

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-86-839

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В $\bar{p}p$ - И pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
И ПРОЦЕССАХ $\bar{p}p$ -АННИГИЛЯЦИИ
ПРИ 6,1 ГэВ/с

Сотрудничество: Дубна - Бухарест - Кошице -
Москва - София

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, Д.Брунцко, В.Врба, И.М.Граменицкий,
Р.Ледницки, К.С.Медведь
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

К.Кока
Центральный институт физики, Бухарест

П.Муринь, Л.Шандор
Институт экспериментальной физики Словацкой АН, Кошице

С.В.Левонян
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Л.К.Гладилин, Р.К.Дементьев, Е.М.Лейкин, Н.П.Новокшанов,
Н.А.Пожидаева, В.И.Рудь, Л.А.Тихонова, Б.А.Юрьев
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

З.Златанов, Х.Каназирски
Высший химико-технологический институт, София

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена изучению распределений по множественности заряженных частиц, образующихся в неупругих \bar{p} - и p -взаимодействиях при импульсе 6,1 ГэВ/с, данные о которых извлекались из анализа реакций

$$\bar{d} p \rightarrow \bar{p}_s + \chi$$

и

$$d p \rightarrow p_s + \chi .$$

Использование в качестве пучка (анти)дейтронов имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционной методикой, когда адроны налетают на покоящийся дейтрон. В частности, наличие быстрого в лабораторной системе (анти)протона-спектратора позволяет надежно выделить класс $\bar{p}p$ (np)-взаимодействий ^{/1/}. Напомним, что в случае $\bar{p}d$ (pd)-экспериментов данные об I-лучевых событиях практически недоступны из-за больших систематических потерь. Таким образом, впервые представляются полные данные по взаимодействиям нейтральных антинуклонов с протонами, включающие события всех множественностей. Предварительные результаты, основанные только на просмотре ~50% $\bar{d}p$ -материала, опубликованы ранее в работе ^{/2/}.

Особый интерес при изучении антинуклон-нуклонных соударений представляют каналы аннигиляции. Как известно, информация об этих процессах извлекается либо из $(\bar{N}N-NN)$ -разности (в основном при высоких энергиях), либо непосредственно, на основании кинематического анализа и идентификации заряженных частиц по плотности ионизации (при $P_{\text{лаб}} \leq 10$ ГэВ/с). В последнем случае для отделения событий с образованием $\bar{p}p$ -пары в конечном состоянии необходима достаточно большая статистика и определенные предположения о характере спектров недостающих масс ^{/3/}. С другой стороны, вопрос о правомерности разностного метода сам является непростым ^{/4/} и требует дальнейшей проверки. Особенно актуально это для $\bar{p}p$ ($\bar{p}p$)-взаимодействий, где экспериментальные данные такого рода отсутствуют.

В настоящей работе на основании G-инвариантности $\bar{p}p$ -взаимодействий непосредственно определены топологические сечения и характеристики распределения по множественности для $\bar{p}p$ -аннигиляции, которые сравниваются с аналогичными величинами, полученными разностным методом. Проводится также сравнение с данными по $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -аннигиляции при одинаковой энергии.

2. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Экспериментальный материал был получен при обработке ~100 тыс. снимков жидководородной пузырьковой камеры "Людмила", облученной сепарированным пучком антинейтронов ^{5/} с импульсом 12,2 ГэВ/с. Для сравнения было получено и обработано ~12 тыс. снимков с dp-взаимодействием при той же энергии.

После двукратного просмотра и сверки все обнаруженные события измерялись на автомате NFD и полуавтоматических приборах ПУОС и обсчитывались по программе HGEOKIN ^{6/}, созданной из стандартных модулей системы ГИДРА.

Результаты настоящей работы основаны на статистике 11000 $\bar{p}p$ - и 4500 dp -взаимодействий при импульсе 12,2 ГэВ/с. Процедура выделения упругих и неупругих $\bar{p}p$ (np)-событий из $\bar{p}p$ (dp)-данных вместе с другими методическими деталями подробно описана в работе ^{1/}.

Для получения распределений по множественности заряженных частиц вводились поправки ^{1/} на:

- эффективность просмотра (w_1);
- потери событий на всех стадиях обработки (w_2);
- потери коротких крутых треков протонов, вылетающих под большими углами к плоскости фотографирования (w_3);
- учет примеси в пучке антинейтронов (w_4).

В таблице I приведены средние значения веса $w = w_1 \cdot w_2 \cdot w_3 \cdot w_4$ и статистика для неупругих $\bar{p}p$ - и np -событий. При определении топологических сечений нормировка проводилась на полные неупругие сечения $CP(P)$ -симметричных реакций:

$$\sigma_{in}(\bar{p}p) = \sigma_{in}(\bar{p}n) = \sigma_{tot}(\bar{p}n) - \sigma_{el}(\bar{p}n) = 43,7 \pm 2,3 \text{ мб},$$

$$\sigma_{in}(np) = \sigma_{in}(pn) = \sigma_{tot}(pn) - \sigma_{el}(pn) = 29,3 \pm 1,2 \text{ мб}.$$

Значения $\sigma_{tot}(\bar{p}n)$, $\sigma_{el}(\bar{p}n)$, $\sigma_{tot}(pn)$, $\sigma_{el}(pn)$ при 6,1 ГэВ/с брались из интерполяции $\bar{p}n$ (pn)-данных ^{7/}.

Медленные заряженные частицы с импульсом $P_{лаб} < 1,4$ ГэВ/с идентифицировались по плотности ионизации треков. Для 1С и 4С фит событий, общая доля которых составила 34% от всех взаимодействий, вторичные адроны брались с массами, соответствующими наиболее вероятной гипотезе. Все неидентифицированные частицы считались π -мезонами. Образование заряженных K -мезонов пренебрегалось. Таким образом, доля однозначно идентифицированных частиц составила 86,9% среди положительных и 81,7% среди отрицательных.

Для определения примеси протонов и антипротонов в спектрах π -мезонов и получения неискаженных распределений заряженных частиц во

всем фазовом объеме мы использовали свойство G -инвариантности изучаемой реакции. Симметрия начальной $\bar{p}p$ -системы относительно оператора GP приводит к симметрии продольных спектров π -мезонов в СЦИ

$$f_{\pi^+}(Z) = f_{\pi^-}(-Z), \quad (Ia)$$

а также к соотношению

$$f_{p/\bar{p}}(Z) = f_{\bar{p}/p}(-Z), \quad (Iб)$$

где $Z = x, y^*, p_L^*, \dots$ ($x = p_L^*/p_{L,max}^*$; $y^* = \ln \sqrt{\frac{E^* + p_L^*}{E^* - p_L^*}}$).

Таблица I. Средние веса и статистика в $\bar{p}p$ - и np -взаимодействиях при импульсе 6,1 ГэВ/с

n _{ch}	$\bar{p}p$		np	
	Средний вес	Взвешенное число событий	Средний вес	Взвешенное число событий
I _{in}	1,18 ± 0,06	677,8 ± 61,5	1,94 ± 0,06	670,5 ± 42,5
3	1,30 ± 0,01	1287,6 ± 42,2	2,18 ± 0,02	1053,6 ± 47,9
5	1,33 ± 0,01	686,8 ± 31,1	2,16 ± 0,02	142,8 ± 17,6
7	1,49 ± 0,01	235,8 ± 19,5	2,66 ± 0,01	2,7 ± 2,7
9	1,58 ± 0,02	22,2 ± 6,1		
II	1,0	1,0 ± 1,0		
Σ	1,289 ± 0,017	2911 ± 61	2,035 ± 0,015 ^{*)}	1870 ± 62

*) Проводилось только одно измерение, в то время как при обработке $\bar{p}p$ -данных события, забракованные после первого измерения, перемерялись до трех раз.

На рис. I приведено распределение по переменной Фейнмана X для π -мезонов из $\bar{p}p$ -взаимодействий. Заштрихованная часть соответствует идентифицированным π -мезонам. Из рисунка видно, что π -мезоны в задней полусфере в СЦИ практически полностью идентифицированы, что позволяет определить суммарную примесь барионов в этих спектрах из соотношения (Ia):

$$\alpha_{p/\pi^+} = \frac{f_{\pi^+}(x>0) - f_{\pi^+}(x<0)}{2f_{\pi^+}(x=0)} = (0,2 \pm 1,5)\% ; \quad \alpha_{\bar{p}/\pi^-} = (6,3 \pm 2,1)\%.$$

Рис. 2а демонстрирует, что эта примесь сосредоточена в области $X > 0,7$ для π^+ - и $X > 0,3$ для π^- -мезонов. В дальнейшем все неиден-

идентифицированные частицы из области $X > 0$ с вероятностью

$$W_{\pi}(x) = \exp\left[\left(\frac{x}{X_0}\right)^\beta\right] \quad (2)$$

считались π -мезонами и с вероятностью $1 - W_{\pi}(x)$ протонами (антипротонами). Параметры X_0 и β определялись из аппроксимации отношения $f_{\pi^+}(-x)/f_{\pi^+}(x)$ выражением (2) (см. рис. 2б).

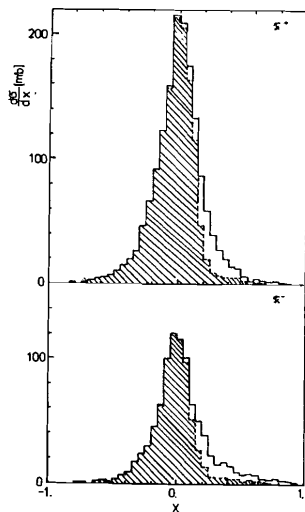


Рис. 1. X-распределение π^+ и π^- -мезонов в неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с. Заштрихованная часть - однозначно идентифицированные π -мезоны.

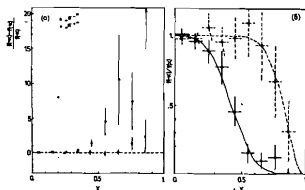


Рис. 2. а) Примесь $p(\bar{p})$ в спектрах π^+ (π^-)-мезонов. б) Отношение спектров π -мезонов в передней и задней полушарах. Сплошная линия и пунктир - фит выражением (2) для π^- - и π^+ -мезонов соответственно.

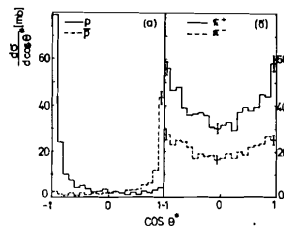


Рис. 3. $\cos \theta^*$ -распределение для протонов и антипротонов (а) и π^\pm -мезонов (б) после введения веса (2).

На рис. 3 в качестве иллюстрации приведены $\cos \theta^*$ -распределения для π^\pm -мезонов, протонов и антипротонов после введения веса (2).

3. ВЫДЕЛЕНИЕ АННИГИЛЯЦИОННОГО КАНАЛА

В предыдущем разделе было показано, что заряженные частицы в нашем эксперименте идентифицируются практически полностью. Поэтому для

определения топологических сечений $\bar{p}p$ -аннигиляции необходимо только знать сечения каналов с образованием пары нейтральных барион-антибарион, а именно:

$$\begin{aligned} \sigma_n^a &= \sigma_n^{in} - \sigma_n(\bar{p}p) - \sigma_n(\bar{p}n) - \sigma_n(\bar{p}\bar{p}) - \sigma_n(\bar{p}\bar{n}) - \sigma_n(\bar{p}\Lambda) - \sigma_n(\bar{p}\bar{\Lambda}) - \sigma_n(\bar{n}\Lambda) - \sigma_n(\bar{n}\bar{\Lambda}) - \sigma_n(\Lambda\bar{\Lambda}) = \\ &= \sigma_n^{in} - \sigma_n(p) - \sigma_n(\bar{p}) + \sigma_n(\bar{p}p) - \sigma_n(\bar{p}n) - [\sigma_n(\bar{p}\Lambda) + \sigma_n(\bar{n}\Lambda) + \sigma_n(\Lambda\bar{\Lambda})], \end{aligned}$$

где $\sigma_n(\bar{B}B)$ есть топологические сечения неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий с образованием $\bar{B}B$ в конечном состоянии. Но из G-инвариантности рассматриваемой реакции следует, что

$$\sigma_n(\bar{p}n) = \sigma_{n+2}(\bar{p}p)$$

и, таким образом, окончательно

$$\sigma_n^a = \sigma_n^{in} - \sigma_n(p) - \sigma_n(\bar{p}) + \sigma_n(\bar{p}p) - \sigma_{n+2}(\bar{p}p) - \Delta \sigma_n^s,$$

$$\sigma_n^a = \sigma_n^{in} \cdot (1 - \langle n_p \rangle - \langle n_{\bar{p}} \rangle) - \Delta \sigma_n^s,$$

где поправка на образование нейтральных странных частиц равна

$$\Delta \sigma_n^s = \frac{1}{2} [\sigma_n(\Lambda/\bar{\Lambda}) + \sigma_n(\Lambda\bar{\Lambda})].$$

Все необходимые для расчета σ_n^a сечения приведены в таблице 2. Поправки $\Delta \sigma_n^s$ оценивались исходя из $\bar{p}p$ -данных при 7,3 ГэВ/с ^{/8/}, нормированных на инклюзивное сечение образования $\Lambda(\bar{\Lambda})$ при 6,1 ГэВ/с ^{/9/}.

Таблица 2. Топологические сечения каналов, необходимых для расчета сечений $\bar{p}p$ -аннигиляции при 6,1 ГэВ/с

n_{ch}	$\sigma_{\bar{p}p}$, мб	$\sigma(p)$, мб	$\sigma(\bar{p})$, мб	$\sigma(\bar{p}p)$, мб	$\Delta \sigma_n^s$, мб	$\sigma_{\bar{p}p}^a$, мб
I_{in}	$10,41 \pm 1,06$	$4,30 \pm 0,37$	-	-	$0,57 \pm 0,05$	$1,28 \pm 0,82$
3	$19,19 \pm 1,23$	$9,56 \pm 0,69$	$6,83 \pm 0,52$	$4,26 \pm 0,37$	$0,28 \pm 0,04$	$6,00 \pm 0,71$
5	$10,23 \pm 0,73$	$2,17 \pm 0,23$	$2,06 \pm 0,23$	$0,79 \pm 0,12$	$0,02 \pm 0,01$	$6,75 \pm 0,55$
7	$3,52 \pm 0,35$	$0,10 \pm 0,05$	$0,23 \pm 0,08$	$0,02 \pm 0,02$	-	$3,21 \pm 0,33$
9	$0,33 \pm 0,09$	-	-	-	-	$0,33 \pm 0,09$
II	$0,02 \pm 0,02$	-	-	-	-	$0,02 \pm 0,02$
Σ_{in}	$43,7 \pm 2,3$	$16,13 \pm 1,09$	$9,12 \pm 0,66$	$5,07 \pm 0,41$	$0,87 \pm 0,07$	$17,6 \pm 1,3$

На рис. 4 приведены полученные таким образом зависимости $\langle n_{\Lambda/\bar{\Lambda}} \rangle$ и $\sigma(\Lambda\bar{\Lambda})$ от топологии в $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Значения $\Delta \sigma_n^s$ для $\bar{p}p$ -взаимодействий брались из этого рисунка при нечетных n. В целом поправка на образование нейтральных странных частиц составляет ~5% и

* $\sigma(\bar{p}p \rightarrow \Lambda/\bar{\Lambda} + X) = (1,6 \pm 0,1)$ мб при 6,1 ГэВ/с определялось путем интерполяции $\bar{p}p$ -данных в диапазоне импульсов $P_{lab} \leq 12$ ГэВ/с ^{/7/}.

лишь для I-лучевой $\bar{p}p$ -аннигиляции она существенна (~40%), хотя и здесь $\Delta \sigma_1^S$ меньше статистической ошибки.

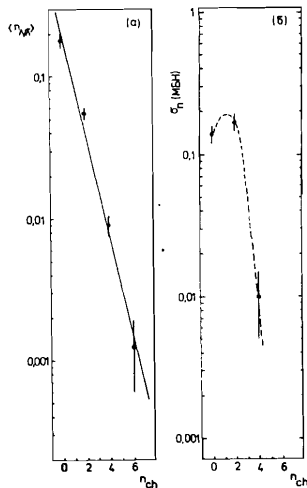


Рис. 4. а) Зависимость средней множественности $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -частиц от топологии в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 6,1 ГэВ/с. б) Зависимость сечения реакции $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + X$ от топологии при 6,1 ГэВ/с. Кривые на обоих рисунках проведены от руки.

В табл.3 приведены топологические сечения для $\bar{p}p$ -, $p\bar{p}$ -взаимодействий, ($\bar{p}p$ - $p\bar{p}$) разности, аннигиляционных и неаннигиляционных $\bar{p}p$ -процессов.

Видно, что хотя в пределах ошибок

$$\sigma_a(\bar{p}p) \approx \sigma_{tot}(\bar{p}p) - \sigma_{tot}(pp),$$

для множественностей I и 3 это соотношение сильно нарушается, аналогично случаю 0- и 2-лучевых событий для $\bar{p}p$ -взаимодействий /4/.

Таблица 3. Топологические сечения $\bar{p}p$ - и $p\bar{p}$ -взаимодействий, разности $\Delta \sigma(\bar{p}p-p\bar{p})$, аннигиляционных и неаннигиляционных процессов, а также доля аннигиляции от полного неупругого сечения $\bar{p}p$ -взаимодействий при 6,1 ГэВ/с

n_{ch}	$\sigma_{\bar{p}p}$ (мб)	$\sigma_{p\bar{p}}$ (мб)	$\Delta \sigma_{\bar{p}p-p\bar{p}}$	$\sigma_{\bar{p}p}^a$ (мб)	$\sigma_{p\bar{p}}^{na}$ (мб)	$(\frac{\sigma_a}{\sigma_{in}})_{\bar{p}p}$
I _{in}	10,4±1,1	10,5±0,8	-0,1±1,3	1,28±0,82	9,13±1,03	0,12±0,08
3	19,2±1,2	16,5±1,2	2,7±1,7	6,00±0,71	13,2±1,0	0,31±0,04
5	10,2±0,7	2,23±0,36	8,0±0,8	6,75±0,55	3,48±0,43	0,66±0,07
7	3,52±0,35	0,04±0,04	3,48±0,35	3,21±0,33	0,31±0,11	0,91±0,09
9	0,33±0,09	-	0,33±0,09	0,33±0,09	-	1,0
II	0,02±0,02	-	0,02±0,02	0,02±0,02	-	1,0
Σ_{in}	43,7±2,3*	29,3±1,2*	14,4±2,5	17,6±1,3	26,1±1,6	0,40±0,03
Σ_{tot}	58,7±0,9*	41,8±0,8*	16,9±1,2			

* Нормировочные сечения (см. текст)

Это говорит о том, что в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, как и в $p\bar{p}$, для малых топологий существенна роль квантовых чисел взаимодействующих частиц. Так, например, в I-лучевых $p\bar{p}$ -взаимодействиях присутствует канал двойной перезарядки, которого нет в I-лучевых $\bar{p}p$ -событиях. Кроме того, каналы с образованием Δ -изобар в $\bar{p}p$ - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях дают различные вклады в события одинаковой множественности.

Исследование взаимосвязи между $\sigma_a(\bar{N}N)$ и $\Delta \sigma(\bar{N}N)$ представляет и теоретический интерес. Так, в рамках редже-феноменологии

$$\Delta \sigma(\bar{p}p) \equiv \sigma(\bar{p}p) - \sigma(pp) = 2 \operatorname{Im}(\omega + \rho),$$

а

$$\Delta \sigma(\bar{n}p) \equiv \sigma(\bar{n}p) - \sigma(np) = 2 \operatorname{Im}(\omega - \rho),$$

где $\omega(\rho)$ - амплитуда при $t=0$, соответствующая обмену $\omega(\rho)$ -траекторией. Таким образом, можно оценить вклад ρ -траектории при нашей энергии:

$$2 \operatorname{Im} \rho = \frac{1}{2} [\Delta \sigma(\bar{p}p) - \Delta \sigma(np)] = 1,7 \pm 0,7 \text{ мб}.$$

Отождествляя вклад аннигиляционных каналов в полное сечение с обменом ω -траекторией (подробную аргументацию см. в обзорах /4,9/) приходим к соотношению

$$\Delta \sigma(\bar{n}p) < \sigma_a(\bar{n}p) = \sigma_a(\bar{p}p) < \Delta \sigma(\bar{p}p). \quad (3)$$

С другой стороны, согласно гипотезе Эйлона и Харари /10/, а также с точки зрения современных дуально-партоновых моделей (ДПМ), например /11/, разница полных сечений взаимодействия античастиц и частиц с протонами объясняется вкладом планарных диаграмм. Аннигиляция же в ДПМ связана с диаграммой с аннигиляцией специфических топологических объектов - узлов цветового поля (string junction) бариона и антибариона. /4,11/ При таком подходе равенство $\sigma_a(\bar{N}N) = \Delta \sigma(\bar{N}N)$ может выполняться лишь случайно. Например, $\Delta \sigma(\Delta^{++}\Delta^{-}) = 0$ (нет дуальных планарных диаграмм) в то время, как $\sigma_a(\Delta^{++}\Delta^{-})$ заведомо $\neq 0$. Таким образом, в идеологии ДПМ

$$\sigma_a(\bar{p}p) = \sigma_a(\bar{n}p),$$

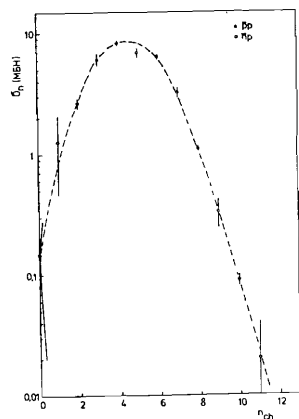
в то время как $\Delta \sigma(\bar{p}p) = 5\sigma_{пл}^0$, а $\Delta \sigma(\bar{n}p) = 4\sigma_{пл}^0$, где $\sigma_{пл}^0$ - сечение одной планарной диаграммы, и соотношение (3) также выполняется.

Сравнивая наши результаты с $\sigma_a(\bar{p}p) = (18,7 \pm 0,4) \text{ мб}$ и $\Delta \sigma(\bar{p}p) = (20,4 \pm 1,1) \text{ мб}$ при 6,1 ГэВ/с, полученными интерполяцией $\bar{p}p$ -, $p\bar{p}$ - и $\bar{p}p$ -данных /7,12/ в области $P_{lab} \leq 12 \text{ ГэВ/с}$, заключаем, что эксперимент не противоречит соотношению (3).

Для получения более определенных выводов необходимо повысить точность экспериментальных данных.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Топологические сечения $\bar{p}p$ - и $\bar{p}p$ -аннигиляции (рис. 5а), а также доля аннигиляции в событиях разной множественности (рис. 5б) демонстрируют универсальное поведение. При этом на долю аннигиляции при нашей энергии приходится ~40% полного неупругого сечения.



а) KNO-зависимости для изучаемых реакций в сравнении с $\bar{p}p$ -/13/ и $\bar{p}p_a$ /14/- данными приведены на рис. 6. Неупругие $\bar{p}p$ -взаимодействия дают несколько более широкое распределение, чем $\bar{p}p$, что уже отмечалось ранее для $\bar{p}n$ -/15/, pn - и $\bar{p}n$ -/16/ данных. В то же время аннигиляционные KNO-зависимости согласуются между собой и с $\bar{p}n$ -/16/.

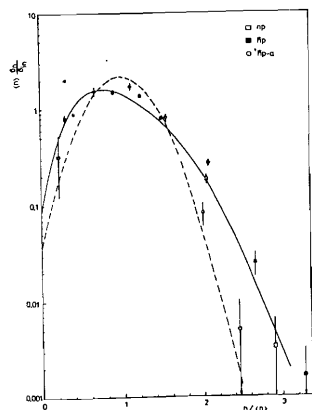
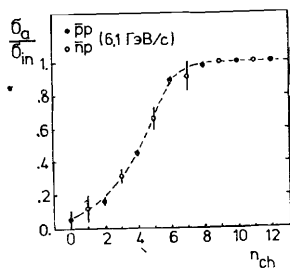


Рис. 5. а) Топологические сечения $\bar{p}p$ - и $\bar{p}p$ -аннигиляции при 6,1 ГэВ/с. б) Зависимость доли аннигиляции от множественности. Кривые проведены от руки.

Рис. 6. KNO-зависимости для $p\bar{p}$ -, $\bar{p}p$ -взаимодействий и $\bar{p}p$ -аннигиляции при 6,1 ГэВ/с. Сплошная линия - фит $\bar{p}p$ -данных /13/, пунктир - фит $\bar{p}p$ -аннигиляции /14/.

Характеристики распределений по множественности заряженных частиц при 6,1 ГэВ/с для различных процессов приведены в таблице 4. Средняя множественность и D для $\bar{p}p_a$ отличаются от соответствующих вели-

чин в $\bar{p}p_a$ и $\bar{p}n_a$ на одно стандартное отклонение. Заметим, что существенное отличие в величине f_2^- для $\bar{p}p_a$ связано, главным образом, с тривиальным фактором $Q_0/2$, где Q_0 - суммарный заряд начальной системы взаимодействующих частиц.

Таблица 4. Характеристики распределений по множественности заряженных частиц в различных процессах при 6,1 ГэВ/с

Величина	$\bar{p}p$	pn	$\bar{p}p_a$	$\bar{p}p_a^{*)}$	$\bar{p}n_a$ /16/
$\langle n \rangle$	$3,36 \pm 0,05$	$2,44 \pm 0,04$	$4,47 \pm 0,13$	$4,64 \pm 0,04$	$4,63 \pm 0,13$
D	$1,83 \pm 0,04$	$1,21 \pm 0,03$	$1,82 \pm 0,09$	$1,67 \pm 0,03$	$1,61 \pm 0,09$
$\langle n \rangle / D$	$1,83 \pm 0,04$	$2,03 \pm 0,05$	$2,46 \pm 0,15$	$2,79 \pm 0,06$	$2,86 \pm 0,16$
f_2^-	$-0,35 \pm 0,03$	$-0,36 \pm 0,02$	$-0,91 \pm 0,09$	$-1,63 \pm 0,03$	$-1,67 \pm 0,09$
C_2	$1,30 \pm 0,01$	$1,24 \pm 0,01$	$1,17 \pm 0,02$	$1,13 \pm 0,01$	$1,12 \pm 0,01$
C_3	$1,97 \pm 0,05$	$1,76 \pm 0,05$	$1,51 \pm 0,06$	$1,39 \pm 0,02$	$1,36 \pm 0,04$
C_4	$3,37 \pm 0,14$	$2,74 \pm 0,13$	$2,11 \pm 0,14$	$1,84 \pm 0,04$	$1,76 \pm 0,09$
C_5	$6,28 \pm 0,39$	$4,62 \pm 0,34$	$3,15 \pm 0,33$	$2,58 \pm 0,10$	$2,42 \pm 0,19$

*) Данные по $\bar{p}p_a$ при 6,1 ГэВ/с получены из топологических сечений, интерполированных в области $P_{lab} \leq 12$ ГэВ/с, на основании данных из работ /12/.

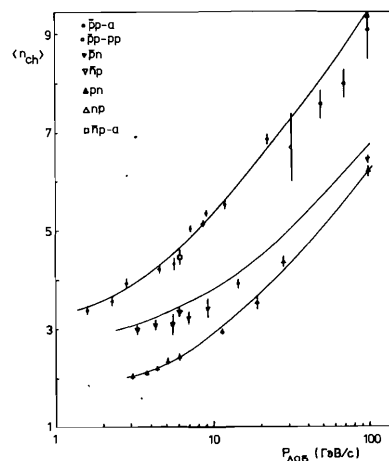


Рис. 7. Зависимость средней множественности от P_{lab} . Кривые - фит $p\bar{p}$ -, $\bar{p}p$ - и $\bar{p}p_a$ -данных выражением (4).

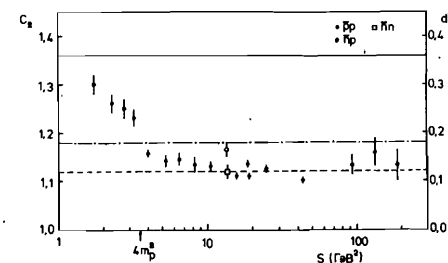


Рис. 8. Энергетическая зависимость второго момента C_2 и квадрата относительной дисперсии d^2 для антинуклон-нуклонной аннигиляции. Данные ниже порога взяты из работы /18/. Сплошная линия, штрихпунктир и пунктир - предсказание "наивной" схемы ДТУ для 1-, 2- и 3-струйной аннигиляции соответственно.

Зависимость средних множественностей заряженных частиц от лабораторного импульса для различных взаимодействий приведена на рис.7. Как известно /4,17/, параметризация

$$\langle n_{ch} \rangle = a_0 + a_1 \ln E_a + a_2 \ln^2 E_a, \quad (4)$$

где E_a - энергывыделение (\sqrt{s} - для аннигиляции, $\sqrt{s} - m_a - m_b$ - для неаннигиляции) хорошо описывает экспериментальные данные в широком диапазоне энергий. Эта зависимость с параметрами

$$\begin{aligned} a_0 &= 2,06 \pm 0,04, & a_1 &= 0,33 \pm 0,08, & a_2 &= 0,53 \pm 0,03 & \text{для } p\eta /17/, \\ a_0 &= 2,72 \pm 0,08, & a_1 &= 0,27 \pm 0,12, & a_2 &= 0,54 \pm 0,04 & \text{для } \bar{p}p \text{ и} \\ a_0 &= 2,01 \pm 0,13, & a_1 &= 1,25 \pm 0,24, & a_2 &= 0,63 \pm 0,10 & \text{для } \bar{p}p_a \end{aligned}$$

($\chi^2/NDF = 2,3; 1,7; 2,0$ соответственно) изображена сплошными линиями на том же рисунке.

Наконец, на рис.8 показана энергетическая зависимость второго момента C_2 и связанной с ним величины квадрата относительной дисперсии $d^2 = D^2 / \langle n \rangle^2 = C_2 - 1$

для аннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействий. Прямыми линиями на этом рисунке показаны предсказания "наивной" схемы ДТУ /19/ для 1-, 2- и 3-струйной аннигиляции. Штриховая линия оказывается также близкой к предсказанию схемы ДТУ с учетом движения конститутетов /4/. Видно, что практически от порога данные, по крайней мере качественно, согласуются с выводом о доминирующем вкладе 3-струйной $\bar{p}p$ -аннигиляции. Экспериментальное значение для $\bar{p}p_a$ лежит на два стандартных отклонения выше.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе, благодаря использованию сепарированных пучков дейтронов и антидейтронов, без систематических потерь выделены события неупругих $p\bar{p}$ - и $\bar{p}p$ -взаимодействий при 6,1 ГэВ/с, определены их топологические сечения, а также характеристики распределений по множественности заряженных частиц.

С помощью G-инвариантности реакции $\bar{p}p$ определены топологические сечения процессов $\bar{p}p$ -аннигиляции и проведено их сравнение с ($\bar{p}p$ - $p\bar{p}$) разностью. Сравнение показало, что

- $\sigma_a(\bar{p}p)$ в пределах ошибок согласуется с $\sigma(\bar{p}p) - \sigma(p\bar{p})$,
- это соотношение не выполняется для малых топологий.

Совместный анализ $\bar{p}p_a$ -, $\bar{p}p_a$ - и $\bar{p}n_a$ -данных при 6,1 ГэВ/с продемонстрировал совпадение основных черт этих процессов:

- доля аннигиляции в полном неупругом сечении составляет ~40%;

- топологические сечения аннигиляции и поведение $(\sigma_a/\sigma_{in})_n$ характеризуются универсальной зависимостью;

- KNO-зависимости практически совпадают.

Некоторое различие за пределами одного стандартного отклонения наблюдается в средних характеристиках распределений по множественности в $\bar{p}p_a$ и $\bar{p}p_a$ ($\bar{p}n_a$).

Экспериментальные данные демонстрируют явное указание на выполненные соотношения

$$\Delta \sigma(\bar{p}p) < \sigma_a(\bar{p}p) = \sigma_a(\bar{p}p) < \Delta \sigma(\bar{p}p),$$

которое естественным образом возникает в ряде теоретических схем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Граменицкий И.М. и др., ОИЯИ, I-84-788, Дубна, 1984.
2. Battyunya V.V. et al., JINR, E1-80-164, Dubna, 1980.
3. Gregory P.S. et al., Nucl.Phys., 1977, B119, 60.
4. Леднишки Р. ЭЧАЯ, т.15 (1984), 617.
5. Васильев В.В. и др., ИФВЭ, 80-66, ОП, Серпухов, 1980.
6. Дирнер А. ОИЯИ, P10-81-631, Дубна, 1981.
7. Compilation of p^+p Cross-Sections, CERN-HERA, 84-03, 1984.
8. Patel G.O. et al., Z.Phys., 1982, C12, 189.
9. Rushbrooke J.G., Webber B.R., Phys.Rep., 1978, 44, 1.
10. Eylon Y., Harari H., Nucl.Phys., 1974, B80, 349.
11. Кайдалов А.Б., Элементарные частицы. Седьмая школа физики ИТЭФ, М., Атомиздат, 1980; ЯФ, 1981, т.33, с.1369. Волковицкий П.Э., Кайдалов А.Б. ЯФ, 1982, т.35, 1231. Волковицкий П.Э. ЯФ, 1986, т.44, 729.
12. $\bar{p}p$ -данные: 0,76 ГэВ/с: Hamatsu R. et al., Nucl.Phys., 1977, B123, 189. 1,61 ГэВ/с: Xuong N., Lynch G.R., Phys.Rev., 1962, 128, 1849. 2,32 ГэВ/с: Chen C.K. et al., Phys.Rev., 1978, D17, 42. 3,28 ГэВ/с: Ferbel et al., Phys.Rev., 1966, 143, 1096. 4,6 ГэВ/с: Everett D. et al., Phys.Rev., 1974, D9, 2689. 5,7 ГэВ/с: Böckman K. et al., Nuovo Cim., 1966, 42A, 954. 7,3 ГэВ/с: Patel G.O. et al., Z.Phys., 1982, C12, 189. 8,8 ГэВ/с: Booth et al., Phys.Rev., 1983, D27, 2018. 9,1 ГэВ/с: Gregory P.S. et al., Nucl.Phys., 1977, B119, 60. 12,0 ГэВ/с: Jonson et al., Nucl.Phys., 1980, B173, 77.
13. Dao F.T. et al., Phys.Lett., 1973, 45B, 513.

- I4. Salava J., Simak V., Nucl.Phys., 1974, B69, 15.
 I5. Fridman A., 8-th Int.Symp. on Multipart.Dyn.; Kayzersberg, 1977.
 I6. Батюня Б.В. и др., ОИЯИ, PI-85-864, Дубна, 1985.
 I7. Wroblewski A., Acta Phys. Pol., 1984, B15, 785.
 I8. Ch. de la Vaissiere et al., Z.Phys., 1979, C1, 3.
 I9. Дементьев Р.К., Лейкин Е.М., ЯФ, 1979, 30, 775.
 Batyunya B.V. et al., Phys.Lett., 1979, 85B, 424.

Рукопись поступила в издательский отдел
 24 декабря 1986 года.

Батюня Б.В. и др.

P1-86-839

Распределения по множественности заряженных частиц
 в $\bar{p}p$ и np -взаимодействиях
 и процессах $\bar{p}p$ -аннигиляции при 6,1 ГэВ/с

Приведены топологические сечения и моменты распределений по множественности заряженных частиц в неупругих $\bar{p}p$ - и np -взаимодействиях при импульсе 6,1 ГэВ/с, данные о которых извлекались из анализа реакций $\bar{d}p \rightarrow \bar{p}_s + X$ и $dp \rightarrow p_s + X$. На основании G-инвариантности реакции $\bar{p}p$ непосредственно определены характеристики процесса $\bar{p}p$ -аннигиляции, которые сравниваются с аналогичными величинами, полученными разностным методом. Совместный анализ $\bar{p}p_a$ -, $\bar{p}p_a$ - и $\bar{p}n_a$ -данных при 6,1 ГэВ/с показал, что доля NN-аннигиляции в полном неупругом сечении составляет ~ 40% для всех изоспиновых конфигураций. Экспериментальные данные демонстрируют также явное указание на выполнение соотношения $\Delta\sigma(\bar{p}p) < \sigma_a(\bar{p}p) = \sigma_a(\bar{p}p) < \Delta\sigma(\bar{p}p)$, которое естественным образом возникает в ряде теоретических схем.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.
 Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Batyunya B.V. et al.

P1-86-839

Multiplicity Distribution of Charged Particles
 in $\bar{p}p$ and np -Interactions and $\bar{p}p$ -annihilation at 6.1 GeV/c

Topological cross sections and multiplicity distribution momenta of charged particles for $\bar{p}p$ and np -interactions at 6.1 GeV/c are presented. The data were extracted from the $\bar{d}p \rightarrow \bar{p}_s + X$ and $dp \rightarrow p_s + X$ reactions. Based on G-invariance of the $\bar{p}p$ -interaction, the characteristics of the $\bar{p}p$ -annihilation have been directly determined and compared with values obtained by the difference method. Combined analysis of the $\bar{p}p_a$ -, $\bar{p}p_a$ - and $\bar{p}n_a$ -data at 6.1 GeV/c shows that annihilation processes make up about 40% of the total inelastic cross sections for all this isospin states. The experimental data also indicate that the following relation takes place: $\Delta\sigma(\bar{p}p) < \sigma_a(\bar{p}p) = \sigma_a(\bar{p}p) < \Delta\sigma(\bar{p}p)$ which appears in a number of theoretical schemes.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986