

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 86-156
ОЭИПК SERP-E-138

М.Ю.Боголюбовский, А.Е.Кирюнин, А.И.Котова, М.С.Левецкий,
А.А.Минаенко, А.М.Моисеев, Д.И.Паталаха, Е.А.Старченко,
М.Н.Уханов, С.В.Чекулаев

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Л.В.Бравина, П.Ф.Ермолов, Е.Е.Забродин, Н.А.Круглов,
О.Ю.Лукина, А.С.Проскураков, Л.И.Сарычева, Л.Н.Смирнова
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

К.М.Досшанова, К.Г.Зайцев

Институт физики высоких энергий АН Каз. ССР, Алма-Ата

ЗАРЯДОВАЯ СТРУКТУРА АННИГИЛЯЦИОННЫХ СОБЫТИЙ
В $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с

Направлено в ЯФ

Серпухов 1986

Аннотация

Боголюбский М.Ю., Кирюнин А.Е., Котова А.И. и др. Зарядовая структура аннигиляционных событий в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 86-156. - SERP-E-138. - Серпухов, 1986. - 8 с., 7 рис., 2 табл., библиогр.: 8 назв.

В работе рассмотрены зарядовые характеристики эксклюзивных аннигиляционных реакций в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с. Показано, что при данной энергии в процессах $\bar{p}p$ -аннигиляции сохраняются два или три валентных кварка налетающего нуклона.

Abstract

Bogolubski M.Yu., Kiryunin A.E., Kotova A.I. et al. Charge Properties of Annihilation Exclusive Reactions in $\bar{p}p$ -interactions at 32 GeV/c: IHEP Preprint 86-156. - SERP-E-138. - Serpukhov, 1986. - p. 8, figs. 7, tables 2, refs.: 8.

The charge properties of annihilation exclusive reactions in $\bar{p}p$ -interactions at 32 GeV/c are discussed. It is shown that in $\bar{p}p$ -annihilation two or three valence quarks of the initial nucleon are conserved at 32 GeV/c.

ВВЕДЕНИЕ

Реакции с аннигиляцией барионного заряда являются одними из наиболее интересных в антипротон-протонных взаимодействиях. Особенности аннигиляционных событий (такие как повышенный поперечный импульс, эффект зарядового лидирования, меньшая степень периферичности взаимодействия и др.) изучались при низких и средних энергиях^{1/}.

Настоящая работа посвящена исследованию зарядовых характеристик аннигиляционных эксклюзивных реакций в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с. Эксперимент проводился на пузырьковой жидководородной камере "Мирабель". Эксклюзивные реакции выделялись с помощью программы кинематического анализа GRIND. В работе использовались следующие реакции:

$$\bar{p}p \rightarrow \ell(\pi^+\pi^-), \quad 2 \leq \ell \leq 6, \quad (1)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \ell(\pi^+\pi^-)\pi^0, \quad 2 \leq \ell \leq 6, \quad (2)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\ell(\pi^+\pi^-), \quad 2 \leq \ell \leq 4. \quad (3)$$

Методика выделения эксклюзивных реакций подробно описана в работах^{2,3/}. Сечения и некоторые характеристики аннигиляционных каналов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с приведены в работах^{2-4/}. Количество событий от реакций (1) и (2), использо-

Таблица 1

Реакция	N _{соб.}	Реакция	N _{соб.}
2 ($\pi^+\pi^-$)	12	2 ($\pi^+\pi^-$) π^0	72
3 ($\pi^+\pi^-$)	28	3 ($\pi^+\pi^-$) π^0	298
4 ($\pi^+\pi^-$)	42	4 ($\pi^+\pi^-$) π^0	364
5 ($\pi^+\pi^-$)	32	5 ($\pi^+\pi^-$) π^0	222
6 ($\pi^+\pi^-$)	18	6 ($\pi^+\pi^-$) π^0	64

ванных в нижеследующем анализе, дано в табл.1. Примесь неаннигиляционных каналов в реакцию (2) в среднем составляет ~ 5%. Величина этой примеси с ростом множественности уменьшается.

ЗАРЯДОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АННИГИЛЯЦИОННЫХ РЕАКЦИЙ

На рис.1 приведена зависимость асимметрии $A = (B-F)/(B+F)$ спектров π^+ -мезонов от полного импульса пионов в с.ц.м. для реакций (2) с $l = 3, 4$. Здесь $F(B)$ - число положительных пионов в передней (задней) полусфере в с.ц.м. Из рисунка видно, что быстрые пионы с большей вероятностью несут заряд налетающего нуклона. Как указывалось ранее^{4/}, эффект зарядового лидирования означает, что в процессах аннигиляционного типа часть валентных кварков взаимодействующих нуклонов сохраняет свою природу и направление своего движения, тем самым определяя избыток пионов определенного знака. Поэтому полученные данные свидетельствуют, что модель аннигиляции, в которой происходит аннигиляция трех пар валентных кварков, не является доминирующей при данной энергии.

Распределение заряда в событиях можно характеризовать переменной

$$Q(Y) = \sum_{y_i^* < Y} Q_i,$$

которая определяет заряд частиц в событии с быстротами $y_i^* < Y$. На рис.2 показаны величины $\langle Q(Y) \rangle$ в зависимости от быстроты для реакций (2). Средний заряд $\langle Q(Y) \rangle$ возрастает вплоть до значения $Y = 0$. Это означает, что при данной энергии область фрагментации валентных кварков нуклона перекрывает всю заднюю полусферу.

Зарядовые характеристики пионов в аннигиляционных реакциях должны определяться механизмом $\bar{p}p$ -аннигиляции. Так, величина среднего электрического заряда в одной полусфере в с.ц.м., очевидно, зависит от числа сохранившихся валентных кварков налетающего нуклона, фрагментирующих в данную полусферу.

На рис.3а приведены величины среднего заряда в заднюю полусферу $\langle Q_B \rangle$ для реакций (2) в зависимости от числа пионов в конечном состоянии. Значение $\langle Q_B \rangle$ уменьшается с ростом n примерно от 0,6 для $n < 7$ до 0,3-0,4 для $n > 9$. Приведенные в табл.2 величины $\langle Q_B \rangle$ для реакции (1) подтверждают эту тенденцию. С другой стороны, как следует из табл.2, средний заряд в полусферу для неаннигиляционных событий (3) примерно в два раза выше, чем для аннигиляционных событий.

События с $n = 9-11$ соответствуют среднему значению полной множественности π -мезонов в процессе $\bar{p}p$ -аннигиляции при данной энергии^{5/}. Отсюда можно заключить, что не менее трети заряда налетающего протона при $\bar{p}p$ -аннигиляции остается в задней полусфере. Для того чтобы выяснить, как этот заряд распределен

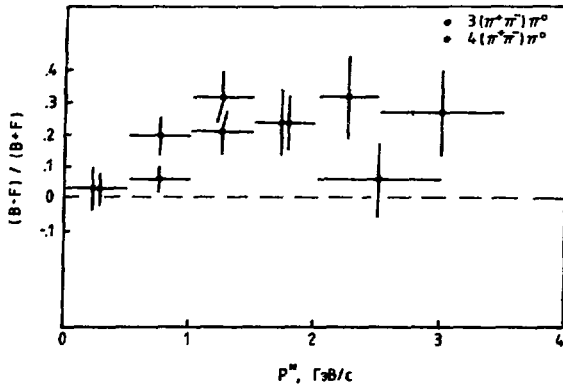


Рис. 1. Величина $(B-F)/(B+F)$ для π^- -мезонов из реакций (2) в зависимости от импульса пионов в С.Ц.М.

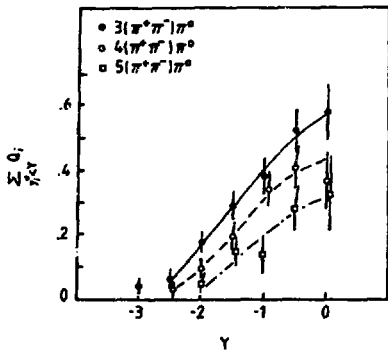


Рис. 2. Величина $\langle Q(Y) \rangle$ как функция быстроты для реакций (2).

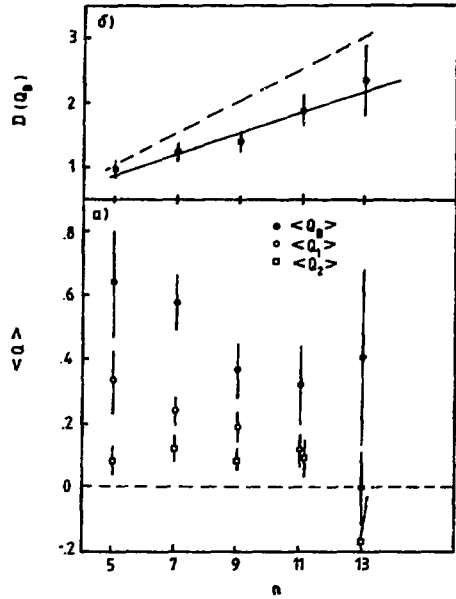


Рис. 3. Значения средних зарядов в полушфери, самого быстрого и второго по быстроте пионов (а). Дисперсия заряда в полушфери (б).

между пионами, на рис.3а приведены значения средних зарядов $\langle Q_1 \rangle$ и $\langle Q_2 \rangle$ самого быстрого и второго по быстроте пионов в задней полусфере в зависимости от числа пионов n . Величины $\langle Q_1 \rangle$ для реакций (1) и (3) приведены в табл.2. Эти данные показывают, что эффект зарядовой асимметрии при всех n лишь наполовину обуславливается самым быстрым пионом. Примерно половина среднего заряда в полусферу $\langle Q_B \rangle$ распределена между второй по быстроте и еще более медленными в с.п.м. частицами.

Таблица 2

Реакция	$\langle Q_B \rangle$	$\langle Q_1 \rangle$	$\langle Q_B \rangle^{Q_1=+1}$	$\langle Q_B \rangle^{Q_1=-1}$	$\langle Q_2 \rangle^{Q_1=+1}$	$\langle Q_2 \rangle^{Q_1=-1}$
2 ($\pi^+ \pi^-$)	0,78±0,12	0,30±0,15	0,96±0,14	0,43±0,17	0,15±0,19	0,71±0,19
3 ($\pi^+ \pi^-$)						
4 ($\pi^+ \pi^-$)						
5 ($\pi^+ \pi^-$)	0,37±0,13	0,39±0,14	0,66±0,15	-0,29±0,21	-0,13±0,13	0,07±0,19
6 ($\pi^+ \pi^-$)						
$\bar{p}p2(\pi^+ \pi^-)$	1,31±0,02	0,85±0,01	1,35±0,02	0,76±0,07	0,28±0,02	0,78±0,05
$\bar{p}p3(\pi^+ \pi^-)$	1,18±0,05	0,69±0,03	1,29±0,05	0,58±0,13	0,17±0,05	0,55±0,09
$\bar{p}p4(\pi^+ \pi^-)$	0,90±0,13	0,55±0,08	1,06±0,15	0,26±0,28	-0,06±0,10	0,48±0,17

По аналогии с глубоконеупругими лептон-нуклонными взаимодействиями, которые позволяют изучать фрагментацию кварков определенного типа^{/6/}, можно сделать оценку величины $\langle Q_B \rangle$ для аннигиляционных событий в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при разном числе сохранившихся валентных кварков (при вычислении $\langle Q_B \rangle$ будут рассматриваться все аннигиляционные события без странных частиц).

Фрагментация одного валентного кварка начального нуклона дает вклад в величину $\langle Q_B \rangle$, который определяется зарядом этого кварка Q_q и потоком заряда F_q ^{/7/}, переносимым в другую полусферу

$$\langle Q_B \rangle = Q_q - F_q.$$

Поток заряда F_q в рассматриваемом случае равен среднему заряду u - и d -кварков, т.е. $+1/6$. Таким образом, для одного, двух и трех фрагментирующих кварков величины $\langle Q_B \rangle$ соответственно равны $+1/6$, $+1/3$ и $+1/2$. Нужно отметить^{/6/}, что эти значения зарядов могут быть получены только при асимптотически высоких энергиях.

При конечных энергиях взаимодействия области фрагментации кварков из нуклона и антикварков из антинуклона перекрываются, что должно приводить к уменьшению наблюдаемого заряда в полусферу.

Из этих результатов следует, что в аннигиляционных событиях сохраняется не менее двух кварков первичного протона. Этот вывод подтверждается полученными в эксперименте оценками величин $\langle Q_1 \rangle$ и $\langle Q_2 \rangle$. Действительно, в случае аннигиляции двух валентных кварков начального нуклона можно ожидать, что средние заряды $\langle Q_1 \rangle$ и $\langle Q_B \rangle$ будут близки, а величина $\langle Q_2 \rangle \sim 0$, что противоречит эксперименту.

Следует отметить, однако, что рассматриваемые в работе реакции (1) и (2) соответствуют выборкам из всех аннигиляционных событий, обогащенных заряженными пионами. Если эти пионы образуются не через резонансы, средние значения электрического заряда в полусферу в этих событиях могут превышать средние значения заряда для всех аннигиляционных событий, где в трети случаев образуются π^0 -мезоны. Образование нейтральных резонансов в реакциях (1) и (2) компенсирует эти различия.

С другой стороны, относительное увеличение доли нейтральных резонансов с ростом множественности в реакциях (1) и (2) может приводить к уменьшению величины $\langle Q_B \rangle$ с ростом n (рис.3). Можно ожидать, что для рассматриваемых аннигиляционных реакций со средней множественностью $n = 9-11$ зарядовые характеристики событий приближаются к их инклюзивным значениям. Это утверждение подтверждается данными об образовании нейтральных резонансов в аннигиляционных реакциях (2)/8/.

На рис.3б приведены значения дисперсии $\Delta(Q_B)$ среднего заряда в полусферу. Дисперсия линейно растет с увеличением множественности, оставаясь ниже предсказаний статистической модели, показанных на рис.3б пунктирной прямой.

На рис.4 приведены значения величин $\langle Q_B \rangle$ для реакций (2), в которых самый быстрый пион в задней полусфере имеет положительный и отрицательный заряды. Как и для полной выборки, в каждой из этих групп суммарный заряд $\langle Q_B \rangle$ не совпадает с зарядом лидирующей частицы. Если заряд самой быстрой частицы отрицательный, величины $\langle Q_B \rangle$ близки к нулю. В случае положительно заряженного лидирующего пиона $\langle Q_B \rangle$ изменяется от 1,0 до 0,7. Как следует из табл.2, величины $\langle Q_B \rangle$ при $Q_1 = +1$ для реакций (1) в пределах ошибок совпадают с данными на рис.4. Для реакций (3) величины $\langle Q_B \rangle$ в обоих случаях существенно выше. Следует отметить, что в рамках простой фрагментационной схемы с учетом потока заряда F_q величина $\langle Q_B \rangle = 0$ при $Q_1 = -1$ получается только в том случае, если в конечном состоянии сохраняются все три валентных кварка протона.

Средний заряд второй по скорости частицы для этих двух групп событий показан на рис.5. Величина заряда второго по скорости

пиона существенно зависит от заряда лидирующей частицы. Если после положительно заряженной лидирующей частицы с близкими вероятностями образуются π^+ - и π^- -мезоны, то после лидирующего π^- -мезона с большей вероятностью оказывается положительно заряженный пион. Эти распределения также согласуются с предположением о сохранении в конечном состоянии двух или трех валентных кварков.

На рис.4 и 5 приведены предсказания статистической модели аннигиляции, в которой пионы с равной вероятностью имеют положительный и отрицательный заряды. Сплошной (пунктирной) линией показаны предсказания этой модели для заряда в полусферу и заряда второй по быстроте частицы в случае, если лидирующий пион имеет заряд +1 (-1). Из рис.4 и 5 видно, что экспериментальные данные не согласуются с предсказаниями этой модели и рассмотрение зарядовых эффектов в $\bar{p}p$ -аннигиляции требует привлечения данных о кварковой структуре нуклонов.

Интересно рассмотреть зарядовую структуру аннигиляционных событий в зависимости от их конфигурации. Конфигурацию событий можно характеризовать величиной сферичности, которую часто используют при изучении адронных струй. Форма событий меняется с изменением сферичности S от "нитеподобных" событий при $S=0$ до "сферических" при $S=1$. На рис.6 показаны распределения по величине сферичности для реакций (2). Средние значения S растут с ростом числа пионов в конечном состоянии. Более подробно характеристики аннигиляционных событий в системе главных осей изучались в работе^{/3/}.

На рис.7 приведены значения среднего заряда в полусферу в с.ц.м. для реакций (2) с $\ell = 3,4$ в зависимости от сферичности событий. Средний заряд $\langle Q_B \rangle$ растет с ростом S , что может означать увеличение числа сохранившихся кварков. Изменение среднего заряда в полусферу в зависимости от конфигурации событий может свидетельствовать об отсутствии единого для всех событий механизма аннигиляции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучаются зарядовые характеристики эксклюзивных аннигиляционных реакций в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с. Показано, что быстрые пионы в аннигиляционных событиях с большей вероятностью сохраняют заряд налетающего нуклона. Средний заряд в полусферу в с.ц.м. для событий (1) и (2) отличен от нуля. Эффект зарядового лидирования и отличный от нуля заряд в полусферу определяются, по-видимому, больше чем одним валентным кварком налетающего нуклона.

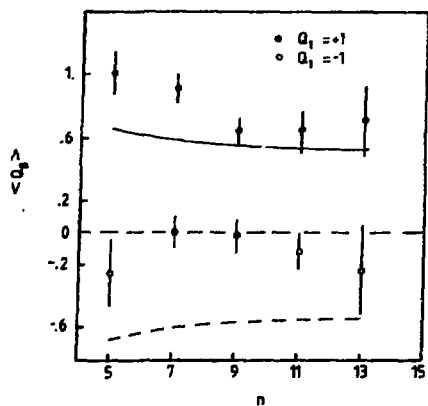


Рис. 4. Значения величин $\langle Q_1 \rangle$ для реакций (2), в которых самый быстрый пион имеет положительный и отрицательный заряды.

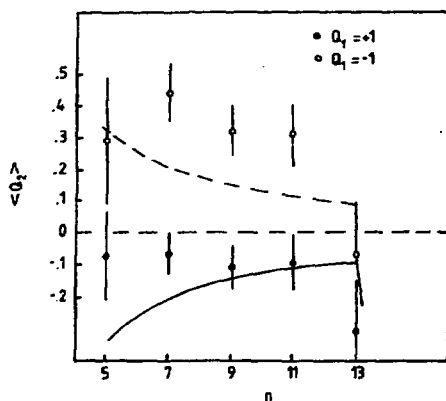


Рис. 5. Значения величин $\langle Q_2 \rangle$ для реакций (2), в которых самый быстрый пион имеет положительный и отрицательный заряды.

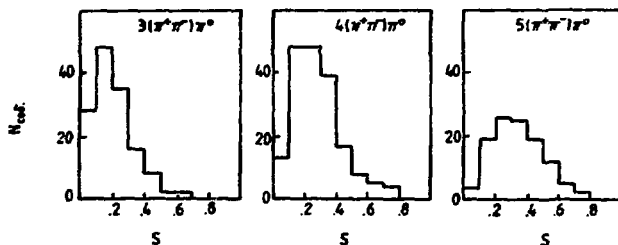


Рис. 6. Распределение по величине сферичности для реакций (2).

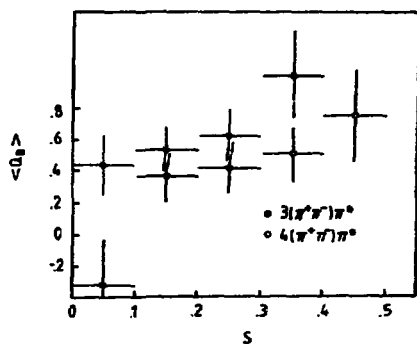


Рис. 7. Значения среднего заряда в полусферу в с.ц.м. для реакций (2) в зависимости от сферичности событий.

Изучение зарядовых характеристик аннигиляционных событий в зависимости от их конфигурации показывает, что средний заряд в полусфере растет с ростом сферичности событий.

Литература

1. Nilsson S. Submitted to the IV European Antiproton Symposium, Barr, France, 1978.
2. Боголюбский М.Ю. и др. - ЯФ, 1986, т.43, с.350.
3. Боголюбский М.Ю. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.927.
4. Проскураков А.С. и др. - ЯФ, 1982, т.36, с.1418.
5. Смирнова Л.Н. и др. - ЯФ, 1983, т.37, с.1303.
6. Berge J.P. et al. - Phys. Lett., 1980, v.91B, p.311.
Berge J.P. et al. - Nucl. Phys., 1981, v.B184, p.13.
7. Farrar G.R. and Rosner G.L. - Phys. Rev., 1973, v.D7, p.2447; 1974, v.D10, p.2226.
8. Бравина Л.В. и др. - Вестн. Моск. ун-та, сер.3, Физика, астрономия, 1986, т.27, №1, с.76.

Рукопись поступила 24 июня 1986 года.

М.Ю.Боголюбовский и др.

Зарядовая структура аннигиляционных событий в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с.

Редактор Н.В.Ежела. Технический редактор Л.П.Тямкина.
Корректор Л.Ф.Васильева.

Подписано к печати 03.09.1986 г. Т-19809. Формат 60х90/16.
Офсетная печать. Печ.л. 0,50. Уч.-изд.л. 0,62. Тираж 270.
Заказ 848. Индекс 3624. Цена 9 коп.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов Московской обл.

Цена 9 коп.

Индекс 3624

П Р Е П Р И Н Т 86-156, И Ф В Э, 1986
