

## ПОДПОРОГОВОЕ И ОКОЛОПОРОГОВОЕ РОЖДЕНИЕ АНТИПРОТОНОВ НА ЯДРАХ

Ю.Б.Лепихин, В.А.Смирнитский, В.А.Шейнкман

В работе представлены результаты измерения инклюзивного сечения  $E(d^3\sigma/d^3p)$  рождения антипротонов в протон-ядерных столкновениях. Показано, что рождение антипротонов происходит, в основном, в прямых реакциях при кинетической энергии ускоренных протонов  $> 4,5$  ГэВ. Даны оценки содержания двух- и трехнуклонных кластеров в ядрах Ве, Al, Cu.

Информация о внутренней структуре ядра на малых относительных межнуклонных расстояниях может быть получена при исследовании образования частиц (лучше тяжелых) в окрестности кинематического порога их рождения на свободном нуклоне. Имеется крайне мало работ, в которых решается эта задача. В <sup>1</sup> было измерено отношение выходов  $\bar{p}/\pi^-$  на ядре меди в интервале энергий налетающих протонов от 3 до 6,1 ГэВ. В <sup>2</sup> исследовалось рождение  $K^+$ -мезонов на нескольких ядрах при энергиях существенно меньших порога.

Нами были проведены измерения инклюзивных сечений  $E(d^3\sigma/d^3p)$  рождения  $\bar{p}$  с импульсом 1,76 ГэВ/с при угле испускания 188 мр на ядрах Ве, Al и Cu при 20 значениях кинетической энергии налетающих протонов от 9,2 до 3,7 ГэВ. Работа выполнена на синхрофазотроне ИТЭФ, в качестве внутренних мишеней которого использовались фольги Ве, Al и Cu. Детектирование  $\bar{p}$  производилось по измерению их скорости с помощью дифференциального черенковского счетчика и времени пролета.  $\pi^-$ -мезоны подавлялись газовым пороговым счетчиком <sup>3</sup>. Опыт состоял из двух независимых частей: в первой определялось отношение выходов  $\bar{p}/\pi^-$  для всех значений энергии; во второй измерялись сечения  $E(d^3\sigma/d^3p)$  рождения  $\pi^-$ -мезонов на вышеуказанных ядрах <sup>4</sup>. Экспериментальные результаты приведены в табл. 1. Величина ошибок для интервала энергий 9,2 – 4,37 ГэВ – 15%; для энергий 4,1 и 3,9 ГэВ – 19%; для энергии 3,7 ГэВ – 37%. В величины ошибок не включена общая неопределенность в нормировке данных, оцениваемая в 20%.

Околопороговое рождение частиц на ядрах может происходить как в прямых реакциях, так и в двухступенчатых процессах с мезоном в промежуточном состоянии. Подпороговое рождение в прямых реакциях происходит либо за счет движения нуклонов в ядре, либо на многокварковых конфигурациях. Например, при энергии 3,9 ГэВ в условиях эксперимента для рождения  $\bar{p}$  необходим нуклон с внутриядерным импульсом 0,5 ГэВ/с или конфигурация с массой порядка 2,5 нуклонных масс. Двухступенчатое рождение  $\bar{p}$  в тех же условиях может происходить за счет обычного фермиевского движения. Однако вклад двухступенчатого механизма при начальных энергиях  $T_{кин} > 4,6$  ГэВ мал, что видно из экспериментальных данных. Действительно при энергиях, значительно превышающих пороговую, антипротоны рождаются, в основном, в прямых реакциях на нуклонах ядра. Если при уменьшении на-

чальной энергии вклад двухступенчатых процессов начинает доминировать, то  $A$ -зависимость сечения рождения  $\bar{p}$  должна усиливаться <sup>5</sup> (величина  $\alpha$  в параметризации  $E(d^3\sigma/d^3p) \sim A^\alpha$  увеличивается). Однако отношения сечений рождения  $\bar{p}$  на ядрах Cu и Al к сечению на ядре Be не меняются в пределах ошибок в интервале начальных энергий  $T_{кин} \geq 4,6$  ГэВ, и  $\alpha = 0,64 \pm 0,04$  при  $4,6 \text{ ГэВ} \leq T_{кин} \leq 9,2 \text{ ГэВ}$ . Близкие значения  $\alpha$  при сходных кинематических условиях получены также в работах <sup>6</sup> при  $T_{кин} = 12,9 \text{ ГэВ}$  и <sup>7</sup> при  $T_{кин} = 70 \text{ ГэВ}$ . Постоянство  $A$ -зависимости служит весомым аргументом в пользу рождения антипротонов, в основном, в прямых реакциях в указанном диапазоне энергий. При  $T_{кин} < 4,6 \text{ ГэВ}$  наблюдается рост  $\alpha$ , причем причины изменения величины  $\alpha$  в работе не выяснены. Следует иметь в виду, что поглощение рожденных антипротонов в ядрах мало <sup>8</sup> и во всяком случае не может менять ход зависимости сечения рождения  $\bar{p}$  от  $T_{кин}$  в двухступенчатых процессах. Для прямых процессов  $A$ -зависимость может быть несколько ослаблена при энергиях ниже пороговой.

Т а б л и ц а 1

Инвариантные сечения  $E(d^3\sigma/d^3p)$  [нбн (ГэВ)<sup>-2</sup> с<sup>3</sup> (ср)<sup>-1</sup>]

$T_{кин}$ ГэВ	Be	Al	Cu	$T_{кин}$ ГэВ	Be	Al	Cu
9,2	19320	47000	66960	5,5	559	1230	1965
8,7	14590	35750	50375	5,3	385	844	1330
8,2	11510	27880	40395	5,1	219	547	898
7,7	8053	19640	28750	4,9	148	292	502
7,2	4845	11700	17190	4,7	77,5	177	263
6,8	3250	8219	11480	4,5	34,2	98,5	182
6,4	2093	4919	7359	4,37	23,8	62,0	93,0
6,1	1366	3294	4623	4,1	6,0	15,1	27,4
5,9	1037	2221	3432	3,9	2,3	6,1	10,0
5,7	787	1795	2895	3,7	0,40	0,97	2,3

Учитывая вышеизложенное, опишем энергетический ход сечения, считая, что рождение антипротонов в исследованном диапазоне энергий происходит в единичном акте взаимодействия протона с внутриядерным нуклоном или многокварковой конфигурацией (кластером) в реакции  $p + (nN) \rightarrow \bar{p} + p + p + (nN)$ , где  $n = 1, 2, 3$ , причем кластер  $(nN)$  не разваливается. Сечение процесса записывается как сумма сечений рождения на нуклоне и конфигурациях:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \sum_{n=1}^3 \beta_n |T_n|^2 \int f_n(p_F) \frac{R_n(T_{кин}, p_F)}{J_n(T_{кин}, p_F)} d^3p_F \quad (1)$$

где  $\beta_n$  – вероятность обнаружить в ядре кластер с числом нуклонов  $n$  ( $\beta_1 = 1$ );  $J_n$  – потоковый фактор,  $R_n$  – трехчастичный фазовый объем,  $|T_n|$  – модуль соответствующего матричного элемента реакции. Полагалось, что  $|T_n| = \text{const}$ , поскольку вклад каждого из членов суммы доминирует в достаточно узком интервале энергий.  $p_F$  – фермиевский импульс, а  $f_n(p_F)$  – функция распределения соответствующих "частиц" в ядре. В расчетах полагалось, что нуклоны в ядре образуют вырожденный ферми-газ. Распределения по импульсам нуклонных кластеров вычислялись в предположении, что на малых расстояниях внутриядерные нуклоны могут слипаться и импульс образовавшейся конфигурации равен геометрической сумме импульсов составляющих ее нуклонов. Из выражения (1) для каждого из ядер определялись четыре величины:  $p_F$  и  $\beta_n |T_n|^2$ , наилучшим образом описывающие экспе-

риментальные данные. В рамках модели цветных трубок в <sup>9</sup> определена связь амплитуд  $T_2$  и  $T_3$  с  $T_1$ :  $|T_n|^2 \simeq n^{2/3} |T_1|^2$ . Относительные вероятности  $\beta_n$  обнаружения многокварковых конфигураций и соответствующие значения ферми-импульсов для ядер Be, Al, Cu приведены в левой части табл. 2. Значения фермиевских импульсов, указанных в таблице, для ядер Al и Cu меньше общепринятых на 20 – 30 МэВ/с, что, возможно, связано со слабым поглощением антипротонов, рождающихся при подпороговых энергиях в центральной части ядра. В правой части табл. 2 приведены величины вероятностей  $\beta_n$  в случае, когда  $p_F$  мал, а потому  $\beta_n$  есть оценки сверху.

Т а б л и ц а 2

A	Be	Al	Cu	Be	Al	Cu
$p_F$ МэВ/с	225 + 10%	190 + 11%	210 + 11%	0	0	0
$\beta_2$	0,025 + 15%	0,026 + 15%	0,027 + 15%	0,038 + 21%	0,036 + 20%	0,040 + 20%
$\beta_3$	0,0010 + 50%	0,0019 + 35%	0,0024 + 35%	0,0024 + 50%	0,0031 + 50%	0,0039 + 50%
$\chi^2/n$	1	1	1,1	2,7	1,95	2,0

Описание в рамках кластерной модели указывает на постоянство относительной примеси 6-кварков в ядрах от Be до Cu. Примесь 9-кварковых конфигураций скорее всего увеличивается с ростом A. Отметим, что оценка количества многокварковых кластеров, полученная в работе, существенно меньше оценок, вытекающих из анализа других процессов <sup>10</sup>.

Авторы благодарят А.Н.Мартемьянова, С.И.Паско и В.А.Щеголева, принимавших участие во многих этапах работы, Г.А.Лексина и Ю.А.Симонова – за полезные обсуждения.

Литература

1. Dorfan D.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1965, 14, 995.
2. Абросимов Н.К. и др. Препринт ЛИЯФ-1146, 1985.
3. Барабаш Л.Э. и др. Препринт ИТЭФ-48, 1980.
4. Барабаш Л.Э. и др. Препринт ИТЭФ-83, 1975.
5. Копелиович В.Б. ЯФ, 1985, 42, 10.
6. Yamamoto A. et. al. Preprint КЕК 81-13, 1981.
7. Varkov L. M. et al. Preprint ИФВЭ 81-107, 1981.
8. Вайсенберг А.О. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 11, 29.
9. Копелиович В.Э., Нидермайер Ф. Препринт ОИЯИ Р2-85-664, 1985.
10. Кондратюк Л.А. и др. Кн. Материалы XIX Зимней школы ЛИЯФ, 1984, с. 203.