

# АННИГИЛЯЦИЯ АНТИНУКЛОНОВ С НУКЛОНАМИ ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

Я. Седлак, В. Шимак

Физический институт ЧСАН, Прага

В настоящей статье дается обзор экспериментальных данных, касающихся процессов аннигиляции антинуклонов с нуклонами в покое и на лету. Обсуждаются также некоторые проблемы взаимодействия антинуклонов с ядрами. Внимание уделяется также изучению взаимодействия антипротонов при низких энергиях на антипротонном кольце LEAR в ЦЕРН.

In this article the experimental data concerning antinucleon — nucleon annihilation processes both at rest and in flight are reviewed. Several problems of antinucleon — nucleus annihilation are discussed too. Attention is paid to the studies in the field of antiproton physics at the low energy antiproton ring LEAR facility at CERN.

## ВВЕДЕНИЕ

Основным взаимодействием антинуклонов с нуклонами при низких и средних энергиях является их аннигиляция, характеризующаяся тем, что в конечном состоянии нет барионов:

$$\bar{N}N \rightarrow \text{мезоны.} \quad (1)$$

Наблюдались следующие реакции аннигиляции антинуклонов с нуклонами:

$$\begin{aligned} \bar{p} + p &\rightarrow k\pi; \\ \bar{p} + n &\rightarrow k\pi; \\ \bar{n} + p &\rightarrow k\pi; \\ \bar{n} + n &\rightarrow k\pi; \quad k = 2; 3; \dots \end{aligned}$$

В некоторых реакциях аннигиляции возникают также  $K$ -мезоны с отличной от нуля странностью  $s$  (т. е. происходит рождение пары странных кварков  $s, \bar{s}$ ):

$$N\bar{N} \rightarrow K\bar{K} + k\pi; \quad k = 1, 2, \dots \quad (2)$$

Наблюдалась также аннигиляция с возникновением очарованных частиц (т. е. возникновение пары кварков  $c, \bar{c}$ ).

Сечение аннигиляции при низких энергиях довольно велико, но по мере роста энергии первичного антинуклона оно падает, а доля

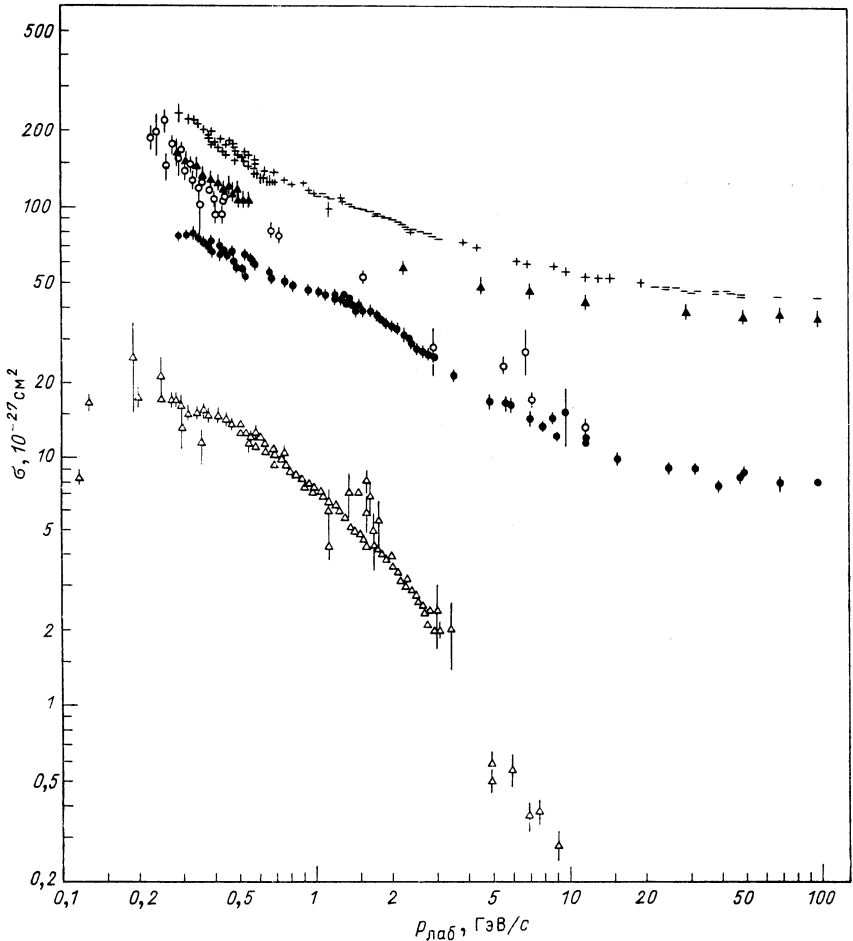


Рис. 1. Сечения взаимодействий  $\bar{p}p$ :

+ — полное сечение ( $\sigma_{\text{полн}}$ ); O — сечение аннигиляции ( $\sigma_{\text{ан}}$ ); ▲ — неупругое сечение ( $\sigma_{\text{н}}$ ); ● — упругое сечение ( $\sigma_{\text{упр}}$ ); Δ —  $\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n)$ . По данным [1]

неаннигиляционных процессов возрастает; при высоких энергиях неаннигиляционные процессы полностью преобладают, что видно из рис. 1 [1]. Сечение взаимодействия  $\bar{p}p$  в зависимости от импульса первичного антипротона, по-видимому, можно при низких энергиях параметризовать с помощью соотношений [2, 3]

$$\sigma_{\text{полн}} = (65,78 + 53,759/p) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2; \quad p = 0,388 \div 0,599 \text{ ГэВ/с} [4];$$

$$\sigma_{\text{ан}} = (38,6 + 34,5/p) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2; \quad p = 0,3 \div 0,6 \text{ ГэВ/с} [5], \quad (3)$$

где  $p$  — импульс первичного антипротона.

Основные экспериментальные данные об аннигиляции были получены в экспериментах с пузырьковыми камерами. Однако статистика наблюдаемых взаимодействий ограничена. С введением новой техники, позволяющей получать интенсивные пучки антипротонов, увеличился интерес физиков к процессам аннигиляции. Прежде всего заинтересовались вопросом существования антипротония как связанного состояния  $\bar{p}p$  (или  $\bar{p}n$ ,  $\bar{n}p$ ,  $\bar{n}n$ ) и общими характеристиками аннигиляций на два  $\pi$ -мезона в связи с исследованиями мезонных резонансов с массой больше  $2,0 \text{ ГэВ}/c^2$ . Встал также вопрос о том, не возникают ли при аннигиляции связанные состояния экзотических мезонов, состоящие из двух антикварков и кварков (дикваркони).

В недалеком будущем предполагается выполнить эксперименты с антипротонами при низких энергиях, которые позволят проверить с большой точностью сохранение  $CP$ - и  $CPT$ -симметрий, обсуждаются также эксперименты, в которых можно было бы изучать гравитационное взаимодействие антипротонов. Проводящиеся регулярно конференции [6] по взаимодействиям  $\bar{p}p$  дают обзор текущих результатов по физике антипротонов и планируемых экспериментов в этой области физики.

В настоящей статье приводится обзор экспериментальных результатов изучения аннигиляций  $\bar{N}N$ . Уделено внимание также образованию странных частиц и резонансных состояний мезонов.

Обзор состоит из введения и шести разделов. В разд. 1 обсуждаются результаты экспериментального изучения аннигиляции  $\bar{p}p$ -системы в покое и главное внимание уделено конечным состояниям, возникновению  $K$ -мезонов и лептонов.

Второй раздел посвящен описанию  $\bar{N}N$ -системы при низких энергиях. Помимо описания общих характеристик  $\bar{p}p$ -системы при низких энергиях эта часть содержит данные об аннигиляциях на два мезона, о многочастичных состояниях и заканчивается обзором проблематики бариония. Аннигиляция при средних энергиях рассмотрена в разд. 3. Приводятся сечения как инклюзивных, так и эксклюзивных каналов, кинематика вторичных частиц и корреляции между ними. В разд. 4 приведены данные о взаимодействиях антипротонов с ядрами. Модельное описание аннигиляции составляет содержание следующего раздела, и в последнем разделе обсуждаются перспективы изучения взаимодействий антипротонов.

Данный обзор, конечно, не полностью исчерпывает проблему  $\bar{p}p$ -аннигиляции, и поэтому для излучения некоторых специальных вопросов рекомендуем обратиться к более ранним обзорным статьям о  $\bar{p}p$ -взаимодействии [7] и также к сборникам регулярно проводимых конференций [5].

### 1. АННИГИЛЯЦИЯ $\bar{p}p$ В ПОКОЕ

Система  $\bar{N}N$ . После открытия антипротона [8] началось интенсивное исследование  $\bar{p}p$ -взаимодействия при доступных в то время энергиях. Для выполнения экспериментов по изучению взаимодействий покоящихся антипротонов с протонами использовались преимущественно пузырьковые камеры, наполненные жидким водородом или дейтерием. Импульс пучка первичных антипротонов  $\sim 300-700$  МэВ/с.

Объектом теоретических и экспериментальных исследований стало выяснение начального состояния  $\bar{p}p$ -системы при аннигиляции покоящегося антипротона в жидком водороде. Экспериментальные данные об угловом моменте  $\bar{p}p$ -системы можно было получить, проанализировав двухчастичные конечные состояния ( $\pi^+\pi^-$ ;  $K^0\bar{K}^0$ ).

Четность  $\bar{N}N$ -системы с орбитальным угловым моментом  $L$  будет  $P = (-1)^{L+1}$ ; четность системы из двух мезонов с угловым моментом  $l$  равна  $P = (-1)^l$ . Сохранение  $P$ -четности приводит к требованию  $l = L \pm 1$ , и, следовательно, угловой момент может сохраняться только в случае, когда спин  $\bar{N}N$ -системы  $S = 1$  [9]. Зарядовая четность  $C$  системы  $\bar{p}p$  определяется как  $C = (-1)^{L+S}$ , где  $S$  — сумма спинов антипротона и протона (0; 1). Для состояния со спином  $S = 1$  квантовое число  $C = (-1)^{L+1}$ . Следовательно,  $C = -1$  при  $L = 0$ , и разрешенными будут конечные состояния  $K_s^0 K_L^0$  и  $\pi^+\pi^-$  в состоянии  $I = 1$ ;  $C = 1$  при  $L = 1$ , и разрешенными будут состояния  $K_s^0 K_L^0$ ;  $\pi^+\pi^-$  в состоянии  $I = 0$  и  $\pi^0\pi^0$  [9].

$I=0,1$	$C=(-1)^{L+S+I}=C_N(-1)^I$	$C_N=(-1)^{L+S}$	$P=-(-1)^L$	$C_N P=-(-1)^S$	$C_{\pi\pi}=(-1)^{\pi\pi}$
	$L$	$C_N P=-1$	$C_N P=+1$		
$I^G(J^P)C_N$	$S^0$	$0^+(0^-)^+$ $1^-(0^-)^+$	$0^-(1^-)^-$ $1^+(1^-)^-$		
	$P^1$	$0^-(1^+)^-$ $1^+(1^+)^-$	$0^+(0^+)^+$ $1^-(0^+)^+$	$0^+(1^+)^+$ $1^-(1^+)^+$	$0^+(2^+)^+$ $1^-(2^+)^+$
	$D^2$	$0^+(2^-)^+$ $1^-(2^-)^+$	$0^-(1^-)^-$ $1^+(1^-)^-$	$0^-(2^-)^-$ $1^+(2^-)^-$	$0^-(3^-)^-$ $1^+(3^-)^-$
	$F^3$	$0^-(3^+)^-$ $1^+(3^+)^-$	$0^+(2^+)^+$ $1^-(2^+)^+$	$0^+(3^+)^+$ $1^-(3^+)^+$	$0^+(4^+)^+$ $1^-(4^+)^+$
	$S$				

Энергия

Состояния, которые не реализуются в  $\bar{N}N$ -системе

$0^-(0^-)^-$	$0^+(1^-)^+$	$0^-(0^+)^-$	$0^-(2^+)^-$	$0^+(3^-)^+$
$1^+(0^-)^-$	$1^-(1^-)^+$	$1^+(0^+)^-$	$1^+(2^+)^-$	$1^-(3^-)^+$ .....

Рис. 2. Квантовые числа разных состояний  $\bar{N}N$ -системы [10]

Значения квантовых чисел для различных  $\bar{N}N$ -состояний приведены на рис. 2 [10]. Запрещенные и разрешенные состояния  $\bar{p}p$ -аннигиляции на два мезона для  $S$ - и  $P$ -состояний приведены в табл. 1 и табл. 2 [11].

Таблица 1. Правила отбора для  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi$  из начальных состояний  $S$  и  $P$  системы  $\bar{p}p$  [11]

Состояние	$J^P$	$C$	$I$	$G$	$2\pi^0$	$\pi^+\pi^-$
$^1S_0$	$0^-$	+1	0 1	+1 -1	X X	X X
$^3S_1$	$1^-$	-1	0 1	-1 +1	X X	Z —
$^1P_1$	$1^+$	-1	0 1	-1 +1	X X	X X
$^3P_0$	$0^+$	+1	0 1	+1 -1	— Z	— Z
$^3P_1$	$1^+$	+1	0 1	+1 -1	X X	X X
$^3P_2$	$2^+$	+1	0 1	+1 -1	— Z	— Z

Примечание. X — строго запрещено сохранением  $C$ - и  $P$ -четностей; Z — запрещено сохранением  $G$ -четности.

Таблица 2. Запрещенные и разрешенные моды в реакции  $\bar{p}p \rightarrow K^0\bar{K}^0$  из начальных  $S$ - и  $P$ -состояний системы  $\bar{p}p$  [11]

Начальное состояние	$J^{PC}$	Конечное состояние	
		$K_s^0\bar{K}_s^0 + K_s^0\bar{K}_L^0$ $C = +1$	$K_s^0\bar{K}_L^0 + K_L^0\bar{K}_s^0$ $C = -1$
$^1S_0$	$0^{-+}$	XX	XX (X)
$^3S_1$	$1^{--}$	X	$l=1$
$^1P_1$	$1^{+-}$	XX (X)	XX
$^3P_0$	$0^{++}$	$l=0$	X
$^3P_1$	$1^{++}$	XX	XX (X)
$^3P_2$	$2^{++}$	$l=2$	X

Примечание. X — запрещено зарядовым сопряжением  $C$ ; XX — запрещено  $P$ -симметрией; XX (X) — запрещено как  $P$ -симметрией, так и зарядовым сопряжением  $C$ ;  $l$  — характеризует относительный угловой момент  $K\bar{K}$  в указанном переходе.

Реакция  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$  может осуществляться как из  $S$ - (т. е. четных), так и из  $P$ - (т. е. нечетных) состояний, а реакция  $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$  — только из  $P$ - (т. е. нечетных) состояний. Должно выполняться соотношение  $[(\bar{p}p)_{L_{\text{чет}}} \rightarrow \pi^+\pi^-] = 2 [(\bar{p}p)_{L_{\text{нечет}}} \rightarrow \pi^0\pi^0]$  [12].

Для частоты появления двухмезонных конечных состояний были получены следующие значения:

а) в жидком водороде

$$\begin{aligned} \bar{p}p &\rightarrow K_s^0 K_L^0 & (7,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-4*}; \\ &K_s^0 K_s^0 & 0,11 \cdot 10^{-4*}; \end{aligned}$$

$$\pi^+ \pi^- \quad (32 \pm 3) \cdot 10^{-4} [13]; \quad (4)$$

$$\pi^0 \pi^0 \quad (4,8 \pm 1,0) \cdot 10^{-4} [12]; \quad (5)$$

$$(1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} [14]; \quad (6)$$

$$(6,3 \pm 4,0) \cdot 10^{-4} [15]; \quad (7)$$

$$(2,06 \pm 0,14) \cdot 10^{-4} [16]; \quad (8)$$

б) в дейтерии

$$\bar{p}d \rightarrow K_s^0 K_L^0 (n_s) \quad (3,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} [17];$$

$$K_s^0 K_s^0 (n_s) \quad (0,36 \pm 0,10) \cdot 10^{-4} [18];$$

$$\frac{\bar{p}d \rightarrow (p_s) \pi^+ \pi^0}{\bar{p}d \rightarrow (n_s) \pi^+ \pi^-} \quad (0,68 \pm 0,7) [18];$$

здесь  $p_s$  и  $n_s$  — нуклоны-спектаторы.

Эти данные свидетельствуют о том, что аннигиляция  $\bar{p}p$ -системы происходит как из  $S$ -, так и из  $P$ -состояний; если бы присутствовала только  $S$ -волна, то должны были бы выполняться соотношения  $(\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K_s^0) = (\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \pi^0) = (\bar{p}d \rightarrow K_s^0 K_s^0) = 0$  и  $[(\bar{p}d \rightarrow (p_s) \pi^+ \pi^0) / (\bar{p}d \rightarrow (n_s) \pi^+ \pi^-)] = 2$  [9].

Относительный вклад  $S$ - и  $P$ -состояний довольно сильно отличается для  $(\pi^+ \pi^-)$ - и  $K^0 \bar{K}^0$ - пар мезонов. Он также отличается для реакций в жидком водороде и дейтерии [9]:

$$\frac{K^0 \bar{K}^0, L=1}{\text{всё}} = \begin{cases} 0,015_{-0,005}^{+0,012} & \text{в жидком водороде;} \\ 0,10 \pm 0,03 & \text{в жидком дейтерии;} \end{cases}$$

$$\frac{\pi^+ \pi^-, L=1}{\text{всё}} = \begin{cases} 0,39 \pm 0,2 & \text{в жидком водороде;} \\ 0,75 \pm 0,08 & \text{в жидком дейтерии.} \end{cases}$$

Учитывая зарядовую независимость, для относительной вероятности  $R$  аннигиляции из  $P$ -состояния по отношению к аннигиляции на  $\pi\pi$  из всех состояний получаем соотношение [16]  $R = 3 B(\pi^0 \pi^0) / [B(\pi^+ \pi^-) + B(\pi^0 \pi^0)]$ . Используя для  $B(\pi^+ \pi^-)$  значение (4) и для  $B(\pi^0 \pi^0)$  значение (5), получаем  $R = (18 \pm 2) \%$ . Если для  $B(\pi^0 \pi^0)$  использовать значения (6), (7) или (8), значение  $R$  будет меняться в пределах 13—50 %. Авторы работы [16] приходят к заключению, что аннигиляция из начального  $P$ -состояния в жидком водороде может, в общем, достигать около 20 %, если не существует

\* Данные приводятся в соответствии с [9].

какого-либо механизма аннигиляции, который усиливал бы  $P$ -волну по отношению к  $S$ -волне в случае аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi$ .

В недавних экспериментах, выполненных на LEAR [19] с помощью газовой мишени, в которой аннигиляция могла происходить только при покоящемся антипротоне, было показано, что 10—40 % аннигиляции происходит в  $S$ -состоянии и 60—90 % — в  $P$ -состоянии. Заметим, что вероятность аннигиляции в жидкости отличается от вероятности аннигиляции в газе. К сожалению, до сих пор не существует однозначных данных о вкладе аннигиляции из  $P$ -состояния [20].

**Конечные состояния.** В двух основных экспериментах, осуществленных при помощи 80-см пузырьковых камер в ЦЕРН и БНЛ, была получена большая статистика:  $1,6 \cdot 10^6$  событий в ЦЕРН [21] и  $7,5 \cdot 10^5$  событий в БНЛ [22]. В табл. 3 [23] приведены вклады отдельных конечных  $\pi$ -мезонных состояний.

Таблица 3. Вклад конечных состояний с  $\pi$ -мезонами в  $\bar{p}p$ -аннигиляцию в покое [23], %

Конечное состояние	Резонанс	Данные	
		ЦЕРН	БНЛ
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$\rho^0\pi^0$	$3,9 \pm 0,4$	—
	$\rho^\pm\pi^\mp$	$1,9 \pm 0,3$	—
	$f\pi^0$	$0,24 \pm 0,07$	—
$2\pi^+2\pi^-$	$A_2^\pm\pi^\mp$ ( $A \rightarrow \rho^0\pi^\mp$ )	$2,0 \pm 0,3$	—
	$\rho^0\pi^+\pi^-$	$1,5 \pm 0,3$	$5,8 \pm 0,3$
	$\rho^0\rho^0$	$0,12 \pm 0,12$	$0,4 \pm 0,3$
$2\pi^+2\pi^-\pi^0$	$\rho^0\rho^0$	$0,9 \pm 0,3$	—
	$\omega^0\pi^+\pi^-$	$6,6 \pm 0,6$	$3,8 \pm 0,4$
	$\omega\rho^0$	$2,3 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,2$
	$\omega f^0$	$1,9 \pm 0,2$	—
	$\rho^0\pi^+\pi^-\pi^0$	—	$7,3 \pm 1,7$
	$\rho^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$	—	$6,4 \pm 1,8$
	$\eta\pi^+\pi^-$	$1,26 \pm 0,13$	$1,2 \pm 0,3$
$2\pi^+2\pi^-\pi\pi^0$	$\eta\rho^0$	$0,7 \pm 0,2$	$0,22 \pm 0,17$
	$B^\pm\pi^\mp$ ( $B \rightarrow \omega^0\pi^\pm$ )	$0,8 \pm 0,1$	$0,75 \pm 0,25$
	$\eta\pi^+\pi^-$	$0,11 \pm 0,02$	—
$3\pi^+3\pi^-\pi^0$	$\omega 2\pi^+2\pi^-$	$1,3 \pm 0,3$	—
	$\eta 2\pi^+2\pi^-$	$0,17 \pm 0,07$	—
$n\pi^0, n \geq 1$	$\eta' 2\pi^+2\pi^-$	$0,04 \pm 0,01$	—
	—	$4,1 \pm 0,2$	$3,3 \pm 0,2$
$\pi^+\pi^-$	—	$0,37 \pm 0,3$	$0,32 \pm 0,03$
	—	$0,6$	—
$\pi^+\pi^-\pi^0$	—	$6,9 \pm 0,35$	$7,8 \pm 0,9$
$\pi^+\pi^-\pi\pi^0, n > 1$	—	$35,8 \pm 0,8$	$34,5 \pm 1,2$
$2\pi^+2\pi^-$	—	$6,9 \pm 0,6$	$5,8 \pm 0,3$
$2\pi^+2\pi^-\pi^0$	—	$19,6 \pm 0,7$	$18,7 \pm 0,9$
$2\pi^+2\pi^-\pi\pi^0, n > 1$	—	$20,8 \pm 0,7$	$21,3 \pm 1,1$
$3\pi^+3\pi^-$	—	$2,1 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,2$
$3\pi^+3\pi^-\pi^0$	—	$1,9 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,2$
$3\pi^+3\pi^-\pi\pi^0, n > 1$	—	$0,3 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$

Анализ этих результатов показывает, что большое количество вторичных частиц (около 33 %) происходит от распада резонансных состояний (см. табл. 3 [23]).

В эксперименте [15], выполненном с использованием фотонного спектрометра, изучалась аннигиляция на водородной мишени с рождением фотонов. Низкоэнергетический пучок антипротонов с энергией 600 МэВ замедлялся при помощи графитового замедлителя таким образом, чтобы антипротоны останавливались внутри мишени из жидкого водорода длиной 24 см. Результаты, полученные в этом эксперименте, приведены в табл. 4 [15]. В [24] опубликована инфор-

Т а б л и ц а 4. Относительные вероятности  $R$  для некоторых каналов  $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое [15]

Канал	$R$ , %
$\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \eta'$	1,1
$\rightarrow \pi^0 \omega$	$2,38 \pm 0,65$
$\rightarrow \pi^0 \eta$	$0,82 \pm 0,40$
$\rightarrow \pi^0 \gamma$	$0,015 \pm 0,007$
$\rightarrow \pi^0 \pi^0$	$0,06 \pm 0,04$

мация об инклюзивных характеристиках конечных состояний с заряженными  $\pi$ -мезонами, возникшими в процессе  $\bar{p}p$ -аннигиляции:

$$\langle n_{+-} \rangle = 3,054_{-0,36}^{+0,040};$$

$$D_{+-}^2 = \langle n_{+-}^2 \rangle - \langle n_{+-} \rangle^2 = 1,653;$$

$$\frac{\langle n_{+-} \rangle}{D_{+-}} = 2,37.$$

Анализ конечных состояний по числу  $\pi^0$  с учетом возникновения  $\omega$ -,  $\rho$ -,  $f$ -резонансов позволил определить частоту общего числа  $\pi$ -мезонов, возникающих при  $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое [24]. На основании этого были получены следующие инклюзивные характеристики образования  $\pi$ -мезонов:

$$\langle n_{\pi} \rangle = 5,01; D_{\pi}^2 = \langle n_{\pi}^2 \rangle - \langle n_{\pi} \rangle^2 = 1,04; \frac{\langle n_{\pi} \rangle}{D_{\pi}} = 4,1.$$

Частота появления заряженных и нейтральных пионов в  $\bar{p}p$ -аннигиляции была найдена в работе [24]:

$$\frac{n_{\pi^{\pm}}}{\bar{p}p \rightarrow \text{всё}} = 1,53; \quad \frac{n_{\pi^0}}{\bar{p}p \rightarrow \text{всё}} = (1,96 \pm 0,23).$$

Из этих отношений видно, что есть некоторый избыток  $\pi^0$ -мезонов над  $\pi^{\pm}$ -мезонами, который можно выразить формулой  $n_{\pi^0} = n_{\pi^{\pm}} + (0,44 \pm 0,23)$ .



Были определены также средние значения импульсов заряженных пионов  $\langle p_{\pi^{\pm}} \rangle = 0,345$  ГэВ/с и нейтральных пионов  $\langle p_{\pi^0} \rangle = 0,352$  ГэВ/с. Оба значения в пределах погрешностей совпадают [24].

В работе [25], выполненной с помощью водородной пузырьковой камеры, были определены отношения для инклюзивного образования  $\rho^0$ -,  $\omega^0$ - и  $\eta^0$ -резонансов. Были найдены следующие отношения:

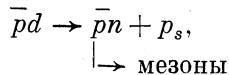
$$\omega^0/\pi^0 = 0,20 \pm 0,07; \quad \omega^0/\pi^- = 0,20 \pm 0,07.$$

Отношение для  $\omega^0/\pi^0$  в пределах погрешностей совпадает с аналогичным отношением для  $\rho^0$ , полученным в [23]:  $\rho^0/\pi^- = 0,16 \pm \pm 0,03$ ;  $\rho^0/\pi^- = 0,15 \pm 0,01$  при импульсе 2,3 и 0,7 ГэВ/с соответственно и не зависит от импульса первичной частицы [26].

Для инклюзивного рождения  $\eta^0$  в [25] было получено отношение  $\eta^0/\pi^0 = 0,05_{-0,04}^{+0,06}$ ; в эксклюзивных реакциях или при больших значениях  $p_{\perp}$  типичное значение отношения  $\eta^0/\pi^0 = 0,5$ . Разница на порядок в рождении  $\eta^0$  в двух разных реакциях может, в частности, заключаться в том, что в инклюзивных процессах дополнительные  $\rho^0$ -мезоны могут возникать от распада  $\omega$ - и  $\rho$ - мезонов.

Наблюдение конечных состояний с  $K$ -мезонами основывается прежде всего на детектировании реакции  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , так как можно надежно идентифицировать  $K_s^0$  благодаря их короткому времени жизни ( $10^{-10}$  с).

**Аннигиляция  $\bar{p}n$  в покое.** Экспериментальные данные о  $\bar{p}n$ -аннигиляции получены преимущественно при помощи пузырьковых камер с дейтериевым наполнением, т. е. в реакции



где  $p_s$  — протон-спектатор.

В отличие от  $\bar{p}p$ -системы  $\bar{p}n$ -система находится в чистом  $I = 1$  состоянии. Однако в данном случае при анализе информации об  $\bar{p}n$ -аннигиляции необходимо принимать во внимание ряд факторов: ферми-движение нуклонов в дейтерии, зависимость сечения от массы нуклона, взаимодействие ядра дейтерия как целого с первичным антипротоном. Поэтому при выделении чистых сечений  $\bar{p}n$  необходимо вводить ряд предположений. Для оценки эффекта взаимодействия  $\bar{p}$  с ядром обычно используют модель Глаубера.

В [27] изучалось  $\bar{p}d$ -взаимодействие в покое. Считалось, что  $\bar{p}d$ -взаимодействие с протоном-спектатором ( $p_s$ ) в конечном состоянии может объясняться как  $\bar{p}n$ -аннигиляция, если принять ограничение на импульс протона-спектатора  $p \leq (150 \div 200)$  МэВ/с [28, 29].

На рис. 3 приведено распределение протонов-спектаторов для  $\bar{p}d$ -аннигиляции в покое. В табл. 5 приведены результаты экспериментов [30, 31].

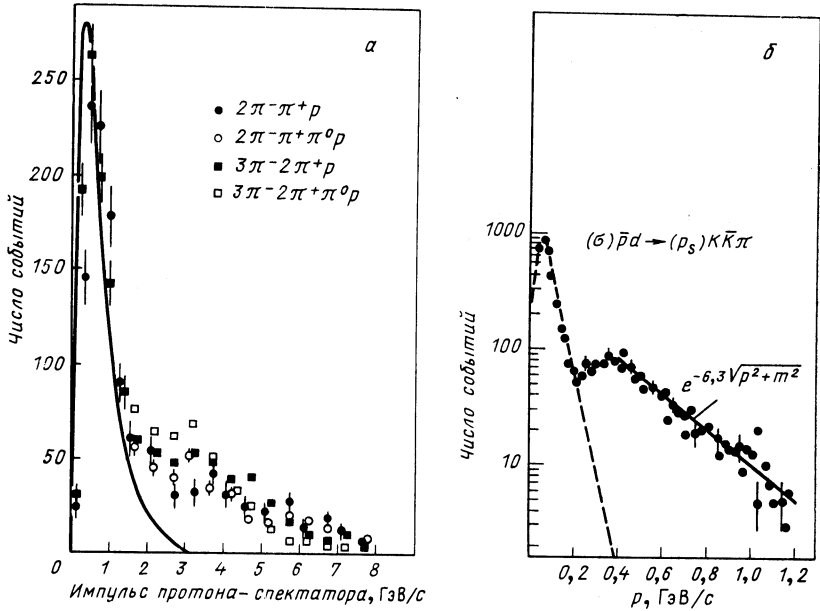


Рис. 3. Спектр протонов-спектрометров из  $\bar{p}d$ -аннигиляции: а — для аннигиляции на  $\pi$ -мезоны [27]; б — для аннигиляции на  $K$ -мезоны [29]

Экспериментальные данные о возникновении  $K$ -мезонов при аннигиляции антипротонов с нейтронами в покое неполные. Отношение  $R$  числа случаев  $\bar{p}n$ -аннигиляции, в которых возникают  $K$ -мезо-

Т а б л и ц а 5. Результаты экспериментов [30, 31]

Конечное состояние	Вклад во все аннигиляции, %		Конечное состояние	Вклад во все аннигиляции, %	
	[30]	[31]		[30]	[31]
$\pi^- m \pi^0;$ $m \geq 1$	$16,4 \pm 0,5$	—	$A_{\frac{1}{2}}^0 \pi^0$	3,3	0,5
$\pi^- \pi^0$	0,7	—	$\omega^0 \pi^-$	$0,41 \pm 0,08$	$0,38 \pm 0,15$
$2\pi^- \pi^+ m \pi^0;$ $m \geq 0$	$59,7 \pm 1,2$	—	$\eta^0 \pi^-$	0,25	0,2
$2\pi^- \pi^+$	$1,57 \pm 0,21$	—	$3\pi^- 2\pi^+ m \pi^0;$ $m \geq 0$	$23,4 \pm 0,7$	—
$\rho^0 \pi^-$	0,63	—	$3\pi^- 2\pi^+$	—	—
$f^0 \pi^-$	0,94	—	$3\pi^- 2^+ \pi^0$	—	—
$2\pi^- \pi^+ \pi^0$	$21,8 \pm 2,2$	—	$\omega 2\pi^- \pi^0$	$12,0 \pm 3,0$	—
$\rho^+ 2\pi^-$	—	$0,9 \pm 0,4$	$4\pi^- 3\pi^+ m \pi^0;$ $m > 0$	$0,39 \pm 0,07$	—
$\rho^0 \pi^- \pi^0$	8,7	$5,9 \pm 1,1$			
$\rho^- \pi^+ \pi^-$	—	$3,9 \pm 0,8$			

ны, к общему числу случаев,  $\bar{p}n$ -аннигиляции равно:

$$R = 0,051 \pm 0,013 [21].$$

Для  $\bar{p}p$ -аннигиляции  $R = 0,064 \pm 0,014$ . Относительно небольшой вклад  $\bar{p}p$ -аннигиляции на  $K$ -мезоны соответствует вероятности содержания странных  $s$  ( $\bar{s}$ )-кварков в нуклонах.

Топологические относительные вероятности  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}n$ -аннигиляций на заряженные  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны приведены на рис. 4 [32].

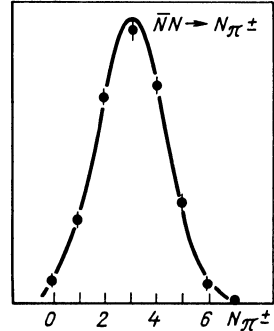


Рис. 4. Топологические относительные вероятности для аннигиляций  $\bar{p}p$  и  $\bar{p}n$  в покое (для дейтерия): сплошная кривая — распределение Гаусса со средним значением  $\langle n \rangle = \pm 3$  и  $\sigma = 1,5$  [32]

**Аннигиляция  $\bar{p}p$  на лептоны.** Впервые аннигиляция  $\bar{p}p$  на лептоны наблюдалась в эксперименте Зикики в 1962 г. [33], целью которого было измерить электромагнитные формфакторы при больших передачах импульса во времениподобной области. Аннигиляция на пару лептонов  $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$  может происходить из  $\bar{p}p$ -состояний с квантовыми числами фотона  $J^{PC} = 1^{--}$ . Такие квантовые числа для медленных антипротонов соответствуют состоянию  ${}^3S_1$  [34].

Для образования лептонов в  $\bar{p}p$ -аннигиляции были найдены следующие отношения [35]:

$$\frac{\Gamma(\bar{p}p \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\bar{p}p \rightarrow h^+h^-)} = (0,74 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}, \quad (9)$$

где  $h^+$ ,  $h^- = \pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $K^+K^-$ ;

$$\frac{\Gamma(\bar{p}p \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\bar{p}p \rightarrow \text{всё})} = (3,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-7}. \quad (10)$$

Напомним, что измерение сечения обратной реакции [36]  $e^+e^- \rightarrow \bar{p}p$  приводит к значению сечения  $\sigma \sim (9 \pm 1) \cdot 10^{33}$  см<sup>2</sup> при энергии в с.д.м.  $\sqrt{s} \sim 2,1$  ГэВ.

Новые результаты изучения аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$  в покое, полученные в экспериментах на LEAR [37], подтверждают значение

$$BR = \Gamma(\bar{p}p \rightarrow e^+e^-) / \Gamma(\bar{p}p \rightarrow h^+h^-) \sim 10^{-4}.$$

В однофотонном приближении угловое распределение  $e^+e^-$  в с.ц.м будет описываться соотношением [38]

$$\frac{d\sigma}{n\theta} (\bar{p}p \rightarrow e^+e^-) = \sigma_{\perp} (1 + \cos^2 \theta) + \sigma_{\parallel} (1 - \cos^2 \theta),$$

где  $\sigma_{\perp}$  соответствует фотонам с поперечной поляризацией и  $\sigma_{\parallel}$  — фотонам с продольной поляризацией.

Если ввести электрический  $G_E$  и магнитный  $G_M$  формфакторы протона, то получим следующие соотношения [38]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\perp} &= f(t, M) t G_M^2(t); \\ \sigma_{\parallel} &= f(t, M) 4M^2 G_E^2(t); \\ \frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} &= \frac{t}{4M^2} \frac{G_M^2}{G_E^2}. \end{aligned}$$

Здесь  $t$  — передача квадрата четырехмерного импульса между антипротоном и электроном во времениподобной области;  $M$  — масса протона и  $f(t, M) = \frac{1}{8\pi} \left( \frac{4\pi\alpha}{t} \right)^2 \left[ 1 - \frac{4M^2}{t} \right]^{1/2}$ .

Экспериментальные данные по  $e^-p$ -рассеянию указывают на дипольный характер  $G_M$  при низких энергиях [38]:

$$\frac{G_M(q^2)}{G_M(0)} = \left[ 1 + \frac{q^2}{0,71} \right]^{-2}.$$

В области больших переданных импульсов теоретическая интерпретация экспериментальных данных пока неясна, что видно из

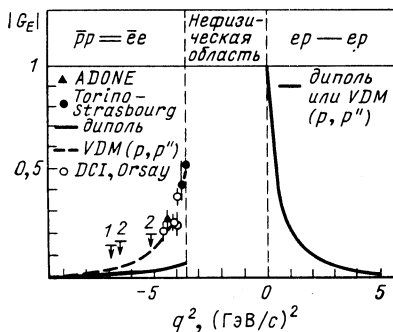


Рис. 5. Экспериментальные данные об электромагнитных формфакторах протона из аннигиляций  $\bar{p}p \rightleftharpoons e^+e^-$  и упругого рассеяния  $ep \rightarrow ep$ . Взаимодействия  $ep$  представлены кривой в пространственноподобной области, соответствующей модели векторной доминантности (VDM) [38]. Данные по  $pp$ -взаимодействиям:

1 — ЦЕРН; 2 — БНЛ

рис. 5 [38], на котором показана экспериментальная ситуация как во времени- ( $\bar{p}p \rightleftharpoons e^+e^-$ ), так и в пространственноподобной ( $ep \rightarrow ep$ ) областях. Оказывается, что обе области довольно хорошо, в пределах погрешностей, могут быть описаны при помощи модели векторной доминантности [39].

2. СИСТЕМА  $\bar{N}N$  ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

**Общие характеристики  $\bar{p}p$ -системы.** Первые экспериментальные результаты о  $\bar{p}p$ -взаимодействии при низких энергиях (300—600 МэВ) содержали данные только о полных и дифференциальных упругих сечениях с перезарядкой. Значения  $\sigma_{\text{полн}}(\bar{p}p)$ ,  $\sigma_{\text{ан}}(\bar{p}p)$ ,  $\sigma_{\text{у}}(\bar{p}p)$  и  $\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n)$  приведены на рис. 1. Угловое распределение упругого рассеяния при импульсе 290 МэВ/с показано на рис. 6 [40]. Упругое

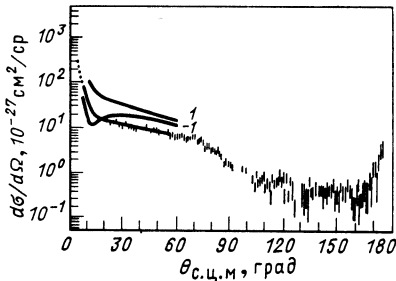


Рис. 6. Зависимость дифференциального сечения упругого  $\bar{p}p$ -взаимодействия при импульсе 290 МэВ/с от угла рассеяния в с.ц.м. Кривая рассчитана для значений:

$\sigma_{\text{полн}} = (237 \pm 3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ ;  $b = (44,9 \pm 2) \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ ;  $\rho = -(0,055 \pm 0,016)$ . Другие две кривые соответствуют  $\rho = 1$  и  $\rho = -1$  [40]

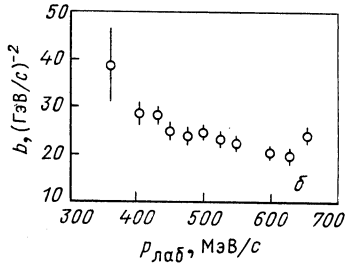
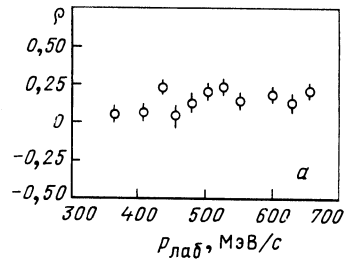


Рис. 7. Отношение реальной и мнимой частей амплитуды упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния (а) и наклон ядерного упругого сечения [41] (б)

рассеяние при малых значениях  $t$  позволяет определить фазу амплитуды сильного  $\bar{p}p$ -взаимодействия вследствие ее интерференции с амплитудой кулоновского рассеяния, т. е. электромагнитного взаимодействия, значение которой известно. Фаза определяет отношение реальной и мнимой частей амплитуды сильного взаимодействия. Итак, из анализа интерференции между амплитудами упругого рассеяния и кулоновского рассеяния следует, что  $\rho = \text{Re } f(0)/\text{Im } f(0)$  при указанном значении импульса имеет значение  $\rho = -(0,055 \pm \pm 0,016)$  [37]. Основные значения параметров  $\rho$  и  $b$  для упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния при низких энергиях приведены на рис. 7 [41]. Эти данные соответствуют данным, приведенным в работе [42].

При уменьшении сечения аннигиляции значение параметра  $b$  уменьшается [9]. Это явление можно также считать следствием унитарности [43].

Следует отметить сложную энергетическую зависимость  $\rho$ . Величина  $\rho = \text{Re } f(0)/\text{Im } f(0)$  положительна при импульсах  $p_{\text{лаб}} >$

$> 500$  МэВ/с. При импульсах  $p_{\text{лаб}} < 500$  МэВ/с величина  $\rho$  становится отрицательной и при импульсе в области  $\sim 200\text{--}300$  МэВ/с снова меняет знак и становится положительной. Полного объяснения физических причин осцилляций  $\rho$  в настоящее время нет [44].

Напомним, что модель [42] дает значение  $\rho = 0,103$  при 500 МэВ/с и  $\rho = 0,212$  при 700 МэВ/с (по данным [46]). В [46] были получены значения  $\rho$  в пределах  $0,1 < \rho < 0,4$  для импульсов в области  $400 < p_{\text{лаб}} < 730$  МэВ/с.

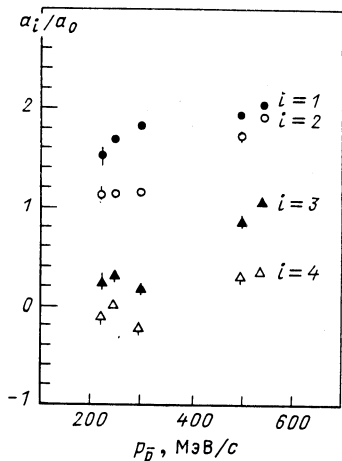


Рис. 8. Зависимость коэффициентов полиномов Лежандра, подогнанных к данным по упругим взаимодействиям, от импульса первичной частицы [40]

Рис. 10. Сечение упругого  $\bar{p}p$ -взаимодействия в  $T$ - и  $U$ -областях [48]

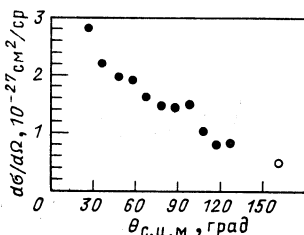
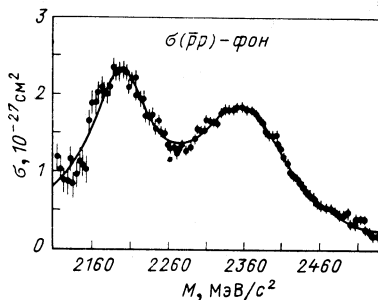


Рис. 9. Дифференциальное сечение реакции зарядового обмена  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  при импульсе 290 МэВ/с [40]



Вклад отдельных парциальных волн в упругое рассеяние в зависимости от энергии можно оценить по подгонке коэффициентов Лежандра:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta_{\text{с. ц. м}}} = \sum_l a_l P_l(\cos \theta_{\text{с. ц. м}})$$

(рис. 8) [40]. Вклад от парциальных волн с  $l \geq 2$  уменьшается с уменьшающейся энергией антипротона, но оказывается, однако, что вклад  $P$ -волны даже при более низких энергиях (225 МэВ) остается на уровне  $\sim 50\%$  сечения упругого рассеяния. Это отличается от  $\bar{p}p$ -взаимодействий, где в области 290 МэВ/с вклад от  $S$ -волны составляет 73% и при 235 МэВ/с достигает 95%. Даже в реакции

с перезарядкой  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  наблюдается значительный вклад от  $P$ -волны (рис. 9) [40].

Поведение полного сечения и сечения упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния назад указывает на сложную структуру амплитуды  $\bar{p}p$  в  $S$ -канале (рис. 10) [47, 48].

Наблюденные максимумы интерпретируются как  $T$ - [ $M_T = (2190 \pm 10) \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma = (90 \pm 20) \text{ МэВ}$ ] и  $U$ - [ $M_U = (2350 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma = (160 \pm 20) \text{ МэВ}$ ] [47] резонансы. Для объяснения их природы лучше подходит аннигиляция, в частности аннигиляция на два мезона.

**Аннигиляция на два мезона.** При повышении энергии пучка антипротонов уже можно определить сечения образования отдельных конечных состояний. Однако хотя сечение аннигиляции сравнительно большое, тонкую структуру в его энергетической зависимости трудно экспериментально обнаружить. Вероятно, поэтому удалось обнаружить лишь немного чистых мезонных резонансных состояний с массой выше  $2 \text{ ГэВ}/c^2$  в  $s$ -канале  $\bar{p}p$ -взаимодействия. Исключение составляет, может быть, подробное изучение аннигиляции на два мезона как функции от энергии первичного антипротона.

Из анализа  $\bar{p}p$ -аннигиляции на два мезона в области импульсов  $1-2 \text{ ГэВ}/c$  [49] видно, что при аннигиляции  $\bar{p}p$ -системы могут возникать резонансы с  $J = 1 \div 5$ . Вследствие справедливости сохранения  $G$ -четности аннигиляция на два мезона имеет ограниченные квантовые числа  $(-1)^{J+I}$  [50].

Структура углового распределения конечных состояний для  $\pi^+\pi^-$  и  $\pi^0\pi^0$  приведена на рис. 11 [51]. Подгоночные кривые для канала  $\pi^+\pi^-$  на этом рисунке соответствуют распределению [51]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left( \frac{q}{p} \right) [ |A_{++}|^2 + |A_{+-}|^2 ],$$

а поляризация

$$P \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left( \frac{q}{p} \right) \text{Im}(A_{++}A_{+-}^*),$$

где  $A_{++}$  и  $A_{+-}$  — амплитуды без поворота и с поворотом спина соответственно для спиральностей, выраженных через полиномы Лежандра;  $q$ ,  $(p)$  — импульс  $\pi^+\pi^-$ ,  $(\bar{p}p)$  в с.ц.м. Угловые распределения, соответствующие этим соотношениям, предполагают существование резонансов  $J^P = 1^+$  и  $2^+$  в области массы  $2,17 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $J^P = 3^-, 4^+$  и  $5^-$  в районе массы  $2,3 \text{ ГэВ}/c^2$  [51].

На поляризованной мишени была измерена аннигиляция на  $\pi^+\pi^-$ -мезоны в области импульсов  $1-2 \text{ ГэВ}/c$ . Из результатов, приведенных на рис. 12 [50], видно, что доминирует положительная поляризация, которую можно объяснить как следствие фрагментации поляризованного протона, передающего спин с помощью валентного  $u$ -кварка, который затем влияет на распределение образовавшегося

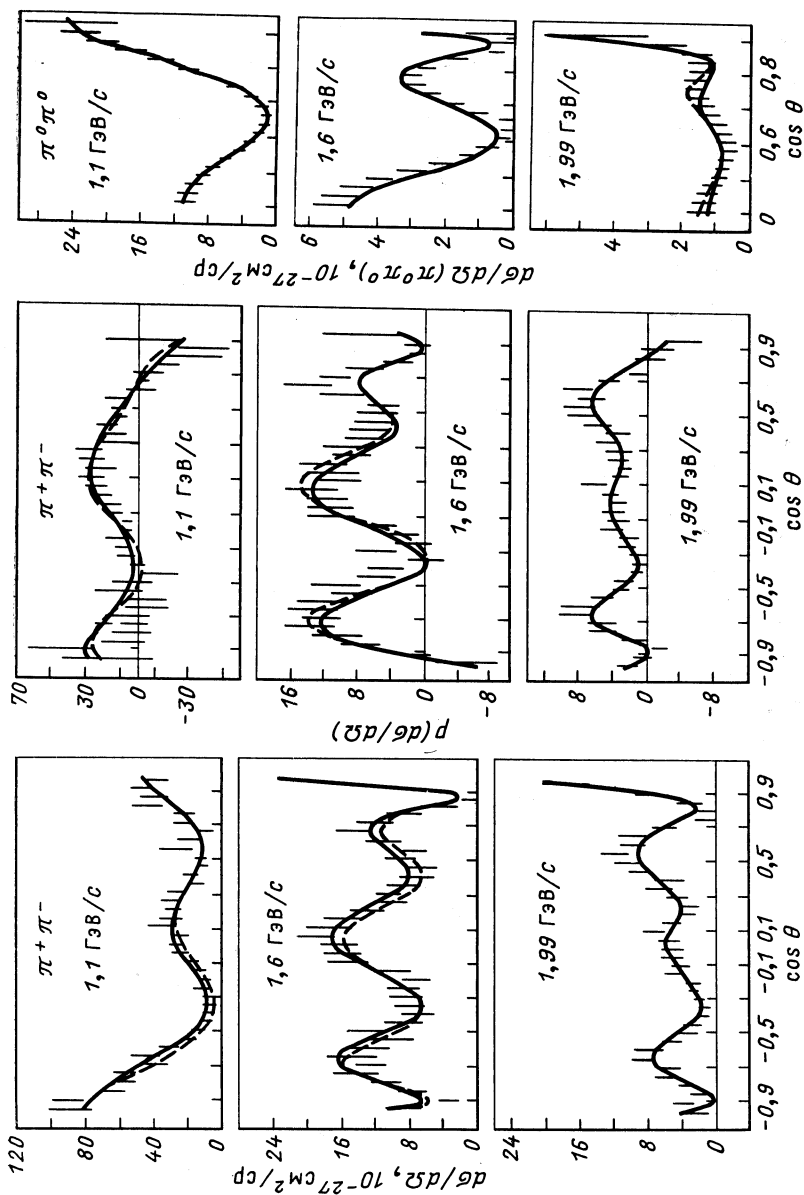


Рис. 11. Дифференциальные сечения  $\pi$ -мезонов в с.д.м.  $pp$ -взаимодействиях [51]. Кривые соответствуют подгонке амплитуд отдельных мезонных резонансов



пиона [52]. Результаты изучения  $\bar{p}p$ -аннигиляции на два мезона на поперечно поляризованной мишени позволяют определить точные квантовые числа [47, 53] мезонов, образуемых в  $s$ -канале.

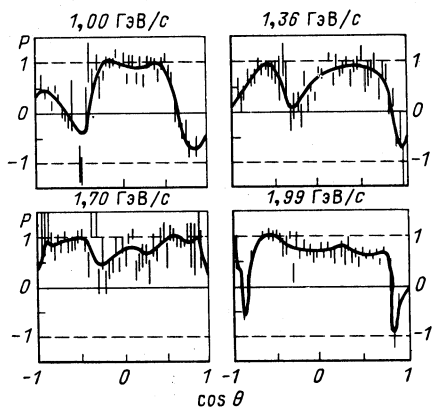


Рис. 12. Поляризация в аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$  при разных импульсах [50]

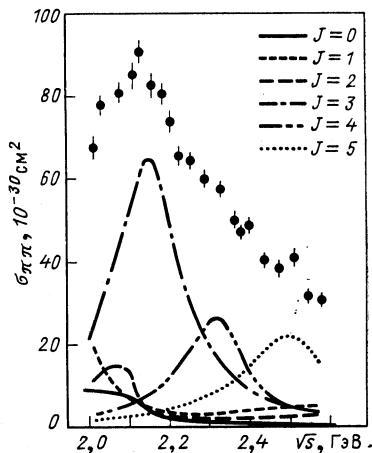


Рис. 13. Полное сечение  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$  и вклад парциальных волн [47]

В табл. 6 [53] приведены вероятные мезонные резонансы, наблюдаемые в экспериментах при низких энергиях. Вклад отдельных парциальных волн в канале аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$  показан на рис. 13 [47, 54].

Таблица 6. Возможные мезонные резонансы, наблюдаемые в экспериментах при низких энергиях [53]

$J^{PC}$	$I^G$	$M$ , МэВ/с <sup>2</sup>	$\Gamma$ , МэВ
$3^{--}$	$1^+$	2150	200
$5^{++}$	$1^+$	2340	240
$5^{--}$	$1^+$	2480	280

В [55] изучалась реакция  $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$  при импульсе антипротона в пределах от 1,0 до 2,0 ГэВ/с. Было показано, что угловое распределение  $\pi^0$  при импульсе 1,36 ГэВ/с соответствует угловому распределению в реакциях  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

Парциальный волновой анализ экспериментальных данных позволяет авторам сделать вывод о существовании состояния  $J^{PC} I^G =$

= 2+0+. Это — резонанс с массой  $M = 2,150$  ГэВ/ $c^2$  и шириной  $\Gamma = 0,25$  ГэВ, который авторами [56] интерпретируется как вклад состояния  $I = 0$  в область  $T$ -резонанса. Существование резонанса  $J^{PC} I^G = 4+0+$  с массой  $M = 2,330$  ГэВ/ $c^2$  и шириной  $\Gamma = 0,3$  ГэВ, который приведен в [47], не противоречит данным [55].

Аналогичным образом можно изучать  $\bar{N}N$ -аннигиляцию на два  $K$ -мезона. Из-за сохранения  $C$ -четности для конечных состояний с  $K$ -мезонами выполняются следующие соотношения между амплитудами [50]:

для  $J$  четного

$$\begin{aligned} & T(\bar{p}p \rightarrow K^-K^+) + T(\bar{p}p \rightarrow K_s^0K_L^0) + \\ & + T(\bar{p}p \rightarrow K_s^0K_L^0) = T(\bar{p}n \rightarrow K^-K^+); \\ & T_J(K^-K^+) + T_J(K_s^0K_L^0) = T_J(K^-K^0); \end{aligned}$$

для  $J$  нечетного

$$T_J(K^-K^+) + T_J(K_s^0K_L^0) = T_J(K^-K^0).$$

Угловое распределение каонов в реакции  $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$  при энергиях 0,89; 1,3; 1,71; 2,12 ГэВ приведено на рис. 14 [50] в сравнении с аннигиляцией  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Измерения аннигиляции на  $K^+K^-$  не обладают высокой точностью, и поэтому их анализ затруднителен.

Можно, однако, показать, что угловые распределения мезонов в с.ц.м. для конечных состояний  $\pi^+\pi^-$  и  $K^+K^-$  по существу не отличаются. В обоих конечных состояниях при низких энергиях проявляется эффект антилидирования по заряду, т. е. как  $K^+$ , так и  $\pi^+$  излучаются вперед по направлению движения первичного антипротона более часто, чем  $K^-$  и  $\pi^-$  (рис. 15) [21].

Было измерено сечение  $\bar{p}p$ -аннигиляции на два мезона при заданных значениях квадрата четырехмерной передачи импульса  $t$  и квадрата четырехмерной передачи импульса  $u$  между протоном и мезоном. Ход зависимости сечения от энергии первичного анти-

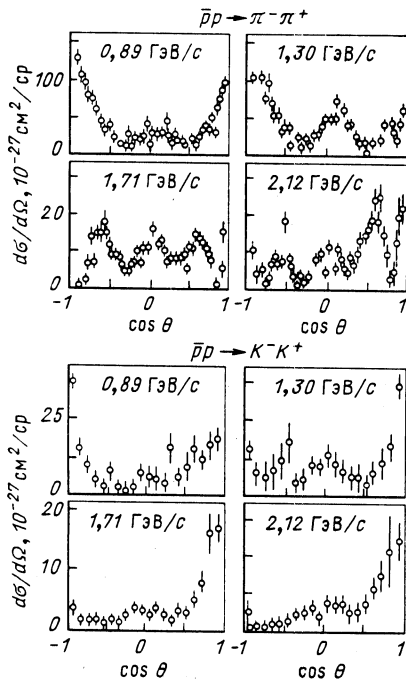


Рис. 14. Сравнение углового распределения аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$  с аннигиляцией  $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$  [50]

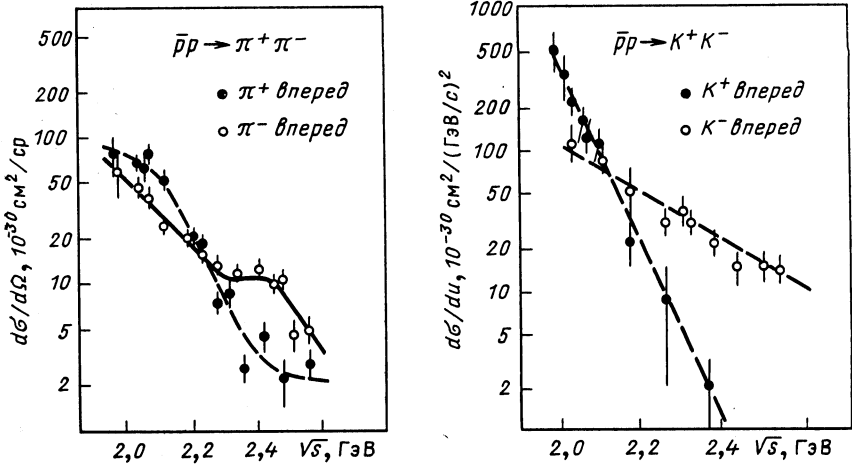


Рис. 15. Дифференциальные сечения вперед (в направлении движения первичного  $\bar{p}$ ) и назад для взаимодействий [21]:  
 а -  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ ; б -  $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$

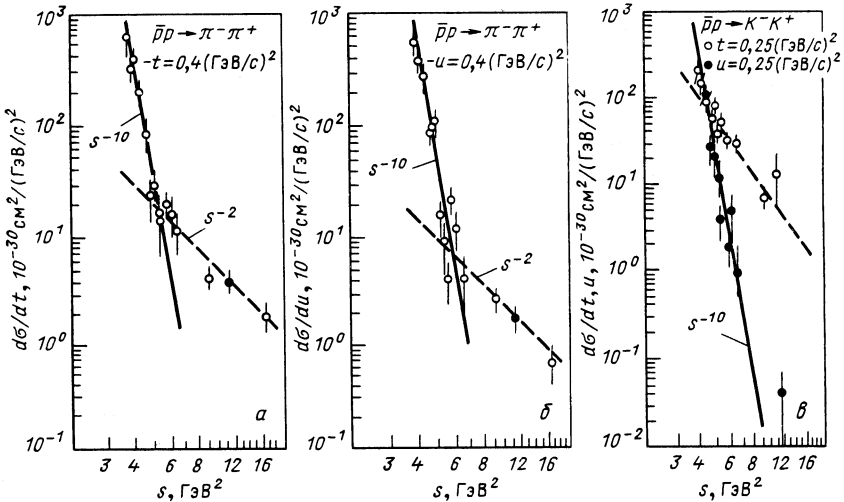


Рис. 16. Зависимость дифференциального сечения  $d\sigma/dt$  и  $d\sigma/du$  от энергии первичного антипротона при заданных значениях  $t$  и  $u$  для взаимодействий [57]:  
 а -  $\bar{p}p \rightarrow \pi^-$  (вперед)  $\pi^+$ ; б -  $\bar{p}p \rightarrow \pi^-$  (вперед)  $\pi^+$ ; в -  $\bar{p}p \rightarrow K^-$  (вперед)  $K^+$

протона свидетельствует о двух видах механизма аннигиляции на два мезона (рис. 16, а, б) [57].

Можно полагать, что сечение быстро уменьшается с энергией  $\sim (s^{-10})$  за счет образования резонансов в  $s$ -канале, в то время как

медленно уменьшающееся с энергией сечение  $(s^{-2} - s^{-3})$  скорее соответствует механизму обмена барионом в периферийных аннигиляциях.

На рис. 17 [1] показана зависимость сечения аннигиляций на два мезона от импульса первичной частицы.

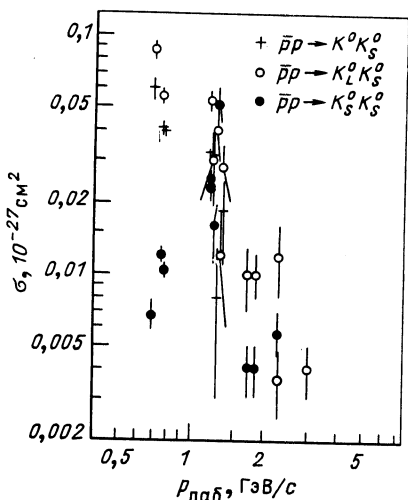


Рис. 17. Сечение взаимодействий  $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^0$  [1]

**Многочастичные конечные состояния.** В сечении аннигиляции с большим числом частиц в конечном состоянии, измеренном в области энергий 2,0—2,5 ГэВ наблюдались структуры [47—49], приписываемые резонансам  $T$  и  $U$  (см. рис. 10) [48], которые наблюдались также в полном и упругом сечениях (см. рис. 13) [58].

В других каналах аннигиляции (например,  $\bar{p}p \rightarrow \eta^0 \pi^0$ ,  $\eta^0 \eta^0$  [55]) также наблюдается структура, подтверждающая существование мезонных резонансов, образуемых в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях (см. табл. 6).

На рис. 18, а, б [47] приведена зависимость параметра  $R$   $\{R = \sigma(\bar{p}p \rightarrow n\pi) / [\sigma_{\text{полн}}(\bar{p}p) - \sigma(\bar{p}p \rightarrow n\pi)]$ ;  $n > 1$ \} от энергии. Для

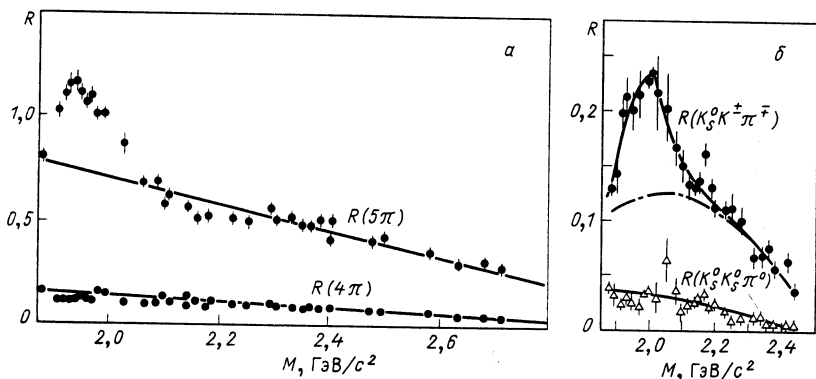


Рис. 18. Отношение сечений аннигиляции на мезоны к полному сечению аннигиляции [47]:

а —  $\bar{p}p \rightarrow 4\pi$ ;  $5\pi$ ; б —  $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^\pm \pi^\pm$ ;  $K^0 K^0 \pi^0$

всех множественностей эта зависимость гладкая, только для канала аннигиляции на  $5\pi$  имеется максимум, соответствующий резонансу с параметрами  $M = (1960 \pm 10) \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma = 80 \text{ МэВ}$ ,  $\sigma = 10^{-26} \text{ см}^2$ ,  $I = 1$ . Аналогичная ситуация имеет место также для конечных состояний с  $K$ -мезонами. Для канала аннигиляции  $K^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$  наблюдается максимум, соответствующий резонансу с параметрами  $M = 2000 \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma = 100 \text{ МэВ}$ ,  $\sigma = 1,50 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ . В канале  $K^0 K^0 \pi^0$  этот максимум не наблюдается.

Максимумы на рис. 18 слишком широкие, и поэтому их нельзя однозначно отождествить с единственным резонансом в  $s$ -канале.

Т а б л и ц а 7. Сечение квазидвухчастичных взаимодействий. Используются данные при 702 и 757 МэВ/с [59]

Реакция	Наблюдаемый резонанс	$\sigma$ , $10^{-30} \text{ см}^2$
$K^{*\pm} (892) K$	$K_s^0 \pi^{\pm}$	$400 \pm 40$
$K^{*0} (892) K_s^0$	$K^{\pm} \pi^{\mp}$	$150 \pm 20$
$A_2^{\pm} (1310) \pi^{\mp}$	$K_s^0 K^{\pm}$	$2800 \pm 200$
$K^{\pm} (1420) K^{\mp}$	$K_s^0 \pi^{\pm}$	$90 \pm 15$
$K^{*0} (1420) K_s^0$	$K^{\pm} \pi^{\mp}$	$120 \pm 12$
$S^* (980)$	$K_s^0 K_s^0$	$46 \pm 9$
$f' (1515) \pi^0$	$K_s^0 K_s^0$	$24 \pm 5$
$K^{*\pm} (892) K^{*\mp} (892)$	$K_s^0 \pi^{\pm}, K_s^0 \pi^{\pm}$	$570 \pm 20$
$K^{*0} (892) K^{*0} (892)$	$K_s^0 \pi^0, K^{\pm} \pi^{\mp}$	$180 \pm 25$
$S^* (980) \rho^0$	$K_s^0 K_s^0$	$36 \pm 10$
$\varphi (1020) \rho^0$	$K_s^0 K_L^0$	$26 \pm 10$
$A_2^{\pm} (1310) \rho^{\mp}$	$K_s^0 K^{\pm}$	$1430 \pm 260$
$D (1280) \pi^0$	$K_s^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$	$20 \pm 10$
$E (1420) \pi^0$	$K_s^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$	$40 \pm 20$
$D (1285) \rho^0$	$K_s^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$	$20 \pm 5$

В качестве примера приводим сечения разных конечных состояний при импульсах 702 и 757 МэВ/с в табл. 7 [59]. Из этих данных путем экстраполяции были определены сечения квазидвухчастичных конечных состояний [59].

В [60] был определен вклад  $\bar{p}n$ -аннигиляции на  $\pi$ -мезоны в общую  $\bar{p}n$ -аннигиляцию в области импульсов 450—920 МэВ/с, и в [61] определен тот же вклад для  $\bar{p}p$ -аннигиляции в области импульсов 480—720 МэВ/с. Данные суммированы в табл. 8. Видно, что оба эксперимента дают в пределах погрешностей одинаковый результат.

Результаты большинства экспериментов по рождению мезонных резонансов в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях указывают на необходимость по-

вых экспериментов с большой статистикой, прежде всего для двух-частичных конечных состояний (упругое рассеяние, аннигиляция на  $\pi^+\pi^-$  и  $K\bar{K}$ ), поскольку именно для них можно точно определить квантовые числа начального и конечного состояний.

Таблица 8. Вклад  $\bar{p}n$ - и  $\bar{n}p$ -аннигиляций на  $\pi$ -мезоны в общую  $\bar{p}n$ - и  $\bar{n}p$ -аннигиляцию в области импульсов 450—970 и 480—720 МэВ/с соответственно

Реакция	Вклад, %
$\bar{p}n \rightarrow 2\pi^-\pi^+$	$2,5 \pm 0,3$
[60] $2\pi^-\pi^+\pi^0$	$13,0 \pm 1,2$
$2\pi^-\pi^+k\pi^0; k > 1$	$48,3 \pm 4,4$
$3\pi^-2\pi^+$	$6,4 \pm 1,6$
$3\pi^-2\pi^+\pi^0$	$10,1 \pm 2,4$
$3\pi^-2\pi^+k\pi^0; k > 1$	$6,4 \pm 1,6$
$\bar{n}p \rightarrow 2\pi^+\pi^-$	$3,2 \pm 0,5$
[61] $2\pi^+\pi^-k\pi^0; k \geq 1$	$67,3 \pm 2,1$
$3\pi^+2\pi^-$	$5,7 \pm 0,6$
$3\pi^+2\pi^-k\pi^0; k \geq 1$	$23,4 \pm 1,3$

**Бариионий.** Теория предсказала существование целого семейства связанных состояний между антипротоном и нуклоном, которые интерпретировались как связанные или резонансные уровни в  $\bar{N}N$ -системе, так называемые квазядерные состояния [34, 62], либо как экзотические многокварковые системы [63], например, типа  $(2q2\bar{q})$ .

Образование связанных  $\bar{N}N$ -состояний обоих типов может происходить так [64], что антипротоны, останавливаясь в мишени из водорода или дейтерия, образуют атом  $\bar{p}p$ - или  $\bar{p}d$ , аннигилируют и переходят при этом в основное состояние барииония. Измеряются выходящие мезоны, или фотоны, или нуклоны отдачи.

Так как свойства распада связанных  $\bar{N}N$ -состояний неизвестны, то измерения имеют инклюзивный характер, т. е. измеряются все  $\pi$ -мезоны и фотоны, образующиеся в конечном состоянии аннигиляции.

Бариионий можно было бы искать как узкий пик в полном сечении  $\bar{N}N$ -рассеяния, или в сечении  $\bar{p}p$ -аннигиляции. В полном сечении взаимодействия  $\bar{N}N$  наблюдался узкий пик в области массы  $M = 1936$  МэВ/с<sup>2</sup> [65], так называемый  $S$ -мезон, который является наиболее известным кандидатом на роль барииония. В ряде последующих экспериментов существование этого пика было подтверждено [66—69]. Однако в экспериментах, выполненных после 1980 г. [70—74], такой пик не наблюдался. (Сводка экспериментальных данных приведена в табл. 9 [5]).

Таблица 9. Экспериментальные данные по поиску  $S$ -резонанса в измерении полного сечения  $\bar{p}p$ -рассеяния [5]

Эксперимент	$M$ , МэВ/ $c^2$	$\Gamma$ , МэВ	Примечание
[62]	$1932 \pm 2$	$9^{+4}_{-3}$	Есть
[63]	$1936 \pm 1$	$8,8^{+4,3}_{-3,2}$	»
[64]	$1939 \pm 1$	$\leq 4$	»
[65]	$1936 \pm 1$	$2,8 \pm 1,4$	»
[66]	$1939 \pm 2$	$22 \pm 6$	»
[67]	—	$\leq 3$	Нет
[68]	—	$\geq 10$	»
[69]	—	$\leq 4$	»
[70]	—	$\leq 3,5$	»
[71]	—	$< 0,08 - 6,7$	»

Аналогичная ситуация сложилась с наблюдением структуры в районе  $S$  (1936)-мезона в экспериментах по измерению сечения  $\bar{p}p$ -аннигиляции. В ряде экспериментов [66, 67, 69] этот пик был обнаружен, но в других [5, 76, 77] он отсутствовал. Следует отметить, что эксперимент [75] обладал рекордным разрешением по измерению массы [ $\sim 0,4$  МэВ/ $c^2$ ], и в нем наблюдалась структура в области массы 1936 МэВ/ $c^2$ . (Экспериментальные данные приведены в табл. 10 [44].)

 Таблица 10. Экспериментальные данные по измерению параметров  $S$ -мезона в сечении  $\bar{p}p$ -аннигиляции [44]

Литература	$M$ , МэВ/ $c^2$	$\Gamma$ , МэВ	Разрешение по массе, МэВ/ $c^2$	Примечание
[63]	1936	9	1,5	Есть
[64]	1939	$\leq 4$	2,0	»
[65]	1937	21	1,5	»
[72]	1935—1941	—	0,4	»
[73]	—	$\leq 4$	1,5	Нет
[74]	—	$\leq 4$	2,5	»
[4]	1910—1940	$\leq 8$ , верхний предел	2,0	»
	1940—1960	$\leq 8 - 12$ , верхний предел	2,6	»

Полную ясность могли бы внести эксперименты по поиску узких линий в спектре  $\gamma$ -квантов, образующихся при переходах из уровней протония ( $\bar{p}p$ -атома) на нижележащие уровни бариония. Эксперименты этого рода очень сложны из-за высокого фона  $\gamma$ -квантов от распа-

дов  $\pi^0$ -мезонов. В экспериментах [78, 79] были обнаружены линии в спектре  $\gamma$ -квантов протония, соответствующие массам состояний в пределах 1200—1800 МэВ/ $c^2$ . Однако в экспериментах, выполненных на LEAR [80] и японской группой KEK [81], никаких узких линий в спектре  $\gamma$ -квантов не обнаружено.

В [82] обнаружены узкие линии в спектре  $\gamma$ -квантов во взаимодействии  $\bar{p}$   $^4\text{He}$ . Поиск узких  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}n$ -состояний в  $\bar{p}d$ -реакции [83] принес отрицательный результат.

Изучение энергетического спектра  $\pi^\pm$ -мезонов, возникающих в реакции  $(\bar{p}p) \xrightarrow{\text{в покое}} \pi^\pm + B^\mp$  [84—86], а также спектра  $\pi^0$ -мезонов

из реакции  $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 + X$  [87] не привело к обнаружению каких-либо узких состояний в области масс 1100—1700 МэВ/ $c^2$ .

Можно заключить [44], что поиски узких структур в области  $S$  (1936)-мезона дают отрицательный результат; отсутствуют также моноэнергетические линии в спектре  $\gamma$ -квантов и  $\pi$ -мезонов в аннигиляции антипротона в покое.

Нельзя, однако, исключить, что квазиядерные состояния или состояния бариония могут существовать при энергиях вблизи порога реакции  $\bar{N}N$  или они намного шире, чем  $\sim 50$  МэВ [64]. Наиболее предпочтительными кандидатами в барионии на сегодняшний день являются широкие резонансы с массами в области 2000—2500 МэВ/ $c^2$  [44].

В любом случае для внесения ясности в сложившуюся ситуацию необходимы новые эксперименты. Очень полезным был бы также более количественный теоретический подход [64]. Для более подробного ознакомления с проблематикой бариония можно рекомендовать работы [34, 44, 62, 64].

### 3. АННИГИЛЯЦИЯ $\bar{N}N$ НА ЛЕТУ

**Общая характеристика.** С ростом энергии антипротона увеличивается вклад неаннигиляционных процессов (рис. 1). Зависимость сечений взаимодействия антинуклонов с нуклонами от энергии определялась в нескольких экспериментах [2, 88—90]. Сечения в области до 1,0 ГэВ можно параметризовать с помощью соотношения (3). С ростом энергии налетающих антипротонов практически вся информация о  $\bar{p}p$ -аннигиляции извлекается из разности полных сечений  $\bar{p}p$  и  $pp$ , т. е. принимается  $\sigma_{\text{ан}}(\bar{p}p) = \sigma_{\text{полн}}(\bar{p}p) - \sigma_{\text{полн}}(pp)$  [52]. Как видно из рис. 1, сечение аннигиляции измерено только до значения импульса  $\sim 12$  ГэВ/ $c$ . Несмотря на то что сечение аннигиляции измерено с большими погрешностями, его можно хорошо описать с помощью зависимости от энергии типа  $s^{-1}$  [91].

На рис. 19, а, б приведены топологические сечения в аннигиляционных каналах в зависимости от продольного импульса  $p_{\parallel}$  (а) [10] и разность топологических сечений  $\sigma(\bar{p}p) - \sigma(pp)$  [92] (б). Про-



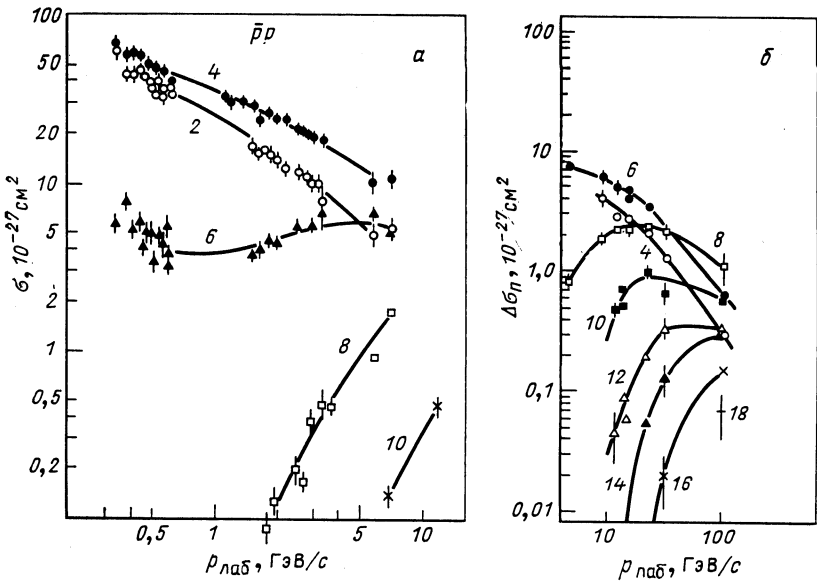


Рис. 19. Зависимость топологических сечений  $\bar{p}p$ -аннигиляции от импульса первичного антипротона [10] (а) и разность топологических неупругих сечений  $\Delta\sigma(\bar{p}p - pp)$  [92] (б)

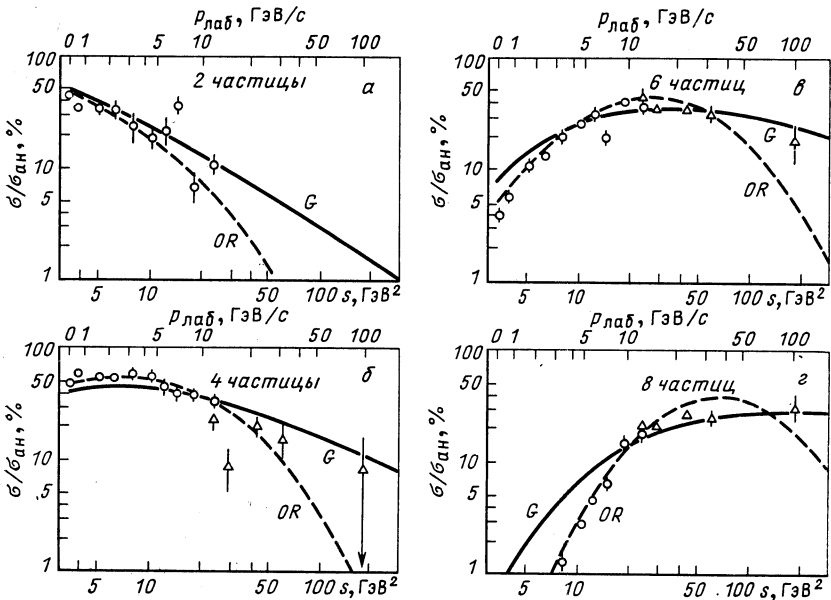


Рис. 20. Отношение  $\sigma/\sigma_{ан}$  для отдельных топологий и разных моделей [91]: сплошная кривая — модель G [93]; пунктир — модель OR [94]

цент вклада отдельных топологий в зависимости от энергии  $s$  показан на рис. 20 [91]. Из топологических сечений была также определена зависимость средней множественности заряженных вторичных частиц от энергии первичной частицы (рис. 21) [96]

$$\langle n^\pm \rangle = a + b \ln s = (2,09 \pm 0,04) + (0,84 \pm 0,09) \ln s. \quad (11)$$

Распределение множественностей заряженных частиц в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях характеризуется статистическими моментами, например [10]  $\sqrt[q]{\overline{\mu^q}} = \langle \mu^q \rangle - \langle \mu \rangle^q$  (при  $q = 2$  будет  $\mu_2 = D^2$ ), которые

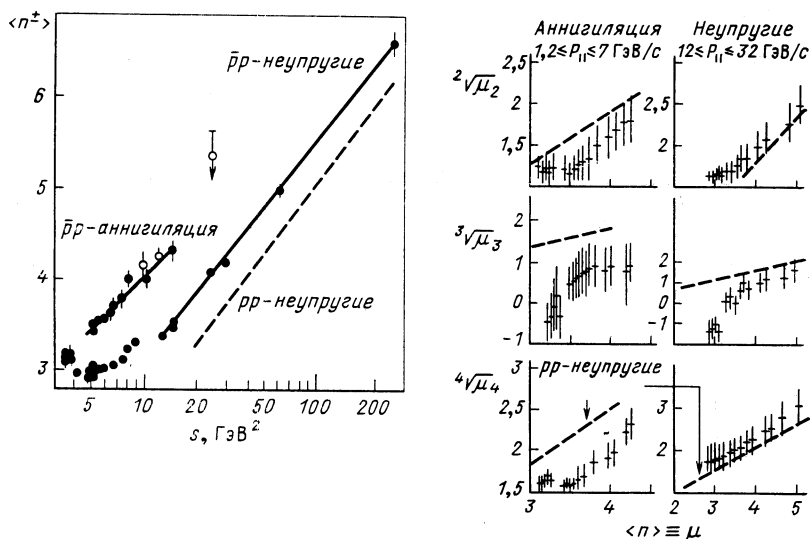


Рис. 21. Зависимость  $\langle n^\pm \rangle$  от энергии  $s$  [95]

Рис. 22. Дисперсия моментов распределения множественности для аннигиляционных и неупругих процессов  $\bar{p}p$  в зависимости от среднего значения множественности заряженных частиц. Пунктирная кривая соответствует  $pp$ -взаимодействиям [10]

приводятся в зависимости от множественности вторичных частиц на рис. 22 [10]. Напомним, что в этом представлении в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях наблюдается примерно линейная зависимость. Приводится также зависимость  $\langle n \rangle / D$  от энергии первичной частицы (рис. 23) [91] и зависимость  $f_2^-$  от числа отрицательных  $\pi$ -мезонов (рис. 24) [91]:

$$D = \sqrt{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}; \quad f_2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 - \langle n \rangle;$$

для распределения Пуассона  $f_2 = 0$  [10, 92]. Нормализованное распределение множественностей аннигиляции приведено на рис. 25 [10]. Из него, подобно тому как из распределения  $\langle n \rangle / D$ , видно, что КНО-скейлинг каналов аннигиляции приблизительно осуществляется уже

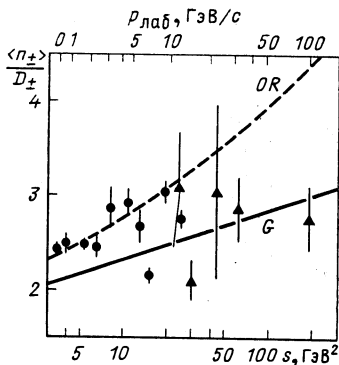


Рис. 23. Зависимость отношения  $\langle n_{\pm} \rangle / D_{\pm}$  от энергии первичного антипротона [91]:  
 - - - - модель OR [94]; — модель G [93]

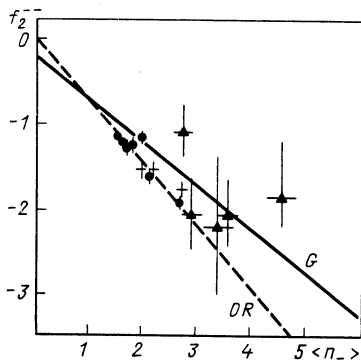


Рис. 24. Зависимость  $f_2^-$  от множественности отрицательно заряженных частиц для аннигиляции и для разности  $(pp - \bar{p}p)$  [91]

в области более низких энергий и кривая скейлинга имеет другую форму, чем в неаннигиляционных процессах: этой кривой скейлинга соответствуют также более высокие значения отношения  $\langle n \rangle / D$  (примерно 2,8) в отличие от неаннигиляционных процессов [10, 91]. Подобная кривая скейлинга также наблюдается во взаимодействиях  $e^+e^- \rightarrow$  адроны [97] и в неупругих взаимодействиях лептонов с нуклонами [23]. Интересно было бы выяснить, будет ли скейлинг нарушаться в аннигиляционных процессах при высоких энергиях. Рождение резонансов  $\rho$  и  $\omega$  в  $\bar{p}p$ -аннигиляции наблюдается довольно часто. В табл. 11 [1] приведены сечения образования этих резонансов для некоторых значений энергии первичной частицы, в табл. 12 [98] —

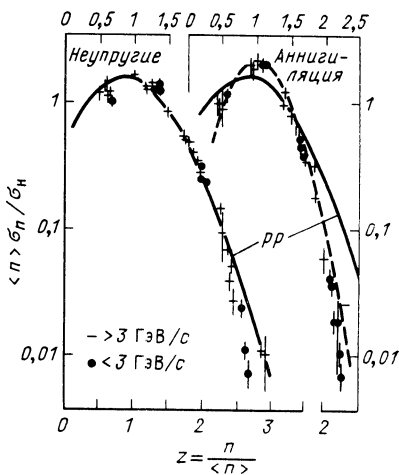


Рис. 25. Нормированные распределения множественностей для неупругих и аннигиляционных  $\bar{p}p$ -взаимодействий в сравнении с  $pp$ -взаимодействиями [10]

Таблица 11. Сечения образования резонансов  $\rho^0$  и  $\omega^0$  в  $\bar{p}p$ -аннигиляции при разных значениях импульса первичного антипротона [1]

Реакция	$p$ , МэВ/с	$\sigma$ , $10^{-27}$ см <sup>2</sup>
$\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \pi^0$	0,7	$0,5 \pm 0,1$ [26]
	1,23	$0,255 \pm 0,06$ [1]
	1,30	$0,304 \pm 0,071$ [1]
	1,43	$0,251 \pm 0,061$ [1]
	1,59	$0,130 \pm 0,04$ [56]
	1,725	$0,110 \pm 0,40$ [56]
	1,875	$0,07 \pm 0,03$ [56]
	2,30	$0,05 \pm 0,015$ [99]
	2,52	$0,07 \pm 0,03$ [56]
	$\bar{p}p \rightarrow \omega^0 \pi^+ \pi^-$	0,7
0,73		$3,33 \pm 0,43$ [100]
2,3		$1,09 \pm 0,07$ [99]
2,32		$1,34 \pm 0,15$ [101]
2,5		$1,21 \pm 0,16$ [102]
2,5		$0,72 \pm 0,10$ [103]
7,2		$0,055 \pm 0,008$ [104]

Таблица 12. Отношение инклюзивных сечений образования  $\pi^-$ ,  $\rho^0$ ,  $f$ ,  $K_s^0$  и  $K^* \equiv K^{*+} + K^{*-}$  в  $\bar{p}p$ -аннигиляции [98]

Импульс, ГэВ/с	$\sigma(\rho^0)/\sigma(\pi^-)$	$\sigma(f)/\sigma(\rho^0)$	$\sigma(K^{*\pm})/\sigma(K_s^0)$
0,7	$0,45 \pm 0,01$	$0,47 \pm 0,04$	$0,72 \pm 0,02$
2,3	$0,46 \pm 0,02$	—	—
9,1	$0,48 \pm 0,02$	$0,59 \pm 0,04$	—
12,0	$0,43 \pm 0,02$	—	$0,75 \pm 0,25$
22,4	$0,45 \pm 0,05$	—	—
100	$0,44 \pm 0,09$	—	—

отношения сечений  $\sigma(\rho^0)/\sigma(\pi^-)$ ,  $\sigma(f)/\sigma(\rho^0)$  и  $\sigma(K^*)/\sigma(K^0)$  для инклюзивного образования резонансов.

На рис. 26, а приведено сечение и вклад  $K$ -мезонов в  $\bar{p}p$ -аннигиляцию [10]. Оказывается, что сечение образования  $K$ -мезонов в аннигиляции зависит от энергии первичного антипротона и соответствует разности сечений образования  $K$ -мезонов в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействиях таким же образом, как и в случае полного сечения аннигиляции

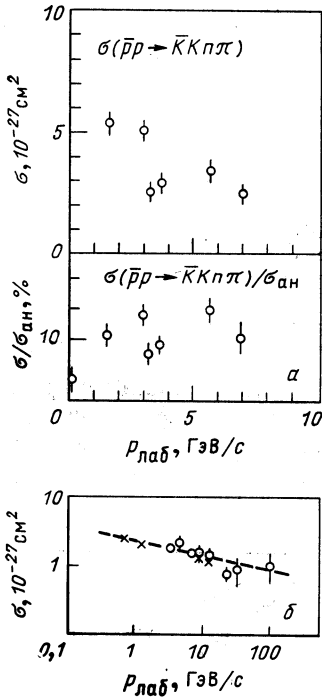


Рис. 26. Образование  $K$ -мезонов в аннигиляции:

а — сечение и доля (%) аннигиляции с образованием  $K$ -мезонов [10]; б — сечение  $\sigma(K_s^0)$  образования  $K_s^0$ -мезонов в  $\bar{p}p$ -аннигиляции (○) и разность сечений  $\sigma(K_s^0)_{\bar{p}p} - \sigma(K_s^0)_{pp}$  (×)

(рис. 26, б) [10]. Вследствие аннигиляционных процессов инклюзивное сечение образования  $K$ -мезонов во взаимодействиях антипротонов имеет большее значение при низких энергиях (рис. 27) [105, 106].

Первые данные о различии между  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействиями в области очень высоких энергий в с.ц.м. ( $\sqrt{s} = 60$  ГэВ) получены в экспериментах на встречных пучках. Однако были измерены только основные характеристики  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействий, и нельзя было выделить процесс аннигиляции. Измеренные разности между полными сечениями  $\bar{p}p$  и  $pp$  приведены в табл. 13 [107].

Сечения  $\bar{p}p$  и  $pp$  в области энергии в системе центра тяжести  $\sqrt{s} = 4,0 \div 62,7$  ГэВ аппроксимируются следующими соотношениями [108]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{полн}}(pp) &= (38,31 \pm 0,02) + (0,545 \pm 0,02) \times \\ &\times |\ln(s) (122 \pm 2) | (1,89 \pm 0,04) (10^{-27} \text{ см}^2); \\ \Delta\sigma_{\text{полн}} &= (77 \pm 4) s^{-0,57 \pm 0,01} \cdot 10^{-27} \text{ см}^2. \end{aligned}$$

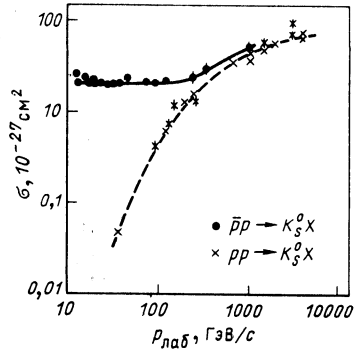


Рис. 27. Инклюзивное сечение  $\sigma(K_s^0)$  взаимодействий  $\bar{p}p$  и  $pp$  в зависимости от импульса  $p_{\text{лаб}}$  [106]

Таблица 13. Экспериментально определенные разности между полными сечениями  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий [107]

$V_z$ , ГэВ	$\Delta\sigma_{\text{полн}}$ , $10^{-27}$ см <sup>2</sup>
30,6	$2,58 \pm 0,41$
52,8	$1,70 \pm 0,53$
62,7	$1,32 \pm 0,48$

Оказывается, что энергия нейтральных частиц в процессе  $\bar{p}p$ -аннигиляции больше, чем в  $pp$ -взаимодействии, и этот эффект находится в корреляции с более высокими значениями  $p_{\perp}$  и большей изотропией в  $\bar{p}p$ -аннигиляции (рис. 28) [108]. Возможно, что этот эффект можно

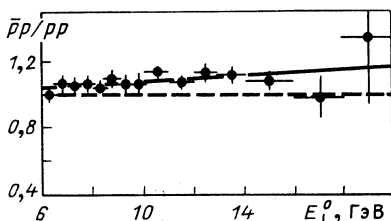


Рис. 28. Отношение спектров  $E_{\Delta}^0$  для  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий в зависимости от  $E_{\perp}^0$ . Прямая линия представляет собой линейную подгонку экспериментальных данных [109]

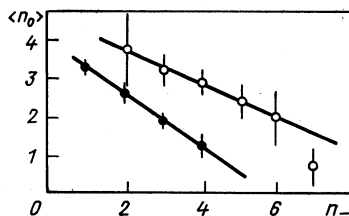


Рис. 29. Зависимость среднего числа  $\pi^0$ -мезонов от  $n_{-}$  для  $\bar{p}p$ -аннигиляции при 4,6 ГэВ/с (●) и для  $(\bar{p}p - pp)$ -разности при 22,4 ГэВ/с (○) [52]

связать с примесью аннигиляционных каналов в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях при высоких энергиях. Другие наблюдаемые различия в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях при энергии встречных пучков, как, например, образование  $\Delta^{++}$ - и  $K$ -мезонов, можно объяснить наличием разных зарядов в первичном взаимодействии.

**Сечения эксклюзивных каналов.** Изучение эксклюзивных конечных состояний встречается с большими затруднениями, так как среди вторичных частиц в конечных состояниях содержится много нейтральных пионов. Число нейтральных пионов по отношению к числу заряженных частиц было измерено в пузырьковой камере с тяжелой жидкостью при импульсе 1,6 ГэВ/с [110]. Данные о сечениях для данного числа  $\pi^0$ -мезонов при импульсе 1,6 ГэВ/с приведены

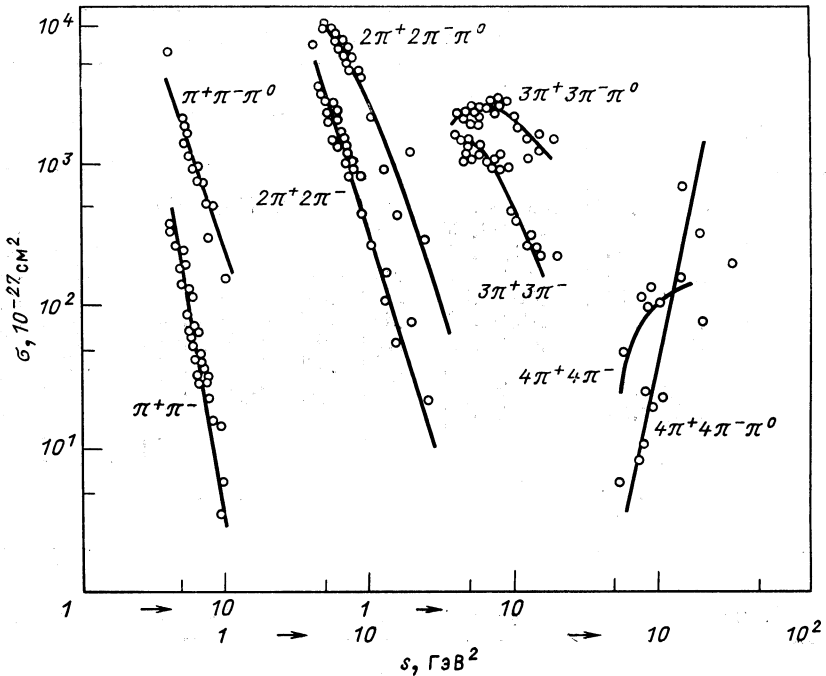


Рис. 30. Зависимость сечений эксклюзивных каналов  $\bar{p}p$ -аннигиляции от энергии  $s$  [111]

в табл. 14 [110]. На рис. 29 [52, 110] приведена зависимость среднего числа  $\pi^0$ -мезонов от числа заряженных  $\pi$ -мезонов. Следует обратить внимание на то, что в отличие от неаннигиляционных процессов число нейтральных пионов быстро уменьшается с числом заряженных мезонов.

Сечения для отдельных конечных состояний в канале аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow n\pi$  для  $n \geq 2$  приведены на рис. 30 [111]. Для импульса 8,8 ГэВ/с данные по аннигиляции собраны в табл. 15 и 16 [113].

Результаты анализа реакций для некоторых каналов позволяют определить сечения образования резонансов. Данные по относительному образованию резонансов в конечных состояниях с пятью пионами приведены на рис. 31 [91]. Обращает на себя внимание рост образования заряженного  $\rho$ -мезона по сравнению с относительно постоянным вкладом  $\omega$ -мезона.

Сечения для эксклюзивных взаимодействий при значениях импульса 5,7 и 12,0 ГэВ/с с образованием  $K$ -мезонов приведены в табл. 17, 18 [114, 115]. Интенсивное образование  $K^*$ -резонансов при импульсе

Таблица 14. Относительные числа нейтральных и заряженных частиц в отдельных топологиях при импульсе 1,6 ГэВ/с [110]

Топология	Число частиц				Все топологии
	0	2	4	6	
A	0,046±0,004	0,595±0,60	1	0,171±0,020	0,842±0,063
N <sub>n</sub>	—	0,02±0,03	—	—	0,01±0,01
3	0,24±0,08	0,12±0,04	—	—	0,04±0,02
4	0,30±0,10	0,29±0,07	0,09±0,03	—	0,15±0,03
5	0,30±0,10	0,35±0,08	0,38±0,04	—	0,33±0,04
6	0,05±0,08	0,18±0,09	0,38±0,06	0,35±0,06	0,27±0,05
7	0,10±0,04	0,05±0,08	0,18±0,05	0,53±0,07	0,17±0,05
8	—	—	0,04±0,02	0,12±0,06	0,03±0,02
n <sub>0</sub>	4,48±0,12	2,70±0,13	1,68±0,08	0,77±0,08	2,00±0,07
f <sub>r</sub> <sup>0</sup>	-3,04±0,23	-1,50±0,31	-0,72±0,12	-0,35±0,08	-0,48±0,12
n <sub>-</sub>	—	—	—	—	1,72±0,02
f <sub>-</sub>	—	—	—	—	-1,27±0,04
r	A = $\frac{\text{Топология}}{4 \text{ частицы}}$		N <sub>n</sub> = $\frac{2}{\text{все топологии}}$		

Таблица 15. Сечение  $\bar{p}p$ -аннигиляции при импульсе 8,8 ГэВ/с [113]

Конечное состояние	σ, 10 <sup>-27</sup> см <sup>2</sup>	Конечное состояние	σ, 10 <sup>-27</sup> см <sup>2</sup>
π <sup>+</sup> π <sup>-</sup>	0,004±0,002	3π <sup>+</sup> 3π <sup>-</sup> π <sup>0</sup>	0,95±0,05
π <sup>+</sup> π <sup>-</sup> π <sup>0</sup>	0,03±0,1	4π <sup>+</sup> 4π <sup>-</sup>	0,08±0,01
2π <sup>+</sup> 2π <sup>-</sup>	0,046±0,008	4π <sup>+</sup> 4π <sup>-</sup> π <sup>0</sup>	0,28±0,03
2π <sup>+</sup> 2π <sup>-</sup> π <sup>0</sup>	0,50±0,04	5π <sup>+</sup> 5π <sup>-</sup>	0,020±0,006
3π <sup>+</sup> 3π <sup>-</sup>	0,140±0,014	5π <sup>+</sup> 5π <sup>-</sup> π <sup>0</sup>	0,041±0,007

Таблица 16. Образование резонансов в  $\bar{p}p$ -аннигиляции [113]

Конечное состояние	Резонанс	Вклад, %
2π <sup>+</sup> 2π <sup>-</sup>	ρ <sup>0</sup>	0,18±0,09
	ρ <sup>0</sup>	0,33±0,1
2π <sup>+</sup> 2π <sup>-</sup> π <sup>0</sup>	f	0,18±0,08
	ω	0,03±0,01
	ρ <sup>0</sup>	0,95±0,2
3π <sup>+</sup> 3π <sup>-</sup>	f	0,68±0,2
	ρ <sup>0</sup>	0,53±0,08
3π <sup>+</sup> 3π <sup>-</sup> π <sup>0</sup>	ω	0,05±0,01
	ρ <sup>0</sup>	0,9±0,4



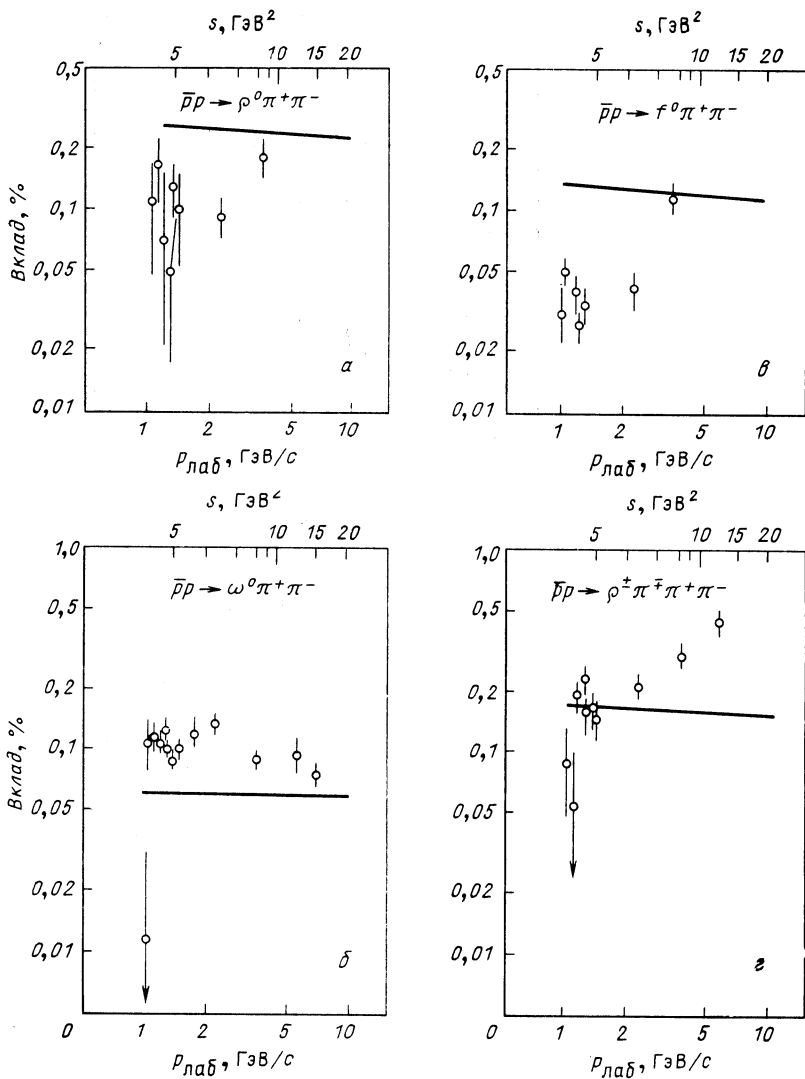


Рис. 31. Вклад резонансов  $\rho^0$ ,  $\rho^\pm$ ,  $\omega^0$ ,  $f^0$  в аннигиляцию  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi + 2\pi - \pi^0$  [91] (сплошная линия соответствует предсказанию модели OR) [94]

Таблица 17. Сечения  $\bar{p}p$ -аннигиляции с образованием  $K_s^0$  при импульсе 5,7 ГэВ/с [114]

Конечное состояние	$\sigma, 10^{-30} \text{ см}^2$	Конечное состояние	$\sigma, 10^{-30} \text{ см}^2$
$K_s^0 K \pm \pi^\mp$	$5 \pm 1$	$K_s^0 K \pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0$	$230 \pm 15$
$K_s^0 K_s^0 \pi^+ \pi^-$	$18 \pm 3$	$K_s^0 K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$76 \pm 7$
$K_s^0 K \pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	$80 \pm 6$	$K_s^0 K_s^0 X_K^0$	$32 \pm 4$
$K_s^0 K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$25 \pm 4$	$K_s^0 X_K^0 \pi^+ \pi^-$	$140 \pm 8$
$K_s^0 K_s^0 \pi^0$	$2 \pm 2$	$K_s^0 K \pm \pi^\mp X_K^0$	$250 \pm 20$
$K_s^0 K \pm \pi^\mp \pi^0$	$67 \pm 6$	$K_s^0 K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	$125 \pm 10$
$K_s^0 K_L^0 \pi^+ \pi^-$	$25 \pm 5$	$K_s^0 X_K^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$120 \pm 20$
$K_s^0 K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	$57 \pm 5$	$K_s^0 K \pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- X_K^0$	$250 \pm 20$
$K_s^0 K_L^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$68 \pm 6$	$K_s^0 K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- X_K^0$	$40 \pm 5$

Примечание.  $X_K^0$  — одна из ненаблюдаемых нейтральных частиц — К-мезон.

Таблица 18. Сечение  $\bar{p}p$ -аннигиляции с образованием  $K_s^0$  при импульсе 12,0 ГэВ/с [115]

Реакция	$\sigma, 10^{-30} \text{ см}^2$
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K \pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	$3,9 \pm 1,4$
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K \pm \pi^\mp \pi^0$	$51 \pm 15$
$K_s^0 K^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K \pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$8,4 \pm 1,5$
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K \pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$61 \pm 15$
$K_s^0 K^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	

Таблица 19. Сечения каналов аннигиляции при импульсе 32 ГэВ/с

Конечное состояние	$\sigma, 10^{-30} \text{ см}^2$
$2\pi^+ 2\pi^-$	$1,7 \pm 0,8$
$3\pi^+ 3\pi^-$	$4,3 \pm 1,1$
$4\pi^+ 4\pi^-$	$9,3 \pm 1,9$
$5\pi^+ 5\pi^-$	$6,9 \pm 2,0$
$6\pi^+ 6\pi^-$	$6,8 \pm 2,1$
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$19 \pm 4$
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	$72 \pm 6$
$4\pi^+ 4\pi^- \pi^0$	$92 \pm 8$
$5\pi^+ 5\pi^- \pi^0$	$63 \pm 7$
$6\pi^+ 6\pi^- \pi^0$	$21 \pm 4$

5,7 ГэВ/с находится в соответствии с образованием  $\rho$ - и  $\omega$ -резонансов в аннигиляции.

Были также определены сечения некоторых каналов аннигиляции в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях при импульсе 32 ГэВ/с [116] (табл. 19).

Информация об аннигиляционных каналах очень неполная, например при импульсе 22,4 ГэВ/с [117] была определена только множественность вторичных заряженных и нейтральных частиц  $n_{\pm} = 7,0 \pm 0,4$ ;  $n_0 = 3,2 \pm 0,3$ . При импульсе 32 ГэВ/с были определены также некоторые другие параметры аннигиляции на  $K$ -мезоны и с помощью разности сечений  $\bar{p}p$  и  $pp$  было определено распределение топологических сечений [115].

В экспериментах при импульсе 32 ГэВ/с [118—121] была сделана попытка выделить некоторые каналы аннигиляции и определить множественность  $K$ -мезонов. Получены следующие данные:  $\sigma(K_s^0) = (2,17 \pm 0,34) \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>; средняя множественность  $K^0$ -мезонов  $\langle n_{K^0} \rangle = 0,32 \pm 0,06$ . Оценка сечения аннигиляции на  $2K2\bar{K}$  дает значение в пределах  $(0,28-0,36) \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup> [119].

Таблица 20. Аннигиляция  $\bar{p}n$  на  $\pi$ -мезоны при импульсе 9,2 ГэВ/с [122]

Конечное состояние	$\sigma, 10^{-27}$ см <sup>2</sup>
$\pi^+2\pi^-$	0,0003
$\pi^+2\pi^-\pi^0$	$0,11 \pm 0,02$
$2\pi^+3\pi^-$	$0,08 \pm 0,01$
$2\pi^+3\pi^-\pi^0$	$0,66 \pm 0,04$
$2\pi^+3\pi^-MM$	$3,70 \pm 0,30$
$3\pi^+4\pi^-$	$0,14 \pm 0,02$
$3\pi^+4\pi^-\pi^0$	$0,59 \pm 0,05$
$3\pi^+4\pi^-MM$	$2,00 \pm 0,15$
$4\pi^+5\pi^-$	$0,052 \pm 0,005$
$4\pi^+5\pi^-\pi^0$	$0,17 \pm 0,02$
$4\pi^+5\pi^-MM$	$0,32 \pm 0,04$

Примечание.  $MM$  — недостающая масса.

Выполнен также анализ некоторых каналов в  $\bar{p}n$ -аннигиляции, но здесь данных гораздо меньше, чем в  $\bar{p}p$ -аннигиляции. В табл. 20 [122] приведены данные при импульсе 9,2 ГэВ/с. В [122] приводятся данные по содержанию резонансов  $\rho$ ,  $f$ ,  $\omega$  в отдельном акте  $\bar{p}n$ -аннигиляции (табл. 21). Зависимость среднего числа  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов от числа  $\pi$ -мезонов в конечном состоянии в канале  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}n$ -аннигиляций приведена на рис. 32 [122]. Видно, что  $\rho$ -мезон образуется чаще, чем  $\omega$ -мезон. Аналогичная ситуация имеется также в  $\bar{p}p$ -аннигиляции.

Таблица 21. Число резонансов в одном  $\bar{p}n$ -взаимодействии при разных значениях импульса [122]

Реакция	Число резонансов в одном взаимодействии		
	4,33 ГэВ/с	5,5 ГэВ/с	9,2 ГэВ/с
$\bar{p}n \rightarrow \rho^0\pi^+2\pi^-$	$1,03 \pm 0,23$	$0,98 \pm 0,07$	$1,1 \pm 0,4$
$f^+2\pi^-$	$0,81 \pm 0,19$	$0,53 \pm 0,05$	$0,5 \pm 0,2$
$\bar{p}n \rightarrow \rho^0\pi^+2\pi^-\pi^0$	$0,49 \pm 0,19$	$0,28 \pm 0,02$	$0,41 \pm 0,07$
$f^+2\pi^-\pi^0$	$0,10 \pm 0,07$	$0,08 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,03$
$\rho^\pm\pi^+2\pi^-$		$0,12 \pm 0,02$	$0,63 \pm 0,09$
$\omega\pi^+2\pi^-$	$0,18 \pm 0,04$	$0,11 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,019$
$\bar{p}n \rightarrow \rho^02\pi^+3\pi^-$	$2,24 \pm 0,94$	$1,64 \pm 0,23$	$1,3 \pm 0,4$
$\bar{p}n \rightarrow \rho^02\pi^+3\pi^-\pi^0$	$0,54 \pm 0,26$	$0,60 \pm 0,12$	$0,9 \pm 0,1$
$\bar{p}n \rightarrow \omega2\pi^+3\pi^-$	$0,53 \pm 0,13$	$0,37 \pm 0,05$	$0,27 \pm 0,05$

Сравнение  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}n$ -аннигиляций по числу пионов в конечном состоянии было выполнено для импульса 5,6 ГэВ/с [98]. Сечения взаимодействий с  $\pi^0$ -мезонами в конечном состоянии и без  $\pi^0$ -мезонов

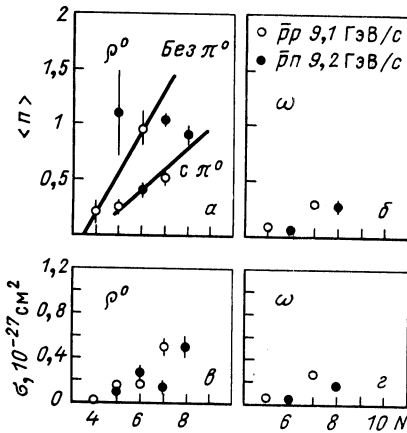


Рис. 32. Зависимость среднего числа  $\rho^0$ - и  $\omega$ -резонансов, рожденных в  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}n$ - взаимодействиях (а, б) от числа пионов в конечном состоянии и соответствующих сечений (в, г) [122]

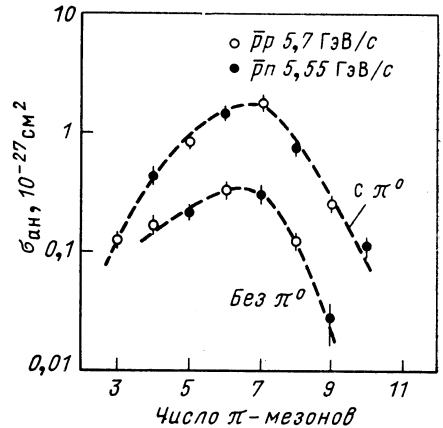


Рис. 33. Зависимость сечения  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}n$ -аннигиляции от числа  $\pi$ -мезонов в конечном состоянии [98]

приведены на рис. 33 [98, 122]. Оказывается, что на сечение аннигиляции как  $\bar{p}p$ , так и  $\bar{p}n$  сильно влияет присутствие нейтральных пионов в конечном состоянии. Сечение конечных состояний с одним нейтральным пионом значительно больше сечения конечных состояний без

нейтральных пионов в соответствии со статистикой возникновения зарядовых состояний.

Четность или нечетность числа пионов не влияет на сечение, т. е. конечное состояние не «чувствует»  $G$ -четность.

Сохранение  $G$ -четности удобно проверить в аннигиляциях  $\bar{p}n$ , так как это состояние может быть реализовано только для  $I = 1$ . В случае сохранения  $G$ -четности угловое распределение  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов

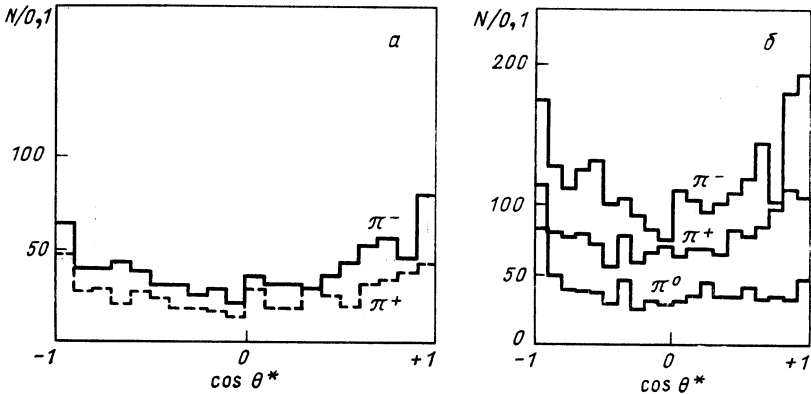


Рис. 34. Угловое распределение вторичных частиц по отношению к импульсу антипротона в с.д.м.; проверка сохранения  $G$ -симметрии при импульсе 5,55 ГэВ/с [123]:

а — для взаимодействий  $\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+3\pi^-$ ; б — для взаимодействий  $\bar{p}n \rightarrow 2\pi^+3\pi^-\pi^0$

должно быть симметричным, подобно тому как угловое распределение  $\pi^0$ -мезонов симметрично в случае сохранения  $C$ -четности. Раньше это уже проверялось в реакциях  $\bar{p}n \rightarrow 2\pi^-\pi^+\pi^0$  и  $\bar{p}n \rightarrow 3\pi^-2\pi^+\pi^0$  при импульсе 0,55 ГэВ/с [123]. Аналогичная проверка была выполнена при импульсах 4,33 и 5,55 ГэВ/с, и не было обнаружено нарушения  $G$ -четности. Данные для импульса 5,55 ГэВ/с приведены на рис. 34 [123].

Зависимость от энергии сечений отдельных эксклюзивных каналов аннигиляций изучалась в [122, 124]. На рис. 35 приведена зависимость от энергии значений квадрата модуля матричного элемента  $|T_{if}|^2$ , полученных из сечения после исключения эффектов фазового пространства:

$$\sigma_n = 2\pi \frac{4m^2}{p_{с. д. м} V^s} \sum_i \sum_f |T_{if}|^2 \times \text{фазовое пространство.}$$

Видно, что зависимость от энергии в пределах экспериментальных погрешностей одинакова как для  $\bar{p}p$ -, так и для  $\bar{p}n$ -аннигиляции. Наклоны зависимостей  $|T_{if}|^2 = A \cdot s^{-\beta}$  для разных множественно-

стей увеличиваются с возрастанием множественности [122]. Из сечений  $\sigma(\bar{p}p)$  и  $\rho(\bar{p}d)$  были также выделены сечения  $\sigma(\bar{p}n)$ , соответ-

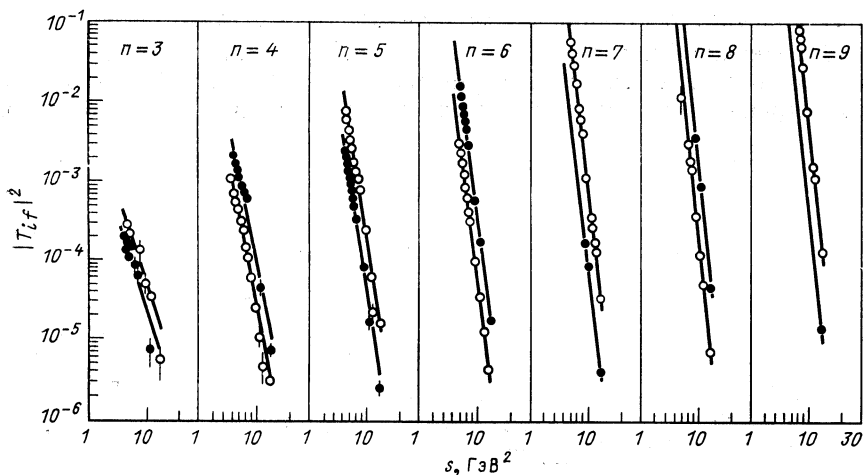


Рис. 35. Зависимость от энергии значений квадрата модуля матричного элемента  $|T_{if}|^2$  для разных мод аннигиляции в  $\bar{p}p$  (○)- и  $\bar{p}n$  (●)-взаимодействиях [122]

ствующие полному изотопическому спину  $I = 1$  и  $I = 0$  (рис. 36) [48]. В области низких энергий вклад  $\sigma_{I=1}$  больше, чем вклад  $\sigma_{I=0}$ . Измерения были выполнены [56] для импульсов в пределах 1,51—2,90 ГэВ/с.

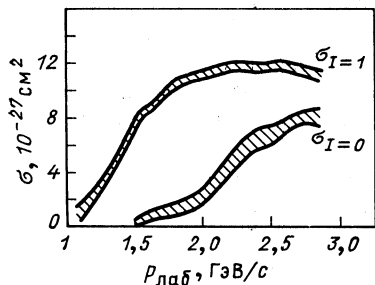


Рис. 36. Экстраполяция зависимости сечения  $\bar{p}p$ -аннигиляции от импульса  $\bar{p}$  для разных значений изотопического спина  $\bar{p}p$ -системы [48]

**Кинематика вторичных частиц.** Кинематические распределения вторичных частиц в аннигиляционных и неаннигиляционных каналах существенно отличаются друг от друга. В общем можно утверждать, что энергия, которая при аннигиляции полностью передается вторичным частицам, проявляется меньшей периферичностью в их

распределении, т. е. большими поперечными импульсами более изотропным угловым распределением в с.д.м. и т. п.

В [123] показано (рис. 37), что среднее значение  $\langle p_{\perp} \rangle$   $\pi$ -мезонов в аннигиляционных процессах значительно выше, чем в неаннигиляционных.

Напомним, что в аннигиляции  $\langle p_{\perp} \rangle = 0,280$  ГэВ/с и уменьшается с ростом числа  $\pi$ -мезонов в конечном состоянии, что по-видимому,

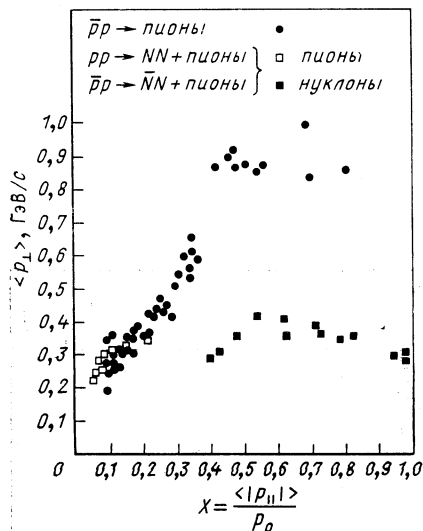


Рис. 37. Зависимость среднего значения импульса  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $x$  для эксклюзивных каналов аннигиляционных и неаннигиляционных процессов [123]

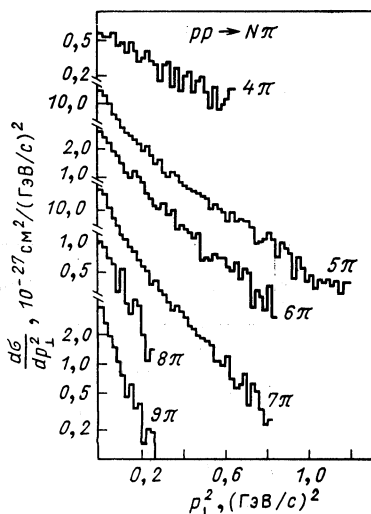


Рис. 38. Распределение поперечных импульсов в с.д.м. для различных конечных состояний при импульсе 4,6 ГэВ/с [124]

является следствием увеличения фазового объема (рис. 38) [10, 123, 124]. Распределение продольных импульсов вторичных частиц можно параметризовать с помощью соотношения

$$x \frac{d\sigma}{dx} = (1 - |x|)^{\alpha}, \tag{12}$$

где  $\alpha = 3$  для неаннигиляционных процессов и  $\alpha = 1,7$  для аннигиляционных каналов (рис. 39) [105]. Результаты систематического изучения распределения  $x$  для вторичных частиц в аннигиляционных и неаннигиляционных каналах опубликованы в [125] и в суммарном виде приведены на рис. 40 в зависимости от множественности и для разных значений импульса антипротона. Отсутствие дифракционной составляющей при аннигиляции частично вызывает большую концентрацию частиц при малых значениях  $x$ . Однако одним только отсут-

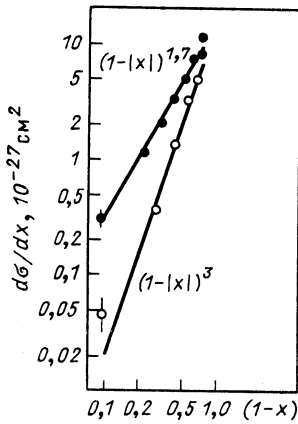


Рис. 39. Распределение  $x$  для образования  $\pi^\pm$  в аннигиляционных (●) и неаннигиляционных (○) процессах при импульсе 8,8 ГэВ/с [105]. Параметризация с помощью соотношения (12)

Импульс антипротона, ГэВ/с	Реакция	Процесс	Кинематические ограничения	1	2	3	4	5	$\alpha$
9,1	$\bar{p}p \rightarrow \pi^\pm$	Ан	$x > 0,5$						
	$pp \rightarrow \pi^\pm$	Неан	$x > 0,5$						
	$\bar{p}p \rightarrow \pi^\pm$	Ан	$x > 0,5$						
	$pp \rightarrow \pi^\pm$	Неан	$\rho_1^2 > 0,4 (\text{ГэВ/с})^2$ $x > 0,5$ $\rho_2^2 > 0,4 (\text{ГэВ/с})^2$						
12	$\bar{p}p \rightarrow \pi_{\text{вп}}^+ < \pi^+ >_{\text{н}}$	Ан	$x > 0,5$						
	$pp \rightarrow \pi_{\text{н}}^+$	Неан	$x > 0,4$						
9,1	$\bar{p}p \rightarrow \rho^0$	Ан							
	$pp \rightarrow \rho^0$	Неан							
	$\bar{p}p \rightarrow f$	Ан							
	$pp \rightarrow f$	Неан							
1078	$pp \rightarrow \pi^+$		$x > 0,6$						
24	$pp \rightarrow \rho^0$								
405	$pp \rightarrow \rho^0$								
12	$\bar{p}p \rightarrow \pi_{\text{вп}}^+ < \pi^+ >_{\text{н}}$	Ан	$x > 0,5$						
	$pp \rightarrow \pi_{\text{вп}}^+$	Неан	$x > 0,3$						
101	$(\bar{p}p \rightarrow \pi_{\text{н}}^+ < \pi^+ >_{\text{вп}}) - (pp \rightarrow \pi^-)$	Ан	$x > 0,1$ $x > 0,5$						
1078	$\bar{p}p \rightarrow \pi^-$								
9,1	$\bar{p}p \rightarrow K_S^0$	Ан							
12	$(\bar{p}p \rightarrow K_S^0) - (pp \rightarrow K_S^0)$	Ан	$x > 0,3$						
12	$\bar{p}p \rightarrow K_S^0$		$x > 0,3$						
405	$\bar{p}p \rightarrow K_S^0$		$x > 0,05$						
1078	$\bar{p}p \rightarrow K^+$		$x > 0,5$						

Рис. 40. Сравнение значений параметров  $\alpha$  в распределении  $(1 - |x|)^\alpha$  для аннигиляционных и неаннигиляционных процессов в  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействиях с образованием  $\pi$ -мезонов ( $\pi_{\text{вп}}$  — вперед,  $\pi_{\text{н}}$  — назад) и резонансов [125] при разных значениях импульса. (Ан — процесс аннигиляции, Неан — неаннигиляции.)



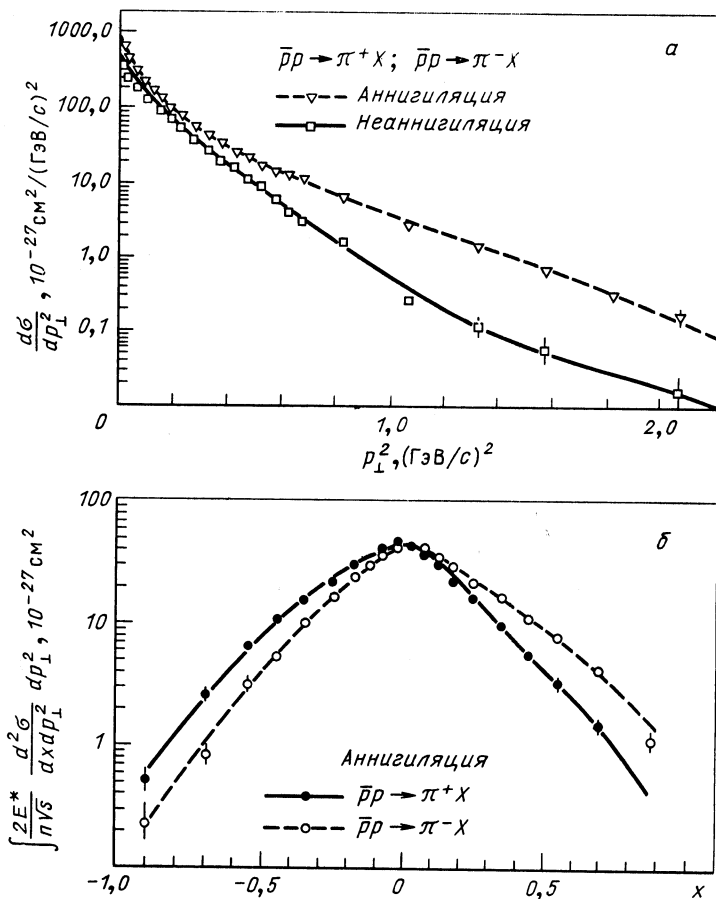


Рис. 41. Сечение инклюзивного образования  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от  $p_{\perp}^2$  (а) и от  $x$  (б) для импульса 12,0 ГэВ/с [126]

ствием дифракционной составляющей нельзя объяснить всю разницу в распределении  $x$ , а особенно в распределении  $p_{\perp}$  в процессах аннигиляции. На рис. 41, а, б [126] приведено распределение  $x$  и  $p_{\perp}$  при импульсе 12,0 ГэВ/с.

Разные значения среднего поперечного импульса в зависимости от продольного импульса проявляются в так называемом «эффекте чайки» (seagull — effect) (см. рис. 38) [123].

Наряду с анизотропией в угловом распределении вторичных частиц в аннигиляциях наблюдается также эффект лидирующей частицы; он заключается в том, что быстрые частицы, как правило, несут заряд первоначального антипротона или протона и т. и. Из

рис. 42 [10] видно, что этот эффект тем сильнее, чем больше масса вторичной частицы (резонанса).

При рассмотрении кинематических распределений в эксклюзивных каналах можно увидеть подобные эффекты. В угловых распреде-

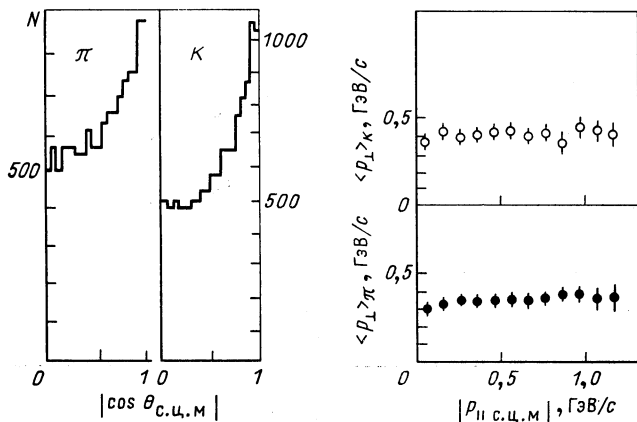


Рис. 42. Угловое распределение и распределение поперечного импульса  $\pi$ - и  $K$ -мезонов в аннигиляции  $\bar{p}p$  при импульсе 5,7 ГэВ/с [10]

лениях  $\pi$ -мезонов в с.ц.м., приведенных на рис. 43 [111], наблюдается четкое увеличение анизотропии с ростом импульса. На рис. 44 [126, 127] приведена зависимость среднего значения поперечного импуль-

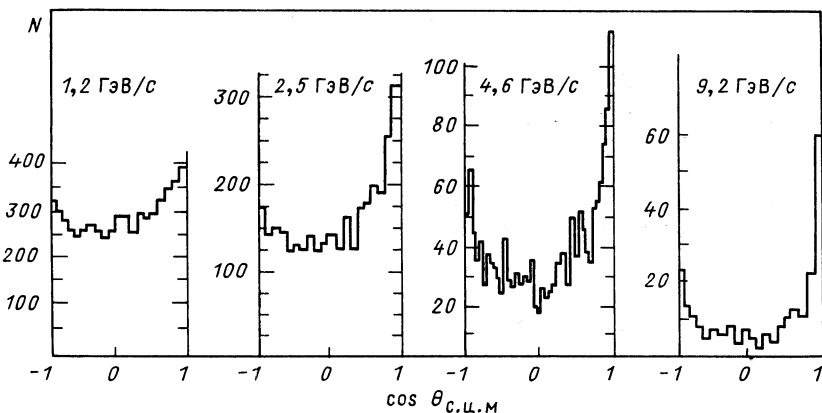


Рис. 43. Угловое распределение  $\pi^-$ -мезонов (и зеркально отраженных  $\pi^+$ -мезонов) во взаимодействиях  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^-2\pi^+$  для разных значений импульса [111]

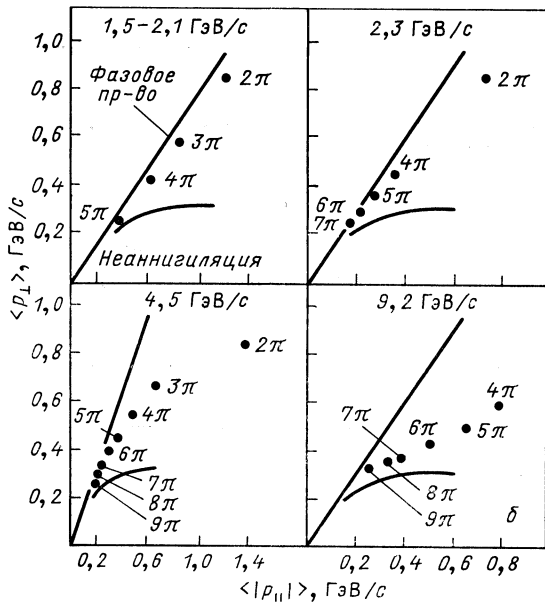
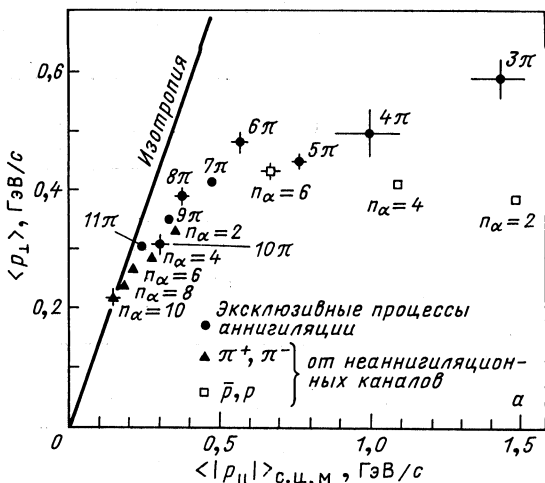
са  $\langle p_{\perp} \rangle$  от среднего значения абсолютной величины продольного импульса  $\langle |p_{||} | \rangle$  для разных конечных состояний в аннигиляционных и в неаннигиляционных  $\bar{p}p$ -взаимодействиях.

Рис. 44. Зависимость  $\langle p_{\perp} \rangle$  от среднего значения  $\langle |p_{\parallel}| \rangle_{с.ц.м.}$  в аннигиляционных и неаннигиляционных  $\bar{p}p$ -взаимодействиях (а) [126] и от среднего значения  $\langle |p_{\parallel}| \rangle$  для разных импульсов первичного  $\bar{p}$  (б) [127]

В [115] изучались эксклюзивные каналы с  $K$ -мезонами при импульсе 12,0 ГэВ/с. Как видно из табл. 22 [115], наблюдается более сильная асимметрия  $K$ -мезонов, чем  $\pi$ -мезонов. Соответствующие параметры средних значений импульсов для этих реакций и наклоны распределения  $d\sigma/dp_{\perp}^2 \sim e^b p_{\perp}^2$  приведены в табл. 23 [115]. Угловая асимметрия  $\pi$ -мезонов растет с увеличением их продольного импульса (рис. 45) [115].

Некоторые кинематические величины изучались также в аннигиляции на  $\pi$ -мезоны при импульсе 32 ГэВ/с [119, 120]. Из большого количества результатов приводим на рис. 46 [128] зависимость коэффициента асимметрии  $\pi$ -мезонов вперед — назад в с.ц.м. от продольного импульса.

В некоторых работах [114, 115, 117] изучались такие кинематические величины, как, например, сферичность, перенос заряда в зависимости от быстроты и т. д. Мы их не приводим, так как они выполнены преимущественно при более высоких энергиях и сведения об аннигиляции в них публикуются несистематически.



Т а б л и ц а 22. Коэффициент асимметрии для углового распределения в с. ц. м. при импульсе 12,0 ГэВ/с [115]

$C = \frac{F-B}{F+B}$	$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^0$ $K_s^0 K^0 2\pi^+ 2\pi^-$	$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K^\pm 2\pi^\mp 2\pi^0$ $K_s^0 K^0 3\pi^+ 3\pi^-$
$C_{\pi^+}$	$-0,23 \pm 0,06$	$-0,05 \pm 0,04$
$C_{\pi^-}$	$+0,19 \pm 0,06$	$+0,08 \pm 0,04$
$C_{K^+}$	$-0,59 \pm 0,09$	$-0,49 \pm 0,09$
$C_{K^-}$	$-0,02 \pm 0,12$	$-0,09 \pm 0,11$

Т а б л и ц а 23. Свойства поперечных импульсов [115]

Конечное состояние	Частицы	Наклон $b$	
		$p_\perp^2 < 0,1$ , (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$p_\perp^2 > 0,1$ , (ГэВ/с) <sup>2</sup>
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^0$ $\rightarrow K_s^0 K^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$\pi^+ \pi^-$ $\langle p_\perp \rangle = (0,389 \pm 0,010)$ ГэВ/с	$-9,9 \pm 1,2$	$-4,2 \pm 0,4$
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^0$ $\rightarrow K_s^0 K^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$K^+ K^-$ $\langle p_\perp \rangle = (0,409 \pm 0,021)$ ГэВ/с	$-9,1 \pm 2,2$	$-4,1 \pm 0,8$
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ $\rightarrow K_s^0 K^0 3\pi^+ 3\pi^-$	$\pi^+ \pi^-$ $\langle p_\perp \rangle = (0,35 \pm 0,006)$ ГэВ/с	$-8,7 \pm 0,8$	$-5,4 \pm 0,3$
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ $\rightarrow K_s^0 K^0 3\pi^+ \pi^-$	$K^+ K^-$ $\langle p_\perp \rangle = (0,397 \pm 0,016)$ ГэВ/с	$-5,0 \pm 1,9$	$-4,8 \pm 0,6$

**Корреляция между частицами и поляризация р-мезона.** На кинематику частиц влияет ряд динамических эффектов. Примером такого влияния могут служить уже упомянутые корреляции между поперечным и продольным импульсами, эффект ведущей частицы и симметрия вперед — назад. Частицы, возникающие от распадов резонансов, являются естественным источником двух- и многочастичных корреляций.

Имеются попытки доказать существование более крупных конфигураций  $\pi$ -мезонов, чем резонансы. Это так называемые кластеры (не имеющие, однако, четкого определения), распадающиеся на несколько частиц [129].

Аннигиляция при низких энергиях часто объясняется при помощи возникновения одного кластера, который распадается на несколько

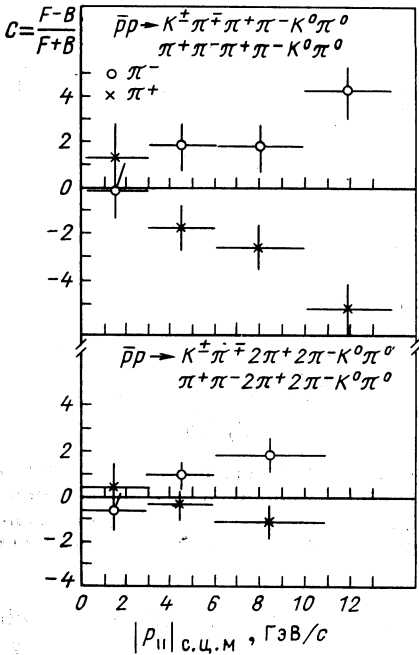


Рис. 45. Коэффициент асимметрии  $C = (F - B)/(F + B)$  в зависимости от модуля продольного импульса в с.ц.м. для  $\pi$ -мезонов [115]

ко  $\pi$ -мезонов. Однако основания для такой кластеризации, т. е. взаимодействия на коротком расстоянии, далеко не очевидны [130]. Тем не менее ряд наблюдаемых эффектов аннигиляции с образованием шести мезонов ( $\bar{p}p \rightarrow 6\pi$ ) показывает, что, если отделить лидирующие частицы [например, в реакции  $\bar{p}p \rightarrow \pi^{-}$  (5  $\pi$ ) выделяется  $\pi$ -мезон], то образуется центральный кластер с массой  $\sim 2,5$  ГэВ/с<sup>2</sup>, распадающийся изотропно в с.ц.м. (рис. 47) [91].

Уже в 1959 г. наблюдались [131] угловые корреляции заряженных  $\pi$ -мезонов в аннигиляциях  $\bar{p}p$ . Оказалось, что коэффициент  $\gamma$  в соотношении [126]

$$\gamma^{U(L)} = \frac{N^{U(L)}(\theta > 90^\circ)}{N^{U(L)}(\theta < 90^\circ)} \quad (13)$$

имеет разное значение в зависимости от того, несут мезоны одинаковый или разный заряд ( $\theta$  — угол между  $\pi$ -мезонами). [В (13)  $L$  — относится к одинаково и  $U$  — к неодинаково заряженным мезонам.]

В [131] этот эффект объясняется конструктивной интерференцией волновых функций двух идентичных бозонов. В некоторых моделях рождения  $\pi$ -мезонов информация о величине (13) позволяет опреде-

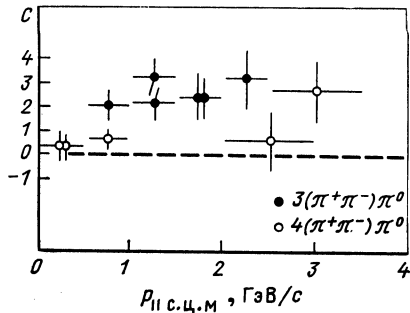


Рис. 46. Коэффициент асимметрии  $C = (F - B)/(F + B)$  для  $\pi^{\pm}$ -мезонов в зависимости от продольного импульса в с.ц.м. для реакций  $\bar{p}p \rightarrow n(\pi^{+}\pi^{-})\pi^0$   $2 \leq n \leq 6$  [128]

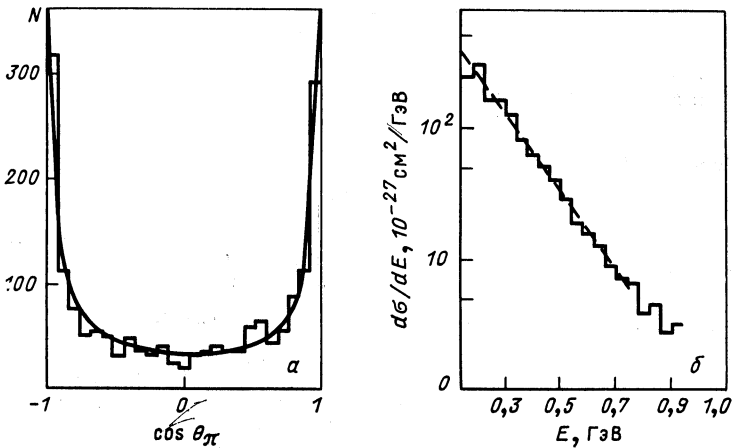


Рис. 47. Угловое распределение  $\pi$ -мезонов в системе кластера по отношению к его оси (а) и энергетический спектр  $\pi$ -мезонов из распада кластера (б) в канале аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow \pi^- (5\pi)$  при импульсе 9,1 ГэВ/с ( $\pi$ -мезоны с наибольшим значением скорости и  $\pi^+$ -мезоны с наименьшим значением скорости исключались) [91]

лить параметры этих моделей, например размер области, в которой рождаются мезоны [133, 135]. Были уточнены параметры, соответствующие кинематике двух  $\pi$ -мезонов, распределение которых имеет вид

$$q_t = 4[(\mathbf{p}_i^2 \mathbf{p}_j^2) - (\mathbf{p}_i \mathbf{p}_j)^2] / (\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j)^2,$$

$$q_0 = (\varepsilon_i^* - \varepsilon_j^*)$$

и для которых выполняется соотношение

$$\frac{\sigma^{++}}{\sigma^{--}} = 1 + \frac{[2J_1(q_t R) / (q_t R)]^2}{1 + \tau^2 q_0^2}, \tag{14}$$

где  $R$  — радиус и  $\tau$  — среднее время жизни области, из которой испускаются мезоны;  $\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_j$  — четырехмерные импульсы мезонов.

Таблица 24. Значения параметров  $R$  и  $\tau$  по данным разных работ [141] ( $R$  — радиус и  $\tau$  — время жизни источника сферической формы, излучающего мезоны)

Реакция	$p_{\text{лаб}}, \text{ГэВ/с}$	$R, \text{фм}$	$\tau, \text{фм}$	Литература
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K_s^0 \pi^+ \pi^-$	0,76	$0,9 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,7$	[141]
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$0 \div 0,70$	$1,8 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,2$	[153]
$\bar{p}p \rightarrow 4 \text{ частицы}$	0	$1,89 \pm 0,06$	$1,52 \pm 0,14$	[153]
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- X$	5,7	$2,6 \pm 0,4$	$4,5 \pm 1,5$	[137]
$\bar{p}p \rightarrow \pi\pi + X$	22,4	$3,0 \pm 0,5$	$3,1 \pm 1,6$	[153]

Рис. 48. Зависимость отношения  $R = 2N^{\pm\pm}/N^{+-}$  между одинаково и неодинаково заряженными  $\pi$ -мезонами в  $p\bar{p}$ -аннигиляции при импульсе 5,7 ГэВ/с [136] от угла  $\psi$  между двумя мезонами в с.ц.м. и азимутального угла  $\varphi$  (а) и от эффективной  $M$  масс и поперечной  $M_{\perp}$  масс (б)

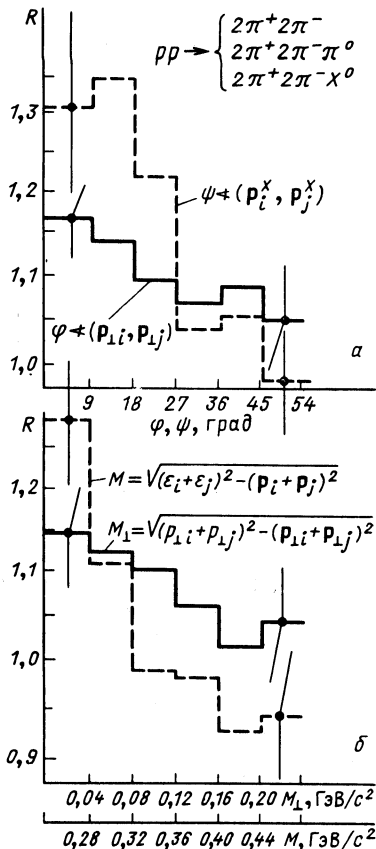
Разница в асимметрии между одинаково и неодинаково заряженными  $\pi$ -мезонами тем больше, чем меньше разница в импульсах и энергиях мезонов. На рис. 48 [136] этот эффект показан при импульсе 5,7 ГэВ/с. Его можно наблюдать также в других переменных, например для эффективной массы двух частиц в области малых масс, в зависимости от пространственных углов между двумя частицами, в азимутальных углах (так называемые азимутальные корреляции) и т. д. [130].

Эффект подробно исследовался в ряде экспериментов по изучению неаннигиляционных процессов [52, 137—140].

Этот эффект был также обнаружен в процессах аннигиляции с образованием  $K$ -мезонов в конечном состоянии при импульсе 0,67 ГэВ/с [135]. Как следует из (14), изучение этого эффекта позволяет получить данные о продолжительности испускания мезонов и о геометрическом размере области испускания мезонов. Для  $p\bar{p}$ -взаимодействий соответствующие данные приводятся в табл. 24 [141]. В [139] обсуждается зависимость этого эффекта от скорости эмитированных пар и приводятся данные по образованию  $\rho$ -мезона.

Коллективным параметром для корреляций между частицами, также определяющим размеры геометрической области, в которой возникают частицы, является прицельный параметр взаимодействующих частиц [142]

$$\langle b^2 \rangle \geq b_d^2 = \frac{1}{2P^2} \frac{\left\langle \sum_{i=1}^n 2w_i p_i - \sum_{i,j} \frac{\partial w_j}{\partial p_i} \mathbf{k}_i \mathbf{k}_j \right\rangle^2}{\left\langle \sum_{i,j} w_i w_j \mathbf{k}_i \mathbf{k}_j \right\rangle},$$



где  $n$  — число частиц в данной группе;  $k_i$  — поперечный импульс;  $p_i$  — продольный импульс  $i$ -й частицы;  $P$  — импульс первичной частицы в с.д.м.;  $b_d$  — нижняя граница среднего значения прицельного параметра в каждой группе частиц и  $w_i$  — произвольные функции  $p_j$ . Оказывается, что по переменной  $b$ , дающей оценку верхней

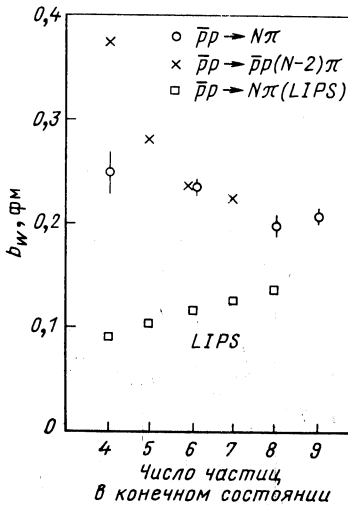


Рис. 49. Нижняя граница прицельного параметра (определяемого по методу Вебера [143] для каналов аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow N\pi$ ;  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p(N-2)\pi$  [127] (LIPS — лоренц-инвариантное фазовое пространство)

границы прицельного параметра, можно заключить, что аннигиляция имеет место при более низких значениях прицельного параметра и более высокие его значения соответствуют неаннигиляционным процессам (рис. 49) [127, 143]. Это находится в соответствии с тем, что значения поперечных импульсов в аннигиляции больше, чем

Т а б л и ц а 25. Нижняя граница прицельного параметра  $b_d^*$  при импульсе 12,0 и 9,0 ГэВ/с [115]

Реакция	$\langle b_d \rangle$ , фм	Импульс, ГэВ/с
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0$	$0,170 \pm 0,008$	12,0
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K^0 2\pi^+ 2\pi^-$		
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K^\pm 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$0,400 \pm 0,038$	
$\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K^0 3\pi^+ 3\pi^-$		
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$0,250 \pm 0,020$	9,0 [108]
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$0,236 \pm 0,004$	
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^-$	$0,374 \pm 0,002$	
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$0,237 \pm 0,002$	

\* Определяется по методу Вебера [142].



в неаннигиляционных процессах. Для  $\bar{p}p$ -взаимодействий при импульсах 9,0 и 12,0 ГэВ/с значения прицельного параметра приведены в табл. 25 [115]. Для эксклюзивного канала  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  при импульсе 5,7 ГэВ/с значение прицельного параметра было определено в зависимости от угла вылета лидирующего пиона. Результаты соответствующего анализа приведены в табл. 26 [144], из которой

Таблица 26. Нижняя граница среднего значения прицельного параметра  $b_d$  для разных значений отклоненного лидирующего  $\pi$ -мезона во взаимодействиях  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  при импульсе 5,7 ГэВ/с [144]

$\cos \theta$	$b_d$ , фм
1,0—0,98	0,62±0,08
0,98—0,95	0,30±0,04
0,95—0,91	0,27±0,03
0,91—0,85	0,19±0,02
0,85—0,78	0,10±0,01
0,78—0,70	0,07±0,01
0,70—0,40	0,013±0,002

видно, что в аннигиляциях с отчетливым эффектом лидирующей частицы значения прицельного параметра больше.

Новым явлением в  $\bar{p}p$ -аннигиляции является наблюдаемая при трех значениях импульса антипротона  $\bar{p}$  (5,7; 12,0 и 22,4 ГэВ/с) поляризация  $\rho$ -мезона [52, 145], заключающаяся в том, что спин образовавшегося  $\rho$ -мезона лежит преимущественно в плоскости

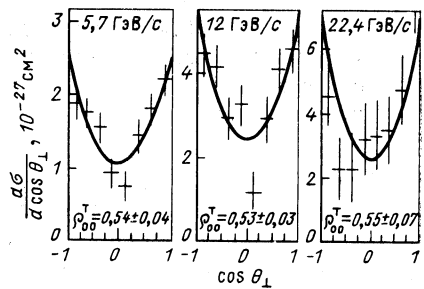


Рис. 50. Угловое распределение частиц от распада  $\rho^0$ -мезона в координатах  $(Z \parallel [P_{\bar{p}} \times P_{\rho}])$  для реакции  $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 + X$  для значений импульса 12,0 и 22,4 ГэВ/с и для реакции  $\bar{p}p \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$  нейтральные частицы при импульсе 5,7 ГэВ/с. Кривые соответствуют распределению (15) [145]

взаимодействия. На рис. 50 [52, 145] приведены соответствующие угловые распределения после исключения фона, включая соответствующие значения элементов матрицы плотности спиновых состояний

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta_{\perp}} = \frac{1}{2} \sigma \left[ 1 + \frac{1}{2} (1 - 3\rho_{00}^T) (1 - 3 \cos^2 \theta_{\perp}) \right], \quad (15)$$

где  $\rho_{00}^T$  — вероятность нулевой проекции спина  $\rho^0$ -мезона на ось  $z$ , перпендикулярную плоскости реакции;  $\theta_{\perp}$  — угол между  $\pi$ -мезоном из распада  $\rho^0$ -мезона и перпендикуляром к плоскости, определяемой направлениями импульсов  $\rho^0$ -мезона и антипротона. Этот эффект усиливается с ростом поперечного импульса  $\rho^0$ -мезона, и кажется, что он доминирует как раз в аннигиляционных каналах, так как в  $p\bar{p}$ -взаимодействиях он не наблюдается [52].

#### 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АНТИПРОТОНОВ С ЯДРАМИ

До сих пор мало исследовалось взаимодействие антипротонов с ядрами. Недавние эксперименты, выполненные на LEAR, показали, что мы имеем дело с очень сложным явлением. Оно распадается на ряд тем, затрагивающих как физику элементарных частиц, так и классическую ядерную физику. Основные из них можно охарактеризовать примерно следующим образом [146]:

- 1) упругое рассеяние  $\bar{p}$  на ядрах;
- 2) антипротонные атомы, в которых антипротон и ядро образуют систему с почти нулевой кинетической энергией и их взаимодействие друг с другом осуществляется посредством кулоновского потенциала, причем сильное взаимодействие эту связь только слабо нарушает;
- 3) взаимодействия, в которых происходит выбивание протонов из ядер и в которых можно ожидать образование связанных состояний  $\bar{p}$  — ядро за счет сильного взаимодействия;
- 4) неупругие взаимодействия как аннигиляционного, так и неаннигиляционного характера.

Недавние эксперименты по упругому  $\bar{p}A$ -взаимодействию позволили уточнить теоретическую схему описания этих взаимодействий с помощью потенциалов, а также теорию Глаубера для этого рассеяния. На рис. 51 [146] приведены результаты излучения взаимодействия антипротонов с энергией 46,8 МэВ на ядрах  $^{12}\text{C}$ . Из рисунка видно, насколько отличается рассеяние протона на ядре при почти той же энергии.

В [147] было получено отношение  $R_{\bar{p}}^{\%} = \sigma(\bar{p}n)/\sigma(\bar{p}p)$  сечения аннигиляции  $\bar{p}$  на нейтроне и протоне, которые связаны в ядре  $^4\text{He}$ , для четырех значений импульса антипротона (в покое, 192,8; 306,2 и 607,7 МэВ/с). Отношение  $R_{\bar{p}}^{\%}$  возрастает от  $0,42 \pm 0,05$  при аннигиляции  $\bar{p}$  в покое до  $0,65 \pm 0,09$  при импульсе антипротона 607,7 МэВ/с.

В эксперименте [148] определено сечение реакции  $\sigma_R = (\sigma_{\text{полн}} - \sigma_{\text{упр}})$  с погрешностью 5 %. Зависимость сечения  $\sigma_R$  антипротонов, взаимодействующих с ядром, от импульса антипротона приведена на рис. 52 [149]. Значения отношения  $\sqrt{\sigma_R/\pi}$  в зависимости от атомного номера ядра для взаимодействий антипротонов с импульсом

180 МэВ/с приведены на рис. 53 [150]. Сечение можно параметризовать соотношением  $\sigma_R = \pi (r_0 A^{1/3} + a)$ , где  $r_0$  и  $a$  достигают значений  $1,705 \pm 0,009$  и  $0,539 \pm 0,023$  фм соответственно при 50 МэВ/с и  $1,49 \pm 0,01$  и  $0,65 \pm 0,01$  фм при 180 МэВ/с [150]. Сечение взаимодействия антипротона с ядром с ростом импульса уменьшается в соответствии с уменьшением сечения  $\bar{p}p$ .

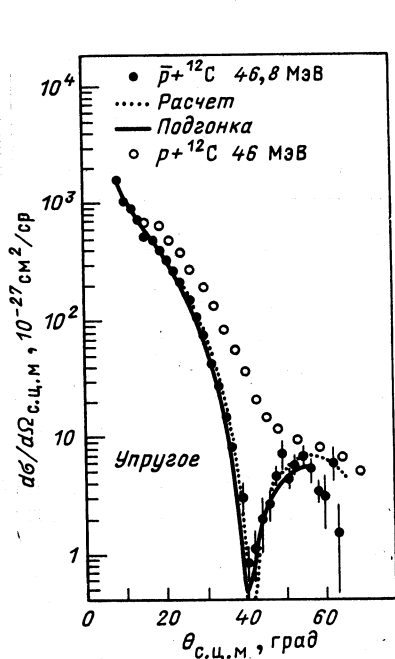


Рис. 51. Дифференциальные сечения упругого рассеяния антипротона на ядрах  $^{12}\text{C}$ . Для сравнения приведено сечение упругого рассеяния протона на ядрах  $^{12}\text{C}$

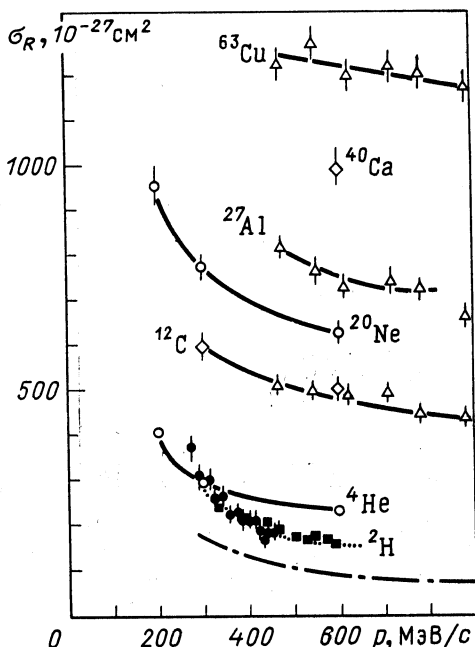


Рис. 52. Сечения взаимодействия антипротона с ядрами в зависимости от импульса антипротона [149]. Кривые проведены «на глаз»

Характер взаимодействия антипротонов с ядрами является мотивировкой экспериментов с использованием медленных антипротонов. После захвата антипротона на ядерную орбиту образуется система, характеризующаяся квантовым числом  $n$  и угловым моментом  $J$ . При каскадных переходах на более низкие уровни испускаются оже-электроны и рентгеновское излучение. Антипротон на ядерной орбите «чувствует» кроме электромагнитного взаимодействия также сильное взаимодействие с ядром по мере того, как его орбита приближается к ядру. Сильное взаимодействие влияет как на ширину, так и на положение уровней, с которых испускается рентгеновское излучение (рис. 54) [146].

В [151] измерялось влияние сильного взаимодействия на положение (сдвиг)  $\epsilon$  и ширину  $\Gamma$  ядерных уровней в трех изотопах кислорода с целью отличить взаимодействие  $\bar{p}p$  от  $\bar{p}n$ . Наблюдалось смещение и уширение уровня  $3d$  в  $^{18}\text{O}$  по сравнению с  $^{16}\text{O}$ . Его можно связать с длиной рассеяния  $\bar{p}n$ , если предположить, что два нейтрона на поверхности ядра в  $^{18}\text{O}$  квазисвободные и имеют низкую энергию.

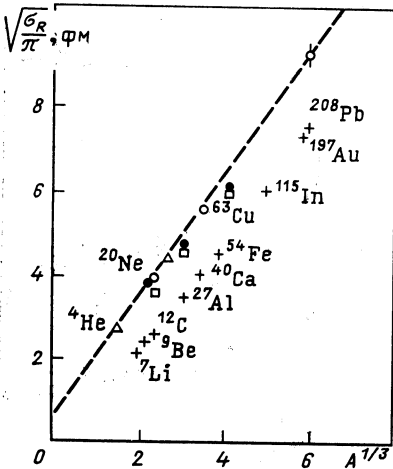


Рис. 53. Зависимость  $\sqrt{\sigma_R/\pi}$  от  $A^{1/3}$  для взаимодействий антипротонов с ядрами при импульсе первичной частицы 180 МэВ/с. Пунктирная кривая соответствует значению  $\sigma_R = \pi (a + r_0 A^{2/3})^2$ , где  $a = 0,65$  фм и  $r_0 = 1,49$  фм [150]

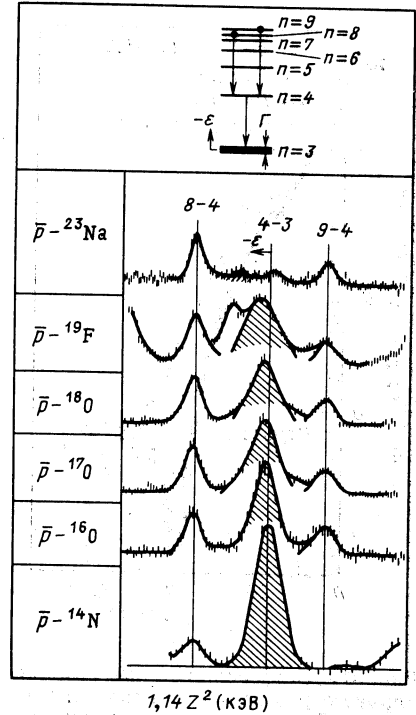


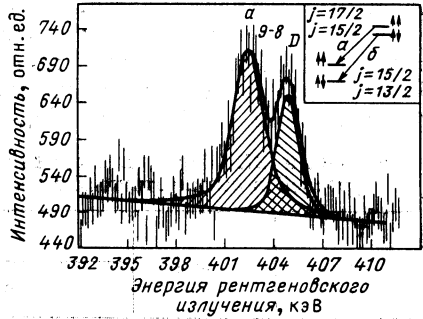
Рис. 54. Часть спектра рентгеновского излучения от легких антипротонных атомов. Видны переходы  $8 \rightarrow 4$  и  $9 \rightarrow 4$  и переход  $4 \rightarrow 3$  со смещенной энергией. Уширение перехода  $4 \rightarrow 3$  в зависимости от числа нуклонов в ядре интерпретируется как следствие влияния сильного взаимодействия [146]

При этом предположении разница в положении (ширине) уровня пропорциональна реальной (мнимой) части амплитуды  $\bar{p}n$ -рассеяния. Можно записать соотношение  $2 ({}^{18}\epsilon - {}^{16}\epsilon) / ({}^{18}\Gamma - {}^{16}\Gamma) = \text{Re}a_{\bar{p}n} / \text{Im}a_{\bar{p}n} \equiv \rho(\bar{p}n)$  для нулевой энергии [151]. Из этих измерений вытекает значение  $\rho(\bar{p}n) \approx -1$ .

Изучая рентгеновские спектры, можно увидеть влияние спин-орбитального взаимодействия, которое иначе очень трудно изучать (рис. 55) [152].

Барионные атомы подчиняются уравнению Шредингера с кулоновским и адронным потенциалами, и эффекты, наблюдаемые в барион-

Рис. 55. Часть спектра рентгеновского излучения антипротонных атомов  $^{174}\text{Yb}$ , на котором видна разрешенная тонкая структура перехода  $9 \rightarrow 8$  как следствие спин-орбитальной связи [152]



ных атомах, с его помощью хорошо описываются. Этот эффективный потенциал имеет вид [152]

$$V(r) = -\frac{2\pi}{\mu} \left[ 1 + \frac{m_p}{M_A} \right] [A_{pp}^+ \rho_p(r) + A_{pn}^+ \rho_n(r)],$$

где  $A_{pp}^+$  и  $A_{pn}^+$  — длины рассеяния;  $M_A$  — масса ядра и  $\mu$  — приведенная масса системы;  $\rho(r)$  параметризуется выражением [152]

$$\rho(r) = (1 + e^{\frac{r-2,608}{0,513}})^{-1}.$$

В табл. 27 [153] собраны отдельные данные об уровнях переходов в антипротонных атомах.

Важной проблемой взаимодействия антинуклонов с ядрами является поиск связанных состояний  $\bar{p}$  — ядро с помощью спектра выби-

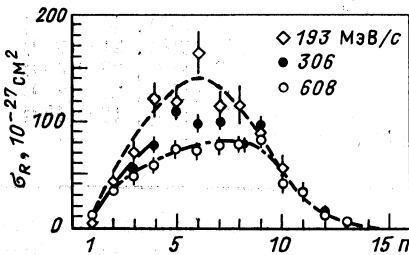


Рис. 56. Сечения реакции  $\bar{p} + \text{Ne}$  для трех значений импульса первичного антипротона в зависимости от множественности  $n$  заряженных частиц [149]

тых протонов. Выбитые протоны экспериментально легко идентифицируются, но существует ряд аннигиляционных и неаннигиляционных процессов, которые создают фон при изучении такого спектра. Однако по спектру выбитых протонов до сих пор не удалось найти такие связанные состояния.

Подробно изучались сечения неупругих взаимодействий антипротонов на ядре Ne в стримерной камере, в которой большинство неупругих взаимодействий аннигиляционные. Были измерены множественности вторичных частиц и соответствующие им сечения (рис. 56)

[149]. На этом рисунке видны две области множественностей: первая, в которой множественность изменяется с энергией, и вторая — область больших множественностей, в которой никакой зависимости от энергии не наблюдается. Можно утверждать, что большие множественности являются результатом аннигиляции внутри ядра, где плотность ядерной материи примерно постоянна. Подобный эффект наблюдается в ядерных эмульсиях при взаимодействиях антипротонов с ядрами AgBr [149, 150].

Таблица 27. Отрицательное смещение и ширины (значения в скобках) уровней в антипротонных атомах. (Все значения даны в эВ) [153]

Ядро	Уровень	Экспериментальные данные	
		До LEAR	LEAR
<sup>4</sup> He	2 <i>p</i>	50(18), 105(65)	7,4(5,3) 35(15)
<sup>6</sup> Li	2 <i>p</i>	205(66), 410(170)	
<sup>7</sup> Li	2 <i>p</i>	312(48), 277(113)	
<sup>12</sup> C	3 <i>d</i>	4(10), 42(18)	— —
<sup>14</sup> N	3 <i>d</i>	18(36), 179(31)	— 100(50)
<sup>16</sup> O	3 <i>d</i>	124(36), 480(110)	120(20), 480(30)
<sup>17</sup> O	3 <i>d</i>	— —	150(50), 550(50)
<sup>18</sup> O	3 <i>d</i>	189(42), 550(240)	200(20), 620(30)
<sup>19</sup> F	3 <i>d</i>	— —	470(20), 1490(50)
<sup>23</sup> Na	3 <i>d</i>	— —	2200(260), 4700(1400)
Si	4 <i>f</i>	38(39), 110(190)	— —
P	4 <i>f</i>	65(23), 446(69)	— —
<sup>32</sup> S	4 <i>f</i>	60(40), 650(100)	— —
<sup>40</sup> Ca	4 <i>f</i>	— —	— —
Fe	5 <i>g</i>	10(310), 540(320)	— —
Y	6 <i>i</i>	150(160), 800(320)	— —
Zr	6 <i>i</i>	450(100), 700(210)	— —
<sup>92</sup> Mo	6 <i>i</i>	— —	480(90), 1800(400)
<sup>94</sup> Mo	6 <i>i</i>	— —	400(340), 2100(900)
<sup>95</sup> Mo	6 <i>i</i>	— —	630(110), 2300(400)
<sup>98</sup> Mo	6 <i>i</i>	— —	630(150), 2700(800)
<sup>138</sup> Ba	7 <i>j</i>	— —	350(150), 1800(450)
<sup>174</sup> Yb	8 <i>k</i>	—260(460), 1480(660)	— —
<sup>232</sup> Th	9 <i>l</i>	— —	— —

Благодаря большому сечению можно ожидать, что аннигиляция в основном происходит на поверхности ядра. Из потенциалов абсорбции была определена доля аннигиляции в зависимости от размеров ядра, и оказалось, что аннигиляция в основном происходит на поверхности ядра. Однако как в случае AgBr, так и Ne некоторая доля аннигиляции происходит во внутренней области ядра [149, 150]. В аннигиляции на поверхности ядра средняя множественность составляет 5—6 частиц, и ее сечение увеличивается с уменьшением энергии первичного антипротона подобно росту  $\sigma_R$ . Это наводит на мысль, что определяющим взаимодействием в данном случае является аннигиляция на квазисвободном нуклоне на поверхности ядра.

При аннигиляции внутри ядра множественность достигает 11—13 заряженных частиц, и их относительное число растет с увеличением кинетической энергии антипротона и, следовательно, с увеличением его проникающей способности.

Изучались также реакции антидейтрона с нуклоном и ядром. Первые данные об аннигиляции  $\bar{d}p$  при импульсе 12,6 ГэВ/с приведены в [154]; в [155] приведены данные по взаимодействию  $\bar{d}d$ .

### 5. МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ АННИГИЛЯЦИИ

**Статистические модели.** Существует ряд моделей, с помощью которых пытаются описать процессы аннигиляции как в покое, так и на лету. Их обсуждению посвящены обзорные статьи [52, 92]. Поэтому здесь ограничимся упоминанием только некоторых типичных подходов модельного описания  $\bar{p}p$ -взаимодействий и не претендуем ни на их полноту, ни на их подробный разбор и обсуждение.

По мере развития изучения многочастичных взаимодействий стали использовать кинематические величины, такие, например, как фазовое пространство, основой которого служила статистическая модель Ферми.

Множественное образование частиц — процесс, зависящий прежде всего от первичной энергии и от энергии, переданной вторичным частицам, т. е. процесс зависит от фазового пространства. Сечение  $\bar{p}p$ -аннигиляции с образованием  $n\pi$ -мезонов с четырехмерными импульсами  $p_i$  определяется соотношением

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{2m} |M|^2 d\phi_n(P; p_1, p_2, \dots, p_n),$$

где  $P$  — четырехмерный импульс первичного антипротона;  $M$  — матричный элемент перехода  $\bar{p}p \rightarrow n\pi$  и

$$d\phi_n(E_c; p_1, \dots, p_n) = \delta^4 \left( P - \sum p_i \prod \frac{d^2 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \right).$$

Процесс образования вторичных частиц происходит как диссипация энергии, распределенной равновероятно на все вторичные частицы, т. е. имеем пример статистического образования частиц. В самом деле, оказалось, что энергетическое распределение вторичных частиц и некоторые распределения множественности не противоречат этой модели.

Одним из основных предсказаний большинства статистических моделей является степенная зависимость множественности заряженных частиц от энергии типа  $n \sim s^{1/4}$ . Подробный разбор применимости статистической модели к аннигиляциям содержится в [156—159]. Модель хорошо описывает средние значения числа заряженных и нейтральных вторичных частиц в аннигиляционных процессах вплоть до импульса 2,3 ГэВ/с. Интересным здесь является небольшой избыток нейтральных частиц, который объясняется наличием

разных примесей изотопических состояний  $I = 0$  и  $I = 1$  в начальном состоянии [157]:

$$\frac{n_0}{n_-} \text{ (эксп.)} = (1,11 \pm 0,04); \text{ (теория дает значение } 1,06 \text{ [160]).}$$

Из статистической модели для корреляционного параметра  $f_{--}$  вытекает соотношение [160]

$$f_{--} = (0,23 - 0,99) \langle n_- \rangle + 0,77 \langle n_- \rangle^2, \quad (16)$$

которое находится в хорошем согласии с экспериментом.

В [94] была использована статистическая модель *OR* для описания аннигиляции на лету. Предполагалось, что взаимодействующие частицы образуют один большой кластер, который постепенно испускает частицы, причем таким образом, что заряд первоначально кластера всегда равен 0, 1, -1, и, следовательно, вероятность испускания положительно и отрицательно заряженных частиц одинакова. Конфигурация  $n$ -частиц в конечном состоянии описывалась соотношением [94]

$$f_n = \frac{1}{2} [(1 + \alpha)^n + (1 - \alpha)^n] \text{ для } \bar{p}p;$$

$$f_n = \frac{1}{2\alpha} [(1 + \alpha)^n - (1 - \alpha)^n] \text{ для } \bar{p}n,$$

где  $\alpha = \sqrt{2}$ .

В той же модели (*OR*) частота появления конечных состояний  $n$ -частиц, из которых  $l$  — отрицательно заряженных, дается выражением

$$f_{n,l} = \begin{cases} \alpha^{2l} \binom{n}{2l} & \text{для } \bar{p}p; \\ \frac{1}{2\alpha} \alpha^{2l-1} \binom{n}{2l-1} & \text{для } \bar{p}n. \end{cases}$$

Модель *OR* была приспособлена также для описания образования резонансов. Основные характеристики аннигиляции с помощью этой модели описываются вплоть до самых высоких экспериментально наблюдаемых импульсов, т. е. до 12,0 ГэВ/с (см. рис. 20) [91]. В модели предполагается, что распределение множественности дается распределением Гаусса [161]:

$$P_n(s) = \frac{1}{D\sqrt{2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(n - \langle n \rangle)^2}{D^2}\right),$$

$$\langle n_{\pm} \rangle = 2\beta N \left(\frac{s}{4m_p^2}\right)^l,$$

где  $\beta = \alpha/[2(1 + \alpha)]$ ;  $D_{\pm}^2 = [1 - 2\beta(1 - \alpha)]\langle n_{\pm} \rangle$ , а  $N = 5,22$ ;  $a = 0,25$ ;  $l = 0,312$ .

Для распределения заряженных частиц в статистических моделях обычно используют весовой коэффициент типа коэффициента Больц-



мана:  $(N!/n_+!n_-!n_0!)$ , который описывает предельное распределение для статистического смешивания состояний с  $I = 0$  и  $I = 1$ .

Наряду с несколькими свободными константами, которые в статистических подходах определяются сравнением с экспериментальными данными, модель *OR* имеет некоторые другие слабые стороны.

1. Корреляции между числом нейтральных и заряженных вторичных частиц в зависимости от энергии описываются моделью неправильно.

2. В первоначальной форме должно быть  $f_2^{--}/\langle n_- \rangle \sim \text{const}$  (см. рис. 24) [91], что, однако, находится в противоречии с наблюдаемым *KNO*-скейлингом (см. рис. 25) [92], который предполагает, что

$$\frac{f_2 + \langle n \rangle}{\langle n^2 \rangle} \sim \text{const}.$$

Оказывается, что статистическая модель хорошо описывает корреляции между заряженными и нейтральными вторичными частицами при более высоких энергиях. Если предположить биномиальное распределение между заряженными и нейтральными частицами, причем

$$\langle n_0 \rangle = \frac{1}{2} \langle n_{+-} \rangle;$$

$$\sigma_{n_{+-}, n_0} = \sigma_n \binom{n}{n_{+-}} \left(\frac{2}{3}\right)^{n_{+-}} \left(\frac{1}{3}\right)^{n_0},$$

то при  $\langle n_0 \rangle_n = (a + bn_-)$  выполняется  $b = (f_2^{--} + \frac{1}{2}\langle n_- \rangle) / (f_2^{--} + \langle n_- \rangle)$ .

Экспериментальная проверка этой зависимости приведена на рис. 29 [52] для аннигиляций при 4,6 ГэВ/с и для разности ( $\bar{p}p - pp$ ) при 22 ГэВ/с.

**Модели Редже.** Изучение процесса аннигиляции при высоких энергиях вскоре привело к пониманию, что статистические модели не в состоянии описать угловое и импульсное распределение вторичных частиц. В процессах аннигиляции, как и в других взаимодействиях адронов, были наблюдаены такие распределения, как, например, периферический характер углового распределения вторичных частиц и ограничение поперечной составляющей импульса.

Рассмотрим одну из таких моделей [156], в которой образование пионов в аннигиляции описывается при помощи соотношения

$$\sigma_N(s) = \frac{1}{p_c \sqrt{s}} \frac{1}{n_+!n_-!n_0!} \int |A|^2 dR_N,$$

где

$$|A| \propto g^{N-1} \prod_{i=1}^{N-1} \left(1 + \frac{h}{(1+s_i/a)} \left(1 + \frac{s_i}{a}\right)^\alpha \left(1 + \frac{s_i}{b}\right)^{\beta t_i}\right)$$

и  $s_i = (p_i - p_j)^2$ ;  $t_i = (p_a - p_i)^2$ ;  $\alpha$  и  $\beta$  — параметры доминирующей траектории Редже, значения которых  $\alpha = -0,38$  и  $\beta =$

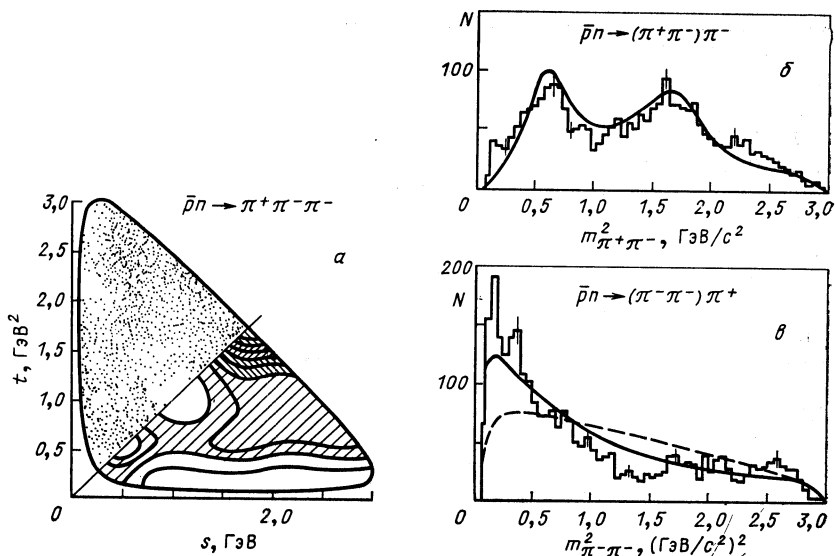


Рис. 57. Диаграмма Далица (а) и распределение эффективных масс двух  $\pi$ -мезонов (б и в) в аннигиляции  $\bar{p}n \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$  [161]

$= 0,88$ ;  $g$  — постоянная нормировки, определяемая средней множественностью;  $h = 0,077$ ;  $a = 0,1$ ;  $b = 3,0$ . Модель относительно хорошо описывает распределение переноса импульса и его продольной составляющей. В области высоких энергий эта модель переходит в мультипериферическую. Модель успешно количественно описывает образование резонансов в реакции  $\bar{p}n \rightarrow \pi^+\pi^-$  при 1,2 ГэВ/с (рис. 57) [161].

Для инклюзивного описания процесса аннигиляции на лету была сформулирована модель, основанная на обмене барионной траекторией, которая предсказывала не только распределение множественности  $\pi$ -мезонов в процессе аннигиляции при высоких энергиях, но также значение сечения аннигиляции [93]. Для сечения аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow t (\pi^+\pi^-) k\pi^0$  выполняется соотношение

$$\sigma_{m, k} = G^4 \exp(2\alpha - 2) Y \frac{(g^2 Y)^{2m+k-2}}{(2m+k-2)!} \left(\frac{1}{3}\right)^k \left(\frac{2}{3}\right)^{2m} \frac{(2m+k)!}{k!(2m)!}, \quad (17)$$

где  $Y = \ln(s/M^2)$ .

Для топологических сечений тогда следует

$$\sigma_m = G^4 \exp\left(2\alpha_B - 2 + \frac{g^2}{3}\right) Y \left[ \frac{4}{9} \frac{\left(\frac{2}{3} g^2 Y\right)^{2(m-1)}}{(2m-2)!} + \frac{4}{9} \frac{\left(\frac{2}{3} g^2 Y\right)^{2m-1}}{(2m-1)!} + \frac{1}{9} \frac{\left(\frac{2}{3} g^2 Y\right)^{2m}}{(2m)!} \right]. \quad (18)$$

Полное сечение аннигиляции дается соотношением

$$\sigma_{\text{ан}} \approx \frac{1}{2} G^4 \exp(2\alpha_B - 2 + g^2) Y, \quad (19)$$

и для числа заряженных и нейтральных вторичных частиц выполняются соотношения

$$\langle n_{\text{ch}} \rangle = \frac{2}{3} g^2 Y + \frac{4}{3}; \quad (20)$$

$$\langle n_0 \rangle = \frac{1}{3} g^2 Y + \frac{2}{3}. \quad (21)$$

Во всех формулах (17)–(21)  $\alpha$  обозначает интерсепт барионной траектории,  $G^4$  и  $g^2$  — параметры модели. Из анализа процессов аннигиляции [88] для этих параметров были определены следующие значения:

$$G^4 = (740 \pm 40); \quad g^2 = (1,839 \pm 0,014); \quad \alpha_B = (-0,465 \pm 0,029).$$

Оказывается, однако, что модель не достаточно хорошо описывает вклад отдельных топологий (см. рис. 20) [91] и не описывает достаточно точно поведение распределения множественностей (дает распределение Пуассона со средним значением  $\langle n \rangle_{+-} \sim \ln s$  и  $\langle n \rangle_0 = = \frac{1}{2} \langle n \rangle_{+-}$ , что не соответствует экспериментальным данным).

Тем не менее модель позволяет описать зависимость сечения аннигиляции от энергии, хотя в пределах экспериментальных погрешностей свободных констант  $G^4$  и  $g^2$  она может допускать обмен и другими траекториями, например обмен  $\Delta^{++}$  [162].

Реджевский подход позволил сформулировать мультипериферическую модель, провести факторизацию амплитуды и, таким образом, объединить разные виды взаимодействий. Факторизация позволяет, например, определить разность между полными сечениями  $\bar{p}p$  и  $pp$  [92]:

$$\Delta(\bar{p}p - pp) = 2(\beta_{p\omega}^2 s^{\alpha_\omega - 1} + \beta_{p\rho} s^{\alpha_\rho - 1}),$$

что в предположении  $\alpha_\omega = \alpha_\rho$  и  $\beta_{p\rho} = \frac{1}{3} \beta_{p\omega}$  соответствует так называемой  $\omega$ -универсальности  $\bar{p}p$ -взаимодействий, причем параметры, описывающие  $\Delta(\bar{p}p)$ , имеют следующие численные значения:

$$\beta^2 = 18; \quad \alpha = 0,4.$$

**Кварковые модели.** Среди моделей этого вида одной из первых и эффективных была модель перестановки кварков. В ней предполагалось, что три антикварка из антипротона и три кварка из протона перегруппировываются друг с другом так, что приводят к возникновению трех пионов. Благодаря свойствам спина кварков с помощью этой модели можно было описать образование частиц со спином  $J = 1$ , т. е. резонансы  $\rho$ ,  $\omega$  [109]. Оказалось, однако, что такой

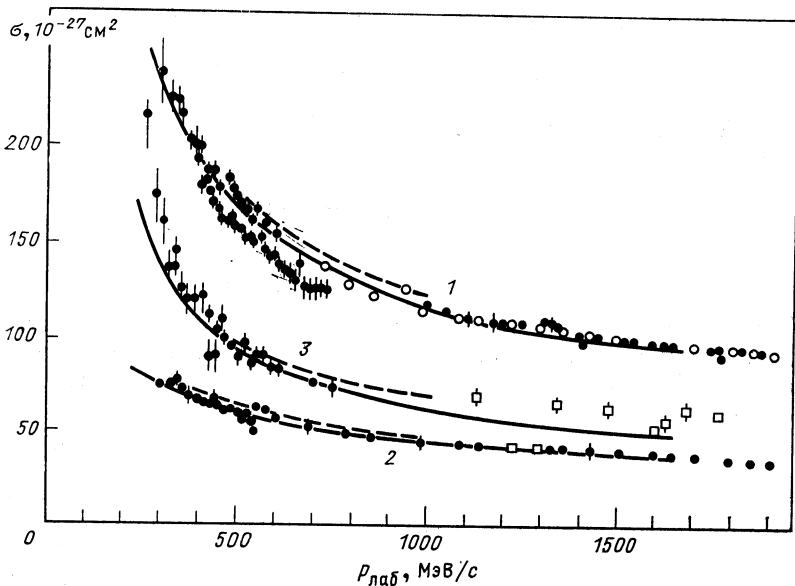


Рис. 58. Полное (1), упругое (2) и сечение аннигиляции (3) в  $\bar{p}p$ -взаимодействии. Кривые соответствуют моделям потенциалов [169]

простой модели недостаточно для объяснения некоторых существенных явлений в аннигиляции, таких, как, например, образование  $K$ -мезонов [163], аннигиляция на два мезона или на состояния, содержащие больше трех мезонов, а также образование резонансов со спином  $J = 2$  (например,  $A_2$  [156, 164]). Тем не менее ряд авторов [29, 165, 166] к этой модели часто возвращается. В [167, 168] даны

количественные расчеты сечения аннигиляции и сечения упругого взаимодействия при низких энергиях. В них за основу принималась модель перестановки кварков. Результаты, полученные в экспериментах на установке LEAR, сравнивались с предсказаниями модели [169, 170]. На рис. 58 [169] приведено сравнение сечений с этой моделью, а сравнение вклада отдельных парциальных волн  $S$ ,  $P$ ,  $D$  показано на рис. 59 [169].

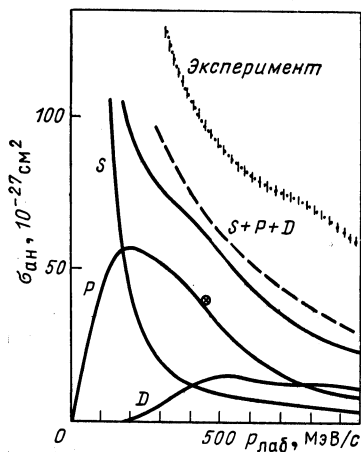


Рис. 59. Вклады отдельных  $S$ -,  $P$ -,  $D$ -волн в сечении аннигиляции  $\sigma_{\text{ан}}$  по модели потенциалов [169]

Модель с точностью до 70% описывает сечения аннигиляции, если учитывать только конечные состояния с тремя частицами.

Были рассчитаны поправки к модели перестановки кварков, в которых учитывался вклад аннигиляции пар кварк — антикварк на два мезона. Учет этих поправок позволяет описать с точностью до 90% данные, полученные на LEAR, как аннигиляцию в  $S$ -волне. Указанные модели аннигиляции пока ограничены областью низких энергий, где проявляются только первые парциальные волны  $S$  и  $P$ . Не ясно также, как описать взаимодействия кварков на больших расстояниях.

Для описания аннигиляций при низких энергиях была предложена гибридная модель [27], основанная на модели потенциалов. В ней учитывается вклад от обмена глюонов между кварками и антикварками.

В аддитивной модели кварков [171] предполагается, что полное сечение взаимодействий барионов состоит из суммы отдельных сечений взаимодействий пар кварк — антикварк:

$$\sigma_{\text{полн}}(\bar{p}p) = 4\sigma_{uu} + 4\sigma_{ud} + \sigma_{dd};$$

$$\sigma_{\text{полн}}(pp) = 4\sigma_{uu} + 4\sigma_{ud} + \sigma_{dd};$$

$$\Delta\sigma(pp) = \sigma_{\text{полн}}(\bar{p}p) - \sigma_{\text{полн}}(pp) = 4\sigma_{uu} + 4\sigma_{ud} + \Delta\sigma_{dd}.$$

Учитывая, что в разность сечений вносит вклад только аннигиляция пар кварк — антикварк с одинаковым ароматом (flavour), можно записать взаимные соотношения для разностей сечений отдельных адронов [172], которые могли бы соответствовать соотношениям между сечениями аннигиляции:

$$\Delta(\Lambda p) = \Delta(pp) - \Delta(Kp) = \Delta(\Sigma^0 p);$$

$$\Delta(\Sigma^+ p) = \Delta(pp) - \Delta(Kp) + \Delta(\pi p);$$

$$\Delta(\Sigma^- p) = \Delta(pp) - \Delta(Kp) - \Delta(\pi p);$$

$$\Delta(\Omega p) = \Delta(pp) - 3\Delta(Kp) + \Delta(\pi p);$$

$$2\Delta(\Lambda p) = \Delta(\Sigma^+ p) + \Delta(\Sigma^- p).$$

Аннигиляция на два  $\pi$ -мезона изучалась с точки зрения модели [173], основанной на перестановке кварков, в которой

$$\frac{d\sigma}{dt} = \text{const } s^{-N} f(\theta_{\text{с.п.м}}),$$

где  $N$  — число кварков, участвующих во взаимодействии [ $N = (6 \div 12)$ ]; для аннигиляции на два  $\pi$ -мезона  $N = 8$ . Угловое распределение в с.с.м. дается универсальной кривой [173]

$$\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-) = \frac{\sigma_0}{s^8} \frac{(1-z^2)}{2} [2(1-z)^{-2} + (1+z)^{-2}]^2;$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow K^+K^-) = \frac{\sigma_0}{s^8} \frac{2(1+z)}{(1-z)^3},$$

где  $z = \cos \theta_{\text{с.п.м}}$  и  $\sigma_0 = 440 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ .

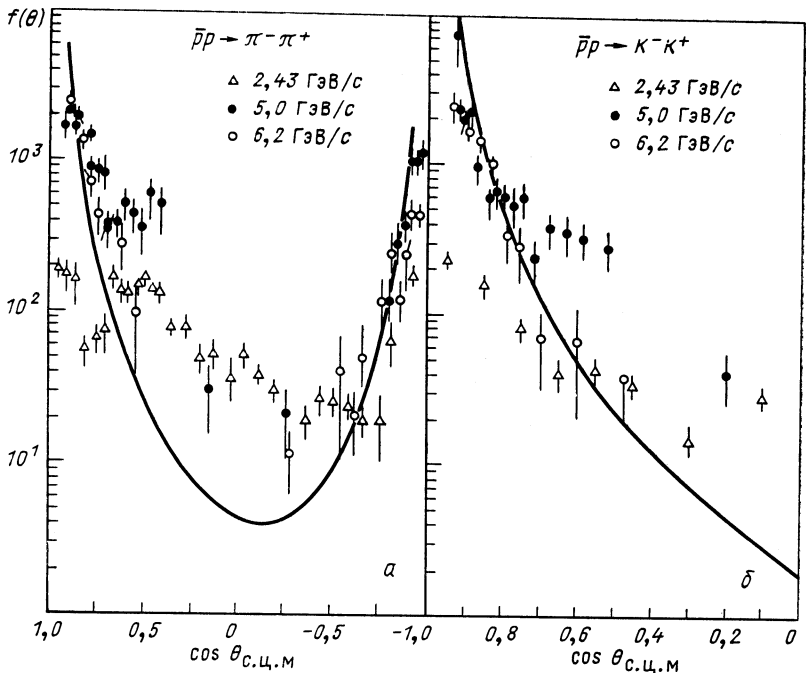


Рис. 60. Угловое распределение вторичных частиц во взаимодействии  $\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+$  (а) и  $\bar{p}p \rightarrow K^-K^+$  (б) при значениях импульса 2,43; 5,0 и 6,2 ГэВ/с в сравнении со статистической изотопной моделью СИМ [174]

Угловое распределение для разных импульсов антипротонов показано на рис. 60 [174]. Предполагается, что эта модель качественно хорошо описывает разницу в угловых распределениях пионов и каонов.

В модели [175] сечение аннигиляции выражается через произведение амплитуд аннигиляции отдельных пар кварк — антикварк:

$$\sigma_{\text{ан}}(\bar{B}'B) = \sum_{j_1 j_2 j_3} \prod_{i=1, 2, 3} Z(j_i, i),$$

где  $\sum_{j_1 j_2 j_3}$  означает сумму по всем перестановкам (1, 2, 3);  $Z(j_i, i)$  — вклад от всех аннигиляций антикварка  $j_i$  в антибарионе  $\bar{B}'$  с кварком  $i$  в барионе  $B$ :

$$Z_1 = Z(\bar{u}, u); \quad Z_2 = Z(\bar{u}, d); \quad Z_3 = Z(\bar{s}, u), \quad Z_4 = Z(\bar{s}, s);$$

$$\sigma_{\text{ан}}(\bar{p}p) = 2Z_1^3 + 4Z_1Z_2^2; \tag{22}$$

$$\sigma_{\text{ан}}(\bar{N}p) = 2Z_2^3 + 4Z_1^2Z_2; \tag{23}$$

$$\sigma(\bar{\Lambda}p) = \sigma(\Sigma^0 p) = 2Z_4Z_2Z_3 + 2Z_1^2Z_3 + 2Z_2^2Z_3 \tag{24}$$

и т. д. для всех гиперонов. Зная  $Z_1, Z_2, Z_3$ , из сечений (22)—(24) можно определить  $Z_i$  и другие сечения аннигиляции бариона с антибарионом.

К сожалению, сечения гиперонов неизвестны, так что ни мультипликативную, ни аддитивную модели нельзя сравнить с экспериментом. Предполагая  $Z_1 = Z_2$ , получаем  $\sigma_{\text{ан}}(\bar{p}n) = \sigma_{\text{ан}}(\bar{p}p)$ .

Основной вклад в аннигиляцию вносит слияние валентных кварков и антикварков, и оказывается, что модель, основанная на этой

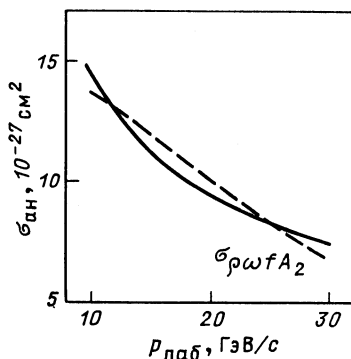


Рис. 61 Сравнение сечения аннигиляции  $\sigma_{\text{ан}}(\bar{p}p)$  с предсказанием модели слияния кварков [162] [см. соотношение (19)]

идее, хорошо описывает зависимость сечения аннигиляции от энергии и образование векторных мезонов при высоких энергиях. Однако модель не описывает достаточно хорошо ни образование резонансов при низких энергиях, ни образование странных частиц, для которого предсказывает одинаковые сечения, как в  $pp$ -взаимодействиях.

Сечение аннигиляции в рамках аналогичной модели [162] было оценено с помощью соотношения

$$\sigma_{pp}^{\text{ан}}(s) \sim \int dx_1 dx_2 dQ^2 q_{\text{вал}}(x_1) q_{\text{вал}}(x_2) \sigma_{qq \rightarrow \text{мезоны}}^- \delta(x_1 x_2 s - Q^2).$$

В данном подходе аннигиляция имеет место тогда, когда валентные кварк и антикварк образуют резонансы  $\rho, \omega$  или  $f$  и  $A_2$ . Тогда зависимость сечения от энергии в области 10—30 ГэВ приблизительно соответствует наблюдаемому сечению аннигиляции (рис. 61) [162].

Нельзя, однако, предполагать, что с помощью структурных функций можно в этом простом подходе описать сложный процесс аннигиляции, так как он не является типичным процессом с большими передачами импульса, которые являются условием использования структурных функций.

Дальнейшая группа моделей основана на механизме фрагментации кварков. Однако в них проблематичным остается вопрос о распределении кварков в нуклоне по импульсам перед фрагментацией. В данном подходе предполагается, что по крайней мере два из трех кварков внутри нуклона имеют до аннигиляции такое распределение

энергии, которое соответствует распределению структурных функций в глубоконеупругих процессах. С помощью функций фрагментации, полученных из аннигиляции  $e^+e^-$ , можно определить параметры аннигиляции  $\bar{p}p$ . Эта модель лучше описывает экспериментальные данные при высоких энергиях.

Множественные процессы часто описываются с помощью модели рекомбинации кварков. Пример такой модели приводится в работе [176]. В ней предполагается, что образовавшиеся кварки рекомбинируют в фазовом пространстве (аналог струны [177]) таким образом, что образования барионов в определенных случаях не происходит вследствие того, что первоначальное распределение кварков и антикварков по быстротам имеет случайный характер.

Среди  $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22 ГэВ/с [178] были выбраны аннигиляционные процессы со вторичными частицами, имеющими большие поперечные импульсы, но без идентифицированных барионов в конечном состоянии. Таким образом, был получен набор событий, обогащенный процессами аннигиляции (около 35 % сечения неупругого взаимодействия), и некоторые характеристики экспериментальных данных были сравнены с моделью рекомбинации кварков. В то время как модель хорошо описывает инклюзивные характеристики событий  $\bar{p}p$  при 22 ГэВ/с, набор событий, обогащенный аннигиляциями, описывается только частично.

В заключение можно сказать, что процессы аннигиляции поддаются моделированию намного труднее, чем неаннигиляционные процессы. Это частично связано с большей множественностью в конечных состояниях, меньшей периферичностью и особенно с малым числом экспериментов по аннигиляционным процессам.

**Дуальные модели.** Комбинацией кварковой структуры и мультипериферических моделей являются так называемые дуальные модели образования вторичных частиц. Эти модели довольно хорошо описывают основные свойства аннигиляции при больших энергиях.

Основные диаграммы для  $\bar{p}p$ -аннигиляции, а также для неаннигиляционных процессов  $\bar{p}p$  и  $pp$  приведены на рис. 62 [96]. К основным результатам этих моделей следует отнести объяснение большей множественности в аннигиляционных процессах [179, 180]

$$\frac{\langle n \rangle_{\text{ан}}}{\langle n \rangle_{\text{неан}}} = \frac{3}{2}$$

и меньшего значения дисперсии распределения множественности

$$\left. \frac{\langle n \rangle}{D} \right|_{\text{ан}} = \sqrt{\frac{3}{2}} \left. \frac{\langle n \rangle}{D} \right|_{\text{неан}},$$

где

$$D = [\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2]^{1/2}.$$



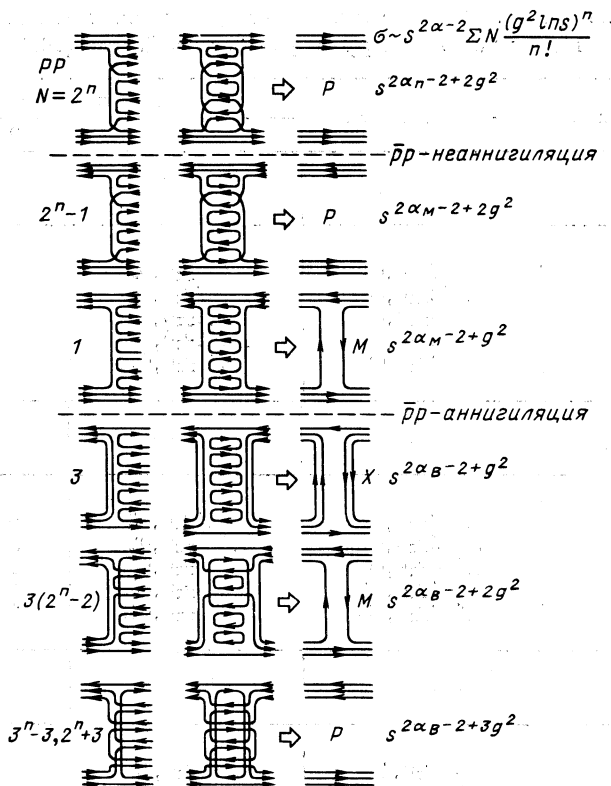


Рис. 62. Дуальные кварковые диаграммы для аннигиляционных и неаннигиляционных процессов, их топологическая и энергетическая зависимость для простой мультипериферической (МРМ) модели [179]

Можно также получить соотношения между более высокими нормированными моментами распределения множественности [181]:

$$C_2^A = \frac{2}{3} C_2^P + \frac{1}{3}; \tag{25}$$

$$C_3^A = \frac{4}{9} C_3^P + \frac{2}{3} C_2^P - \frac{1}{9}; \tag{26}$$

$$C_4^A = \frac{8}{27} C_4^P + \frac{16}{27} C_3^P + \frac{1}{9} (2C_2^P - 1)^2, \tag{27}$$

где  $C_k$  — относительные моменты:  $C_k = \langle n^k \rangle / \langle n \rangle^k$ . Соотношения (25)–(27) выполняются для  $k = 2, 3, 4$ .

Эти соотношения для аннигиляционных процессов хорошо выполняются, особенно при более высоких энергиях, как видно из данных, приведенных в табл. 28 [181]. Тем не менее в [182] указывается на существование разницы между предсказаниями модели и экспери-

Таблица 28. Распределение параметров множественности для недифракционных  $pp$ - и  $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействий [181]

Недифракционные $pp$ -взаимодействия		Аннигиляция $\bar{p}\bar{p}$	
		Расчет	Эксперимент
Параметр	12 ГэВ/с	12 ГэВ/с	9,1 ГэВ/с
$\langle n \rangle$	$3,417 \pm 0,016$	$5,126 \pm 0,024$	$5,32 \pm 0,09$
$D$	$1,443 \pm 0,007$	$1,767 \pm 0,009$	$1,82 \pm 0,14$
$C_2$	$1,178 \pm 0,002$	$1,118 \pm 0,001$	$1,12 \pm 0,01$
$C_3$	$1,592 \pm 0,008$	$1,382 \pm 0,005$	$1,36 \pm 0,04$
$C_4$	$2,403 \pm 0,022$	$1,860 \pm 0,012$	$1,77 \pm 0,08$
Параметр	24 ГэВ/с	24 ГэВ/с	22,4 ГэВ/с
$\langle n \rangle$	$4,416 \pm 0,026$	$6,624 \pm 0,039$	$6,84 \pm 0,18$
$D$	$1,975 \pm 0,018$	$2,419 \pm 0,022$	$2,20 \pm 0,32$
$C_2$	$1,200 \pm 0,003$	$1,133 \pm 0,002$	$1,10 \pm 0,02$
$C_3$	$1,654 \pm 0,013$	$1,426 \pm 0,008$	$1,33 \pm 0,05$
$C_4$	$2,562 \pm 0,035$	$1,960 \pm 0,019$	$1,76 \pm 0,12$
Параметр	69 ГэВ/с	69 ГэВ/с	100 ГэВ/с
$\langle n \rangle$	$6,350 \pm 0,100$	$9,525 \pm 0,150$	$9,43 \pm 1,25$
$D$	$2,708 \pm 0,135$	$3,317 \pm 0,165$	$3,40 \pm 3,28$
$C_2$	$1,182 \pm 0,012$	$1,121 \pm 0,008$	$1,13 \pm 0,11$
$C_3$	$1,588 \pm 0,038$	$1,383 \pm 0,025$	$1,43 \pm 0,30$
$C_4$	$2,358 \pm 0,092$	$1,846 \pm 0,055$	$1,99 \pm 0,68$

ментальными данными. Надо иметь в виду, что более высокая множественность в аннигиляциях, особенно при низких энергиях, может быть следствием наличия в с.с.м. большей энергии в  $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействии.

Дальнейшим развитием дуально-унитарного подхода было описание дифференциальных сечений с помощью фрагментации струн в кварковой модели. В этой модели барионы содержат помимо кварков также так называемый узел [179], и аннигиляция происходит только в том случае, когда аннигилируют узлы в барионах и антибарионах. Тогда распределение продольной составляющей импульса мезона дается соотношением [52]

$$\frac{d\sigma_m}{dx} \propto (1-x)^f + \frac{(3-m)}{2}, \quad (28)$$

где  $f$  — показатель функции фрагментации кварка  $q$  на мезон  $M$  [182]:

$$D_{M/q}(Z) \sim (1-Z)^f;$$

$$f = \begin{cases} 1,5 & (u \rightarrow \pi^+); \\ 2,5 & (u \rightarrow \pi^-). \end{cases}$$

Дифференциальное сечение аннигиляции хорошо описывается соотношением  $d\sigma/dx \sim (1-x)^{3-4}$  (рис. 40) [125]. При этом в уравнении (28)  $m = 4$  представляет собой число пар взаимодействующих составляющих кварков. Интеграл этого распределения в области фрагментации соответствует экспоненциальной зависимости сечения аннигиляции  $\sigma_{ан} = s^{-1/2}$  от энергии.

Модель [184], объединяющая статистические элементы аннигиляции, модели перестановки кварков и мультипериферичность, позволяет предсказывать некоторые основные свойства аннигиляции, включая образование резонансов. Тем не менее она содержит ряд свободных параметров, которые необходимо определить экспериментально.

Дуальная модель была применена также для объяснения логарифмического роста инклюзивного сечения

$$\frac{d\sigma}{dy^*}(y^* = 0) \sim a + b \ln s$$

в процессе аннигиляции [185]

Сравнение средних множественностей с вышеуказанными моделями в зависимости от импульса первичной частицы приведено на рис. 63 [92]. Видно, что хотя большинство моделей описывает основной характер зависимости множественности от энергии, более точное количественное описание отсутствует.

Прямое сравнение экспериментальных данных в эксклюзивной постановке с конкретной дуальной моделью для трех и больше частиц в конечном состоянии было выполнено в [29, 113, 166]. Эти обобщенные модели перестановки кварков, учитывающие вклады от дуальных диаграмм, позволяют с помощью простых феноменологических параметров описать угловое распределение мезонов в с.ц.м.

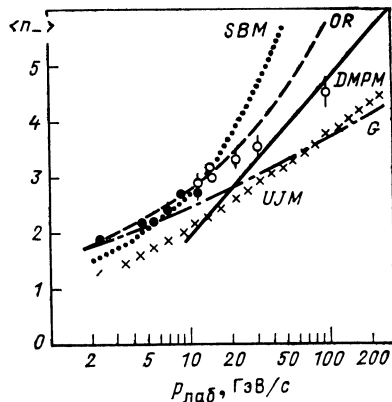


Рис. 63. Средняя множественность отрицательно заряженных частиц согласно предсказанию различных моделей [92]:

SBM — статистической модели бутстрапа [95];  
 OR — статистической модели [94]; DMPM —  
 дуальной мультипериферической модели [183];  
 UJM — некоррелированной струйной модели [124]

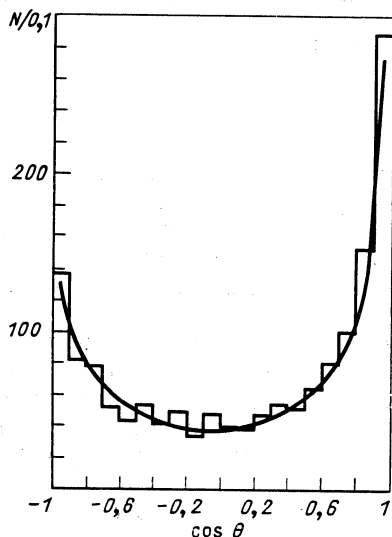


Рис. 64. Угловое распределение  $\pi$ -мезонов (и зеркально отраженных  $\pi^+$ -мезонов) в с.п.м. для взаимодействий  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi + 2\pi + \pi^0$  [113]. Сплошная кривая соответствует предсказанию модели кластеров

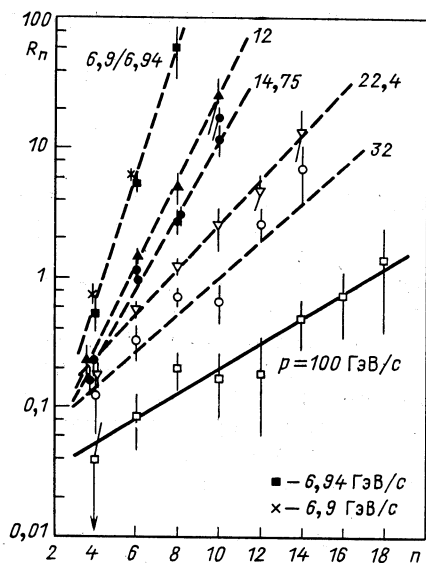


Рис. 65. Экспериментальные значения  $R_n = \{\sigma_n(\bar{p}p) - \sigma_n(pp)\} / \sigma(pp)$  в зависимости от  $n$  ( $>4$ ) для разных значений импульса [92]

аннигиляции (например, в реакции  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi + 2\pi + \pi^0$  при 8,8 ГэВ/с) (рис. 64) [113]. Эта конкретная модель описывает, однако, только данное конечное состояние эксклюзивной реакции и не претендует на полное описание всего процесса аннигиляции, так как в ней учитываются только вклады отдельных диаграмм.

Анализ сечений аннигиляционных и неаннигиляционных процессов выполнен в работе [186], в которой указано, что сечение аннигиляции не обязательно должно соответствовать разности полных сечений  $\bar{p}p$  и  $pp$ . Это является следствием того, что число дуальных диаграмм для неаннигиляционных каналов взаимодействия нуклон—антинуклон не соответствует числу возможных дуальных диаграмм для взаимодействий нуклон — нуклон (см. рис. 63). Для отношения

$$\frac{\sigma_{\text{неан}}(\bar{p}p) - \sigma(pp)}{\sigma(pp)}$$

модель [92] дает

$$R_n = \beta^n s^{(2\alpha_B - 2\alpha_M)} - (1 - \eta_1) \gamma^n,$$

где  $n$  соответствует числу мезонов в конечном состоянии;  $\alpha_B$  и  $\alpha_M$  — интерсепты траектории бариона и мезона;  $\beta$ ,  $\eta_1$  и  $\gamma$  — параметры, определяемые из эксперимента. Если  $\eta_1 = 1$  (или  $\gamma = 0$ ), тогда

$\sigma_{\text{неан}} = \sigma_{\text{ан}}$ . Однако современные экспериментальные данные не обладают достаточной точностью для того, чтобы параметры  $R_n$  были надежно определены (рис. 65) [92]. Параметр  $R_n$ , приведенный на этом рисунке, аппроксимируется соотношением  $R_n \sim A\beta^n$  для различных топологий в предположении, что  $\eta_1 = 1$ . Для  $n = 4$  экспериментальные данные описываются соотношением

$$R_4 = 1,24^4 s^{0,74}.$$

Применение дуальных моделей Редже к барионию и к экзотическим состояниям адронов приведено в [187].

## 6. ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗУЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АНТИПРОТОНОВ

Как было указано в предыдущих разделах, процессы аннигиляции подробно изучены только до энергий первичного антипротона  $E < 20$  ГэВ. Остается еще целый ряд невыясненных до сих пор вопросов.

1. Равняется ли сечение аннигиляции разности полных сечений  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий?

2. Почему распределение множественностей в аннигиляционных процессах более узкое и похоже, скорее, на распределение множественностей вторичных частиц в  $e^+e^-$ -аннигиляциях и во взаимодействиях лептон — адрон?

3. Почему эффект лидирующей частицы в процессах аннигиляции, который должен был бы быть следствием взаимодействия валентных кварков, проявляется более отчетливо при образовании вторичных  $K$ -мезонов, когда тяжелая пара кварков возникает из моря кварков?

4. Каким является механизм  $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое для  $S$ - и  $P$ -волн?

5. Существуют барионий или связанные состояния  $4q4\bar{q}$ ,  $6q6\bar{q}$ ? Для объяснения этих и других вопросов, связанных с теорией сильных взаимодействий, требуются новые эксперименты.

К сожалению, до сих пор нет надежды на изучение аннигиляционных процессов при очень высоких энергиях, так как не существует коллайдеров, позволяющих одновременно изучать  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействия. Даже детекторы, используемые для изучения  $pp$ -взаимодействий при энергиях коллайдеров ( $\sqrt{s} \sim 200 \div 1600$  ГэВ), не позволяют точно идентифицировать все вторичные частицы и тем самым выделить аннигиляции в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях.

Совершенно новые результаты по изучению  $\bar{p}p$ -взаимодействий можно, однако, ожидать от экспериментов, запланированных на установке LEAR в ЦЕРН. Эти эксперименты выполняются при интенсивности  $I \geq 10^6$   $\bar{p}/\text{с}$  и благодаря большим сечениям аннигиляции при низких энергиях дают возможность получить качественно новые результаты.

На установке LEAR будут изучаться следующие проблемы:

1. Объяснение природы нарушения  $CP$ -симметрии в слабых взаимодействиях.
2. Изучение динамики конфайнмента кварков и проверка предсказаний КХД.
3. Изучение механизма аннигиляции нуклонов.
4. Изучение спиновых эффектов в процессах аннигиляции.
5. Проверка сохранения  $CPT$ -симметрии, изучение гравитационного взаимодействия антипротонов.

Среди первых проблем, которые можно будет решить, несомненно, будет всестороннее изучение процессов аннигиляции [188, 189]

$$\bar{p}p \rightarrow K^+\pi^-K^0 \quad \text{и} \quad \bar{p}p \rightarrow K^-\pi^+K^0,$$

в которых можно будет идентифицировать заряженные мезоны, реконструировать направление вылета  $K^0$ -мезона и одновременно наблюдать его распада. В отличие от ранее выполненных экспериментов здесь будут точно известны квантовые числа образовавшихся частиц, и, более того, в конечном состоянии не будет нуклона, который усложнял бы фоновые эффекты. Таким образом, можно будет точно измерить параметры  $\eta_{+-}$  и  $\eta_{00}$ , которые определяют степень нарушения  $CP$ -симметрии:

$$\eta_{+-} = \frac{K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-} = \varepsilon + \varepsilon'; \quad \eta_{+-} = (2,274 \pm 0,022) \cdot 10^{-3};$$

$$\eta_{00} = \frac{K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0}{K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0} = \varepsilon - 2\varepsilon'; \quad \eta_{00} = (2,33 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}.$$

Ожидается, что при измерении этих параметров будут достигнуты следующие точности:  $|\varepsilon'/\varepsilon| \sim 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $|\eta_{00}| \sim 8 \cdot 10^{-4}$ ,  $|\eta_{+-}| \sim 6 \cdot 10^{-4}$  [190]. Прямой проверкой сохранения  $CPT$  является точное измерение времени распада  $\bar{K}^+$ - и  $K^-$ -мезонов и точное измерение массы  $K_L^0$  и  $K_S^0$ .

Было также предложено прямое измерение нарушения  $T$ -инвариантности. Идея эксперимента заключается в сравнении регенерации  $K_L^0$  и  $K_S^0$  в реакциях [189]

$$\bar{p}p \rightarrow K^-\pi^+K^0; \quad K^0 \rightarrow \pi^+e^-\bar{\nu}_e; \quad (29)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K^+\pi^-\bar{K}^0; \quad \bar{K}^0 \rightarrow \pi^-e^+\nu_e. \quad (30)$$

Правилом  $\Delta S = \Delta Q$  запрещены слабые распады  $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+e^-\bar{\nu}_e$  и  $K^0 \rightarrow \pi^-e^+\nu_e$ , так что разное сечение обеих реакций свидетельствует о нарушении  $T$ -инвариантности. Если сохраняется  $CPT$  и одновременно выполняется правило  $\Delta S = \Delta Q$ , то нарушение  $CP$  приводит к разности между реакциями (29) и (30) порядка  $6,5 \cdot 10^{-3}$ . Таким образом, эта проверка позволяет измерить или нарушение  $CPT$ , или нарушение правила  $\Delta S = \Delta Q$ . Аналогичные проверки могут выполняться также с помощью точного измерения распада  $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ . При

большой светимости и достаточной энергии антипротонов можно попытаться образовать боттомий и изучать спектроскопию чармония. В частности, можно попытаться образовать те мезоны, которые не могут возникать в  $e^+e^-$ -аннигиляции. К этой категории следует отнести также проблематику бариония и экзотических многокварковых состояний.

Наряду с этими проблемами существует ряд классических проблем КХД, которые можно решать даже при низких энергиях:— существование глюболов, существование экзотических состояний  $qq$  с квантовыми числами  $0^{--}$ ,  $0^{+-}$ ,  $1^{-+}$ ,  $2^{+-}$ ,  $3^{-+}$  и т. д., существование многокварковых состояний  $2q2\bar{q}$  и также состояний  $qqg$ . Кроме того, можно подробно изучать многочастичные конечные состояния, возникающие из начального  $S$ - и  $P$ -состояний, например  $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0\eta$ . Квантовые числа этого состояния должны быть равны  $1^{--}$ , так что если  $\bar{p}$  и  $p$  аннигилируют в  $S$ -состоянии, то квантовые числа системы должны быть  $J^{PC} = 0^{-+}$ ,  $IG = 0^+$  или  $1^-$ . Эта реакция может проявить экзотические  $CP$  состояния  $1^{-+}$  в связанном состоянии двух мезонов [96].

Реакция  $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0\phi$  также интересна с точки зрения возможного существования экзотического состояния в системе  $(\pi\phi)$ . Подобные экзотические состояния могут быть обнаружены также в многочастичных конечных состояниях, например  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\eta$ . Интересно было бы также изучение образования  $\gamma$ -квантов ( $\bar{p}p \rightarrow \gamma\gamma$ ) в процессах аннигиляции, для которых КХД предполагает существование дифференциального сечения в форме [40]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{p}p \rightarrow \gamma\gamma) \approx \frac{\alpha^4 p_{\perp}^2}{(p_{\perp}^2)^5} f(p_{\perp}, \theta_{c.п.м.}, \ln p_{\perp}^2).$$

Эти реакции дополнительны к реакциям  $\gamma\gamma \rightarrow \bar{p}p$  и позволили бы с большей точностью измерить, например, КХД константу связи  $\alpha_s$ .

Ряд проблем можно изучать с помощью образования тяжелых кварков. Выгодной для этого является реакция  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda_Q \bar{\Lambda}_Q$ , в которой для рождения отдельных тяжелых кварков предсказываются следующие соотношения [37]:

$$\bar{\Lambda}_s \Lambda_s : \bar{\Lambda}_c \Lambda_c : \bar{\Lambda}_b \Lambda_b = 1 : 10^{-2} : 10^{-4}$$

(при энергии  $s \gg 4 m_Q^2$ ).

Ряд проблем относится также к аннигиляции  $\bar{p}$  на ядре. Например, реакции типа  $\bar{p}d \rightarrow \gamma n$  или  $\bar{p}d \rightarrow \pi^- n$  проявляют специфическую зависимость от энергии [40]:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}d \rightarrow \pi^- p) \approx \frac{1}{(p_{\perp}^2)^{12}} f(\theta_{c.п.п.}).$$

В связи с этой реакцией напрашивается вопрос, в какой мере в аннигиляции принимает участие второй нуклон.

Аннигиляция внутри ядра интересна с точки зрения ее механизма, так как здесь могут происходить процессы вне «стандартной» физики. При аннигиляции внутри ядра в малом объеме при малой передаче импульса заключена большая энергия (около 2 ГэВ) [191]. Предполагается [191], что в небольшом количестве (около 1 %) случается аннигиляция эта энергия передается ядерным фрагментам. Таким образом, можно изучать сильно возбужденное состояние ядерной материи. В таких реакциях могут образоваться кварк-глюонные капли (blob) (кварковая плазма), которые распадаются

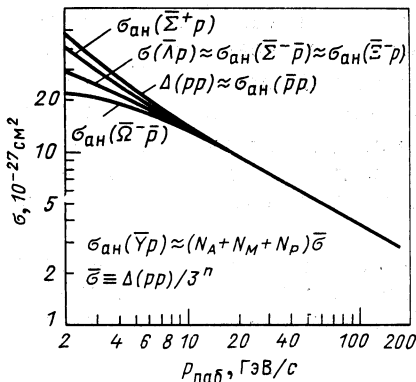


Рис. 66. Предсказания дуальных моделей об аннигиляции антигиперонов в предположении  $\Delta\sigma(pp) = \sigma_{ан}(pp)$  и  $\langle n_a \rangle = 3/2 \langle n^\pm \rangle a$  [173] (здесь  $N_X, N_M, N_P$  — диаграммы, дающие вклад в обмен экзотической частицей, мезоном или помероном соответственно)

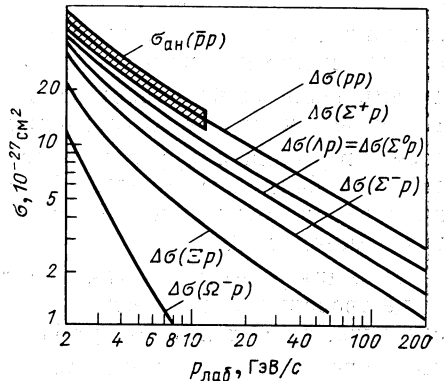


Рис. 67. Предсказания об аннигиляции антиперонов. Величина  $\Delta\sigma(pp)$  сравнивается с измеренным сечением аннигиляции  $\bar{p}p$  [173]

на  $(A - 1)$  барион и мезоны. Температура внутри такой капли  $T \sim 160$  МэВ ( $A = 1$ ). Распределение импульсов частиц, испускаемых при распаде капли, имеет наклон  $\sim 1/T$ . Кроме того, должно наблюдаться относительно большое образование странных кварков. Эта ситуация показана на рис. 3, б, где в реакции  $\bar{p}d \rightarrow (p_s)K^+K^-$  (пл) видно превышение в спектре протонов-спектаторов при значениях их импульса  $p > 0,3$  МэВ/с и наклон соответствует значению  $T \sim 160$  МэВ.

Для объяснения динамики аннигиляции желательным было бы измерить сечения аннигиляции антигиперонов. Дело в том, что простая аддитивная модель, которая допускает только аннигиляцию кварков с одинаковым ароматом (flavour), приводит к предсказаниям, отличным от тех, которые дают дуальные модели (рис. 66, 67) [172].

Измерение спиновой зависимости в процессах аннигиляции с помощью поляризованного пучка антипротонов и поляризованного



атомарного водорода позволит измерить эту зависимость для упругого рассеяния и для реакции зарядового обмена, и также для процесса аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi 2K$  [191].

Точное измерение гравитационной массы  $\bar{p}$  позволит проверить теорему *CPT*. При достаточной интенсивности ( $\sim 10^6$  p/c) медленных  $\bar{p}$  можно будет измерить ускорение  $\bar{p}$  в гравитационном поле [193].

Новые экспериментальные возможности с интенсивными пучками медленных антипротонов, какие предоставляет установка LEAR, обеспечивают по меньшей мере на целое десятилетие период интенсивного и плодотворного изучения открытых проблем в физике элементарных частиц, в физике атомного ядра и в прикладной физике.

Авторы благодарят П. С. Исаева, Р. М. Лебедева, М. Г. Сапожникова и И. Хила за ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Flaminio V., Moorhead W. G., Morrison D. R. O. e.a. CERN-HERA 84-01, Geneva, 1984.
2. Tripp R. D.//Proc. V Symp. on Nucleon-Antinucleon Interactions Bressanone. 1980/Ed. Instituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova. P. 519—544.
3. Beard C. I., Birsa R., Bos K. e.a.//Proc. VII Europ. Symp. on Antiproton Interactions. Durham. 1984/Ed. M. R. Pennington. Bristol-Boston. Adam Hilger Ltd. 1984. P. 147—155.
4. Clough A. S., Beard C. I., Bugg D. V. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 146B. P. 299—302.
5. Brando T., Dafari I., Degusman A. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 158B. P. 505—510.
6. Proc. Symp. on Nucleon — Antinucleon Annihilations Chexbress, 1972./Ed. L. Montanet. CERN 72-10, Geneva, 1972; Proc. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Liblice — Prague. 1974/Ed. L. Montanet. CERN 72-18, Geneva, 1974; Proc. Intern. Symp. on  $\bar{p}p$  — Interactions Loma — Koli, 1975/Ed. J. Tuominiemi. Helsinki, Univ. of Helsinki, Report Series in Phys. № 103, 1975; Proc. IV  $\bar{N}N$  Interactions Symp. Syracuse, 1975/Ed. T. E. Kalogeropoulos, K. C. Wali; Proc. III Europ. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interaction. Stockholm, 1976/Ed. E. Ekspong, S. Nilson. Stockholm, Wener Gren Center, 1976; Proc. IV Europ. Antiproton Symp. Barr — Strassborough, 1978/Ed. A. Fridman. Paris. Editions du CNRS, 1979; Proc. V Symp. on Nucleon — Antinucleon Interactions. Bressanone, 1980/Ed. Instituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova, 1980; Proc. VI Europ. Symp. on  $\bar{N}N$  Interactions. Santiago di Compostella, 1982/Ed. C. Pajares. Madrid, Sociated Espagnola de Fizica. 1982; Proc. VII Europ. Symp. on Antiproton Interactions. Durham, 1984/Ed. M. R. Pennington. Bristol — Boston: Adam Hilger Ltd., 1984.
7. Montanet L.//Proc. Inter. Conf. on High Energy Physics. Lund. 1969/Ed. G. von Dardel Lund. Institute of Physics. 1969. P. 191—222.
8. Armenteros R., French B.//High Energy Physics. Vol. IV/Ed. E.H.S. Burhop. N.Y. — Lond.: Academy Press. 1969. P. 237—417.
9. Šimák V.//Proc. Intern. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Liblice — Prague, 1974/Ed. L. Montanet. CERN 74-18. Geneva, 1974.
10. Montanet L.//Proc. Intern. Conf. on Experimental Spectroscopy. Boston, 1977/Ed. E. von Goeler, R. Weinstein. Boston: Northeastern Univ. Press, 1977. P. 260—294.
11. Rushbrooke J. G., Webber B. R.//Phys. Rep. 1978. Vol. 44. P. 1—92.

12. Lednický R.//Czech. J. Phys. 1983. Vol. B33. P. 1187—1210.
13. Chamberlain O., Segre E., Wiegand C., Ypsilantis T.//Phys. Rev. 1955. Vol. 100. P. 947—953.
14. Bizzari R.//Physics at LEAR with Low Energy Cooled Antiprotons/Ed. U. Gastaldi, R. Klapisch, N.Y. — Lond.: Plenum Press. 1984. P. 193—200.
15. Devons S., Kozlowski T., Nemethy P. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 27. P. 1614—1617.
16. Baltay C., Barash N., Franzini P. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1965. Vol. 15. P. 532—533.
17. Bassompierre G. e.a.//Proc. IV Europ. Symp. on Antiproton Interactions. Barr — Strassbourg/Ed. A. Fridman. Paris. Editions du CNRS. 1978.Part 1. P. 102—110.
18. Backenstoss G., Hasinoff M., Pavlopoulos P. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B228. P. 424—438.
19. Adiels L., Backenstoss G., Bergstrom I. e.a. CERN-EP/86-154. Geneva, 1986.
20. Bizzari R., Ciapetti G., Dore U. e.a.//Nucl. Phys. 1974. Vol. B 69. P. 307—316.
21. Gray L., Papadopoulou T., Simonopoulou E. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. P. 1091—1094.
22. Ahmad S., Amsler C., Armenteros R. e.a. CERN-EP/84-85. Geneva, 1985; Ahmad S., Amsler C., Armenteros R. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 152B. P. 135—139; Ahmad S., Amsler C., Armenteros R. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 157B. P. 333—339.
23. Amsler C. CERN-EP/86-178. Geneva, 1986.
24. Baltay C., Franzini P., Lutjens G. e.a.//Phys. Rev. 1966. Vol. 145. P. 1103—1114; Barash N., Kisch L., Miller D., Tan T. H.//Phys. Rev. 1966. Vol. 145. P. 1095—1102.
25. Carlsson P.//Proc. IV Topical Workshop on Proton — Antiproton Collider Phys. Berne. 1984/Ed. N. Hänni, J. Schacher. CERN 84-09. Geneva, 1984. P. 286—306.
26. Chesquiere C.//Proc. Intern. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Liblice—Prague. 1974/Ed. L. Montanet. CERN 74-18. Geneva, 1974. P. 436—446.
27. Levman G., Singer R., Fields T.//Phys. Rev. 1980. Vol. D21. P. 1—9.
28. Hamatsu R., Ganguli S. N., Malhotra P. K. e.a.//Nucl. Phys. 1977. Vol B 123. P. 189—202.
29. Castelli E.//Proc. Symp. on Nucleon — Antinucleon Annihil. Chexbress, 1972/Ed. L. Montanet. CERN 72-10. Geneva, 1972. P. 259—274.
30. Bettini A., Cresti M., Limentani S. e.a.//Nuovo cimento. 1967. Vol. 47. P. 642—661.
31. Anninos P.//Proc. Topical. Conf. on Resonances Athens. Ohio: Univ. 1965. P. 177—185.
32. Ando F.//Proc. VII Europ. Symp. on Antiproton Interactions. Durham, 1984/Ed. M. R. Pennington. N.Y. — Lond: Adam Hilger Ltd., 1984.
33. Kogitz S., Logan R. K., Takanaka S.//Proc. III Europ. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Stockholm, 1976/Ed. G. Eksping, S. Nilsson. Stockholm: Wenner — Gren Center, 1976, P. 541—546.
34. Kalogeropoulos T. E., Tsanakos G. S.//Ibid. P. 29—44.
35. Zichichi A., Berman S. M., Cabibbo N., Gatto R.//Nuovo cimento. 1962. Vol. 23. P. 170—180.
36. Шанпо И. С.//УФН. 1978. Т. 125. С. 577—630.
37. Bassompierre P., Binder G., Dalpiaz P. e.a.//Phys. Lett. 1976. Vol. B 64. P. 475—478.
38. Gourdin M.//Phys. Rep. 1974. Vol. 116. P. 29—98.
39. Bardin G., Burgun G., Calabrese R. e.a.//Proc. VII Europ. Symp. on Antiproton Interactions. Durham, 1984/Ed. H. R. Pennington. Bristol — Boston: Adam Hilger Ltd., 1984. P. 143—145.

40. Dalpiaz P. F.//Physics at LEAR with Low Energy Cooled Antiprotons/Ed. U. Gastaldi, R. Klapisch. N.Y. — Lond.: Plenum Press. 1984. P. 329—338.
41. Cesselli P.//Ibid. P. 365—374.
42. Brückner P., Döbbling H., von Harrach D. e.a.//Proc. VII Europ. Symp. on Antiproton Interactions. Durham, 1984//Ed. M. R. Pennington. Bristol — Boston: Adam Hilger Ltd. P. 157—164.
43. Sakit M., Ashford V., Sainio M. E. e.a.//Ibid. P. 205—212.
44. Takeda T., Chiba J., Fujii H. e.a.//Ibid. P. 523—526.
45. Копелювич Б. З. ОИЯИ E2-86-471. Дубна. 1986.
46. Сапожников М. Г. ОИЯИ P4-86-695. Дубна. 1986.
47. Bryan R. A., Phillips R. J. N.//Nucl. Phys. 1968. Vol. B5. P. 201—220.
48. Iwasaki H., Aihara H., Chiba J. e.a.//Phys. Lett. 1981. Vol. B103. P. 247—250.
49. Alspector J., Cohen K. J., Harrison W. C. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. P. 511—514; Astbury A.//Proc. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Liblice — Prague, 1974/Ed. L. Montanet. CERN 74-18, Geneva, 1974. P. 46—76.
50. Řídký J., Šimák V.//Czech. J. Phys. 1980. Vol. B30. P. 84—94.
51. Pennington M. R.//Proc. V Symp. on Nucleon — Antinucleon Interactions. Bressanone 1980/Ed. Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova. 1980, part II. P. 485—518.
52. Martin B. R., Morgan D.//Ibid. P. 397—414.
53. Lednický R.//Czech. J. Phys. 1983. Vol. B33. P. 1187—1210; Ледницкий Р.//ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. Вып. 3. С. 617—655.
54. Carter A. A., Coupland M., Eisenhandler E. e.a.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B127. P. 202—241; Carter A. A.//Phys. Lett. 1977. Vol. B67. P. 122—124.
55. Defoix C., Dobrzynski L., Espignat P. e.a.//Nucl. Phys. 1980. Vol. 162B. P. 12—40; Espignat P., Defoix C., Dobrzynski L. e.a.//Nucl. Phys. 1980. Vol. 162B. B 41—60.
56. Dulude R. S., Lanou R. E., Massimo J. T. e.a.//Phys. Lett. 1978. Vol. B79. B 335—339.
57. Ming Ma Z., Eastman P. S., Oh B. Y. e.a.//Nucl. Phys. 1973. Vol. B51. P. 77—94.
58. Cohen D.//Exp. Meson Spectroscopy/Ed. G. A. Garelick. Boston: American Institute of Physics. 1974. P. 79—56.
59. Eisenhandler E., Gibson W. R., Hojvat C. e.a.//Nucl. Phys. 1976. Vol. B113. P. 1—33.
60. Ganguli S. N., Gurtu A., Malhotra P. K. e.a.//Nucl. Phys. 1981. Vol. B183. P. 295—329.
61. Caro D. E., Gold E., Klein A. G. e.a.//Nucl. Phys. 1975. Vol. B90. P. 221—226.
62. Tsubojama T., Kubota Y., Sai F. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. D28. P. 2135—2140.
63. Shapiro I. S.//Phys. Rep. 1978. Vol. 35C. P. 129—185; Bogdanova L. N., Dalkarov O. D., Shapiro I. S.//Ann. of phys. 1974. Vol. 84. P. 261—284; Simonov Yu. A., Tjon J. A.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A319. P. 429—447.
64. Rosenzweig C.//Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 36. P. 697—700.
65. Tauscher L. CERN — EP/86—200, Geneva, 1986.
66. Carroll A. S., Chiang I.—H., Kycia T. F. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 32. P. 247—250.
67. Chaloupka V., Dreverman H., Marzano F. e.a.//Phys. Lett. 1976. Vol. 61B. P. 487—492.
68. Brückner W., Granz B., Ingham D. e.a.//Phys. Lett. 1977. Vol. 67B. P. 222—224.
69. Sakamoto S., Hashimoto T., Sai F., Yamamoto S. S.//Nucl. Phys. 1979. Vol. 158B. P. 410—418.
70. Hamilton R. P., Pun T. P., Tripp R. D. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 1182—1185.

71. Kamae T., Aihara H., Chiba J. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 1439—1442.
72. Simyoshi T., Chiba J., Fijii T. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 628—631.
73. Nakamura K., Aihara H., Chiba J. e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. D29. P. 349—362.
74. Clough A. S., Beard C. J., Bugg D. V. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 146B. P. 299—302.
75. Armstrong T., Chu C., Clement J. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 175B. P. 383—386.
76. Amsler C. CERN—EP/82—93, Geneva, 1982.
77. Jastrzembski J., Haik N., McFarlane W. K. e.a.//Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 2784—2787.
78. Lowenstein D. I., Peaslee D. C., Bromberg C. e.a.//Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 2788—2790.
79. Richter B., Adiels L., Backenstoss G. e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. 126 B. P. 284—288.
80. Brando T., Bromberg C., Daftari I. K.//Phys. Lett. 1984. Vol. 139B. P. 133—138.
81. Angelopoulos A., Apostolakis A., Armstrong T. A. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 178B. P. 441—446.
82. Chiba M., Doi K., Fujitani T. e.a. Preprint KEK 86-10, Tsukuba, 1986.
83. Adiels L., Backenstoss G., Blüm P. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 138B. P. 235—240.
84. Amsler C., Dieterle B. D., Donahue J. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 853—857.
85. Ahmad S., Amsler C., Armenteros R. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 152B. P. 135—139.
86. Angelopoulos A., Apostolakis A., Armstrong T. A. e.a.//Phys. Lett. 1985.
87. Mandelkern M. A.//Proc. III LEAR Workshop/Ed. K. U. Gastaldi, R. Klapisch, J. H. Richard e.a. Tignes. Editions Frontières. 1985. P. 361—367.
88. Adiels L., Backenstoss G., Bergström J. e.a.//Ibid. P. 359—360.
89. Jastrzembski E., Haik N., McFarlane W. K. e.a.//Proc. V Europ. Symp. on Nucleon — Antinucleon Interactions. Bressanone 1980/Ed. Instituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova. 1980. Part I. P. 195—202.
90. Lowenstein D. I., Peaslee D. C., Bromberg C. e.a.//Ibid. P. 187—194.
91. Kamae T.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A374. P. 25—50.
92. Nilsson S.//Proc. IV Europ. Antiproton Symp. Barr—Strassbourgh 1978./Ed. A. Fridman. Paris, Editions du CNRS. 1979. Part II. P. 29—66.
93. Goldberg H.//Phys. Rev. 1972. Vol. D6. P. 2542—2545.
94. Orfanidis S. J., Rittenberg V.//Nucl. Phys. 1973. Vol. B59. P. 570—582.
95. Hagedorn R.//Nuovo cimento. Suppl. 1965. Vol. 3. P. 147—155; Frautschi S. C.//Phys. Rev. 1971. Vol. D3. P. 2821—2825.
96. Šimák V.//Proc. Intern. Symp. on  $pp$ -Interactions. Loma — Koli 1975/Ed. J. Tuominiemi. Helsinki: University of Helsinki, Report Series in Phys. № 103. 1975. P. 42—64.
97. Braun H., Fridman A., Gerber J.—P. e.a. CERN/HE 78-13, Geneva, 1978.
98. Muirhead M.//Proc. IV Europ. Antiproton Symp. Barr — Strassbourgh 1978/Ed. A. Fridman. Paris, Editions du CNRS. 1979. Part II. P. 3—28.
99. Bacon T. C., Butterworth I., Miller R. J. e.a.//Phys. Rev. 1973. Vol. D7. P. 577—584.
100. Fields T., Cooper W. A., Rhines D. S., Allison W. W. M.//Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 27. P. 1749—1752.
101. Cooper A. M., Ganguli S. N., Malhotra P. K. e.a.//Nucl. Phys. 1978. Vol. B146. P. 1—10.
102. Chen C. K., Fields T., Rhines D. S., Whitmore J.//Phys. Rev. 1978. Vol. D17. P. 42—51.

103. Oren Y., Cooper W. A., Fields T. e.a.//Nucl. Phys. 1974. Vol. B71. P. 189—210.
104. Clayton J., Mason P., Muirhead H. e.a.//Nucl. Phys. 1971. Vol. B30. P. 605—616.
105. Ward D. R.//Proc. V Europ. Symp. on Nucleon — Antinucleon Interactions. Bressanone 1980/Ed. Instituto Nazionale di Fizica Nucleare, Sezione di Padova, 1980. Part II. P. 459—484.
106. Patel G. D.//Ibid. P. 119—130.
107. Carboni G., Owen D. L., Potter K. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. B254. P. 697—736.
108. Angelis A. L. S., Basini G., Besch H.—J. e.a.//Nucl. Phys. 1986. Vol. B263. P. 228—244.
109. Rubinstein H. R., Stern H.//Phys. Lett. 1966. Vol. 21. P. 447—449.
110. Alibrán P.//Proc. Intern. Symp. on  $\bar{p}p$ -Interactions. Loma — Koli, 1975/Ed. J. Tuominiemi. Helsinki. University of Helsinki. Report Series in Phys. № 103. 1975. P. 330—339.
111. Muirhead H.//Ibid. P. 300—329.
112. Böhm J., Cvach J., Sedláč J., Šimák V. Preprint FU ČSAV HEP—71, Prague, 1971.
113. Ward D. R., Simmons A. J., Ansorge R. E. e.a.//Nucl. Phys. 1980. Vol. B172. P. 302—326.
114. Atherton H. W., Franěk B., French B. R. e.a.//Nucl. Phys. 1970. Vol. B16. P. 416—430.
115. Grard F., Herquet P., Parisi G. e.a.//Proc. IV Europ. Antiproton Symp. Barr — Strassbourg, 1978/Ed. A. Fridman. Paris. Editions du CNRS. Part II. P. 255—274.
116. Боголюбовский М. Ю., Виноцкий А. А., Ермолов П. Ф. и др.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1199—1210.
117. Батюня Б. В., Богуславский И. В., Граменицкий И. М. и др.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1182—1189.
118. Боголюбовский М. Ю., Боровиков А. А., Бравина Л. В. и др.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 350—357.
119. Боголюбовский М. Ю., Боос Э. Г., Боровиков А. А. и др.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1170—1181.
120. Бумажнов В. А., Бабинцев В. В., Боголюбовский М. Ю. и др. Препринт ИФВЭ 86-159, Серпухов, 1986.
121. Ermolov P. F., Proskuryakov A. S. e.a. Preprint IHEP 83-93, Serpukhov, 1983.
122. Braun H., Gerber J.—P., Juillot P. e.a.//Proc. V Europ. Symp. on Nucleon — Antinucleon Interaction. Bressanone 1980/Ed. Instituto Nazionale di Fizica Nucleare, Sezione di Padova. 1980. Part I. P. 107—118.
123. Muirhead H.//Proc. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Liblice — Prague, 1974/Ed. L. Montanet. CERN 74-18, Geneva. 1974. P. 488—509.
124. Everett D., Gregory P., Grossmann P. e.a.//Nucl. Phys. 1974. Vol. B73. P. 440—448.
125. Markytan M., Muirhead H., Mason P. e.a.//Z. Phys. 1981. Vol. C9. P. 87—91.
126. Gall D., Penna M., Wetjen G., Blobel V.//Proc. Intern. Symp. on  $\bar{p}p$ -Interactions. Loma — Koli 1975/Ed. J. Tuominiemi. Helsinki. University of Helsinki. Report Series in Phys. № 103. 1975. P. 414—433.
127. Fry J. R.//Proc. III Europ. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Stockholm 1976/Ed. G. Ekspöng, S. Nilsson. Stockholm. Wener — Gren Center. 1976. P. 301—318.
128. Боголюбовский М. Ю., Кирюнин А. Е., Котова А. П. и др. Препринт ИФВЭ 86-156, Серпухов, 1986.
129. De Tar C.//Proc. XVIII Intern. Conf. on High Energy Phys. Tbilisi, 1976. P. A3—4—A3—9; Dremin I. M., Feinberg E. L.//Proc. Intern. Symp. on High Energy Phys. Dubna, 1978. P. 96—112; Dremin I. M., Feinberg E. L.//Proc.

- IX Intern. Symp. on High Energy Multiparticle Dynamics. Tábor. 1978. P. G—161—G—167; Pless I. A.//Ibid. P.A—1—A—32.
130. Fields T.//Proc. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Liblice — Prague, 1974/Ed. L. Montanet. CERN 74-18. Geneva. 1974. P. 151—162.
131. Goldhaber G., Fowler W. B., Goldhaber S. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 3. P. 181—183.
132. Weill R., Gailloud M., Jacot P. e.a.//Proc. IV Europ. Antiproton Symp. Barr — Strassbourg, 1978/Ed. A. Fridman. Paris. Editions du CNRS. 1979. Part II. P. 147—164.
133. Shuryak E. V.//Phys. Lett. 1973. Vol. B44. P. 387—389.
134. Kopylov G. M.//Phys. Lett. 1974. Vol. B50. P. 472—474.
135. Cocconi G.//Phys. Lett. 1974. Vol. B49. P. 459—461.
136. Šimák V.//Proc. III Europ. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Stockholm, 1976/Ed. G. Ekspung, S. Nilsson. Stockholm. Wener — Gren Center. 1976. P. 319—330.
137. Boos E. G., Takibaev Th. S., Temizaliev T. e.a.//Ibid. P. 465—474.
138. Reimer P.//PhD-Thesis, Institute of Physics of the Czechoslovak Acad. of Sci., Prague, 1980.
139. Batunya B. V., Boguslavskij I. V., Gramenitsky I. M. e.a.//Czech. J. Phys. 1981. Vol. B31. P. 475—481.
140. Lednický R.//Proc. III Europ. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Stockholm 1976/Ed. G. Ekspung, S. Nilsson. Stockholm. Wener — Gren Center, 1976. P. 447—458.
141. Cooper A. M., Ganguli S. N., Malhotra P. K. e.a.//Proc. IV Europ. Antiproton Symp. Barr — Strassbourg, 1978/Ed. A. Fridman. Paris. Editions du CNRS. 1979. Part II. P. 129—138.
142. Webber B. R.//Phys. Lett. 1974. Vol. B49. P. 474—476.
143. Warren G., Gregory P., Mason P. e.a.//Nucl. Phys. 1975. Vol. B97. P. 381—391.
144. Kunderát V., Lokajčěk M. V., Lokajčěk M. V. Jr., Sedlák J.//Czech. J. Phys. 1979. Vol. B29. P. 1373—1383; Ermilova D. I., Filippova V. V., Samojlov N. V. e.a.//Nucl. Phys. 1978. Vol. B137. P. 29—36.
145. Batunya B. V., Boguslavski I. V., Boos E. G. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 562—565; Batunya B. V., Boguslavskij I. V., Dashian N. B. e.a.//Czech. J. Phys. 1981. Vol. B31. P. 1353—1357.
146. Garetta D.//Antinucleon and Nucleon — Nucleus Interactions/Ed. G. E. Walker, G. D. Goodman, C. Olmer. N.Y. — Lond.: Plenum Publ. Corp. 1985. P. 49—71; Garetta D., Birien P., Brugge G. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. B150. P. 95—102.
147. Balestra F., Bossolasco S., Bussa M. P. e.a. CERN-EP/86-104, Geneva, 1986.
148. Janouin S., Lemaire M.—C., Garreta D. e.a.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A451. P. 541—561.
149. Balestra F., Batusov Yu. A., Bendiscioli G. e.a.//Antinucleon and Nucleon — Nucleus Interactions/Ed. G. E. Waler, C. D. Goodman, C. Olmer. N.Y. — London: Plenum Publ. Corp. 1985. P. 445—450.
150. Piragino G. CERN-EP/86-75, Geneva, 1986.
151. Poth H., Blüm P., Büche G. e.a. CERN-EP/85-75, Geneva, 1985.
152. Poth H. CERN-EP/85-135, Geneva, 1986.
153. Angelini C., Bertanza L., Bigi A. e.a.//Lett. Nuovo cimento. 1977. Vol. 19. P. 279—286; Deutschmann M., Kirk H., Kostka P. e.a. CERN/EP/Phys. 78-1, Geneva, 1978; Filippova V. V., Loktionov A. A., Takibaev Th. S. e.a. JINR, E1-11073, Dubna, 1973.
154. Batunya B. V., Boguslavsky I. V., Bruncko D. e.a. JINR, E1-84-790, Dubna, 1984; Батуња Б. В., Богуславский И. В., Брунцко Д. и др.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 903—912.
155. Граменицкий И. М.//Тр. совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики, Дубна, 1982; ОИЯИ Д2-82-568. С. 74—77; Батуња Б. В., Брунцко Д., Ёрба В. и др. ОИЯИ Р4-85-476, Дубна, 1985.

156. **Vandermuellen J. L.**//Proc. Symp. on Nucleon — Antinucleon Annihilations, Chexbress. 1972/Ed. L. Montanet. CERN 72-10, Geneva, 1972. P. 113—134.
157. **Vandermuellen J. L.**//Proc. IV Europ. Antiproton Symp. Barr — Strassbourg 1978/Ed. A. Fridman. Paris. Editions du CNRS. 1979. Part II. P. 139—146; **Margolis B., Meggs W. J., Weiss N.**//Phys. Rev. 1976. Vol. D13. P. 2551—2562.
158. **Ranft J.**//Proc. Intern. Symp. on  $\bar{p}p$ -Interactions. Loma — Koli. 1975/Ed. J. Tuominiemi. Helsinki. University of Helsinki, Report Series in Physics, № 103. 1975. P. 136—173.
159. **Yellin J.**//Nucl. Phys. 1973. Vol. B52. P. 583—594.
160. **Peaslee D. C., De Marzo C., Guerieri L. e.a.**//Phys. Lett. 1978. Vol. B73. P. 385—388.
161. **Yamagata T.**//Proc. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Liblice — Prague 1974/Ed. L. Montanet. CERN 74-18, Geneva, 1974. P. 288—343.
162. **Goldberg H.**//Proc. IV Europ. Antiproton Symp. Barr — Strassbourg 1978/Ed. A. Fridman. Paris. Editions du CNRS. 1979. Part II. P. 411—428.
163. **Šimák V., Patera J.**//Czech. J. Phys. 1968. Vol. B18. P. 357—365.
164. **Harte J., Socolow R. H., Vandermuellen.**//Nuovo cimento. 1967. Vol. A49. P. 555—576.
165. **Rubinstein H. D.**//Proc. V Europ. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Bressanone, 1980/Ed. Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova. 1980. Part 1. P. 161—174.
166. **Fields T., Chen C. K.**//Proc. III Europ. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Stockholm, 1976/Ed. G. Ekspong, S. Nilsson, Stockholm. Wenner — Gren Center, 1976. P. 525—532.
167. **Green A. M., Niskanen J. A.**//Nucl. Phys. 1984. Vol. A412. P. 448—480.
168. **Green A. M., Niskanen J. A.**//Nucl. Phys. 1984. Vol. A430. P. 605—635.
169. **Niskanen J. A.** Preprint HU-TFT 84-33, Helsinki, 1984.
170. **Green A. M.**//Proc. VII Europ. Symp. on Antiproton Interactions. Durham. 1984/Ed. H. R. Pennington. Bristol — Boston: Adam Hilger Ltd. 1984. P. 213—225.
171. **Lipkin H. J.**//Phys. Rev. Lett. 1966. Vol. 16. P. 1015—1019.
172. **Šimák V.**//Proc. Conf. on High Energy Phys. Smolenice. 1978/Ed. J. Lánik, M. Noga. Bratislava: Slovak Acad. of Sci. Publishing House. 1978. Part III. P. 247—259.
173. **Gunion J. F., Brodsky S. J., Blanckebler R.**//Phys. Rev. 1973. Vol. D8. P. 287—312.
174. **Carlson P. J., Johansson K. E.**//Proc. III Europ. Symp. on Antinucleon — Nucleon Interactions. Stockholm, 1976/Ed. G. Ekspong, S. Nilsson. Stockholm: Wenner — Gren Center, 1976. P. 533—540.
175. **Kokkedee J. J. J., Van Hove L.**//Nucl. Phys. 1967. Vol. B1. P. 169—179; **Kokkedee J. J. J.**//The Quark Model/Ed. J. J. J. Kokkedee, N.Y. — Amsterdam: Benjamin N. A. Inc. 1969. P. 103—106.
176. **Černý V., Lichard P., Olejník S., Pišút J.**//Phys. Rev. 1979. Vol. D20. P. 699—705.
177. **Anderson B., Gustafson G., Peterson C.**//Phys. Lett. 1977. Vol. B69. P. 221—224.
178. **Batunya B. V., Boguslavsky I. V., Gramenitsky I. M. e.a.**//Z. Phys. 1980. Vol. C5. P. 17—26; **Batunya B. V., Boguslavsky I. V., Gramenitsky I. M. e.a.**//Phys. Scripta, 1985. Vol. 31. P. 103—106.
179. **Rossi G. C., Veneziano G.**//Nucl. Phys. 1977. Vol. B123. P. 507—545.
180. **Dias de Deus J.**//Nucl. Phys. 1977. Vol. B123. P. 240—252.
181. **Boos G. E., Ermilova D. I., Philippova V. V. e.a.**//Phys. Lett. 1979. Vol. B85. P. 424—426.
182. **Ward C. P., Ward D. R., Anson R. E. e.a.**//Nucl. Phys. 1979. Vol. B153. P. 299—333.
183. **Capella A., Sukhatme U., Chung—I Tan, Tran Thanh Van J.**//Phys. Lett. 1979. Vol. B81. P. 68—74; **Capella A., Sukhatme U., Tran Thanh Van J.**//Z. Phys. 1980. Vol. C3. P. 329—338.

184. Webber B. R.//Nucl. Phys. 1976. Vol. B117. P. 445—467.
185. Sukhatme U. P.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 5—7.
186. Eylon Y., Harrari H.//Nucl. Phys. 1974. Vol. B80. P. 349—366.
187. Toyoda E.//Proc. IV Europ. Antiproton Symp. Barr — Strassbourgh, 1978/Ed. A. Fridman. Paris, Editions du CNRS. 1979. Part II. P. 505—536.
188. Jaffe R. L. Preprint CTP 1380, Massachussets, 1986.
189. Gabathuler E., Pavlopoulos P.//Physics at LEAR with Low Energy Cooler Antiprotons/Ed. U. Gastaldi, R. Klapisch. N.Y.: Plenum Press. 1984. P. 747—760.
190. Adiels L., Antonelli A., Backenstoss G. e.a. CERN-EP/86-04, Geneva, 1986.
191. Rafaelski R.//Physics at LEAR with Low Energy Cooled Antiprotons/Ed. U. Gastaldi, R. Klapisch. N.Y.: Plenum Press, 1984. P. 507—512.
192. Landua T. The Future Physics at LEAR. Invited Talk Given at Fermilab Low Energy Antiproton Facility Workshop, 1986.
193. Goldman T., Nieto M. M.//Proc. III LEAR Workshop, 1985/Ed. U. Gastaldi, R. Klapisch, M. Richard e.a. Tignes. Editions Frontieres, 1985. P. 639—648; Beverini N., Bracci L., Lagomarsino V. e.a.//Ibid. P. 649—656.