего значения спиновой части  $\Lambda^0 - N$ -взаимодействия. Скорее всего должно быть предположено сильное давление тензорных сил.

Далее заметим, что остов  ${}^4\text{He}$  при двухпионном обмене с  $\Lambda^0$ -гипероном (рис. 11) должен находиться в промежуточном состоянии с изоспином 1, высокая энергия возбуждения которого ( $\sim 20 \text{ Мэв}$ ) приводит к подавлению выбранного взаимодействия. Поэтому новое и детальное исследование Танга [80] основывается уже не на  ${}^5\Lambda\text{He}$ , а только на остальных гиперядрах с  $S$ -оболочкой  ${}^3\Lambda\text{H}$ ,  ${}^4\Lambda\text{H}$ ,  ${}^4\Lambda\text{He}$ . В его основу положен следующий вид  $\Lambda^0 - N$ -потенциала в синглетном и триплетном состояниях:

$$U_{s,t}(r) = \begin{cases} \infty & r < d_{\Lambda N}, \\ -U_{0,st} \exp[-\lambda(r - d_{\Lambda N})], & r \geq d_{\Lambda N}. \end{cases}$$

Спиновая зависимость заключена только в силе взаимодействия, а не в параметре дальнего действия  $\lambda$  и радиусе твердой сердцевины  $d_{\Lambda N}$ . Чтобы учесть разность  $B_\Lambda$  между  ${}^3\Lambda\text{H}$  и  ${}^4\Lambda\text{He}$ , необходимо добавить еще потенциал, зависящий от изоспина:

$$W(r_i) = -\tau_3^i \sigma_\Lambda \cdot \sigma_i W_0 \exp[-\lambda(r_{i\Lambda} - d_{\Lambda N})],$$

где  $\tau_3^i$  — третья компонента изоспина  $i$ -го нуклона.

Спиновая зависимость ( $\sigma_\Lambda \cdot \sigma_i$ ) основана на предположении, что изоспиновая зависимость осуществляется через смесь  $\Lambda^0$ - и  $\Sigma^0$ -состояний в рамках  $SU_3$ -симметрии. Радиальная зависимость выбрана такой же, как и выше. Для определения потенциалов  $U_{0s}$ ,  $U_{0t}$  и  $W_0$  при предположенных величинах  $d_{\Lambda N}$  и  $\lambda$ , соответствующих параметру соударения  $b$ , были использованы энергии связи (см. табл. 2) трех гиперядер. Результаты этих расчетов приведены в табл. 10. Потенциалы в обоих спиновых состояниях

Т а б л и ц а 10

Параметры феноменологических  $\Lambda^0 - N$ -потенциалов [80]

Параметры	A	B	C	D	E	F	G	H
$b$ , ферми	1,5	1,5	1,5	1,5	2,0	2,0	2,5	1,85
$d_{\Lambda N}$ , ферми	0	0,30	0,45	0,60	0,45	0,60	0,60	0,45
$\lambda$ , ферми	2,361	3,935	5,902	11,804	3,219	4,427	2,724	3,728
$U_{0t}$ , Мэв	130,8	560,2	1489,9	6843,3	425,1	898,9	338,2	573,4
$U_{0s}$ , Мэв	190,7	660,7	1631,3	7112,3	433,0	879,4	304,6	599,5
$W_0$ , Мэв	3,4	6,4	10,1	20,6	5,4	7,8	4,2	6,2
$a_t$ , ферми	-0,90	-1,04	-1,14	-1,23	-2,06	-2,47	-4,30	-1,75
$\tau_{0t}$ , ферми	3,09	2,94	2,76	2,62	3,22	2,97	3,37	3,08
$a_s$ , ферми	-1,63	-1,73	-1,77	-1,82	-1,77	-1,66	-1,83	-1,77
$r_{0s}$ , ферми	3,39	2,31	2,26	2,22	3,44	3,52	4,75	3,07

являются потенциалами притяжения. Однако, как это видно из отрицательных знаков длин рассеяния, они не допускают никаких связанных двухчастичных состояний. Как и ожидалось, после исключения  ${}^5\Lambda\text{He}$  спиновая зависимость существенно ослабла. Так, с возрастанием радиуса сердцевины  $a_s/a_t$  упало от 1,8 (потенциал A) до 1,5 (потенциал D). Увеличение параметра соударения  $b$  от 1,5 до 2 ферми приводит к тому, что сила взаимодействия в триплетном состоянии начинает даже преобладать над силой взаимодействия в синглетном состоянии. Величина спина гиперядер, однако, исключает подобную ситуацию. Замечательной чертой оказалось относительное постоянство длины рассеяния в синглетном состоянии, которое обусловлено главным образом величиной энергии связи  ${}^3\Lambda\text{H}$ . Для измерения  $B_\Lambda$  ( ${}^3\Lambda\text{H}$ ) в интервале  $0,06 \div 0,12$  Мэв длина рассеяния  $a_s$  не выходит за пределы интервала от  $-(1,75 \pm 0,1)$  до  $-(1,95 \pm 0,1)$  ферми, что свидетельствует скорее всего о ее независимости от вида выбранной модели.

Наконец, для нахождения радиальной зависимости силы взаимодействия были использованы экспериментальные величины полных сечений  $\Lambda^0 - p$ -рассеяния при низких энергиях [81, 82]. Сравнение вычисленных поперечных сечений для различных потенциалов A, ..., H с экспериментальными точками дано на рис. 12. Из этого рисунка можно сделать вывод о предпочтительности дальнедействующих потенциалов и слабой спиновой зависимости (наилучшее описание данных по рассеянию и энергиям связи дает потенциал H). К таким же выводам приводит и прямое использование данных по  $\Lambda^0 - p$ -рассеянию. Подгонка длин рассеяния  $a_{s,t}$  и эффективных радиусов  $r_{0s,t}$  с помощью формулы для полного эффективного сечения, взятой в виде

$$\sigma = \pi \left/ \left( a_s^{-1} + \frac{1}{2} r_{0s} k^2 \right)^2 \right. + 3\pi \left/ \left( a_t^{-1} + \frac{1}{2} r_{0t} k^2 \right)^2 \right.,$$

дает широкий диапазон погрешностей для каждого из четырех параметров (с соответствующими корреляциями между ними) [81, 82]. Однако использование дополнительного условия  $r_{0s} = r_{0t}$  приводит к большему радиусу и к отношению  $a_s/a_t \approx 1$ .

Тем не менее окончательное заключение о характере спиновой зависимости и дальности действия  $\Lambda^0 - N$ -взаимодействия нельзя

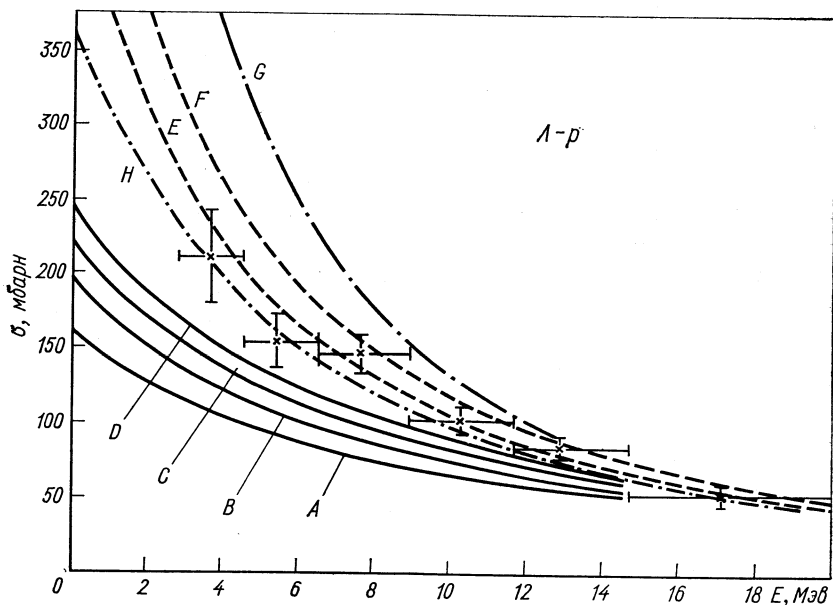


Рис. 12. Теоретическая и экспериментальная зависимость полного сечения  $\Lambda^0 - p$ -рассеяния от энергии. Различные кривые соответствуют потенциалам А, . . . , Н, взятым из работы [80] (см. также табл. 10).

сделать, так как в описанных выше расчетах не были приняты во внимание другие возможные альтернативы. Так, необходимо проверить предположение об одинаковом дальности действия взаимодействия в синглетном и триплетном состояниях. В этой связи заслуживают внимания вычисленные в рамках полевой модели результаты Фаста и др. [83] о параметрах  $\Lambda^0 - p$ - и  $\Sigma - p$ -рассеяния. Используя эмпирические значения радиусов твердой сердцевины, различные для разных спиновых состояний, а также имеющиеся данные по  $N - N$ -взаимодействию и соотношения  $SU_3$ -симметрии, авторы вычислили константы связи, которые позволили правильно описать данные по рассеянию. При этом четко проявились отрицательные корреляции между  $a_s$  и  $a_t$ , которые, например для интервала изменения  $a_s = -1,7 \div -2,0$  ферми, приводят к изменению  $a_t$  в интервале  $-1,4 \div -1,1$  ферми.

К значительным изменениям характера взаимодействия приводит также учет трехчастичных сил. Так, Танг [80] показал, что включение трехчастичного потенциала притяжения вида

$$U_{ij\Lambda} = -\frac{1}{3} W_3 (\sigma_i \cdot \sigma_j) (\tau_i \cdot \tau_j) [\exp(\mu r_{i\Lambda}) / \mu r_{i\Lambda}] [\exp(-\mu r_{j\Lambda}) / \mu r_{j\Lambda}]$$

с  $\mu^{-1} = 1,4$  ферми (комптоновская длина волны пионов) и  $W_3 = = 6 \div 8$  Мэв удовлетворительно описывает все экспериментальные данные с сильно зависящим от спина потенциалом  $C$  (см. табл. 10).

Решение всех затронутых здесь вопросов следует отложить до получения дальнейших спектроскопических данных, в частности, данных о состояниях  ${}^4\Lambda\text{H}$ ,  ${}^4\Lambda\text{He}$  с  $J = 1$ , резонансном состоянии  $\Lambda^0 - d$ -системы с  $J = 3/2$  и, наконец, возможных резонансах в  $\Lambda^0 - N$ -системе\*.

### Гиперядра с $P$ -оболочкой

У гиперядер с массовым числом  $A > 5$   $S$ -оболочка заполнена, и добавочные нуклоны оказываются на  $P$ -оболочке, причем во всех к настоящему моменту идентифицированных случаях на  $P_{3/2}$ -оболочке. За исключением  ${}^8\Lambda\text{Li}$ , экспериментальная информация о гиперядрах с  $P$ -оболочкой не может сравниться с гораздо более полной информацией о гиперядрах с  $S$ -оболочкой. В основном она включает более или менее тщательно определенные энергии связи  $\Lambda^0$ -гиперонов. Наблюдение этих гиперядер, которое вследствие их коротких пробегов возможно исключительно только в ядерной эмульсии, затруднено прежде всего из-за того, что в значительной доле распадных каналов невозможен однозначный кинематический анализ. Это относится не только к безмезонным каналам распада, доля которых с увеличением массового числа всегда растет. Как правило, однозначно не идентифицируются и  $\pi$ -мезонные двухчастичные распады, а также распады типа  ${}^A_Z \rightarrow \pi^- + p + {}^{A-1}Z$  ввиду малой длины пробега ядра отдачи. Кроме того, ядро отдачи может оказаться в возбужденном состоянии, что при кинематическом анализе приводит к завышению энергии связи  $\Lambda^0$ -гиперона.

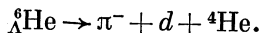
Идентифицированные к настоящему времени гиперядра представлены в табл. 2. Вследствие указанных выше причин в области больших массовых чисел все еще однозначно не идентифицированы многие, ожидаемые стабильными, гиперядра. Это, например,  ${}^{10}\Lambda\text{Li}$ ,  ${}^{10}\Lambda\text{Be}$ ,  ${}^{10}\Lambda\text{C}$ ,  ${}^{11}\Lambda\text{Be}$ ,  ${}^{11}\Lambda\text{C}$ ,  ${}^{12}\Lambda\text{C}$ . С другой стороны, идентифицированы некоторые «экзотические» гиперядра, ядра-остовы которых нестабильны:  ${}^6\Lambda\text{He}$ ,  ${}^7\Lambda\text{Be}$ ,  ${}^9\Lambda\text{Be}$ ,  ${}^{10}\Lambda\text{B}$  (см. табл. 2).

\* Подробное обсуждение предполагаемых резонансов с  $A = 2$  можно найти в работе [84].

Спорно существование  ${}^6\text{Li}$ . К настоящему моменту сообщено о наблюдении одного случая распада  ${}^6\text{Li} \rightarrow \pi^- + p + p + {}^4\text{He}$  [85]. Однако интерпретация события сомнительна [86]. К тому же для изодублета  ${}^6\text{He} - {}^6\text{Li}$  должна существовать сильная изоспиновая зависимость  $\Lambda^0 - N$ -взаимодействия, так как в противном случае  ${}^6\text{Li}$  был бы нестабилен по отношению к распаду  ${}^6\text{Li} \rightarrow p + {}^5\text{He}$ . Производились также систематические, но безуспешные поиски гиперядер  ${}^5\text{H}$ ,  ${}^6\text{H}$  [87].

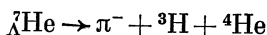
Далее для каждого гиперядра рассмотрим особенности их экспериментального изучения.

${}^6\text{He}$ . Для определения энергии связи используется распад



Фоном для него является прежде всего кинематически очень похожий распад  ${}^4\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^3\text{He}$ , отделение которого возможно только при достаточно больших пробегах ядер гелия.

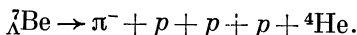
${}^7\text{He}$ . Однозначно идентифицируется только распад



и четырехчастичные распады. Распадный канал  ${}^7\text{He} \rightarrow \pi^- + p + {}^6\text{He}$  вследствие сильной примеси соответствующих распадов  ${}^6\text{He}$  однозначно не выделяется.

${}^7\text{Li}$ . В основном для изучения пригоден канал  ${}^7\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ ; распад  ${}^7\text{Li} \rightarrow \pi^- + p + {}^6\text{Li}$  отделяется от распадов такого же типа других гиперядер только статистически. Кроме того, однозначная идентификация возможна также для некоторой доли четырехчастичных распадов  ${}^7\text{Li} \rightarrow \pi^- + p + d + {}^4\text{He}$ .

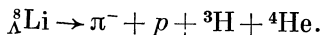
${}^7\text{Be}$ . Единственным однозначно определяемым распадом является распад



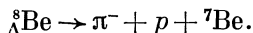
Примесь от распадов других гиперядер маловероятна.

${}^8\text{He}$ . Несколько распадов типа  ${}^8\text{He} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Li}$  с последующими характерными распадами  ${}^8\text{Li} \rightarrow \beta^- + {}^8\text{Be}^*$  и  ${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$  однозначно идентифицируют гиперядро  ${}^8\text{He}$  [88] на основе обстоятельного анализа кинематики образования и распада.

${}^8\text{Li}$ . Наиболее пригоден для изучения распад  ${}^8\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ , который за счет большой высвобождаемой энергии практически свободен от примесей. Наряду с этим для определения энергии связи используется также достаточно редкий четырехчастичный распад

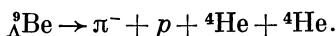


${}^8_{\Delta}\text{Be}$ . Однозначно определяются двухчастичный распад  ${}^8_{\Delta}\text{Be} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{B}$  с молоткообразным следом ядра отдачи ( ${}^8\text{B} \rightarrow \beta^+ + {}^8\text{Be}^*$ ;  ${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ ), некоторая доля четырехчастичных распадов  ${}^8_{\Delta}\text{Be} \rightarrow \pi^- + p + {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ , а также очень незначительная часть трехчастичных распадов

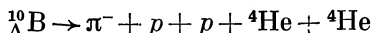


${}^9_{\Delta}\text{Li}$ . Распад  ${}^9_{\Delta}\text{Li} \rightarrow \pi^- + p + {}^8\text{Li}$  (молоткообразный след) был однозначно идентифицирован. Однако нельзя исключить примесь от соответствующего распада гиперядра  ${}^9\text{B} \rightarrow \pi^- + p + {}^8\text{B}$  (молоткообразный след), существование которого до сих пор определено не доказано (в исключительных случаях ограничения на заряд гиперфрагментов, обусловленные числом следов в родительской звезде, могут облегчить идентификацию). Наиболее часто наблюдаемый распад  ${}^9_{\Delta}\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He} + {}^4\text{He} + n$  непригоден для определения  $B_{\Delta}$  из-за слишком большой кинематической неопределенности.

${}^9_{\Delta}\text{Be}$ . Значительная доля изученных распадов — это распады типа  ${}^9_{\Delta}\text{Be} \rightarrow \pi^- + {}^9\text{V}_{\text{осн. сост}}$  с последующим распадом  ${}^9\text{V}_{\text{осн. сост}} \rightarrow p + {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ , идентифицируемые в ядерной эмульсии по наличию двух-трех коротких следов отдачи и характерной длины пробега  $\pi$ -мезона. Так же однозначно определяется часть четырехчастичных распадов

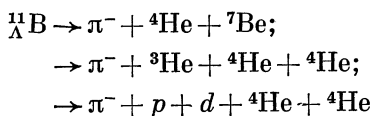


${}^{10}_{\Delta}\text{B}$ . Шесть случаев пятичастичного распада



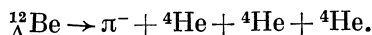
было найдено в работе [33].

${}^{11}_{\Delta}\text{B}$ . Кроме распадов типа

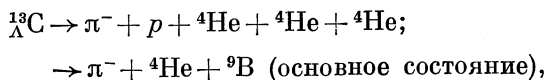


изучаются также двухчастичные распады  ${}^{11}_{\Delta}\text{B} \rightarrow \pi^- + {}^{11}\text{C}$ , для идентификации которых привлекается анализ родительской звезды (в реакции  $\text{K}^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + p + {}^{11}_{\Delta}\text{B}$ ) (см. разд. 4.3).

${}^{12}_{\Delta}\text{B}$ . Исследуется только распад

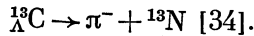


${}^{13}_{\Delta}\text{C}$ . Для идентификации этого гиперядра применяются распады





а также двухчастичный распад



Как и в случае  ${}^A_{13}\text{B}$  для идентификации привлекается анализ родительской звезды (см. разд. 4.3).

Несмотря на большее число идентифицированных гиперядер с  $P$ -оболочкой, добытая с их помощью информация о  $\Lambda^0 - N$ -взаимодействии незначительна по сравнению с информацией, полученной при изучении гиперядер с  $S$ -оболочкой. Анализ экспериментальных данных в настоящее время основан преимущественно на двух предположениях: 1) считается, что волновая функция  $\Lambda^0$ -гиперона одинакова для всех гиперядер (это предположение необходимо для того, чтобы стало возможным сопоставление энергий связи), и 2) волновая функция ядра-остова берется из оболочечной модели с промежуточной связью [89]. Если ограничить центральными силами со спиновой зависимостью, энергию связи можно параметризовать следующим образом:

$$B_{\Lambda} = C + N_p \bar{V} + \alpha \Delta.$$

Здесь  $C$  — энергия взаимодействия  $\Lambda^0$ -гиперона с нуклонами  $S$ -оболочки (по существу энергия связи  ${}^A_{13}\text{He}$ );  $N_p$  — число нуклонов в  $P$ -оболочке;  $\bar{V}$  — усредненная энергия взаимодействия  $\Lambda^0$ -гиперона с одним нуклоном  $P$ -оболочки;  $\Delta$  — разность энергий взаимодействия в синглетном и триплетном состояниях. Коэффициент  $\alpha$  определяется используемой волновой функцией оболочечной модели как математическое ожидание для величины

$$1/4 \sum_{i=1}^{N_p} \sigma_{\Lambda} \cdot \sigma_i.$$

Эта формула дает согласие с экспериментальными значениями для гиперядер, остовы которых имеют спин 0 ( ${}^A_{13}\text{He}$ ,  ${}^A_{13}\text{Be}$ ,  ${}^A_{13}\text{C}$ ) при  $\bar{V} = (0,89 \pm 0,01) \text{ Мэв}$  [11]. Однако определение величин  $\Delta$  по разности энергий связи различных пар гиперядер приводит к несогласующимся между собой значениям, которые систематически растут с увеличением массовых чисел (табл. 11). Кроме того, они очень велики по сравнению с  $\bar{V}$ , если принять во внимание соответствующие соотношения для  $S$ -оболочки.

Привлечение более сложных сил взаимодействия (тензорных, спин-орбитальных, трехчастичных) позволяет в принципе описать все известные энергии связи гиперядер с  $P$ -оболочкой [90, 91]. Однако из-за отсутствия спектроскопических данных никакой экспериментальной проверки делаемых при этом различных предположений провести невозможно.

Определение вероятности безмезонных распадов гиперядер с  $P$ -оболочкой практически невозможно, так как идентификация безмезонных распадов в ядерной эмульсии проводится только

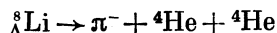
Таблица 11

 Оценки для  $\Delta$  в случае промежуточной связи

Разность $B_{\Delta}$ , Мэв	$\Delta$ , Мэв
$B_{\Delta}({}^7_{\Lambda}\text{Li}) - B_{\Delta}({}^7_{\Lambda}\text{Be}) = 0,98 = 0,54 \pm 0,20$	$0,55 \pm 0,20$
$B_{\Delta}({}^8_{\Lambda}\text{Li}) - B_{\Delta}({}^8_{\Lambda}\text{Be}) = 0,59 - \bar{V} = 1,11 \pm 0,08$	$1,88 \pm 0,14$
$B_{\Delta}({}^9_{\Lambda}\text{Li}) - B_{\Delta}({}^9_{\Lambda}\text{Be}) = 0,69 = 1,61 \pm 0,20$	$2,33 \pm 0,23$
$B_{\Delta}({}^{12}_{\Lambda}\text{B}) - B_{\Delta}({}^{13}_{\Lambda}\text{C}) = 0,28 - \bar{V} = 0,44 \pm 0,52$	$4,75 \pm 1,86$

в исключительных случаях. Поэтому Чаудхари и др. [92] прибегли к статистическому методу. Они использовали зависимость пробеговых распределений гиперфрагментов, образованных при захвате  $K^-$ -мезонов, от их зарядов. По эмпирическим пробеговым распределениям гиперядер с различными зарядами, распадающихся с образованием  $\pi^-$ -мезонов, было восстановлено пробеговое распределение неидентифицированных гиперядер, распадающихся безмезонным образом, с тем чтобы получить сведения о зарядовом распределении последних. В результате найдены значения  $Q^- = (1,01 \pm 1,12)$ ;  $(2,55 \pm 0,66)$  и  $(5,6 \pm 1,4)$  для зарядов  $Z = 2$ ; 3 и  $\geq 3$  соответственно.

Тщательное исследование динамики распада гиперядра с попыткой определить спин удалось провести до сих пор только для  ${}^8_{\Lambda}\text{Li}$  [93]. Распределение относительной суммарной кинетической энергии обеих  $\alpha$ -частиц в распаде



представлено на рис. 13. Видно, что преобладает распад гиперядра через промежуточное состояние ядра  ${}^8\text{Be}$  без заметной примеси фона. В работе были получены следующие экспериментальные соотношения:

$$R = \frac{{}^8_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Be}^*(2^+; 2,9 \text{ Мэв})}{{}^8_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Be} \text{ (основное состояние)}} = 5,8 \pm 1,1; -0,8$$

$$R' = \frac{{}^8_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Be}^*(2^+; \sim 17 \text{ Мэв})}{{}^8_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Be}^*(2^+; 2,9 \text{ Мэв})} = 0,66 \pm 0,02;$$

$$R'' = \frac{{}^8_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Be} \text{ (основное состояние)} + {}^8_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^8\text{Be}^*(2^+; 2,9 \text{ Мэв})}{\text{все } \pi^- \text{-мезонные виды распада } {}^8_{\Lambda}\text{Li}} =$$

$$= (0,40 \pm 0,02) \div (0,53 \pm 0,03).$$

Теоретические значения этих отношений были найдены Далитцем [95] с использованием волновой функции для  ${}^8\text{Li}$ , взятой в виде произведения волновой функции  $\Lambda^0$ -гиперона и оболочечной волновой функции для ядра-остова. Во внимание были приняты основное ( $\frac{3^-}{2}$ ) и первое возбужденное состояния ( $\frac{1^-}{2}; 0,5 \text{ Мэв}$ )

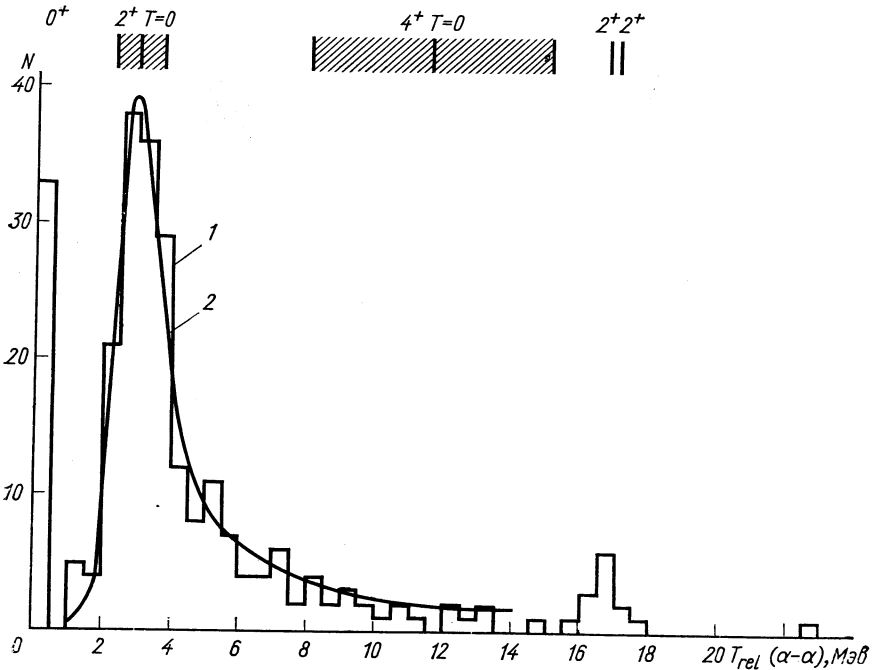


Рис. 13. Распределение относительной кинетической энергии  $T_{rel}$   $\alpha$ -частиц в их системе центра инерции для распада  ${}^8\text{Li} \rightarrow \pi^- + \alpha + \alpha$ ;

1 — из работы [93]; 2 — распределение Вигнера — Айзенбуда [94]. В верхней части рисунка отмечены состояния  ${}^8\text{Be}$ .

остова  ${}^7\text{Li}$ , а также возможное смешивание состояний. Предполагались следующие значения спина  ${}^8\text{Li}$ :  $0^-$ ,  $1^-$  и  $2^-$ . Вычисленные величины  $R$ ,  $R'$  и  $R''$  приведены в табл. 12\*. Сравнение вычисленных и измеренных величин дает для  ${}^8\text{Li}$   $J^P = 1^-$ . До настоящего времени это единственное надежное определение спина для гиперядра с  $P$ -оболочкой.

Дополнительное свидетельство в пользу полученного значения спина  ${}^8\text{Li}$  дает сравнение измеренного и расчетных угловых распределений линии разлета двух  $\alpha$ -частиц (по отношению

\* Необходимая для вычисления  $R''$  полная вероятность  $\pi^-$ -мезонных распадов была получена из условия полноты (см. также разд. 3.1).

к направлению  $\pi^-$ -мезона) для распада (рис. 14), идущего через промежуточное состояние  ${}^8\text{Be}^*$  ( $2^+$ ;  $2,9 \text{ Мэв}$ ). Наблюдаемая здесь зависимость описывается законом  $(1 + 3 \cos^2 \theta)$ , в то время как для

Таблица 12

Отношения вероятностей распада  ${}^8\text{Li}$  при различных гипотезах о спине гиперядра

$J^P ({}^8\text{Li})$	R	R'	R''
0-	2,5	0,20	0,05
1-	3,4	0,05	0,56
2-	2,7	1,91	0,05

спина  $2^-$  она должна иметь вид  $(\sin^2 \theta)$ , а для  $0^-$  —  $(3 \cos^2 \theta - 1)^2$ .

### Тяжелые гиперядра

Одним из важнейших результатов, полученных при исследовании процесса образования гиперядер в  $K^- (\Sigma^-)$ -взаимодействиях с ядрами эмульсии, является открытие того факта, что значительная доля гиперядер с коротким пробегом состоит из остаточных продуктов процесса скалывания тяжелых ядер Ag и Br, в которых застревает рожденный  $\Lambda^0$ -гиперон (см. разд. 2.1). Первой проблемой при изучении свойств таких гиперядер стала оценка их массовых чисел. Для ее решения используется вся возможная информация о родительской звезде.

Привлекая различные модели взаимодействий высокоэнергетических частиц с ядрами, по числу видимых в звезде лучей делается заключение о числе нейтронов, испущенных в ходе реакции, и отсюда — о массовом числе остаточного ядра. Статистическая надежность такой процедуры составляет  $\Delta A \approx 5$ ; однако много большая неопределенность возникает из-за отсутствия сведений о массе исходного ядра-мишени (Ag или Br).

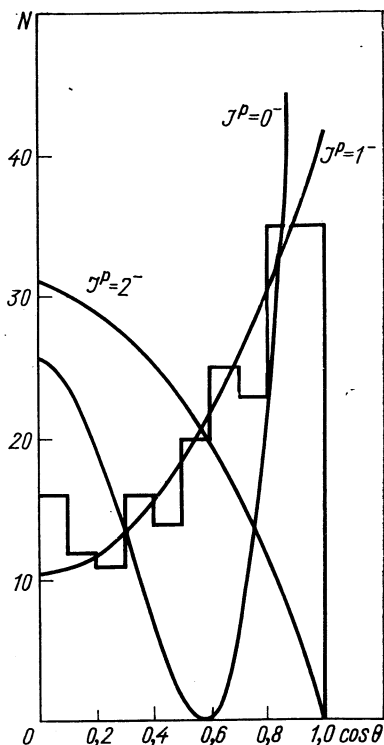


Рис. 14. Угловое распределение линии разлета  $\alpha$ -частиц по отношению к направлению  $\pi^-$ -мезона в распаде  ${}^8\text{Li} \rightarrow \pi^- + \alpha + \alpha$ . Кривые для различных гипотез о спине гиперядра взяты из работы [93].

В то время как при столкновении с ядром  $K^-$ -мезона с большой энергией различают две стадии протекания реакции, а именно каскадный прямой процесс с последующим ядерным испарением из возбужденного ядра, в случае  $K^-$ -захвата имеется только одна испарительная стадия, причем с известной начальной энергией возбуждения. Поэтому оценка массы гиперядер в случае  $K^-$ -захвата является более надежной. Итоговые оценки оказались таковы:  $A = 40 \div 100$  — для реакций с большими начальными энергиями  $K^-$ -мезона и  $A = 60 \div 100$  — для  $K^-$ -захвата [113].

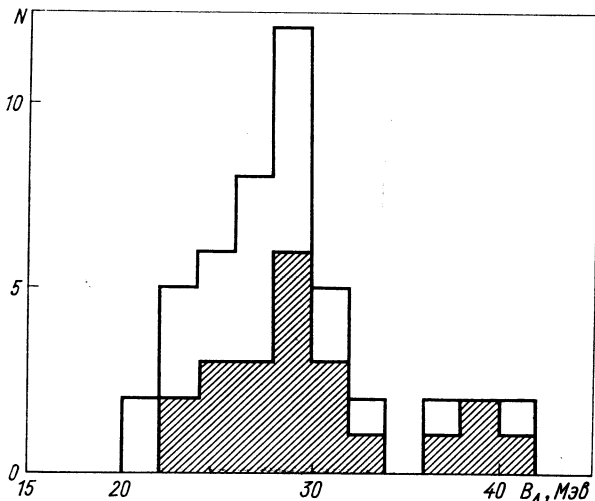


Рис. 15. Распределение величин  $B_\Lambda$  для тяжелых гиперядер из работ [114—117]. Заштрихованы гиперядра, образованные в  $K^-$ -захватах.

Определение энергии связи  $\Lambda^0$ -гиперонов в тяжелых гиперядрах возможно только при наличии мезонных распадов. Экспериментальные данные имеются для большинства двухчастичных распадов и для незначительной доли распадов типа  $\Lambda^0 Z \rightarrow \pi^- + p + {}^{A-1}Z$ , в обоих случаях отбирались распады без видимых следов ядер отдачи. По измеренной кинетической энергии продуктов распада находится верхняя граница энергии связи в соответствии с неравенством  $B_\Lambda \leq Q_0 - Q$ . При этом для трехчастичных распадов  $Q_0 = 37,6 \text{ Мэв}$ , а для двухчастичных —  $Q_0 = 45,6 \text{ Мэв}$ , т. е. энергия, высвобождаемая при распаде свободного  $\Lambda^0$ -гиперона, с добавлением к ней во втором случае энергии связи нуклона. Наличие возбужденного ядра отдачи или нерегистрируемых нейтронов проявляется в завышении определенной таким образом величины  $Q_0 - Q$ . Распределение последней для гиперядер с массовым числом  $A = 40 \div 100$  [114—117] показано на рис. 15.

Физический интерес представляет нижняя граница этого распределения, равная  $(21 \pm 1) \text{ Мэв}$  и являющаяся истинной оценкой энергии связи тяжелых гиперядер. Ее сравнение с величиной,

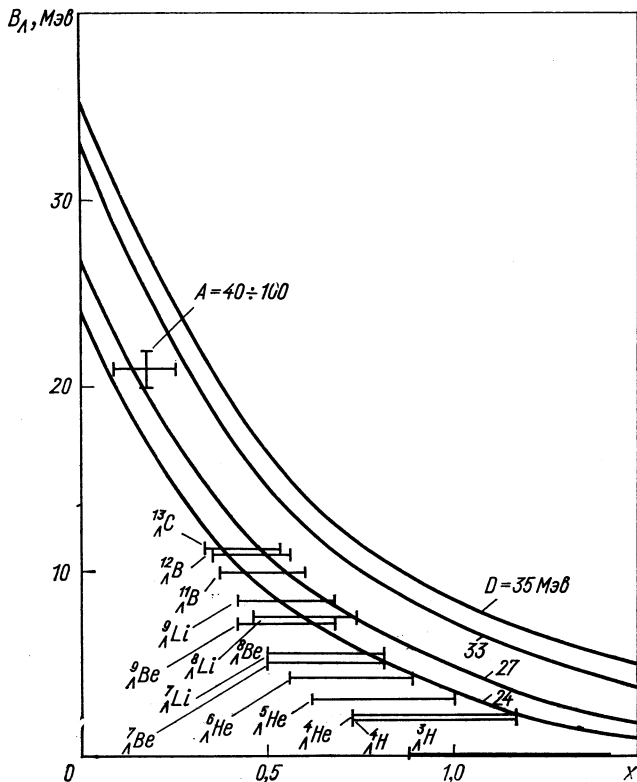


Рис. 16. Зависимость  $B_{\Delta}$  от параметра  $x = a^2 r_0^{-2} A^{-2/3}$ . Горизонтальные отрезки обусловлены неопределенностью в  $r = 1,1-1,4$  ферми. Расчетные кривые взяты из работы [118].

полученной при экстраполяции  $B_{\Delta}$  более легких гиперядер, приведено на рис. 16 [118]. Значения  $B_{\Delta}$  даны в зависимости от  $x = a^2 r_0^{-2} A^{-2/3}$  в соответствии с массовой формулой

$$B_{\Delta} = D - \frac{\pi^2}{2m_{\Lambda} r_0^2} A^{-2/3},$$

которая описывает  $1s$ -состояние  $\Lambda^0$ -гиперона, находящегося в потенциальной яме глубиной  $D$  и радиусом  $r_0 A^{1/3}$ , при  $A \rightarrow \infty$ . Кривые на рисунке представляют собой зависимости, вычисленные для потенциала Ферми (Саксона — Вудса)

$$V(r) = -D \{1 + \exp[(r-c)/a]\}^{-1}$$

с  $c = r_0 A^{1/3}$  и  $a = 0,6$  ферми при различных значениях  $D$ . В пределах точности такой процедуры экспериментальное и экстраполированное значения  $B_\Delta$  согласуются между собой. Правдоподобные значения величины  $D$  лежат в интервале  $24 \div 30$  Мэв.

Теоретические значения  $D$  вычисляются с помощью различных методов теории многих частиц [113]. С привлечением данных по легким гиперядрам и рассеянию был найден  $\Lambda^0 - N$ -потенциал в общем случае вплоть до высоких значений  $D$ . Однако при сравнении теоретических значений с величиной  $D$ , полученной при экстраполяции, необходимо принять во внимание, что последняя, даже при исчезающе малой кинетической энергии  $\Lambda^0$ -гиперона, сравнимой с энергией перераспределения нуклонов, меньше, чем истинная глубина ямы.

Данные по угловому распределению продуктов распада тяжелых гиперядер были использованы для оценки времени их жизни [119]. Вследствие заметной направленности вперед продуктов распада время жизни оказалось неожиданно коротким ( $0,8 \div 7,0$ )  $\times 10^{-12}$  сек. Однако в опыте возможна большая систематическая погрешность, так как гиперядра с летящими назад продуктами распада легко остаются незамеченными при просмотре. Прямые измерения отношения вероятностей безмезонных распадов к  $\pi$ -мезонным дают величину  $Q^-$ , лежащую в интервале  $120 \div 160$  [21].

Приведенное выше время жизни, напротив, может быть объяснено только при значении  $Q^- \approx 10^3 \div 10^4$ .

Все эти противоречия возникают, конечно, из-за недостаточного пространственного разрешения, которое в ядерной эмульсии достигло своего предела (на уровне 1 мкм). Очевидно, что для выяснения этих вопросов необходим детектор с гораздо лучшим пространственным разрешением.

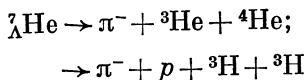
#### 4. ГИПЕРЯДЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

##### Изомерные состояния

Возбужденное состояние гиперядра может рассматриваться как изомерное, когда вероятность  $\gamma$ -перехода в основное состояние мала по сравнению с распадом, обусловленным слабым взаимодействием. Существование такой ситуации должно обнаружиться по наличию двух максимумов или асимметрии в распределении энергии связи  $\Lambda^0$ -гиперона. Пневски и Даниш уже давно [137] высказали предположение, что изомерное состояние может существовать у гиперядра  ${}^7\text{He}$ . Если бы это предположение подтвердилось, мы имели бы случай, когда при добавлении  $\Lambda^0$ -гиперона к нестабильному ядру-остову  ${}^6\text{He}$  взамен эмиссии двух нейтронов образовывалось связанное состояние, и, кроме того,  $\gamma$ -переход

в основное состояние был достаточно замедлен. Оценки времени жизни для такого  $\gamma$ -перехода в предположении невозмущенной системы  $\Lambda^0$ -гиперон — остов [121—123] дают величины вплоть до  $10^{-8}$  сек. Однако при учете смешивания состояний ядра-остова и незначительной спиновой зависимости  $\Lambda^0$  —  $N$ -взаимодействия время жизни может быть короче [124].

Распределение энергии связи  $\Lambda^0$ -гиперона для распадных каналов



показано на рис. 17, а. Ширина распределения сравнительно велика, но статистически значимое доказательство существования изомерного состояния еще отсутствует.

В работе [125] было предположено существование изомерного состояния у  ${}^7_\Lambda\text{Li}$ . Причина в этом случае также заключена в наличии возбужденного состояния ядра-остова  ${}^6\text{Li}$  ( $2,18$  Мэв;  $J^P = 3^+$ ), которое нестабильно по отношению к распаду с испусканием  $\alpha$ -частицы и дейтона. Соответствующее состояние гиперядра будет устойчиво к распаду с испусканием частиц в том случае, если добавление  $\Lambda^0$ -гиперона приведет к опусканию нижнего уровня из  $\Lambda^0$ -спинового дублета (ожидается, что это будет уровень с  $J^P = 5/2^+$ ) более чем на  $0,71$  Мэв. Конкурентные по отношению к медленному  $\Lambda^0$ -распаду  $\gamma$ -переходы в основное состояние представляют собой электрический квадрупольный переход и каскад из двух магнитных дипольных переходов. Сводка данных по энергиям связи для  ${}^7_\Lambda\text{Li}$  также показана на рис. 17, б. Четко видна асимметрия распределения. В отличие от ситуации с  ${}^7_\Lambda\text{He}$  для  ${}^7_\Lambda\text{Li}$  не существует никаких существенных трудностей с фоном. Несмотря на это, и в данном случае еще нельзя говорить о беспорном доказательстве существования изомерного состояния.

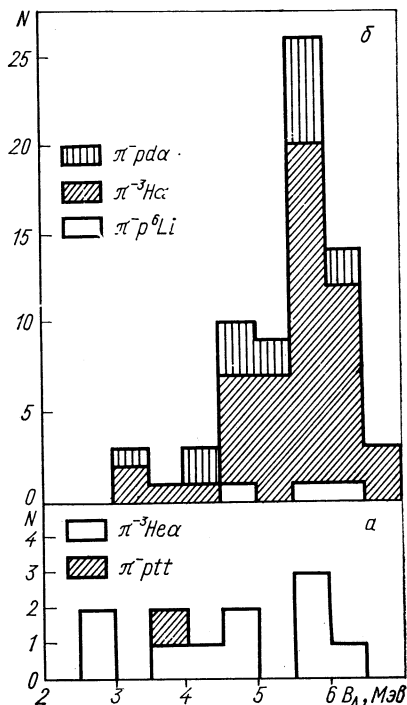


Рис. 17. Распределение  $B_\Lambda$  для  ${}^7_\Lambda\text{He}$  (а) и для  ${}^7_\Lambda\text{Li}$  (б) [11].



### Состояния, нестабильные к испусканию $\gamma$ -квантов

Нет никаких сомнений в существовании состояний гиперядер, нестабильных к  $\gamma$ -переходам. Это связано с тем, что для каждого ядра-остова всегда имеется некоторое число возбужденных состояний. Особый интерес, однако, имеют такие состояния, в которых  $\Lambda^0$ -гиперон имеет различную ориентацию спина или орбитальный угловой момент.

Доказательство существования таких  $\Lambda^0$ -спиновых дублетов для  ${}^4\Lambda\text{H}$ ,  ${}^4\Lambda\text{He}$  до сих пор не было возможно. В равной степени до настоящего времени безуспешным оказался и поиск  $\gamma$ -активных гиперядерных состояний при исследовании  $K^-$ -мезонных рентгеновских лучей на средних и тяжелых ядрах (включая  $\text{Li}^7$ ) [126]. Что касается будущего, то ожидает своего времени эксперимент, предложенный Пневским [18]. В этом эксперименте необходимы регистрация  $\gamma$ -квантов в совпадении с  $K^-$ -захватом на ядрах-мишенях  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  и анализ полученных энергетических и временных спектров\*.

Далитцем [19] было показано, что сечение образования возбужденных состояний на легких мишенях будет чрезвычайно мало, так как прямые процессы образования должны рассматриваться как исключение. Для ядер с  $A > 4$  замена нуклона  $\Lambda^0$ -гипероном в том же оболочечном состоянии всегда приводит к энергетическим состояниям, лежащим в непрерывном спектре, так что соответствующие гиперядра обязательно имеют меньшие массовые числа. С другой стороны, использование тяжелых мишеней увеличивает экспериментальные трудности из-за сильного возрастания числа ядерных  $\gamma$ -линий.

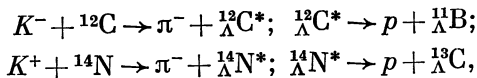
Постановка экспериментов усложняется также и тем, что энергии ожидаемых  $\gamma$ -линий, соответствующих переходу в основные состояния гиперядер, предсказываются очень приближенно. Все это только подчеркивает необходимость исследований, связанных с поиском возбужденных гиперядерных состояний.

### Резонансные состояния

В свете изложенных в предыдущих разделах трудностей доказательства существования изомерных и возбужденных состояний гиперядер будет понятна неожиданность того факта, что возможно наблюдение короткоживущих резонансных состояний, распадающихся с испусканием частиц. Доказать существование таких состояний удастся на основе анализа реакций образования гиперфрагментов на легких ядрах в ядерных эмульсиях [128].

\* При выполнении этого эксперимента были найдены две  $\gamma$ -линии, соответствующие возбужденным состояниям  ${}^4\Lambda\text{H}$  или  ${}^4\Lambda\text{He}$  (Bamberger A. e. a. Phys. Lett., 1971, 36B, 412).

Рассматриваются реакции:



которые проявляются как захват  $K^-$ -мезона с образованием пиона, протона и гиперядра. Гиперядра идентифицировались или по мезонным многочастичным распадам, или в случае мезонных двухчастичных распадов отбиралась с помощью ограничений на длину пробега вторичных пионов. Анализ первичных реакций

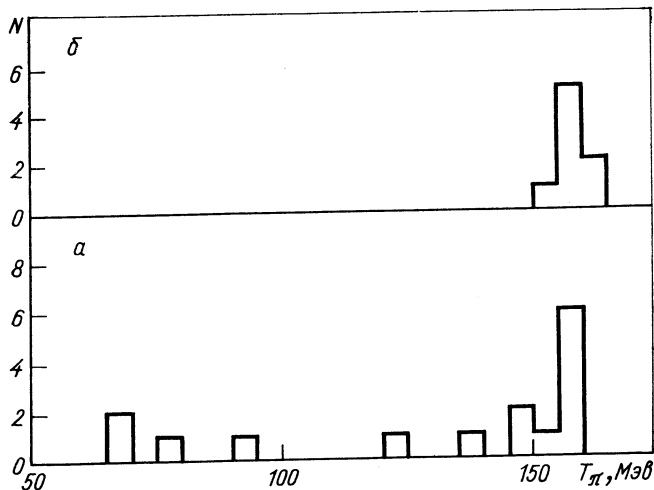


Рис. 18. Спектр кинетических энергий  $\pi^-$ -мезонов из реакций  $K^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + p + {}^{\Lambda}_{11}\text{B}$  (а) и  $K^- + {}^{14}\text{N} \rightarrow \pi^- + p + {}^{\Lambda}_{13}\text{C}$  (б).

осложнен тем, что ввиду более высокой энергии родившихся  $\pi^-$ -мезонов ( $\geq 100$  Мэв) их пробеги, как правило, не могут быть измерены. Оказывается, однако, что измерение пробегов всех остальных частиц и углов еще обеспечивает достаточное число кинематических связей для того, чтобы идентифицировать гиперядро и вычислить энергию  $\pi^-$ -мезона. В случае образования промежуточного резонансного состояния в спектре пионов, родившихся в первичной реакции, ожидается пик.

Альтернативная возможность, случай неискаженного фазового объема, дала бы примерно равномерное распределение событий в кинематически разрешенной области.

Полученные распределения для кинетической энергии первичных пионов представлены на рис. 18. В каждом случае очевидно скопление событий в области верхней границы энергии. Для оцен-

ки значимости этого эффекта, которая при таком малом числе событий естественно проблематична, следует прежде всего заметить, что в случае реакции на  $^{12}\text{C}$  события внутри пика очень тесно группируются по энергии: шесть из пятнадцати имеющихся событий дают среднюю энергию  $T_\pi = 156,7 \text{ Мэв}$  со средним квадратичным отклонением  $\Delta T_\pi = 0,4 \text{ Мэв}$ . Для второй реакции семь из восьми имеющихся событий дают  $T_\pi = 169,2 \text{ Мэв}$  и  $\Delta T_\pi = 2,3 \text{ Мэв}$ . Экспериментальное разрешение, определяемое погрешностью измерения углов и длин пробегов протонов, составляет около  $0,1 \text{ Мэв}$ .

Вероятность образования этих состояний составляет по отношению ко всему числу событий примерно  $10^{-5}$ ; вероятность, полученная по числу  $K$ -захватов на ядрах  $^{12}\text{C}$  или  $^{14}\text{N}$ , увеличивается до величины  $10^{-4}$ . Инвариантные массы  $^{12}\text{C}^*$  и  $^{14}\text{N}^*$  соответственно равны 11 369 и 13 222  $\text{Мэв}$ . Энергии связи основных состояний  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$  неизвестны, и сведений об энергиях возбуждения этих резонансных состояний нельзя найти. Массы не связанных систем для этих ядер составляют соответственно 11369,4 и 13222,6  $\text{Мэв}$ . Если сопоставить энергию связи  $^{12}\text{C}$  с энергией связи зеркального ядра  $^{12}\text{B}$ , то для  $^{12}\text{C}^*$  энергия возбуждения равна около 11  $\text{Мэв}$ . Энергия возбуждения для  $^{14}\text{N}^*$  может быть получена только на основе экстраполяции с привлечением масс основных состояний более легких ядер и составляет  $10 \div 11 \text{ Мэв}$ . На основании этих относительно высоких значений Далитца [19] было предположено, что в таких резонансных состояниях  $\Lambda^0$ -гиперон находится на  $P$ -оболочке. Заслуживает внимания интерпретация подобных состояний как аналоговых в рамках унитарной симметрии.

Возможность образования таких ядерных состояний, в которых нуклоны заменены (в смысле  $SU_3$ -симметрии) на гипероны, всегда была предметом оживленных дискуссий [127, 129—136]. Такой точке зрения противопоставлялось утверждение, что ввиду большой разницы масс распространение  $SU_3$ -симметрии на ядерные состояния кажется весьма проблематичным. Липкин [133], однако, ссылается на тот факт, что независимо от моделей симметрий для элементарных частиц на основании большого перекрытия волновой функции системы  $\Lambda^0$ -гиперон-ядро, с одной стороны, и соответствующей оболочечной волновой функции нуклона в поле ядра — с другой стороны, между ядром и гиперядром существует связь симметрий, в случае если гиперядро произошло из ядра через замену нуклона  $\Lambda^0$ -гипероном, находящимся в том же квантовом состоянии.

Возникшие мультиплеты принадлежат также  $SU_3$ -группе, причем в этом случае, конечно, представляют интерес только состояния с гиперзарядом  $Y = A$  и  $Y = A - 1$ , а из последних опять только состояния с минимальным изоспином (прочие

соответствуют состояниям системы  $\Sigma$ -гиперон — ядро). В силу принципа Паули основные состояния гиперядер с  $A > 4$  могут относиться только к мультиплетам с  $Y_{\text{макс}} = A - 1$ , потому что находящийся в  $S$ -состоянии  $\Lambda^0$ -гиперон не может быть заменен нуклоном. Однако обсуждавшиеся здесь резонансные состояния гиперядер могут представлять собой, с точки зрения унитарных

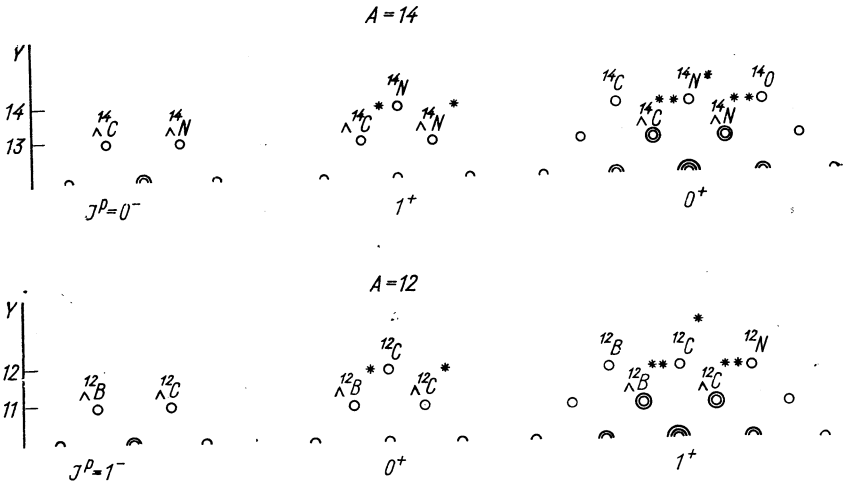


Рис. 19. Верхние части  $SU_3$ -мультиплетов для классификации ядерных и гиперядерных состояний массовых чисел  $A = 12, 14$ .

симметрий, аналоговые состояния основных состояний  $^{12}C$  или  $^{14}N$  соответственно.

Возможные мультиплеты можно получить, если мультиплет, к которому принадлежат ядра-остовы, связывают с известным барионным октетом. В рассматриваемом здесь случае ядра  $^{11}B$  и  $^{13}N$  относятся к изоспиновому дублету и, следовательно, представлению  $D(p, q)SU_3$ -группы с  $p = 1$ . Связь с октетом  $D(1, 1)$  в итоге дает

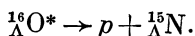
$$D(1, q) \oplus D(1, 1) = 2D(1, q) \oplus D(0, q+2) \oplus D(2, q+1) \oplus \\ \oplus D(3, q-1) \oplus D(2, q-2) \oplus D(0, q-1).$$

Для результирующего представления  $A$  теперь увеличено на единицу. Следовательно, только  $D(0, q+2)$  и  $D(2, q+1)$  содержат ядра с  $Y = A$ , т. е. странностью, равной 0, а  $D(1, q)$  имеет  $Y_{\text{макс}} = A - 1$  и содержит поэтому основные состояния гиперядер. Остальные представления относятся к системам с большей странностью. На рис. 19 показаны состояния с  $Y = A$  и  $Y =$

$= A - 1$  из приведенных выше мультиплетов для  $A = 12$  и  $14$  ( $q$  дается соответственно равным 16 или 19).

Спин и четность гиперядер  ${}^A_{\Lambda}B$  и  ${}^A_{\Lambda}C$  полагаются, ввиду предпочтительности синглетного взаимодействия  $\Lambda^0$ -гиперонов, равными  $1^-$ . Для  ${}^A_{\Lambda}B^*$ ,  ${}^A_{\Lambda}C^*$  ожидаются спин и четность  $J^P = 0^{+*}$ , как и для основного состояния  ${}^{12}C$ . Мультиплет  $D$  [2, 17] содержит изоспиновый триплет  ${}^{12}B - {}^{12}C^* (15,11 \text{ Мэв}) - {}^{12}N$  с  $J^P = 1^+$ , который может привести к резонансным состояниям гиперядер  ${}^A_{\Lambda}B^{**}$ ,  ${}^A_{\Lambda}C^{**}$ . Эти состояния, правда, должны обладать очень высокой энергией возбуждения. В случае  $A = 14$  обнаруживаются почти те же соотношения, с тем лишь различием, что основное состояние  ${}^{14}N$  и состояния  ${}^A_{\Lambda}C^*$ ,  ${}^A_{\Lambda}N^*$  имеют  $J^P = 1^+$ , в то время как для лежащего выше мультиплета найдено  $J^P = 0^+$ . Разница масс между соответствующими состояниями составляет здесь только 2,3 Мэв. Так как разница масс между состояниями гиперядер  ${}^A_{\Lambda}N^*$  и  ${}^A_{\Lambda}N^{**}$  должна быть еще меньшей  $**$ , в этом случае возможно перекрытие пиков.

Следующим ядром, которое можно исследовать в ядерных эмульсиях, является  $O^{16}$ . Для него также ожидаются аналоговые состояния  ${}^A_{\Lambda}N^*$ ,  ${}^A_{\Lambda}O^*$ , последнее из которых должно давать начало гиперядру  ${}^{15}N$ , до сих пор еще не выделенному однозначно, согласно реакции



В заключение следует заметить, что изучение резонансных состояний в ядерных эмульсиях даже в очень длительных экспериментах ограничивается крайне незначительной статистикой.

Так как изложенный метод исследования резонансных состояний практически представляет собой миссинг-масс-эксперимент, напрашивается счетчиковый эксперимент, в котором должен детектироваться  $\pi$ -мезон, образующийся в  $K^-$ -захвате, и его импульс измеряться с лучшим разрешением. Дальнейшие возможности открывают исследования с  $K^-$ -мезонами в диапазоне импульсов  $0,5 \div 1 \text{ Гэв/с}$ . В этом случае  $\pi^-$ -мезонам, вылетающим вперед, соответствуют  $\Lambda^0$ -гипероны, которые почти покоятся в лабораторной системе. При этом, поскольку взаимодействие  $K^-$ -нуклона происходит в основном в  $S$ -состоянии,  $\Lambda^0$ -гиперон с большой вероятностью будет принимать состояние нуклона-мишени.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. Int. Conf. on Hyperfragments, St. Cergue, CERN 64—1, 1963.
2. High Energy Phys., Edited by E.H.S. Burhop, N.Y.—L. Vol. 2, 1967, 365.

\* При достаточной статистике спин можно найти из углового распределения для распада  ${}^A_{\Lambda}C^* \rightarrow p + {}^A_{\Lambda}B$ .

\*\* Если предполагать член  $\sim T(T+1)$  в массовой формуле.

3. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969.
4. Evans L. e.a. Nuovo cimento, 1961, **21**, 740.
5. Catala J. e.a. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 758.
6. Bechdolf A. e.a. Phys. Lett., 1968, **26B**, 174.
7. Danysz M., Pniewski J. Phil. Mag., 1953, **44**, 348.
8. Danysz M. e.a. Nucl. Phys., 1963, **49**, 121.
9. Ganguli S. N. e.a. Nuovo cimento, 1963, **28**, 1258.
10. Gajewski W. e.a. Nucl. Phys., 1967, **B1**, 105.
11. Bohm G. e.a. Nucl. Phys., 1968, **B4**, 511.
12. Chaudari K. N. e.a. Proc. Indian Acad. Sci., 1968, **68A**, 228.
13. Bohm G. e.a. Nuovo cimento, 1970, **70A**, 387.
14. Block M. M. e.a. Proc. Sienna Conf., Bologna, 1963, p. 62.
15. Mc. Kenzie J. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 403.
16. Murphy C. T. e.a. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 438.
17. Cohn H. O. e.a. Phys. Lett., 1968, **27B**, 527.
18. Pniewski J. Inst. Nucl. Research Report, 1223/VI/PH, Warsaw, 1970.
19. Dalitz R. H. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 1958.
20. Bressani N. e.a. NFN/BE-70/4, 1970.
21. Lemonne J. e.a. Nuovo cimento, 1964, **34**, 529.
22. Bosgra S. J., Hoogland W. Phys. Lett., 1964, **9**, 345.
23. Bohm G. Phys. Lett., 1968, **26B**, 733.
24. Knight W. L. e.a. Nuovo cimento, 1963, **32**, 598.
25. Evans D. A. e.a. Nuovo cimento, 1965, **39**, 785.
26. Abeledo D. e.a. Nuovo cimento, 1963, **28**, 1169.
27. Gajewski W. Bull. Inst. Phys. Univ. Bruxelles, 1966, N 29.
28. Ajzenberg-Selove F., Lauritzen T. Nucl. Phys., 1966, **78**, 1.
29. Particle Data Group, Rev. Mod. Phys., 1970, **42**, 87.
30. Barkas W. H. Nuovo cimento, 1958, **8**, 201.
31. Gajewski W. Acta phys. polon., 1970, **A 37**, 259.
32. Block M. M. Proc. Int. Conf. on Hyperfragments, St. Cergue, CERN 64-1, 1964.
33. Bohm G. e.a. Nucl. Phys., 1969, **B12**, 1.
34. Klabuhn J. e.a. Nucl. Phys., 1969, **B12**, 336.
35. Dalitz R. H., Levi Setti R. Nuovo cimento, 1963, **30**, 489.
36. Keyes G. e.a. Phys. Rev., 1970, **D1**, 66.
37. Rayet M., Dalitz R. H. Nuovo cimento, 1966, **46A**, 786.
38. Phillips R. E., Schneps J. Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 1383.
39. Bohm G. e.a. Nucl. Phys., 1970, **B16**, 46.
40. Колесников Н. Н., Ведринский П. В. «ЖЭТФ», 1964, **47**, 1740.
41. Bohm G., Wysotzki F. Nucl. Phys., 1970, **B15**, 628.
42. Mullin C. I., Guth E. Phys. Rev., 1951, **82**, 141.
43. Dalitz R. H., Liu L. Phys. Rev., 1959, **116**, 1312.
44. Dalitz R. H. Phys. Rev., 1958, **112**, 615.
45. Leon M. Phys. Rev., 1959, **113**, 1604.
46. Downs B. W., Dalitz R. H. Phys. Rev., 1959, **114**, 593.
47. Ammar R. G. e.a. Nuovo cimento, 1962, **26**, 840.
48. Bertrand D. e.a. Nucl. Phys., 1970, **B16**, 77.
49. Levi-Setti R., Slater W. E. Phys. Rev., 1958, **111**, 1395.
50. Prem R. J., Steinberg P. H. Phys. Rev., 1964, **136**, 1803.
51. Crayton N. e.a. Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1962, p. 460.
52. Phillips R. E., Schneps J. Phys. Rev., 1969, **180**, 1307.
53. Dalitz R. H., Rajasekharan G. Phys. Lett., 1962, **1**, 58.

54. Ammar R. G. e.a. Nuovo cimento, 1961, **19**, 20.
55. Dalitz R. H., Downs B. W. Phys. Rev., 1958, **111**, 967.
56. Herndorn R. e.a. Phys. Rev., 1965, **137B**, 294.
57. Beniston M. J. e.a. Phys. Rev., 1964, **134B**, 641.
58. Mayor C. e.a. Nuovo cimento, 1966, **44**, 658.
59. Bohm G. e.a. Nucl. Phys., 1969, **B9**, 1.
60. Bohm G. e.a. Nucl. Phys., 1970, **B23**, 93.
61. Coremans G. e.a. Nucl. Phys., 1970, **B16**, 209.
62. Baldo-Ceolin M. Nuovo cimento, 1958, **7**, 328.
63. Block M. M., Dalitz R. H. Phys. Rev. Lett., 1963, **11**, 96.
64. Филимонов В. А., Погашев А. Г. «Ядерная физика», 1969, **10**, 130.
65. Byers N., Cottingham W. N. Nucl. Phys., 1959, **11**, 554.
66. Gajewski W. e.a. Nucl. Phys., 1969, **B14**, 11.
67. Harmsen D. e.a. Nucl. Phys., 1968, **B4**, 277.
68. Weitkamp W. G., Haerberli W. Nucl. Phys., 1966, **83**, 46.
69. Darrinlat P. e.a. Nucl. Phys., 1968, **A108**, 316.
70. Brown J. T. e.a. Ann. phys., 1970, **60**, 148.
71. Deloff A. Nucl. Phys., 1968, **B4**, 585.
72. Nogami Y. C. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 244.
73. De Swart J. J., Iddings C. K. Phys. Rev., 1962, **128**, 2810.
74. De Swart J. J., Iddings C. K. Phys. Rev., 1963, **130**, 319.
75. Gal A. e.a. Ann. phys., 1971, **63**, 53.
76. Dalitz R. H., Downs B. W. Phys. Rev., 1958, **111**, 967.
77. Alexander G. e.a. Nucl. Phys., 1969, **B10**, 554.
78. Herndorn R. C., Tang Y. C. Phys. Rev., 1967, **153**, 1091; Phys. Rev., 1967, **159**, 853; Phys. Rev., 1968, **165**, 1093.
79. Downs B. W. Nuovo cimento, 1966, **43**, 459.
80. Tang Y. C. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 276.
81. Alexander G. e.a. Phys. Rev., 1968, **173**, 1452.
82. Sechi-Zorn B. e.a. Phys. Rev., 1968, **175**, 1735.
83. Fast G. e.a. Phys. Rev. Lett., 1969, **27**, 1453.
84. Cline D. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 92.
85. Harmsen D. M. Phys. Lett., 1967, **19**, 1186, 1409.
86. Coremans G. e.a. Nucl. Phys., 1968, **B4**, 580.
87. Gajewski W. e.a. Nucl. Phys., 1967, **B2**, 282.
88. Juric M. e.a. Nucl. Phys. (в печати).
89. Dalitz R. H. Rendicont della Scuola Internazionale di Fisica, Enrico Fermi, Academic Press. XXXVIII Corso, 1967, p. 89.
90. Gal A. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969, p. 348.
91. Lee T. Y. e.a. Phys. Rev., 1970, **2C**, 366.
92. Chaudhari K. N. e.a. Proc. Indian Acad. Sci., 1969, **A69**, 78.
93. Vilain P. e.a. Nucl. Phys., 1969, **B13**, 451.
94. Wigner E. P., Eisenbud L. Phys. Rev., 1947, **72**, 29.
95. Dalitz R. H. Nucl. Phys., 1963, **41**, 78.
96. Henrotin H. e.a. Phys. Lett., 1966, **15**, 193.
97. Lemonne J. e.a. Proc. Int. Conf. Elementary Particles Sienna 1, 345, Bologna, 1963.
98. Jones B. D. e.a. Phys. Rev., 1962, **127**, 236.
99. Ahmed I., Shaukat M. A. Proc. Int. Conf. Elementary Particles Sienna 1, 333, Bologna, 1963.
100. Fletcher E. R. e.a. Phys. Lett., 1963, **3**, 280.
101. Baumann G. e.a. Nuovo cimento, 1964, **34**, 265.
102. Cuevas J. e.a. Nuovo cimento, 1963, **27**, 1500.
103. Lemonne J. e.a. Nuovo cimento, 1966, **41**, 235.
104. Baumann G. e.a. Nuovo cimento, 1964, **34**, 265.

105. **Torodovic** e.a. *Nuovo cimento*, 1969, **60A**, 101.
106. **Coremans G.** e.a. *Nuovo cimento*, 1969, **61A**, 525.
107. **Bohm G.** e.a. *Acta phys. polon.*, 1970, **A37**, 135.
108. **Schneps J.** e.a. *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 1062.
109. **Fry W. F.** e.a. *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1526.
110. **Silverstein E. M.** *Nuovo cimento Suppl.*, 1958, **10**, 41.
111. **Lokanathan S.** e.a. *Proc. Roy. Soc.*, 1960, **254**, 470.
112. **Baumann G.** *Ann. phys.*, 1964, **9**, 471.
113. **Bodmer A. R., Rote D. M.** *Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne*, 1969, p. 521.
114. **Lemonne J.** e.a. *Phys. Lett.*, 1965, **18**, 354.
115. **Cuevas J.** e.a. *Nuovo cimento*, 1963, **27**, 1500.
116. **Lagnaux J. P.** e.a. *Nucl. Phys.*, 1964, **60**, 97.
117. **Bhowmik B.** e.a. *Phys. Rev.*, 1966, **146**, 703.
118. **Deloff A.** *Nucl. Phys.*, 1971, **B27**, 149.
119. **Bhalla K. B.** e.a. *Nuovo cimento*, 1968, **38**, 249.
120. **Dalitz R. H.** *Proc. Int. Conf. on Hyperfragments St. Cergue CERN 64—1*, 1963, p. 145.
121. **Elton L. R. B.** *Phys. Lett.*, 1962, **2**, 41; 1963, **3**, 96.
122. **Law L.** *Nuovo cimento*, 1965, **38**, 307.
123. **Lodhi M.A.K.** *Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne*, 1969, p. 896.
124. **Dalitz R. H., Gal A.** *Nucl. Phys.*, 1967, **B1**, 1.
125. **Pniewski J.** e.a. *Nucl. Phys.*, 1967, **B2**, 317.
126. **Wiegand C. E., Kunselmann R.** *Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne*, 1969, p. 669.
127. **Kisslinger L. S.** *Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne*, 1969, p. 669.
128. **Bohm G.** e.a. *Nucl. Phys.*, 1970, **B24**, 248.
129. **Kisslinger L. S.** *Phys. Rev.*, 1967, **157**, 1358.
130. **Oakes R. J.** *Phys. Rev.*, 1963, **131**, 2239.
131. **Ogievetski V. I., Ting-Lhang H.** *Phys. Lett.*, 1964, **9**, 354.
132. **Gerstein I. S.** *Nuovo cimento*, 1964, **32**, 1706.
133. **Lipkin H.** *Phys. Rev., Lett.*, 1965, **14**, 18.
134. **Panchape N.** *Nuovo cimento*, 1965, **39**, 581.
135. **Tomazawa Y.** *Phys. Rev.*, 1965, **138B**, 1558.
136. **Feshbach H., Kerman A.** *Preludes in Theoretical Physics. North Holland, Amsterdam*, 1966, p. 260.
137. **Pniewski J., Danyasz M.** *Phys. Lett.*, 1962, **1**, 142.