

## НАБЛЮДЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ АНТИПРОТОНОВ

Г.С.Аверичев, В.К.Бондарев<sup>1</sup>, П.И.Зарубин, А.Г.Литвиненко,  
А.А.Мозелев, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцев,  
В.Г.Перевозчиков, М.Пенця<sup>2</sup>, С.В.Рихвицкий,  
В.С.Ставинский, А.Н.Хренов

Приведены результаты измерений инвариантных инклюзивных сечений рождения антипротонов на ядрах Pb и Al в области, кинематически запрещенной для нуклон-нуклонных столкновений. Результаты получены на магнитном спектрометре ДИСК, работающем на выведенном пучке синхрофазотрона ОИЯИ. Получены величины инвариантного дифференциального сечения рождения кумулятивных антипротонов для кумулятивного числа  $X = 1,47$  для ядер алюминия и свинца. При  $X = 1,85$  сделана верхняя оценка сечения. Показатель степени  $A$ -зависимости сечения рождения кумулятивных антипротонов  $\alpha = 1,00 \pm 0,12$ .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### Cumulative Antiproton Observation

G.S.Averichev et al.

Results on the antiproton production on Pb and Al nuclei in the region kinematically forbidden for nucleon-nucleon collisions are presented. The investigation was carried out on the DISK magnetic spectrometer operating on the extracted beam of JINR synchrotron. Estimations of invariant differential cross-sections of cumulative antiproton production have been obtained for cumulative number  $X = 1.47$  on aluminium and lead targets. Upper cross-section has been estimated at  $X = 1.85$ . The power of  $A$ -dependence has been estimated, too:  $\alpha = 1.00 \pm 0.12$ .

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

В последние годы в результате проведенных исследований был установлен предел применимости классической нуклонной модели ядра и открыта кварк-партоновая структурная функция

---

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт физики Ленинградского государственного университета

<sup>2</sup> Центральный институт физики, Бухарест

ядра<sup>1,2/</sup>, изучение свойств которой и составляет программу дальнейших исследований в релятивистской ядерной физике. Если к настоящему времени накоплен достаточно большой экспериментальный материал о распределении в ядрах валентных кварков (связь экспериментально измеряемых сечений с распределением кварков в ядрах установлена в работе<sup>3/</sup>), то значительно меньше экспериментальных данных (по сути дела только экспериментальные данные по кумулятивному рождению  $K^-$ -мезонов<sup>1/</sup>), в которых исследовалось рождение "морских" кумулятивных частиц. Обнаружено, что отношение  $K^+/K^-$  не подтверждает общепринятого мнения о том, что "морские" кварки имеют более "мягкое" распределение. Более того, полученные экспериментальные данные для каонов указывают на то, что распределение морских кварков в кумулятивной области пропорционально распределению по импульсу валентных кварков. По-видимому, "морские" кумулятивные частицы — уникальный источник сведений о кварковой структуре ядра. В этом контексте и следует рассматривать цель наших экспериментальных исследований кумулятивного рождения антипротонов в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях.

Результаты первых экспериментов, выполненных с целью поиска кумулятивных антипротонов, приведены в работе<sup>1/</sup>. Сложность экспериментальной задачи в том, что сечение рождения  $\bar{p}$  составляет величину порядка  $10^{-7}$  от сечения рождения протона с тем же импульсом и углом регистрации. Поток антипротонов сравним с фоном положительно заряженных частиц, проходящих через магнитно-оптический канал установки и имитирующих антипротоны по времени пролета и ионизационным потерям. Для того чтобы существенно понизить уровень фона, в состав установки был дополнительно включен счетчик полного поглощения на свинцовом стекле для регистрации продуктов аннигиляции антипротона в радиаторе этого детектора. Результаты проведенного эксперимента и рассматриваются в настоящей работе.

Эксперимент выполнен на электронной установке ДИСК<sup>4,5/</sup>, представляющей собой магнитный спектрометр с фокусировкой (аксептанс спектрометра был увеличен в  $\sim 3$  раза по сравнению с<sup>1/</sup>). Идентификация полезных событий основана на измерении времени пролета, потерь на ионизацию и амплитуды черенковской вспышки.

В качестве первичных пучков использовались протоны и дейтроны с импульсом 8,9 ГэВ/с, мишени Pb и Al. Угол наблюдения антипротонов  $61^\circ$  и  $90^\circ$ , импульс 500 МэВ/с.

Соответствующие этой кинематике значения масштабной переменной<sup>6/</sup> при регистрации различных частиц приведены в табл.1.

Помимо описанного в<sup>1/</sup>, для выделения антипротонов был добавлен черенковский счетчик полного поглощения с радиатором

Таблица 1

Первичный пучок	Угол наблюдения, град.	$\pi$	$K^+$	$K^-$	$p$	$\bar{p}$
протоны	61	0,36	0,63	0,73	0,07	1,47
	90	0,66	0,95	1,06	0,39	1,85
дейтроны	61	0,44	0,86	1,15	0,39	3,13

из свинцового стекла, в котором антипротоны аннигилировали в  $\pi^0$ -мезоны, и излучение электронно-позитронной лавины регистрировалось ФЭУ 58 AVR.

Кроме амплитуды черенковского излучения от продуктов аннигиляции, измерялось время прихода сигнала ( $\sim 1$  нс), что позволило исключить фон случайных совпадений.

Для отбора антипротонов на накопленном материале применялись следующие критерии:

- 1) время пролета на двух базах и его согласованность в пределах временного разрешения;
- 2) амплитуды с двух сцинтилляционных счетчиков;
- 3) интенсивность черенковского излучения в двух плексигласовых счетчиках; один из них включался в антисовпадения для снижения времени блокирования аппаратуры считывания информации;
- 4) амплитуда сигнала счетчика на свинцовом стекле; режекция протонов составляла величину не менее  $10^{-5}$ . Протоны оказывались под порогом срабатывания схемы временной привязки.
- 5) длительность временного интервала между срабатыванием этого счетчика и счетчиков, включенных в триггер. Здесь учитывалась корреляция между амплитудой сигнала и моментом срабатывания соответствующего формирователя.

Всего по этим критериям на основной статистике было отображено 66 событий. Из них 36 — для мишени из свинца (толщина  $9,6$  г/см<sup>2</sup>) и алюминия (толщина  $8$  г/см<sup>2</sup>) при угле регистрации  $61^\circ$ .

Спектр амплитуд со счетчика полного поглощения соответствующих  $\bar{p}$  показан на рис.1 сплошной линией.

Пунктирными линиями обозначены распределения для  $\pi$ - и  $K$ -мезонов.

На рис.2 приведены спектры времени пролета при использовании критериев 1 ÷ 5. Сплошная линия соответствует статистике со свинцовой мишенью, пунктирная — алюминиевой. Точками

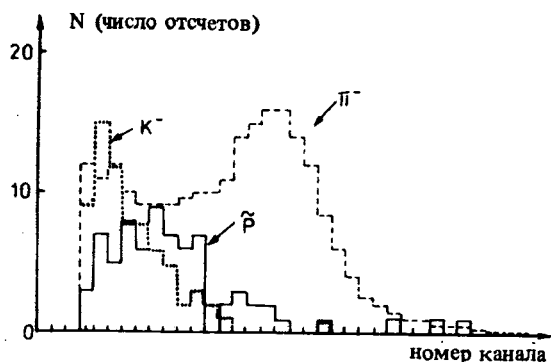


Рис.1. Спектр амплитуд со счетчика на свинцовом стекле для пионов, каонов и антипротонов.

обозначено распределение для протонов с импульсом 500 МэВ/с. Распределения по ионизационным потерям в счетчиках не отличаются существенно от протонных.

Для угла наблюдения  $90^\circ$  и при использовании первичных дейтронов событий такого типа зарегистрировано не было.

По предположению, основной вклад в фон в работе<sup>13</sup> / давали протоны, "прошедшие критерий" анализирующего магнита (жесткая фокусировка линз слабо чувствует знак заряда частицы).

В данной работе этот фон был подавлен, так как:

а) вероятность регистрации протонов с импульсом 500 МэВ/с в области амплитуд, соответствующих антипротонам, не превышает уровня  $10^{-5}$  в счетчике на свинцовом стекле;

б) согласно универсальной зависимости сечений от кумулятивного числа должна наблюдаться сильная зависимость выхода антипротонов от первичной энергии, т.е. в нашем случае при переходе от ускоренных протонов к дейтронному пучку (см. табл.1). Число событий, интерпретируемых как антипротоны, уменьшилось не менее чем в 20 раз, тогда как уровень фона понизился примерно в 2 раза. Кроме того, по тем же причинам (см. табл.1) при переходе с угла наблюдения  $61^\circ$  к  $90^\circ$  выход антипротонов упал не менее чем в  $\sim 16$  раз, а фон в 4 раза.

в) измерения выхода антипротонов на пониженной ( $\sim 5$  раз) интенсивности и изменение толщины мишени (в 8 раз) показали линейность эффекта.

Для определения эффективности регистрации антипротонов, кроме ранее описанных поправок<sup>15</sup> /, были введе-

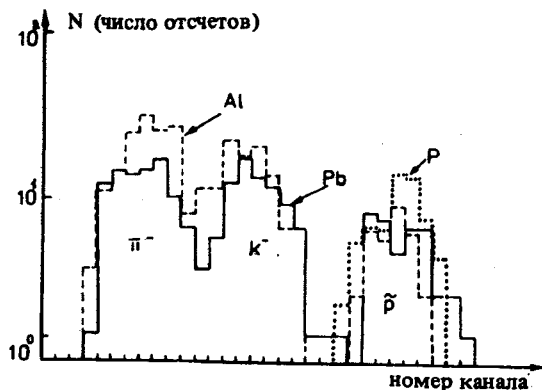


Рис.2. Спектр времени пролета при наложении "мягких" условий на выделение антипротонов.

ны поправки на аннигиляцию в мишени ( $K_a = 1,3$ ) и эффективность регистрации счетчиком полного поглощения ( $K_9 = 1,1 \pm 0,1$ ).

Последняя оценка получена из спектра амплитуд от аннигилировавших антипротонов, приведенного в<sup>17/</sup>. Это стало возможным благодаря тому, что счетчик, использованный в<sup>17/</sup>, был откалиброван на пучке электронов. После приведения к одинаковому масштабу полученный нами спектр и спектр аннигиляции из работы<sup>17/</sup> оказались близкими по форме.

Сечения рождения кумулятивных антипротонов с импульсом 500 МэВ/с и углом наблюдения в  $61^\circ$  равны соответственно для алюминия  $(8,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-6}$  и для свинца  $(8,1 \pm 1,4) \cdot 10^{-6}$  (мб.  $\text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-2}$ ) на нуклон фрагментирующего ядра. Величины отношения сечений рождения антипротонов к сечениям рождения протонов и пионов на нуклон с тем же импульсом и углом даны в табл.2. Систематическая ошибка величины сечений  $\pm 13\%$ .

Таблица 2

	Алюминий	Свинец
$\bar{p}/p$	$(3,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-7}$	$(5,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-7}$
$\bar{p}/\pi^-$	$(5,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-6}$	$(3,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-7}$

Верхняя оценка величины сечения рождения кумулятивных антипротонов на свинце на угол  $90^\circ$  с импульсом 500 МэВ/с составляет  $0,5 \cdot 10^{-6}$  (мб.  $\text{ср}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-2}$ ) на нуклон.

В предположении степенной зависимости сечения от атомного веса оценка показателя степени А-зависимости составляет величину  $1,00 \pm 0,12$ .

Сильная зависимость от атомного веса указывает на слабое поглощение антипротонов внутри фрагментирующего ядра. Аналогичный факт для рождения антипротонов вблизи порога отмечался в работе<sup>18/</sup>.

Когда мы готовили эту публикацию, появилась работа<sup>19/</sup>, в которой измерено инклюзивное сечение рождения антипротонов до значений масштабной переменной  $X \leq 3,1$ . В ней изучалось рождение антипротонов с импульсом 1,7 ГэВ/с под углом 188 мрад при изменении кинетической энергии первичных протонов от 3,4 до 9 ГэВ. Измерения выполнены на ускорителе ИТЭФ для мишеней из бериллия, алюминия и меди.

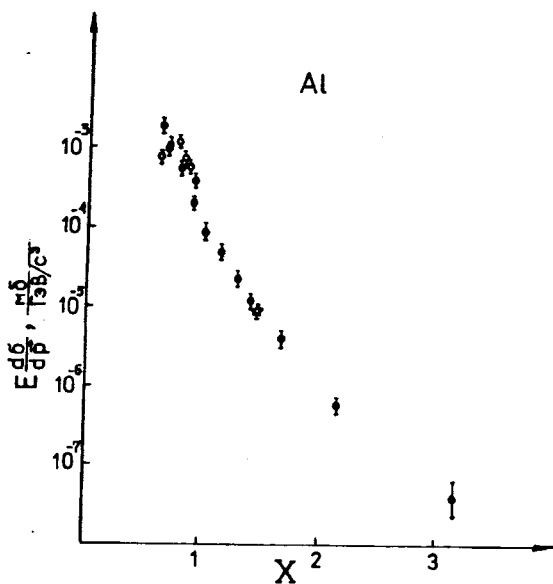


Рис.3. Сравнение результатов по рождению кумулятивных антипротонов на алюминии. Символ  $\bullet$  — данные работы<sup>18/</sup>, символ  $\circ$  — данные работы<sup>19/</sup>, символ  $\star$  — наш результат.

Данные, представленные на рис.3, показывают, что измеренная нами величина сечения рождения антипротонов на алюминии хорошо согласуется с зависимостью сечения от масштабной переменной, полученной в<sup>19/</sup> при  $X = 1,5$ .

Верхняя оценка сечения рождения антипротонов на свинце, приведенная в настоящей работе для  $X = 1,85$ , на порядок меньше величины сечения на алюминии. Указанное различие не уменьшается, если учесть А-зависимость сечения рождения антипротонов из нашей работы или<sup>19/</sup>. Возможно, это различие связано с выполаживанием зависимости сечения рождения антипротонов от  $X$  при больших значениях  $X$ . В работе<sup>19/</sup> большая величина  $X$  достигалась за счет снижения начальной энергии. Такое выполаживание, по-видимому, указывает на то, что выход сечения на универсальную зависимость от  $X$  для фиксированного значения  $X$  происходит сверху при увеличении энергии налетающего протона. Этот факт для рождения кумулятивных протонов и пионов отмечался в работе<sup>10/</sup>.

Указанное совпадение, на наш взгляд, подтверждает универсальность механизма кумулятивного рождения, т.е. сечение рождения антипротонов определяется кварк-партоновой структурной функцией ядра в зависимости от масштабной переменной.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
2. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-431, Дубна, 1983.
3. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1980.
4. Аверичева Т.В. и др. ОИЯИ, 1-11317, Дубна, 1978.

5. Балдин А.М. и др. ОИЯИ,Р1-83-433, Дубна, 1983.
6. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. – ДАН СССР, 1984, т.279, с.1352.
7. Brabant J.M. et al. – Phys.Rev., 1956, 101, p.498; 102, p.1622.
8. Вайсенберг А.О. и др. – Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 11, с.719-723.
9. Лепихин Ю.Б., Смирнитский В.А., Шейнкман В.А. – В сб.: Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях (Труды симпозиума). Л.: Изд. ЛИЯФ, 1986, с.299.
10. Балдин А.М. и др. – ЯФ, 1975, 21, с.1008.

Рукопись поступила 8 сентября 1987 года.