

## ОЧАРОВАННЫЕ ЯДРА

*С.А.Бунятов, В.В.Люков*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*Н.И.Старков, В.А.Царев*

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

В обзоре рассмотрено современное состояние физики очарованных ядер, содержащих связанные с нуклонами очарованные  $\Lambda_c$ -барионы. Представлены результаты экспериментов по поиску очарованных ядер. Рассмотрены предполагаемые свойства очарованных ядер: потенциалы взаимодействия  $\Lambda_c$  с нуклонами и ядрами, оценки энергий связи, каналы распадов и механизмы образования. Обсуждаются пути дальнейших исследований.

The present status of the physics of charmed hypernuclei containing charmed  $\Lambda_c$  baryons bound with nucleons is considered in the review. The results of the experiments on searching for charmed nuclei are presented. The expected properties of charmed nuclei (potentials of  $\Lambda_c$  interactions with nucleons and nuclei, binding energy estimations, decay modes and production mechanisms) are described. The ways of future investigations are discussed.

### ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что в «доброе старое время» потребовалось около пяти лет после открытия странных барионов — гиперонов, чтобы прийти к обнаружению содержащих эти барионы гиперядер [1]. Это открытие, расширившее поле ядерной физики на область странных ядер, положило начало развитию новой области исследований — физики гиперядер. К настоящему времени этот раздел ядерной физики вырос в самостоятельное направление, которое объединяет усилия многих экспериментальных и теоретических групп и активно развивается в различных лабораториях мира. Интерес к изучению гиперядер обусловлен прежде всего перспективой получения информации, которую невозможно или затруднительно получить другим способом. Это в первую очередь относится к гиперон-нуклонным и гиперон-гиперонным взаимодействиям при низких энергиях, а также к некоторым аспектам слабого взаимодействия странных кварков. Кроме того, гипероны, помещенные в ядро, могут служить свое-

образным и весьма эффективным зондом для исследования тонких деталей ядерных потенциалов.

В середине 70-х годов, т.е. спустя два десятилетия после открытия гиперядер, возникла ситуация, когда, казалось бы, история должна была повториться. В 1974 г. были открыты  $J/\psi$ -частицы, содержащие новый, очарованный  $c$ -кварк [2]. Вскоре после этого, в 1975 г., А.А.Тяпкин [3] обратил внимание на то, что подобие кварковой структуры  $\Lambda$ -гиперона и легчайшего очарованного  $\Lambda_c^+$ -бариона указывает на тесную аналогию, которая должна была бы иметь место между  $\Lambda N$ - и  $\Lambda_c N$ -взаимодействиями, и, как следствие, на возможность существования похожих на гиперядра очарованных ядер\*, т.е. ядер, содержащих очарованные барионы\*\*. Позже это предположение было подтверждено в теоретических работах [4,7—10], выводы которых были весьма оптимистичными и предсказывали богатый спектр уровней очарованных ядер.

Это был наивный «золотой век», когда энтузиасты ожидали, что очарованные ядра скоро будут обнаружены экспериментально и ядерная физика станет «очаровательной» и, может быть, даже «прелестной».

В том же 1975 г. была предпринята попытка [11—14] экспериментального обнаружения очарованных ядер в фотоэмульсии, облученной протонами с энергиями 70 и 250 ГэВ на ускорителях ИФВЭ (Серпухов) и ФНАЛ (Батавия). Среди 1,2 млн. ядерных звезд были обнаружены три события, интерпретация которых как возможное образование и последующий распад очарованных ядер является достаточно правдоподобной. Однако трудности анализа, в частности, отсутствие надежно идентифицированных распадов ассоциативных партнеров  $\Lambda_c$ -барионов (частиц с очарованием  $C = -1$ ) и странных частиц среди продуктов распада кандидатов в очарованные ядра, не позволили сделать однозначного вывода об их обнаружении. К сожалению, этот эксперимент (подробно рассмотренный в разд. 1) до настоящего времени является единственной целенаправленной попыткой обнаружения очарованных ядер.

Таким образом, физика очарованных ядер спустя 15 лет после открытия очарованных барионов все еще остается «гадким утенком» — до сих пор она не стала экспериментальной дисциплиной.

\*Этот термин впервые был использован в работе [4]; ядра, содержащие барионы с тяжелыми кварками, называют также суперядрами [3,11], очарованными (прелестными) гиперядрами [4] и ароматными ядрами [5].

\*\*Следует отметить, что к моменту появления работы [3] существование частиц с открытым очарованием, в частности очарованных барионов, не было экспериментально установлено. Более того, сама идея четвертого кварка не была общепризнанной — имелись попытки интерпретировать  $J/\psi$ -частицы без помощи очарованного кварка [6].

Вместе с тем идея А.А.Тяпкина и первые экспериментальные поиски стимулировали значительный интерес к проблеме и инициировали поток работ, посвященных теоретическому анализу различных аспектов физики очарованных ядер. Уже в первой такой работе [7] были обозначены возможные пути теоретического исследования очарованных ядер, которые впоследствии и были реализованы. Ожидаемые свойства взаимодействий очарованных барионов с нуклонами и свойства очарованных ядер (значения энергий связи  $\Lambda_c$  в них  $B_c$ , структура уровней, влияние на  $B_c$  кулоновского отталкивания из-за наличия у  $\Lambda_c$  положительного заряда и др.) оценивались в различных подходах:

- с помощью феноменологических потенциалов  $V_{\Lambda_c N} = \alpha V_{\Lambda N}$  (случай  $\alpha = 1$  отвечает « $\Lambda_c$ -универсальности», которая имела бы место при строгом сохранении  $SU(4)$ -симметрии и отсутствии кулоновского взаимодействия) [8,10,15—19];

- в рамках моделей однобозонного обмена с учетом  $SU(4)$ -симметрии, нарушение которой происходит только в массах мезонов и барионов, но не в константах связи [4,5,9,20—25];

- в модели, учитывающей вклад двухпионного обмена и нарушение  $SU(4)$ -симметрии в константах связи [26—28];

- в кварковой модели [29—30].

В ряде работ [16,24,26—30] оценивались свойства прелестных ядер, содержащих  $\Lambda_b$ -барион. Механизмы рождения очарованных ядер исследовались в [27—34], а в [3,4,7,8,11—14,16,34] обсуждались распады очарованных ядер (см. также ссылки, приведенные в Приложении).

Результаты теоретических исследований показали, что, наряду с аналогией между гиперядрами и очарованными ядрами, должны иметь место и существенные отличия, обусловленные разницей в массах, зарядах и временах жизни странных и очарованных барионов.

В целом, если иметь в виду теоретические исследования, вероятно, можно говорить о некотором этапе, когда основные контуры проблемы уже в значительной мере определились и поставлен целый ряд вопросов, требующих своего решения в эксперименте. В этой связи представляется уместным подвести некоторые итоги и дать обзор современных представлений о свойствах взаимодействий очарованных барионов с нуклонами и вытекающих из них свойствах очарованных ядер, а также механизмах их образования.

Рассмотрим сначала вопрос о том, какие очарованные барионы могли бы образовать очарованные ядра, стабильные относительно сильных распадов. В табл. 1 приведены основные характеристики семейства барионов

Таблица 1. Семейство барионов  
с очарованием  $C = 1$  ( $J^P = 1/2^+$ ) [35]

Барион	Кварковый состав	$I, I_3$	Масса, МэВ/ $c^2$	Время жизни, $10^{-13}$ с, или тип распада
$\Lambda_c^+$	$c[ud]$	0,0	$2285,2 \pm 1,2$	$1,91^{+0,17}_{-0,13}$
$\Sigma_c^{++}$	$cuu$	1,+1	$2453,0 \pm 1,2$	Сильный
$\Sigma_c^+$	$c\{ud\}$	1,0	$2453,2 \pm 3,2$	Сильный+электромагнитный
$\Sigma_c^0$	$cdd$	1,-1	$2452,7 \pm 1,3$	Сильный
$\Xi_c^+$	$c\{su\}$	$1/2, +1/2$	$2466,8 \pm 2,4$	$3,0^{+1,0}_{-0,6}$
$\Xi_c^0$	$c\{sd\}$	$1/2, -1/2$	$2473,0 \pm 2,0$	$0,82^{+0,59}_{-0,30}$
$\Xi_c^{\prime+}$	$c\{su\}$	$1/2, +1/2$ } $1/2, -1/2$ }	$\sim (M_{\Xi_c} + 100)$ [36]	Электромагнитный
$\Xi_c^{\prime0}$	$c\{sd\}$			Электромагнитный
$\Omega_c^0$	$css$	0,0	$2470 \pm 20$	Слабый

Примечание. [ ] и { } — антисимметричная и симметричная комбинации кварков.

с одним  $c$ -кварком ( $J^P = 1/2^+$ ). Видно, что очарованные  $\Sigma_c$  и очарованные странные  $\Xi_c'$  распадаются по сильному или электромагнитному взаимодействиям:

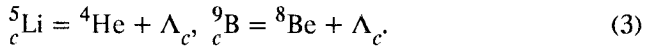
$$\begin{aligned}
 \Sigma_c &\rightarrow \Lambda_c + \pi; \\
 \Sigma_c^+ &\rightarrow \Lambda_c + \gamma; \\
 \Xi_c' &\rightarrow \Xi_c + \gamma.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Эти же барионы, а также  $\Xi_c$  и  $\Omega_c$  в ядрах, могут переходить в более легкие  $\Lambda_c$  или  $\Xi_c$  за счет сильных взаимодействий с нуклонами:

$$\begin{aligned}
 \Sigma_c + N &\rightarrow \Lambda_c + N + \sim 170 \text{ МэВ}; \\
 \Xi_c + N &\rightarrow \Lambda_c + \Lambda + \sim 6 \text{ МэВ}; \\
 \Xi_c' + N &\rightarrow \Xi_c + N + \sim 100 \text{ МэВ}; \\
 \Omega_c + N &\rightarrow \Xi_c + \Lambda + \sim 100 \text{ МэВ}.
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Поэтому мы будем рассматривать только легчайший  $\Lambda_c$ -барион, единственный, который мог бы образовать стабильные относительно сильных взаимодействий очарованные ядра. (Возможность существования узких  $\Sigma_c$ -ядерных состояний, аналогичных  $\Sigma$ -гиперядрам, рассматривалась в

[4]. Можно было бы ожидать существования таких же нестабильных очарованных ядер с  $\Xi_c$  и  $\Omega_c$ .) Очарованные ядра с  $\Lambda_c$ -барионом будем обозначать символом  $A_c$  или в отдельных случаях  ${}^A_cZ$ . При этом, как было предложено в [7], химический символ будет отвечать полному заряду очарованного ядра, например:



Альтернативная система обозначений, сохраняющая за очарованным ядром химический символ соответствующего ядра-остова ( ${}^5_c\text{He}$  и  ${}^9_c\text{Be}$ ), представляется нам менее удачной, поскольку не учитывает заряд  $\Lambda_c$ . Некоторые замечания будут сделаны относительно возможных свойств ядер с легчайшим прелестным  $\Lambda_b^0$ -барионом ( $A_b$  или  ${}^A_bZ$ ), насколько это разумно в настоящее время. Проблеме существования очарованных ядер посвящен разд. 2. В нем, в частности, мы рассмотрим следующие вопросы:

— влияние массы бариона на потенциал барион-нуклонного взаимодействия;

— достаточно ли силен потенциал взаимодействия очарованного (прелестного) бариона с нуклоном для образования стабильных относительно сильных взаимодействий очарованных (прелестных) ядер;

— влияние положительного заряда  $\Lambda_c$  на стабильность очарованных ядер.

Слабые распады очарованных ядер обсуждаются в разд. 3.

Чтобы лучше понять проблемы физики очарованных ядер, мы рассмотрим их в сравнении с достаточно хорошо изученными гиперядрами, подчеркивая аналогию и различия.

В разд. 4 обсуждаются механизмы образования очарованных ядер, а в разд. 5 — возможность постановки новых экспериментов по их поиску.

В Заключении мы коротко очертим круг тех проблем, на которые может пролить свет изучение очарованных ядер.

Отсутствие надежного сигнала от очарованных ядер безусловно является вызовом экспериментаторам. Оно же делает многие теоретические результаты «построенными на песке» и несомненно служит психологическим тормозом, сдерживающим развитие как теоретических, так и экспериментальных исследований.

Вместе с тем, планируя эксперименты, следует отдавать себе отчет в том, что поиск очарованных ядер — задача несравненно более сложная, нежели поиск гиперядер. Это обусловлено целым рядом причин: малостью сечения рождения очарованных барионов; их малым временем жизни; многообразием мод распада; небольшой, по всей видимости, энергией

связи в ядрах и, в особенности, кинематическим подавлением из-за большой передачи импульса при рождении тяжелого бариона во взаимодействиях неочарованных частиц [27—32]. Все это предъявляет очень высокие требования к будущим экспериментам как с точки зрения статистической обеспеченности, так и в отношении эффективности, энергетического разрешения, надежности идентификации частиц и т.п.

Эффект кинематического подавления может быть исключен в экспериментах с образованием медленных  $\Lambda_c$  в реакциях с обменом очарованием, вызываемых  $D$ -мезонами. Принципиальная возможность постановки такого эксперимента в столкновениях  $e^+$  и  $e^-$  обсуждалась в [30,31,33,34]. На этом пути также имеются трудности, связанные прежде всего с размещением тонкой ( $\sim 100$  мкм) мишени на расстоянии  $\sim 30$ — $60$  мкм от места встречи  $e^+e^-$ -пучков.

И тем не менее, как мы постараемся показать в заключительной части обзора, интерес к очарованным ядрам представляется достаточно обоснованным для того, чтобы предпринять новые попытки их обнаружения.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОИСКУ ОЧАРОВАННЫХ ЯДЕР

До настоящего времени целенаправленный поиск очарованных ядер проводился только в одном эксперименте [11—14], выполненном в 1975 г. Еще в двух экспериментах [37,38] при поиске распадов очарованных частиц обращалось внимание на возможность регистрации ядер, содержащих очарованный барион. Отличия в постановке этих экспериментов не принципиальны, поэтому мы будем говорить главным образом об эксперименте [11—14], так как, во-первых, количество взаимодействий, проанализированных в нем с целью поиска очарованных ядер, на порядок больше суммарного количества проанализированных взаимодействий в работах [37,38] и, во-вторых, в нем найдены единственные на сегодня кандидаты в очарованные ядра.

При постановке этого эксперимента были учтены ожидаемые свойства очарованных ядер, следующие из основных свойств  $\Lambda_c$ -бариона.

Поскольку очарование  $C$  является квантовым числом, которое сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, то рождение очарованного бариона и очарованного ядра в таких процессах должно сопровождаться образованием ассоциативного партнера — частицы с очарованием  $C = -1$  ( $D^-$ ,  $\bar{D}^0$ ,  $D_s^-$ ,  $\Lambda_c$ ).

Из того факта, что масса векторных  $J/\psi$ -частиц равна  $3,1$  ГэВ/ $c^2$ , можно было грубо оценить массу  $c$ -кварка:  $M_c \sim \frac{1}{2}M_{J/\psi} \approx 1,5$  ГэВ/ $c^2$ , т.е.

масса  $\Lambda_c$  должна быть не менее  $2 \text{ ГэВ}/c^2$  и энергосодержание при распаде очарованного ядра  $Q_{CN}$ , равное разности масс  $\Lambda_c$  и нуклона, не менее  $1 \text{ ГэВ}$ . Из приведенного в табл.1 значения массы  $\Lambda_c$  следует, что  $Q_{CN} \cong \cong (1,346 - B_c) \text{ ГэВ}$ , где  $B_c$  — энергия связи  $\Lambda_c$  в  $A_c$ .

Время жизни очарованных частиц, в том числе и  $\Lambda_c$ , оценивалось из значения массы  $c$ -кварка в пределах  $10^{-12} - 10^{-13} \text{ с}$  (современное значение —  $1,9 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ ). Отсюда следует, что пробеги очарованных ядер до распада должны быть существенно меньше пробегов гиперядер:  $R \leq 10 \div 20 \text{ мкм}$ .

Из схемы ГИМ [39] следует, что доминирующими модами распада очарованных частиц являются распады на странные ( $\Delta C = \Delta S = -1$ ) частицы (95%), поэтому среди продуктов распада  $\Lambda_c$  с большой вероятностью должны быть заряженные или нейтральные странные частицы:  $K^-$ ,  $\bar{K}^0$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^\pm$ ,  $\Xi K$ . Возможно также наличие  $e^+$  или  $\mu^+$ , так как суммарная вероятность полулептонных мод распада  $\Lambda_c$  составляет  $\sim 10\%$  [35]. (Подробнее о распадах очарованных ядер будет сказано в разд. 3.)

Ввиду малого времени жизни очарованных ядер в качестве детектора их распадов была выбрана ядерная фотоэмульсия, обладающая лучшим пространственным разрешением (около  $1 \text{ мкм}$ ) среди всех трековых детекторов. Достоинством фотоэмульсии является также возможность точного определения энергии, типа и знака заряда заряженных пионов, каонов и  $\Sigma$ -гиперонов в случае их остановки в фотоэмульсии. Идентификация типа заряженных частиц (без определения знака заряда) и измерение импульсов возможны и в случае их вылета за пределы фотоэмульсии по измерениям ионизации и многократного рассеяния, если импульсы не превышают  $\sim 1 - 2 \text{ ГэВ}/c$ . При этом возможно отделение каонов от пионов и протонов, что имеет большое значение при поиске очарованных ядер, поскольку импульсы каонов от распада  $\Lambda_c \rightarrow K^- + X$  не превосходят  $0,82 \text{ ГэВ}/c$ .

С целью поиска очарованных ядер две фотоэмульсионные камеры объемом около  $1 \text{ л}$  каждая, собранные из  $90$  слоев фотоэмульсии НИКФИ-БР-2 размером  $200 \times 100 \times 0,6 \text{ мм}$ , были облучены на ускорителе ИФВЭ (Серпухов) протонами с энергией  $70 \text{ ГэВ}$ . Аналогичная камера, состоящая из  $170$  слоев эмульсии, была облучена на ускорителе ФНАЛ (Батавия) протонами с энергией  $250 \text{ ГэВ}$ . Средняя плотность облучения в просмотренных слоях составила в разных камерах  $(0,6 - 1,1) \cdot 10^5$  протонов на  $1 \text{ см}^2$ .

Поиск взаимодействий проводился методом просмотра по площади при увеличении 225X (диаметр поля зрения примерно  $750 \text{ мкм}$ ). Для ус-

корения поиска очарованных ядер был применен специальный метод просмотра — поиск «двойных звезд». Этот метод заключается в регистрации в окрестностях найденных звезд в пределах двух полей зрения так называемых двойных звезд — любых вторичных взаимодействий, связанных с первичной звездой черным связующим следом\*, принадлежащим с большой вероятностью ядерному фрагменту. При этом следы из обеих звезд не прослеживались и детально не измерялись. Вместо этого событие схематически зарисовывалось, а затем анализировались только двойные звезды с большим видимым энерговыделением во вторичной звезде. С целью поиска двойных звезд с близкими центрами окрестности найденных взаимодействий просматривались при увеличении 1350X (поле зрения около 120 мкм).

Такой просмотр позволил значительно увеличить скорость поиска взаимодействий. Метод двойных звезд может быть применен для исследования любых квазистабильных явлений, например, поиска сверхплотных ядер, радиоактивности нового типа и других в области времен жизни до  $10^{-13}$ — $10^{-14}$  с, и имеет хорошие перспективы [40].

В результате просмотра фотоэмульсий было зарегистрировано около 1,27 млн. звезд, из которых ~527 тыс. являются  $pA$ -взаимодействиями при 250 ГэВ, ~53,4 тыс. — при 70 ГэВ, а остальные — это взаимодействия вторичных заряженных и нейтральных частиц с ядрами в фотоэмульсии. Из них ~42,5 тыс. звезд образованы лидирующими протонами с  $E_p \sim 100+150$  ГэВ от взаимодействий первичных протонов с энергией 250 ГэВ. Это дало возможность оценить верхнюю границу выхода очарованных ядер в  $pA$ -взаимодействиях и при этих энергиях.

В качестве кандидатов в очарованные ядра отбирались все вторичные звезды с видимым энерговыделением  $E_{vis} > 0,3$  ГэВ (для отличия от распадов гиперядер, ядерных захватов  $\pi^-$ ,  $K^-$  и  $\Sigma^-$ ), связанные с родительским взаимодействием черным следом. Дополнительно требовалось, чтобы связующий след находился вне пределов узкого конуса разлета основной части ливневых частиц:  $\psi > \psi_{min} = 20^\circ$ .

Среди всех зарегистрированных двойных звезд с черным связующим следом длиной до 1,5 мм имеется три события с аномально большим видимым энерговыделением во вторичной звезде  $E_{vis} > 0,3$  ГэВ.

Микрофотографии и схемы этих событий показаны на рис. 1. События 1 и 2 вызваны первичными протонами с  $E_p = 250$  ГэВ, событие 3 — вто-

\*Заряженные частицы в фотоэмульсии разделяют по ионизационным потерям  $I$  на ливневые (s) с  $I/I_0 \leq 1,4$  (в основном пионы), серые (g) с  $1,4 \leq I/I_0 \leq 5$  (каскадные протоны) и черные (b) — медленные протоны и фрагменты.  $I_0$  — значение ионизации на плато.



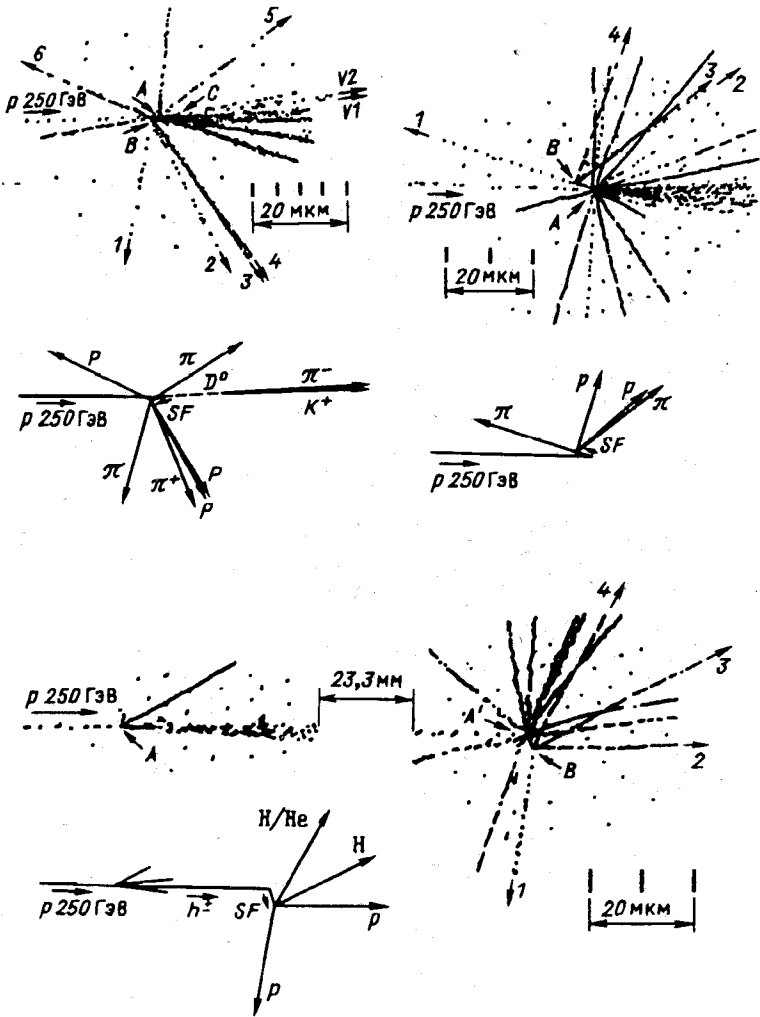


Рис. 1. Микрофотографии и схемы событий — кандидатов в очарованные ядра [12—14]:  $A$  — вершины первичных взаимодействий ( $A'$  — вершина взаимодействия вторичной частицы  $h^\pm$  в событии 3);  $B$  — вершины распадов кандидатов в  $A_c$  (SF);  $C$  — вершина распада  $D^0 \rightarrow K^+ \pi^- (\pi^0)$  (следы  $V1$  и  $V2$ ) в событии 1

Таблица 2. Характеристики событий — кандидатов в очарованные ядра [13,14]

Номер события	Связующий след			Вторичная звезда		
	Пробег $R$ , мкм	Азимутальный угол $\varphi^\circ$	Угол погружения $\vartheta^\circ$	$E_{vis}$ , ГэВ	$p_L^c$ , ГэВ/с	$p_T^c$ , ГэВ/с
1	$1,8 \pm 0,5$	$168 \pm 8,9$	$0 \pm 18,0$	$1,00 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,12$	$0,53 \pm 0,04$
2	$3,1 \pm 0,5$	$160 \pm 5,5$	$0 \pm 10,1$	$0,58 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,02$	$0,59 \pm 0,01$
3	$3,7 \pm 0,5$	$58 \pm 4,8$	$-18,8 \pm 8,2$	$0,45 \pm 0,01$	$0,59 \pm 0,08$	$0,62 \pm 0,10$

Примечание. В событии 3 одна из вторичных релятивистских частиц ( $p\beta = (13,3 \pm 2,2)$  ГэВ/с) из первичного взаимодействия  $A$  образовала на расстоянии  $\sim 23,3$  мм от родительской звезды вторичную звезду  $A'$  (см. рис.1), в которой найден кандидат в очарованное ядро.

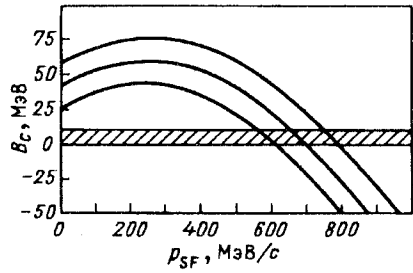
ричной заряженной частицей  $h^\pm$ , родившейся в первичном взаимодействии протона с  $E_p = 250$  ГэВ с ядром в фотоэмлюссии.

Характеристики этих событий приведены в табл. 2. Кроме аномально большого энерговыделения  $E_{vis}$ , для них характерны следующие особенности:

- малые расстояния между центрами двойных звезд  $R \sim 2+4$  мкм;
- большое значение недостающего поперечного импульса во вторичных звездах  $p_T^{mis} = p_T^c \approx 0,5+0,6$  ГэВ/с;
- в первых двух событиях большие  $E_{vis}$  и  $p_T^c$  сочетаются с относительно малым суммарным продольным импульсом заряженных частиц  $p_L^c \approx 0,2$  ГэВ/с, а в третьем событии  $E_{vis}$ ,  $p_T^c$  и  $p_L^c$  практически одинаковы;
- углы между связующим следом и следом налетающей частицы значительно превышают угол разлета основной части ливневых частиц и быстрых ядерных фрагментов:  $\psi \geq 60^\circ > \psi_{min}$ .

Анализ фоновых процессов, имитирующих распады очарованных ядер, показал [41], что наиболее серьезными источниками фона являются аннигиляция медленных антипротонов ( $T_p \leq 50$  МэВ) и неупругие взаимодействия ливневых частиц в непосредственной близости (до 10 мкм) от родительских звезд с кажущимся черным связующим следом из-за наложения на него следов других частиц. Однако фоновые события от неупругих взаимодействий сконцентрированы в пределах узкого телесного угла (с углами вылета до  $10^\circ$ ) и не представляют опасности из-за того, что события с углами между связующим и первичным следами ме-

Рис. 2. Зависимость энергии связи  $\Lambda_c$ -бариона в очарованном ядре  $B_c$  от импульса очарованного ядра  $p_{SF}$  в событии 1 для распада  ${}^4\text{Be} \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^+\pi^-\text{ppp}$  [12—14]



нее  $20^\circ$  не рассматривались как кандидаты в очарованные ядра. Кроме того, образование найденных событий неупругими взаимодействиями ливневых частиц или быстрых ядерных фрагментов трудно объяснить ввиду соотношения значений  $E_{\text{vis}}$ ,  $p_T^c$  и  $p_L^c$ .

Если эти события являются аннигиляционными звездами, то непонятны их концентрация в непосредственной близости от родительских взаимодействий и отсутствие аннигиляционных звезд с черным связующим следом на расстоянии от 4 мкм до 1,5 мм.

Напротив, в случае образования очарованных фрагментов (суперфрагментов) должны наблюдаться именно такие особенности. Поэтому события были проанализированы как возможные распады суперфрагментов. Так как среди заряженных частиц из вторичных звезд, идентифицированных по измерениям пробегов, ионизации и многократного рассеяния не было обнаружено ни одной странной частицы или лептона, то при кинематическом анализе (ОС-фит) предполагалось, что недостающий поперечный импульс уносится нейтральной странной частицей ( $\bar{K}^0$  или  $\Lambda$ ):  $p_T^n = p_T^{\text{mis}}$ . Масса суперфрагмента  $M_{SF}$  (т.е. инвариантная масса всех частиц, включая нейтральную), время пролета до распада  $t_{SF}$  и энергия связи  $\Lambda_c$  в очарованном ядре

$$B_c = M_A + M_{\Lambda_c} - M_{SF} \quad (4)$$

( $M_A$  — масса ядра-остова) определялись в зависимости от варьируемого продольного импульса нейтральной странной частицы  $p_L^n$  или импульса суперфрагмента  $p_{SF} = p_L^c + p_L^n$  ( $p_{SF} \geq 0$ ). Пример зависимости  $B_c$  от  $p_{SF}$  приведен на рис. 2. Так как стабильные относительно сильных распадов очарованные ядра могут существовать при условии  $B_c > 0$ , то область возможных значений  $B_c$  была принята равной  $0 \pm 10$  МэВ, что не противоречит полученным позднее оценкам (см. разд.2).

Таблица 3. Возможная интерпретация кандидатов в очарованные ядра [13,14]

Номер события	Схема распада	$p_{SF}$ , ГэВ/с	$p_0$ , ГэВ/с	$t_{SF}$ , $10^{-13}$ с
1	${}^c_{c}\text{Be}/{}^c_{c}\text{He}/{}^c_{c}\text{C} \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^\pm \pi^\pm pp \text{ } ^{1,2}\text{H} + kn \ (k \geq 0)$	0,40±0,88	0,64±0,87	0,22±0,79
2*	${}^c_{c}\text{He}/{}^c_{c}\text{Be} \rightarrow \bar{K}^0 \pi^\pm \pi^\pm p \text{ } ^{1-3}\text{H} + kn$ $\rightarrow \Lambda^0 \pi^\pm \pi^\pm p \text{ } ^{1-3}\text{H} + kn + m\pi^0$ $(k \geq 0, 0 \leq m \leq 3)$	≤0,16 1,22±1,60	0,60±0,61 1,42±1,69	≥1,84 0,21±0,32
3**	${}^c_{c}\text{Be}/{}^c_{c}\text{B} \rightarrow \bar{K}^0 pp \text{ } ^{1,2}\text{H} \text{ } ^{1-3}\text{H}/^{3,4}\text{He} + kn + m\pi^0 \ (k \geq 0, m = 0,1)$	≤0,21 1,12±1,43	0,69±0,82 0,78±1,05	≥2,16 0,28±0,97

\* Два ряда значений  $p_{SF}$ ,  $p_0$  и  $t_{SF}$  отвечают распадам на  $\bar{K}^0$  и  $\Lambda^0$ .

\*\* В этом событии имеется два решения — при малых  $p_{SF}$  и  $p_0$  (верхняя строка) и при больших (нижняя). Все  $p_{SF}$ ,  $p_0$  и  $t_{SF}$  приведены для случая  $k = m = 0$ .

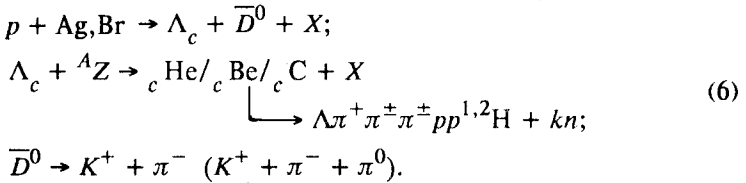
В табл. 3 представлены результаты анализа (схемы распада, значения импульсов суперфрагментов  $p_{SF}$  и нейтральной частицы  $p_0$ , при которых  $B_c = 0 \pm 10$  МэВ, а также соответствующие им времена пролета до распада  $t_{SF}$ ). Эти результаты показывают, что все три события могут быть интерпретированы как распады очарованных ядер. Нужно отметить, что импульсы, при которых  $B_c = 0 \pm 10$  МэВ, имеют значения, характерные для ядерных фрагментов и гиперфрагментов. При этом импульсы нейтральных странных частиц также не противоречат тому, что эти события обусловлены внутриядерными распадами  $\Lambda_c \rightarrow \bar{K}^0 p +$  пионы или  $\Lambda_c \rightarrow \Lambda \pi^+ +$  пионы, так как максимально возможные импульсы  $\bar{K}^0$  и  $\Lambda$  от распада  $\Lambda_c$  в покое составляют 0,87 и 0,86 ГэВ/с соответственно. Только во втором событии  $\Lambda$  имеет большой импульс, однако не исключена возможность наличия хотя бы одной дополнительной нейтральной частицы — нейтрона или  $\pi^0$ -мезона. Кроме того, может иметь место слабое взаимодействие  $\Lambda_c$  с нуклоном:

$$\Lambda_c + N \rightarrow \Lambda + N + 2\pi. \quad (5)$$

При этом импульс  $\Lambda$  в системе покоя  $A_c$  может достигать 1,11 ГэВ/с.

Наибольший интерес представляет первое событие, в котором наряду с кандидатом в очарованное ядро обнаружена вилка (следы V1 и V2 на рис.1), геометрически восстановленная вершина которой (С) находится на расстоянии  $(6,3 \pm 2,8)$  мкм от вершины первичного взаимодействия.

Согласно измерениям ионизации ( $I/I_0 = 0,94 \pm 0,02$ ) и многократного рассеяния ( $p\beta = (0,84 \pm 0,07)$  ГэВ/с) наиболее вероятно, что частица VI является  $K$ -мезоном. Если след V2 принадлежит пиону, то инвариантная масса частиц вилки  $M_{K\pi} = (1,62^{+0,13}_{-0,12})$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Поэтому вилка может быть интерпретирована как распад очарованного нейтрального  $D$ -мезона ( $M = 1,865$  ГэВ/с<sup>2</sup>,  $\tau = (4,21 \pm 0,10) \cdot 10^{-13}$  с [35]) на  $K\pi$  или  $K\pi\pi^0$  за время  $(0,28 - 0,41) \cdot 10^{-14}$  с. Знак заряда каона неизвестен, но если он положителен, то это событие может рассматриваться как образование и последующий распад очарованного ядра:



Количество фоновых событий, имитирующих одновременно распад нейтральной очарованной частицы за счет распада  $K_s^0$  или  $\Lambda$  или дифракционной диссоциации  $n \rightarrow p\pi^-$  ( $n\pi^+\pi^-$ ) (см. [42]) и распад очарованного ядра за счет аннигиляции медленного  $\bar{p}$  в просмотренном объеме фотоэмульсии, не превышает  $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ .

В двух других событиях указаний на распад второй очарованной частицы не было обнаружено до расстояний  $\sim 3$  мм от родительских звезд. Поскольку в третьем событии кандидат в очарованное ядро найден во взаимодействии вторичной частицы  $h^\pm$ , для которой измеренное значение величины  $p\beta$  равно  $(13,3 \pm 2,2)$  ГэВ/с, то была проверена гипотеза о том, что эта частица является  $D^+$ -мезоном. В этом случае образование очарованного ядра не сопровождается рождением второй очарованной частицы, но такая частица должна быть в звезде, в которой родился  $D^+$ -мезон. Распад такой частицы в окрестностях вершины первичного  $pA$ -взаимодействия не был обнаружен. Поэтому для событий 2 и 3 количество фоновых событий, равное ожидаемому числу аннигиляционных звезд, составляет  $\sim 0,2$  и  $\sim 10^{-5}$  соответственно (малое значение величины фона в третьем событии обусловлено существенно меньшим сечением рождения антипротонов во взаимодействиях вторичных частиц).

В первом событии распад  $\Lambda$ -гиперона в предполагаемом направлении его вылета, отвечающем условию  $B_c = 0+10$  МэВ, не был найден. В других событиях поиск распадов нейтральных странных частиц не проводился ввиду того, что:

— вероятность распада  $K_S^0$  и  $\Lambda$  в пределах фотоэмульсионной камеры на заряженные частицы не превышает  $\sim (10\text{—}20)\%$ ;

— в случае распада очарованного ядра с испусканием дополнительных нейтральных частиц ( $n$  или  $\pi^0$ ) невозможно определить более или менее ограниченную область вылета странных нейтральных частиц.

Сделанные допущения и имеющиеся неопределенности, а именно:

— ненаблюдение ассоциативных партнеров  $\Lambda_c$  в двух событиях;  
— незнание знака заряда  $K$ -мезона от возможного распада  $\bar{D}^0$  в первом событии;

— ненаблюдение странных частиц в трех событиях,  
хотя и не противоречат интерпретации найденных событий как распадов  $\Lambda_c$ , тем не менее не позволяют сделать однозначный вывод о наблюдении очарованных ядер.

Поэтому была определена верхняя граница выхода очарованных ядер во взаимодействиях протонов с ядрами в фотоэмульсии:

$$f_{\text{SF}} \leq 3,1 \cdot 10^{-5} \text{ при } E_p = 70 \text{ ГэВ};$$

$$f_{\text{SF}} \leq 3,8 \cdot 10^{-5} \text{ при } E_p \sim 100\text{--}150 \text{ ГэВ};$$

$$f_{\text{SF}} \leq 3,1 \cdot 10^{-6} \text{ при } E_p = 250 \text{ ГэВ}$$

на одно неупругое взаимодействие (на 90%-ном уровне достоверности). Это значение на 2—3 порядка ниже, чем выход гиперядер, который составляет при тех же энергиях протонов  $(1,5\text{—}3) \cdot 10^{-3}$  [43].

В предположении [13], что сечение рождения  $\Lambda_c$  в  $pp$ -взаимодействиях при 250 ГэВ равно  $8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ , была получена оценка верхней границы доли  $\Lambda_c$ , образующих очарованные ядра во взаимодействиях протонов с ядрами Ag, W при этой энергии. На 90%-ном уровне достоверности эта величина составляет

$$\delta_{\Lambda_c} \leq 4,0 \cdot 10^{-3}, \text{ если } \sigma(pA \rightarrow \Lambda_c) \sim A^1,$$

$$\delta_{\Lambda_c} \leq 8,7 \cdot 10^{-3}, \text{ если } \sigma(pA \rightarrow \Lambda_c) \sim A^{2/3}.$$

Для сравнения: доля  $\Lambda$ -гиперонов, образующих видимые (т.е. с пробегом  $R > 1$  мкм) гиперядра при  $E_p = 250$  ГэВ, составляет примерно 2%, как это следует из данных работы [43].

Как уже отмечалось, кроме эксперимента [11—14] только в двух работах, выполненных с целью поиска очарованных частиц, было обращено внимание на возможность регистрации связанных состояний очарованных барионов с ядрами. Оба эти эксперимента в принципе аналогичны эксперименту [11—14].

В [37] среди 62 302 взаимодействий протонов с энергией 300 ГэВ с ядрами в фотоэмульсии было зарегистрировано 140 распадов гиперядер, однако ни одного события с большим энерговыделением или со странными частицами во вторичных звездах не было обнаружено.

В работе [38] среди 16 098 звезд, зарегистрированных в фотоэмульсиях, облученных протонами с энергиями 300 и 400 ГэВ, не было найдено ни одного кандидата в очарованное ядро, в качестве которых рассматривались «гиперядра» с пробегом  $R \leq 30$  мкм и большим энерговыделением при распаде.

Суммарная статистика этих двух экспериментов находится на уровне данных, полученных в [11—14] при энергиях 70 и 100—150 ГэВ, и почти на порядок ниже, чем при энергии 250 ГэВ. Если выход очарованных ядер слабо зависит от энергии налетающих частиц в интервале от 70 до 400 ГэВ, то можно сделать суммарную оценку верхней границы выхода очарованных ядер во взаимодействиях протонов с ядрами в фотоэмульсии:

$$f_{SF} \leq 2,3 \cdot 10^{-6} \quad (E_p = 70 \div 400 \text{ ГэВ})$$

на одно неупругое взаимодействие на 90%-ном уровне достоверности. Эта оценка практически не отличается от наиболее значимого результата, полученного в эксперименте [11—14] при  $E_p = 250$  ГэВ.

Эксперименты [11—14, 37, 38] можно назвать экспериментами по поиску очарованных ядер первого поколения. Они были выполнены в то время (1975—1976 гг.), когда не было данных даже о таких основных свойствах очарованного бариона  $\Lambda_c$ , как масса и время жизни, и отсутствовали теоретические работы, в которых рассматривались бы вопросы физики очарованных ядер: свойства потенциала  $\Lambda_c N$ -взаимодействий, энергии связи  $\Lambda_c$  в очарованных ядрах и сама возможность их существования, механизмы их образования. Тем не менее эти эксперименты стимулировали теоретические исследования как очарованных ядер, так и ядер с другими ароматами. Результаты этих работ представлены в следующих разделах.

## 2. СВОЙСТВА ОЧАРОВАННЫХ ЯДЕР

**Взаимодействие  $\Lambda_c$  с нуклонами.** Традиционный путь получения  $\Lambda_c N$ -потенциала состоит в выводе его тем или иным способом из достаточно хорошо изученного  $\Lambda N$ -потенциала. Для этого удобно использовать модели однобозонного обмена (ОБЕ), дополненные предположением

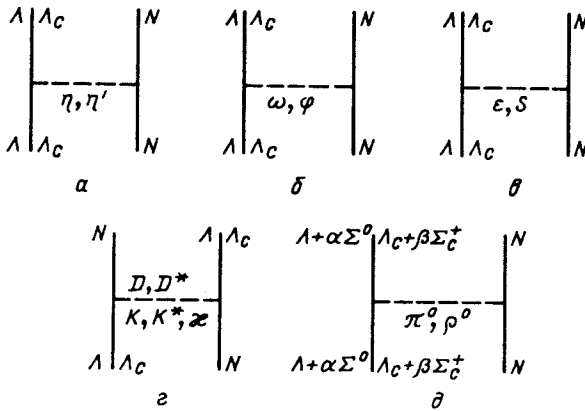


Рис. 3. Основные диаграммы  $\Lambda N$ - и  $\Lambda_c N$ -взаимодействий в ОВЕ-моделях

о той или иной степени сохранения  $SU(4)$ -симметрии [4,44]. В таком подходе вместо связи  $SU(3)$ -нонетов псевдоскалярных ( $J^P = 0^-$ ), векторных ( $J^P = 1^-$ ) и скалярных ( $J^P = 0^+$ ) мезонов с октетом барионов ( $J^P = 1/2^+$ ) в системах  $NN$  и  $YN$  ( $Y = \Lambda, \Sigma, \Xi$ ) учитывается связь 20-плета  $1/2^+$ -барионов с 16-плетами (15-плет + унитарный синглет) мезонов  $SU(4)$ .

Основные диаграммы  $\Lambda_c N$ -взаимодействия можно получить из диаграмм  $\Lambda N$ -взаимодействия заменой  $\Lambda \rightarrow \Lambda_c, \Sigma \rightarrow \Sigma_c, K, K^* \rightarrow D, D^*$  (рис.3).

Как известно, нарушение в массах для  $SU(4)$  значительно более сильное, чем для  $SU(3)$ , поэтому дополнительное явное или неявное предположение, которое обычно используется при расчетах, состоит в том, что нарушение  $SU(4)$  является сильным только в массах, но не в константах связи. Это предположение мы обсудим ниже, а сейчас заметим, что в рамках точной  $SU(4)$ -симметрии константы связи, описывающие вершины взаимодействия  $\Lambda$  и  $\Lambda_c$  с мезонами  $M_i$ , оказываются одинаковыми для всех  $M_i$ , кроме  $\eta$ -,  $\eta'$ - и  $\phi$ -мезонов:

$$g_{\Lambda_c \Lambda_c M_i} = g_{\Lambda \Lambda M_i}. \tag{7}$$

Взаимодействия  $\Lambda$  и  $\Lambda_c$  с нуклонами отличаются от  $NN$ -взаимодействия прежде всего отсутствием однопионного обмена из-за равенства нулю изоспинов  $\Lambda$  и  $\Lambda_c$ . Поэтому для  $\Lambda N$  и  $\Lambda_c N$ -систем наибольший радиус



действия сил обусловлен  $2\pi$ -обменом с  $I = 0$ . В ОВЕ-моделях многопионные вклады представляются в виде эффективного обмена бозонами с соответствующими квантовыми числами. Так,  $2\pi$ -обмен с  $J^P = 0^+$  и  $I = 0$  обычно учитывался эффективным изоскалярным скалярным  $\sigma$ -мезоном с массой  $m_\sigma \approx 500\div 700$  МэВ/ $c^2$ , а  $3\pi$ -обмен — изоскалярным векторным  $\omega$ -мезоном. Так как  $\sigma$ -мезон не обнаружен экспериментально и не содержится в  $SU(3)$ -мультиплетах, то в современных ОВЕ-моделях [45] изоскалярная скалярная часть барион-барионного взаимодействия обычно описывается не « $\sigma$ -мезоном», а реальным  $\epsilon$ -мезоном (в современной нотации  $f_0(1400)$  [35]). Эффект большой ширины  $\epsilon$ -мезона ( $\Gamma \sim 150\div 400$  МэВ) учитывается заменой на два узких резонанса, т.е. используется двухполюсная аппроксимация. При этом меньшее значение массы одного из резонансов, заменяющих  $\epsilon$ , фактически отвечает использованному ранее  $\sigma$ -мезону.

Для наиболее существенной центральной части потенциала, отвечающего  $\sigma$ -обмену, имеем

$$V_{BN}^\sigma(r) = -\frac{g_{NN\sigma} g_{BB\sigma}}{4\pi r} \left[ 1 - \frac{m_\sigma^2}{8M_N M_B} \right] \exp(-m_\sigma r), \quad (8)$$

где  $B = \Lambda, \Lambda_c$ . Если предположить равенство констант связи

$$g_{\Lambda_c \Lambda_c \sigma} = g_{\Lambda \Lambda \sigma} \quad (9)$$

(«универсальность  $\sigma$ -взаимодействия») и учесть, что  $m_\sigma^2/8M_N M_B \ll 1$ , то получим, что различие в массах  $\Lambda$  и  $\Lambda_c$  несущественно, и потенциалы притяжения, обусловленные  $\sigma$ -обменом, для  $\Lambda N$  и  $\Lambda_c N$  приблизительно равны. Все спиновые эффекты, включая спин-орбитальные и тензорные взаимодействия, пропорциональные  $m_\sigma^2/M_N M_B$  и  $(m_\sigma^2/M_N M_B)^2$ , уменьшаются при переходе от  $\Lambda$  к  $\Lambda_c$ , однако их роль не очень существенна.

Примерно такая же картина имеет место и для отталкивательных вкладов, связанных с обменами  $\omega$ - и  $\varphi$ -мезонами — наиболее существенная часть центрального потенциала, обусловленного обменами векторными мезонами, слабо зависит от  $M_B$  при  $g_V \geq f_V$ :

$$V_{BN}^{\omega,\varphi}(r) = \frac{\exp(-m_{\omega,\varphi} \cdot r)}{4\pi r} \left[ g_V^2 \left( 1 + \frac{m_{\omega,\varphi}^2}{8M_N M_B} \right) + \frac{g_V f_V m_{\omega,\varphi}^2}{M_N^{3/2} M_B^{1/2}} + \frac{f_V^2 m_{\omega,\varphi}^4}{16M_N^2 M_B^2} \right], \quad (10)$$

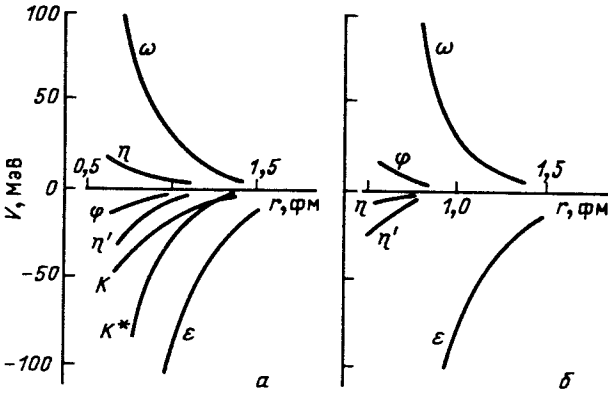


Рис. 4. Вклады различных мезонов в потенциалы  $\Lambda N$ - (а) и  $\Lambda_c N$ -взаимодействий (б) [5]

а остальные вклады, пропорциональные  $m_i^2/M_N M_B$ , не очень существенны.

В рамках указанных предположений имеем следующие различия для  $\Lambda N$ - и  $\Lambda_c N$ -потенциалов:

а) из кварковой структуры следует, что вклады  $\eta$ ,  $\eta'$  и  $\phi$  в  $\Lambda N$ - и  $\Lambda_c N$ -потенциалы различны, но их величина незначительна (рис.4);

б) обмены  $K$  и  $K^*$  для  $\Lambda N$  заменяются для  $\Lambda_c N$  обменами  $D$  и  $D^*$ , которые, ввиду больших масс ( $\sim 1,87$  ГэВ), дают очень короткодействующий, практически несущественный вклад, к тому же учитываемый в данной модели с помощью бесконечного отталкивательного кора.

Другими словами, в грубом приближении потенциал  $V_{\Lambda_c N}$  можно получить из потенциала  $V_{\Lambda N}$  устранением вкладов  $K$  и  $K^*$ .

Обмены  $K$  и  $K^*$  дают значительное притяжение для четных парциальных волн и, наоборот, отталкивание для нечетных. Так как вклады странных мезонов отсутствуют в  $V_{\Lambda_c N}$ , то  $\Lambda_c N$ -потенциалы в  $S$ -состояниях менее, а в  $P$ -состояниях более притягивательные, чем соответствующие  $\Lambda N$ -потенциалы [5,23,24]. Уже в этом проявляется отличие от универсальности  $\Lambda N$ - и  $\Lambda_c N$ -взаимодействий (9). Эта особенность ясно видна на рис.5, на котором приведено сравнение  $\Lambda N$ - и  $\Lambda_c N$ -потенциалов в спин-синглетном и спин-триплетном состояниях. Там же для сравнения

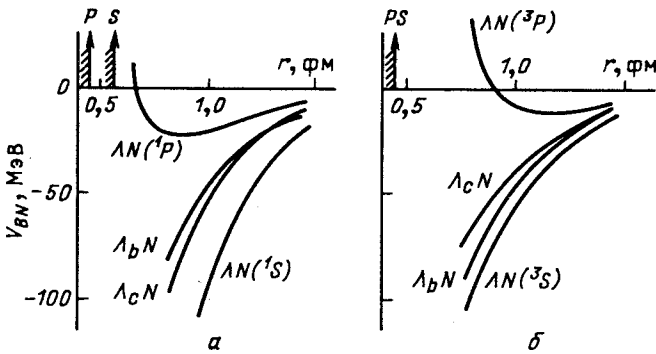


Рис. 5. Радиальная зависимость потенциалов  $\Lambda N$ -,  $\Lambda_c N$ - и  $\Lambda_b N$ -взаимодействий в синглетном (а) и триплетном (б) спиновых состояниях [5]

показаны потенциалы  $V_{\Lambda_b N}$ , полученные из  $\Lambda_c N$ -потенциалов простой заменой  $M_{\Lambda_c} \rightarrow M_{\Lambda_b}$ .

Существуют ли очарованные ядра? Используя полученный выше потенциал взаимодействия  $\Lambda_c$  с нуклоном  $V_{\Lambda_c N}$ , можно вычислить одночастичный потенциал  $U_B$  для  $\Lambda_c$  в ядерной материи. Подобные вычисления с помощью различных методов были проведены в [4,5,23—25]. Приведем основные результаты.

Прежде всего отметим, что утяжеление  $\Lambda_c$  по сравнению с  $\Lambda$  приводит к ряду довольно очевидных следствий:

а) более чем в 2 раза уменьшается кинетическая энергия

$$T = \frac{\hbar^2 p_B^2}{2M_B} \tag{11}$$

бариона в ядре ( $p_B$  — его импульс) и, как следствие, при равенстве  $V_{\Lambda N}$  и  $V_{\Lambda_c N}$  энергия связи  $\Lambda_c$  в очарованном ядре  $B_c$  оказывается больше, чем  $B_\Lambda$  в гиперядре с тем же ядром-остовом [7];

б) в случае чистого ядерного взаимодействия (т.е. без учета кулоновского взаимодействия) для очарованных ядер предсказывается большее количество уровней, чем для аналогичных гиперядер [4,5];

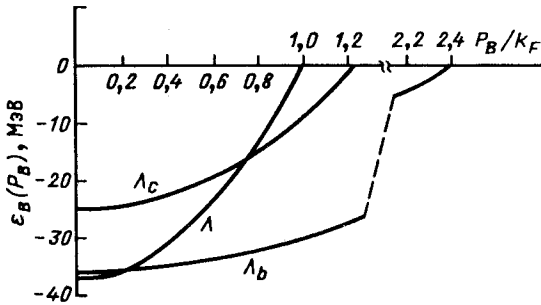


Рис. 6. Одночастичный спектр барионов  $\epsilon_B(p_B) = \frac{\hbar^2 p_B^2}{2M_B} + U_B(p_B)$  ( $B = \Lambda, \Lambda_c, \Lambda_b$ ) в ядерной материи [5]

в) для  $\Lambda_c$  в отсутствие кулоновского взаимодействия зависимость энергии связи  $B_c$  от массового числа  $A$  напоминает поведение  $B_\Lambda(A)$  для гиперядер, однако для  $B_c$  насыщение происходит при меньших  $A$  [26];

г)  $\Lambda_c$  оказывается связанным при больших, чем  $\Lambda$ , импульсах [5]. Это видно из рис. 6, на котором показан одночастичный энергетический спектр

$$\epsilon_B(p_B) = \frac{\hbar^2 p_B^2}{2M_B} + U_B(p_B). \tag{12}$$

Если в случае  $\Lambda$   $\epsilon_B = 0$  при  $p_\Lambda \cong k_F$ , то для  $\Lambda_c$   $\epsilon_B = 0$  при  $p_{\Lambda_c} \cong 1,2 k_F$  ( $k_F \cong 1,35 \text{ фм}^{-1}$  — значение ферми-импульса нуклона в ядре).

Очевидно, что все вышесказанное в еще большей степени справедливо для прелестных ядер с  $\Lambda_b$ -барионом, например,  $\epsilon_{\Lambda_b} = 0$  при  $p_{\Lambda_b} \cong 2,4 k_F$ . Отметим, что общее число возбужденных уровней в тяжелых  $A_b$  очень велико, например, в  $^{105}_b\text{Pb}$  порядка 50 [16,24].

В табл.4 представлены вычисленные в [5] вклады отдельных парциальных волн в полную глубину ядерного потенциала  $U_B^0 = U_B(p_B = 0)$  для  $B = \Lambda, \Lambda_c$  и  $\Lambda_b$ . Из этих данных следует, что:

а) из-за отсутствия обмена  $K$ - и  $K^*$ -мезонами взаимодействие  $\Lambda_c$  и  $\Lambda_b$  с нуклонами в  $S$ -состоянии становится не притягивательным, как в случае  $\Lambda$ , а отталкивательным, тогда как для взаимодействия в  $P$ -состоянии ситуация противоположная — имеет место увеличение притяжения по сравнению с  $\Lambda$ ;

Таблица 4. Вклад различных парциальных волн в полную глубину потенциала  $U_B^0$ , МэВ, для  $\Lambda$ ,  $\Lambda_c$  и  $\Lambda_b$  и влияние на него радиуса кора  $r_c$  [5]

Парциальные волны	$\Lambda$	$\Lambda_c$			$\Lambda_b$		
	$r_c$	$r_c - \Delta r_c$	$r_c$	$r_c + \Delta r_c$	$r_c - \Delta r_c$	$r_c$	$r_c + \Delta r_c$
$^1S_0$	-6,8	1,5	3,1	4,5	2,0	3,3	4,5
$^3S_1 + ^3D_1$	-22,2	-10,3	-6,5	-2,8	-15,2	-11,2	-7,4
$^1P_1$	-1,9		-5,7			-6,7	
$^3P_0$	-0,1		-0,8			-1,5	
$^3P_1$	-0,1		-3,5			-5,2	
$^3P_2 + ^3F_2$	-4,8		-9,2			-11,3	
$^1D_2$	-0,4		-0,7			-1,1	
$^3D_2$	-0,4		-0,6			-1,0	
$^3D_3$	-0,4		-0,9			-1,6	
$U_B^0$	-37,1	-30,9	-24,6	-18,6	-42,6	-36,2	-30,0
$U_B(p_B = k_F)$	-31,2		-24,9			-36,5	

Примечание.  $r_c (^1S_0) = 0,5627$  фм,  $r_c (^3S_1 + ^3D_1) = 0,4491$  фм,  $\Delta r_c = 0,02$  фм.

б) при увеличении массы бариона увеличивается относительная роль  $P$ - и  $D$ -волн даже для одинаковых потенциалов  $V_{BN}$ ;

в) суммарное значение  $U_B^0$  для  $\Lambda_b$  сопоставимо с  $U_\Lambda^0$ , а для  $\Lambda_c$  составляет  $(2/3) U_\Lambda^0$ ;

г) размеры жесткого кора  $r_c$  сильно влияют на вклад  $S$ -волн (подробнее см. ниже).

Преобладающая роль высших парциальных волн в ядрах для  $\Lambda_c$  и  $\Lambda_b$  разительно отличается от ситуации с нуклоном и  $\Lambda$  в ядре, для которых преобладающим является  $S$ -волновой вклад, а другие волны либо дают незначительный вклад, либо взаимно гасят друг друга.

Примеры спектров, рассчитанных в [24] для конечных ядер  $A_c$  и  $A_b$  (без учета кулоновского взаимодействия), показаны на рис.7. Как уже отмечалось, интересной особенностью, связанной с массой бариона  $M_B$ ,

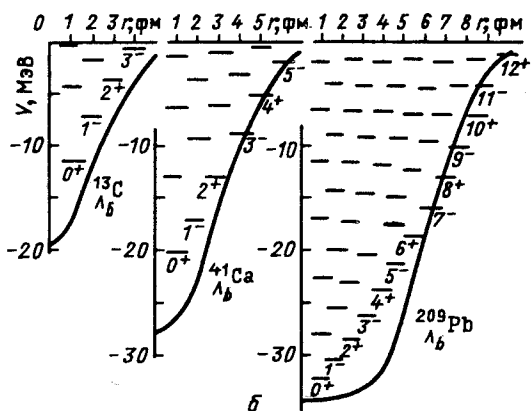
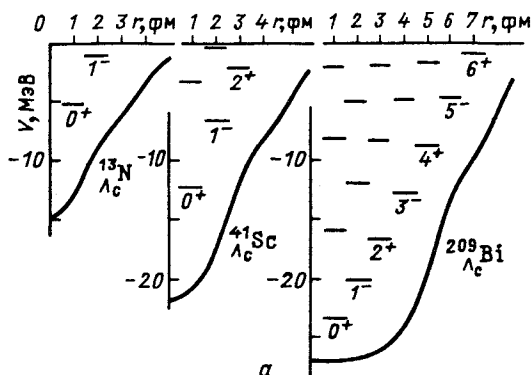


Рис. 7. Спектры уровней  $\Lambda_c$ -ядер (а) и  $\Lambda_b$ -ядер (б), полученные без учета кулоновского взаимодействия [24]

является большое число уровней  $A_c$ , несмотря на относительно «мелкий» потенциал.

При оценках энергии связи и структуры уровней очарованных ядер многие авторы, особенно в ранних работах, игнорируют наличие у  $\Lambda_c$  положительного электрического заряда, в отличие от нейтрального  $\Lambda$ . Между тем это обстоятельство оказывается немаловажным.

Как было впервые показано Н.Н.Колесниковым и др. [16], учет кулоновского взаимодействия

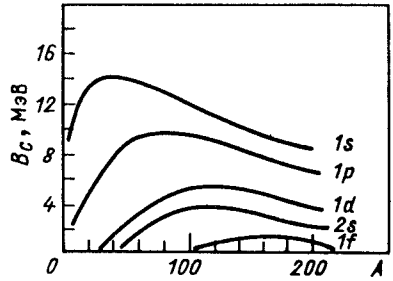
приводит к существенным поправкам даже в случае легких и качественно меняет картину в области тяжелых  $A_c$ :

а) энергия связи  $\Lambda_c$  для основных  $1s$ -состояний ( $B_c$ ) не стремится к насыщению, как  $B_\Lambda$ , но достигает максимума при  $A \approx 40$ , а затем падает (рис.8);

б) число возбужденных уровней  $A_c$  при учете кулоновского взаимодействия оказывается существенно меньшим, чем для гиперядер, тогда как без учета кулона ситуация была бы обратной;

в) у очарованных ядер ожидается весьма сильный изотопический эффект, особенно для легких и средних элементов. Так, у тяжелого изотопа суперскандия  $^{51}_{c}\text{Sc}$  энергия низших  $1s$ - и  $1p$ -уровней понижается по сравнению с легким  $^{41}_{c}\text{Sc}$  примерно на 4 МэВ и, кроме того, появляются два новых уровня [16] (см. ниже табл.5).

Рис. 8.  $A$ -зависимость энергии связи  $\Lambda_c$ -бариона в основном и возбужденных состояниях [16]



Изотопический эффект в очарованных ядрах есть результат сложения двух факторов: расширения потенциальной ямы и ослабления кулоновского отталкивания за счет увеличения размеров ядра-остова (при росте  $A$ ). Поскольку при больших  $Z$  изменение  $A$  менее влияет на эти факторы, чем при малых и средних  $Z$ , то, очевидно, у более тяжелых элементов изотопический эффект должен быть выражен менее ярко. Для электрически нейтральных  $\Lambda_b$  эти эффекты отсутствуют.

Особенно важным учет кулоновского взаимодействия может оказаться в том случае, если по каким-либо причинам ядерное взаимодействие  $\Lambda_c$  существенно слабее, чем для  $\Lambda$ . Покажем, что именно такая возможность, видимо, наиболее вероятна.

Масса  $\Lambda_c$  и  $\Lambda_c N$ -взаимодействие. В [26—28] было обращено внимание на то, что разница в массах  $s$ - и  $c$ -кварков и связанная с ней разница в размерах  $\Lambda$ - и  $\Lambda_c$ -барионов могут проявиться не только в разнице кинетических энергий  $\Lambda$  и  $\Lambda_c$  в ядре, но и в заметном отличии  $\Lambda_c N$ -взаимодействий от  $\Lambda N$ -взаимодействий вопреки ожиданиям, основанным на простой модели однобозонного обмена в рамках строгой  $SU(4)$ -симметрии [4,44].

а.  $\sigma$ -обмен. Одной из существенных особенностей рассмотренного выше подхода является предположение об одинаковой для  $\Lambda N$  и  $\Lambda_c N$  величине вклада от  $\sigma$  (или  $\epsilon$ ) (9), имитирующего наиболее дальнедействующий двухпионный обмен. В ОВЕ-модели он является фактически единственным источником притяжения в системе  $\Lambda_c N$  (рис.4) и, таким образом, ответствен за существование связанных состояний — очарованных ядер. В действительности же «универсальность  $\sigma$ -связи» (9) может не иметь места. Впервые это было продемонстрировано с помощью вычислений простейших диаграмм  $2\pi$ -обмена (рис.9), включающих в промежуточном состоянии  $N$  и  $\Sigma$  (или  $\Sigma_c$ ), которые привели к потенциалу, обратно пропорциональному  $M_{\Lambda_i}$  ( $\Lambda_i = \Lambda, \Lambda_c$ ) [26—28]. Можно было бы думать, что сильное взаимодействие, близкое к резонансному  $\pi\pi$ -взаимодействию в  $S$ -состоянии, не учитываемое диаграммами, показанными на рис.9, дол-

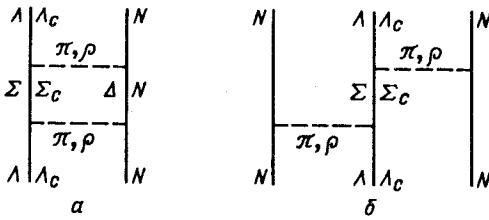


Рис. 9. Диаграммы  $\Lambda_i N$ - (а) и  $\Lambda_i NN$ -взаимодействий (б) за счет  $2\pi$ -обмена ( $\Lambda_i = \Lambda, \Lambda_c$ )

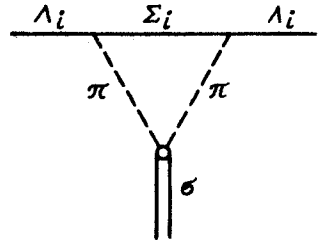


Рис. 10. Диаграмма  $\Lambda_i \Lambda_i \sigma$ -взаимодействия [28]

жно восстанавливать «универсальность»  $\Lambda_i \Lambda_i \sigma$ -связи (9), т.е. ее слабую зависимость от  $M_{\Lambda_i}$ . Однако вычисления  $\Lambda_i \Lambda_i \sigma$ -вершины, показанной на рис. 10, также подтвердили сильную зависимость  $g_{\Lambda_i \Lambda_i \sigma}$  от  $M_{\Lambda_i}$ :

$$g_{\Lambda_i \Lambda_i \sigma} \cong \frac{g_{\Lambda_i \Sigma_i \pi}^2 g_{\sigma \pi \pi}}{M_{\Lambda_i}} \left[ 2 \left( 1 + \frac{M_{\Sigma_i}^2 - M_{\Lambda_i}^2 - m_\pi^2}{2M_{\Lambda_i}^2} \right) \ln \frac{M_{\Sigma_i}}{m_\pi} + \frac{(m_\sigma^2 - 4m_\pi^2)^{1/2}}{m_\sigma} \ln \left( \frac{m_\sigma + (m_\sigma^2 - 4m_\pi^2)^{1/2}}{m_\sigma - (m_\sigma^2 - 4m_\pi^2)^{1/2}} \right) \right]. \quad (13)$$

Для значений масс  $\Lambda_c$  и  $\Sigma_c$  из табл.1 и  $m_\sigma = 0,5 \text{ ГэВ}/c^2$  получаем

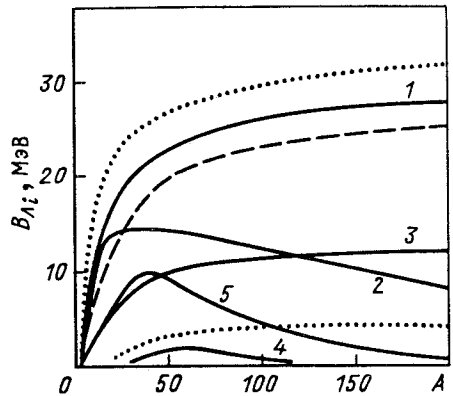
$$g_{\Lambda_c \Lambda_c \sigma} \cong 0,63 g_{\Lambda \Lambda \sigma}. \quad (14)$$

При столь заметном ослаблении притяжения кулоновское взаимодействие для  $\Lambda_c$  становится соизмеримым с ядерным и может радикально изменить ситуацию. Как это видно, например, из рис.11, где показано, что при учете кулоновского отталкивания и ослабления ядерного притяжения для  $\Lambda_c N$  на фактор  $\sim M_\Lambda / M_{\Lambda_c}$ , по сравнению с  $\Lambda N$ , для существования очарованных ядер остается лишь «остров» в области средних  $A$ .

В действительности нет оснований полагаться слишком буквально на подобные оценки, использующие диаграммы с сильной связью. Модель является, конечно, слишком упрощенной. В частности, должны возникать поправки, связанные с вкладами возбужденных промежуточных состояний барионов, учесть которые довольно трудно [26—28]. Кроме того,



Рис. 11. Зависимость энергии связи  $\Lambda$  (штриховая кривая),  $\Lambda_c$  (сплошные) и  $\Lambda_b$  (точечные) в ядрах  $B_{\Lambda_i}$  от массового числа  $A$ : 1 —  $V(\Lambda_c N) = V(\Lambda N)$ , без учета кулоновского взаимодействия; 2 —  $V(\Lambda_c N) = V(\Lambda N) + V_{cl}$ ; 3 —  $V(\Lambda_c N) = M_{\Lambda} / M_{\Lambda_c} V(\Lambda N)$ , без учета кулоновского взаимодействия; 4 —  $V(\Lambda_c N) = M_{\Lambda} / M_{\Lambda_c} V(\Lambda N) + V_{cl}$ ; 5 —  $V(\Lambda_c N) = 0,8V(\Lambda N) + V_{cl}$ . Верхняя кривая для  $\Lambda_b$ :  $V(\Lambda_b N) = V(\Lambda N)$ , нижняя:  $V(\Lambda_b N) = M_{\Lambda} / M_{\Lambda_b} V(\Lambda N)$



различные диаграммы входят с разными знаками, возникают сокращения, а результат, таким образом, оказывается весьма чувствительным к деталям вычислений и плохо контролируемым.

Более обоснованными могут быть оценки  $\Lambda_c \Lambda_c \sigma$ -связи, в которых использован другой подход, учитывающий составную природу взаимодействующих адронов и представление о  $\sigma$ -мезоне как унитарном синглете с орбитальным возбуждением  $L = 1$  и массой  $\sim 1$  ГэВ/ $c^2$ . Расчеты проводились в рамках модели рождения  $q\bar{q}$ -пар [46], в которой вершинная функция определяется интегралом перекрытия волновой функции (ВФ) адрона и ВФ  $q\bar{q}$ -пары. Адронная ВФ вычислялась в нерелятивистской кварковой модели с потенциалом гармонического осциллятора. В этом случае, так же как и в модели  $2\pi$ -обмена, было получено [29,30] ослабление  $\Lambda_c \Lambda_c \sigma$ -связи по сравнению с  $\Lambda \Lambda \sigma$ -связью, однако не столь сильное:

$$g_{\Lambda_c \Lambda_c \sigma} = 0,8 g_{\Lambda \Lambda \sigma} \tag{15}$$

б.  $\omega$ -обмен. Другим важнейшим обменом, регулирующим отталкивание на малых расстояниях, является обмен  $\omega$ -мезоном. Для него в [29,30] также были приведены оценки в рамках модели рождения  $q\bar{q}$ -пар, которые показали, что и в этом случае происходит уменьшение силы связи для более тяжелого бариона примерно в том же отношении, что и для  $\sigma$ -обмена (15):

$$g_{\Lambda_c \Lambda_c \omega} = 0,8 g_{\Lambda \Lambda \omega} \tag{16}$$

Аналогичные оценки получаются и для констант связи барионов  $B_i$  с другими мезонами  $M_k$ . Эти результаты имеют, по-видимому, общий характер и отражают зависимость между массой, размерами системы и силой взаимодействия: рост массы соответствует уменьшению размеров барионной системы (например, в модели с потенциалом гармонического осциллятора радиус бариона  $R_B \sim M^{-1/4}$ , где  $M$  — приведенная масса кварков, составляющих барион), что, в свою очередь, приводит к ослаблению их связи с мезонами. Подобная же зависимость была получена для  $B_i B_j M_k$ -вершин в работе [47] в модели образования  $q\bar{q}$ -пар через глюонный обмен.

Таким образом, есть основание считать [29,30], что с утяжелением бариона происходит ослабление как притяжения (15), так и отталкивания (16), причем примерно в одинаковой мере. Поэтому, без учета кулоновского взаимодействия,

$$V_{\Lambda N}(r) = \alpha [V_{\Lambda N}(r) - V_{\Lambda N}^{K, K^*}(r)], \quad (17)$$

где  $V_{\Lambda N}^{K, K^*}$  — вклад обмена  $K$ - и  $K^*$ -мезонами в  $\Lambda N$ -потенциал, а  $\alpha \cong 0,8$ . Зависимость  $B_c(A)$  для этого случая также показана на рис. 11.

в. Жесткий кор. В оценках [4,5,9,20,24], проведенных на базе однопозонного обмена, в дополнение к универсальности  $\sigma$ -вклада (9) предполагалось равенство радиусов жестких коров  $r_c$  для  $\Lambda N$ - и  $\Lambda_c N$ -взаимодействий\*. В действительности это предположение вряд ли обоснованно. В самом деле, размеры барионов, содержащих тяжелые кварки, как уже отмечалось, должны быть меньше размеров  $\Lambda$ , следовательно, можно ожидать уменьшения  $r_c$  ( $\Lambda_c N$ ) по сравнению с  $r_c$  ( $\Lambda N$ ). В то же время оценки различных характеристик очарованных ядер оказываются очень чувствительными к размеру кора [5,9,20,24]. Так, изменение  $r_c$  на 5% меняет вклад от  $S$ -волн в  $U_{\Lambda_c}^0$  в 2—3 раза, в то время как вклады от  $P$ - и  $D$ -волн менее чувствительны к таким изменениям (см. табл.4).

Чтобы получить более реалистическую картину поведения  $\Lambda N$ - и  $\Lambda_c N$ -систем на малых расстояниях, можно провести оценки потенциалов в рамках кварковой кластерной модели [48]. В этом подходе при переходе от больших к малым расстояниям обмен мезонами заменяется непосредственным взаимодействием между кварками различных барио-

\*Индекс  $c$  — от англ. «core» — ядро, сердцевина, а не от «charm»

нов. Кварк-кварковое взаимодействие можно описать, например, с помощью релятивистского потенциала, соответствующего одноглюонному обмену:

$$V(r_{ij}) = \frac{1}{4} (\lambda_i \lambda_j) \left[ \frac{\alpha_s}{|r_i - r_j|} - \frac{\pi\alpha_s}{2} \left( \frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} \right) \delta(r_i - r_j) - \frac{3}{2} \frac{\pi\alpha_s}{m_i m_j} \delta(r_i - r_j) \sigma_i \sigma_j - a|r_i - r_j| \right]. \quad (18)$$

Здесь  $\lambda_i$  — генераторы цветовой группы  $SU(3)$ ;  $\sigma_i$ ,  $m_i$ ,  $r_i$  — спиновый оператор, масса и радиус-вектор кварка;  $\alpha_s$  — кварк-глюонная константа связи; параметр  $a \cong 42$  МэВ/фм.

Результирующий потенциал взаимодействия барионов можно вычислить в адиабатическом приближении кластерной модели для  $bq$ -системы [49]. При этом для вычисления матричных элементов операторов типа  $(\lambda_i \lambda_j) \sigma_i \sigma_j$  наиболее удобным [50] является разложение ВФ по собственным состояниям цветоспиновой группы  $SU(6)_{cs}$ , включающей произведение цветовой группы  $SU(3)_c$  и спиновой группы  $SU(2)_s$ , т.е.  $SU(6)_{cs} \supset SU(3)_c \cdot SU(2)_s$ . В кластерной модели пространство ВФ шести кварков есть прямое произведение ВФ трехкварковых состояний (барионов). Это выделяет определенные наборы базисных функций  $bq$ -состояний, по которым раскладываются ВФ двух барионов. В таком базисе для двух нуклонов в триплетном  $S$ -состоянии возможна конфигурация в цветоспиновом пространстве, описываемая схемой Юнга  $[2^3]_{cs}$  с полностью симметричной пространственной частью  $[6]_R$ , и конфигурации  $[42]_{cs}$ ,  $[321]_{cs}$ ,  $[2^3]_{cs}$ ,  $[31^3]_{cs}$ ,  $[21^4]_{cs}$  для пространственной части с симметрией  $[42]_R$ . Важно подчеркнуть, что если один из барионов включает изокалярный кварк ( $\Lambda N$ - или  $\Lambda_c N$ -системы), то появляется дополнительная комбинация  $[321]_{cs}$  с  $[6]_R$  [30]. Это может существенно сказаться на потенциале, так как матричные элементы оператора цветомагнитного взаимодействия  $V_{cs} \sim (\lambda_i \lambda_j) \sigma_i \sigma_j$  имеют разные знаки в состояниях с симметрией  $[2^3]_{cs}$  и  $[321]_{cs}$  [50] и частично сокращаются. Другое отличие  $\Lambda N$  и  $\Lambda_c N$  от  $NN$ -потенциала связано с изменением массы одного из кварков, что приводит к изменениям как в гамильтониане, так и в ВФ. Если ограничиться рассмотрением только области малых расстояний, то

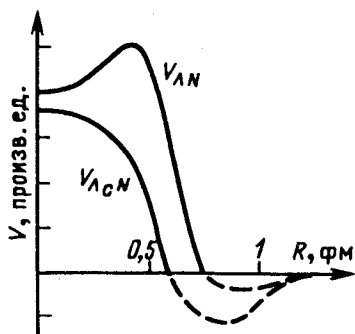


Рис. 12. Потенциалы  $\Lambda N$ - и  $\Lambda_c N$ -взаимодействий, рассчитанные в кварковой кластерной модели [30]

в адиабатическом приближении достаточно учесть только конфигурации с пространственной симметрией [6]<sub>R</sub> [49,50].

Пространственную часть ВФ отдельных кварков в  $S$ -состоянии можно взять в гауссовой форме с параметрами, описывающими массы барионов. Результа-

ты численных расчетов [30] приведены на рис.12. Разумеется, они чувствительны к деталям модели, однако тенденция в поведении отношения  $V_{\Lambda_c N}/V_{\Lambda N}$  представляется более модельно-независимой и указывает на уменьшение (примерно на 20—25%) как силы отталкивания, так и радиуса кора для  $\Lambda_c N$  по сравнению с  $\Lambda N$ . Интересно заметить, что, в отличие от случая  $NN$ , эта модель дает для  $\Lambda N$  и  $\Lambda_c N$  притяжение на больших расстояниях. Однако в этой области предсказания упрощенной модели не являются надежными.

Таким образом, приведенные выше аргументы могут изменить ожидания относительно свойств очарованных ядер, основанные на предположении о строгом выполнении  $SU(4)$ -симметрии. Однако основной вывод относительно возможности существования очарованных ядер остается неизменным.

В табл.5 приведены оценки энергии связи  $B_c$  для некоторых очарованных изотопов, полученные в разных предположениях о величине  $\Lambda_c$ -ядерного потенциала  $U_{\Lambda_c}^0$ , а в ряде случаев и с учетом кулоновского взаимодействия ( $U_{cl}$ ),  $\Lambda_c \Sigma_c$ -конверсии ( $U_{cn}$ ), тензорных сил ( $U_T$ ), а также изменения  $r_c$  и др. Рисунки 7, 8, 11 и табл.5 являются иллюстрацией того, к каким разным выводам можно прийти, используя те или иные предположения или значения параметров, пока не существует никакого ограничения из экспериментальных данных. Особенно деликатными в этом отношении являются оценки для легких ядер.

Таблица 5. Оценки энергии связи  $\Lambda_c$ -бариона  $B_c$  в различных суперизотопах

${}^A_cZ$	$B_c$ , МэВ	Литература	$U_{\Lambda_c}^0$ , МэВ, или в ед. $U^0 = U_{\Lambda}^0$	Поправки	Примечание
${}^3_cH$	-0,2	[8]	28	—	—
	3,2	[9]	?	—	а)
	0,01 (<0)	[20]	22	$U_{cn}; U_t$	а)
${}^3_cHe$	2	[8]	28	—	—
	3,18	[9]	?	—	а)
	0,02 (<0)	[20]	22	$U_{cn}; U_t$	а)
	0,95	[9]	?	—	б)
	3,58 (3,15)	[20]	22	$U_{cn}; U_t$	б)
	2,2	[9]	?	—	в)
	4,58 (3,66)	[20]	22	$U_{cn}; U_t$	в)
	7,1	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
<0	[21]	$<U^0$	$U_{cl}; U_{cn}; U_t$	—	
${}^3_cLi$	-0,2	[8]	28	—	—
	3,2	[9]	?	—	а)
	<0	[20]	22	$U_{cn}; U_t$	а)
$A = 4$	5,5	[8]	28	—	—
	0,42	[15]	$0,55 U^0$	—	г)
	8,7-10,2	[21]	$U^0$	$U_{cn}$	д)
	6,6-7,8	[21]	$U^0$	$U_{cl}; U_t$	—
	3,8	[21]	$<U^0$	$U_{cn}$	—
	2,0	[21]	$<U^0$	$U_{cn}; U_t$	—
${}^4_cHe$	5,4	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
	4,3	[19]	$U^0$	—	—
	3,0	[21]	$<U^0$	$U_{cl}; U_{cn}$	—
	1,2	[21]	$<U^0$	$U_{cl}; U_{cn}; U_t$	—
${}^4_cLi$	4,2	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
	5,1	[19]	$U^0$	—	—
	1,5	[21]	$U^0$	$U_{cl}; U_{cn}$	—

Продолжение табл.5

${}^A_Z$	$B_c$ , МэВ	Литература	$U_{\Lambda_c}^0$ , МэВ, или в ед. $U^0 = U_{\Lambda}^0$	Поправки	Примечание
${}^4\text{Li}$	-0,3	[21]	$U^0$	$U_{cl}; U_{cn}; U_t$	—
$A=5$	1,08	[15]	$0,55U^0$	—	г)
	1,6	[25]	24,6	$U_{cn}$	е, ж)
${}^5\text{Li}$	7,9	[8]	28	—	—
	12,2	[16]	$1,2U^0$	$U_{cl}$	—
	7,3	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
	4,9	[16]	$0,9U^0$	$U_{cl}$	—
	0	[16]	$0,7U^0$	$U_{cl}$	—
	~8	[17]	$U^0$	—	—
	~3	[17]	$(2/3)U^0$	—	—
	0	[17]	$(2/5)U^0$	—	—
	7,47	[18]	$U^0$	—	—
	5,12	[18]	$0,9U^0$	—	—
	3,09	[18]	$0,8U^0$	—	—
	0,07	[18]	$(2/3)U^0$	—	—
	3,0	[21]	$U^0$	$U_{cl}; U_{cn}$	—
1,2	[21]	$U^0$	$U_{cl}; U_{cn}; U_t$	—	
1,4	[24]	24,6	—	ж)	
$6 \leq A \leq 16$	$\sim B_{\Lambda}$	[18]	$0,8U^0$	—	—
$7 \leq A \leq 16$	$B_{\Lambda} - C$	[25]	24,6	$U_{cn}$	е, ж, з)
${}^9\text{B}$	~12	[17]	$U^0$	—	—
	~6	[17]	$(2/3)U^0$	—	—
	~1,5	[17]	$(2/5)U^0$	—	—
	14,31	[18]	$U^0$	—	—
	11,36	[18]	$0,9U^0$	—	—
	8,89	[18]	$0,8U^0$	—	—
	5,16	[18]	$(2/3)U^0$	—	—
${}^{13}\text{N}$	13,7	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
	~5	[24]	24,6	—	ж)
${}^{17}\text{F}$	13,5	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—

Продолжение табл.5

${}^A_cZ$	$B_c$ , МэВ	Литература	$U_{\Lambda_c}^0$ , МэВ, или в ед. $U^0 = U_{\Lambda}^0$	Поправки	Примечание
${}^{37}_c\text{Sc}$	12,5	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
${}^{41}_c\text{Sc}$	19,2	[16]	$1,2 U^0$	$U_{cl}$	—
	13,7	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
	10,8	[16]	$0,9 U^0$	$U_{cl}$	—
	5,6	[16]	$0,7 U^0$	$U_{cl}$	—
	12,5	[24]	24,6	—	—
${}^{51}_c\text{Sc}$	16,0	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
${}^{107}_c\text{Sb}$	11,9	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
${}^{113}_c\text{Sb}$	12,5	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
${}^{131}_c\text{Sb}$	14,0	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
${}^{209}_c\text{Bi}$	~23	[24]	24,6	—	ж)
${}^{227}_c\text{Np}$	7,0	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
${}^{233}_c\text{Np}$	14,2	[16]	$1,2 U^0$	$U_{cl}$	—
	7,3	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—
	3,8	[16]	$0,9 U^0$	$U_{cl}$	—
	0	[16]	$0,7 U^0$	$U_{cl}$	—
${}^{241}_c\text{Np}$	7,5	[16]	$U^0$	$U_{cl}$	—

а)  $I = 1, J = 1/2, r_c = 0,46$  фм или (для значений в скобках) 0,5 фм.

б)  $I = 0, J = 3/2, r_c = 0,46$  фм или (для значений в скобках) 0,5 фм.

в)  $I = 0, J = 1/2, r_c = 0,46$  фм или (для значений в скобках) 0,5 фм.

г) Оценки  $U_{\Lambda_c}^0$  и  $B_c$  получены в предположении, что  $B_c({}^3\text{He}) = 0$ , а зависимость  $B_c$  от массового числа  $A$  повторяет зависимость  $B_{\Lambda}(A)$ .

д) Оценки  $B_c$  сделаны в трех ОВЕ-моделях в рамках строгой  $SU(4)$ -симметрии и в модели, учитывающей нарушение  $SU(4)$ -симметрии в массах мезонов и барионов, но не в константах связи ( $U_{\Lambda_c}^0 < U_{\Lambda}^0$ ).

е)  $\Lambda_c$ -потенциал в конечных ядрах получен из  $\Lambda_c$ -потенциала в бесконечной ядерной материи, рассчитанного в [5,24].

ж)  $r_c(\Lambda_c N) = r_c(\Lambda N)$ .

з)  $C = \sim 2,5 + 3,5$  МэВ.

В целом видно, что существование очарованных ядер и их свойства определяются соотношением различных факторов (в сравнении с  $\Lambda$ ):

- более слабым потенциалом;
- малым вкладом  $S$ -волн;
- наличием кулоновского отталкивания;
- меньшей кинетической энергией  $\Lambda_c$  в ядре;
- уширением потенциальной ямы.

Первые три фактора приводят к уменьшению энергии связи  $\Lambda_c$  в ядрах (в сравнении с  $B_\Lambda$ ), в то время как два последних, напротив, ведут к увеличению  $B_c$ . Кроме того, необходимо учитывать размеры ко́ров (вообще говоря, неизвестных в настоящее время), сильно влияющих на взаимодействие в  $S$ -состоянии. Сегодня в выборе всех этих параметров существует большой произвол. Поэтому экспериментальное доказательство существования очарованных ядер и определение  $B_c$  хотя бы в одном очарованном изотопе представляется исключительно важным для дальнейшего развития физики очарованных («ароматных») ядер и понимания барион-барионного взаимодействия в целом.

### 3. РАСПАДЫ ОЧАРОВАННЫХ ЯДЕР

Слабые распады  $\Lambda_c$  определяются структурой слабого адронного тока, который в стандартной схеме ГИМ [39] при учете кварков двух поколений имеет вид

$$j^\alpha = \bar{d}'\gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u + \bar{s}'\gamma^\alpha (1 - \gamma_5) c, \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} d' &= d \cos \vartheta_C + s \sin \vartheta_C, \\ s' &= -d \sin \vartheta_C + s \cos \vartheta_C \end{aligned} \quad (20)$$

( $\vartheta_C$  — угол Кабиббо). Отсюда следует, что  $c$ -кварк преимущественно распадается на  $s$ -кварк с вероятностью, пропорциональной  $\cos^4 \vartheta_C$  (кабиббо-разрешенные переходы с  $\Delta C = \Delta S = -1$ ):

$$\begin{aligned} c &\rightarrow s\bar{u}\bar{d}, \\ c &\rightarrow sl^+\nu_l \quad (l^+ = e^+, \mu^+). \end{aligned} \quad (21)$$

Диаграммы, описывающие распады очарованных частиц как распад изолированного  $c$ -кварка без участия других кварков, составляющих адрон (кварков-наблюдателей или спектаторов), называются спектаторны-



ми. Диаграммы распадов, происходящих за счет взаимодействия  $s$ -кварка с другим кварком того же адрона:

$$\begin{aligned} cd &\rightarrow su, \\ \bar{c}\bar{u} &\rightarrow \bar{s}\bar{d}, \\ \bar{c}\bar{s} &\rightarrow \bar{u}\bar{d}, \end{aligned} \quad (22)$$

получили название неспектаторных или аннигиляционных. Неспектаторные процессы являются одним из возможных механизмов, объясняющих различие во временах жизни  $D^+(c\bar{d})$ , с одной стороны, и  $D^0(c\bar{u})$ ,  $D_s^-(c\bar{s})$  и  $\Lambda_c(cdu)$  — с другой.

Вероятность кабиббо-подавленных переходов с  $\Delta C = -1$ ,  $\Delta S = 0$ :

$$\begin{aligned} c &\rightarrow d\bar{u}\bar{d}, \\ c &\rightarrow dl^+ \nu_l, \\ c &\rightarrow su\bar{s}, \\ cd &\rightarrow ud \end{aligned} \quad (23)$$

пропорциональна  $\cos^2 \vartheta_C \sin^2 \vartheta_C$ . Наконец, вероятность кабиббо-запрещенных распадов в состоянии с  $s$ -кварком по правилу  $\Delta C = -1$ ,  $\Delta S = 1$

$$c \rightarrow du\bar{s} \quad (24)$$

пропорциональна  $\sin^4 \vartheta_C$ .

Отсюда следует, что наиболее вероятными ( $\sim 95\%$ ) распадами  $\Lambda_c$  являются распады с испусканием странных частиц ( $\Sigma S_i = -1$ ):

$$\Lambda_c \rightarrow \begin{matrix} N + \bar{K} \\ \Lambda + \pi^+ \\ \Sigma + \pi \\ \Xi + K \end{matrix} + \text{пионы.} \quad (25)$$

Вероятность полулептонных распадов  $\Lambda_c$ , например,

$$\Lambda_c \rightarrow \begin{matrix} \Lambda + e^+ + \nu_e \\ p + K^- + \mu^+ + \nu_\mu \end{matrix}, \quad (26)$$

приблизительно равна 9% (если  $BR(\Lambda_c \rightarrow \mu^+ + X) \approx BR(\Lambda_c \rightarrow e^+ + X) \approx \approx 4,5\%$  [35]). Примеры спектаторных и неспектаторных диаграмм, описывающих слабые кабиббо-разрешенные распады (25) и (26), показаны на рис. 13.

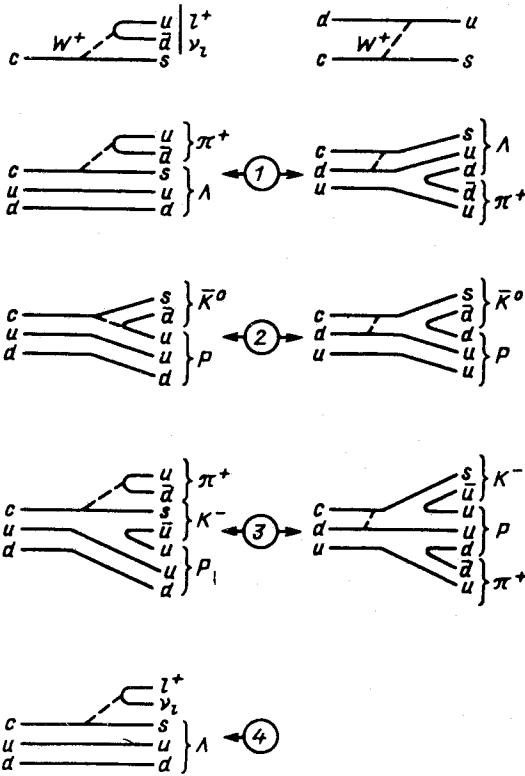


Рис. 13. Диаграммы слабых спектаторных (слева) и неспектаторных (справа) распадов  $\Lambda_c$ -бариона: 1 —  $\Lambda_c \rightarrow \Lambda \pi^+$ ; 2 —  $\Lambda_c \rightarrow p \bar{K}^0$ ; 3 —  $\Lambda_c \rightarrow p K^- \pi^+$ ; 4 —  $\Lambda_c \rightarrow \Lambda l^+ \nu_l$

Отметим, что вероятность перехода  $c$ -кварка в  $d$ -кварк, хотя и подавлена по сравнению с переходами в  $s$ -кварк, но не пренебрежимо мала — среди продуктов распада  $\Lambda_c$  в нескольких процентах случаев может не быть странных частиц.

Так же как  $\Lambda$  в гиперядрах распадается не только как свободная частица

$$\Lambda \rightarrow N + \pi \quad (27)$$

(что приводит к так называемым мезонным распадам гиперядер), но и за счет

слабых взаимодействий  $\Lambda$  с нуклонами

$$\Lambda + N \rightarrow N + N, \quad (28)$$

вызывающих безмезонные распады гиперядер (обзор современного состояния теории слабых распадов гиперядер см. в [51]), так и распады очарованных ядер могут происходить не только из-за распадов (25) и (26), но и за счет слабых взаимодействий  $\Lambda_c$  с нуклонами:

$$\Lambda_c + N \rightarrow \begin{matrix} N + N + \bar{K} \\ \Lambda + N \\ \Sigma + N \\ \Xi + N + K \end{matrix} + \text{пионы.} \quad (29)$$

Некоторые диаграммы, описывающие индуцированные переходы  $\Lambda_c$  в очарованных ядрах как за счет обмена  $\pi$ -,  $\rho$ -,  $K$ - и  $D$ -мезонами между

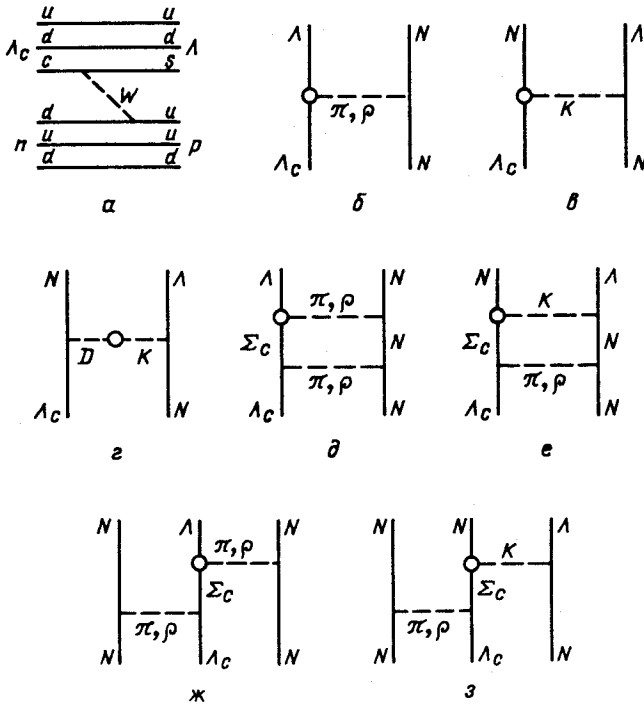


Рис. 14. Диаграммы слабых взаимодействий  $\Lambda_c$ -бариона с нуклонами: а — кварк-кварковое взаимодействие, б-з — обмен  $\pi$ -,  $\rho$ -,  $K$ - и  $D$ -мезонами

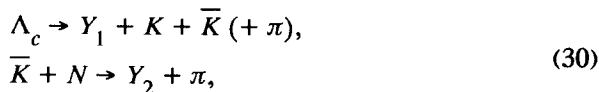
$\Lambda_c$  и нуклоном, так и за счет слабых взаимодействий между кварками, принадлежащими разным барионам, показаны на рис. 14.

Однако распады очарованных ядер отличаются от распадов гиперядер рядом особенностей, учет которых существен при поиске  $A_c$ :

1) ввиду большого числа конечных состояний вероятность любой отдельной моды распада невелика — не более нескольких процентов;

2) из-за большого энерговыделения при распаде  $\Lambda_c$  становится выгодным рождение пионов. Поэтому, в отличие от гиперядер, экспериментально трудно отделить индуцированные распады (29) от распадов (25) и (26) [7]. Даже регистрация в конечном состоянии таких экзотических комбинаций, как два гиперона  $Y$  ( $Y = \Lambda$  или  $\Sigma$ ) и  $K$ -мезон, не является гарантией наблюдения распада, обусловленного слабым взаимодействием.

ем  $\Lambda_c$  с нуклоном, поскольку появление таких комбинаций возможно, например, в результате следующих превращений:



или



Однако в реакциях (30) рождается по крайней мере один пион, а в реакции (31б) один из  $Y$  является  $\Lambda$ -гипероном, так как энергии  $\Xi$ , рожденного в реакции (31а), недостаточно для рождения двух  $\Sigma$ . Поэтому наиболее достоверные индуцированные распады очарованных ядер — это беспионные распады на два  $\Sigma$  и  $K^+$  или  $K^0$ :



а также беспионные распады (29) на нуклон и  $\Lambda$  или  $\Sigma$ , так как в имитирующей их цепочке (30) должен быть хотя бы один пион;

3) среди продуктов распада  $\Lambda_c$  нуклоны либо отсутствуют, либо имеют, преимущественно, большие импульсы. Поэтому, в отличие от гиперядер, особенно тяжелых, в которых имеет место подавление мезонных распадов вследствие принципа Паули, так как часть возможных конечных состояний нуклона от распада  $\Lambda$  (27) ( $p_N^{\max} \leq 100$  МэВ/с) занята другими нуклонами, в очарованных ядрах такое подавление распадов (25) и (26) должно быть выражено в значительно меньшей степени. Отсутствие подавления распадов (25) и (26) и возможность осуществления распадов (29) и (32) приводят к тому, что время жизни легких очарованных ядер должно быть порядка времени жизни свободного  $\Lambda_c$ , а тяжелых — несколько меньше. Если принять, что в тяжелых ( $A \geq 200$ ) очарованных ядрах соотношение между полной шириной индуцированных распадов  $\Lambda_c$  и вероятностью распада свободного  $\Lambda_c$  такое же, как для безмезонных распадов  $\Lambda$  в тяжелых гиперядрах:

$$\frac{\Gamma(\Lambda_c N \rightarrow X)}{\Gamma_{\Lambda_c}^{\text{free}}} \cong \frac{\Gamma(\Lambda N \rightarrow X)}{\Gamma_{\Lambda}^{\text{free}}}, \quad (33)$$

которое по оценкам (см. [51]) составляет в среднем около 2—3, то можно грубо оценить интервал времен жизни очарованных ядер  $\tau_{CN}$ :

$$(1/3 \div 1/4) \tau_{\Lambda_c} \leq \tau_{CN} \leq \tau_{\Lambda_c}, \tag{34}$$

или  $\tau_{CN} \sim (0,5 \div 2) \cdot 10^{-13}$  с.

Однако и здесь нет оснований заранее быть уверенными в полной аналогии между  $\Lambda_c$  и  $\Lambda$ , поскольку, как мы уже отмечали, более тяжелый  $\Lambda_c$  является более компактной системой, чем  $\Lambda$ , что может сказаться и на вероятности слабых взаимодействий  $\Lambda_c$  с нуклонами. Так, в гибридной кварк-дибарионной модели [52], объединяющей модель Шредингера с  $\Lambda N$ -потенциалом на больших ( $R \geq 0,8$  фм) расстояниях, где безмезонные распады происходят за счет однопионного обмена, с моделью кварковых мешков на малых ( $R < 0,8$  фм) расстояниях, где распады происходят за счет слабых кварк-кварковых взаимодействий, было показано, что заметная часть безмезонных распадов гиперядер происходит именно в пределах  $bq$ -области. Если вероятность нахождения двух барионов в  $bq$ -состоянии различна для  $\Lambda N$ - и  $\Lambda_c N$ -систем, то, очевидно, для гиперядер и очарованных ядер могут различаться и соотношения между  $\Gamma(\Lambda_i N \rightarrow X)$  и  $\Gamma_{\Lambda_i}^{\text{free}}$ ;

4) время жизни очарованных ядер соизмеримо с временами  $\gamma$ -переходов. Это означает [16], что у очарованных ядер можно ожидать существования изомерных состояний, слабые распады которых с превращением  $\Lambda_c$  в нуклон или гиперон (25), (26), (29) и (32) могут быть конкурентоспособны или даже более вероятны, чем  $\gamma$ -переходы на нижележащие уровни. Это обстоятельство может затруднить экспериментальное определение энергии связи  $\Lambda_c$  в суперизотопах, а именно — привести к занижению измеренного значения  $B_c$  (по сравнению с реальным) в очарованном изотопе, имеющем изомерные состояния. Такая ситуация встречалась уже при изучении гиперядер: практически все гиперизотопы, наблюдаемые в ядерной фотоэмульсии, распадаются из основного состояния, что позволяет определять энергии связи  $\Lambda$ -гиперонов  $B_\Lambda$ , и только для гиперизотопа  ${}^7_\Lambda\text{He}$ , имеющего изомерное состояние, величина  $B_\Lambda$  до сих пор не определена [53];

5) поскольку  $\Lambda_c$  преимущественно распадается на странные частицы, то среди продуктов распада очарованного ядра может быть  $\Lambda$ -гиперядро.

Это может случиться, если импульс  $\Lambda$ , образовавшегося при распаде  $\Lambda_c$ , окажется сравнимым с ферми-импульсом  $k_F$  (максимальный импульс  $\Lambda$  равен 0,82 ГэВ/с в распадах (25) и (26) и 1,18 ГэВ/с в распадах (29), кроме того, есть вероятность замедления  $\Lambda$  в результате внутриядерного перераспределения). Такой медленный  $\Lambda$ -гиперон может также образоваться, если рожденные при распаде  $\Lambda_c$ -барионы  $\bar{K}$ ,  $\Sigma$  или  $\Xi$  взаимодействуют с нуклоном внутри очарованного ядра:

$$\bar{K} + N \rightarrow \Lambda + \pi, \quad (35a)$$

$$\Sigma + N \rightarrow \Lambda + N, \quad (35b)$$

$$\Xi + N \rightarrow \Lambda + \Lambda. \quad (35b)$$

Максимальные импульсы  $\bar{K}$ ,  $\Sigma$  и  $\Xi$  от распадов  $\Lambda_c$  (25) и (26) равны 0,87 ГэВ/с ( $\bar{K}$  и  $\Sigma$ ), 0,65 ГэВ/с ( $\Xi^0$ ) и 0,56 ГэВ/с ( $\Xi^-$ ), а в индуцированных распадах (29) — 0,99 ГэВ/с ( $\bar{K}$ ), 1,21 ГэВ/с ( $\Sigma$ ), 1,15 ГэВ/с ( $\Xi^0$ ) и 1,07 ГэВ/с ( $\Xi^-$ ). При всех возможных значениях импульсов  $\bar{K}$ ,  $\Sigma$  и  $\Xi$  минимальный импульс  $\Lambda$  в реакциях (35)  $p_{\Lambda}^{\min} \leq k_F$ . Это означает, что в распадах  $\Lambda_c$  гиперядра могут наблюдаться с вероятностью  $\sim 10^{-2}$ , так как, например, выход гиперядер в  $K^-A$ -взаимодействиях при  $p_K = 0+1$  ГэВ/с составляет  $\sim 5-10\%$  [54]. Такие события обладают рядом особенностей, которые можно использовать при поиске очарованных ядер:

а) в фотоэмульсии такое событие выглядело бы как “тройная звезда” (первичное взаимодействие + вторичная звезда от распада  $\Lambda_c$  с большим видимым энергосвечением в непосредственной близости от первичной + связанная со вторичной звездой черным следом длиной от нескольких микрометров до  $\sim 1-2$  мм звезда от распада гиперядра с энергосвечением  $\sim 0,18$  ГэВ) и могло быть легко выделено при просмотре и анализе двойных звезд [3,4,8];

б) эффективность «регистрации» нейтрального  $\Lambda$ -гиперона при этом составила бы 100%;

в) в случае распада гиперядра с испусканием  $\pi^-$ -мезона гиперизотоп может быть надежно идентифицирован. При этом величина  $B_{\Lambda}$  и, следовательно, масса гиперядра измеряется с точностью до десятых долей мегаэлектронвольта. С такой же точностью по соотношению пробег — энергия можно определить импульс гиперизотопа. Поэтому идентификация очарованного изотопа, распадающегося с испусканием гиперядра, и опре-

деление энергии связи  $\Lambda_c$  в нем существенно облегчаются по сравнению с другими модами распада.

Однако прежде чем исследовать распады очарованных ядер и измерять энергии связи  $\Lambda_c$  в них, времена их жизни и т.д., необходимо решить самую трудную задачу, стоящую перед экспериментаторами: как образовать очарованные ядра и как их зарегистрировать?

#### 4. ОБРАЗОВАНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ГИПЕРЯДЕР

Итак, несмотря на значительные неопределенности в оценках  $\Lambda_c N$ -потенциала есть основания ожидать, что связанные состояния  $\Lambda_c$  и нуклонов, т.е. очарованные ядра, существуют. Если это так, то основным становится вопрос о том, как их можно образовать.

В экспериментах по рождению очарованных частиц используются адронные, фотонные и лептонные пучки:

$$h + N \rightarrow \Lambda_c + \bar{D} + X \quad (h = \pi, p, \bar{p}), \quad (36a)$$

$$\gamma + N \rightarrow \Lambda_c + \bar{D} + X, \quad (36б)$$

$$l + N \rightarrow l + \Lambda_c + \bar{D} + X \quad (l = e, \mu), \quad (36в)$$

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + \Lambda_c + X, \quad (36г)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \Lambda_c + \bar{\Lambda}_c, \quad (36д)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \Lambda_c + \bar{\Lambda}_c. \quad (36е)$$

Относительная доля, которую составляют очарованные адроны среди всех вторичных частиц, зависит от природы налетающей частицы и составляет:

$\sim 10^{-3}$  — в адронных пучках;

$\sim 10^{-2}$  — в  $\gamma$ -,  $\mu$ -,  $e$ -пучках;

$\sim 10^{-1}$  — в нейтринных пучках;

$\sim 1$  — в  $e^+e^-$ -аннигиляции в области резонансов.

В реакциях (36а)—(36г) на покоящейся мишени  $\Lambda_c$ -барион из-за своей большой массы получает большой импульс в лабораторной системе покоя (рис.15), что затрудняет формирование очарованного ядра. Это ог-

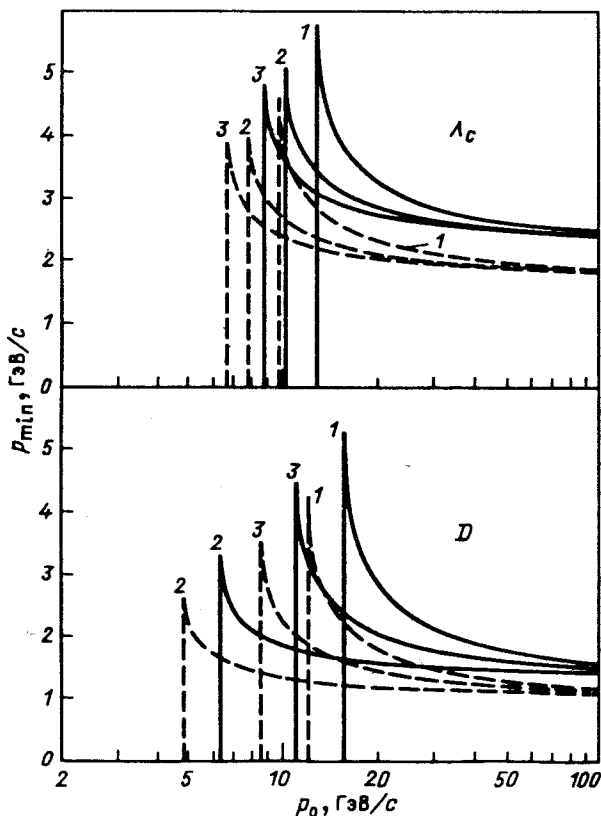


Рис. 15. Зависимость минимального импульса  $\Lambda_c$ -барионов и  $D$ -мезонов  $p_{\min}$  от импульса налетающей частицы  $p_0$  в  $pp$  (1)-,  $\bar{p}p$  (2)- и  $p\pi$  (3)-взаимодействиях; сплошные линии — покоящаяся мишень; штриховые — импульс нуклона мишени  $k_F = 0,25 \text{ ГэВ/с}$

раничение может быть в принципе преодолено в экспериментах на встречных  $e^+e^-$ - и  $\bar{p}p$ -пучках (36д) и (36е), в которых вместо непосредственного рождения  $\Lambda_c$  можно использовать образование  $D$ -мезонов. Такой эксперимент мы подробно рассмотрим ниже, а пока обсудим образование очарованных ядер во взаимодействиях адронов с ядрами (для определенности выберем протоны с энергией 250 ГэВ).

**Кинематическое подавление.** Процессы (36а)—(36г) имеют общую особенность: масса  $\Lambda_c$  значительно превышает массу нуклона, поэтому



рожденный в этих реакциях  $\Lambda_c$ -барион имеет в лабораторной системе большой импульс  $q = p_{\Lambda_c}$ , который при рождении на покоящейся мишени с массой  $M_N$  не может быть меньше разности  $\Delta = M_{\Lambda_c} - M_N$ :

$$q^{\min} = \Delta + \Delta^2/2M_N. \quad (37)$$

При рождении на свободном нуклоне  $q^{\min} \sim 2,3$  ГэВ/с, на тяжелом ядре с учетом ферми-импульса нуклона — 1,8 ГэВ/с (рис. 15). Как было впервые отмечено в [27,28], именно в рождении очарованных ядер эффект большой массы  $\Lambda_c$  проявляется наиболее драматически, поскольку  $q^{\min}$  оказывается значительно больше, чем характерные импульсы барионов, которые могут быть удержаны ядром. Поэтому захват такого быстрого бариона и образование очарованного ядра маловероятны:  $\sim 10^{-6}$  на одну очарованную частицу или  $\sim 10^{-9}$  на одно неупругое взаимодействие. Эта оценка получена в предположении когерентного ядерного процесса, когда ядро как целое не претерпевает изменений. В этом случае вероятность образования очарованных ядер пропорциональна квадрату массового числа  $A$ .

Правильнее было бы рассматривать захват  $\Lambda_c$  как некогерентный процесс, так как при взаимодействии высокоэнергетических частиц велика вероятность возбуждения ядра и выбивания нуклонов и фрагментов, вследствие чего меняется конфигурация ядра. В грубом приближении вероятность такого процесса пропорциональна  $A$ , а не  $A^2$ . Ниже мы приведем детальные результаты расчетов суммарного сечения некогерентного рождения очарованных ядер.

Чтобы оценить вероятность некогерентной реакции, запишем сечение образования очарованного ядра в плосковолновом импульсном приближении:

$$(d\sigma(\mathbf{q})/d\Omega)_{CN} = (d\sigma(\mathbf{q})/d\Omega)_{\Lambda_c} N_{\text{eff}}(\mathbf{q}). \quad (38)$$

Здесь  $(d\sigma(\mathbf{q})/d\Omega)_{\Lambda_c}$  — сечение рождения  $\Lambda_c$  в реакции  $pp \rightarrow \Lambda_c X$  в лабораторной системе, а  $N_{\text{eff}}(\mathbf{q})$  — эффективное число нуклонов:

$$N_{\text{eff}}(\mathbf{q}) = \sum_{k,l} |\langle \Lambda_k | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | N_l \rangle|^2, \quad (39)$$

$|\Lambda_k\rangle$  и  $|N_l\rangle$  — волновые функции связанного состояния  $\Lambda_c$  в очарованном ядре и нуклона в исходном ядре, на котором произошло рождение  $\Lambda_c$ .

Суммирование в (39) проводится по всем состояниям нуклонов исходного ядра и всем связанным состояниям  $\Lambda_c$ . Если нуклон находится в состояниях с орбитальным моментом  $l_N$ , а  $\Lambda_c$  в конечном состоянии имеет момент  $l_\Lambda$ , то просуммированный по проекциям моментов квадрат матричного элемента будет равен

$$\begin{aligned} & \sum_{m_\Lambda, m_N} |\langle l_\Lambda, m_\Lambda | e^{iqr} | l_N, m_N \rangle|^2 = \\ & = (2l_N + 1) (2l_\Lambda + 1) \sum_L (l_\Lambda \ 0 \ l_N \ 0 | L \ 0)^2 |F(q)|^2, \end{aligned} \quad (40)$$

где  $(l_\Lambda \ 0 \ l_N \ 0 | L \ 0)$  — коэффициенты Клебша—Гордана, а

$$|F(q)|^2 = \left[ \int dr r^2 \Psi_\Lambda(r) \Psi_N(r) j_L(qr) \right]^2. \quad (41)$$

Здесь  $\Psi_\Lambda(r)$  и  $\Psi_N(r)$  — радиальные части волновых функций связанных состояний  $\Lambda_c$  и  $N$  в ядре,  $j_L(qr)$  — сферическая функция Бесселя. Оставшееся в (39) суммирование включает перебор оболочек, орбитальных моментов и спиновых состояний.

Функции  $\Psi_\Lambda(r)$  и  $\Psi_N(r)$  можно вычислить в модели «частица + остов» решением уравнения Шредингера с  $\Lambda_c$ -ядерным потенциалом, дополненным кулоновским отталкиванием. В качестве  $\Lambda_c$ -ядерного потенциала будем использовать потенциал Вудса—Саксона, ослабленный примерно на 20% по сравнению с  $\Lambda$ -ядерным потенциалом:

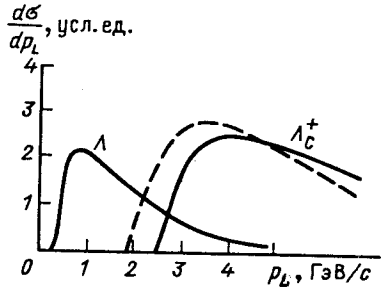
$$U_{\Lambda_c}^0 = 0,8U_\Lambda^0 = 25 \text{ МэВ}. \quad (42)$$

В данной работе, в отличие от [29—32], расчеты проведены без дополнительного степенного «хвоста» в матричном элементе (39) при больших  $q$ . Этим и объясняется отличие приведенных ниже значений вероятности образования очарованных ядер от результатов работ [29—32].

Полное сечение образования очарованного ядра есть интеграл от (38). Если вместо сечения  $(d\sigma/d\Omega)_{\Lambda_c}$  взять нормированное на единицу импульсное распределение  $d\tilde{\sigma}/dq$ , то величина

$$W = \int dq \frac{d\tilde{\sigma}}{dq} N_{\text{eff}}(q) \quad (43)$$

Рис. 16. Распределение по продольному импульсу  $\Lambda$ - и  $\Lambda_c$ -барионов, рожденных в  $pp$ -взаимодействиях ( $p_0 = 250$  ГэВ/с) на покоящейся мишени (сплошная линия) и на нуклоне с импульсом  $k_F = 0,15$  ГэВ/с (штриховая линия) [31]



представляет собой долю  $\Lambda_c$ , образующих очарованные ядра. Распределение  $dW/dq$  определяется из инвариантного сечения рождения  $\Lambda_c$ :

$$\frac{dW}{dq} = \frac{1}{N} \int d \cos \vartheta \frac{q^2}{E} f(x_F(q, \cos \vartheta), p_T(q, \cos \vartheta)), \quad (44)$$

где

$$N = \int dq d \cos \vartheta \frac{q^2}{E} f(x_F(q, \cos \vartheta), p_T(q, \cos \vartheta)), \quad (45)$$

( $x_F = p_L^{cm}/p_{max}^{cm}$  — Фейнмановская переменная,  $p_T \equiv q_T$ ).

Инклюзивное инвариантное сечение рождения очарованных частиц в адрон-ядерных взаимодействиях параметризуется обычно в виде

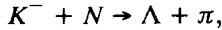
$$f(x_F, p_T) = E^{cm} \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_T^2} \propto (1 - |x_F|)^n e^{-bp_T^2} \quad (46)$$

( $b \sim 1$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup> [55]). В первых экспериментальных работах по рождению  $\Lambda_c$  в  $pp$ -взаимодействиях для  $n$  было получено значение 0,4 [56]. Для такого значения  $n$  вероятность образования очарованных ядер  $W$  составляет  $\sim 10^{-12}$  на один  $\Lambda_c$ . Для полученного позже значения  $n = 1,8$  [57] вероятность рождения  $\Lambda_c$  снижается до  $W = 10^{-13}$ . Этот пример показывает, насколько важно для оценок выхода  $\Lambda_c$  знание формы спектра  $\Lambda_c$ , особенно в низкоэнергетической (в л.с.) его части, т.е. в области фрагментации мишени ( $x_F \rightarrow -1$ ).

Из рис. 15, а также рис.16, на котором показаны спектры  $\Lambda$  и  $\Lambda_c$ , рожденных в  $pp$ -столкновениях, видно, что ферми-импульса нуклона в ядре недостаточно, чтобы скомпенсировать большие  $q$ , и учет ферми-движения практически не меняет ситуацию для  $\Lambda_c$ .

Таким образом, стандартный механизм квазисвободного рождения, который успешно действует в случае гиперядер, оказывается неэффективным для очарованных ядер и требуются какие-то другие специфические механизмы. Рассмотрим некоторые возможности.

Механизмы рождения очарованных ядер. а. Безотдачная кинетика в реакциях с обменом очарованием. Хорошо известно, что важнейшую роль в экспериментальной гиперядерной физике играет реакция обмена гиперзарядом (35а)



в которой при  $p_K \approx 0,53$  ГэВ/с (так называемый «магический импульс») и  $\vartheta_\pi = 0$  имеет место безотдачная кинематика [58], т.е.  $\Lambda$ -гиперон рождается с импульсом  $q = 0$  (рис.17). Аналогичная ситуация имеет место и для  $\Lambda_c$ , рожденных в процессах с обменом очарованием:



При  $p_D \approx 0,6$  ГэВ/с и  $\vartheta_\pi = 0$  импульс  $\Lambda_c$   $q = 0$ . Однако, как видно из рис.17, в реакции (35а) условие эффективного захвата  $\Lambda$  ядром

$$q \leq k_F \approx 0,25 \text{ ГэВ/с} \tag{48}$$

выполняется при любых импульсах  $K$ -мезонов, а в реакции (47) минимальные импульсы  $\Lambda_c$  удовлетворяют этому условию только при импульсах  $D$ -мезонов, лежащих в интервале

$$0,2 \leq p_D \leq 1,0 \text{ ГэВ/с}. \tag{49}$$

Еще более драматичным для образования очарованных ядер в реакциях между частицами с очарованием  $C = 0$  является то обстоятельство, что, в отличие от  $K$ -мезонов, спектр  $D$ -мезонов, рожденных как на неподвижном нуклоне, так и на имеющем импульс  $k_F$ , лежит целиком вне этой области (рис.15 и 18). Кроме того, малое время жизни  $D$  не позволяет формировать их пучки, аналогичные пучкам  $K^-$ , за исключением одной возможности, которую мы рассмотрим в следующем разделе.

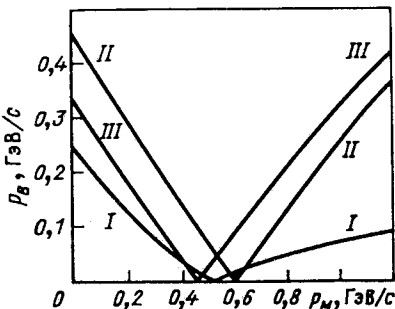


Рис. 17. Зависимость минимального импульса  $\Lambda$ - и  $\Lambda_c$ -барионов  $p_B$  от импульса  $K$ - и  $D$ -мезонов  $p_M$  в реакциях  $K + N \rightarrow \Lambda + \pi$  (I),  $D^+ + N \rightarrow \Lambda_c + \pi$  (II) и  $D_s^+ + N \rightarrow \Lambda_c + K$  (III)

Однако рождение  $D$  и обмен очарованием (47) могут происходить в самой мишени. Образованный таким путем  $\Lambda_c$  может быть захвачен ядром. Сечение образования  $\Lambda_c$  при фиксированном импульсе  $D$ -мезона  $p_D$  может быть вычислено по формулам, аналогичным (38) — (40):

$$(d\sigma(p_D, p_\pi)/d\Omega)_{CN} = (d\sigma(p_D, p_\pi)/d\Omega)_{D,\pi} N_{\text{eff}}(q), \quad (50)$$

где  $(d\sigma(p_D, p_\pi)/d\Omega)_{D,\pi}$  — сечение реакции (47), а  $q = p_D - p_\pi$  однозначно определяется импульсом и углом вылета пиона. Вероятность захвата  $\Lambda_c$  (на один  $D$ -мезон) в таком двухступенчатом процессе равна

$$W = \int dp_D \frac{d\Omega}{dp_D} \int d\cos\vartheta_\pi (d\sigma(p_\pi)/d\Omega)_{D,\pi} N_{\text{eff}}(q). \quad (51)$$

Для эмпирических значений  $n = 2,8$  [57] и  $4,9$  [55] значение  $W$  составляет  $\sim 10^{-10}$  и  $\sim 10^{-11}$  соответственно.

Приведенное выше значение слишком мало для того, чтобы можно было надеяться на экспериментальное изучение очарованных ядер в процессах (36а) — (36г). Несколько более оптимистичными являются оценки, полученные при учете замедления очарованных частиц в результате их многократного перерассеяния на внутриядерных нуклонах.

б. Многократное рассеяние. Естественным продолжением изложенной модели является учет многократного перерассеяния рожденных частиц на нуклонах ядра [32]. В результате такого перерассеяния импульсы рожденных в первичном соударении  $D$ -мезонов и  $\Lambda_c$ -барионов меняются по величине и направлению. При этом некоторая доля  $\Lambda_c$  может замедлиться до таких импульсов, при которых их захват ядром и образование  $\Lambda_c$  становится достаточно вероятным. То же самое относится и к  $D$ -мезонам: часть из них может замедлиться до импульсов, при которых в реакции (47) будут рождаться медленные  $\Lambda_c$  (см. (49)).

Для оценки эффекта проследим в простой модели бесконечно протяженной ядерной среды за эволюцией спектра очарованных частиц, рожденных в квазисвободном взаимодействии на нуклоне. Бу-

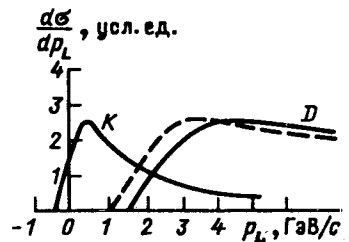


Рис. 18. Распределение в л.с. по продольному импульсу  $K$ - и  $D$ -мезонов, рожденных в  $pp$ -взаимодействиях при  $p_0 = 250$  ГэВ/с [31]

дем учитывать только упругие перерасеяния и пренебрежем ферми-движением нуклонов в ядре.

Импульсное распределение  $\Lambda_c$  после  $(k + 1)$ -го упругого перерасеяния можно выразить через аналогичное распределение на предыдущем этапе (для  $D$ -мезонов здесь и далее следует  $q$  заменить на  $p_D$ ):

$$\left(\frac{dW}{dq}\right)_{k+1} = \int_{|t|_{\min}}^{|t|_{\max}} d|t| \left(\frac{dW}{dq}\right)_k \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{el}} \frac{q_{k+1} E_k}{q_k E_{k+1}} \quad (52)$$

( $t$  — инвариант упругого рассеяния), где член с  $k = 0$  отвечает исходному сечению рождения  $\Lambda_c$  ( $D$ ) на квазисвободных нуклонах (46).

Поскольку в настоящее время взаимодействие очарованных адронов с нуклонами абсолютно не изучено, сделаем предположение, что сечения  $(d\sigma/dt)_{\text{el}}$  для  $DN$ - и  $\Lambda_c N$ -взаимодействий совпадают с соответствующими сечениями для  $KN$ - и  $\Lambda N$ -взаимодействий (влияние возможных различий обсуждается в [32]). Результаты расчетов распределений  $(dW/dq)_k$  для  $k = 0 \div 4$  приведены на рис. 19. Видно, что в результате перерасеяния происходит существенный сдвиг спектров к меньшим  $q$ , т.е. появляются частицы с импульсами, много меньшими, чем это разрешено кинематикой рождения  $D$  и  $\Lambda_c$  на свободном нуклоне ( $q_{\Lambda_c}^{\min} = 1,5$  ГэВ/с и  $q_D^{\min} = 2,3$  ГэВ/с) или даже

с учетом рождения на нуклоне с импульсом  $k_F = 0,25$  ГэВ/с (1,1 и 1,8 ГэВ/с соответственно).

Упругое рассеяние тяжелых частиц  $D$  и  $\Lambda_c$  на покоящемся нуклоне характеризуется предельным углом:  $\vartheta_D^{\max} \approx 30^\circ$  и  $\vartheta_{\Lambda_c}^{\max} \approx 24^\circ$ . Поэтому можно было бы ожидать, что значительная

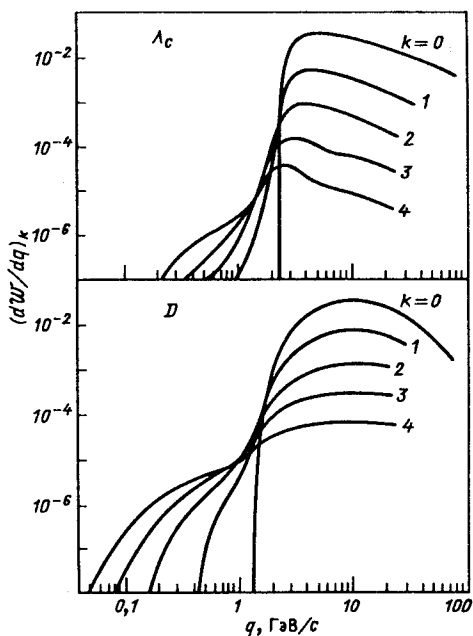


Рис. 19. Импульсные спектры  $(dW/dq)_k$   $\Lambda_c$ -барионов и  $D$ -мезонов после  $k$ -перерасеяний внутри ядра [32]

часть очарованных частиц после нескольких перерассеяний движется под большими углами, тем более что в данном подходе частицы с импульсом менее  $q^{\min}$  целиком обязаны своим появлением упругому рассеянию на большие углы. Однако детальные расчеты двойного распределения  $d\mathbb{W}/(dq d \cos\vartheta)$  с учетом угловой зависимости дифференциального сечения показывают, что это не совсем так. Даже при  $k$ , равном 3 и 4, очарованные частицы летят в довольно узком конусе с углом раствора  $\vartheta_D \sim 45^\circ$  и  $\vartheta_{\Lambda_c} \sim 25^\circ$  [32].

Отметим, что появление в результате перерассеяния на нуклонах ядра медленных очарованных частиц сопровождается значительной передачей импульса нуклонам, из-за чего последние могут вылететь из ядра [32]. Мягкой части спектра очарованных частиц, которые дают основной вклад в образование  $\Lambda_c$ , соответствует вылет нуклонов с импульсами от 0,1 до 1 ГэВ/с преимущественно под углами 40—60°. Наличие таких нуклонов может быть использовано при поиске очарованных ядер в качестве дополнительного признака, указывающего на их образование.

При переходе от бесконечной среды к ядрам конечных размеров необходимо еще учесть вероятность  $P_k$  того, что частица при прохождении через ядро последовательно провзаимодействует с  $k$  нуклонами:

$$P_k = \nu^k e^{-\nu} / k!, \tag{53}$$

где  $\nu = \bar{x} / l_{\text{яд}}$ ,  $l_{\text{яд}} = (\rho_{\text{яд}} \sigma_{\text{tot}})^{-1}$  — длина пробега  $\Lambda_c$  или  $D$  в ядерном веществе до взаимодействия, а  $\bar{x}$  — среднее расстояние, которое  $\Lambda_c$  или  $D$  проходит внутри ядра до вылета из него. Величина  $\bar{x}$ , если  $\Lambda_c$  и  $D$  рождаются равновероятно по всему ядру, равна половине средней его толщины, т.е.  $\bar{x} = (2/3) R_A$  ( $R_A$  — радиус ядра).

Суммарная вероятность захвата  $\Lambda_c$  с учетом всех  $N$  упругих перерассеяний равна

$$W_{\Lambda_c} = \sum_{k=0}^N P_k W_k(\Lambda_c), \tag{54}$$

где  $W_k(\Lambda_c)$  определяется выражением (43) при замене  $d\mathbb{W}/dq$  на  $(d\mathbb{W}/dq)_k$ . Аналогично для вклада  $D$ -мезонов имеем

$$W_D = \sum_{k=0}^N P_{k+1} W_k(D), \tag{55}$$

Таблица 6. Вероятность образования очарованных ядер  $W$  в  $hA$ -взаимодействиях при  $p_0 = 250$  ГэВ/с (на один  $\Lambda_c$  или  $D$ )

для разных значений показателя  $n$  в зависимости

$$E d^2\sigma/dx_F dp_T^2 \propto (1 - |x_F|)^n \exp(-bp_T^2)$$

и числа внутриядерных перерасеяний  $k$

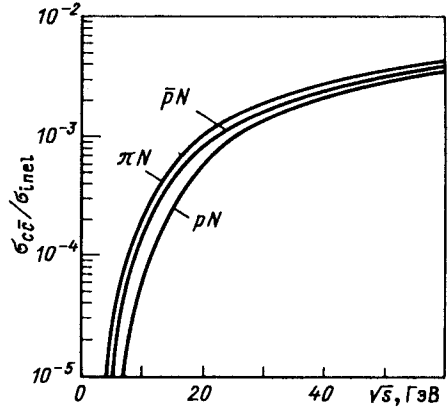
Реакция	$W$		$n$	
	$k = 0$	$k = 0 \div 4$	$x_F \rightarrow 1$	$x_F \rightarrow -1$
$pp \rightarrow \Lambda_c X$	$\sim 10^{-12}$	$8,1 \cdot 10^{-10}$	0,4	0,4 [56]
	$3,5 \cdot 10^{-13}$	$2,2 \cdot 10^{-10}$	1	1 [59]
	$1,1 \cdot 10^{-13}$	$0,5 \cdot 10^{-10}$	1,8	1,8 [57]
$\pi^- p \rightarrow \Lambda_c X$	$1,5 \cdot 10^{-12}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$	3,0 [55]	1
	$1,2 \cdot 10^{-13}$	$2,7 \cdot 10^{-10}$		1,8
$\bar{p}p \rightarrow \Lambda_c X$	$1,2 \cdot 10^{-12}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$	5 [59]	1
	$2,0 \cdot 10^{-13}$	$2,4 \cdot 10^{-10}$		1,8
$pp \rightarrow DX$	$2,1 \cdot 10^{-11}$	$3,8 \cdot 10^{-7}$	4,9	4,9 [55]
	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$9,0 \cdot 10^{-6}$	2,8	2,8 [57]
$\pi^- p \rightarrow DX$	$7,5 \cdot 10^{-10}$	$5,4 \cdot 10^{-7}$	3,9 [55]	4,9
	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$		2,8
$\bar{p}p \rightarrow DX$	$5,6 \cdot 10^{-10}$	$7,0 \cdot 10^{-7}$	3 [59]	4,9
	$6,1 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$		2,8

где  $W_k(D)$  определяется выражением (51) при замене  $d\mathbb{W}/dq$  на  $(d\mathbb{W}/dq)_k$ . Отметим, что в выражении для  $W_D$  (55) стоит коэффициент  $P_{k+1}$ , а не  $P_k$ , так как  $D$ -мезон после  $k$  упругих перерасеяний должен образовать  $\Lambda_c$  в реакции обмена очарованием (47).

Сделаем теперь несколько замечаний относительно распределений  $d\mathbb{W}/dq$ . Они (точнее, та их часть, что соответствует рождению на квазисвободном нуклоне, т.е. при  $k = 0$ ) измерены во многих экспериментах, но, к сожалению, наиболее интересующая нас область фрагментации нуклона мишени изучена плохо. Подавляющая часть накопленных событий рождения очарования относится к области  $x_F > 0$ , причем в основном к центральной области  $x_F$ . С другой стороны, оценки вероятности образования очарованных ядер весьма чувствительны к форме импульсных распределений  $\Lambda_c$  и  $D$ . Особенно заметное влияние оказывает параметр  $n$  (см. (46)). Поэтому, кроме эмпирических значений коэффициента  $n$  [55—57], в расчетах были использованы оценки его величины, получен-



Рис. 20. Зависимость множественности очарованных частиц  $\sigma_{cc}/\sigma_{inel}$  в  $pN^-$ ,  $\pi N^-$  и  $\bar{p}N^-$ -взаимодействиях от импульса налетающих частиц  $p_0$ . Значения  $\sigma_{cc}(p_0)$  взяты из [61]



ные согласно правилам кваркового счета для фрагментационной области [59].

В табл.6 представлены вероятности захвата  $\Lambda_c$  (на один  $\Lambda_c$ -барион или  $D$ -мезон) ядром с  $A = 80$  в адрон-ядерных взаимодействиях ( $p_0 = 250$  ГэВ/с) при

различных значениях параметра  $n$ . Видно, что с учетом перерассеяния вероятность захвата увеличивается в  $\sim 10^3$  раз.

Отметим, что эффект перерассеяния заметно больше в случае более легких  $D$ -мезонов, которые быстрее теряют свою энергию. К тому же нижняя граница их импульсного спектра значительно ближе к области, в которой они в реакции (47) начинают образовывать  $\Lambda_c$  с малыми импульсами, чем нижняя граница импульсного спектра самих  $\Lambda_c$  к области  $q \leq k_F$ .

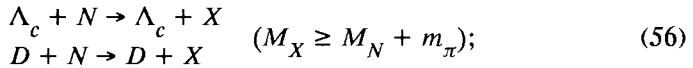
Если учесть, что сечение рождения  $D$  в  $hA$ -взаимодействиях больше, чем сечение рождения  $\Lambda_c$  (в частности, в  $\pi^-A$ -взаимодействиях  $\sigma_D/\sigma_{\Lambda_c} \approx 4$  [60]), то из двух рассмотренных механизмов основной вклад в рождение очарованных ядер дает канал перерассеяния  $D$ -мезонов с последующим обменом очарованием и захватом  $\Lambda_c$  ядром.

Расчеты, проведенные при импульсах протонов  $p_0$ , равных 40, 100, 150 и 250 ГэВ/с, указывают на слабую зависимость вероятности захвата  $\Lambda_c$  от  $p_0$ . Так, для  $n = 2,8$  значение  $W_D$  при этих импульсах составляет  $3,6 \cdot 10^{-6}$ ,  $8 \cdot 10^{-6}$ ,  $1,1 \cdot 10^{-5}$  и  $9 \cdot 10^{-6}$  соответственно.

Полагая, что при  $p_0 = 250$  ГэВ/с  $\sigma_{cc}/\sigma_{inel} \sim 10^{-3}$  (рис.20), получаем, что выход очарованных фрагментов составляет  $\sim 10^{-8} - 10^{-10}$  на одно неупругое адрон-ядерное взаимодействие. Отметим, однако, что приведенные оценки в действительности являются нижними пределами, так как:

во-первых, не учитывалось влияние ферми-движения нуклонов на рождение и перерассеяние очарованных частиц;

во-вторых, кроме упругого перерассеяния  $\Lambda_c$  и  $D$  нужно учитывать их замедление в результате неупругих взаимодействий, в которых они сохраняют свою природу:



в-третьих, возможны последовательные переходы  $\Lambda_c \leftrightarrow D$ .

Аналогичные расчеты для  $\Lambda$ -гиперонов и  $K$ -мезонов показывают, что вероятность захвата ядром во взаимодействиях протонов при энергии 250 ГэВ составляет  $3 \cdot 10^{-3}$  на один  $\Lambda$  и  $8 \cdot 10^{-2}$  на один  $K^-$  или  $\bar{K}^0$ , или  $\sim 2,6 \cdot 10^{-2}$  на одно неупругое  $pA$ -взаимодействие. Эта оценка на порядок больше экспериментального значения выхода гиперфрагментов в  $pA$ -взаимодействиях в фотоэмульсии при той же энергии:  $1,6 \cdot 10^{-3}$  [43]. Здесь надо, однако, учесть то обстоятельство, что значение, полученное в [43], относится к видимым в фотоэмульсии гиперфрагментам, т.е. к гиперфрагментам с пробегом  $R \geq 1$  мкм, которые составляют только часть всех случаев захвата  $\Lambda$  тяжелыми ядрами, так как основная доля захваченных  $\Lambda$  остается в составе тяжелых ядерных фрагментов. Например, в  $(58 \pm 15)\%$  случаев поглощения остановившихся  $K^-$  ядрами Ag, Вг в фотоэмульсии имеет место захват  $\Lambda$ -гиперона, т.е. образование гиперядра, в то время как гиперфрагменты наблюдаются в 10 раз реже — только в  $(6,5 \pm 0,2)\%$  случаев остановок  $K^-$ -мезонов [62].

Можно ли увеличить выход очарованных ядер? В табл.6 приведены также оценки вероятности захвата  $\Lambda_c$  ядром в  $\pi^- A$ - и  $\bar{p}A$ -взаимодействиях, которые оказываются несколько более выгодными по сравнению с  $pA$ -взаимодействиями. Это обусловлено несколькими факторами.

Прежде всего, в  $\pi N$ - и  $\bar{p}N$ -взаимодействиях  $\Lambda_c$  рождается преимущественно в области фрагментации мишени, так как для перехода  $N \rightarrow \Lambda_c$  достаточно заменить только один  $u$ - или  $d$ -кварк в нуклоне на очарованный  $c$ -кварк, тогда как для превращения  $\pi$  или  $\bar{p}$  в  $\Lambda_c$  требуется рождение дополнительных пар  $u\bar{u}$  или  $d\bar{d}$  из моря. Поэтому в  $\pi A$ - и  $\bar{p}A$ -взаимодействиях относительно большая (по сравнению с  $pA$ -взаимодействиями) часть  $\Lambda_c$  имеет в л.с. импульсы, близкие к минимальным.

Напротив,  $\pi$  и  $\bar{p}$ , уже имеющие в своем составе  $\bar{u}$ - или  $\bar{d}$ -кварк, легче фрагментируют в  $D$ , чем протон, в котором нет валентных антикварков. Поэтому в  $pA$ -взаимодействиях большая (по сравнению с  $\pi^- A$ - и  $\bar{p}A$ -взаимодействиями) часть  $D$ -мезонов имеет малые импульсы.

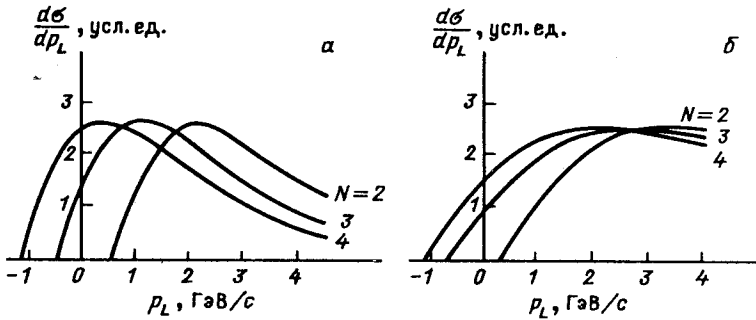


Рис. 21. Распределение в л.с. по продольному импульсу  $\Lambda_c$  (а) и  $D$  (б), рожденных на флуктонах, состоящих из  $N$  нуклонов [29]

Этот эффект усиливается для  $\Lambda_c$  (но ослабляется для  $D$ ) из-за того, что минимальные импульсы  $\Lambda_c$  и  $D$ , рожденных пионами и антипротонами, меньше, чем в случае их образования протонами с теми же импульсами (см. рис.15), хотя это отличие более или менее значимо лишь при импульсах налетающих частиц  $p_0 < 50 \pm 100$  ГэВ/с, где сечение рождения очарованных частиц слишком мало (рис.20). Поэтому переход от  $pA$ - к  $\pi A$ - или  $\bar{p}A$ -взаимодействиям в большей степени может сказаться на вероятности образования очарованных ядер через рождение  $\Lambda_c$ -барионов, чем через рождение  $D$ -мезонов:  $W_{\Lambda_c}$  возрастает в 5—10, а  $W_D$  — в 1,5—2 раза.

Если же учесть, что отношение  $\sigma_{cc^-}/\sigma_{inel}$  в  $\pi N$ - и  $\bar{p}N$ -взаимодействиях больше, чем в  $pN$ -взаимодействиях (рис.20), то можно ожидать, что для образования очарованных ядер во взаимодействиях частиц с нулевым очарованием лучше использовать пучки пионов или антипротонов, чем протонов. Более выгодными могут оказаться пучки  $e$ ,  $\mu$  и  $\gamma$  из-за относительно большего значения  $\sigma_{cc^-}/\sigma_{inel}$ , хотя полные сечения их взаимодействий с ядрами значительно ниже адронных.

В заключение этого раздела упомянем о еще двух возможных механизмах образования очарованных ядер [30].

Первая из них связана с тем, что наряду с рождением и перерасеянием на отдельных нуклонах возможно рождение и перерасеяние  $\Lambda_c$  и  $D$  на мультикварковых или многонуклонных конфигурациях (кластерах, флуктонах) [29,31], которые проявляют себя в кумулятивных процессах и в так называемом ЕМС-эффекте [63—65]. (Кроме того, в кластере один из нуклонов может превратиться в  $\Lambda_c$ , и затем такой очарованный кла-

Таблица 7. Вероятности захвата  $\Lambda_c$   $W_{\text{захв}}$   
и образования очарованного ядра  $W_{CN}^N$  (на один  $D$ -мезон)  
при взаимодействии на кластере из  $N$  нуклонов

$N$	$W_{\text{захв}}$	$P_N$	$W_{CN}^N = W_{\text{захв}} P_N$
2	$5 \cdot 10^{-6}$	$10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-7}$
3	0,062	$5 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-4}$
4	0,18	$10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$

Примечание.  $P_N$  — вероятность нахождения в ядре кластера из  $N$  нуклонов [66].

стер может вылететь из ядра как целое.) Уже при рождении на трех- или четырехнуклонных кластерах  $\Lambda_c$  и  $D$  могут иметь как угодно малые импульсы (рис.21), что может увеличить вероятность образования очарованного ядра. Эту вероятность  $W_{CN}^N$  для  $\Lambda_c$  и  $D$ , рожденных на кластерах из  $N$  нуклонов, можно оценить методом, аналогичным изложенному в предыдущем разделе. Полученные значения  $W_{CN}^N$  и использованные в расчетах вероятности  $P_N$  существования в ядре флутонов, состоящих из  $N$  нуклонов [66], приведены в табл.7. Видно, что выход очарованных ядер за счет взаимодействий налетающего адрона с кластерами может быть на уровне  $\sim 10^{-7}$  от неупругих взаимодействий (для  $\sigma_{cc^-}/\sigma_{\text{inel}} \sim 10^{-3}$ ). Следует отметить, что эта оценка более неопределенна по сравнению с предыдущими оценками, поскольку в значительной степени неопределенны природа флутонов и их свойства.

Другая возможность связана с поиском очарованных ядер в ядро-ядерных взаимодействиях. Правда, с точки зрения кинематики рождения очарованных частиц ядро-ядерные взаимодействия не обладают какими-либо преимуществами по сравнению с рассмотренными выше адрон-ядерными взаимодействиями:  $\Lambda_c$  и  $D$  оказываются слишком быстрыми как в системе ядра-мишени  $A_T$ , так и в системе налетающего ядра  $A_p$ . Однако в случае образования ядерных фрагментов с скоростями, промежуточными между значениями скоростей налетающего ядра и ядра-мишени (см. [67]), имеется вероятность захвата  $\Lambda_c$  одним из таких фрагментов.

Приведенные расчеты показывают, что в рассмотренных здесь моделях образование очарованных ядер в адрон-ядерных взаимодействиях может происходить с вероятностью, лежащей (в зависимости от моделей и используемых в них параметров) в пределах:

$$10^{-10} < \sigma_{CN}/\sigma_{\text{inel}} \leq 3 \cdot 10^{-7}.$$

Верхняя граница этих оценок, полученная для флуктонного механизма образования очарованных ядер, на порядок ниже экспериментальной верхней границы их выхода [11—14], что указывает на необходимость проведения дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Другим подходом к поиску очарованных ядер является создание оптимальных условий для их формирования, что дало бы возможность при регистрации частиц, сопровождающих рождение  $\Lambda_c$ , не только установить факт его образования, но и достаточно точно измерить энергию связи очарованного бариона в нем. Примером такого подхода является эксперимент на встречных пучках, идея которого была впервые предложена в [30,31], а затем более подробно обсуждалась в [33,34].

## 5. РОЖДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ЯДЕР НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

**Адронные пучки.** Выше мы видели, что замедление  $\Lambda_c$  за счет «встречного» ферми-импульса нуклона недостаточно для эффективного захвата, поскольку  $q \gg k_F$ . Однако в лабораторной системе медленные  $\Lambda_c$  и  $D$  можно получить с помощью встречных пучков [30—32]. Для примера на рис.22 показан спектр  $\Lambda_c$ , рожденных в столкновениях протонов с импульсами  $p_1 = 250$  ГэВ/с и  $p_2 = 2$  ГэВ/с (величина  $p_1$  не критична, приведенное значение выбрано для сравнения с экспериментом [11—14]). Видно, что в л.с. максимум спектра  $\Lambda_c$  приходится на  $q = 0$ .

Аналогичным образом получить медленные  $\Lambda_c$  можно на симметричных встречных  $e^+e^-$  и  $p\bar{p}$ -пучках при энергиях в с.ц.м.  $W \sim 2 \cdot M_{\Lambda_c}$ .

Чтобы использовать полученные таким способом  $\Lambda_c$ , необходимо иметь «третье тело», т.е. ядра, покоящиеся в л.с., которые и захватывали бы  $\Lambda_c$ . Для этого мишень должна быть расположена очень близко к области

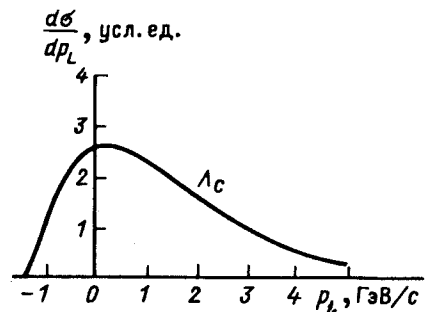


Рис. 22. Распределение в л.с. по продольному импульсу  $\Lambda_c$ , рожденных в  $pp$ -столкновениях при  $p_1 = 250$  ГэВ/с и  $p_2 = 2$  ГэВ/с [31]

столкновения пучков, т.е. на расстояниях, соизмеримых с распадной длиной  $\Lambda_c$ :

$$\lambda = \sigma\gamma\beta = \sigma P/m. \quad (57)$$

Для  $\Lambda_c$  с импульсами, не превышающими ферми-импульс  $k_F$ , значение  $\lambda$  чрезвычайно мало:  $\leq 6$  мкм, т.е. меньше поперечных размеров пучков, имеющих в настоящее время. Поэтому лишь ничтожная часть  $\Lambda_c$  сможет долететь до мишени, расположенной за пределами области пересечения пучков, и захватиться там ядром. Оценки [31] показывают, что при светимости  $L \sim 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и плотности ядер струйной мишени  $n_{\text{яд}} \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$  для ядер с  $A = 40$  скорость рождения  $\Lambda_c$  составит  $\sim 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ , т.е. для получения одного очарованного ядра требуется около четырех месяцев экспозиции.

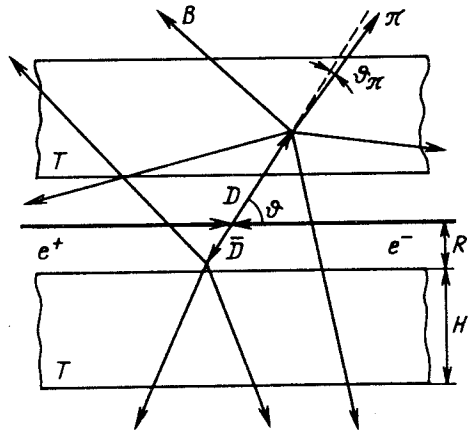
Более перспективным представляется рождение  $D$ -мезонов с импульсами, близкими к «магическому» ( $\sim 0,6 \text{ ГэВ/с}$ ), которые, взаимодействуя с ядрами мишени (47), с большой вероятностью приводили бы к образованию очарованных ядер. Главным образом, это  $D^+$ -мезоны, поскольку при таком импульсе их распадная длина  $\lambda \approx 100$  мкм, что в 2,5 раза больше, чем  $\lambda_{D^0}$ . Однако, как указывалось в начале предыдущего раздела, выход очарованных частиц в адронных взаимодействиях невысок ( $\sim 10^{-3}$ ), из-за чего возникают дополнительные сложности с отделением взаимодействий с образованием очарованных частиц от фона.

Поэтому очевидно, что еще несколько лет назад возможность использования встречных пучков для исследования очарованных ядер казалась отвлеченной фантазией [30]. Однако в последние годы появились проекты  $e^+e^-$ -коллайдеров нового поколения — как линейных (например, ARES [68]), так и циклических [69], получивших название  $\sigma\tau$ - или  $\sigma B$ -фабрик, которые предназначены для изучения  $\tau$ -лептонов и очарованных (и прелестных) частиц, а также исследований в области ядерной физики. Рассмотрим, следуя работам [33,34], возможности, которые откроются с пуском таких ускорителей.

$e^+e^-$ -пучки. Основными достоинствами этих коллайдеров являются высокая светимость  $L \sim 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и, что особенно важно для исследования очарованных ядер, малые (по крайней мере, в одной плоскости) поперечные размеры пучков  $e^+e^-$ :  $(1-2) \times (1-2)$  мкм для линейных и  $\sim (3-5) \times (200-500)$  мкм для циклических ускорителей. Поскольку выход очарованных частиц в области  $\psi$ -резонансов близок к 1, то это позволяет получить практически чистые «пучки»  $D$ -мезонов и существенно облегчает набор статистики.

Рис. 23. Схематический вид события с образованием очарованного ядра в  $e^+e^-$ -взаимодействиях [34] ( $T$  — мишень, остальные обозначения см. в тексте)

Схема эксперимента по поиску очарованных ядер на  $e^+e^-$ -пучках показана на рис.23. Если удастся поместить тонкую ( $H \sim 100$  мкм) мишень на расстоянии  $R = 30+100$  мкм от места встречи  $e^+e^-$ -пучков, то часть  $D$ -мезонов, родившихся в реакции



успеет провзаимодействовать в мишени до распада. Тем самым становится возможным изучать взаимодействие  $D$ -мезонов с веществом, в том числе реакции обмена очарованием (47) и образования очарованных ядер:



Для определения энергии связи  $\Lambda_c$  в очарованном ядре  $B_c$  достаточно знать импульс и угол вылета пиона от реакции (59). Так как наибольший интерес представляет область  $\vartheta_\pi$ , близких к 0, то необходимо обеспечить высокую точность измерения импульсов пионов, тогда как  $\vartheta_\pi$  достаточно знать с точностью до  $\sim 0,5^\circ$ .

Направление импульса  $D$  задается направлением импульса  $\bar{D}$ , который можно восстановить в случае регистрации  $n_{ch} \geq 3$  заряженных частиц от распада  $D^-$  или  $n_{ch} \geq 2$  заряженных частиц от распада  $\bar{D}^0$ .

В реакции (58)  $D$ -мезоны рождаются с магическим импульсом при  $W = 3,927$  ГэВ. Для увеличения выхода  $D$  в [33] было предложено использовать рождение  $D$  через образование  $\psi(3770)$ , доминирующей модой распада которого является распад на  $D\bar{D}$  (42%  $D^+D^-$ , 58%  $D^0\bar{D}^0$  [35]). Однако, как показано в [34], оказывается, что выгоднее использовать рождение  $\bar{D}$  при  $W = 3,927$  ГэВ, а также в области  $\psi(4040)$ , распадающегося на  $D\bar{D}$ ,  $D\bar{D}^* + D^*\bar{D}$ ,  $D^*\bar{D}^*$  и на очарованные странные мезоны  $D_s^+ D_s^-$ , которые также могут образовывать  $\Lambda_c$  (рис.17):



Это связано с тем, что при  $W$ , равном 3,927 и 4,04 ГэВ, вероятность взаимодействия  $D$  в мишени больше, чем при  $W = 3,77$  ГэВ, из-за больших значений импульсов  $D$ -мезонов  $p_D$ , а так как при этом  $p_D$  ближе к магическому импульсу, то возрастает и вероятность захвата  $\Lambda_c$  ядром.

Выход очарованных ядер за время  $t$  при светимости  $L$  равен

$$N_{CN} = N_D P_{D,CN} = N_D \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CN}^0 n_A G, \quad (61)$$

где  $N_D = L t \sigma_D$  — количество  $D$ ;  $\sigma_D$  — сечение рождения  $D$ ;  $P_{D,CN} = (d\Omega/d\Omega)_{CN}^0 n_A G$  — вероятность образования очарованного ядра в реакции (59);  $n_A$  — плотность ядер мишени;  $G$  — вероятность того, что  $D$  не распадается до взаимодействия в мишени,

$$G = \frac{1}{4\pi} \iiint P(\cos\vartheta) \exp(-r/\lambda) dr d\varphi d \cos \vartheta, \quad (62)$$

где  $P(\cos\vartheta)$  — распределение  $D$  по углам вылета  $\vartheta$  по отношению к направлению пучков  $e^+e^-$  в реакции (58) [70];  $(d\sigma/d\Omega)_{CN}^0$  — сечение образования очарованных ядер на ядре мишени (50) при  $\vartheta_\pi = 0$ .

Сечения рождения  $D$  в  $e^+e^-$ -соударениях известны только для  $\psi(3770)$ :  $\sigma_{D^+} = 4,8 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$  и  $\sigma_{D^0} = 6,5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$  [35], поэтому при оценке выхода очарованных ядер при 3,927 и 4,04 ГэВ были использованы расчеты  $\sigma_D$ , сделанные в работе [71]. Для уточнения оценок величину  $\sigma_D$  было бы целесообразно измерить на той же установке до поиска  $A_c$ .

В табл.8 приведены оценки ожидаемого выхода  $\Lambda_c$ -барионов  $N_{\Lambda_c}$  и очарованных ядер  $N_{CN}$  при  $W$ , равном 3,77, 3,927 и 4,04 ГэВ, для мишени в виде параллельных пластин из Fe толщиной  $H = 100$  мкм, расположенной на расстояниях  $R$ , равных 30, 60 и 100 мкм, от места встречи пучков ( $t = 1$  мес,  $L = 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ). В расчетах полагалось, что  $(d\Omega/d\Omega)_{D,\pi}^0 N_{\text{eff}}$  равно  $10^{-27} \text{ см}^2/\text{ср}$  [33] при  $p_D = 0,2-1$  ГэВ/с.

В случае, если  $p_D$  равен магическому импульсу, а  $R = 30$  мкм, вероятность образования очарованного ядра в работе [34] оказалась равной  $\sim 3,2 \cdot 10^{-6}$  на один  $D^+$ -мезон, что несколько меньше, чем в [33] ( $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ ). Это отличие связано с тем, что в [33] рассматривалась мишень в наиболее выгодной форме цилиндра. Такая мишень может приме-



Таблица 8. Ожидаемый выход  $\Lambda_c$ -барионов  $N_{\Lambda_c}$  и очарованных ядер  $N_{CN}$  за месячную экспозицию ( $Lt = 2,6 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-2}$ ) [34]

W, ГэВ	Канал	$\sigma_D, 10^{-33} \text{ см}^2$	$N_{\Lambda_c} : N_{CN}$		
			R = 30 мкм	R = 60 мкм	R = 100 мкм
3,77	$D^+ D^-$	4,8	22,0 : 0,8	8,0 : 0,3	1,3 : 0,1
	$D^0 \bar{D}^0$	6,5	4,4 : 0,3	0,6 : 0,04	0,06 : <0,01
3,927	$D^+ D^-$	(2,1)	34,5 : 34,5	20,5 : 20,5	10,9 : 10,9
	$D^0 \bar{D}^0$	(2,0)	8,3 : 8,2	1,9 : 1,9	0,8 : 0,8
	$D^+ D^{*-}$	(1,0)	6,1 : 0,6	2,5 : 0,25	0,9 : 0,08
	$D^0 \bar{D}^{*0}$	(1,1)	1,0 : 0,16	0,2 : 0,02	0,02 : <0,01
4,04	$D^+ D^-$	(0,3)	6,7 : 3,7	4,6 : 2,5	1,8 : 1,5
	$D^0 \bar{D}^0$	(0,3)	2,2 : 1,0	1,0 : 0,5	0,4 : 0,16
	$D_s^+ D_s^-$	(0,7)	1,6 : 1,6	0,4 : 0,4	0,08 : 0,08
	$D^+ D^{*-}$	(1,6)	23,4 : 22,6	13,2 : 12,8	6,6 : 6,4
	$D^0 \bar{D}^{*0}$	(1,5)	5,0 : 5,0	1,6 : 1,6	0,4 : 0,4

Примечание. В скобках приведены оценки  $\sigma_D$ , использованные при расчетах.

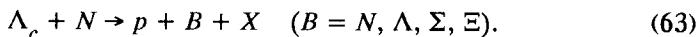
няться только в случае одинаково малых размеров пучков в обеих поперечных плоскостях, что предполагалось осуществить в проекте комплекса ARES [68] ( $\sigma_x = \sigma_y = 1,6 \text{ мкм}$ ), на который и ориентировались авторы работы [33].

Так как  $D$  от распада  $D^* \rightarrow D\pi$  или  $D\gamma$  не являются моноэнергетическими и их импульсы могут быть неколлинеарны импульсам  $\bar{D}$  (особенно в случае  $D^* \bar{D}^*$ ), что затрудняет анализ, то в табл. 8 не приведены значения  $N_{CN}$  для комбинаций  $D^* \bar{D}$  и  $D^* \bar{D}^*$ .

Заметим, что точность измерения импульсов и углов для  $\gamma$ -квантов хуже, чем для  $\pi^\pm$ -мезонов, поэтому для определения энергии связи  $\Lambda_c$  в очарованных ядрах пригодны только те события, в которых в реакции (59) рождается заряженный  $\bar{\pi}$ -пион. По этой же причине мы не будем учитывать события с распадами  $\bar{D}^* \rightarrow D\pi^0$  или  $\bar{D}\gamma$ .

$\Lambda_c$ -барион, образовавшийся в реакциях (47), (59) и (60), распадается затем либо как свободная частица, либо в очарованном ядре на  $N\bar{K}$ ,  $\Lambda\pi$ ,  $\Sigma\pi$ ,  $\Xi K$  (+ пионы) (см. (25) и (26)). Наличие протона (как непосредственно от распада  $\Lambda_c$ , так и от распадов  $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$  и  $\Xi \rightarrow \Lambda \rightarrow p$ ) или заряженной частицы тяжелее каона ( $p$ ,  $\Sigma^\pm$ ,  $\Xi^-$ ) является указанием на рождение  $\Lambda_c$  и

может быть использовано в качестве триггера для отбора событий с образованием очарованного ядра (см. рис.23). Вероятность таких распадов для свободных  $\Lambda_c$ , как это следует из данных по их образованию [72], не меньше 0,75 и может быть больше в распадах очарованных ядер за счет слабых взаимодействий  $\Lambda_c$  с нуклонами:



Если для определения  $V_c$  отбирать только события, в которых зарегистрированы:

- барион (главным образом, протон);
- заряженный пион с импульсом, определяемым кинематикой реакции (59) при заданном  $W$  и  $\vartheta_\pi = 0$ ;
- не менее чем  $n_{ch} = 3$  (2) заряженных частиц от распада  $D^-(\bar{D}^0)$  ( $P \sim 0,55$  и  $0,9$  соответственно [72]);
- заряженный пион от распада  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$  (в случае рождения  $D^* D^{*-}$ ),

то число таких событий составит  $\sim 30, 23$  и  $15\%$  от всех событий с образованием очарованного ядра при трех значениях  $W$ :

3,77 ГэВ —	$\leq 0,3$ ;	
3,927 ГэВ —	10,3; 5,6 и 2,6	( $R = 30, 60$ и $100$ мкм);
4,04 ГэВ —	4,6; 2,7 и 1,2	( $R = 30, 60$ и $100$ мкм).

Для цилиндрической мишени, которая может быть использована на линейных ускорителях, эти значения больше примерно на 20%.

Главный вклад в указанное число событий при 3,927 ГэВ дает канал  $D^+ D^-$  (70—90%), а при 4,04 ГэВ — канал  $D^+ D^{*-}$  (75%).

При разбросе энергии пучков  $\delta W/W = 6 \cdot 10^{-4}$ , точности измерения импульсов  $\delta p/p = 0,5\%$  и углов  $\Delta\vartheta \leq 0,01$  рад, а также с учетом того, что масса  $\Lambda_c$  известна с точностью 1,2 МэВ [35], точность определения  $V_c$  в отдельном событии составит  $\sim 3,5$  МэВ.

Основной фон при поиске очарованных ядер — это рождение  $p\bar{p}$  с последующим взаимодействием  $\bar{p}$  в мишени с образованием  $n_{ch} \geq 2$  заряженных частиц. Так как при  $W \sim 4$  ГэВ  $\sigma(e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) \sim 2 \cdot 10^{-33}$  см<sup>2</sup> [72], то таких событий за месяц будет набрано  $3,3 \cdot 10^3$ . Если при off-line-обработке отбирать только события, в которых протон вылетает из мишени, причем неколлинеарно импульсу восстановленного  $D$ -мезона, т.е. либо от распада очарованного ядра, либо от рассеяния первичного протона в мишени, то количество таких фоновых событий составит  $\sim 2$ . (При увеличении толщины мишени в 2 раза число фоновых событий возрастает в 4 раза, а очарованных ядер — только на 15—20%.)

Однако для определения величины  $V_c$  необходимо восстановить  $\bar{D}$  с определенным импульсом и зарегистрировать соответствующий ему пион от реакции (59), что практически исключает наличие фоновых событий при измерении  $V_c$ .

Кроме поисков очарованных ядер в качестве побочного результата в такого рода экспериментах можно изучать рассеяние очарованных мезонов  $D^\pm$ ,  $D^0$ ,  $\bar{D}^0$  и  $D_s$  на ядрах в реакциях (47) и (60). В частности, возможен поиск очарованных барионных резонансов  $Y_c$  массами до  $2,6\text{--}2,7 \text{ ГэВ}/c^2$  (например,  $\Sigma_c(2510)$  [73—75]):



Заметим, что рассеяние частиц в тонкой (100 мкм) мишени, если ее удастся разместить вблизи места встречи пучков, незначительно и не мешает одновременному проведению других экспериментов.

Проведенные расчеты показывают, что поиск очарованных ядер в экспериментах на  $\sigma$ -фабриках в принципе возможен, однако ожидаемый их выход при планируемой светимости  $L \sim 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  невелик. С учетом неопределенностей оценок (в частности, отсутствия экспериментальных данных о сечении рождения  $D$ -мезонов при  $W = 3,927$  и  $4,04 \text{ ГэВ}$ , а также о сечении реакции обмена очарованием (50)) можно ожидать, что проведение такого эксперимента было бы реальным при достижении светимости  $L \geq 5 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Однако самая главная проблема при постановке такого эксперимента — это размещение тонкой мишени на расстояниях порядка десятков микрометров от места встречи пучков с тем, чтобы достаточно большая часть  $D$ -мезонов долетела до мишени. При этом, однако, эти расстояния должны быть достаточно большими, чтобы вещество не разрушалось под действием пучкового гало и нагревания от токов, возникающих в нем при прохождении пучков. Если принять, что воздействие пучкового гало на вещество незначительно при удалении мишени на расстояния  $R > 10 \sigma$ , то вполне достаточно иметь пучки с поперечными размерами  $\sigma \leq 3 \text{ мкм}$  хотя бы в одной плоскости. Здесь несомненно преимущество линейных ускорителей, в которых достижимы меньшие поперечные размеры пучков. Кроме того, в циклических ускорителях сама мишень может портить пучки электронов и позитронов в процессе ускорения. Поэтому очевидно, что наиболее перспективными для поиска очарованных ядер являются не циклические, а линейные коллайдеры.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ЧЕМ ИНТЕРЕСНО ИЗУЧЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ЯДЕР?

Обсуждение структуры, механизмов рождения и распада очарованных ядер, проведенное в разд. 2—4, фактически уже содержит ответ на поставленный вопрос. Поэтому здесь мы лишь кратко суммируем основные проблемы, которые связаны с изучением очарованных ядер и стимулируют постановку экспериментов по их поиску [30].

Физика очарованных (или, в общем случае, «ароматных») ядер — это новая область ядерной физики, которая, как ожидается, по своему богатству и разнообразию не уступает гиперядерной физике, а может быть, и превосходит ее.

Изучение очарованных ядер позволит получить информацию о низкоэнергетических взаимодействиях ароматных барионов с нуклонами и между собой, что недоступно для других методов. В более общем смысле можно сказать, что включение ароматных барионов в ядерную и гиперядерную картину позволит подойти к универсальному пониманию многобарионных систем, ароматизированных различными типами кварков, т.е. к созданию единой теории барион-барионного взаимодействия.

Следуя опыту с обычными ядрами и гиперядрами, можно указать целый ряд конкретных проблем, интересных для изучения в очарованных ядрах. В существующей ситуации было бы бессмысленно рассматривать какие-то точные детали. Поэтому остановимся лишь на некоторых достаточно общих проблемах. Можно не сомневаться, что множество других вопросов появится после того, как эксперимент даст первые сведения об очарованных ядрах.

а. Силы и структура. Каков потенциал, действующий в системе  $B-N$  и  $B$ -ядро? В частности, происходит ли уменьшение притяжения и/или отталкивания с ростом  $M_B$  (т.е. при переходе от  $\Lambda$  к  $\Lambda_c$ ,  $\Lambda_b$ ...) и достаточны ли силы притяжения для создания связанных состояний? Если да, то начиная с каких  $A$  эти состояния существуют? Каковы эффективные размеры области локализации волновой функции очарованных барионов? Какова роль переходов типа  $\Lambda_c \leftrightarrow \Sigma_c$ ? Каковы свойства «истинно очарованных» состояний с новыми свойствами симметрии, не имеющих аналогов для обычных ядер? Каков, наконец, динамический отклик ядер на внесение в них тех или иных ароматов: деформация, кластеризация и т.п.? Можно ли ожидать «клеподобной» роли ароматных барионов, аналогичной роли  $\Lambda$ -гиперона, для стабилизации ядерной материи?

б. Распады. Ряд вопросов связан с распадами очарованных ядер. Каково соотношение времен распада  $\Lambda_c$  в свободном состоянии и в ядре? Из опытов с гиперядрами известно, что нуклонное окружение существенно

сказывается на ширинах распада гиперядер. Это происходит, с одной стороны, из-за влияния принципа Паули, а с другой — вследствие вклада индуцированных переходов в ядре. Можно думать, что значительный избыток энергии, выделяющийся при распаде  $\Lambda_c$ , делает менее существенной роль нуклонного окружения для распадов очарованных ядер, по крайней мере, в отношении подавления распадов  $\Lambda_c$ . Но какова роль индуцированных переходов?

Одной из интереснейших проблем, которая оживленно обсуждается в последние годы, является проблема узких  $\Sigma$ -гиперядерных состояний. Будет ли иметь место аналогичная ситуация с  $\Sigma_c$ -ядрами? По-видимому, нет. В самом деле, существенное отличие  $\Sigma_c$  от  $\Sigma$  состоит в том, что для первого соотношение масс  $\Sigma_c$  и  $\Lambda_c$  разрешает сильный распад с испусканием пиона, тогда как для  $\Sigma$  он запрещен. Поэтому можно думать, что распад  $\Sigma_c$ -ядра будет идти за счет этого распада и приводить к большой ширине.

Как известно, гиперядра распадаются преимущественно из основного состояния, так как электромагнитные переходы в общем случае происходят быстрее, чем слабые распады  $\Lambda$ -гиперонов. Очарованные барионы распадаются в тысячу раз быстрее, чем  $\Lambda$ . Интересно было бы изучить конкуренцию слабых и электромагнитных каналов распада очарованных ядер.

в. Состояния типа барионима. Специальным направлением могло бы стать изучение состояний типа барионима с участием очарованных барионов  $B_i \bar{B}_j$  [44]. Учитывая трудности в образовании очарованных ядер, можно даже думать, что именно в таких системах скорее всего удастся наблюдать очарованные барионы в связанном состоянии.

Состояния  $B_c \bar{B}_c$  могут иметь те же квантовые числа, что и  $c\bar{c}$ -система, но весьма отличную структуру. Мы ожидаем здесь существования относительно слабосвязанных  $B_c \bar{B}_c$ -систем «квазимолекулярного» типа, пространственное распределение которых в общем случае имеет большие размеры, чем для  $c\bar{c}$ -систем.

Из-за большой массы  $B_c$  хорошим описанием для  $B_c \bar{B}_c$ -системы должна быть нерелятивистская потенциальная теория. Потенциал должен быть близок к статическому пределу спин-независимых центральных сил (для состояний, близких к порогу). На основе модели однобозонного обмена предсказывается [44], что одних центральных сил уже достаточно для создания значительного числа  $S$ -,  $P$ - и  $D$ -волновых связанных состояний, большинство которых расположено в области от 4 до 5 ГэВ/ $c^2$ , хотя

имеется возможность их смешивания с  $c\bar{c}$ -состояниями в области от 3 до 4 ГэВ/с<sup>2</sup>. Аннигиляционные распады в многомезонные промежуточные состояния определяют адронную ширину. Из-за большой массы  $B_c$  и вытекающего отсюда уменьшения центробежного барьера упругая ширина для связанных  $B_c \bar{B}_c$ -состояний становится очень большой близко к порогу. Следовательно, узкие резонансные  $B_c \bar{B}_c$ -состояния значительно менее вероятны, чем для  $N\bar{N}$ -систем.

По-видимому, такие состояния будет довольно трудно образовать. В принципе, триплетные  $S$ - и  $D$ -состояния могут быть рождены прямо в  $e^+e^-$ -аннигиляции. Вероятность  $S$ -состояний сильно зависит от смешивания с  $c\bar{c}$ -кварками. Волновая функция  $B_c \bar{B}_c$  в нуле меньше, чем для чистого  $c\bar{c}$ -состояния, что, вместе с формфактором  $B_c$ , должно уменьшить вероятность образования  $B_c \bar{B}_c$  на порядок по сравнению с состояниями чармония. Другая возможность — рождение вначале высоколежащих состояний чармония с их последующим распадом в  $B_c \bar{B}_c$ -систему.

г. Рождение очарованных ядер. Что касается рождения очарованных ядер, то, как видно из обсуждения в разд.4, есть основания полагать, что механизмы рождения так или иначе могут быть связаны с поведением волновой функции ядра на малых расстояниях, а также процессами многократного рассеяния, приводящими к замедлению  $\Lambda_c$ .

Одним из механизмов могло бы быть рождение ароматных ядер в ядро-ядерных столкновениях, сопровождающихся, возможно, образованием кварк-глюонной плазмы с повышенным содержанием чарма и с большим числом ядерных фрагментов, способных захватить очарованный барион.

д. Кварковые степени свободы. Один из интереснейших аспектов изучения очарованных ядер связан с кварковыми степенями свободы в ядрах. Изучение ароматных ядер — это способ исследования «погружения» очарованного или какого-то другого тяжелого кварка в область, заполненную «нормальными»  $u$ -,  $d$ -кварками, удерживаемыми в пределах объема ядра. Подобно гиперядрам, использование «меченого» тяжелого кварка даст инструмент для исследования удержания кварков в ядерной среде. Вычисления на основе кварковой кластерной модели указывают на то, что кварки в  $\Lambda_c N$ -системе, по-видимому, имеют больше шансов находиться на малых расстояниях, чем это имеет место для  $\Lambda N$ - или  $NN$ -систем. Это означает, что кварковая фаза может быть более существенной, а кварковый язык — более адекватным для описания связанных систем с тяжелыми кварками. Интересно было бы понять: имеются ли какие-нибудь свойства этих ядерных систем, которые с неизбежностью требуют

кваркового описания? Имеется ли чувствительность к многокварковым кластерам? Ведет ли себя  $\Lambda_c$  в тяжелых очарованных ядрах как «элементарный» барион, или  $s$ -кварк «размазан» по всему ядру?

Авторы признательны А.Бондарю, Т.Брессани, Н.Н.Колесникову, Э.О.Оконову, В.В.Пархомчуку, М.Сано, В.Н.Фетисову, Л.В.Филькову, Д.Э.Харзееву и Ф.Яцци за обсуждение вопросов, затронутых в данном обзоре. Мы с теплотой вспоминаем общение с профессором Х.Бандо, чей вклад в физику гиперядер и очарованных ядер трудно переоценить.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

В заключение мы хотели бы обратить внимание читателя на ряд работ [76—86], посвященных проблеме существования и поиска очарованных ядер, которые появились во время подготовки обзора к печати.

В [76, 86] рассматриваются структура уровней очарованных ядер и вероятность их «заселения». В [77, 86] обсуждается влияние внутриядерного перерассеяния  $D$ -мезонов и  $\Lambda_c$ -барионов на вероятность образования очарованных ядер. Результаты этих работ нашли частичное отражение в разделе 4 обзора.

В [78, 86] приводятся скорректированные по сравнению с [34] оценки выхода очарованных ядер в экспериментах на  $\sigma$ -фабриках. При этом вместо использованной в [34] параметризации вероятности захвата  $\Lambda_c$  ядром ( $|F(q)|^2 \sim \exp(-q^2 \cdot B^2/2)$  при  $q \leq k_F$  и  $\sim q^{-4}$  при  $q > k_F$ ) были взяты расчеты  $N_{\text{eff}}(q)$ , проведенные в [76, 86]. В частности, ожидаемое за месячную экспозицию количество событий с образованием  $\Lambda_c$ , пригодных для определения энергии связи  $\Lambda_c$ , равно (для  $R = 30, 60$  и  $100$  мкм):

при $W = 3,77$ ГэВ:	1,7; 0,5 и 0,1;
при $W = 3,927$ ГэВ:	6,4; 3,4 и 1,6;
при $W = 4,04$ ГэВ:	3,3; 1,7 и 0,8.

В работе [79] обсуждается возможность поиска очарованных ядер в релятивистских ядро-ядерных взаимодействиях. Очарованные ядра, образованные при захвате  $\Lambda_c$  фрагментами налетающего ядра, имели бы в лабораторной системе большие скорости и, следовательно, пробеги до распада (57): до 1 см при импульсе налетающих ядер  $200 \cdot A$  ГэВ/с. Поэтому в экспериментах такого типа было бы возможно регистрировать распады релятивистских очарованных ядер и измерять время их жизни, в отличие от экспериментов на  $\sigma$ -фабриках, в которых, в свою очередь, могут быть реализованы оптимальные условия для определения энергии связи

$\Lambda_c$ . Согласно оценкам [79], в течение 100 часов работы ускорителя SPS (CERN) можно надеяться зарегистрировать около 2000 распадов очарованных ядер, рожденных во взаимодействиях релятивистских ядер  $^{131}\text{Xe}$  с ядрами  $^{56}\text{Fe}$ .

В работах [80]—[83] рассмотрена возможность поиска очарованных ядер в  $\bar{p}$ -ядерных взаимодействиях при импульсах антипротонов  $\sim 3\text{—}4$  ГэВ/с (т.е. ниже порога рождения очарованных частиц) в двухступенчатом процессе:

$$\bar{p} + A \rightarrow \eta_c + X, \quad (65)$$

$$\eta_c + N \rightarrow \Lambda_c + \bar{D}. \quad (66)$$

По оценкам [82] сечение образования очарованных ядер для мишени из аргона составляет  $\sim 10^{-36}$  см<sup>2</sup>, что соответствует образованию около 10 очарованных ядер в сутки при светимости  $L = 10^{32}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, которая может быть достигнута в экспериментах со струйной мишенью на ускорителе SUPERLEAR. Указанием на образование очарованных ядер является регистрация  $\bar{D}$ -мезона, сопровождающего подпороговое рождение  $\Lambda_c$  в реакциях (65)—(66), а также вылетающих противоположно друг другу  $\Lambda$ -гиперона и протона (с импульсом в с.ц.м.  $\sim 1,25$  ГэВ/с) от распада  $\Lambda_c$  за счет слабого взаимодействия  $\Lambda_c$  с нейтроном (29):

$$\Lambda_c + n \rightarrow \Lambda + p.$$

Поиск очарованных ядер в таком эксперименте может проводиться одновременно с изучением взаимодействий мезонов со скрытым очарованием (или очарованных кварков, если рожденная  $c\bar{c}$ -пара не успевает оформиться в  $\eta_c$  или  $J/\psi$ ) с ядрами.

Более подробное обсуждение результатов работ [76—83] содержится в [86].

Реакция (65) вблизи порога представляет большой интерес и для поиска экзотических состояний ядерного вещества — связанных состояний  $\eta_c$  с ядрами, существование которых может быть обусловлено наличием квантово-хромодинамического притягивательного потенциала вандерваальсовского типа, отвечающего мультиглюонному обмену между  $\eta_c$  и ядром [84,85]. Такие связанные состояния могут иметь место уже для  $(\eta_c^3\text{H})$ -системы (энергия связи  $\sim 3\text{—}19$  МэВ [84,85]) и их можно наблюдать в реакции

$$\bar{p} + {}^4\text{He} \rightarrow (\eta_c^3\text{H}) \rightarrow \gamma\gamma {}^3\text{H} \quad (67)$$



по измерению инвариантной массы конечной системы. Изучение распадов  $\eta_c$  из такого связанного состояния на адроны, например на  $p\bar{p}$ , может дать информацию об области формирования адронов и цветовой прозрачности [84,85]. Более детальное обсуждение вопросов, связанных с поведением частиц со скрытым очарованием и/или очарованных кварков, можно найти в работах [83—85] и в имеющихся в них ссылках.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Danysz M., Pniewski J. — *Phil.Mag.*, 1953, vol.44, p.348—350.
2. Aubert J.J., Becker U., Biggs P.J. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1974, vol.33, p.1404—1406; Augustun J.-E., Boyarski A.M., Breidenbach M. et al. — *Ibid.*, p.1406—1408.
3. Тяпкин А.А. — *ЯФ*, 1975, т.22, с.181—185. (*Sov. Journ. Nucl. Phys.*, 1976, vol.22, p.89—93).
4. Dover C.B., Kahana S.H. — *Phys.Rev.Lett.*, 1977, vol.39, p.1506—1509.
5. Bandō H., Nagata S. — *Prog.Theor.Phys.*, 1983, vol.69, p.557—564.
6. Волковицкий П.Э., Захаров В.И., Кайдалов А.Б., Окунь Л.Б. — Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21, с.298—302.
7. Iwao S. — *Lett.Nuovo Cimento*, 1977, vol.19, p.647—651.
8. Gatto R., Paccanoni F. — *Nuovo Cimento A.*, 1978, vol.46, p.313—319.
9. Bhamathi G., Prema K. — *On Light Supernuclei*, Madras University Preprint, Madras, 1979.
10. Колесников Н.Н. — Тезисы докладов 29-го совещания по ядерной спектроскопии. Л.: Наука, 1979, с.143; Колесников Н.Н., Жуховицкий Д.И. — Тезисы докладов 30-го совещания по ядерной спектроскопии. Л.: Наука, 1980, с.209.
11. Batusov Yu.A., Buniyatov S.A., Lyukov V.V. et al. — Preprint JINR E1-10069, Dubna, 1976; Бунятов С.А. — Тр. XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976, ОИЯИ Д1,2-10400, Дубна, 1977, т.2, с.Н18—N21.
12. Батусов Ю.А., Бунятов С.А., Люков В.В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, с.56—60 (*JETP Lett.*, 1981, vol.33, p.52—56).
13. Батусов Ю.А., Бунятов С.А., Костанашвили Н.И. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-85-495, Дубна, 1985.
14. Lyukov V.V. — Proc. of Intern. Symposium on Hypernuclear and Low-Energy Kaon Physics, Legnaro, 1988; *Nuovo Cimento A*, 1989, vol.102, p.583—595; Люков В.В. — ОИЯИ 1-87-642, Дубна, 1987.
15. Iwao S. — *Lett.Nuovo Cimento*, 1980, vol.29, p.40—44.
16. Колесников Н.Н., Жуховицкий Д.И., Копылов В.А., Тарасов В.И. — *ЯФ*, 1981, т.34, с.957—966.
17. Bandō H., Bando M. — *Phys.Lett.B*, 1982, vol.109, p.164—166.
18. Zhuang Fei, Chen Hua-zhong, Jin Xing-nan (King Sing Nan) —  $\Lambda_c$ -N Interaction and the Binding Energy of  $\Lambda_c$  Nuclei, Institute of Atomic Energy Preprint, Beijing, 1983.
19. Джибути Р.И., Циклаури Ш.М. — *ЯФ*, 1984, т.39, с.1115—1124.
20. Bhamathi G. — *Phys.Rev.C*, 1981, vol.24, p.1816—1818.
21. Gibson B.F., Dover C.B., Bhamathi G., Lehman D.R. — *Phys.Rev.C*, 1983, vol.27, p.2085—2089.
22. Bhamathi G. — Proc. of Intern. Symposium on Hypernuclear and Low-Energy Kaon Physics, Legnaro, 1988; *Nuovo Cimento A*, 1989, vol.102, p.607—613.
23. Bandō H. — Preprint INS-PT-31, Inst. for Nucl. Study, Univ. of Tokyo, 1982.
24. Bandō H. — *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 1985, No.81, p.197—203.
25. Yamamoto Y. — *Prog. Theor. Phys.*, 1986, vol.75, p.639—645.

26. Старков Н.И., Царев В.А. — Краткие сообщения по физике, 1981, № 11, с.28—33.
27. Старков Н.И., Царев В.А. — Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1981, ОИЯИ Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.155—165.
28. Filkov L.V., Tsarev V.A., Starkov N.I. — Proc. of IX Intern. Conf. on Particles and Nuclei (Ed. by V.Povh), Heidelberg, 1982, p.331—339.
29. Starkov N.I., Tsarev V.A. — Proc. of Intern. Symposium on Hypernuclear and Kaon Physics, Brookhaven, 1985; Nucl.Phys.A, 1986, vol.450, p.507c—516c.
30. Starkov N.I., Tsarev V.A. — Proc. of 1986 INS Intern. Symposium on Hypernuclear Physics (Ed. by H.Bando, O.Hashimoto, K.Ogawa), Tokyo, 1986, p.247—256.
31. Старков Н.И., Царев В.А. — Краткие сообщения по физике, 1984, № 12, с.24—27.
32. Старков Н.И., Царев В.А. — Препринт ФИАН 137, М., 1988.
33. Bressani T., Iazzi F. — Proc. of Intern. Symposium on Hypernuclear and Low-Energy Kaon Physics, Legnano, 1988; Nuovo Cimento A, 1989, vol.102, p.597—605.
34. Bunyatov S.A., Lyukov V.V., Starkov N.I., Tsarev V.A. — Nuovo Cimento A, 1991, vol.104, p.1361—1367.
35. Particle Data Group — Phys.Lett.B, 1990, vol.239, p.1—516.
36. Maltman K., Isgur N. — Phys.Rev.D, 1980, vol.22, p.1701—1703.
37. Coremans-Bertrand G., Sacton J., Breslin A. et al. — Phys.Lett.B, 1976, vol.65, p.480—482.
38. Bozzoli W., Campanini R., Capiluppi P. et al. — Lett. Nuovo Cimento, 1977, vol.19, p.32—36.
39. Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. — Phys.Rev.D, 1970, vol.2, p.1285—1292.
40. Бунятов С.А. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.3, с.658—692.
41. Люков В.В. — Сообщение ОИЯИ Р1-12695, Дубна, 1979.
42. Gaisser T.K., Halzen F. — Phys.Rev.D, 1976, vol.14, p.3153—3166.
43. Батусов Ю.А., Бободжанов И., Бунятов С.А. и др. — ЯФ, 1985, т. 42, с.1165—1174.
44. Dover C.B., Kahana S.H., Trueman T.L. — Phys.Rev.D, 1977, vol.16, p.799—815.
45. Nagels M.M., Rijken T.A., de Swart J.J. — Phys.Rev.D, 1975, vol.12, p.744—758; 1977, vol.15, p.2547—2564; 1979, vol.20, p.1633—1645.
46. Le Yaouanc A., Oliver L., Pène O., Raynal J.-C. — Phys. Rev. D, 1973, vol.8, p.2223—2234.
47. Yu You-Wen, Zhang Zong-Ye. — Nucl.Phys.A, 1984, vol.426, p.557—574.
48. Jaffe R.L. — Phys.Rev.Lett., 1977, vol.38, p.195—198.
49. Liberman D.A. — Phys.Rev.D, 1977, vol.16, p.1542—1544; Harvey M. — Nucl.Phys.A, 1981, vol.352, p.301—325; 326—342.
50. Неудачин В.Г., Обуховский И.Т., Смирнов Ю.Ф. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.6, с.1165—1207.
51. McKellar B.H.J. — Proc. of 1986 INS Intern. Symposium on Hypernuclear Physics (Ed. by H.Bando, O.Hashimoto, K.Ogawa), Tokyo, 1986, p.146—159.
52. Cheung C.-Y., Heddle D.P., Kisslinger L.S. — Phys.Rev.C, 1983, vol.27, p.335—340; Heddle D.P., Kisslinger L.S. — Phys.Rev.C, 1985, vol.33, p.608—613.
53. Pniewski J., Zieminska D. — Nucleonika, 1978, vol.23, p.797—810.
54. Бом Г., Крекер У. — ЭЧАЯ, 1972, т.3, вып.2, с.318—365.
55. Gasparini U. — Proc. of XXIV Intern. Conf. on High Energy Physics, Munich, 1988, /Ed. by R.Kotthaus, J.H.Kühn, Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 1989, p.971—980.
56. Basile M., Cara Romeo G., Cifarelli L. et al. — Lett.Nuovo Cimento, 1981, vol.30, p.481—486; 487—492.
57. Aguilar-Benitez M., Allison W.W.M., Bagnaia P. et al. — Phys.Lett.B, 1982, vol.123, p.98—102; 103—107; Chauvat P., Cousins R., Hayes K. et al. — Phys.Lett.B, 1987, vol.199, p.304—310.

58. Подгорецкий М.И. — ЖЭТФ, 1963, т.44, с.695—696; Feshbach H., Kerman A.K. — Preludes in Theoretical Physics. /Ed. by A.De-Shalit, H.Feshbach, L.Van Hove, Amsterdam, 1966, p.260—265.
59. Gunion J.F. — Phys.Lett.B, 1979, vol.88, p.150—156.
60. Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р., Суслов М.В. — ЯФ, 1983, т.38, с.727—736.
61. Carlson C.E., Suaya R. — Phys.Lett.B, 1979, vol.81, p.329—333.
62. Lemonne J., Maueur C., Sacton J. et al. — Nuovo Cimento, 1964, vol.34, p.529—541.
63. Ефремов А.В. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.3, с.613—634.
64. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.6, с.1249—1295.
65. Зотов Н.П., Салеев В.А., Царев В.А. — ЯФ, 1987, т.45, с.561—568.
66. Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1978, т.10, вып.4, с.815—849.
67. Manko V.A., Nagamiya S. — Nucl.Phys.A, 1982, vol.384, p.475—491.
68. Aaldi U., Coignet G. — Proc. of Workshop on Heavy-Quark Factory and Nuclear-Physics Facility with Superconducting Linacs, Courmayeur, 1987, /Ed. by E.De Sanctis, M.Greco, M.Piccolo, S.Tazzari. Conf. Proc. vol.9, Italian Physical Society, Bologna, 1988, p.59—66.
69. Kirkby J. — Preprint CERN-EP/89-140, 1989.
70. Nguyen H.K., Wiss J.E., Abrams G.S. et al. — Phys.Rev.Lett., 1977, vol.39, p.262—265.
71. Eichten E., Gottfried K., Kinoshita T. et al. — Phys.Rev.D, 1980, vol.21, p.203—233.
72. Hittlin D.G. — Preprint CALT-68-1463, 1987.
73. De Rújula A., Georgy H., Glashow S.L. — Phys.Rev.D, 1975, vol.12, p.147—162.
74. Lee B.W., Quigg C., Rosner J.L. — Phys.Rev.D, 1977, vol.15, p.157—165.
75. Batusov Yu.A., Bunyatov S.A., Kuznetsov O.M. et al. — Z.Physic C, 1990, vol.45, p.557—565.
76. Starkov N.I., Tsarev V.A. — 20th INS Intern. Symposium on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Shimoda, 9—12 December 1991, Abstracts of Invited and Contributed Papers, p.82—83.
77. Starkov N.I., Tsarev V.A. — 20th INS Intern. Symposium on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Shimoda, 9—12 December 1991, Abstracts of Invited and Contributed Papers, p.86—87.
78. Bunyatov S.A., Lyukov V.V., Starkov N.I., Tsarev V.A. — 20th INS Intern. Symposium on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Shimoda, 9—12 December 1991, Abstracts of Invited and Contributed Papers, p.182—183; Preprint JINR E1-91-404, Dubna, 1991.
79. Okonov E.O. — JINR Communication E1-91-188, Dubna, 1991.
80. Харзеев Д.Э. — ЯФ, 1990, т.51, с.293—295.
81. Kharzeev D. — Proc. of First Biennial Conf. on Low Energy Antiproton Physics, Stockholm, 1990, /Ed. by P.Carlson, A.Kerek and S.Szilagyi. World Scientific, 1991, p.66—71.
82. Kharzeev D.E., Starkov N.I. — Formation of Charmed Nuclei With Antiproton Beams, To be published in Proc. of Workshop on Physics at SUPERLEAR, Zürich, 9—12 October 1991.
83. Kharzeev D. — Charm, Nuclear Matter and Low Energy Antiprotons, To be published in Proc. of Workshop on Physics at SUPERLEAR, Zürich, 9—12 October 1991; INFN (Pavia) Preprint FNT/T-91/29, 1991.
84. Brodsky S.J., Schmidt I., de Téramond G.F. — Phys.Rev.Lett., 1990, vol.64, p.1011—1014.
85. Brodsky S.J. — Proc. of First Biennial Conf. on Low Energy Antiproton Physics, Stockholm, 1990, /Ed. by P.Carlson, A.Kerek and S.Szilagyi. World Scientific, 1991, p.15—35.
86. Lyukov V.V., Starkov N.I. — Preprint RIKEN-AF-NP-122, Saitama, 1992. To be published in Prog. Theor. Phys. 1992.