

КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ВТОРИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ В π^- -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРИ 3,7 Гэв/с

В.Б.Гаврилов, П.В.Дежаренко, В.И.Ефременко,
Ю.М.Зайцев, Г.А.Лексин, Д.А.Бучков

Исследуются корреляции между π^- -мезонами, вылетающими назад в π^- -взаимодействиях при 3,7 Гэв/с и летящими вперед быстрыми положительными частицами. Обнаружено, что параметр корреляции R не зависит как от энергии вылетающего назад π^- -мезона, так и от импульса летящей вперед частицы.

В последнее время большой интерес уделяется изучению ядерных реакций при высоких энергиях с вылетом барионов в заднюю полусферу, а также кумулятивных¹⁾ π -мезонов [1, 4]. Подавляющее большинство данных о кумулятивных частицах получено в инклюзивном подходе, при исследовании реакций

$$a + A \rightarrow b + \dots, \quad (1)$$

где a — некоторая частица, A — ядро, b — частица, вылетающая назад в лабораторной системе. Для реакции (1) характерно явление ядерного скейлинга, т. е. асимптотическая независимость инклюзивных спектров частиц " b " от энергии и сорта налетающей частицы, а также формы спектров от атомной массы ядра мишени [2].

Существует много разных теоретических моделей для описания реакции (1). Для проверки справедливости той или иной модели и для более глубокого понимания процесса недостаточно только инклюзивных данных. Дальнейшим развитием инклюзивного подхода к множественным реакциям является измерение дваждыинклюзивных сечений, дающих информацию о корреляциях вторичных частиц.

Мы продолжили исследование реакции

$$a + A \rightarrow b + c + \dots, \quad (2)$$

где $a = \pi^-$ — мезон с импульсом 3,7 Гэв/с, A — ядра Al, Cu, Pb; b — вылетающий назад в лабораторной системе π^- -мезон в диапазоне импульсов 30 ÷ 350 Мэв. В работе [3] нами изучалась реакция (2), в которой частицей " b " был быстрый ($T_b > 50$ Мэв, T_b — кинетическая энергия) протон. c — вылетающая вперед положительная частица (p или π^+) с $P_L > 0,6$ Гэв/с, $P_T < 0,6$ Гэв/с (P_L и P_T — продольный и поперечный импульсы). Исследуемые в работе вылетающие назад π^- -мезоны

¹⁾ Под кумулятивными мы понимаем частицы, импульс которых лежит в области, кинематически запрещенной для образования таких частиц на свободном нуклоне. Любой барион, вылетающий в заднюю полусферу в лабораторной системе, является кумулятивным.

лишь частично являются кумулятивными. Однако в имеющихся экспериментальных данных [4] мы не видим заметных изменений спектра π^- -мезонов на границе области кумулятивности.

Для измерения корреляций использовались те же фотографии π^-A событий, что и в работе [3], полученные с помощью трекового искрового спектрометра ТИСС [5]. Эффективностью установки на частицу "b" — π^- -мезон налагались ограничения по кинетической энергии T_b и углу вылета ($\cos \theta = z$). В угловом интервале $-1 < z < -0,8$ обрабатывались треки π^- -мезонов с $30 < T_b < 350$ Мэв. Соответственно, в интервалах $-0,8 < z < -0,6$; $-0,6 < z < -0,4$; $-0,4 < z < -0,2$ T_b изменялась в пределах $30 \div 310$, $30 \div 250$ и $30 \div 250$ Мэв.

Сечения реакций (1) и (2) будем представлять в виде нормированных инвариантных функций

$$\rho(\mathbf{P}_b) = \frac{1}{\sigma_{aA}^{in}} E_b \frac{d\sigma}{d^3 P_b}, \quad (3)$$

$$\rho_2(\mathbf{P}_b, \mathbf{P}_c) = \frac{1}{\sigma_{aA}^{in}} E_b E_c \frac{d\sigma}{d^3 P_b d^3 P_c}. \quad (4)$$

Здесь E_b , \mathbf{P}_b , E_c и \mathbf{P}_c — соответственно, полная энергия и импульс частиц b и c , σ_{aA}^{in} — полное неупругое сечение взаимодействия частицы a с ядром A . Корреляцию представим как

$$R(\mathbf{P}_b, \mathbf{P}_c) = \frac{\rho_2(\mathbf{P}_b, \mathbf{P}_c)}{\rho(\mathbf{P}_b)\rho(\mathbf{P}_c)} - 1 \quad (5)$$

$R = 0$ при отсутствии корреляций, когда $\rho_2(\mathbf{P}_b, \mathbf{P}_c) = \rho(\mathbf{P}_b)\rho(\mathbf{P}_c)$. Интегрируя по области импульсов Ω_c частицы c :

$$\int_{\Omega_c} (R(\mathbf{P}_b, \mathbf{P}_c) + 1) \rho(\mathbf{P}_b) \rho(\mathbf{P}_c) \frac{d^3 P_c}{E_c} = \int_{\Omega_c} \rho_2(\mathbf{P}_b, \mathbf{P}_c) \frac{d^3 P_c}{E_c}.$$

Заменяя R ее средней по Ω_c величиной \bar{R} , получим:

$$\begin{aligned} (\bar{R}(\mathbf{P}_b, \Omega_c) + 1) \rho(\mathbf{P}_b) &= \frac{\int_{\Omega_c} \rho_2(\mathbf{P}_b, \mathbf{P}_c) \frac{d^3 P_c}{E_c}}{\int_{\Omega_c} \rho(\mathbf{P}_c) \frac{d^3 P_c}{E_c}} = \rho^*(\mathbf{P}_b). \end{aligned} \quad (6)$$

При отсутствии корреляций ρ^* совпадает с ρ .

Инклюзивные спектры $\rho(P_b)$ принято представлять в виде

$$\rho(P_b) = \rho(T_b) = C \exp\left(-\frac{T_b}{T_0}\right), \quad (7)$$

где T_0 — параметр наклона спектра. ρ^* , как функции кинетической энергии T_b были построены для ядер Al, Cu, Pb в четырех угловых интервалах вылетающего назад π^- -мезона. $\rho^*(T_b)$ хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\rho^*(T_b) = C \exp\left(-\frac{T_b}{T_0}\right) \quad (8)$$

$\chi^2/\nu \sim 1$ для всех спектров. С точностью $\sim 10\%$ не обнаружено зависимости параметра T_0 от атомного номера ядра мишени и угла (см. рис.1), в то время как для протонов из реакции (1) известно [2], что T_0 растет с увеличением z .

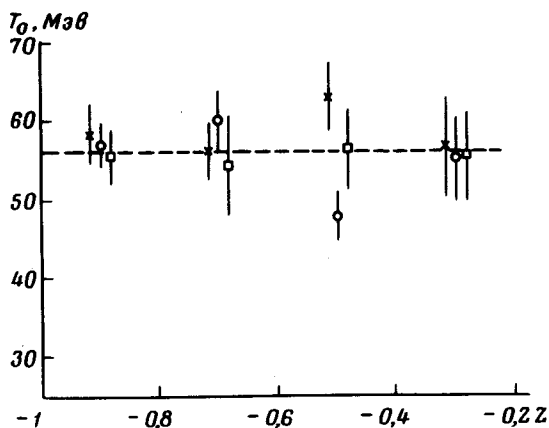


Рис. 1. Зависимость T_0 от z -косинуса угла вылета π^- -мезона: \times — Al, o — Cu, \square — Pb. Пунктирная прямая соответствует $T_0 = \bar{T}_0$.

Среднее значение $\bar{T}_0 = 56,1 \pm 1,2$ Мэв близко к параметрам наклона известных инклюзивных спектров π^- -мезонов из реакции $p + A \rightarrow \pi^+ + \dots$ (в области $T_L = 100 \div 700$ Мэв, $z = -1$) при начальном импульсе 6 Гэв/с [4]: $T_0^{Al} = 55,6 \pm 1,2$ Мэв, $T_0^{Cu} = 59,5 \pm 1,4$ Мэв. Это позволяет говорить о нечувствительности параметра наклона T_0 к присутствию быстрой частицы, летящей вперед, или, что то же, о независимости $\bar{R}(T_b, \Omega_c) \sim \rho^*(T_b)/\rho(T_b)$ от T_b . T_0 оставалось постоянным и при уменьшении области интегрирования Ω_c ($P_L < 1,3$ Гэв/с, $1,3 < P_L < 2$ Гэв/с, $P_L > 2$ Гэв/с). Точность этого утверждения $\sim 10\%$ для каждого ядра, при $-1 < z < -0,2$ и $30 < T_b < 250$ Мэв.

Мы также сравнили полученный для \bar{T}_0 результат с параметрами наклона инклюзивных спектров π^- -мезонов из реакции $p + p \rightarrow \pi^- + \dots$ ($P_{\text{лаб}} = 19,2$ Гэв/с). Известные данные об инклюзивных спектрах π^- -мезонов, вылетающих вперед [6] были пересчитаны в антилабораторную систему. В области, далекой от кинематической границы эти спектры описываются зависимостью (7) с $\chi^2/\nu \sim 1$ и дают значение параметра

$T_0 = 52,8 \pm 1,3$ Мэв для $z = -0,85$ и $T_0 = 57,8 \pm 1,0$ Мэв для $z = -0,70$.
 Инклюзивные спектры π^- -мезонов в области фрагментации для pp -взаимодействий имеют скейлинговое поведение, начиная с $P_{\text{лаб}} \sim 10$ Гэв/с. С другой стороны, имеющиеся экспериментальные данные при 6 и 8,4 Гэв/с [4] показывают слабую зависимость T_0 от начальной энергии. Поэтому можно сделать вывод о близости значений наклонов спектров исследуемых π^- -мезонов на ядрах и на водороде.

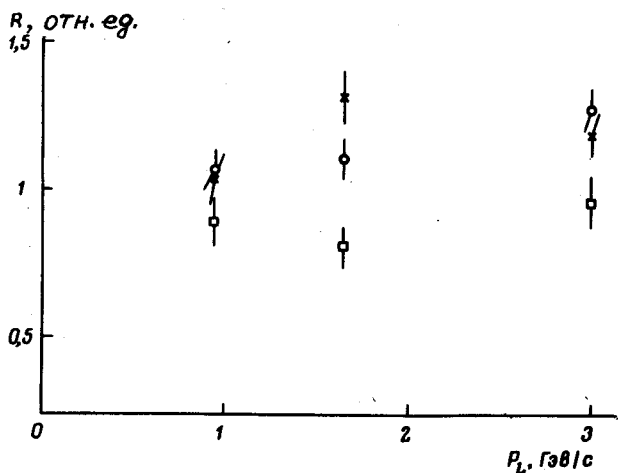


Рис. 2. Параметр корреляции \bar{R} в зависимости от продольного импульса P_L вылетающей вперед положительной частицы;
 $30 < T_b < 250$ Мэв,
 $-1 < z < -0,2$; \times — Al,
 \circ — Cu, \square — Pb

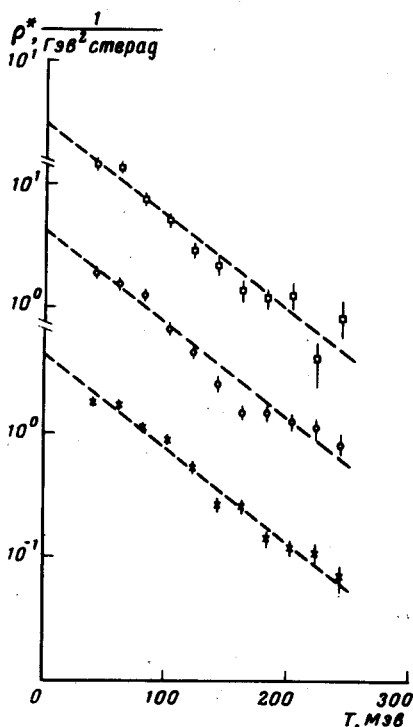


Рис. 3. Зависимость функции ρ^* от T кинетической энергии π^- -мезонов ($-1 < z < -0,2$).
 Пунктирные линии — аппроксимация данных зависимостью (8) с фиксированным значением $T_0 = \bar{T}_0$: \times — Al, \circ — Cu, \square — Pb.

Так как $\bar{R}(T_b, \Omega_c)$ не зависит от T_b , то для повышения статистической точности при изучении зависимости $R(P_c)$ можно произвести интегрирование по T_b . На рис. 2 показана зависимость \bar{R} от продоль-

ного импульса частицы с P_{cL} . Отсутствие данных об инклюзивном вылете π^- назад при начальном импульсе $3,7 \text{ Гэв/с}$ не дает возможности привести абсолютных значений \bar{R} . Для исследуемых π^- -мезонов не наблюдается зависимости \bar{R} от P_{cL} , в то время как для протонов наблюдалось уменьшение \bar{R} при увеличении P_{cL} [3].

Различия в зависимости \bar{R} от P_{cL} и в угловой зависимости T_0 свидетельствуют, по-видимому, о том, что механизмы образования исследуемых π^- -мезонов в реакции (2) и кумулятивных протонов различны.

На рис. 3 представлены спектры ρ^* , усредненные по z (в области $-1 < z < -0,2$). Как отмечено выше, параметр наклона спектра не зависит от z ; величина C из аппроксимации (8) увеличивается в $2 \div 2,5$ раза при изменении z от -1 до $-0,2$. Абсолютная величина функций ρ^* остается постоянной или несколько уменьшается с ростом атомного номера A , тогда как для протонов наблюдалась растущая зависимость $C(A)$ [3].

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
10 февраля 1978 г.

Литература

- [1] Ю.Д.Баяков и др. ЯФ, 18, 1246, 1973; Ю.Д.Баяков и др. ЯФ, 19, 1266, 1974.
- [2] G.A. Leksin. Preprint ITPP-147, Moscow, 1976; Г.А.Лексин. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, 1, А6-3, Тбилиси, 1976.
- [3] Л.С.Воробьев и др. Письма в ЖЭТФ, 26, 113, 1977.
- [4] А.М.Балдин и др. ЯФ, 20, 1201, 1974.
- [5] А.В.Арефьев и др. ПТЭ, 5, 57, 1971.
- [6] I.V. Allaby et al. Preprint CERN 70-12, Geneva, 1970.