

90-286



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A-955

P1-90-286

О РОЛИ ПЕРЕРАССЕЙНИЙ
В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ
БОЛЬШОГО ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА
В π^- A-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 38 ГэВ/с

Сотрудничество РИСК

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1990

1. Введение

Обнаружение аномального увеличения сечений рождения частиц большого поперечного импульса с ростом массового числа ядра-мишени A в протон-ядерных взаимодействиях [1-3] стимулировало дальнейшее, более детальное изучение этого эффекта. Исследовалась A -зависимость образования частиц и струй большого поперечного импульса в соударениях протонов и π^- -мезонов с ядрами [4-9]. Следует отметить, что все эксперименты были выполнены в инклюзивной или полуйнклюзивной постановке, когда детектирующая аппаратура регистрирует вторичные частицы в ограниченной области углов. Аномалия поведения этих сечений состоит в том, что при достаточно больших поперечных импульсах p_{\perp} показатель α в степенной аппроксимации сечения $\sigma \sim A^{\alpha}$ начинает превышать 1. При этом максимальный рост α наблюдается в области $0,2 < x_{\perp} < 0,7$, где $x_{\perp} = 2 * p_{\perp} / \sqrt{s}$. Среди предложенных объяснений [10-20] этого эффекта следует отметить предположение о возможности образования частицы большого поперечного импульса в процессах перерассеяний налетающей частицы или её составляющих на нуклонах ядра, на основе чего удаётся описать широкий круг экспериментальных данных в указанном выше диапазоне x_{\perp} .

Представляется, однако, что для подтверждения существования такого механизма желательно использовать также информацию о событии в целом. В этой связи нами анализировались результаты эксперимента, выполненного на магнитном спектрометре со стримерной камерой [21] (установка РИСК), где вместе с частицей большого поперечного импульса, отбираемой триггером установки, регистрировались практически все сопровождающие её заряженные частицы (4π -геометрия). Опубликованные ранее результаты анализа [22-24] говорят о значительной роли эффектов перерассеяния в событиях с рождением частицы большого поперечного импульса. Об этом свидетельствуют повышенный некомпенсированный положительный

заряд события и число вторичных протонов по сравнению с обычными неупругими взаимодействиями, а также уменьшение с ростом массового числа ядра-мишени азимутальной корреляции частиц сопровождения и частицы большого поперечного импульса.

В настоящей работе для выяснения роли механизма перерасеяний в рождении частиц большого поперечного импульса на ядрах привлекаются характеристики импульсных распределений сопровождающих частиц.

2. Постановка эксперимента и обработка

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Пучок отрицательно заряженных частиц с импульсом 38 ГэВ/с, образованных на внутренней мишени серпуховского ускорителя У-70, транспортировался магнитооптическим каналом к мишени, расположенной внутри стримерной камеры. Состав пучка — $\pi^-:K^-:\bar{p} = 98\%:1,7\%:0,3\%$. Для выделения вторичных заряженных частиц с большим поперечным импульсом использовался телескоп из трех двухкоординатных пропорциональных камер размером $(1,0 \times 0,5)$ м, соответственно, по горизонтали и вертикали. Камеры помещались над стримерной камерой и перекрывали интервал полярных углов $12^\circ < \theta < 22^\circ$ для частиц, вылетающих из мишени, что соответствует углам $85^\circ < \theta^* < 120^\circ$ в системе центра масс пион-нуклон. Порог по поперечному импульсу

варьировался от 1,0 ГэВ/с до 1,5 ГэВ/с. В диапазоне поперечных импульсов 1,0 ÷ 2,5 ГэВ/с акцептанс системы отбора составлял ~ 6%. Для анализа, проводимого в настоящей работе, использовались события, в которых поперечный импульс превышал 1 ГэВ/с. Эти условия соответствуют рождению частицы с большим поперечным импульсом ($x_\perp > 0,24$) в центральной области быстрот ($y^* \sim 0$). В качестве мишеней использовались жидкий водород (H_2 или D_2), углерод, медь и свинец. Около половины статистики было набрано в условиях, когда внутри стримерной камеры были установлены γ -конвертеры. Статистика событий, на основе которой проведен анализ, приведена в таблице 1.

Таблица 1. Статистика событий

	D	C	Cu	Pb
$p_\perp > 1,0$ ГэВ/с	4067	3932	1069	1202
$p_\perp > 1,4$ ГэВ/с	1731	1910	459	603

Детальное описание спектрометра РИСК, постановки данного эксперимента и процедуры обработки полученных данных приведено в работах [22-24]. Здесь мы остановимся более подробно на вопросах идентификации медленных вторичных частиц, поскольку информация об импульсных спектрах медленных протонов будет использоваться в дальнейшем анализе.

В интервале импульсов 0,2 ÷ 1,0 ГэВ/с плотность ионизации на следах протонов заметно превышает плотность ионизации релятивистских частиц, какими являются при таких импульсах π -мезоны. Во время просмотра фотоснимков событий визуально регистрировались следы частиц с плотностью стримеров, повышенной по сравнению со следом пучковой частицы. Однако след частицы, вылетевшей под большим углом погружения λ , на снимке имеет повышенную плотность стримеров и выглядит как след высокоионизирующей частицы. Поскольку плотность стримеров не измерялась, а оценивалась визуально,

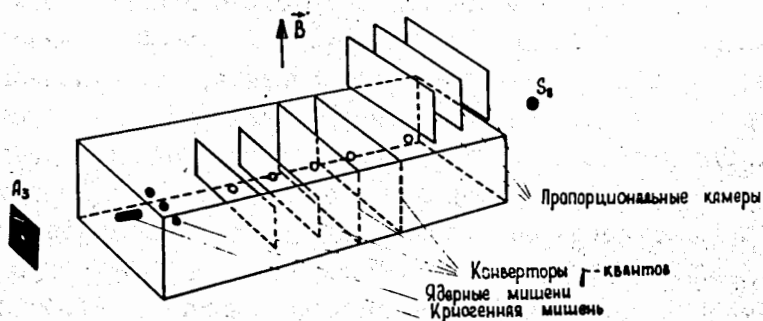


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

для определения области углов погружения, в которой такая визуальная оценка позволяет разделить протоны и π -мезоны, использовались отрицательно заряженные частицы с импульсом выше 0,2 ГэВ/с, в основном являющихся π^- -мезонами. На рис. 2 показан суммарный импульсный спектр протонов для ядер углерода и свинца, полученный после исключения области углов погружения, в которой следы отрицательно заряженных частиц имеют повышенную плотность стримеров. При построении спектра импульсы протонов поправлялись на ионизационные потери в веществе мишени, при этом протоны с импульсами, меньшими 0,2 ГэВ/с, не рассматривались, так как эта поправка превышала ~25% и имела большой разброс. Для сравнения на этом же рисунке представлены результаты эксперимента EGS [27] (неупругие взаимодействия протонов с ядрами Al и Au при энергии 360 ГэВ). Наблюдаемое хорошее согласие приведенных спектров, с одной стороны, косвенно оправдывает процедуру, использованную нами для выделения протонов, а с другой стороны, свидетельствует о том, что медленные протоны являются, в основном, продуктами развития ядерного каскада, поскольку их характеристики мало зависят от энергии и сорта

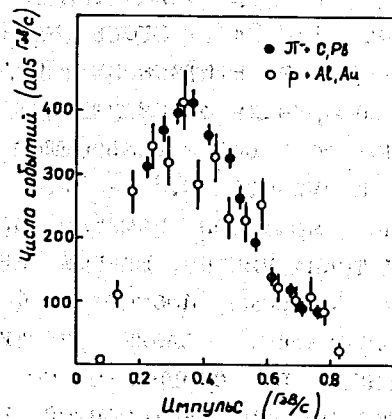


Рис. 2. Импульсный спектр протонов. ● — настоящая работа. ○ — спектр протонов, полученный в эксперименте EGS [27], нормированный в максимуме к нашим данным.

налетающей частицы, а также массового числа ядра-мишени. Так, нормированные импульсные спектры медленных протонов для ядер C, Cu и Pb в нашем эксперименте практически совпадают. Всё это согласуется также с известной гипотезой ядерного скейлинга при высоких энергиях [28].

3. Результаты

В таблице 2 приведены средние значения импульсных распределений всех положительно и отрицательно заряженных частиц, сопровождающих триггерную частицу с $p_{\perp} \geq 1,4$ ГэВ/с. С ростом атомного веса ядра-мишени средние импульсы уменьшаются, аналогичная тенденция наблюдается для средних поперечных импульсов. Такое поведение импульсных характеристик вместе с наблюдаемыми изменениями множественностей вторичных частиц по сравнению с обычными неупругими взаимодействиями [22–24] не противоречит предположению о необходимости учёта перерассеяний при описании процессов рождения частиц большого поперечного импульса.

Таблица 2

Мишень	H	D	C	Cu	Pb
$\langle p^+ \rangle$, МэВ/с	2680±40	2610±40	1830±30	1410±40	1000±20
$\langle p^- \rangle$, —"	3490±50	3290±50	2530±40	1880±60	1500±40
$\langle p_{\perp}^+ \rangle$, —"	392±4	386±4	377±3	377±5	362±4
$\langle p_{\perp}^- \rangle$, —"	385±4	376±4	358±3	336±6	305±5

Как было показано в работах [25–26], ядерные эффекты, связанные с перерассеянием при образовании пар частиц большого p_{\perp} , более чётко проявляются в A-зависимостях величины p_{out} — проекции поперечного импульса одной из частиц пары на нормаль к плоскости рождения частицы пары с большим

поперечным импульсом. В исследуемых нами событиях вместе с частицей большого поперечного импульса регистрируются практически все сопровождающие её заряженные частицы, число которых даже для водородной мишени значительно (в среднем ~8). При этом среднее значение алгебраической суммы p_{out} частиц сопровождения в событии $\langle p_{out} \rangle$ близко к нулю для всех исследованных нами ядер. Поэтому в качестве величины, которая могла бы иметь связь с ядерными эффектами при рождении частицы большого поперечного импульса, мы используем $\langle p_{out}^2 \rangle$, характеризующую абсолютное отклонение поперечного импульса частицы сопровождения от плоскости рождения триггерной частицы.

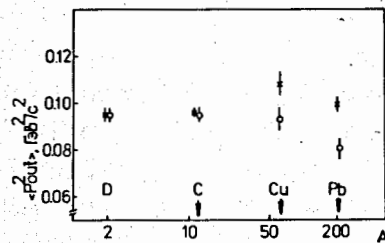


Рис.3. Зависимость $\langle p_{out}^2 \rangle$ от A для X - положительно и O - отрицательно заряженных частиц. Усреднение произведено по всем импульсам ассоциированных частиц.

На рисунке 3 приведена величина $\langle p_{out}^2 \rangle$ частиц сопровождения разных знаков заряда в зависимости от массового числа ядра-мишени. Видно, что в пределах экспериментальных ошибок $\langle p_{out}^2 \rangle$ не меняется с ростом A. Это, однако, может быть связано с тем, что при усреднении по всем частицам, сопровождающим триггерную, заметный вклад вносят частицы ядерного каскада, число которых увеличивается с ростом A. Основную долю этих частиц составляют медленные протоны, импульсы которых, как правило, не превышают 0,8 ГэВ/с (см.рис.2). Поэтому, исключив при усреднении p_{out}^2 ассоциированные частицы с импульсом меньше $P_{min}=0,8$ ГэВ/с,

можно существенно уменьшить вклад каскадных частиц. С другой стороны, такое ограничение уменьшает также примесь неидентифицированных электронов от конверсии в мишени γ -квантов, возникающих при распаде π^0 - мезонов. Для мишени из свинца такие электроны составляют в среднем ~15% всех заряженных частиц, а их средний импульс не превышает 0,75 ГэВ/с (в предположении идентичности импульсных спектров π^- - и π^0 - мезонов и асимметричной конверсии γ -кванта, когда весь импульс уносит одна из компонент электрон-позитронной пары).

В таблице 3 приведены результаты аппроксимации данных степенной функцией $\langle p_{out}^2 \rangle = a \times A^b$ при разных значениях уровня дискриминации медленных частиц, P_{min} . Для наглядности аппроксимация данных при $P_{min} = 1,2$ ГэВ/с показана также на рис. 4. Видно, что $\langle p_{out}^2 \rangle$ для положительно заряженных частиц сопровождения растёт с увеличением A заметно быстрее, чем для отрицательно заряженных частиц. Этот рост связан исключительно с многонуклонными взаимодействиями в ядре.

Можно, по-видимому, утверждать, что величина $\langle p_{out}^2 \rangle$ в значительной степени коррелирована с избытком положительного заряда в событии $Q = N_+ - N_-$ (см. табл. 4).

Для событий, в которых нет избытка положительного заряда (квазинуклонные события), в пределах статистических ошибок $\langle p_{out}^2 \rangle$ одинаково для частиц сопровождения обоих знаков заряда, не меняется с ростом A и практически не отличается от

Таблица 3. Значения параметров a и b функции $\langle p_{out}^2 \rangle = a \times A^b$ для $P_{min} > 1,4$ ГэВ/с

Порог на P_{min} , ГэВ/с	Положительно заряженные частицы		Отрицательно заряженные частицы	
	a	b	a	b
0,8	0,109±0,004	0,098±0,011	0,117±0,004	0,036±0,012
1,0	0,111±0,004	0,111±0,012	0,120±0,004	0,047±0,013
1,2	0,115±0,005	0,116±0,013	0,123±0,004	0,052±0,013

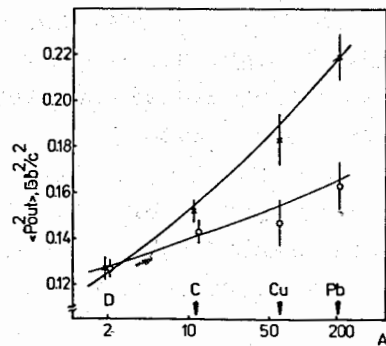


Рис.4. Зависимость $\langle p_{out}^2 \rangle$ от A для \times - положительно и \circ - отрицательно заряженных частиц. Усреднение произведено для частиц с $P_{min} > 1,2$ ГэВ/с.

Таблица 4

Мишень	$\langle p^2 \rangle, (\text{МэВ}/\text{с})^2$					
	Положительно заряженные частицы			Отрицательно заряженные частицы		
	$Q \leq 0$	$Q = 1$	$Q \geq 2$	$Q \leq 0$	$Q = 1$	$Q \geq 2$
H	124 ± 3	-	-	125 ± 3	-	-
D	123 ± 3	-	-	122 ± 3	-	-
C	131 ± 5	156 ± 7	159 ± 6	136 ± 4	138 ± 6	138 ± 5
Cu	143 ± 14	173 ± 18	194 ± 10	133 ± 10	154 ± 17	153 ± 8
Pb	137 ± 13	165 ± 18	220 ± 8	126 ± 11	165 ± 20	160 ± 8

соответствующего значения, полученного для водородной мишени (см. рис. 4). В событиях с $Q=+1$, при котором имеется достаточная статистика на ядрах C, Cu и Pb, $\langle p_{out}^2 \rangle$ в пределах ошибок не меняется с ростом A и заметно отличается от значения, найденного для квазинуклонных событий ($Q = 0, -1$) и событий с $Q > 1$.

Приведённые выше результаты качественно согласуются с картиной последовательных перерассеяний в ядре, при которых могут меняться направления векторов поперечных импульсов триггерной частицы и ассоциированных с ней частиц. Если даже, например, компонента p_{out} в начале отсутствовала, перерассеяния приведут к её возникновению за счёт поворота вектора поперечного импульса. Изменение другой компоненты, p_{in} , пропорционально косинусу угла поворота, и при малых углах поворота оно на порядок меньше изменения p_{out} . Наши данные показывают, что $\langle p_{in}^2 \rangle$ действительно слабо меняется с

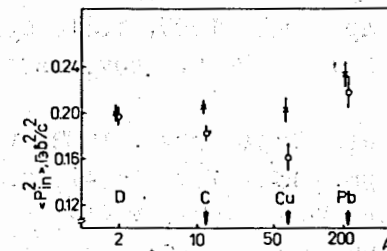


Рис.5. Зависимость $\langle p_{in}^2 \rangle$ от A для \times - положительно и \circ - отрицательно заряженных частиц. Усреднение произведено для частиц с $P_{min} > 1,2$ ГэВ/с.

ростом A (рис.5). По аналогии с многократным рассеянием частиц в веществе средние углы поворота поперечных импульсов растут с увеличением A и это, по-видимому, отражается в росте $\langle p_{out}^2 \rangle$. Поскольку ядро в целом имеет положительный заряд, при перерассеяниях рождаются избыточные положительно заряженные частицы, которые, возможно, лишь в одном из соударений коррелированы с частицей большого поперечного импульса. Этим, вероятно, и обусловлен более быстрый рост $\langle p_{out}^2 \rangle$ положительно заряженных частиц сопровождения (рис.4). Дополнительным свидетельством в пользу существования такого механизма служит корреляция этой величины с избытком положительного заряда в событиях.

В заключение авторы выражают благодарность Е.М.Левину и

М.Г.Рыскину за стимулирующие дискуссии, а также В.Т.Киму, Б.З.Копелиовичу, Г.И.Лыкасову, Н.Н.Ройнишвили и Ю.М.Шабельскому за полезные обсуждения.

Литература

1. Cronin J.W. et al. - Phys. Rev., 1975, v.D11, p.3105.
2. Kluberg L. et al. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, p.670.
3. Antreasyan D. et al. - Phys. Rev., 1979, v. D19, p.764.
4. Garbutt D.A. et al. - Phys. Lett., 1977, v.67B, p.355.
5. Абрамов В.В. и др. - ЯФ, 1980, т.31, с.660.
6. Абрамов В.В. и др. - ЯФ, 1980, т.31, с.1483.
7. Giokaris N.D. et al. - Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p.1690.
8. Frisch H.J. et al. - Phys. Rev., 1983, v.D27, p.1001.
9. Абрамов В.В. и др. - ЯФ, 1985, т.41, с.357.
10. Kuhn J.H. - Phys. Rev., 1976, v.D13, p.2948.
11. Krzywicki A. - Phys. Rev., 1976, v.D14, p.152.
12. Kanchell O.V. - Phys. Lett., 1977, v 66B, p.358.
13. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. - ЯФ, 1977, т.25, с.666.
14. Krzywicki A. et al - Phys. Jett., 1979, v.85B, p.407.
Lev M. and Petersson B. - Z.Phys.C. - Particles and Fields, 1983, v.21, p.155.
15. Змушко В.В. - ЯФ, 1980, т.32, с.246.
16. Левин Е.М. Рыскин М.Г. - ЯФ, 1981, т.33, с. 1673.
17. Bodwin G.T., Brodsky S.J. and Lepage G.P. - Phys. Rev.Lett., 1981, v.47, p.1799.
18. Николаев Н.Н. - ЭЧАЯ, 1981, т.12, с. 162.
19. Лыкасов Г.И., Шерхонов Б.Х. - Препринт ОИЯИ P2-82-665, Дубна, 1982.
20. Ефремов А.В., Ким В.Т., Лыкасов Г.И. - ЯФ, 1986, т.44, с.241.
21. Банников А.В. и др. - Препринт ОИЯИ, P1-89-119, Дубна, 1989.

22. Adam Gy. et al. - Preprint JINR E1-84-442, Dubna, 1984.
23. Barwolff et al. - Z.Phys.C - Particles and Fields, 1986, v.31, p.65.
24. Boos E.G. et al. - Preprint JINR E1-87-398, Dubna, 1987.
25. Hsiung Y.D. et al. - Phys.Rev.Lett. 1985, v.55, p.457.
26. Суляев Р.М. - Препринт ИФВЭ 88-100, Серпухов, 1988.
27. Bailly J.L. et al - Z.Phys.C. - Particles and Fields, 1987, v.35, p.301.
28. Лексин Г.А. - "XVIII Международная конференция по физике высоких энергий Тбилиси, июнь 1976 г." Дубна, 1977, с.А6-3.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1990 года.