

539.171.112

**АДРОННАЯ ФИЗИКА НА ПУЧКАХ АНТИПРОТОНОВ  
НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ****Б. О. Кербиков, Л. А. Кондратюк, М. Г. Сапожников**(Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва;  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна)**СОДЕРЖАНИЕ**

Введение . . . . .	<b>3</b>
1. Основные свойства нуклон-антинуклонного взаимодействия . . . . .	<b>5</b>
1.1. Упругое $\bar{N}N$ -рассеяние, перезарядка и аннигиляция. 1.2. Нуклон-антинуклонное взаимодействие вблизи порога и антипротонные атомы. 1.3. Необычная энергетическая зависимость параметров $\bar{N}N$ -взаимодействия.	
2. Проблема аннигиляции . . . . .	<b>14</b>
2.1. Радиус аннигиляции и потенциальные модели. 2.2. Эксклюзивные каналы аннигиляции. 2.3. Кварковые модели аннигиляции.	
3. Барионий и адронная спектроскопия . . . . .	<b>21</b>
3.1. Спектр масс и ширины бариония. 3.2. Поиски узких состояний в системе $\bar{N}N$ . 3.3. Широкие $\bar{N}N$ -резонансы. 3.4. Аннигиляция и поиск глюболов и экзотических мезонов.	
4. Кварк-глюонные аспекты взаимодействия антинуклонов с ядрами . . . . .	<b>30</b>
4.1. Странные частицы как сигналы возможного образования «горячих капель» ядерной материи или кварк-глюонной плазмы. 4.2. Одномезонная и безмезонная аннигиляция.	
5. Перспективы физических исследований на пучках антипротонов низких и средних энергий . . . . .	<b>33</b>
5.1. Опыты с мечеными каонами для проверки дискретных симметрий ( $CP$ , $CPT$ , $T$ и $\Delta S = \Delta Q$ ). 5.2. Проверка $CPT$ -инвариантности в системе $p - \bar{p}$ . 5.3. Антиводород. 5.4. Поиск и исследование экзотических адронов. 5.4. Более отдаленные перспективы, связанные с интенсивными пучками $\bar{p}$ в области 2–60 ГэВ/с.	
Список литературы . . . . .	<b>38</b>

**Введение.** Первые антипротоны были получены на ускорителе «Беватрон» в Беркли в 1955 г. [1]. До начала 80-х годов пучки низкоэнергетических антипротонов имели малую интенсивность ( $\lesssim 10^3 \bar{p}/с$ ), а измерения проводились в основном с помощью пузырьковых камер (см. обзор [2]). К важнейшим достижениям этого начального периода экспериментов следует отнести открытия  $\omega$ ,  $D$ -,  $E$ - и  $Q_1$ -мезонов [3–6], измерение ширины  $\omega$ - и  $\phi$ -мезонов [7], анализ квантовых чисел  $D$ -,  $E$ -,  $A_2$  и  $K^*$ -мезонов [8], наблюдение распада  $\delta^+ \rightarrow \eta \pi^+$  [9] и экспериментальное подтверждение механизма Дзя–Сноу–Сачера [10], определяющего аннигиляцию остановившихся антипротонов в жидком водороде.

Новый этап антинуклонной физики низких энергий начался в 1983 году, когда в ЦЕРНе вступил в строй антипротонный комплекс LEAR (Low Energy Antiproton Ring), основные параметры которого приведены в табл. I. На LEAR было поставлено около 20 экспериментов, в них участвовало примерно 300 физиков из 50 стран, включая СССР. Ряд экспериментов на пучках антипротонов низких энергий был проведен за это время также в Брукхейвенской национальной лаборатории

Таблица I.

а) Сравнительные характеристики антипротонных пучков низких энергий

	До LEAR	LEAR (1983 г.)	LEAR (после реконст- рукции)
Интенсивность, $\bar{p}/c$	$10^3$	$6 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^6$
Импульс, ГэВ/с		0,1—1,5	0,06—2
Разброс по импульсу	1%	$(2-3) \cdot 10^{-3}$	$10^{-4}$
Примесь вторичных частиц	$10^4-10^5$	Нет	Нет
Эмиттанс пучка, мм·мрад	100	3—5	3
Растяжка	0,1	1	1

б) Сепарированные антипротонные пучки BNL (см. [13])

Пучок	Импульс $p$ , ГэВ/с	$\Delta p/p$ , %	Частица	Поток на $10^{12}$ первичных протонов
B2, B4	1,5—9	3	$\bar{p}$	$10^5$ ( $\pi/\bar{p} \approx 3/4$ )
C2, C4	1,1	2	$\bar{p}$	$2 \cdot 10^3$
C6, C8	0,8	2,5	$\bar{p}$	$1,4 \cdot 10^3$

в) Антипротонные пучки KEK (см. [13])

Пучок	Импульс $p$ , ГэВ/с	$\Delta p/p$ , %	Частица	Поток на $10^{12}$ первичных протонов
$\pi^2$	2—4,3	1	$p/\bar{p}$	$10^6/10^3$ при 3 ГэВ/с
K2	1—2	3	$p/\bar{p}$	$5 \cdot 10^6/3 \cdot 10^3$ (2 ГэВ/с)
K3 — L	0,5—1	2	$p/\bar{p}$	$2 \cdot 10^7/90$ (0,8 ГэВ/с)
K4	0,4—0,8	2	$\bar{p}$	175 при 0,6 ГэВ/с

(BNL, США) и Национальной лаборатории физики высоких энергий (KEK, Япония) (параметры соответствующих пучков см. в табл. I). Некоторые эксперименты с вторичными несепарированными пучками антипротонов и антинейтронов проводились у нас в стране (ИФВЭ и ИТЭФ).

В экспериментах, выполненных на LEAR, была исследована структура амплитуды  $\bar{N}N$ -взаимодействия при очень низких энергиях ( $T \leq 50$  МэВ). Свойства этой амплитуды оказались весьма необычными: высшие парциальные волны «включаются» уже в непосредственной близости от порога  $\bar{N}N$ , загадочная нерегулярность наблюдается в энергетической зависимости отношения действительной части амплитуды упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния вперед к мнимой. На LEAR были впервые проведены систематические исследования ядерных сдвигов и аннигиляционных ширин уровней  $\bar{p}p$ -атома, что дало важную информацию об амплитуде  $\bar{N}N$ -взаимодействия при нулевой энергии. Неожиданные результаты принесли изучение эксклюзивных каналов аннигиляции, в частности канала  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ . Получены важные сведения о взаимодействии антипротонов с ядрами. Поиски узких резонансов вблизи порога  $\bar{N}N$  не принесли успеха. Учитывая высокую статистическую обеспеченность этих опытов, надо признать, что неоднократно появлявшиеся в предыдущие годы указания на существование узких резонансов в системе  $\bar{N}N$  были недостоверными.

В 1988 г. после реконструкции антипротонного аккумулятора ЦЕРН на LEAR начались эксперименты со значительно улучшенным пучком (см. табл. I). Осуществляется программа опытов на установках нового поколения с высоким энергетическим разрешением, позволяющих пол-

ностью регистрировать и идентифицировать как заряженные, так и нейтральные частицы, проводить изучение эксклюзивных каналов аннигиляции с большой статистикой. Кроме исследования традиционных для антипротонной физики вопросов динамики аннигиляции и мезонной спектроскопии, большая роль в новых экспериментах отводится проверке фундаментальных симметрии (СР, Т, СРТ), поискам экзотических состояний и взаимодействий.

Следует отметить, что антинуклонная физика низких энергий в настоящее время развивается очень быстрыми темпами. Ясно, что в обзоре ограниченного объема нельзя рассказать о всех сколько-нибудь существенных результатах. Основная цель, которую мы ставили перед собой — изложить наиболее интересные экспериментальные результаты, полученные в последние годы, кратко рассказать о современных теоретических представлениях и основных направлениях дальнейших исследований.

Материал обзора разделен на пять разделов. Раздел 1 посвящен основным свойствам нуклон-антинуклонного взаимодействия, в разделе 2 рассматривается динамика аннигиляции, в разделе 3 обсуждается современная ситуация с поисками бариония и экзотических мезонов в  $\bar{p}p$ -аннигиляции. Раздел 4 посвящен некоторым интересным эффектам во взаимодействии антинуклонов с ядрами, в разделе 5 говорится о перспективах дальнейших исследований на пучках антипротонов.

Более ранние этапы экспериментальных и теоретических исследований в области антинуклонной физики низких энергий нашли отражение в обзорах, опубликованных в «УФН» [11—12].

Разнообразную дополнительную информацию по рассматриваемым вопросам можно найти в трудах совещаний по программам исследований на LEAR [14—17].

## 1. Основные свойства нуклон-антинуклонного взаимодействия.

**1.1. Упругое  $N\bar{N}$ -рассеяние, перезарядка и аннигиляция.** Взаимодействие в системе  $N\bar{N}$  сильно отличается от хорошо изученного  $NN$ -взаимодействия. Система  $N\bar{N}$  имеет барионное число, равное нулю, и легко аннигилирует в мезоны. При низких энергиях сечение аннигиляции более чем вдвое превышает сечение упругого рассеяния (рис. 1). Принцип Паули налагает на волновую функцию системы  $N\bar{N}$  более слабые ограничения, чем на волновую функцию системы  $NN$  [19]. Поэтому число разрешенных парциальных амплитуд нуклон-антинуклонного рассеяния, грубо говоря, вдвое превышает количество амплитуд  $NN$ -рассеяния [20]. Кроме того, благодаря аннигиляции, каждая из фаз  $N\bar{N}$ -рассеяния является комплексной. Поэтому задача фазового анализа  $N\bar{N}$ -взаимодействия является очень трудной. Так, если  $p$ -рассеяние при фиксированной энергии описывается пятью параметрами при  $J \neq 0$  и двумя при  $J=0$ , то  $\bar{p}p$ -рассеяние характеризуется двадцатью параметрами при  $J \neq 0$  и пятью при  $J=0$  [20].

Изоспины нуклона и антинуклона складываются либо в 0, либо в 1. Поэтому разложение физических состояний по состояниям изоспинного базиса  $|I, I_z\rangle$  имеет вид

$$\begin{aligned} |\bar{p}p\rangle &= |1, +1\rangle, & |\bar{n}n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0, 0\rangle + |1, 0\rangle), \\ |\bar{p}n\rangle &= |1, -1\rangle, & |\bar{p}p\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0, 0\rangle - |1, 0\rangle). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Пренебрегая кулоновским взаимодействием (для уточнений см., например, [21]), можно выразить сечения упругого  $\bar{p}p$ -,  $\bar{n}p$ -рассеяния

и перезарядки  $\bar{p}p \rightarrow \pi\bar{\pi}$  через амплитуды  $f_{ll'}^S$ , ( $l$ ) в изоспиновом базисе:

$$\begin{aligned}\sigma_{el}(\bar{p}p) &= \pi \sum_{J=0} (2J+1) \sum_S \sum_{l,l'} |f_{ll'}^S(I=0) + f_{ll'}^S(I=1)|^2, \\ \sigma_{el}(\bar{p}p) &= 4\pi \sum_{J=0} (2J+1) \sum_S \sum_{l,l'} |f_{ll'}^S(I=1)|^2, \\ \sigma_{ce}(\bar{p}p \rightarrow \pi\bar{\pi}) &= \pi \frac{k_n}{k_p} \sum_{J=0} (2J+1) \sum_S \sum_{l,l'} |f_{ll'}^S(I=0) - f_{ll'}^S(I=1)|^2,\end{aligned}\quad (1.2)$$

где  $l'=l$  либо  $(l \pm 2)$ ,  $|J-S| \leq l$ ,  $l' \leq (J+S)$ , а  $k_p$  и  $k_n$  — это импульсы в каналах  $\bar{p}p$  и  $\pi\bar{\pi}$  в с. ц. м., связанные соотношениями:

$$\begin{aligned}k_p &= \frac{p_L}{2}, \quad k_n^2 - k_p^2 = m_p \delta, \\ \delta &= 2(m_n - m_p) = \\ &= 2,59 \text{ МэВ}.\end{aligned}\quad (1.3)$$

Представление о том, как соотносятся между собой сечения аннигиляции, упругого рассеяния и перезарядки, можно составить, глядя на рис. 1. При низких энергиях полное сечение  $\sigma_t$  и аннигиляционное  $\sigma_a$  сечения  $\bar{N}N$  взаимодействия принято аппроксимировать формулами

$$\sigma_i = A_i + \frac{B_i}{p_L} \quad (i = t, a), \quad (1.4)$$

где  $A_i$  и  $B_i$  — эмпирические постоянные.

В таблице II приведены наборы параметров  $A_i$  и  $B_i$ , полученные при обработке данных LEAR [22, 23] и BNL [24]. Из табл. II следует, что в интервале энергий,

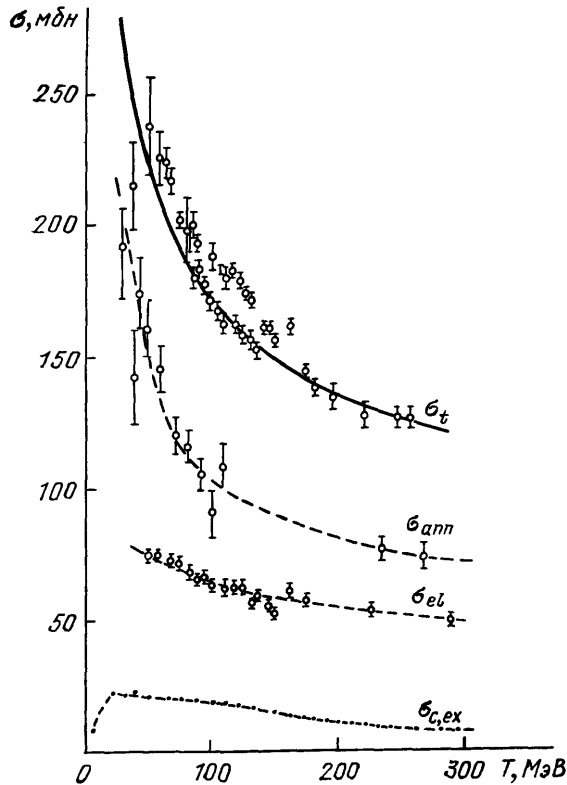


Рис. 1. Сечения  $\bar{p}p$ -взаимодействия. Экспериментальные данные взяты из компиляции [18]. Кривые проведены для удобства восприятия

где выполнены измерения, полное сечение  $\bar{p}p$ -взаимодействия примерно на 20—30% меньше соответствующих величин для  $\bar{p}p$ -взаимодействия. Отсюда следует вывод о заметной изоспиновой зависимости амплитуды  $\bar{N}N$  взаимодействия (см. также раздел 2.1).

При аннигиляции антипротонов образуются главным образом  $\pi$ -мезоны. Средняя множественность при  $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое составляет  $\bar{n}_\pi = 5,0 \pm 0,2$  [26]. В табл. III приведены относительные вероятности различных каналов  $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое. Энергетический спектр пионов имеет максимум в районе  $T_\pi \approx 200$  МэВ, т. е. в районе возбуждения  $\Delta_{33}$ -резонанса (рис. 2). Эта особенность приводит к усилению эффектов перерассеяния пионов при аннигиляции антипротонов на ядрах. Выход каонов в  $\bar{p}p$ -аннигиляции при низких энергиях составляет около 5%.

Суммарная мировая статистика по аннигиляции  $\bar{p}p$  в покое достигла уровня  $\approx 10^7$  событий. Тем не менее даже сейчас мы располагаем

Таблица II. Коэффициенты  $A_i$  и  $B_i$  в параметризации (1.4) энергетической зависимости сечений  $\bar{N}N$ -взаимодействия. Для сравнения показаны результаты теоретического расчета [25]  $\bar{p}p$ -сечения по  $\bar{p}d$ -данным

Величина	$A_i$ , мбн	$B_i$ , мбн·ГэВ/с	Диапазон $p_L$ , МэВ/с	Литература
$\sigma_t(\bar{p}p)$	65,55	53,84	220—600	[22]
$\sigma_a(\bar{p}p)$	$29,43 \pm 1,83$	$32,00 \pm 0,92$	400—600	[23]
$\sigma_t(\bar{p}p)$	$94,4 \pm 9,0$	$36,0 \pm 2,9$	100—500	[24]
$\sigma_a(\bar{p}p)$	$41,4 \pm 9,0$	$29,0 \pm 2,9$	100—500	[24]
$\sigma_t(p\bar{p})$	60,59	44,26	300—800	[25]
$\sigma_a(p\bar{p})$	37,20	27,97	300—800	[25]

Таблица III. Относительные вероятности некоторых каналов аннигиляции покоящихся антипротонов в жидком водороде ( $B$  в %)

Канал	$B$	Канал	$B$
$\pi^+\pi^-$	$0,37 \pm 0,03$	$\pi^0\eta$	$(3,3 \pm 1,5) \cdot 10^{-2}$
$\pi^0\pi^0$	$(2,06 \pm 0,14) \cdot 10^{-2}$	$\pi^0\eta'$	$0,05 \pm 0,019$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$6,9 \pm 0,35$	$\pi^0\omega$	$0,52 \pm 0,05$
$3\pi^0$	$(7,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-1}$	$\pi^0\rho^0$	$1,6 \pm 0,10$
$\pi^+\pi^-2\pi^0$	$9,3 \pm 3,0$	$\pi^0\eta$	$0,0133 \pm 0,003$
$\pi^+\pi^-3\pi^0$	$23,3 \pm 3,0$	$\pi^0a_2$	$1,07 \pm 0,13$
$\pi^+\pi^-4\pi^0$	$2,8 \pm 0,7$	$\eta\rho^0$	$0,5 \pm 0,17$
$\pi^+\pi^-X$	$35,8 \pm 0,8$	$\eta\omega$	$0,4 \pm 0,1$
$2\pi^+2\pi^-$	$6,9 \pm 0,6$	$\eta\eta$	$(8,1 \pm 3,1) \cdot 10^{-3}$
$2\pi^+2\pi^-\pi^0$	$19,6 \pm 0,7$	$\pi^0\gamma$	$(1,74 \pm 0,22) \cdot 10^{-3}$
$2\pi^+2\pi^-2\pi^0$	$16,6 \pm 1,0$		
$2\pi^+2\pi^-3\pi^0$	$4,2 \pm 1,0$	$\gamma\gamma$	$< 1,7 \cdot 10^{-4}$
$2\pi^+2\pi^-X$	$20,8 \pm 0,7$	$\pi^\pm a_0^\mp$	$0,76 \pm 0,12 \pm 0,08$
$3\pi^+3\pi^-$	$2,1 \pm 0,2$	$\pi^\pm b_1^\mp$	$1,76 \pm 0,2 \pm 0,18$
$3\pi^+3\pi^-\pi^0$	$1,9 \pm 0,2$	$\pi^\pm a_2^\mp$	$2,64 \pm 0,2 \pm 0,26$
Нейтралы:	$4,1 \pm 0,3$	$\rho^\pm \pi^\mp$	$3,014 \pm 0,41 \pm 0,3$
$\rho^0\pi^+\pi^-\pi^0$	$13,7 \pm 0,6$	$\rho^0\eta$	$0,9 \pm 0,2$
$\rho^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	$6,4 \pm 1,8$	$\rho^0\pi^+\pi^-$	$1,5 \pm 0,3$
		$\omega\pi^+\pi^-$	$3,0 \pm 0,3$
		$\omega\rho^0$	$3,49 \pm 0,56$
		$\omega f^0$	$1,7 \pm 0,2$

далеко не полной информацией об аннигиляционном процессе. Основной источник неопределенности — это каналы, содержащие несколько нейтральных частиц. На их долю приходится примерно 60% событий аннигиляции [28—30].

Сечение перезарядки  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}p$  составляет всего 6—7% полного сечения. Интерес к этому процессу обусловлен двумя причинами. Во-первых, дифференциальное сечение перезарядки гораздо более чувствительно к модели  $\bar{N}N$ -взаимодействия, чем дифференциальное сечение упругого рассеяния [31, 32]. Во-вторых, перезарядка используется в последние годы для получения пучков антинейтронов [24, 33].

**1.2. Нуклон-антинуклонное взаимодействие вблизи порога и антипротонные атомы.** Информацию об амплитуде рассеяния  $\bar{N}N$  на пороге можно получить путем измерения ядерных сдвигов и аннигиляционных ширин протония — атома, состоящего из прото-

на и антипротона. Атом  $\bar{p}p$  имеет боровский радиус, равный  $a_B \approx 2/\alpha m_p = 57,6$  фм, энергия связи 1S-уровня в кулоновском потенциале составляет  $|E_{1S}| = 1/m_p a_B^2 = 12,5$  кэВ. Три группы экспериментаторов провели на LEAR измерения ядерного сдвига  $\text{Re}\Delta E_{1S}$  и аннигиляционной ширины

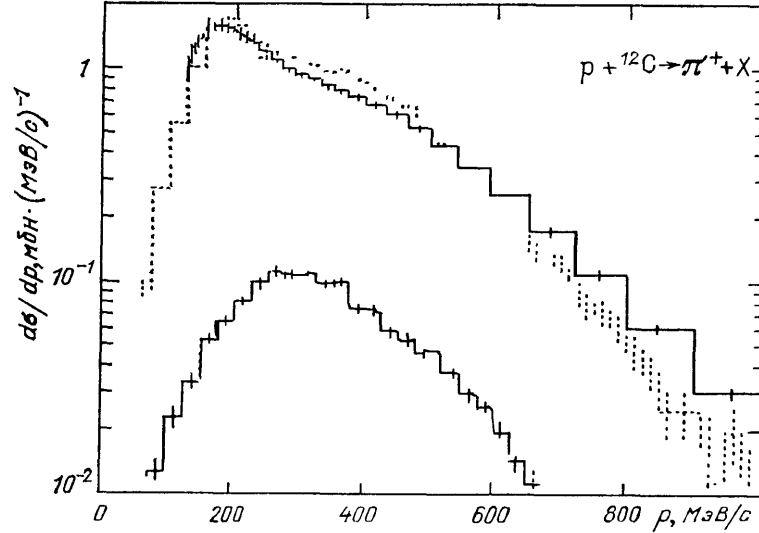


Рис. 2. Спектр  $\pi^+$ -мезонов в  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}^{12}\text{C}$ -аннигиляциях при  $p_L=608$  МэВ/с. Сплошной и штриховой гистограммами в верхней части рисунка изображены инклюзивные спектры пионов в  $\bar{p}^{12}\text{C}$ -аннигиляции, соответствующие данным и расчетам по каскадной модели [27]

1S уровня атома протония [34] и получили сходные результаты (табл. IV).

Согласно этим данным 1S-уровень атома  $\bar{p}p$  имеет аннигиляционную ширину  $\Gamma_{1S} \approx 1$  кэВ, а ядерный сдвиг составляет  $\text{Re}(\Delta E_{1S}) \approx 0,7$  кэВ,

Таблица IV. Адронный сдвиг  $\text{Re}E_{1S}$  и аннигиляционная ширина  $\Gamma_s$  основного уровня атома антипротонного водорода [34]

$\text{Re}\Delta E_{1S}$ , кэВ	$\Gamma_{1S}$ , кэВ	Эксперимент
$0,70 \pm 0,15$	$1,60 \pm 0,40$	PS-171
$0,73 \pm 0,05$	$1,13 \pm 0,09$	PS-174
$0,66 \pm 0,13$	$1,13 \pm 0,23$	PS-175

причем уровень смещен вверх, т. е. энергия связи меньше, чем невозмущенное кулоновское значение. Ядерный сдвиг мал по сравнению с расстоянием между 1S- и 2P-уровнями. Поэтому применима известная формула теории возмущений [35]:

$$\text{Re}\Delta E_{1S} - i \frac{\Gamma_{1S}}{2} = - \frac{4}{m_p a_B^3} a_{cs}, \quad (1.5)$$

где  $a_{cs}$  — ядерная длина рассеяния, искаженная кулоновским взаимодействием.

Из (1.5) можно, казалось бы, найти два параметра:  $(a_0 + a_1)/2$  — полусумму нуклон-антинуклонных длин рассеяния в состояниях с  $I=0, 1$  и  $\rho(p_L=0) = \text{Re} f_{e1}/\text{Im} f_{e1}|_{\theta=0}$  — отношение действительной части амплитуды упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния вперед к мнимой при нулевой энергии. На первый взгляд представляется естественным [33, 36–38] отождествить

$a_{cs}$  с  $(a_0 + a_1)/2$ , а параметр  $\rho(p_L=0)$  — с величиной

$$\tilde{\rho} = - \frac{2 \operatorname{Re} \Delta E_{1S}}{\Gamma_{1S}}. \quad (1.6)$$

Такой вывод будет, однако, слишком поспешным. Во-первых, нас интересуют амплитуды рассеяния и величина  $\rho$  при  $p_L \rightarrow 0$ , а формула (1.5) относится к подпороговому 1S-уровню. Кроме того, нужно учитывать кулоновские поправки и то обстоятельство, что задача не является одноканальной (имеется различие между порогами каналов  $\bar{p}p$  и  $p\bar{n}$ ). Как показано в работах [21, 39, 40], правильные формулы, связывающие атомные сдвиги и ширины с длинами рассеяния, имеют следующий вид:

$$a_{cs} = \frac{[(a_0 + a_1)/2] + a_0 a_1 \kappa}{1 + (1/2)(a_0 + a_1)(\Delta_C + \kappa) + a_0 a_1 \kappa \Delta_C}, \quad (1.7)$$

$$\rho(p_L \rightarrow 0) = \tilde{\rho} \left[ 1 + \frac{\pi}{2\alpha} a_B \Gamma_{1S} (1 + \tilde{\rho}^2) \right]^{-1}; \quad (1.8)$$

здесь  $\kappa = [2m_n(m_n - m_p)]^{1/2} \approx 0,25 \text{ фм}^{-1}$ ,  $\Delta_C \approx -0,08 \text{ фм}^{-1}$  — кулоновская поправка к длине рассеяния (см. [41, 42]).

Как видно из (1.7), одних только данных по сдвигам и ширинам  $\bar{p}p$ -атома, вообще говоря, недостаточно для корректного определения длин  $\bar{p}p$ -рассеяния. Необходима также информация об  $p\bar{n}$ -взаимодействии вблизи порога. Первые эксперименты с медленными антинейтронами, выполненные недавно в BNL [33], позволили определить мнимую часть длины  $\bar{N}N$ -рассеяния в состоянии с изоспином  $I=1$ :

$$\operatorname{Im} a_1 = 0,83 \pm 0,07 \text{ фм}.$$

Если привлечь дополнительную информацию о соотношении между  $a_0$  и  $a_1$  которая следует из потенциальных моделей (табл. V), то можно

Таблица V. S-волновые длины  $\bar{N}N$ -рассеяния в потенциальных моделях и приближении эффективного радиуса (ПЭР)

	$a_0$ , фм, для изоспина $I=0$	$a_1$ , фм, для изоспина $I=1$
Парижский потенциал [43, 44]	$-1,02 + i0,68$	$-1,04 + i0,91$
Потенциал Довера — Рашара [45]	$-0,86 + i0,88$	$-0,94 + i0,63$
ПЭР [396]	$-1,1 + i0,6$	$-0,1 + i0,8$
ПЭР [21]	$-1,0 + i1,1$	$-0,3 + i0,2$
ПЭР [46]	$-0,6 + i0,9$	$0,4 + i0,5$

получить следующее усредненное по всем имеющимся данным об атомных сдвигах значение длины  $\bar{p}p$ -рассеяния [33]:

$$a_{\bar{p}p} = -(0,93 \pm 0,09) + i(0,95 \pm 0,12) \text{ фм},$$

что соответствует величине

$$\operatorname{Im} a_0 = 1,07 \pm 0,16 \text{ фм}.$$

Отметим, что при получении этих значений  $a_{\bar{p}p}$  и  $\operatorname{Im} a_0$  в работе [33] использовалась упрощенная формула  $a_{cs} = a_{\bar{p}p}$ . Тем не менее ошибки, которые вносятся при данных численных значениях параметров, пока не превышают экспериментальных неопределенностей.

Использование формулы (1.8) для определения величины  $\rho$  по данным, полученным коллаборацией PS-174 (см. табл. IV), дает

$$\tilde{\rho} = -1,29 \pm 0,14, \quad \rho(p_L \rightarrow 0) = -1,08 \pm 0,14. \quad (1.9)$$

Таким образом, величина параметра  $\rho$  на пороге оказалась большой и отрицательной (т. е. знак  $\rho$  отвечает эффективному отталкиванию в S-волне). К аналогичному заключению привел анализ данных [47, 48] по изотопическим эффектам в атомах  $\bar{p}^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ , который показал, что параметр  $\rho$  для  $\bar{p}$ -взаимодействия также большой и отрицательный  $\rho_n (p_L \rightarrow 0) \approx -1$  [49].

Вследствие большой аннигиляционной ширины 1S-уровня его сверхтонкая структура — т. е. расщепление уровней  $^3S_1$  и  $^1S_0$ , пока не обнаружена. Для разделения этих уровней необходимо одновременно регистрировать X-лучи серии Лаймана и аннигиляционные мезоны в определенных эксклюзивных каналах. Например, аннигиляция по каналу  $\pi^0\pi^0\eta$  (в состоянии с квантовыми числами  $J^{PC}=0^{-+}$ ) может идти только из  $^1S_0$ -уровня.

В ряде работ проводится феноменологический анализ данных по  $\bar{N}N$ -рассеянию при низких энергиях, основанный на приближении эффективного радиуса [21, 39, 40, 46, 50, 51]. Этот формализм дает возможность безмодельного описания экспериментальных данных, основанного на принципах аналитичности и унитарности. Многоканальный характер  $\bar{N}N$ -взаимодействия существенно усложняет задачу. К сожалению, на сегодняшний день результаты для низкоэнергетических параметров, полученные в работах [21, 39, 40, 46], не являются однозначными. Это связано, в основном, с отсутствием экспериментальных данных в области очень малых энергий ( $T < 20$  МэВ), где разложение эффективного радиуса наиболее оправдано. Тем не менее найденные решения удовлетворительно описывают имеющиеся данные о дифференциальных сечениях и параметру  $\rho$  (см. ниже).

### 1.3. Необычная энергетическая зависимость параметров $\bar{N}N$ -взаимодействия.

**1.3.1. Усиление высших парциальных волн.** В опытах на LEAR удалось существенно продвинуться вниз по энергии в измерении дифференциальных сечений упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния [38, 52] и перезарядки  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}p$  [31]. Эти величины измерены вплоть до значения импульса антипротона  $p_L = 181$  МэВ/с ( $T = 18$  МэВ). Обнаружено интересное явление — дифференциальные сечения упругого рассеяния и перезарядки резко анизотропны вплоть до самых низких значений импульса (рис. 3), что совсем не похоже на картину, наблюдаемую в протон-протонном рассеянии. Анизотропия угловых распределений свидетельствует о большом вкладе волн с отличными от нуля орбитальными моментами и прежде всего — о мощной P-волне. Так, при  $p_L = 287$  МэВ/с вклад P-волны в сечение упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния составляет 40%, D-волны — 10% [52]. Для сравнения напомним, что при той же энергии 90% сечения упругого  $pp$ -рассеяния приходится на долю S-волны.

Очень интересны результаты измерения сечения и поляризации  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  в реакции  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  вблизи порога [53] ( $P_{\text{th}} = 1435$  МэВ/с). Обнаружен удивительный факт — угловое распределение  $\Lambda$  остается анизотропным, а поляризация велика даже при энергии системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$  меньше 1 МэВ (рис. 4). Для описания реакции  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  использовались разные подходы: обмен мезонами K и  $K^*$  [54], одноглюонный обмен [55], метод Р-матрицы Джаффе и Лоу [56], приближение длины рассеяния [57], резонансная модель [58]. Два независимых от конкретных моделей факта можно считать твердо установленными. Во-первых, взаимодействие в начальном и конечном состояниях, в частности аннигиляция, играет важную роль в реакции  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ . Во-вторых, существенны переходы  $l_{\Lambda\bar{\Lambda}} = l_{p\bar{p}} - 2$ , обусловленные тензорным взаимодействием, в частности, переход  $^3F_3 \rightarrow$



$\rightarrow {}^3P_2$ . Поглощение в начальном и конечном состояниях является наиболее сильным для S-волны. Ослабление S-волны может оказаться главной причиной анизотропии углового распределения [54б, 56, 57].

**1.3.2. Осцилляции  $\rho$ .** Очень необычным оказалось поведение величины  $\rho(p_L) = \text{Re } f_{e1} / \text{Im } f_{e1} |_{\theta=0}$  — отношения действительной части амплитуды упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния вперед в мнимой. На рис. 5 показана зависимость величины  $\rho$  от импульса  $p_L$ , определенная из данных по ядерно-кулоновской интерференции в упругом  $\bar{p}p$ -рассеянии на малые углы [36—38]. Видно, что  $\rho$  быстро изменяется в пределах узкого интервала энергий от порога  $\bar{p}p$ , где оно велико и отрицательно, до  $p_L \approx 200$  МэВ/с, где величина  $\rho$  близка к нулю, а возможно, даже испытывает осцилляции. Быстрый рост величины  $\rho$  вблизи порога и обращение ее в нуль в районе  $p_L \approx 200$  МэВ/с не описываются потенциальными моделями  $N\bar{N}$ -взаимодействия [32, 37, 59, 60] и не согласуются с предсказаниями, следующими из дисперсионных соотношений [61, 62].

Необходимо учитывать, что измеренный в работе [36—38] параметр  $\rho$  связан с усредненными по проекциям спинов амплитудами. Так, например, при  $p_L \leq 300$  МэВ/с, где доминируют S- и P-волны, отношение  $\rho$  можно выразить через амплитуды  $f_{ii}^S$  (см. (1.2)) следующим образом:

$$\rho = \frac{\text{Re} (f_{00}^{00} + 3f_{00}^{11} + 3f_{11}^{10} + f_{11}^{01} + 3f_{11}^{11} + 5f_{11}^{21})}{\text{Im} (f_{00}^{00} + 3f_{00}^{11} + 3f_{11}^{10} + f_{11}^{01} + 3f_{11}^{11} + 5f_{11}^{21})}. \quad (1.10)$$

Поэтому весьма нетривиально, что даже усредненная по спинам величина  $\rho$  столь быстро зависит от энергии. Как правило, оказывается, что если структуры имеются в усредненной по спинам амплитуде, то они будут еще более ярко выраженными в отдельных слагаемых. Такая ситуация имеет место, например, в  $pp$ -рассеянии в области энергий 2,2—2,5 ГэВ [63].

В качестве возможных причин резкой энергетической зависимости  $\rho$  назывались пороговая особенность, связанная с открытием канала  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}p$  при  $p_L = 98$  МэВ/с [36, 64], и существование резонансов в P- и D-волнах [60, 62, 65—67]. Что касается пороговой особенности, то последовательный анализ [59, 66] показал, что она почти полностью сглаживается мощной аннигиляцией. Резонансное объяснение также сталкивается с серьезными проблемами. Добиться требуемого поведения  $\rho$  очень трудно, даже если считать массы и ширины резонансов произвольно варьируемыми параметрами [60, 67]. Как показано в работе [60], наилучшего фитирования  $\rho$  можно достичь путем введения вкладов двух узких ( $\Gamma \approx 10$  МэВ) вблизипороговых резонансов в каналах  ${}^4P_1$  и  ${}^3P_1$ . Однако динамика возникновения таких резонансов неясна. В модели

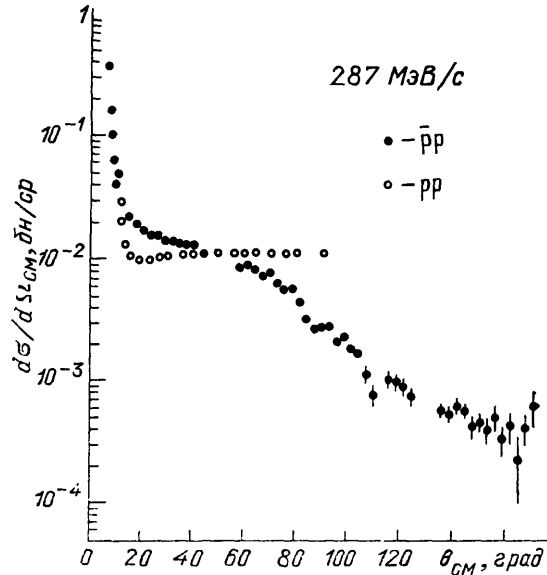


Рис. 3. Дифференциальные сечения упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния при 287 МэВ/с [52]. Для сравнения приведены данные по упругому  $pp$ -рассеянию (светлые кружки)

связанных каналов (см. [67]) состояния с такими квантовыми числами должны лежать ниже порога  $\bar{N}N$  и иметь ширины около 70 МэВ. Экспериментальные поиски узких резонансных состояний в системе  $\bar{N}N$  не принесли успеха (см. раздел 3), однако область энергий непосредственно вблизи порога ( $\pm 20$  МэВ) исследована пока недостаточно. Тем не менее имеются серьезные теоретические аргументы против существования узких  $\bar{N}N$ -состояний (см. раздел 3). Резонансы вблизи порога не видны также на диаграммах Аргана, построенных на основе обработки данных в приближении эффективного радиуса [46, 66].

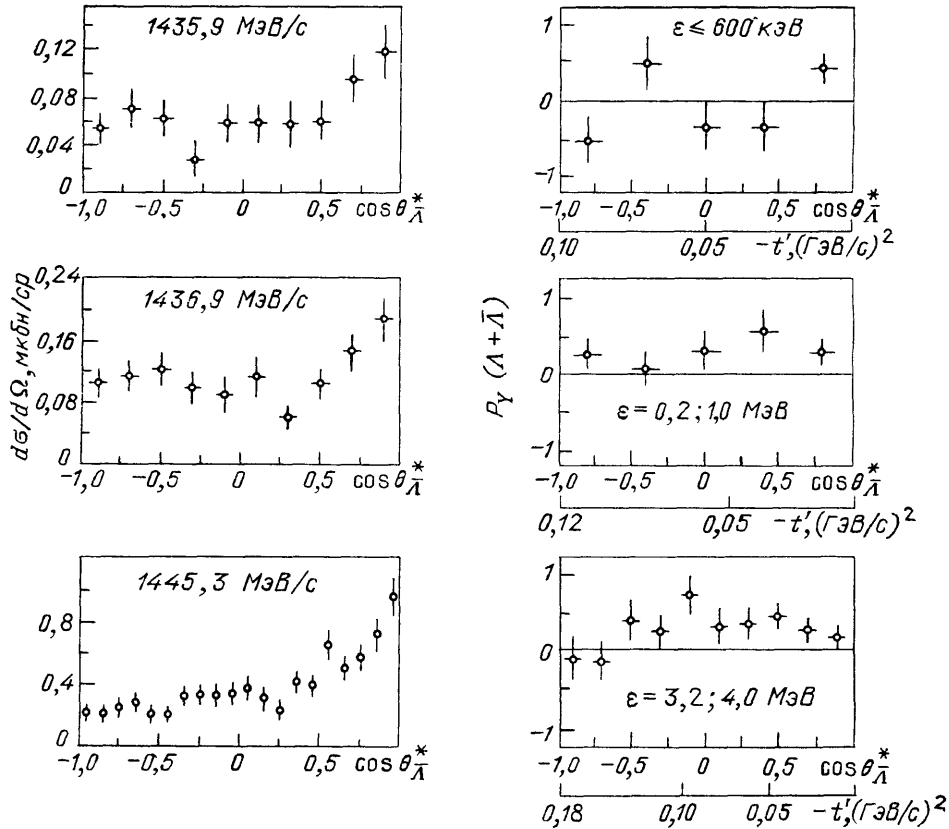


Рис. 4. Дифференциальные сечения и средняя поляризация  $P_Y(\Lambda + \bar{\Lambda})$  в реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$  при разных энергиях вблизи порога [53]

В приближении эффективного радиуса быстрое изменение  $\rho$  от порога до 200 МэВ/с объясняется деструктивной интерференцией между S-волновой амплитудой, отвечающей эффективному отталкиванию, и мощной P-волновой амплитудой, соответствующей притяжению (см. сплошные кривые на рис. 5).

Представляется интересной высказанная в работе [68] гипотеза о связи необычного поведения  $\rho$  с динамикой различных кварковых механизмов аннигиляции. Имеется по крайней мере два кварковых механизма, которые сильно зависят от энергии в области  $p_L \leq 2$  ГэВ/с. Согласно условию унитарности они дают существенный вклад и в сечение упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния. Одному из названных процессов отвечает кварковая диаграмма с обменом состояниями дикварк-антидикварк в t-канале. Другой механизм — это аннигиляция, связанная с перестройкой валентных кварков. Поскольку использованный в работе [68] метод прицельного параметра имеет в области низких энергий ( $p_L \leq 500$  МэВ/с) сугубо оце-

ночный характер, было бы желательно исследовать данную гипотезу более детально в рамках других подходов, например, с помощью многоканальных дисперсионных соотношений.

**1.3.3. Расширение дифракционного конуса в упругом  $\bar{p}p$ -рассеянии (antishrinkage-эффект).** Упругое рассеяние антипротонов при низких энергиях обнаруживает еще одну интересную закономерность: оказыва-

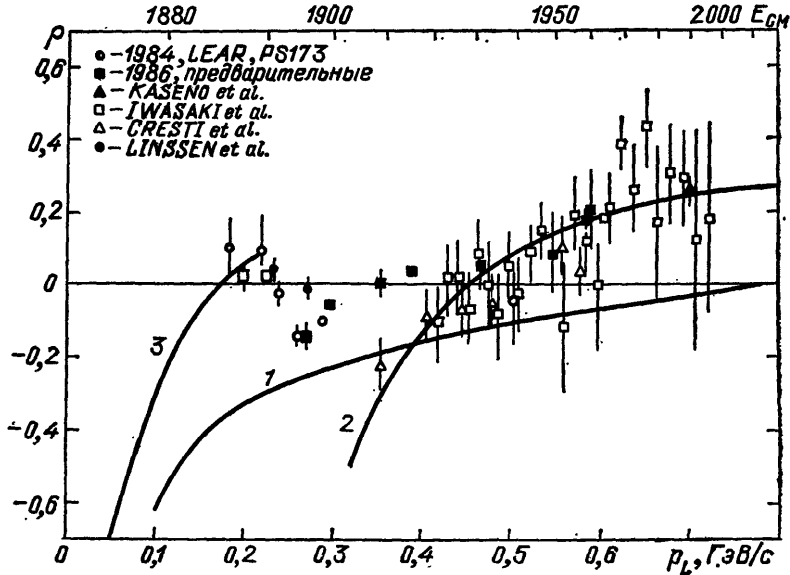


Рис. 5. Зависимость отношения  $\rho = \text{Re } f_{pp}^{(0)} / \text{Im } f_{pp}^{(0)}$  от энергии [36–38]. Сплошными кривыми показаны результаты расчетов: в потенциальной модели Довера — Ришара (1) [45], по дисперсионным соотношениям (2) [61–62] и в приближении эффективного радиуса (3) [21]

ется, что наклон дифференциального сечения упругого рассеяния на малые углы

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{\sigma_t^2}{16\pi} |\rho + i|^2 \exp(-bt), \quad (1.11)$$

т. е. параметр  $b$  в формуле (1.11) оказывается большим. На рис. 6 изображена зависимость параметра  $b$  от импульса антипротона. Видно, что с уменьшением  $p_L$  наклон растет, достигая значения  $b = 60\text{--}80 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$  при  $p_L = 200 \text{ МэВ/с}$ . Такую зависимость  $b$  от  $p_L$  называют расширением конуса. Напомним, что в  $\bar{p}p$ -рассеянии при  $T \approx 1 \text{ ГэВ}$  наклон конуса гораздо меньше,  $b = 6 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ , причем с ростом энергии он увеличивается.

Следует, конечно, помнить, что дифференциальное сечение упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния при небольших энергиях можно аппроксимировать одной экспонентой типа (1.11) только в ограниченной области переданных импульсов. При  $p_L \leq 200 \text{ МэВ/с}$  понятие дифракционного конуса вообще теряет смысл.

Возможное объяснение эффекта уширения конуса было предложено в работе [68]. Если предположить, что затравочные амплитуды, связанные с различными  $t$ -канальными обменами и аннигиляционным механизмом, плавно убывают в пространстве прицельного параметра, то в результате унитаризации возникает амплитуда, отвечающая рассеянию на черном диске с эффективным радиусом, растущим с уменьшением энергии. Физически этот эффект связан с уменьшением прозрачности краев диска за счет быстрого роста затравочной амплитуды аннигиляции, который наступает при уменьшении энергии (т. е. фактически вызван силь-

ной энергетической зависимостью аннигиляционной амплитуды, связанной с кварковой динамикой).

Таким образом, в экспериментах по рассеянию антипротонов при низких энергиях обнаружены значительные эффекты от вкладов высших парциальных волн. Хотя динамическая причина их возникновения еще не вполне ясна, однако она, по всей видимости, связана с нетривиальной

энергетической зависимостью кварковых механизмов аннигиляции (см. следующую главу).

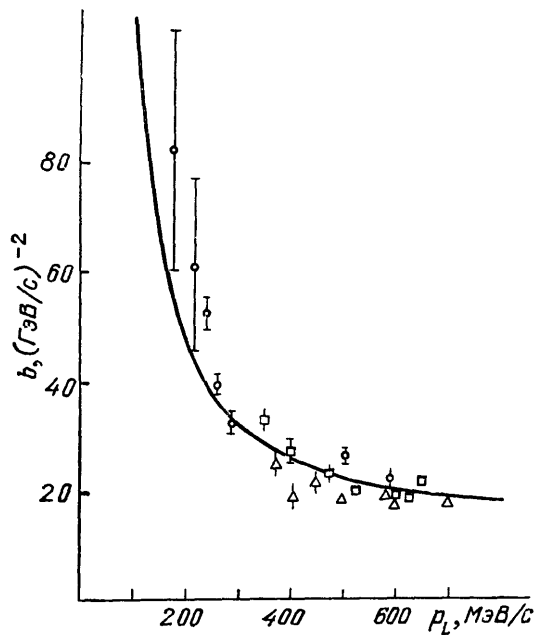


Рис. 6. Энергетическая зависимость параметра наклона конуса  $b$  для упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния. Сплошная кривая—результат подгонки по формуле  $b = 0,25 [C + (A/k)]^2$ , где  $A = 0,691$ ,  $C = 1,34$  фм,  $k$  — импульс в с. п. и. [25, 69]

о некоторых распространенных подходах к проблеме аннигиляции и о наиболее важных экспериментальных результатах.

### 2.1. Радиус аннигиляции и потенциальные модели.

В течение многих лет предпринимались попытки описать систему  $N\bar{N}$  в

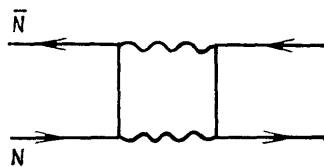


Рис. 7. Диаграмма аннигиляционного рассеяния с барионным обменом

рамках потенциального подхода. В основу ряда таких моделей положен аргумент Мартэна [70] о малости радиуса аннигиляции. Мартэн рассмотрел простейшие аннигиляционные диаграммы с барионным обменом (рис. 7). Ближайшая особенность таких диаграмм по переменной  $t$  расположена при  $t = 4m^2$  ( $m$  — масса нуклона), откуда можно прийти к выводу [70, 71], что радиус аннигиляции меньше, чем половина

комptonовской длины волны нуклона

$$r_a \leq \frac{1}{2m} \approx 0,1 \text{ фм.} \quad (2.1)$$

Однако рассуждения Мартэна относятся к точечным частицам. Применительно к нуклону и антинуклону с конечными размерами понятие радиуса аннигиляции нуждается в дополнительном определении, причем естественно ожидать, что радиус аннигиляции по порядку величины совпадает с размером нуклона. Так, например, при анализе аннигиляцион-

ного  $\bar{N}N$ -взаимодействия в рамках нерелятивистских кварковых моделей получается значение  $R_{\text{ann}} = 0,7$  фм [32].

Тем не менее в потенциальных моделях, основанных на предположении о малости аннигиляционного радиуса, удастся неплохо описать сечения упругого рассеяния и аннигиляции. В чем тут дело?

Проанализируем ситуацию на примере известного потенциала Довера—Ришара [45], который имеет вид

$$V_{\text{ann}} = - \frac{V_0 + iW_0}{1 + \exp(r/a)}, \quad (2.2)$$

где  $a = 0,2$  фм,  $V_0 = 21$  ГэВ,  $W_0 = 20$  ГэВ. Значение параметра  $a$  согласуется с аргументом Мартена, однако константа  $W_0$  столь велика, что потенциал остается сильным:  $\text{Im } V_{\text{ann}} \approx 150$  МэВ, вплоть до расстояний  $r \approx 1$  фм. Решая задачу рассеяния с потенциалом (2.2), авторы [45] пришли к выводу, что поглощение антипротонов сосредоточено в узком слое  $1 \leq r \leq 1,1$  фм. Аналогичная ситуация возникает и в «парижской» потенциальной модели [43, 44], где мнимая часть потенциала определяется совокупностью диаграмм с обменом двумя мезонами ( $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\varepsilon$ ,  $\omega$ ) в промежуточном состоянии (см. рис. 7), т. е. убывает по закону  $\exp(-2m_\pi r)$ . Однако и в этой модели приходится выбирать огромные значения констант  $\approx 10$ — $100$  ГэВ перед экспонентой.

Можно было бы продолжить список подобных примеров, но общая картина уже ясна. Выбирая аннигиляционный потенциал с малым радиусом, подставляя его затем в уравнение Шрёдингера и подгоняя величину потенциала по экспериментальным данным, мы осуществляем «унитаризацию», в результате которой эффективный радиус аннигиляции достигает нормального значения  $\approx 1$  фм. При этом для описания данных при небольших энергиях поведение потенциала на малых расстояниях оказывается мало существенным. Все описанные в литературе аннигиляционные потенциалы, сколь сильно они ни отличались бы на малых расстояниях, характеризуются значением  $\text{Im } V_{\text{ann}} \approx 100$  МэВ при  $r \approx 1$  фм [32, 72, 73].

Развивались и другие феноменологические подходы к описанию аннигиляции — например, модель связанных каналов [74—77а, 67, 20], а также геометрические подходы [72, 78], когда нуклон и антинуклон рассматриваются, как протяженные объекты типа мешков, а величина  $\text{Im } V_{\text{ann}}$  считается пропорциональной объему области перекрытия этих мешков. Наиболее полное описание всей совокупности экспериментальных данных в модели связанных каналов представлено в работе [20]. Там же приведена оценка радиуса действия эффективного нелокального потенциала, отвечающего такой модели. Как и следовало ожидать, радиус оказался большим,  $R \approx 1,5$  фм. Модель перекрытия мешков приводит к результату  $\text{Im } V_{\text{ann}} \approx 100$  МэВ при  $r = 1$  фм [72]. Модель граничных условий также приводит к большому радиусу аннигиляции [77а].

Большинству потенциальных моделей удастся описать как полное, так и дифференциальное сечение упругого  $p\bar{p}$ -рассеяния [32, 52]. Угловые распределения реакции перезарядки укладываются уже не во все модели — так парижский потенциал [43] соответствует данным заметно хуже, чем ниймегенский потенциал [20, 32]. Одновременное описание упругого рассеяния и перезарядки удалось получить в рамках специально подогнанных по данным LEAR оптических потенциалов, имеющих радиус аннигиляции  $r_a \approx 1$  фм [32, 79, 80]. Однако, как правило, потенциальные модели испытывают трудности при описании более детальных характеристик  $\bar{N}N$ -взаимодействия, таких как, например, энергетическая зависимость  $\rho$  (см. раздел 1.3), или данные о поляризации [17]. Неясным также остается вопрос о спиновой и изоспиновой зависимости аннигиляционного потенциала [81].

Отметим, что в эксперименте PS-179 [82, 83] были получены указания на существование сильной зависимости от изоспина  $P$ -волновой амплитуды  $\bar{N}N$ -рассеяния. Обнаружено, что при аннигиляции покоящихся антипротонов на  ${}^4\text{He}$  и  ${}^3\text{He}$  отношение сечений

$$R = \frac{\sigma(\bar{p}n)_{\text{ann}}}{\sigma(\bar{p}p)_{\text{ann}}} \quad (2.3)$$

равно  $R = 0,48 \pm 0,1$ , что почти в два раза меньше, чем такое же отношение в случае аннигиляции на дейтерии:  $R(d) = 0,82 \pm 0,03$  [84].

Известно, что захват антипротона в жидком дейтерии происходит с высоколежащих  $S$ -состояний, тогда как в гелии 92% аннигиляции идет из  $P$ - и  $D$ -уровней [85]. Потенциальные модели дают для отношения  $R$  в  $S$ -волне величину в районе 0,75–0,9, примерно такое же значение предсказывается и для  $R$  в  $P$ -волне:  $R(P) = 0,76$  [45] (см. также рис. 8).

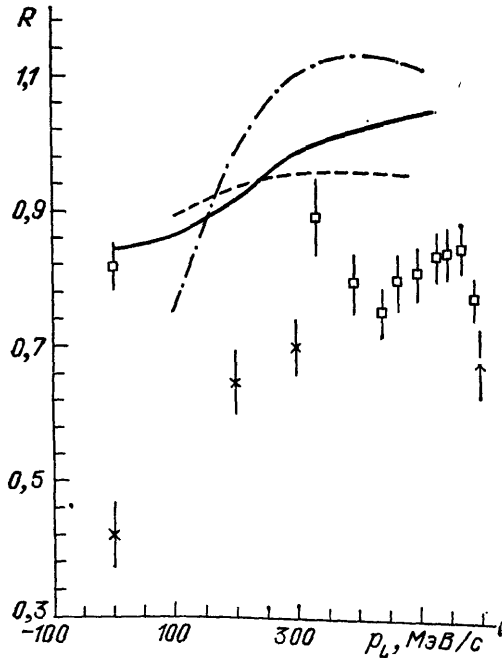


Рис. 8. Зависимость отношения  $R = \sigma_a(\bar{p}n)/\sigma_a(\bar{p}p)$  от импульса, определения по данным о взаимодействиях  $\bar{p}^3\text{He}$  и  $\bar{p}^4\text{He}$  [82, 83]. Кривые отвечают расчетам по потенциальной модели [45] для вкладов  $S$ -волны (штриховая кривая),  $P$ -волны (штрихпунктирная) и  $S+P$  (сплошная)

То есть в моделях, не учитывающих изоспиновой зависимости  $\text{Im } V_{\text{ann}}$ , нельзя объяснить сильное увеличение аннигиляционного взаимодействия в состоянии с изоспином  $I=0$  в  $P$ -волне, которое следует из экспериментальных данных [82, 83].

Итак, согласно феноменологическим моделям, для аннигиляции характерны те же расстояния, что и для конфайнмента. Отсюда ясно, сколь сложной является задача построения кварк-глюонной картины аннигиляции.

**2.2. Эксклюзивные каналы аннигиляции.** В табл. III были представлены данные по относительным вероятностям различных эксклюзивных каналов аннигиляции покоящихся антипротонов. Как видно, в аннигиляции охотно рождаются мезонные резонансы: вероятность образования  $\rho$ -мезонов составляет  $\approx 32\%$ ,  $\omega$ -мезонов —  $11\%$ ,  $\eta$ -мезоны рождаются в  $\approx 7\%$  случаев. К сожалению, надежное выделение некоторых каналов затруднено, поскольку для широких резонансов (типа  $\rho$ ,  $\epsilon$ ) возникают большие неопределенности при вычитании фона. Плохо изучены нейтральные моды  $\bar{p}p$ -аннигиляции и аннигиляция анти-

нейтронов, имеются расхождения между результатами различных экспериментальных групп.

Ряд общих свойств аннигиляции удастся описать в сравнительно простых феноменологических моделях [20, 32, 44, 45, 86]. Например, в [86] для расчета реакций  $\bar{p}p \rightarrow a + b$  предложена следующая формула:

$$\bar{B}(pp \Rightarrow a + b) = C_{\bar{S}S} (2J_a + 1)(2J_b + 1) W_{ab} 2^{-\delta_{ab}} q \exp[-A(s - s_{ab})^{1/2}]; \quad (2.4)$$

здесь  $J_{a,n}$  — спины мезонов,  $W_{ab}$  — коэффициенты Клебша—Гордана по изоспиновым индексам,  $2^{-\delta_{ab}}$  — бозе-эйнштейновский фактор,  $q$  — импульс мезонов в с. ц. м.,  $s_{ab} = (m_a + m_b)^2$ ,  $C_{\bar{S}S} = 0,15$  — коэффициент, учитывающий подавление образования пары странных кварков (для каналов без странных кварков этот фактор отсутствует). На основе предположения о том, что аннигиляция происходит только через двухчастичные каналы, с помощью формулы (2.4) удастся воспроизвести множественности различных пионных каналов и их зависимость от энергии. Однако для понимания механизма аннигиляции особую важность представляет исследование зависимости вероятности аннигиляции от квантовых чисел начального состояния. Ряд таких экспериментов был недавно выполнен в LEAR.

С методической точки зрения установить квантовые числа начального состояния можно благодаря тому, что аннигиляция покоящихся антипротонов происходит через стадию образования антипротонного атома. Регистрируя на совпадения рентгеновские лучи, испускаемые при переходах между уровнями в атоме  $\bar{p}p$ , и заряженные частицы от аннигиляции, экспериментаторы определяют орбитальный момент состояния, из которого произошла аннигиляция. Систематические исследования с «мечеными» по орбитальному моменту антипротонными атомами стали возможными лишь в последние годы на антипротонных пучках большой интенсивности. Оказалось, что вероятность аннигиляции в некоторых эксклюзивных каналах сильно зависит от квантовых чисел начального состояния системы  $\bar{N}N$ . Подчеркнем, что речь идет о зависимости, обусловленной динамикой процесса, а не о тривиальных следствиях правил отбора. Наиболее яркий пример дает аннигиляция по каналам  $\pi^+\pi^-$  и  $K^+K^-$ . Отношение вероятностей аннигиляции покоящихся антипротонов по этим каналам,  $R = B(K^+K^-)/B(\pi^+\pi^-)$ , оказывается совершенно различным для S- и P-состояний системы  $\bar{p}p$ . Согласно данным LEAR [87] отношение:  $R_l = B_l(K^+K^-)/B_l(\pi^+\pi^-)$ , где  $l$  — орбитальный момент системы  $\bar{p}p$ , составляет

$$\begin{aligned} R_0 &= 34 \pm 3\%, \\ R_1 &= 6,0 \pm 1,2\%. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Таким образом,  $R_1 \ll R_0$ . Различие между  $R_1$  и  $R_0$  обусловлено, главным образом, четырехкратным подавлением реакции  $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$  при переходе от S- к P-состоянию, а также некоторым возрастанием вероятности процесса  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

Приведем простейшее, хотя и не единственное объяснение подавленности рождения  $K^+K^-$  из P-состояния (подробнее см. [88—91]). В реакции  $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$  рождается дополнительная пара  $s\bar{s}$  из странного кварка и антикварка. Согласно стандартной  ${}^3P_0$ -модели [92] (см. подробнее раздел 2.3) пара  $s\bar{s}$  образуется в P-состоянии. Однако из сохранения четности следует, что при аннигиляции из начального P-состояния система  $K^+K^-$  должна иметь орбитальный момент  $l = 0,2$ . Поэтому аннигиляция  $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$  оказывается подавленной из P-состояний.

Подобную избирательность по отношению к квантовым числам, не обусловленную законами сохранения и дискретными симметриями, называют динамическими правилами отбора. Еще одним интересным проявлением этих правил является так называемая «загадка  $\pi\rho$ » («the  $\pi\rho$  puzzle») [93, 94]. Обнаружено, что в S-состоянии реакция  $\bar{p}p \rightarrow \pi\rho$  в 95% случаев идет из состояния  $^{13}S_0$  [93] (использованы стандартные спектроскопические обозначения  $^{2I+1}, ^{2S+1}L_J$ ).

Таким образом, экспериментальные данные говорят о том, что в рождении системы  $\pi\rho$  доминируют начальные состояния с изоспином  $I=0$  и зарядовой четностью  $C=-1$ . Это приводит к тому, что наблюдаемое соотношение  $W(\pi^\pm\rho^\mp) \approx 2W(\pi^0\rho^0)$  между вероятностями заряженных и нейтральных мод системы  $\pi\rho$  почти в два раза отличается от предсказаний феноменологической статистической модели аннигиляции [86], согласно которым  $W(\pi^\pm\rho^\mp) = 5W(\pi^0\rho^0)$ .

Динамические правила отбора не исчерпываются перечисленными примерами, аналогичное противоречие с предсказаниями статистических моделей наблюдается и в других эксклюзивных каналах, например [95]

$$W(N\bar{N}(^{11}S_0) \rightarrow \pi A_2) = (3,6 \pm 0,9) W(N\bar{N}(^{33}S_1) \rightarrow \pi A_2). \quad (2.6)$$

На LEAR и KEK в последнее время получены данные по аннигиляции остановившихся антипротонов на две нейтральные частицы ( $\pi^0\pi^0$ ,  $\eta\rho$ ,  $\gamma\pi^0$  и т. д.). Интересный результат получен при измерениях вероятности аннигиляции  $\bar{p}p \Rightarrow \pi^0\pi^0$  [30, 96], которая может происходить только из состояний с нечетным угловым моментом. Из данных [30, 96] следует, что отношение вероятности аннигиляции из P-состояния ко всем двухпионным каналам составляет

$$R_P(\pi\pi) = \frac{3W(\pi^0\pi^0)}{W(\pi^+\pi^-) + W(\pi^0\pi^0)} = 18 \pm 2\% [30], \\ = 23 \pm 4\% [96]. \quad (2.7)$$

Значение  $R_P \approx 20\%$  представляется необычно высоким по сравнению с оценками  $R_P$ , полученными в других опытах (например,  $R_P = 8,6 \pm 1\%$  [87] или  $R_P \leq 6\%$  [97]), а также если исходить из соображений о сходстве каскадных процессов в атомах  $\bar{p}p$ ,  $\pi^-p$  и  $K^-p$  [98]. Остановившиеся в жидком водороде  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезоны более чем в 90% случаев аннигилируют из s-состояний [10, 99]. Аннигиляция из состояний с  $L>0$  сильно подавлена благодаря штарковскому смешиванию уровней с разными орбитальными моментами в электрическом поле, создаваемом соседними атомами водорода. В результате смешивания  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезоны, заселяющие состояния с  $L>0$ , поглощаются через широкие S-состояния. В атоме антипротонного водорода картина оказывается несколько иной, P-уровни сами имеют достаточно большую аннигиляционную ширину [34], и каскадные расчеты [100] могут воспроизвести значение  $R_P \approx 20\%$ . Надо, конечно, помнить, что приведенное значение  $R_P$  относится к редкому двухпионному каналу и может не совпадать с той же величиной для других каналов аннигиляции.

Мы привели некоторые новые экспериментальные факты о процессе аннигиляции. Остановимся теперь на попытках построить теорию этого явления.

**2.3. Кварковые модели аннигиляции.** Основные кварковые диаграммы, описывающие аннигиляцию, изображены на рис. 9. При анализе этих диаграмм возникают два взаимосвязанных вопроса: а) какова иерархия различных диаграмм, т. е. каков их относительный вклад в сечение аннигиляции, б) каков эффективный оператор, отвечающий аннигиляции пары кварк-антикварк? В первоначальных работах [101—



103] предполагалось, что основной вклад в сечение аннигиляции ( $\approx 80\%$ ) вносит диаграмма кварковой перестройки, а диаграмма с одной аннигиляционной вершиной  $q\bar{q}$  и рождением двух мезонов (рис. 96) дает поправку 10–20%. Этот вывод, однако, сильно зависит от используемых предположений о виде аннигиляционного оператора, выбора волновых функций барионов и мезонов, а также от учета взаимодействия в начальном и конечном состояниях (см. обзоры [73, 88, 104, 105]). Экспериментальные данные не позволяют сделать однозначный вывод о доминирующей роли трехчастичной аннигиляции, так как двухчастичные процессы с рождением и последующим распадом широких резонансов

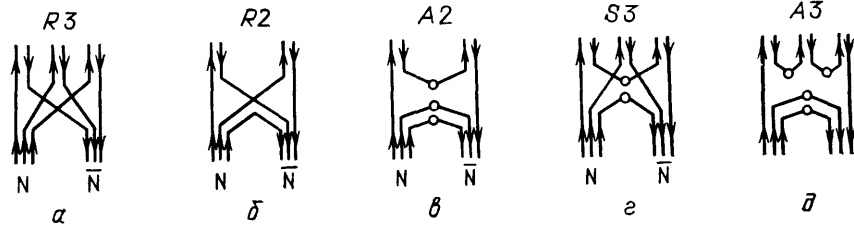


Рис. 9. Кварковые диаграммы  $\bar{N}N$ -аннигиляции

(типа  $\epsilon \Rightarrow \pi\pi$ ) трудно отличить от истинных трехчастичных реакций. Поэтому нельзя отвергнуть предположение о том, что в действительности доминируют двухчастичные процессы [65, 86].

Обсуждаются два основных вида вершинного оператора  $\hat{O}$  аннигиляции  $q\bar{q}$ :  $^3P_0$ - и  $^3S_1$ -модели (рис. 10).  $^3P_0$ -модель отвечает аннигиляции

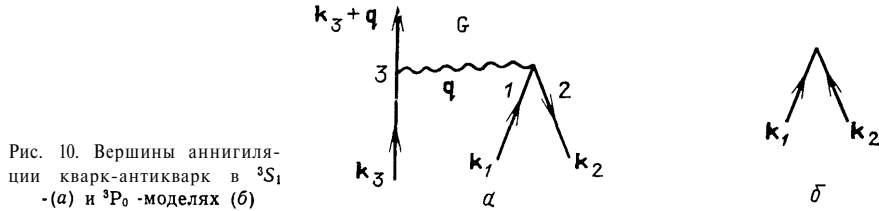


Рис. 10. Вершины аннигиляции кварк-антикварк в  $^3S_1$ - (а) и  $^3P_0$ -моделях (б)

пары  $q\bar{q}$  в глюонные состояния с квантовыми числами вакуума, тогда как вершина  $^3S_1$  описывает переход пары  $\bar{q}q$  в один глюон и последующее его поглощение другим кварком или антикварком:

$$\hat{O}(^3S_1) = \lambda_s \chi_t \chi_c^{(8)} S_{12} [\sigma_3 q] \delta(k_1 + k_2 - q), \quad (2.8)$$

$$\hat{O}(^3P_0) = \lambda_p \chi_c^{(1)} \chi_m (lm \mid l - m \mid 00) Y_{l-m}(k_1 - k_2) \delta(k_1 + k_2),$$

где  $\lambda_s$  и  $\lambda_p$  — константы связи,  $\chi_t = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$ ,  $\chi_c$  — цветовая функция,  $\chi_m$  — спиновая функция,  $S_{12}$  и  $\sigma_3$  — спиновые операторы.

Вопрос о том, какой вершинный оператор является доминирующим, неясен. Аргументом в пользу  $^3P_0$ -модели служит успешное ее применение к описанию распадов мезонов и барионов [92, 1066], а также возможность вывода такой модели из КХД на решетке в пределе сильной связи [106]. Сторонники  $^3S_1$ -модели ориентируются на пертурбативную КХД, однако было бы оптимистично ожидать, что теория возмущений может быть применима при характерных импульсах  $\approx 500$  МэВ/с.

Простейший расчет, в котором используется первое приближение по вершинным операторам (диаграмма рис. 9, б), приводит к существен-

но разным предсказаниям для  $^3S_1$ - и  $^3P_0$ -моделей. Так, например, в  $^3P_0$ -модели S-волновая аннигиляция в два S-волновых мезона запрещена, т. е. канал  $\bar{N}N(^3S_1) \rightarrow \pi\rho$  должен быть подавлен, что противоречит экспериментальным данным (см. раздел 2.2). В  $^3S_1$ -модели такой распад разрешен, более того, в ней естественно объясняется, почему в S-состоянии реакция  $\bar{p}p \rightarrow \pi\rho$  в 95% случаев идет из состояния  $^1S_0$  [90, 107]. Однако  $^3S_1$ -модель запрещает аннигиляцию  $\bar{N}N(^3S_1) \rightarrow \pi B(1233 \text{ МэВ})$ , которая надежно наблюдается в эксперименте. Кроме того, предсказываемые этой моделью отношения  $W(\eta\rho^0)/W(\eta\omega) \approx 0,1$  и  $W(\eta\rho^0)/W(\pi^0\rho^0) \approx 0,0075$  сильно отличаются от экспериментальных, которые равны 1 и 0,5 соответственно. Модель одноглюонного обмена запрещает также переходы из S-волны  $\bar{N}N$  в двухпионное состояние в D-волне, типа  $\bar{N}N(L=0) \rightarrow \pi A_2(L=2)$ . На самом же деле канал  $\bar{p}p \rightarrow \pi A_2$  является одним из доминирующих в двухчастичной моде.

Попытки описать аннигиляцию с помощью гибридной модели, основанной на суперпозиции  $^3P_0$ - и  $^3S_1$ -механизмов в первом приближении по аннигиляционному взаимодействию (см. рис. 9, б), также не увенчались успехом [109].

Таким образом, простейшие динамические приближения оказываются неприменимыми. Необходимо учитывать следующие порядки по аннигиляционному взаимодействию, например, диаграммы типа рис. 9, в и 9, г. Более того, поскольку, как отмечено в [110–112], важно рассматривать также взаимодействие в начальном и конечном состояниях, ситуация становится весьма запутанной. Отражением этого является тот факт, что «загадку  $\pi\rho$ » можно объяснить как в  $^3P_0$ -, так и в  $^3S_1$ -моделях [107, 113, 114].

Наиболее подробный анализ двух и трехчастичных каналов аннигиляции был выполнен Тюбингенской группой [111], которая рассмотрела вклады всех диаграмм рис. 9. Наилучшее феноменологическое описание данных достигается при учете диаграмм A2 и R3 с аннигиляционной вершиной  $^3P_0$ .

Иерархия различных диаграмм аннигиляции анализировалась в пределе больших  $N_c$  в работе [115]. Было показано, что

$$\sigma_{k,m}^{\text{ann}} \xrightarrow{N_c \rightarrow \infty} e^{-AN_c} (\gamma^2)^{k+m} N_c^{2m}, \quad (2.9)$$

где  $k$  и  $m$  соответствуют числу образованных и проаннигилировавших пар,  $\gamma^2$  — вероятность образования или аннигиляции  $q\bar{q}$ -пары,  $N_c$  — число цветов,  $A$  — численный параметр.

Из (2.9) видно, что если  $N_c$  велико, то доминируют планарные диаграммы (без пересечения кварковых линий) типа A2 и A3. Однако при  $N_c=3$ , и  $\gamma^2=0,23$  (см. [116]) ситуация становится обратной:  $\sigma(R3) \times \times \sigma^{-1}(A3)=3$ , а  $\sigma(R2) \approx 2\sigma(R3) \approx 2\sigma(A2)$  [115]. Следует рассматривать эти результаты как оценки, поскольку они не учитывают спинные и изоспинные соотношения. Ответ может также сильно измениться при учете взаимодействия в начальном и конечном состояниях.

Интересная попытка объяснить  $^3P_0$ -механизм в рамках струнной модели был сделан в работах [117, 118]. Предлагаемый в [117] сценарий аннигиляционного механизма R2 изображен на рис. 11. Нуклон (анти-нуклон) представляется в виде системы из трех кварков (антикварков), соединенных струнами в центральной точке — узле. При их сближении происходит слияние одной струны за счет аннигиляции  $q\bar{q}$  в  $^3P_0$ -состоянии (процесс, обратный разрыву струны при распаде мезонов; см. рис. 11, б). Возмущение вакуума порождает глюонную петлю (плакетик; см. рис. 11, в), которая приводит к перераспределению струн и образованию пары мезонов (рис. 11, г).

В работах [117, 118] обсуждались также модели других аннигиляционных механизмов. Ясно, что эти попытки являются только первым шагом на пути учета глюонных степеней свободы. Наличие сильных

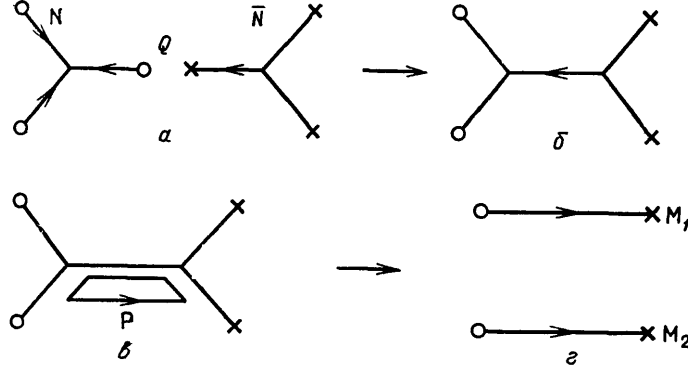


Рис. 11. Диаграммы, изображающие различные стадии аннигиляции  $\bar{N}N \rightarrow M_1 M_2$  в струнной модели (см. текст) (a — d)

глюонных полей может приводить к образованию в  $N\bar{N}$ -аннигиляции гибридных (qqg)-мезонов и глюболов (см. раздел 3.4).

### 3. Барионий и адронная спектроскопия.

**3.1. Спектр масс и ширины бариония.** Впервые термин барионий был введен в работе [119] для наименования резонансных состояний в четырехкварковых системах  $q^2\bar{q}^2$  [120—122]. Независимо в работах [123—125] обсуждалась возможность существования связанных состояний в системе  $\bar{N}N$  вблизи порога, которые по современной терминологии являются шестикварковыми системами с разделенными белыми кластерами  $q^3 - \bar{q}^3$ . Такие состояния были названы авторами [124—125] квазидерными мезонами. Зачастую, однако, различие между этими двумя типами состояний не делается и термин барионий применяется к обоим типам состояний (см. [71]).

В принципе, конфигурации  $q^2\bar{q}^2$  и  $q^3\bar{q}^3$  могут смешиваться. Проблема смешивания в литературе практически не обсуждалась. Существуют только полуквантитативные аргументы в рамках дуальных моделей в пользу того, что это смешивание, по-видимому, мало (см., например, [126]). Действительно, если в качестве нулевого приближения взять состояние  $q^2\bar{q}^2$ , то по порядку величины сдвиг энергии за счет примеси 6-кваркового состояния  $q^3\bar{q}^3$  должен быть на уровне петлевых поправок, т. е. того же масштаба величины, что и ширины состояний  $q^2\bar{q}^2$ . Естественно считать, что этот сдвиг будет того же порядка величины, что и сдвиг мезонного состояния  $\bar{q}q$  за счет петлевых поправок  $q^2\bar{q}^2$ . Оценки последних проводились в рамках кварк-глюонной модели в работе [126] (см. также [127]), где было показано, что они малы.

**3.1.1. Квазидерные  $\bar{N}N$ -состояния.** Исходным пунктом квазидерной модели бариония является представление потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия в виде суммы одномезонных обменов

$$V_{NN}(r) = \sum_i V_i(r), \quad (3.1)$$

где индекс  $i$  отвечает обмену различными мезонами ( $i = \{\pi, \eta, \rho, \omega, \delta, \epsilon\}$ ). Переход к каналу  $\bar{N}N$  осуществляется путем G-преобразования [128, 129]

$$V_{\bar{N}N}^{\bar{N}N}(r) = \sum_i G_i V_i(r), \quad (3.2)$$

где  $G_i$  —  $G$ -четность  $i$ -го мезона. Благодаря факторам  $G_i$  действительная часть  $\bar{N}\bar{N}$ -потенциала радикально отличается от нуклон-нуклонного. Обмен  $\omega$ -мезоном приводит к сильному притяжению на малых расстояниях в системе  $\bar{N}\bar{N}$ . Кроме того, в тензорных силах вклады  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонов когерентно складываются и также дают притяжение. В итоге в системе  $\bar{N}\bar{N}$  возникает около десятка связанных состояний с энергиями связи вплоть до сотен мегаэлектрон-вольт и несколько резонансов выше порога [71, 130, 131].

Однако в приведенных рассуждениях не была учтена мощная аннигиляция, действующая в канале  $\bar{N}\bar{N}$ . Как она сказывается на квазидерных уровнях?

Простейшая оценка аннигиляционной ширины  $S$ -уровня дается известной формулой теории возмущений [35, 132]

$$\Gamma_a^S = (\tilde{\sigma}_a)_{v \rightarrow 0} |\psi_S(0)|^2, \quad (3.3)$$

где  $\tilde{\sigma}_a$  — чисто аннигиляционное сечение при «выключенном» потенциале однобозонного обмена. Не располагая микроскопической теорией аннигиляции, мы не можем дать достоверную оценку величины  $\tilde{\sigma}_a$ . Очевидно, что верхней границей для  $\tilde{\sigma}_a$  служит наблюдаемое сечение аннигиляции,  $\tilde{\sigma}_a \approx 50$  мбн, а оценкой снизу является  $\tilde{\sigma}_a \approx 4\pi r_a^2 \approx 1,2$  мб, если считать, что  $r_a = 1/2m \approx 0,1$  фм [70, 71]. Однако, как было показано в разделе 2.1, радиус аннигиляции заведомо больше, чем  $1/2m$ , поэтому последняя оценка сильно занижена. Следует иметь в виду и то, что сечение  $\tilde{\sigma}_a$  определяется не самим радиусом аннигиляции, а длиной рассеяния, отвечающей аннигиляционному взаимодействию. Длина рассеяния не обязана быть малой, даже если  $r_a \rightarrow 0$ .

Значительно проще обстоит дело с оценкой волновой функции в начале координат. Можно, например, воспользоваться известной формулой [133]:

$$|\psi_S(0)|^2 = \frac{m}{4\pi} \left\langle \frac{dV}{dr} \right\rangle \approx \frac{m}{4\pi} \frac{1 \text{ ГэВ}}{1 \text{ фм}}. \quad (3.4)$$

Подставляя (3.4) в формулу (3.3) и полагая  $\tilde{\sigma}_a = 1,2$  мбн, получаем заведомо заниженную оценку  $\Gamma_a^S \approx 50$  МэВ. В качестве более достоверной оценки аннигиляционной ширины можно принять

$$\Gamma_a^S \geq 100 \text{ МэВ}. \quad (3.5)$$

Иной способ получения результата (3.5) изложен в обзоре [76]. Там же можно найти ссылки на работы, в которых результат (3.5) получен в рамках конкретных моделей аннигиляции. Оценка (3.5) разительно отличается от приведенного в обзоре [71] значения  $\Gamma_a^S \approx 2\text{—}7$  МэВ. Из изложенных рассуждений ясно, что получить  $\Gamma_a^S \leq 10$  МэВ при реалистических предположениях относительно сечения аннигиляции и волновой функции не представляется возможным. Что касается уровней с  $l > 0$ , то, как показано в [76], оценка (3.5) остается справедливой и для них. Таким образом, уровни квазидерного бариония, если они существуют, должны иметь большие аннигиляционные ширины.

**3.1.2. Дикуюний.** Остановимся теперь на свойствах четырехкваркового бариония  $q^2\bar{q}^2$ -дикуония [134]. Заключение о возможности существования таких состояний можно считать следствием существования мезонных и барионных реджевских траекторий с одинаковыми наклонами  $\alpha'$

$$M_l^2 = M_0^2 + \frac{1}{\alpha'}. \quad (3.6)$$

При больших  $l$  мезонные и барионные резонансы, лежащие на реджевских траекториях, имеют струноподобную конфигурацию с цветовыми зарядами, находящимися на концах струны. При этом наклон траектории обратно пропорционален натяжению струны  $\nu$

$$\alpha' = \frac{1}{2\pi\nu}, \quad (3.7)$$

которое, в свою очередь, пропорционально величине цветового заряда

$$\nu = \text{const} \cdot (F_c^2)^{1/2}. \quad (3.8)$$

Таким образом, если мезонные резонансы отвечают вращающейся струне с триплетными цветовыми зарядами на концах, которые несут кварк и антикварк, то барионные резонансы должны отвечать конфигурации  $q\bar{q}^2$ , где дикварк имеет такой же цветовой заряд, что и антикварк. Если в этой системе заменить кварк на антикварк, то получится состояние дикуония с триплетными по цвету дикварками ( $F_c^2 = 4/3$ ).

Такие состояния принято называть Т-барионием [122, 134] или Т-дикуонием. Состояния, содержащие секстетные по цвету дикварки ( $F_c^2 = 10/3$ ), называются М-барионием или М-дикуонием. Для описания спектра дикуония использовались различные модели: дуальная (ДМ) [134], кварк-глюонная (КГМ) [126], вытянутые вращающиеся мешки (ВВМ) [135, 106a] и релятивистская модель струны КХД со спин-орбитальным взаимодействием (РМС) [136].

Состояния, содержащие триплетные по цвету дикварки  $D_{00}(I=0, S=0)$  и  $D_{11}(I=1, S=1)$ , сильно связаны с каналом  $\bar{B}\bar{B}$ . Действительно, с наибольшей вероятностью разрыв триплетной струны происходит за счет рождения кварка и антикварка, которые, комбинируясь с дикварками  $q^2$  и  $\bar{q}^2$ , легко могут образовать систему барион—антибарион. М-дикуоний слабо связан с каналом  $\bar{N}N$ , поскольку разрыв секстетной струны может быть осуществлен только путем рождения нескольких пар  $q\bar{q}$  из вакуума.

В табл. VI в качестве примера сравниваются предсказания масс Т-бариония  $q^2\bar{q}^2$ , полученные в рамках различных моделей. Состояния, которые в моделях ВВМ и РМС получаются при сложении  $1, S_1$  и  $S_2$  в угловой момент  $J \leq J_{\max} = 1 + S_1 + S_2$ , нужно помещать в модели ДМ и КГМ на дочерние реджевские траектории. Поэтому такие резонансы в моделях ДМ и КГМ должны при данном  $l$  иметь те же массы, что и состояния, лежащие на основной траектории. В модели РМС, из-за наличия спин-орбитальной связи, массы таких систем различаются.

Таким образом, спектр состояний  $q^2\bar{q}^2$  во всех вариантах кварковых моделей является очень богатым — в окрестности порога  $\bar{N}N$  должно быть не менее десяти уровней.

Среди состояний  $q^2\bar{q}^2$  должны быть экзотические с изоспином  $I=2$ . В соответствии с предсказаниями модели РМС самое легкое состояние с  $I=2$  имеет массу около 1,8 ГэВ [136].

Состояния Т-дикуония, лежащие выше порога  $\bar{N}N$ , путем разрыва триплетной струны легко распадаются по каналу  $\bar{B}\bar{B}$ . Поэтому с самого начала предполагалось, что они должны быть широкими ( $\Gamma \geq 100$  МэВ). С другой стороны считалось, что состояния, лежащие ниже порога  $\bar{N}N$ , могут быть узкими. Действительно, разрыв струны в этом случае должен, в основном, идти за счет образования пары  $q^2\bar{q}^2$  и образования двух дикуониев. Вероятность разрыва струны с образованием пары дикварков, как это следует из описания процессов рождения адронов в струнных моделях [137], примерно на порядок меньше вероятности аналогичного разрыва с образованием пары  $q\bar{q}$ . Таким образом, если бы распад Т-дикуония осуществлялся бы только за счет разрыва струны, то

Таблица VI.

а) Спектры системы  $D_{00} - \bar{D}_{00}$  в различных моделях ( $D_{IS} = (q^2)_{I=S=0}$ ) (массы в ГэВ)

$I^P$	$I^G (J^P)$	ДРМ	ВВМ	КГМ	РМС
$0^+$	$0^+ (0^+)$	—	—	1,26	—
$1^-$	$0^- (1^-)$	1,68	1,50	1,63	1,28
$2^+$	$0^+ (2^+)$	1,92	1,76	1,93	1,70
$3^-$	$0^- (3^-)$	2,13	2,05	2,19	2,02
$4^+$	$0^+ (4^+)$	2,33	2,29	2,42	2,30
$5^-$	$0^- (5^-)$	2,51	2,51	2,63	2,54

б) Спектр системы  $|D_{00} - \bar{D}_{11}\rangle \pm |\bar{D}_{00} - D_{11}\rangle$ 

$I^P$	$I^G (J^P)$	РМС	КГМ	ДРМ	ВВМ
$0^+$	$1^\pm (1^+)$	—	1,46	—	—
$1^-$	$1^\pm 0^-$	1,72	—	—	—
	$1^-$	1,64	—	—	1,72
	$2^-$	1,46	1,79	1,89	—
$2^+$	$1^\pm 1^+$	2,08	—	—	—
	$2^+$	2,00	—	—	2,01
	$3^+$	1,84	2,06	2,13	—
$3^-$	$1^\pm 2^-$	2,39	—	—	—
	$3^-$	2,31	—	—	2,28
	$4^-$	2,15	2,31	2,34	—
$4^+$	$1^\pm 3^+$	2,65	—	—	—
	$4^+$	2,57	—	—	2,52
	$5^+$	2,41	2,53	2,54	—

в) Спектр системы  $D_{11} - \bar{D}_{11}$  ( $I = 0, 1, 2$ )

$S_{12}$	$J^P$	РМС	КГМ	ДРМ	ВВМ
$I^P = 0^+$	0	—	0,705	—	—
	1	—	1,26	—	—
	2	—	1,63	—	—
$I^P = 1^-$	0	1,66	—	—	1,86
	1	1,90	—	—	1,90
		1,81	—	—	
	2	1,64	—	—	1,94
		2,11	—	—	
	3	1,94	—	—	
		1,68	1,93	2,11	

ширины «легкого» дикуония ( $M < 2m_N$ ) были бы примерно на порядок уже ширин обычных  $q\bar{q}$ -мезонов.

Существует, однако, каскадный распад высших орбитальных состояний дикуония в низшие за счет испускания пиона дикварком. Для оценки характерной вероятности этого процесса рассмотрим распад  $\Delta \rightarrow \pi N$  в дикварковой модели, где его можно связать с переходом  $D_{11} \rightarrow \pi D_{00}$ . Поскольку ширина  $\Delta$ -резонанса  $\Gamma_\Delta = 120$  МэВ, то переход между дикварками осуществляется за время, характерное для сильного взаимодействия ( $\tau \approx m_\pi^{-1}$ ). Разность энергии между уровнями Т-дикуония с орбиталь-

ными моментами, отличающимися на единицу, при массе  $M=1,5-1,9$  ГэВ составляет

$$\Delta M \approx \frac{1}{2\alpha' M} \approx 0,25 - 0,35 \text{ ГэВ}$$

( $\alpha'$  — наклон реджевской траектории Т-дикуония). То есть примерно такая же, как и разность масс  $\Delta$  и нуклона. Поэтому естественно ожидать, что каскадные переходы Т-дикуония должны происходить также за время  $\tau \approx m_\pi^{-1}$  до тех пор, пока не образуется основное состояние с  $l=0$ , в котором дикварки, не разделенные центробежным барьером, легко перейдут в пару обычных мезонов. Это означает, что вряд ли можно ожидать узких состояний Т-дикуония и ниже порога  $\bar{N}N$ .

Таким образом, ожидаемые ширины вблизипороговых уровней Т-бариония составляют  $\geq 100$  МэВ. К тому же предсказывается существование большого числа таких состояний (см. табл. VI). Поэтому четырехкварковые состояния вряд ли могут приводить к узким структурам в сечениях. Тем не менее наличие вблизипороговых состояний с высокими спинами (вплоть до  $J=4$ ) могло бы быть одной из возможных причин усиления  $\bar{N}N$ -взаимодействия в высших парциальных волнах (см. раздел 1). Для обнаружения бариония  $q^2\bar{q}^2$  может оказаться полезным Р-матричный анализ [138].

**3.2. Поиск узких состояний в системе  $N\bar{N}$ .** Историю поиска узких состояний в системе  $N\bar{N}$  можно назвать драматической. К середине 70-х годов были получены многочисленные указания на существование целой серии  $N\bar{N}$ -уровней с малыми ширинами (см. обзоры [71, 125]). Однако по мере накопления новых экспериментальных данных вера в существование узкого бариония постепенно таяла, и в настоящее время все наблюдавшиеся ранее узкие пики можно считать закрытыми (обзор современной ситуации с поисками бариония можно найти в [94, 139, 140]).

Наиболее ярким кандидатом на роль бариония был так называемый S-мезон с массой 1936 МэВ, впервые обнаруженный в 1974 г. [141] как узкий пик ( $\Gamma \approx 10$  МэВ) в полном сечении  $\bar{p}p$ -взаимодействия, который выделялся над фоном на уровне  $(5-7)\sigma$ . Затем этот резонанс наблюдался еще в других экспериментах [142-145], правда параметры его несколько отличались у разных групп. Структура в области 1936 МэВ была замечена также в сечениях аннигиляции и некоторых эксклюзивных каналах [142, 143, 145].

Однако после 1980 г. экспериментаторы перестали видеть какие-либо структуры как в полном, так и в аннигиляционном сечениях [146-149]. Не были они обнаружены и в последних экспериментах на LEAR, специально выполненных для прецизионных измерений  $\sigma_i$  и  $\sigma_{\text{ann}}$  в районе S-мезона с шагом 5 МэВ/с [22, 37, 150]. Утверждается, что при ширине  $\Gamma = 3,5$  МэВ величина  $(\sigma\Gamma)$  не превышает  $2 \text{ мбн} \cdot \text{МэВ}$  [150].

Безусловным доказательством существования связанных  $N\bar{N}$ -состояний было бы обнаружение узких линий в спектре  $\gamma$ -квантов, сопровождающих аннигиляцию остановившихся антипротонов в водороде и дейтерии [71, 151, 152]. Источником монохроматических  $\gamma$ -квантов являлись бы радиационные переходы из состояний  $\bar{p}p$ -атома на уровни бариония:  $(\bar{p}p)_{\text{atom}} \rightarrow \gamma + B$ . Характерные энергии  $\gamma$ -квантов в таких переходах должны быть порядка 100 МэВ, а теоретические оценки давали для интенсивности переходов  $B_\gamma = \Gamma_\gamma/\Gamma_a$  величины  $10^{-4}-10^{-2}$  от полной вероятности аннигиляции [71, 151, 152]. Поиск монохроматических  $\gamma$ -линий чрезвычайно сложен, поскольку необходимо выделить слабый сигнал на фоне огромного числа  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов. Стати-

стика в таких экспериментах набиралась с годами. В экспериментах [153—155], выполненных в 1978—1984 гг., наблюдались четыре узкие линии, отвечающие массам связанных состояний 1210, 1638, 1894 и 1771 МэВ. Это было воспринято как почти окончательное доказательство существования бариония, хотя статистическая обеспеченность обнаруженных сигналов была невысокой (на уровне  $3\sigma$ ).

Вера в эти результаты была подорвана после того, как в выполненных на ускорителе КЕК (Япония) экспериментах [156, 157] со статистикой на порядок выше, чем в опытах [153], никаких узких линий со статистической значимостью более  $4\sigma$  обнаружено не было. Правда, были найдены [157] некоторые узкие пики с интенсивностями  $\approx 10^{-4}$ , но их статистическая значимость явно мала — на уровне  $(2 \div 3)\sigma$ .

Отрицательные результаты дали также эксперименты по поиску дискретных  $\gamma$ -линий, проведенные на LEAR [158, 159]. Причем неудача постигла и группу Бакенштосса [159], которая ранее первой сообщила о наблюдении монохроматических  $\gamma$ -линий.

Не были обнаружены дискретные линии и в инклюзивных спектрах  $\pi$ - и  $K$ -мезонов [160, 161]. Такие линии отвечали бы рождению бариония в реакции

$$(\bar{p}p)_{\text{atom}} \rightarrow \pi^{\pm} (K^{\pm}) + B^{\mp}. \quad (3.9)$$

Ограничения на интенсивность переходов составляют [139]:  $B_{\pi^{\pm}B^{\mp}} < 8 \cdot 10^{-4}$  для области масс  $1000 \leq m_X \leq 1670$  МэВ и  $B_{K^{\pm}B^{\mp}} < 1,9 \cdot 10^{-4}$  для  $1040 \leq m_X \leq 1280$  МэВ.

В эксперименте [162] сообщалось об обнаружении резкого пика в сечениях реакции  $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$  с массой  $1940 \pm 20$  МэВ и шириной  $\Gamma \approx 40$  МэВ. Однако измерения другой группы [163] показали совершенно плавную зависимость сечения данного канала аннигиляции от энергии.

Основной итог современного этапа опытов по поискам узких барионов можно сформулировать следующим образом:

1. Связанных состояний или узких резонансов в системе  $N\bar{N}$  не обнаружено.

2. Если подобные состояния и существуют, то они должны быть а) либо широкими ( $\Gamma > 50$  МэВ), б) либо лежать совсем близко к порогу  $N\bar{N}$  ( $\pm 20$  МэВ), в) либо иметь малую вероятность рождения ( $\leq 10^{-4}$ ).

**3.3. Широкие  $N\bar{N}$ -резонансы.** На фоне драматических событий, связанных с открытием и закрытием узких бариониев, как-то сравнительно незаметной оставалась судьба широких резонансов в системе  $N\bar{N}$ , которые были впервые обнаружены в 1970 г. при измерении полных сечений  $\bar{p}p$  и  $\bar{p}d$ -взаимодействия [164]. Одновременное измерение двух названных сечений позволило определить сечения взаимодействия в состояниях с изоспинами  $I=0$  и  $I=1$ . Как видно из рис. 12, в канале с  $I=1$  наблюдается два широких резонанса с массами 2190 ( $\Gamma=85$  МэВ) и 2350 МэВ ( $\Gamma=140$  МэВ), а в канале с  $I=0$  — один резонанс с массой 2375 МэВ ( $\Gamma=190$  МэВ). Впоследствии подобные структуры были обнаружены в аннигиляционных сечениях [165], упругом рассеянии [166] и в реакции перезарядки [167].

Широкие структуры ( $\Gamma \approx 150$ —300 МэВ) в районе 2100—2300 МэВ были выявлены также при фазовом анализе двухчастичных реакций  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\pi^0\pi^0$  [168, 169], а также при фазовом анализе системы  $(\bar{p}p)$ , образующейся в реакции  $\pi^-p \rightarrow (\bar{p}p)p$  [170].

Хотя эти резонансы не включены сегодня в основную часть таблиц Розенфельда, тем не менее они никем пока не «закрыты».

Недавно при изучении аннигиляции антипротонов с дейтерием были обнаружены два новых широких состояния:



$\xi(1480)$  с квантовыми числами  $J^{PC}=2^{++}$ ;  $I^G=0^+$ ,  $\Gamma=116\pm 9$  МэВ и  $X(1110)$  с квантовыми числами  $J^{PC}=0^{++}$  или  $2^{++}$ ,  $I=0$  и шириной  $\Gamma=111\pm 8$  МэВ [171–173]. Особый интерес вызывает состояние  $\xi(1480)$ . Оно было обнаружено как в разности энергетических спектров  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов от  $\bar{p}d$ -аннигиляции [171], так и [172] в спектре эффективных масс системы четырех пионов в реакции



Положение  $\xi(1480)$  совпадает с ярко выраженным широким пиком, наблюдавшимся в реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  [175, 176].

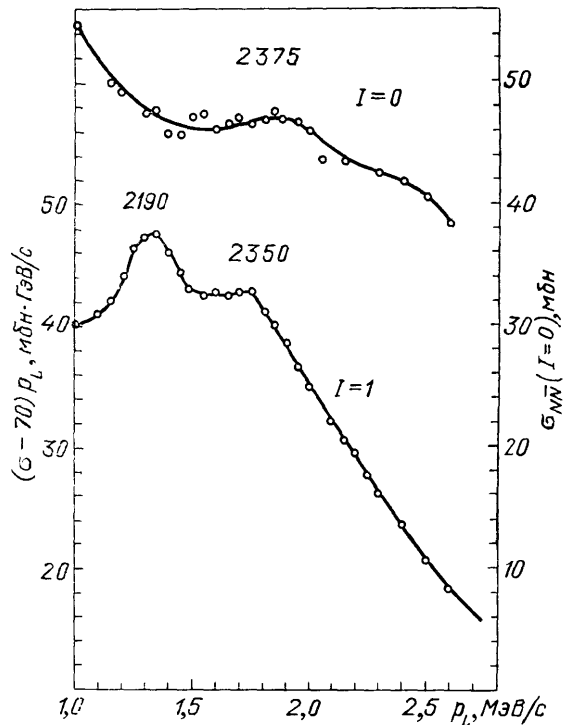


Рис. 12. Сечения  $N\bar{N}$ -взаимодействия в состояниях с изоспином 0 и 1, измеренные в эксперименте [164]. Для более отчетливого выделения резонансных структур по оси ординат отложена величина  $(\sigma - 70)p_L$  (мбн  $\cdot$  ГэВ/с). Справа по вертикальной оси отложен масштаб для  $\sigma_{N\bar{N}}(I=0)$

Существует несколько гипотез о природе  $\xi(1480)$ : а) квазядерный барионий [177], б) экзотический  $q^2 - \bar{q}^2$ -мезон [178, 179], в) резонанс в системе  $\rho^0 \rho^0$  [180]. Однако прежде чем серьезно анализировать те или иные гипотезы о природе  $\xi(1480)$ , надо четко доказать, что эта структура не является кинематической особенностью, связанной с интерференцией и перерасеянием  $\pi^-$  и  $\rho^-$ -мезонов в реакции  $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+$  [181, 182].

Таким образом, хотя в экспериментах обнаружен ряд кандидатов в широкие резонансы, статус их до конца не выяснен. Не исключено, что некоторые из них могут быть экзотическими ( $\bar{q}^2 - q^2$ )-мезонами. Решение этого вопроса — одна из важнейших задач для антипротонных комплексов типа SUPERLEAR с энергиями антипротонов  $\approx 10$  ГэВ (см. также раздел 5).

### 3.4. Аннигиляция и поиск глюболов и экзотических мезонов.

**3.4.1. Проблема  $E/\bar{f}_1(1420)$  и  $\psi/\eta(1440)$ .** Когда в  $N\bar{N}$ -взаимодействии происходит аннигиляция одной или нескольких  $q\bar{q}$ -пар, то в промежуточных состояниях могут образовываться жесткие глюоны. В процессе их обесцвечивания могут возникнуть чисто глюонные состояния —

глюболы или смешанные (гибридные) состояния типа  $\bar{q}qg$  (см., например, обзоры [183—185]). Глюболы являются синглетами по аромату, и поэтому ожидается, что они должны одинаково взаимодействовать с кварками разных сортов. Их предпочитают искать по спектрам масс адронных состояний, содержащих пары странных кварков (т. е. в каналах с  $K(\bar{K})$ ,  $K^*(\bar{K}^*)$ ,  $\eta$ - и  $\eta'$ -мезонами). Существенными при этом являются следующие соображения. Во-первых, в ряде моделей предсказывается большая примесь глюонной компоненты в  $\eta'$ -мезоне. Во-вторых,  $SU(3)$ -симметрия приводит к определенным соотношениям между различными двухчастичными распадами глюолов и их удобно проверять в каналах, где образуются странные кварки, в связи с относительно благоприятными фоновыми условиями.

Хотя уже имеется целый ряд кандидатов в глюболы, их статус все еще остается неясным. Одним из наиболее ярких кандидатов в такие состояния является мезон  $\iota/\eta$  (1440) с квантовыми числами  $J^{PC}=0^{-+}$ . Интерес к нему очевиден: нонет псевдоскалярных мезонов заполнен, любое новое состояние с  $J^{PC}=0^{-+}$  должно быть некоторой экзотикой — это может быть радиальное возбуждение одного из членов нонета, глюбол или гибридный мезон.

История наблюдения этого состояния восходит к ранним опытам на антипротонных пучках, выполнявшихся в пузырьковых камерах. В работе [5] при изучении аннигиляции покоящихся антипротонов с протонами в спектре эффективных масс системы  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  был обнаружен пик при энергии 1420 МэВ. Последующий анализ этих данных [8] позволил определить квантовые числа найденного резонанса:  $J^{PC}=0^{-+}$ . Однако в 1980 г. в реакции  $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  был зарегистрирован пик в районе 1420 МэВ, но с квантовыми числами  $J^{PC}=1^{++}$ , он был наречен Е-мезоном [186] (по новой схеме обозначений  $f_1$  (1420)). Ситуация усложнилась, когда близкое по массе состояние  $\iota$  (1440) (по новой схеме обозначений  $\eta$  (1440)), но с квантовыми числами  $0^{-+}$  было найдено в радиационных распадах  $J/\psi$ -частиц [187, 188]. Возник вопрос, является ли  $\iota$ -мезон той же самой частицей, что и Е-мезон, наблюдаемый в столкновениях адронов, или это два разных состояния?

Для разрешения Е/ $\iota$ -проблемы в последнее время выполнен целый ряд экспериментов по изучению образования этого резонанса как в адрон-нуклонных, так и в  $e^+e^-$ -соударениях (для обзора см. [183—185, 189—199]). Оказалось, что, судя по всему, Е и  $\iota$  — две разные частицы, причем Е — это обычный  $s\bar{s}$ -мезон, а  $\iota$  — хороший кандидат в глюболы.

Более того, в одном из последних экспериментов, проведенном группой MARK III [199] по изучению состояний  $K\bar{K}\pi$  и  $\eta\pi\pi$  в радиационных распадах  $J/\psi$ -мезона, наблюдались две структуры с квантовыми числами  $0^{-+}$  в области масс 1,4—1,5 ГэВ:  $M_1=(1409\pm 5)$  МэВ,  $\Gamma_1=69\pm 11$  МэВ,  $M_2=1499\pm 9$  МэВ,  $\Gamma_2=138\pm 25$  МэВ. Имеются также указания, что под структурой  $\iota/\eta$  прячется состояние  $1^{++}$  с массой 1420 МэВ (см. [190, 191]).

Таким образом, противоречивые на первый взгляд результаты разных экспериментов могут быть объяснены наличием нескольких близких состояний  $1^{++}$  и  $0^{-+}$  в области масс 1,3—1,5 ГэВ, которые в разных реакциях при различных энергиях образуются с разными вероятностями и различными фазами.

Очевидно, что сложность проблемы требует постановки новых экспериментов. Анализ образования  $\iota/\eta$ -мезона проводится во всех экспериментах по мезонной спектроскопии на новой стадии работы LEAR. По-видимому, наибольший интерес будет представлять изучение квазидвухчастичных каналов типа  $\bar{p}p \rightarrow M + \iota/\eta$ , где  $M=\pi, \eta, \rho, \omega, \phi$ -мезоны, а резонанс  $\iota/\eta$  имеется в каналах  $\eta\pi\pi$  или  $K\bar{K}\pi$ . Изучение этих реакций позволило бы, в частности, проверить, есть ли действительно в этой обла-

сти два псевдоскалярных состояния, которые могут различаться величиной примесикомпоненты  $s\bar{s}$  [200].

**3.4.2. Необычные состояния  $C/\rho$  (1470) и  $U/M$  (3100).** Группа Лептон-Ф, изучая на ускорителе ИФВЭ спектр масс системы  $\phi\pi^0$  в реакции  $\pi^-p \rightarrow \phi + \pi^0 + n$  при 32,5 ГэВ/с, обнаружила новый резонанс  $C/\rho$  (1470) с квантовыми числами  $I=1$ ,  $J^{PC}=1^{--}$  и шириной  $\Gamma=130\pm60$  МэВ [201]. Этот резонанс не может быть обычным  $\bar{q}q$ -мезоном, поскольку распадается по запрещенному правилу Окубо—Цвейга—Иизуки механизму и не образуется в реакции  $\pi^-p \rightarrow \omega\pi^0n$ . Он является хорошим кандидатом в состояние Т-дикуония со скрытой странностью  $(ds) \rightarrow (\bar{d}s)$ , являющимся Р-волновым возбуждением связанных триплетной струной двух странных дикварков со спином 0 (см. [202]).

Существует, однако альтернативная интерпретация пика  $C/\rho$  (1470), как кинематической особенности, связанной с цепочкой  $\pi^-p \rightarrow \rho^+n \rightarrow \bar{K}K\pi^0n \rightarrow \phi\pi^0n$  [203]. Для подтверждения резонансной природы  $C/\rho$  (1470) как дикуония со скрытой странностью важно было бы наблюдать его странные партнеры  $(qs) \rightarrow \bar{D}_{00}$  и  $(\bar{q}s) \rightarrow D_{00}$  (где  $q=u, d$ ) с массой в районе 1380 МэВ, а также нестранный партнер  $D_{00} \rightarrow \bar{D}_{00}$  с массой около 1280 МэВ (см. табл. VI).

Недавно в экспериментах на гиперонном пучке ЦЕРН [204] были обнаружены три зарядовые состояния узкого ( $\Gamma \leq 30$  МэВ) резонанса с отрицательной странностью  $U^0$ ,  $U^+$  и  $U^-$  и массой 3,1 ГэВ, которые распадались на  $\Lambda$ ,  $\bar{p}$  и заряженные пионы. Такие же состояния были найдены и группой БИС-2 из ОИЯИ, работающей на ускорителе ИФВЭ [205], которая наблюдала также и состояние этого резонанса с двойным отрицательным зарядом. В соответствии с классификацией [134] это состояние обозначалось как  $\bar{M}_s$ . Дальнейшие исследования группы БИС-2 [206] привели к обнаружению в этой области узких состояний с положительной странностью  $\bar{U}^0/\bar{M}_s$ ,  $\bar{U}^+/\bar{M}_s$  и  $\bar{U}^{++}/\bar{M}_s$  (они распадаются на  $\bar{\Lambda}$ ,  $p$  и пионы). Кроме того, наблюдался узкий резонанс со скрытой странностью  $M_\phi$  с массой  $3255 \pm 10 \pm 30$  МэВ, распадающийся на  $\Lambda\bar{p}K^+ + \pi$  или  $\Lambda\bar{p}K^- + \pi$  [207]. Группа ЦЕРН наблюдала также резонанс с массой 3,4 ГэВ в канале  $\Lambda\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^-$  в БИС-2 — состояния с массой 2,4 ГэВ в системе  $\bar{\Lambda}p$ . Эти резонансы, по всей видимости, не могут быть слабо распадающимися состояниями (см. [208]).

Наличие дважды заряженных состояний  $U/M_s$ -мезона явно свидетельствуют о том, что его изоспин  $I \geq 3/2$ , т. е. он не может быть обычным мезоном, составленным из  $q\bar{q}$ -пары. Вряд ли можно считать эти резонансы и состояниями Т-бариония  $(q^2)_s \rightarrow (\bar{q}^2)_s$  [208], поскольку столь высокие возбуждения не могут быть такими узкими (см. также [209] и раздел 3.1). Более правдоподобной, возможно, является интерпретация  $U/M$ -мезонов как состояний М-бариония, в котором дикварки  $qs$  и  $\bar{q}^2$  имеют цветовой заряд 6 [209—211]. Цветовой заряд 6 нельзя нейтрализовать образованием одиночной пары  $q\bar{q}$ , и это объясняет, почему в распаде  $U/M$ -резонанса помимо  $V\bar{V}$ -пары образуется один или несколько мезонов.

В [209] было предложено идентифицировать состояния 3,1 и 3,4 ГэВ как резонансы с  $J=4^-$  и  $5^+$ , лежащие на траектории М-бариония с изоспином  $I=3/2$  и  $S=-1$ . Имеются также аргументы против такой интерпретации. Во-первых, почему в указанных экспериментах любят образовываться лишь состояния М-дикуония со спином 4—5 и почему не видно состояний с меньшим спином? Во-вторых, как объяснить столь малую ширину наблюдаемых состояний, несмотря на то, что существует большая вероятность их распада в аналогичные состояния с меньшими спинами путем испускания пионов? (см. также раздел 3.1).

Существует также интересная возможность идентифицировать  $U/M$ -резонансы с трикунием:  $bq$ -состоянием  $(q^2s)_8 - (\bar{q}^3)_8$ , где имеется цветовая октетная трубка между двумя октетными  $3q$ -кластерами [212, 213] ( $F_c^2 = 3$ ). Такая модель, в принципе, позволяет получить малые спины для  $U/M_s$ -частиц в отличие от модели  $M$ -дикуония.

Естественно, что большой интерес представляло бы подтверждение существования данных резонансов с последующим измерением их квантовых чисел. Антипротонные пучки с энергией  $\approx 6-10$  ГэВ открыли бы новые возможности в исследовании таких состояний, поскольку в  $\bar{p}p$ -взаимодействии кластеры  $3q$  и  $3\bar{q}$  уже присутствуют в начальном состоянии и за счет обмена глюоном могли бы переходить в цветовой диполь  $(3q)_8 - (3\bar{q})_8$ . При этом в прямом канале возможно образование  $U/M$ -резонансов без странных кварков или со скрытой странностью. Странные резонансы  $U/M_s$  могли бы, например, образовываться в реакции типа  $\bar{p}p \rightarrow K + U/M_s$ .

#### 4. Кварк-глюонные аспекты взаимодействия антинуклонов с ядрами.

В исследовании взаимодействий антипротонов с ядрами можно выделить два круга проблем. К первому кругу относятся такие традиционные для ядерной физики вопросы, как изучение динамики взаимодействия и проверка применимости различных моделей адрон-ядерного рассеяния к описанию антипротонных данных. Задачи второго круга связаны со специфическими явлениями, возникающими при аннигиляции антипротонов в ядерной материи. Поскольку при этом выделяется большая энергия ( $\approx 2$  ГэВ) в сравнительно малом объеме ( $\approx 1$  фм<sup>3</sup>), то сразу возникает интересный вопрос о возможности образования «горячих капель» ядерной или адронной материи или кварк-глюонной плазмы. Кварк-глюонные степени свободы могут оказаться также существенными и при описании таких реакций, которые не могут идти на свободных нуклонах, но происходят при взаимодействии с ядром. Примерами таких реакций могут служить впервые рассмотренные Б. М. Понтекорво процессы одномезонной и безмезонной аннигиляции антипротона на ядрах типа  $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$  и  $\bar{p} + {}^3\text{He} \rightarrow p + n$  [214].

Так как традиционная проблематика довольно полно обсуждалась в уже имеющейся обзорной литературе (см., например, [73, 215–219]), мы коснемся в этой главе только некоторых вопросов, где ожидается возникновение нетривиальных эффектов в аннигиляции  $\bar{p}$  на ядрах.

**4.1. Странные частицы как сигналы возможного образования «горячих капель» ядерной материи или кварк-глюонной плазмы.** Аннигиляция антипротонов на ядрах происходит главным образом на периферии ядра, где создается как бы «пучок» из 5–6  $\pi$ -мезонов с энергиями в районе  $\Delta_{33}$ -резонанса. Родившиеся мезоны проникают в ядро. Как показывают расчеты по каскадным моделям [220, 221], доля  $\pi$ -мезонов, испытавших вторичное взаимодействие, составляет 40–50%. Реакции поглощения и квазиупругого рассеяния аннигиляционных  $\pi$ -мезонов приводят к передаче ядру значительной энергии. Так при аннигиляции антипротонов с энергией 50 МэВ на ядрах  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{208}\text{Pb}$  средняя переданная энергия составляет 350 и 730 МэВ [220].

Как же распределяется это значительное количество энергии в ядре? Происходит ли «термализация» всего ядра или «разогреваются» только небольшие локальные области вблизи точки аннигиляции? На этот счет существуют разные точки зрения. Мы разберем один из возможных сценариев, который обсуждается в работах [222–224].

Предполагается, что аннигиляция приводит к образованию файерболла — сгустка высоковозбужденной ядерной материи с барионным за-

рядом  $B=0$ . Распад этого фэйрбола на мезоны, в основном, и определяет множественность мезонов и их спектры. Однако существует некоторая вероятность того, что до распада аннигиляционный фэйрбол сможет поглотить один или несколько нуклонов, находящихся поблизости от точки аннигиляции. При этом образуются кварк-глюонные пузырьки с отличным от нуля барионным зарядом. Их можно отождествлять с высоковозбужденным многокварковым мешком. Внутри мешка кварки и глюоны образуют жидкость из фермионов и бозонов. Начиная с  $B=3$  можно уже пренебрегать эффектами конечных размеров мешка и считать параметры пузырьков параметрами кварк-глюонной плазмы. Температура кварк-глюонной капли оценивается в  $T \approx 160$  МэВ и она должна слабо зависеть от  $B$ . Время жизни такого фэйрбола оценивается в  $\tau \approx 4 \cdot 10^{-23}$  с, в нем за счет реакций  $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$  и  $gg \rightarrow s\bar{s}$  образуется примесь странных кварков, которая примерно в 2–5 раз превышает примесь моря странных кварков в нуклоне. Таким образом, усиление выхода странных частиц в аннигиляции на ядрах по сравнению с аннигиляцией на свободных нуклонах считается одним из основных признаков образования кварк-глюонных капель. Так в [223] предсказывалось, что отношение  $K^+/\pi$  возрастает в три раза, выход странных барионов достигает 10% от полной вероятности аннигиляции и т. д. Тем не менее следует отметить, что в модели имеется неопределенность, связанная с невозможностью надежно оценить вероятность образования фэйрбола.

Как соотносятся выводы модели фэйрболов с экспериментом? Результаты, полученные на LEAR, не подтверждают предсказание о росте отношения  $K^+/\pi$ , которое практически не меняется при аннигиляции на разных ядрах вплоть до свинца [225]. Однако в эксперименте PS 179 было зарегистрировано необычно большое образование  $\Lambda$ -гиперонов в аннигиляции антипротонов на ядрах неона и гелия при низких энергиях ( $p_L \leq 600$  МэВ/с) [226]. При таких энергиях невозможно образование  $\Lambda$  на одном нуклоне, поскольку порог реакции  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\Lambda$  составляет  $p_L = 1435$  МэВ/с.

Тем не менее оказалось, что при аннигиляции в неоне  $\Lambda$ -частиц рождается почти в два раза больше, чем  $K_S^0$ -мезонов. Отношение  $R$  сечений рождения  $\Lambda$  и  $K_S^0$  есть  $R = 2,3 \pm 0,7$  при 600 МэВ/с [226]. Даже остановившиеся антипротоны с большой вероятностью рожают  $\Lambda$  (величина  $R$  на пороге есть  $R(\Lambda/K_S^0) = 1,1 \pm 0,2$  [226]). Аналогичное усиление рождения  $\Lambda$ -гиперонов наблюдалось при аннигиляции антипротонов в тантале при 4 ГэВ/с [227].

Анализ этих результатов, проведенный в работах [228], показал, что повышенный выход  $\Lambda$  можно объяснить, если предположить, что они образуются в реакциях перераспределения аннигиляционных мезонов.

Если же предположить, что все  $\Lambda$ -частицы в экспериментах [226] образовались только за счет испарения фэйрболов с  $B=0$ , то можно получить ограничение на верхний предел вероятности образования подобных фэйрболов. В случае  $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции этот предел оказывается  $\approx 18\%$  [229].

Другая аномалия, связанная с образованием странных частиц в  $\bar{p}A$ -взаимодействиях, была обнаружена еще в 1973 г. [230]. Оказалось, что импульсный спектр протонов спектаторов в реакции  $\bar{p} + d \rightarrow p_s + K\bar{K} + \pi N$  довольно сильно отличается от чисто хьюлленовского распределения (рис. 13). Примечательно, что этот сигнал почти полностью исчезает, если не использовать  $K\bar{K}$ -триггер. Теоретический анализ, проведенный в [231], показал, что этот эффект нельзя объяснить за счет перераспределения пионов и каонов (см. также [232]). К сожалению, сам факт наличия столь сильного искажения импульсного спектра нуклонов-спектаторов не был проверен в других экспериментах.

Итак, сильное перерасcеяние продуктов аннигиляции в ядре приводит к ряду интересных эффектов — например, к обильному рождению  $\Lambda$ -частиц. Эту особенность  $\bar{p}A$ -аннигиляции использовали в опытах [233]

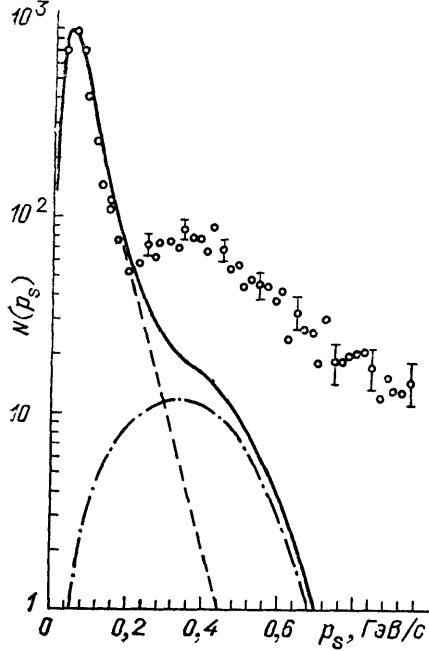


Рис. 13 Импульсный спектр протонов спектров в реакции  $\bar{p} + d \rightarrow p_S + K\bar{K} + N\pi$  [230]. Штриховая и штрихпунктирная кривые описывают вклады импульсного приближения (полюсная диаграмма) и механизма с перерасcеянием мезонов в конечном состоянии (треугольная диаграмма). Сплошная кривая — когерентная сумма этих вкладов [231]

по образованию тяжелых гиперядер. Оказалось, что тяжелые гиперядра (Bi, U) могут образовываться с вероятностью до  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  на акт аннигиляции.

В принципе, аналогичные явления могут происходить при аннигиляции антипротонов более высокой энергии, достаточной для образования, например, D-мезонов или  $J/\psi$ -частиц. Перерасcеяние чармованных частиц должно приводить к рождению  $\Lambda_c^+$ -гиперона, а он имеет возможность связаться в ядре и образовать суперядро [234], подобно тому как  $\Lambda$ -гиперон, рожденный в перерасcеянии аннигиляционных мезонов, связывается в гиперядро. Поиск суперядер в антипротон-ядерной аннигиляции представляет одну из интересных задач для комплексов типа SUPERLEAR.

**4.2. Одномезонная и безмезонная аннигиляция.** Еще в 1956 г., спустя всего лишь полгода после открытия антипротона, Б. М. Понтекорво обратил внимание [214] на возможность существования необычных реакций аннигиляции, запрещенных на свободном нуклоне, но могущих происходить на нуклонах, связанных в ядрах. К таким процессам относится аннигиляция, сопровождающаяся появлением только одного мезона в конечном состоянии, например,

$$\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p, \quad (4.1)$$

$$\bar{p} + d \rightarrow K^+ + \Sigma^-, \quad (4.2)$$

$$\bar{p} + d \rightarrow K^0 + \Lambda \quad (4.3)$$

или аннигиляция совсем без каких-либо мезонов в конечном состоянии:

$$\bar{p} + {}^3\text{He} \rightarrow p + n, \quad (4.4)$$

$$\bar{n} + {}^3\text{He} \rightarrow p + p. \quad (4.5)$$

К сожалению, приходится констатировать, что в настоящее время процессы Понтекорво изучены слабо. Имеются только данные для относительных вероятностей аннигиляции остановившихся антипротонов  $W(\pi^- p) = (0,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-8}$  [232] и  $W(\pi^- p) = (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$  [235]. На относительную вероятность реакции (4.2) имеется только верхнее ограничение:  $W(K^+ \Sigma^-) < 8 \cdot 10^{-8}$ . Реакции безмезонной аннигиляции (4.4) — (4.5) пока не наблюдались.

Интерес к изучению процессов Понтекорво обусловлен прежде всего тем, что они должны быть чувствительны к высокоимпульсной компоненте  $k > m_N$  волновой функции ядра  $\Psi(k)$ , где могут играть существенную роль кварк-глюонные степени свободы (см., например, [236]). Проиллюстрируем это утверждение на примере двухступенчатого механизма, описываемого треугольной диаграммой рис. 14. При аннигиляции антипротона на каком-либо нуклоне дейтрона образуются два энергичных пи-мезона с импульсами  $k \approx m_N$ , один из которых поглощается затем вторым нуклоном. Такой процесс не может идти с сохранением энергии-импульса на каждом этапе, виртуальность частиц в промежуточном состоянии велика ( $> m_N$ ), и поэтому амплитуда реакции должна быть чувствительна к малым межунонным расстояниям  $r \ll 1/m_N$  в дейтроне. Конкретные расчеты [236] количественно подтверждают эти соображения.

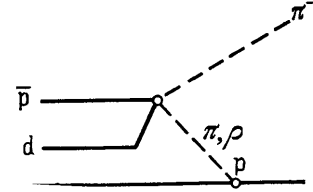


Рис. 14. Двухступенчатый механизм (треугольная диаграмма) реакции  $\bar{p}d \rightarrow \pi^- p$

Вероятность реакции (4.1), вычисленная для реалистических волновых функций дейтрона и дипольного формфактора вершины  $\pi NN$ , оказывается порядка  $10^{-7} - 10^{-6}$ , т. е. меньше экспериментального значения. Вклады от поглощения  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов оказываются малыми по сравнению с вкладом диаграммы с поглощением  $\pi$ -мезонов и не могут поправить положение.

Одна из возможных гипотез состоит в том, что наличие кварковых степеней свободы в дейтроне должно привести к увеличению  $\psi_d(k)$  при больших  $k$  из-за туннелирования кварков между нуклонными мешками, которое приводит к отличию  $\psi_d(r)$  от нуля на малых расстояниях [236]. Если это так, то относительные вероятности реакций (4.2) и (4.3) должны быть на уровне  $W(\bar{p}d \rightarrow K^+\Sigma^-) = 8 \cdot 10^{-9}$  и  $W(\bar{p}d \rightarrow K^0\Lambda) = 3 \cdot 10^{-7}$ . Эти результаты сильно отличаются от предсказаний работы [224], в которой вероятность реакций (4.2) и (4.3) была рассчитана в рамках модели испарения фибробола с ненулевым барионным зарядом и получено, что  $W(\bar{p}d \rightarrow K^+\Sigma^-) = (7,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-6}$ , а  $W(p d \rightarrow K^0\Lambda) = (8,1 \pm 0,9) \cdot 10^{-6}$ .

С. Бродский [237] предложил использовать реакцию Понтекорво (4.1) для проверки предсказаний пертурбативной КХД. Полагая, что амплитуду (4.1) можно представить в виде произведения амплитуды жесткого соударения кварков и соответствующих структурных функций, определяющих распределение валентных кварков в сталкивающихся адронах, можно получить по правилам кваркового счета, что

$$\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}d \rightarrow \pi^- p) = \frac{1}{(p_T^2)^{12}} f(\theta_{c.m.}), \quad (4.6)$$

где  $f(\theta_{c.m.})$  — некоторая функция угла рассеяния. Поскольку в области энергий  $\approx 1$  ГэВ трудно ожидать применимости правил кваркового счета, предполагается использовать формализм приведенных КХД-амплитуд, который, как аргументируется в [237], правильно описывают кварк-глюонную динамику процесса, начиная с  $p_T \geq 1$  ГэВ.

Реакции Понтекорво надо рассматривать как удобный инструмент для изучения высокоимпульсной компоненты волновых функций ядер. Большая программа экспериментальных исследований реакций Понтекорво запланирована на LEAR на установке OBELIX [29].

**5. Перспективы физических исследований на пучках антипротонов низких и средних энергий.** Перспективы развития антипротонных колец и возможные программы физических исследований на них широко обсуждаются [14–17]. С 1988 г. в ЦЕРН начался второй этап эксперимен-

тов на улучшенном пучке антипротонов (см. введение). Исследования проводятся на установках нового поколения — больших  $4\pi$ -детекторах, предназначенных для прецизионных измерений различных эксклюзивных (в том числе и многочастичных) каналов взаимодействия антипротонов с протонами и ядрами. Рассмотрим вкратце некоторые основные пункты программы новых экспериментов, а также предложения дальнейших исследований (см. [14—17, 238—241]).

**5.1. Опыты с мечеными каонами для проверки дискретных симметрий (CP, CPT, T и  $\Delta S = \Delta Q$ ).** Высокая интенсивность пучков антипротонов, которая достижима на LEAR после реконструкции ( $\approx 3 \cdot 10^6$   $\bar{p}$ /с), позволяет провести ряд прецизионных измерений параметров нарушения CP- и T-инвариантности в распадах каонов, образующихся в реакциях аннигиляции

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-, K^0 K^- \pi^+. \quad (5.1)$$

Относительный выход таких реакций составляет  $\approx 0,2\%$  полной вероятности аннигиляции. Знак заряженного каона однозначно указывает, произошло ли образование  $K^0$  или  $\bar{K}^0$ . Измерение импульсов и энергий  $K^\pm$ - и  $\pi^\pm$ -мезонов позволяет надежно идентифицировать реакцию и определить импульсы  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -мезонов [242].

Такая методика «мечения» каонов исключительно удобна для опытов по измерению параметров нарушения CP, поскольку  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  содержат одинаковые примеси  $K_L$  и  $K_S$ . В обычных экспериментах  $K^0$ -мезоны получаются в адрон-ядерных столкновениях, и до детектора долетают в основном  $K_L$ -мезоны.

Зная зависимость отношений вероятностей распадов  $K^0/\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  и  $K^0/\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  от времени пролета нейтрального каона, можно определить параметры

$$\eta_{+-} = K_L/K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- = \varepsilon + \varepsilon' \quad \text{и} \quad \eta_{00} = K^0/\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 = \varepsilon - 2\varepsilon'.$$

Согласно оценке [242] по анализу  $10^{13}$  событий аннигиляции покоящихся антипротонов можно надеяться даже несколько улучшить точность определения отношения  $|\varepsilon'/\varepsilon|$  и модуля разности фаз  $\Phi_{+-} - \Phi_{00}$  (табл. VII).

Таблица VII. Достижимые точности проверки дискретных симметрии в опытах с «мечеными» каонами (см. [239, 245]) ( $\tau_+ \equiv \tau(K^+)$ ,  $\tau_- \equiv \tau(K^-)$ )

Параметр	Нарушение	Ограничение	
		а) имеется	б) ожидается
$ \tau_+ - \tau_- / \tau_+ + \tau_- $	CPT	$(1,1 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
$\delta(M_L - M_S)/ M_L - M_S $	CPT	$4,1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
$\Phi_{00} - \Phi_{+-}$	CPT	$(10 \pm 5)^\circ$	$< 1^\circ$
$\varepsilon'/\varepsilon$	CP	$(3,2 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$
$ \eta_{+-} ^2$	CP	$< 1,2 \cdot 10^{-1}$	$< 10^{-3}$
$ \eta_{00} ^2$	CP	$< 10^{-1}$	$< 10^{-3}$
$\text{Re } X$	$\Delta S = \Delta Q$	$< 2 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-4}$
$\text{Im } X$	$\Delta S = \Delta Q$	$< 2,6 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-4}$
$K^+ e^+ / K^- e^-$	T, CPT	—	$10^{-3}$
$(\bar{p}p \rightarrow K^+ e^+ X; K^- e^- X)$	или $\Delta S = \Delta Q$		

CPT-инвариантность позволяет связать фазы  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$  с другими наблюдаемыми параметрами  $\arg \varepsilon = \arctg[2(m_L - m_S)/(\Gamma_L - \Gamma_S)] \approx 43,74^\circ \pm \pm 0,14^\circ$  и  $\arg \varepsilon' = \delta_2 - \delta_0 + \pi/2 \approx 44,7^\circ \pm 4,6^\circ$  [243—244]. Поэтому указан-



ный эксперимент позволит также получить новые ограничения на параметры нарушения СРТ-инвариантности. Как известно (см., например, [239]), вне зависимости от того, нарушается ли СРТ или нет, измеренные величины фаз в распаде  $K_L \rightarrow 2\pi$  в силу условия унитарности указывают на нарушение Т-инвариантности в системе  $K^0 - \bar{K}^0$ .

Прямую проверку Т-нарушения предлагается осуществить путем сравнения вероятностей переходов  $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$  и  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  в реакциях

$$\begin{aligned} \bar{p}p &\rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-, \\ &\quad \downarrow \\ &\quad K^0 \rightarrow (\pi^- e^+ \nu) K^+ \pi^-, \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} \bar{p}p &\rightarrow K^0 K^- \pi^+, \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \bar{K}^0 \rightarrow (\pi^+ e^- \bar{\nu}) K^- \pi^+. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Идея основывается на правиле  $\Delta S = \Delta Q$ , которое запрещает распады  $K^0 \rightarrow (\pi^+ e^- \bar{\nu})$  и  $\bar{K}^0 \rightarrow (\pi^- e^+ \nu)$ . При этом ненулевая разность вероятностей (5.2) и (5.3) была бы прямой мерой Т-нарушения. Интересно, что по величине эффекта и его временной зависимости можно было бы также установить, нарушается ли СРТ-инвариантность или правило отбора  $\Delta S = \Delta Q$ .

**5.2. Проверка СРТ-инвариантности в системе  $p - \bar{p}$ .** Наилучшее ограничение на масштаб возможного нарушения СРТ-инвариантности следует из разности  $K_L$ - и  $K_S$ -мезонов: собственные значения масс  $K^0 - \bar{K}^0$  могут отличаться на величину  $\Delta m/m \leq 6 \cdot 10^{-19}$  [245]. Тем не менее фундаментальная важность СРТ-инвариантности требует улучшения точности ее проверки также в барионных системах, где существующий верхний предел на параметр нарушения СРТ, следующий из разности масс  $p$  и  $\bar{p}$ , равен  $6 \cdot 10^{-5}$  [245]. Для улучшения этого предела на LEAR предложено 3 эксперимента: PS-189, PS-196 и PS-200 [246].

В двух экспериментах по высокочастотному определению отношения инертных масс  $\bar{p}/p$  будут сравниваться циклотронные частоты антипротонов и протонов (или  $H^-$ -атомов), вращающихся в сверхпроводящем магнитном поле. В эксперименте PS-189 используется радиочастотный масс-спектрометр диаметром около 1 м. Считается, что естественная ширина линии не превысит  $10^{-6} \nu_c$ . При ожидаемой точности определения центра пика  $\approx 10^{-3}$  можно будет сравнить массы  $\bar{p}$  и  $p$  с точностью до  $10^{-9}$ .

Такой же предел на  $\Delta m/m$  надеются получить в эксперименте PS-196, использующем новую технологию магнитных ловушек. Ранее в эксперименте с ультрахолодными протонами таким способом была достигнута естественная ширина линии  $\sim 10^{-9} \nu_c$ . Успех данного эксперимента зависит от того, удастся ли разработать технику охлаждения  $\bar{p}$  до энергий  $\sim 10^{-3}$  эВ и их захвата в ловушку.

В эксперименте по определению гравитационной массы антипротона (PS-200) используется магнитная ловушка. Антипротоны с энергией  $\sim 10^{-3}$  эВ, захваченные в ловушку, будут затем запускаться вертикально вверх в дрейфовую трубку. Время пролета  $\bar{p}$  по высоте, которое зависит от начальной скорости и гравитационной силы, будет сравниваться с временем пролета ионов  $H^-$ . Для ожидаемой точности сравнения  $\sim 1\%$  нужно запустить в трубку  $\sim 10^6 - 10^7$   $\bar{p}$  и  $H^-$ . Такой точности будет достаточно, чтобы получить новые ограничения на массу и константу взаимодействия «гравифотона» — гипотетической частицы, являющейся суперсимметричным партнером гравитона. Наличие такого «гравифотона» давало бы дополнительное короткодействующее притяжение  $\bar{p}$  к Земле и отталкивание  $p$  от Земли (см. также [240]).

**5.3. Антиводород.** В последнее время широко обсуждается идея Г. И. Будкера и А. Н. Скринского [247] о создании и исследовании в лабораторных условиях простейшего атома антивещества — атома антиводорода ( $e^+\bar{p}$ ) [248–250]. Основная трудность на пути реализации этого предложения связана с тем, что полученные плотности античастиц пока низки. Среди нескольких проектов [248] формирования атомов  $\bar{H}$  наибольшими достоинствами обладает схема, аналогичная той, что применяется для электронного охлаждения протонного пучка (с заменой  $e^-$  на  $e^+$  и  $p$  на  $\bar{p}$ ). При имеющихся сейчас интенсивностях пучков антипротонов и позитронов скорость образования атомов  $\bar{H}$  путем спонтанного радиационного захвата  $e^+\bar{p} \rightarrow \bar{H} + \gamma$  составляет всего несколько атомов в час [251]. Поэтому было предложено [252] индуцировать захват действием лазерного луча. Скорость формирования  $\bar{H}$  может возрасти при этом до тысячи атомов в секунду [248–250], а по наиболее оптимистическим оценкам и до  $10^6$  ат/с [251].

Обсуждается обширная программа физических исследований, связанных с антиводородом [248–250]. Среди них — измерения фундаментальных спектроскопических характеристик: постоянной Ридберга, лэмбовского сдвига  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ , сверхтонкого расщепления  $2S$ - и  $2P$ -состояний, времени жизни уровней. Цель этих работ — проверка фундаментальных симметрии. Кроме того, планируется гравитационные эксперименты с антиводородом, а также использование пучков антиводорода для получения поляризованных антипротонов [248–250]. В более отдаленной перспективе намечается изучать  $H - \bar{H}$  взаимодействие и, в частности, дать ответ на вопрос о существовании метастабильного состояния в этой системе [253, 254]. Успех в экспериментах с антиводородом сильно зависит от возможности достичь необходимой вероятности формирования атомов  $\bar{H}$ . Для изучения скорости формирования  $\bar{H}$  на LEAR предложено изучать радиационный захват позитронов антипротонами [251].

**5.4. Поиск и исследование экзотических адронов.** Антипротонные пучки открывают ряд новых возможностей в исследовании экзотических адронов с массами  $\approx 1\text{—}2$  ГэВ: глюболов, смешанных состояний типа  $\bar{q}qg$  и многокварковой экзотики типа  $q^2 - \bar{q}^2$  и т. п. (см. [239]). Одно из главных преимуществ  $\bar{p}p$ -канала — это возможность изучать такие состояния при известных квантовых числах начального состояния, когда аннигиляция происходит из  $S$ - или  $P$ -уровней  $\bar{p}p$ -атома (см. раздел 2). При этом выбор различных конечных состояний позволяет сильно варьировать фоновые условия. Рассмотрим, например,  $S$ -волновую  $\bar{p}p$ -аннигиляцию по каналам  $\pi^0\pi^0\eta$  (1) и  $\pi^0\pi^0\Phi$  (2) [239]. В реакции (1) квантовые числа конечного состояния должны быть  $J^{PC} = 0^{-+}$ ,  $I^G = 0^{++}$  или  $1^-$  (состояние  $\pi^0\pi^0\eta$  не может иметь квантовые числа  $1^{--}$ ). Если в системе  $\pi^0\eta$  имеется экзотический резонанс с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{-+}$ , то его отделение от фона будет облегчено. Действительно, состояния  $2^{++}$  и  $3^{-+}$  в каналах  $\pi\pi$  и  $\pi\eta$  (где есть резонансы  $f$ ,  $f'$ ,  $A_2$  и т. п.) должны образовываться в  $D$ -волне по отношению к третьему мезону и по всей видимости, будут подавлены. При этом вклад состояния  $0^{++}$  в спектр масс, где есть сравнительно узкий резонанс  $\delta(960)$ , можно будет легко отличить от вклада ожидающегося более тяжелым резонанса  $1^{-+}$  (один резонанс в системе  $\pi^0\Phi$  уже найден; см. [201]).

Поиски резонансов в системе  $\pi^0\Phi$  в реакции (2) облегчаются тем, что удастся избежать большого фона от состояния  $\pi\rho$ . Изучение канала  $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\eta\Phi$  весьма интересно в связи с поисками глюболов в спектре масс  $\eta\Phi$  с квантовыми числами  $I^G = 0^{-}$  и  $J^{PC} = 1^{+-}$ ,  $0^{--}$ ,  $1^{--}$ ,  $2^{--}$  и т. п.

В  $\bar{p}p$ -аннигиляции можно ожидать большой вероятности образования экзотических состояний  $q^2 - \bar{q}^2$  хотя бы потому, что оба дикварка

уже заранее заготовлены. Вклад таких резонансов должен существенно влиять на  $\bar{p}p$ -взаимодействие в S-канале [136].

Ожидается также, что  $\bar{p}p$ -аннигиляция должна быть хорошим источником глюболов и гибридов  $\bar{q}qg$  (см. [185, 239], а также раздел 3.4).

Ряд экспериментов будет посвящен изучению спиновых эффектов в  $\bar{N}N$ -взаимодействии [255–256], а также исследованиям на пучке анти-нейтронов [257].

**5.5. Более отдаленные перспективы, связанные с интенсивными пучками  $\bar{p}$  в области импульсов 2–60 ГэВ/с.** Дальнейшие перспективы в исследованиях на пучках антипротонов связываются с увеличением энергии пучков выше порога образования чармония ( $p \geq 4\text{--}5$  ГэВ/с) или боттомия ( $p \geq 60$  ГэВ/с). В литературе обсуждалось несколько предложений соответствующих установок:

1. SUPERLEAR — накопительное кольцо для антипротонов с импульсами от 2 до 10 ГэВ/с, светимостью  $L \approx 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ,  $\Delta p/p \approx 10^{-3}\text{--}10^{-4}$  [241].

2. SUPERLEAR-2- $\bar{p}p$  — коллайдер с энергией до  $10 \times 10$  ГэВ,  $L \approx 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  [241].

3. Проект Fermilab.  $E(\bar{p}) = 2\text{--}8$  ГэВ,  $N_{\bar{p}} \approx 5 \cdot 10^7 \text{ } \bar{p}/\text{с}$ ,  $\Delta p/p \approx 10^{-5}$  [16].

4. Предложение Европейской адронной фабрики (EHF) — выведенный пучок антипротонов с импульсами 3–10 ГэВ/с,  $N_{\bar{p}} \sim 3 \cdot 10^9 \text{ } \bar{p}/\text{с}$ ,  $\Delta p/p \approx 5 \cdot 10^{-2}$  [258].

5. Предложение ИТЭФ — ускорительное кольцо протонов и антипротонов на энергию до 40–50 ГэВ,  $N_{\bar{p}} \approx 10^7 \text{ } \bar{p}/\text{с}$ ,  $\Delta p/p \approx 10^{-5}$  [238].

Ввод в действие установок такого типа, обладающих высоким разрешением по энергии ( $10^{-4}\text{--}10^{-5}$  и лучше), позволило бы осуществить новый этап в развитии спектроскопии тяжелых кваркониев  $\bar{c}c$  и  $\bar{b}b$  (см. [238, 239, 241]). Такие установки позволили бы, например:

а) наблюдать и исследовать узкие уровни чармония  $1^{+-}$  ( $^1P_1$ ),  $2^{--}$  ( $^3D_2$ ),  $2^{-+}$  ( $^1D_2$ ), изучение которых недоступно на  $e^+e^-$ -коллайдерах;

б) более точно измерить полные ширины всех узких состояний чармония ( $\Delta M < 50 \text{ кэВ}$ );

в) измерить вероятности различных мультипольных переходов в радиационных распадах чармония. Например, в распаде  $2^{-+} \rightarrow 1^{--}$  можно по измерению угловых распределений  $\gamma$ -квантов отделить вклады мультиполей M1, E2 и M3;

г) проводить исследования спектров мезонов и барионов с тяжелыми кварками;

д) осуществлять поиск и исследование тяжелых узких экзотических резонансов типа  $\xi$  (2220),  $U/M_s$  (3100), а также глюболов и гибридных состояний.

Новые возможности открывались бы и в исследовании дискретных симметрии. Например, на установке SUPERLEAR-2 можно было бы изучать параметры CP- и CPT-нарушения в системе  $\Lambda\text{--}\bar{\Lambda}$ , образованной в реакции  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  (сравнение времен жизни  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ , а также параметров асимметрий их распадов  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  по каналам  $p\pi^-$  и  $\bar{p}\pi^+$ ). Симметричное образование  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в  $\bar{p}p$ -коллайдере позволило бы уменьшить систематические ошибки и довести точность измерений до уровня  $10^{-4}$ . Оптимальные импульсы пучков для этих экспериментов находятся в интервале 2–3 ГэВ/с [241]. При светимости установки  $L \approx 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  можно получить  $10^6$  событий реакции  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda}$  в сутки. Эксперимент, проведенный на имеющемся пучке при 1,546 ГэВ/с, показал принципиальную

осуществимость этого предложения и дал следующий результат  $\bar{A} = (\alpha + \bar{\alpha})/(\alpha - \bar{\alpha}) = -0,023 \pm 0,05$  [259].

Как было отмечено в работе [260], измерение асимметрии  $A = k([pq] - [\bar{p}\bar{q}])$  в реакции  $p(k) + \bar{p}(-k) \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda} \rightarrow \pi^- + p + \pi^+ + \bar{p}$ , где  $p$  и  $q$  — импульсы протона и пиона, на уровне  $10^{-4}$  могло бы оказаться важным для проверки моделей нарушения СР-инвариантности (см., однако, более осторожное высказывание в работе [238]).

Существенный прогресс мог бы быть достигнут и в решении ряда других проблем КХД. Здесь помимо изучения свойств тяжелых кварко-ниев и экзотических адронов можно было бы исследовать такие динамические предсказания КХД, как степенные законы убывания с импульсом сечений жестких эксклюзивных процессов, наличие амплитуд, нарушающих киральную симметрию и т. п. (подробнее см. в [238–241]).

Только краткий перечень далеко не всех возможностей, которые бы открылись при осуществлении предлагаемых проектов новых ускорителей антипротонов на промежуточные энергии, показывает их исключительно большой исследовательский потенциал. Поскольку предлагаемые антипротонные кольца позволили бы достигнуть разрешения по массе, по крайней мере в 100 раз превышающее то, которое имеется на современных ускорителях, не исключено, что в экспериментах на таких установках могут получиться неожиданные результаты, которые будут иметь существенное значение для последующего этапа развития физики частиц и ядерной физики.

Авторы благодарны Л. Б. Окуню, который инициировал написание данного обзора, за многочисленные полезные обсуждения. Мы также признательны Л. И. Богдановой, М. Б. Волошину, К. Гуаральдо, Б. Л. Иоффе, А. Е. Кудрявцеву, Р. Ландуа, А. Л. Любимову, Г. Пираджино, Ю. А. Симонову и К. А. Тер-Мартirosяну за полезные обсуждения ряда затронутых здесь вопросов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Chamberlain O. et al.//Phys. Rev. 1955. V. 10. P. 947.
2. Armenteros R., French B.//High Energy Physics/Ed. E. H. S. Burhop.—New York: Academic Press, 1969.
3. Maglic B. C. et al.//Phys. Rev. Lett. 1961. V. 7. P. 178.
4. D'Andl C. et al.//Phys. Lett. 1965. V. 17. P. 347.
5. Armenteros R. et al.//Proc. of the Sienna Conference on Elementary Particles.—Sienna, Italy, 1963.—V. 1. P. 287.
6. Armenteros R. et al.//Phys. Lett. 1964. V. 9. P. 207.
7. Gelfand N. et al.//Phys. Rev. Lett. 1963. V. 11. P. 436, 438.
8. Duboc J. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1972. V. 46. P. 429.
- Armenteros R. et al.//Proc. of the 1962 Intern. Conference on High Energy Physics.—Geneva: CERN, 1962.—P. 295.
- Bettini A. et al.//Nuovo Cimento. 1965. V. 38. P. 1495.
- Baillon P. et al.//Ibidem. Ser. A. 1967. V. 50. P. 393.
9. Defoix C. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1968. V. 28. P. 353.
10. Day T. B., Snow G. A., Sucher J.//Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. P. 61.
- [11] Шапиро И. С.//УФН. 1973. Т. 109. С. 431.
12. Шапиро И. С.//УФН. 1978. Т. 125. С. 577.
13. Wohl C. B. et al. Preprint LBL-91, revised UC-349 —Berkeley, California, 1987.
14. Proc. of the 2nd Workshop on Physics at LEAR.—Erice, Italy, 1982/Eds U. Gastaldi, R. Klapisch.—New York: Plenum Press, 1984.—P. 747.
15. Proc. of the 3rd LEAR Workshop on Physics with Antiprotons at LEAR in the ACOL Era, Tignes, 1985/Eds U. Castaldi et al.—Gif-sur-Yvette: Editions Frontieres. 1985.
16. Proc. of the 1st Workshop on Antimatter Physics at Low Energy.—Fermilab, 1986.
17. Proc. of the 4-th LEAR Workshop on Physics at LEAR with Low Energy Antiprotons. Villars-sur-Ollon, Switzerland, 1987/Eds C. Amsler et al.—Hardwood: Academic Publ., 1988.
18. Flaminio V. et al.//Preprint CERN-HERA/84-OL—Geneva, 1984.
19. Lee T. D., Yang C. N.//Nuovo Cimento. 1956. V. 3. P. 749.

20. Timmers P. H., van der Sanden W. A., de Swart J. J.//Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 29. P. 1928.
- [21] Grach I. L., Kerbikov B. O., Simonov Yu. A.//Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 208. P. 309.
22. Bug D. V. et al.//Ibidem. 1987. V. 194. P. 563.
23. Brückner W. et al.//Ibidem. V. 197. P. 463.
24. Armstrong T. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1987. V. 36. P. 659.
25. Кондратюк Л. А., Сапожников М. Г.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 89.
26. Chesquire G.//Proc. of the Symposium on NN Interaction. Lublice, Prague, 1974. CERN Report No. 74-18.—Geneva, 1974.—P. 436.
27. McGaughey P. L. et al.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 2156.
28. Amsler C.//Proc. of the 8th European Symposium on NN Interaction. Thessaloniki.—Singapore: World Scientific, 1986.—P. 159.
29. Armenteros R. et al — Preprint CERN-PSCC/86-4.— Geneva, 1986.
30. Adiels L. et al.//Zs. Phys. Kl. C. 1987. Bd. 35. S. 15.
- [31] Brückner W. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 169. P. 302.
32. Weise W.//[17].—P. 287.
33. Mutchler G. S. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1988. V. 38. P. 742.
34. Auld E. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1978. V. 77. P. 454.
- Gorringe T. P. et al.//Ibidem. 1985. V. 162. P. 71.
- Simons L. M.//In [17].—P. 703.
- Ziegler M. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 206. P. 151.
35. Deser S. et al.//Phys. Rev. 1954. V. 96. P. 774.
- Jackson J. D. et al.//Nuovo Cimento. 1958. V. 9. P. 835.
36. Brückner W. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 158. P. 180.
37. Brückner W. et al.//[17].—P. 277.
38. Linssen L. et al.//Nucl. Phys. Ser. A. 1987. V. 469. P. 726.
39. а) Kerbikov B. O., Simonov Yu. A. Preprint ITEP-38.—Moscow, 1986.  
б) Грач И. Л., Кербиков Б. О., Симонов Ю. А.//ЯФ. 1988. Т. 48. С. 956.
40. Kerbikov B. O. Preprint ITEP-152 —Moscow, 1988.
- [41] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.—М.: Наука, 1974.
42. Schwinger J.//Phys. Rev. 1950. V. 78. P. 135.
- Мур В. Д., Кудрявцев А. Е., Попов В. С.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 1417.
43. Cote J. et al.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1319.
44. Moussalam R.//Nucl. Phys. Ser. A. 1983. V. 407. P. 413; 1984. V. 429. P. 429.
45. Dover C. B., Richard J. M.//Phys. Rev. Ser. C. 1980. V. 210. P. 1466.
46. Mahalanabis J., Pirner H. J., Shibata T.-A.//[17].—P. 235; Preprint CERN-TH.4833.— Geneva, 1987.
47. Kohler Th. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 176. P. 327.
48. Rohmann D. et al.//Zs. Phys. Kl. A. 1986. Bd 325. S. 261.
49. а) Poth H. et al.//[217].  
б) Batt y C. J.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 189. P. 393.
50. Kudryavtsev A. E., Markushin V. E. Preprint ITEP-179.— Moscow, 1985.
- [51] Lagu A. V.//[17].—P. 251.
52. Brückner W. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 166. P. 113.
53. Barnes P. D. et al.//Ibidem. 1987. V. 189. P. 249.
- Frankenberg R. von.//[17].—P. 347.
54. а) Tabakin R., Eisenstein R. A.//Phys. Rev. Ser. C. 1985. V. 31. P. 1857.  
б) Kohno M., Weise W.//Phys. Lett. 1986. V. 179. P. 15; 1988. V. 206. P. 584.  
в) Hippchen Th. et al.//[17].—P. 371.
- Lafrance P. et al.//Ibidem. P. 375.
55. Burkhardt M., Dilling M.//Phys. Rev. Ser. C. 1988. V. 37. P. 1362.
- Alberg M. A., Henley E. M., Wilets L.//Ibidem. V. 38. P. 1506.
56. Timmermans R. G. E., Rijken T. A., de Swart J. J.//[17].—P. 357.
57. Kudryavtsev A. E., Samoilov V. M.//Preprint ITEP-121.— Moscow, 1988.
58. Далькаров О. Д., Протасов К. В.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 261.
59. Moussalam B.//Zs. Phys. Kl. A. 1986. Bd 325. S. 1.
60. Ueda T.//[17].—P. 247.
- [61] Grein W.//Nucl. Phys. Ser. B. 1977. V. 131. P. 255.
- Kaseno H.//Nuovo Cimento Ser. A. 1978. V. 43. P. 119.
62. Kroll P., Schwinger W.//[17].—P. 239.
63. Locher M. P., Sainio M. E., Svarc A.//Adv. Nucl. Phys. 1986. V. 17. P. 47.
64. Далькаров О. Д., Протасов К. В.//Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 496.
65. Dover C. B.//Proc. of the 2nd Conference on the Intersections between Particle and Nuclear Physics. Lake Louise, Canada, 1986/Ed. D. F. Geesaman.— AIP Conf. Proc. 1986. V. 150. No. 4. P. 272.
66. Niskanen J. A.//[17].—P. 243; Preprint ISSN-0725-783X.—1987.
67. Shapiro I. S.//[17].—P. 377; Nucl. Phys. Ser. A. 1988. V. 478. P. 665.
68. Копелиович Б. З.//ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1742.
69. Kondratyuk L. A., Sapozhnikov M. G.//Preprint JINR E4-86-487.—Dubna, 1986.

- 70 Martin A // Phys Rev 1961 V 124 P 614
- 71 Shapiro I S // Phys Rep 1978 V 35C P 129
- 72 Alberg M A et al // Phys Rev Ser D 1983 V 27 P 536
- 73 Green A M, Niskanen J A // Progress in Particle and Nuclear Physics/Ed A. Faessler — New York Pergamon Press, 1987 — V 18 P 93
- 74 Кербиков Б О, Кудрявцев А Е, Маркушин В Е, Шапиро И С // Письма ЖЭТФ. 1977 Т 26 С 505
- 75 Karlson B R, Kerbikov B O // Nucl Phys Ser B 1978 V 141 P 241.
- 75 Богданова Л Н, Маркушин В Е, Шапиро И С // ЯФ 1979 Т 30 С 480
- 76 Badalyan A M, Kok L P, Polikarpov M I, Simonov Yu A // Phys Rep 1982 V 82 P 31
- 77 a) Dalkarov O D, Myhrer F // Nuovo Cimento Ser A 1977 V 40 P 152  
b) Schweiger W, Haidenbauer J, Plessas W // Phys Rev. Ser C 1985. V 32 P 1261
- 78 Friedman R A, Hwang W Y P, Wilets L // Ibidem Ser D. 1981. V 23 P 1103
- 79 Povh B, Walcher Th // Comm Nucl and Part Phys 1986 V 16 P 85
- 80 Shibata T A // Phys Lett Ser B 1987 V 189 P 232
- [81] Birsar R et al // Ibidem 1985 V 155 P 437
- Dover C B // [16]
- 82 Balestra F et al // Nucl Phys Ser A 1987 V 465 P 714
- 83 Batusov Yu A et al // Ibidem V 474. P. 651.
- 84 Bizzarri R et al // Nuovo Cimento Ser A 1974 V 22 P 225
- 85 Reifenothe F, Klemp E, Landua R // Phys Lett Ser B 1987 V 191. P 15
- 86 Vandermeulen J // Zs Phys Kl C 1988 Bd 37 S 563.
- 87 Doser M et al (ASTERIX Collaboration) Preprint CERN/EP 88-42 — Geneva, 1986, Nucl Phys Ser A 1988 V 486 P 493
- 88 Dover C // [217] — P 80
- 89 Kohno M, Weise W // Nucl Phys Ser A 1986 V. 454 P 428
- 90 Kohno M, Weise W // Phys Lett Ser A 1985 V 152 P 303
- [91] Furui S // Zs Phys Kl A 1986 Bd 325 P 375
- 92 Colglazier E, Rosner J // Nucl Phys Ser B 1971 V 27 P 349
- Le Yaouanc A, Oliver L, Pene O, Raynal J C // Phys Rev Ser D 1973 V 8 P 2223
- 93 Foster M et al // Nucl Phys Ser B 1968 V 6 P 107
- 94 Amsler C // Adv Nucl Phys 1987 V 18 P 183
- 95 Diaz J et al // Nucl Phys Ser B 1970 V 16 P 239
- 96 Chiba M et al // Phys Lett Ser B 1988 V 202 P 447
- 97 Bizzarri R et al // Nucl Phys Ser B 1974 V 69 P 307
- 98 Day T B et al // Phys Rev 1960 V 118 P 864
- 99 Leon M, Bethe H // Ibidem 1962 V 127 P 536
- 100 Borie E, Leon M // Ibidem Ser A 1980 V 21 P 1460
- Borie E // [14] — P 185
- [101] Rubinstein H R, Stern H // Phys Lett 1986 V 21 P 447
- 102 Maruyama M, Ueda T // Nucl Phys Ser A 1981 V 364 P 297 Prog Theor Phys 1985 V 74 P 526
- 103 Green A M, Niskanen J A // Nucl Phys Ser A 1984 V 412 P 448.
- Green A M, Niskanen J A, Wycech S // Phys Lett Ser B 1984 V 139 P 15
- 104 Green A M // Acta Phys Austr 1985 Suppl XXVII P 129; Preprint HU-TFT-88 31 — University of Helsinki, 1988
- 105 Dover C B // Intersections between Particle and Nuclear Physics III Rockport, Maine, May 1988 Preprint BNL 41503 — Berkeley, Ca, 1988
- 106 a) Isgur M, Paton J // Phys Rev Ser D 1985 V 31 P 2910  
b) Kokoski R, Isgur N // Ibidem 1987 V 35 P 907
- 107 Niskanen J A, Myhrer F // Phys Lett Ser B 1985 V 157 P 247.
- 108 Henley E M, Oka T, Vergados J // Ibidem 1986. V 166 P 274
- 109 Maruyama M et al Preprint — Tubingen University, 1988
- 110 Niskanen J A, Kuikka V, Green A M // Nucl Phys Ser A 1985 V 443. P 691
- [111] Maruyama M, Furui S, Faessler A // Ibidem 1987 V 472. P 643
- 112 Maruyama M, Furui S, Faessler A, Vinh Mau R // Ibidem P 649
- 113 Green A M // Mod Phys Lett Ser A 1987 V 2 P 617
- 114 Dover C B, Fishbane P M, Furui S // Phys Rev Lett 1986 V 57 P 1538
- 115 Pirner H // Phys Lett Ser B 1988 V 209 P 154
- 116 Chao W Q, Pirner H J // Zs Phys Kl C 1982 Bd 14 S 165
- 117 Green A M, Liu G Q Preprint HU TFT 88 13 — University of Helsinki, 1988.
- 118 Ihle G, Pirner H J, Richard J M Preprint HD TUP 87 13. — Heidelberg University, 1987

119. Chew G.//Proc. of the 3rd European Symposium on NN Interactions. Stockholm. 1976/Eds G. Ekspong, S. Nilsson.— Oxford: Pergamon Press, 1976.—P 515
120. Rosner J. L.//Phys. Rev. Lett. 1976. V. 21. Pp. 950, 1468 (E).
- [121] Rosenzweig C.//Ibidem. 1986. V. 36. P. 697.
122. Rossi G. C., Veneziano G.//Nucl. Phys. Ser. B. 1977. V. 123. P. 507.  
Montanet L., Rossi G. C., Veneziano G.//Phys. Rep. 1980. V. C63. P. 149
123. Ball J., Scotti A., Wong D.//Phys. Rev. 1966. V. 142. P. 1000.
124. Далькаров О. Д., Мандельцвейг В. Б., Шапиро И. С.//ЯФ. 1970. Т. 11. С. 89.
125. Шапиро И. С.//УФН. 1978. Т. 125. С. 577.
126. Кайдалов А. Б.//Элементарные частицы: 10-я школа ИТЭФ.—М., Энергоиздат, 1983.—Вып. 2. С. 3.
127. Kaidalov A. B., Nogteva A. V. Preprint ИТЭФ-87-28 — Moscow, 1987.
128. Lee T. D., Yang C. N.//Nuovo Cimento. 1956. V. 3. P. 749.
129. Кербиков Б. О., Мандельцвейг В. Б., Шапиро И. С.//ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 2013.
130. Buck W., Dover C. B., Richard J. M.//Ann. of Phys. 1979. V. 121. P. 47.
- [131] Dover C. B., Richard J. M.//Ibidem. P. 70.
132. Бадалян А. М., Симонов Ю. А.//ЯФ. 1970. Т. 11. С. 1112.
133. Grosse H., Martin A.//Phys. Rep. 1980. V. C60. P. 342.
134. Chang Hong-Mo, Hogaasen H.//Nucl. Phys. Ser. B. 1978. V. 136. P. 401.
135. Aerts A. T., Mulders P. J., de Swart J. J.//Phys. Rev. Ser. D. 1980. V. 21. P. 1370.
136. Кондратюк Л. А., Мартемьянов Б. В., Щепкин М. Г.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1522.
137. Casher A., Neuberger H., Nussinov S.//Phys. Rev. Ser. D. 1979. V. 20. P. 179.  
Fredriksson S. et al.//Zs. Phys. Kl. C. 1982. Bd 14. S. 14.  
Fredriksson S., Larsson T. I.//Phys. Rev. Ser. D. 1983. V. 28. P. 255.
138. Jaffe R. L., Low F. E.//Ibidem. 1979. V. 19. P. 2105.
139. Tausher L. Preprint CERN-EP/86-200.— Geneva, 1986.
140. Сапожников М. Г. Препринт ОИЯИ Р4-86-695.— Дубна, 1986.
- [141] Carroll A. S. et al.//Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. P. 247.
142. Chaloupka V. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1976. V. 61. P. 487.
143. Brückner W. et al.//Ibidem. 1977. V. 667. P. 222.
144. Sakamoto S. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1979. V. 158. P. 410.
145. Hamilton R. et al.//Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 1439.
146. Камае Т. et al.//Ibidem. P. 1182.
147. Simiyoshi T. et al.//Ibidem. 1982. V. 49. P. 628.
148. Nakamura K. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 29. P. 349.
149. Armstrong T. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 175. P. 383.
150. Clough A. et al.//Ibidem. 1984. V. 146. P. 299.
- [151] Далькаров О. Д., Самойлов В. М.//Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 16. С. 249.
152. Dover C., Richard J., Zabec M. C.//Ann. of Phys. 1980. V. 130. P. 70.
153. Richter B. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 126. P. 284.
154. Adiels L. et al.//Ibidem. 1984. V. 138. P. 235.
155. Brandt T. et al.//Ibidem. V. 139. P. 133.
156. Cniba M. et al.//Ibidem. 1986. V. 177. P. 217.
157. Chiba M. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1987. V. 36. P. 3321.
158. Angelopoulos A. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 178. P. 441.
159. Adiels L. et al.//Ibidem. 1987. V. 182. P. 405.
160. Angelopoulos A. et al.//Ibidem. 1985. V. 159. P. 210.
- [161] Ahmad S. et al.//Ibidem. V. 152. P. 135.
162. Tanimori T. et al.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1835.
163. Sugimoto Y. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1988. V. 37. P. 724.
164. Abrams R. et al.//Ibidem. 1970. V. 1. P. 1917.
165. Alspector J. et al.//Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 511.
166. Coupland E. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1976. V. 113. P. 1.
167. Cutts D. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 17. P. 16.
168. Martin A., Pennington M.//Nucl. Phys. Ser. B. 1980. V. 169. P. 216.
169. Martin B. R., Morgan D.//Ibidem. V. 176. P. 355.
170. Rozanska M. et al.//Ibidem. V. 162. P. 505.
- [171] Bridges D. et al.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 211.
172. Bridges D. et al.//Ibidem. V. 57. P. 1534.
173. Daftari I. et al.//Ibidem. 1987. V. 58. P. 858.
174. Ahmad S. et al.//Proc. of the IV LEAR Workshop.—Villar., Switzerland, 1987.—P. 147.
175. TASSO collaboration//Zs. Phys. Kl. C. 1982. Bd 16. S. 13.
176. CELLO Collaboration//Ibidem. 1984, Bd 21. S. 205.
177. Dover C.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1207.

178. Ахазов Н. Н., Девянин С. А., Шестаков Г. Н.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 1173.
179. Liuk K. F.//Proc. of PANIC Conference —Kyoto, 1987 —V. 1. P. 412.
180. Ueda T.//[174].— P. 453.
- [181] Bettini A. et al.//Nuovo Cimento. 1966. V. 62. P. 695.
182. Defoix C., Espigat P.//[261].— P. 28.
183. Palano A.//[174] — P. 483.
184. Tsuru T.//Proc. of the 2nd Intern. Conference on Hadron Spectroscopy.—Tsukuda, Japan; KEK, April 1987.— (Prepr. KEK 87-56).
185. Close F. E.//Rep. Prog. Phys. 1988. V. 51. P. 833.
186. Dionisi C. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1980. V. 169. P. 1.
187. Scharre D. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 97. P. 329.
188. Edwards C. et al.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 259.
189. Reeves D. F. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1986. V. 34. P. 1960.
190. Rath M. G. et al.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 802.
- [191] Armstrong T. et al.//Zs. Phys. Kl. C. 1987. Bd C34. S. 23.
192. Ando A. et al.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1296.
193. Chung S.-U. et al.//Ibidem. 1985. V. 55. P. 779.
194. Aihara H. et al.//Ibidem. 1986. V. 57. P. 2500.
195. Gidal G. et al.//Ibidem. 1987. V. 59. P. 2012, 2016.
196. Becker J. J. et al.//Ibidem. P. 186.
197. Kopke L., Wermes N. Preprint CERN-EP/88-93.— Geneva. 1988.
198. Chung S. U. Preprint BNL 40599.—Berkeley, 1987.—Submitted to Rev. Mod. Phys.
199. Tsuru T.//[184].
200. Lipkin H. J.//[16].—P. 293.  
Герасимов С. Б., Говорков А. Б. Препринт ОИЯИ Р-86-758.— Дубна, 1986.  
Caldwell D. O.//Mod. Phys. Lett. Ser. A. 1987. V. 2. P. 771.
- [201] Алде Д. и др.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 120.
- Alde D. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1986. V. 269. P. 485.
202. Kondratyuk L. A., Ralchenko Yu. V., Vasilets A. V. Preprint ITEP-158.—Moscow, 1987.
203. Achasov N. N., Kozhevnikov A. A. Preprint TPH-30 (157).— Novosibirsk, Institute for Mathematics, 1987.
204. Bourquin M. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 172. P. 113.
205. Aleev A. N. et al.//JINR Rapid Commun. 1986. No. 19.—P. 16.
206. Aleev A. N. et al. Preprint JINR DI-88-368.—Dubna, 1988.
207. Aleev A. N. et al. Preprint JINR DI-88-369.—Dubna, 1983.
208. Barnes K., Forgacs P., Vaughan N.//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 182. P. 208.
209. Chan H.-M., Tsou S. T. Preprint RAL-87-005.—Chilton, England, 1987.
210. Ono S., Furui S., Mitra A. Preprint University of Tubingen. UT-496.—Tubingen, 1986.
- [211] Siebert H. W. Preprint University of Heidelberg. HD-PY 87/08.—Heidelberg, 1987.
212. Kondratyuk L. A.//Proc. of the XI European Conference of Few-Body Physics, Fontevraud, France, 1987.—Few Body Syst. 1987, Suppl. 2. P. 242.
213. Kondratyuk L. A., Vasilets A. V. Preprint ITEP-128-88.—Moscow, 1988. Invited talk at the Intern. Symposium on Hypernuclear and Low-Energy Kaon Physics. Legnaro, Padova, Italy, September 12—16, 1988.
214. Понтекорво Б. М.//ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 947.
215. Richard J. M.//[16].— P. 309.
216. Antinucleon and Nucleon-Nucleus Interactions, Proc. of Telluride Conference, 1985/Eds G. E. Walker et al.— New York: Plenum Press, 1985.
217. Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Proceedings of Conference. Bad Honnef, FRG, 1985/Ed. H. V. von Geramb.—Berlin a. o.: Springer-Verlag, 1985.— (Lecture Notes in Physics. V. 243).
218. Кондратюк Л. А., Сапожников М. Г.//Физика атомного ядра: Материалы XX зимней школы физики ЛИЯФ.—Л.: ЛИЯФ АН СССР. 1985.—С. 297.
219. Далькаров О. Д., Карманов В. А.//Физ. ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. С. 1399.
220. Cugnon H., Vandermeulen J.//Nucl. Phys. Ser. A. 1985. V. 445. P. 717.
- [221] Golubeva Ye. S. et al.//Ibidem. 1988. V. 4483. P. 539.
222. Rafelski J.//[15] Proc. of the 1st LEAR Workshop.—Erice, Italy, 1981—P. 507; [15]; Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 207. P. 371.
223. Cugnon J., Vandermeulen J.//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 146. P. 16.
- Cugnon J.//[15].— P. 561.
224. Cugnon J., Vandermeulen J.//Phys. Rev. Ser. C. 1987. V. 936. P. 2726.
225. Lewis R., Smith G.//[176].—P. 693.
226. Balestra F. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 194. P. 192.
- Balestra F. et al.//Proc. of the IX Intern. Seminar on High Energy Physics.—Dubna, 1988.
- 227 Miyano K. et al.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1725.



- 228 Kharzeev D E, Sapozhnikov M G //JINR preprint, E4-856 — Dubna, 1988
- 229 Batusov Yu A et al //JINR Rapid Commun No 1988 P 16
- 230 Oh B Y et al //Nucl Phys Ser B 1973 V 51 P 57
- [231] Nozawa S Locher M P // [17] — P 763
- 232 Bizzarri R et al //Lett Nuovo Cimento 1969 V 9 P 431
- 233 Bocoquet J P et al //Phys Lett 1987 V 192 P 312
- 234 Тяпкин А А //ЯФ 1975 Т 22 С 181
- 235 Smith G A Preprint of Pennsylvania State University PSU/HEP 87 03 — 1987
- 236 Kondratyuk L A Sapozhnikov M G // [17] — P 771, Preprint JINR E4 808 — Dubna, 1988, Phys Lett Ser B 1989 V 220 P 333
- 237 Brodsky S J // [16], — P 131, [17] — P 317
- 238 Иоффе Б Л Препринт ИТЭФ 143 — М, ЦНИИатоминформ, 1987
- 239 Jaffe R L // [16] — P 1
- 240 Landua R // [16] — P 35
- [241] Dalpiaz P et al Preprint CERN/EP 87 27 — Geneva, 1987
- 242 Gabathuler E Pavlopoulos P // [14] — P 747
- Montanet F // [17] — P 615
- 243 Wolfenstein L //Phys Rev Lett 1964 V 13 P 569
- 244 Barmin V V et al //Nucl Phys Ser B 1984 V 247 P 293
- 245 Particle Data Group //Phys Lett 1988 V 204 P 1
- 246 De Saint Simon M et al (PS 189) // [17] — P 633
- Kells W P (PS 196) // Ibidem — P 637
- Torelli G (PS 200) // Ibidem — P 629
- 247 Будкер Г И, Скринский А Н //УФН 1978 Т 124 С 561
- 248 Wolf A Preprint CERN SP/8 179 — Geneva 1986
- 249 Poth H // [65] — P 480
- 250 Poth H //Appl Phys Ser A 1987. V. 43. P 287.
- [251] Conti R et al // [17] — P 643
- 252 Neumann R et al //Zs Phys Kl A 1983 Bd 313 S 253
- 253 Junker B R et al //Phys Rev Lett 1972 V 28 P 1227
- 254 Kolos W et al //Phys Rev Ser A 1975 V 11 P 1792
- 255 Dover C B // [16] — P 251
- 256 Bertini R et al // [17] — P 313
- 257 Bressani T et al // Ibidem — P 267
- Pinsky L // Ibidem — P 255.
- 258 Proc of European Hadron Facility Workshop //Nucl Phys, Ser B 1986 V 279 No 1—2
- 259 Barnes P D et al Preprint CERN EP/87 153 — Geneva 1987, Phys Lett Ser. B 1988 V 199 P 147
- 260 Donoghue J // [16] — P 241