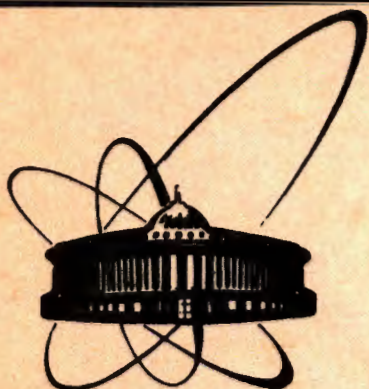


92-299



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-92-299

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНКЛЮЗИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
 K_s^0 -МЕЗОНОВ В π^+A - И K^+A -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 11,2 ГэВ

Сотрудничество ГИПЕРОН

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1992

С.А.Акименко, В.И.Белоусов, В.Н.Колосов, В.М.Кутын, Ю.М.Мельник,
А.И.Павлинов, А.С.Соловьев, В.В.Чураков, А.Е.Якутин

Институт физики высоких энергий, Серпухов, Российская Федерация

А.М.Артыков

Филиал НИИ прикладной физики ТашГУ, Самарканд, Узбекистан

С.Л.Багдасаров

Ереванский государственный университет, Республика Армения

Г.С.Бицадзе, Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов, Ю.И.Давыдов, В.П.Джелепов,
Ю.Ф.Ломакин, И.А.Минашвили, Л.А.Пермякова, Н.А.Русакевич, А.А.Семенов,
С.В.Сергеев, С.Токар, А.А.Фещенко, В.Б.Флягин, Ю.Н.Харжеев, И.Е.Чириков-Зорин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В.Глинка, Б.Ситар, П.Стрмень

Университет им. Коменского, Братислава, ЧСФР

А.Б.Йорданов, Л.Б.Литов, Р.В.Ценов

Университет им. Климента Окридского, София, Болгария

Ю.А.Кульчицкий, А.С.Курилин, М.Н.Сергеенко

Институт физики АНБ, Минск, Республика Беларусь

Й.Шпалек

Институт экспериментальной физики САН, Кошице, ЧСФР

Введение

Изучение взаимодействий адронов с ядрами представляет уникальную возможность получить недоступную в адрон-адронных взаимодействиях информацию о пространственно-временной структуре сильных взаимодействий и об эффектах цветовой прозрачности ядер [1].

Экспериментальная программа, осуществляемая на установке ГИПЕРОН [2], включает в себя исследование адрон-ядерных взаимодействий частиц с различным кварковым составом. Ранее были получены данные об A -зависимости инклюзивного образования η -мезонов в реакции $\pi^+A \rightarrow \eta X$ при энергии 10,5 ГэВ [3, 4], исследованы эксклюзивные процессы $\pi^+ \rightarrow \eta$ и $\pi^+ \rightarrow \pi^0\pi^0$ на ядрах [5]. При энергии 11,2 ГэВ [6, 7] изучены реакции

$$K^+A \rightarrow K^0X, \quad (1)$$

$$K^+A \rightarrow K^*(892)^0X, \quad (A = Be, Cu, Pb). \quad (2)$$

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования и теоретический анализ реакций

$$\pi^+A \rightarrow K_s^0X \quad (3)$$

и

$$K^+p \rightarrow K_s^0X, \quad (4)$$

($A = Be, Cu$) в кинематической области $0,4 \leq x_F \leq 1$, $p_T \leq 0,3$ ГэВ/с при энергии 11,2 ГэВ. Экспериментальные характеристики процессов (3) и (4) сопоставлены с полученными нами ранее данными для процесса (1).

Ранее реакция (3) не изучалась [8]. Для реакции (4) имеются экспериментальные данные в интервале энергий налетающих каонов от 3 [9] до 250 ГэВ [10]. При этом данные, ближайšie к нашим по энергии, получены при 8 и 16 ГэВ [11]. Измеренные сечения инклюзивного образования K_s^0 -мезонов на протоне при 11 ГэВ дополняют имеющиеся данные об инклюзивном образовании K_s^0 -мезонов на ядрах при той же энергии и могут быть использованы в совместном феноменологическом анализе этих процессов.

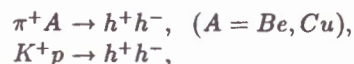
1. Постановка эксперимента и обработка данных

Установка ГИПЕРОН, состоящая из пучкового спектрометра и спектрометра вторичных частиц, расположена на 18 канале ускорителя ИФВЭ [2].

Установка содержит систему искровых и пропорциональных проволочных камер, черенковские и сцинтилляционные счетчики, годоскопы, электромагниты СП-129 и МС-12. Сбор данных осуществляется в режиме on-line с помощью ЭВМ ЕС-1010.

Пучковый спектрометр позволяет идентифицировать налетающие на мишень частицы и определять их импульсы с точностью 0,35%, а углы падения на мишень — с точностью 0,3 мрад. Импульсное разрешение спектрометра вторичных частиц составляло 1%, а погрешность в определении угла вылета вторичной частицы — 1 мрад. Триггерный сигнал вырабатывался при условии регистрации π^+ - или K^+ -мезона до мишени и двух заряженных частиц в годоскопах $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ и пропорциональной камере ПК-7. Уровень триггера был равен $(0,7 \div 0,9) \cdot 10^{-3}$ в зависимости от вещества и толщины мишени.

Через установку были пропущены потоки $1,2 \cdot 10^9$ π^+ -мезонов и $2 \cdot 10^8$ K^+ -мезонов, и зарегистрированы ~ 2 млн. триггерных событий типа



где h — любая заряженная частица.

Толщины мишеней составляли: бериллий — 50; 75 и 100 мм, медь — 14 и 28 мм, жидкий водород — 390 мм. Использование мишеней разной толщины дает возможность определять поправки на поглощение вторичных частиц в мишени.

Зарегистрированные события были обработаны по программам [12, 13]. В результате обработки были выделены события, в которых присутствуют не менее двух треков от заряженных частиц разного знака, пересекающихся в распадной зоне длиной 60 см.

Для определения дифференциальных сечений процессов (3) взвешенные на геометрическую эффективность события распределялись по интервалам фейнмановской переменной с шагом 0,1 и в каждом интервале строился спектр эффективных масс системы $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов при $p_T \leq 0,3$ ГэВ/с.

Число распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ определялось путем аппроксимации спектров эффективных масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов функцией

$$\frac{dN}{dM} = \alpha_1 G(M) + BG(M), \quad (5)$$

где $G(M) = \exp\{-(M - M_0)^2/2\sigma^2\}$, а $BG(M)$ — фоновое распределение, которое бралось или в виде линейной функции, или в виде функции

$$BG(M) = \alpha_2 (M - M_{2\pi})^{\alpha_3} \exp(-\alpha_4 M), \quad (6)$$

где α_i — параметры. В обоих случаях результаты аппроксимации в пределах погрешностей совпадали.

Спектры эффективных масс системы $\pi^+\pi^-$ -мезонов во всех интервалах описывались функцией (5) с вероятностью $P(\chi^2)$ лучше, чем 5%. На рис. 1 представлены взвешенные спектры эффективных масс $M_{\pi^+\pi^-}$ при $x_F = 0,75$ для π^+Be (рис. 1а) и при $x_F = 0,65$ для π^+Cu (рис. 1б)-взаимодействий.

Анализ спектров эффективных масс в отдельных интервалах показал, что отсутствуют заметные систематические погрешности в определении σ и M_0 для K_S^0 -мезонов как в зависимости от x_F , так и в экспозициях на разных ядрах.

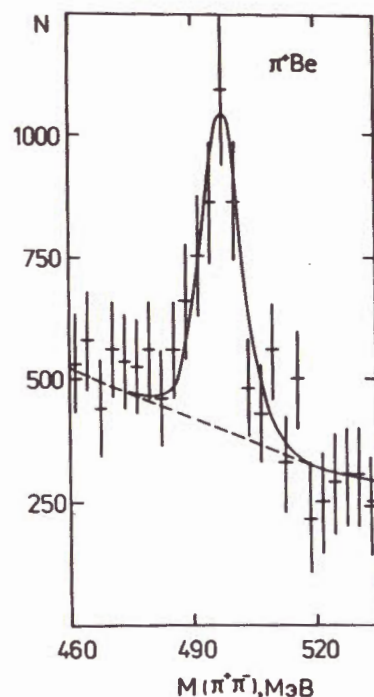


Рис. 1а.

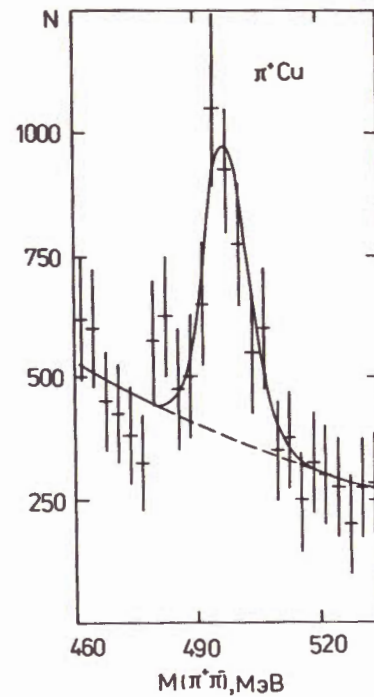


Рис. 1б.

Рис. 1. Спектры эффективных масс $(\pi^+\pi^-)$ -пар для π^+Be - (а) и π^+Cu (б)-взаимодействий:

сплошная кривая — аппроксимация функцией (5),
пунктирная кривая — фоновое распределение (6)

Измеренные значения масс K_S^0 -мезонов хорошо согласуются со среднемировым значением $(497,67 \pm 0,03)$ МэВ [14], а среднее разрешение установки по эффективной массе составляет 5 МэВ.

Дифференциальное сечение рассчитывалось по формуле

$$\frac{d\sigma}{dx_F} = \frac{N(x_F)A}{\rho N_A Br \left(\sum_i l_i J_i \epsilon_{M_i} \right) \epsilon_D \epsilon_T \Delta x_F}, \quad (7)$$

где $N(x_F)$ — взвешенное на геометрическую эффективность число K_S^0 -мезонов в заданном интервале x_F ; A, ρ — атомный вес и плотность мишени; N_A — число Авогадро; $Br = 0,68$ — для распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$; l_i — толщина мишени; J_i — поток K^+ -мезонов на i -ую толщину мишени; ϵ_{M_i} — поправка на поглощение в мишени; ϵ_D — эффективность регистрации событий трековыми детекторами установки; ϵ_T — эффективность триггера.

Поправки на поглощение в мишени ϵ_{M_i} были рассчитаны двумя методами с использованием известных сечений поглощения π^+ -мезонов на Be и Cu [15] и методом экстраполяции к нулевой толщине мишени. Оба метода дали совпадающие в пределах их погрешностей результаты. Величины поправок изменяются от 0,86 до 0,98 для различных мишеней и их толщин.

Геометрическая эффективность (аксептанс) рассчитывалась методом Монте-Карло [16]. При ее вычислении учитывались: размеры пучка частиц, расположение и размеры детекторов установки, характеристики магнитного поля, триггерные условия отбора событий, распады вторичных π^\pm -мезонов, критерии отбора событий при обработке. Величины аксептанса изменяются от 1% при $x_F = 0,45$ до 10% при $x_F = 0,95$. Эффективность регистрации событий трековыми детекторами установки (ϵ_d) и триггерная эффективность (ϵ_T) определялись так же, как и в работах [6, 7].

2. Результаты измерений

Полученные дифференциальные инвариантные сечения при $p_T \leq 0,3$ ГэВ/с

$$F(x_F) = \frac{E^*}{\pi p_{\text{макс}}^*} \frac{d\sigma}{dx_F} \quad (8)$$

для Be - и Cu - ядер представлены в таблице. Приведены статистические погрешности. Систематическую погрешность мы оцениваем в 30%. Она, в основном, связана с неопределенностью в расчете эффективности триггера и в выборе формы фона.

Таблица. Дифференциальные инвариантные сечения $F(x_F)$ реакций (3) и (4).

x_F	$\pi^+ Be$	$\pi^+ Cu$	$K^+ p$
0,45	$0,160 \pm 0,080$	$0,600 \pm 0,250$	$0,231 \pm 0,038$
0,55	$0,085 \pm 0,020$	$0,425 \pm 0,110$	$0,155 \pm 0,026$
0,65	$0,060 \pm 0,011$	$0,340 \pm 0,080$	$0,106 \pm 0,020$
0,75	$0,050 \pm 0,008$	$0,225 \pm 0,050$	$0,073 \pm 0,020$
0,85	$0,049 \pm 0,011$	$0,180 \pm 0,050$	$0,104 \pm 0,015$
0,95	$0,022 \pm 0,011$	$0,050 \pm 0,050$	$0,052 \pm 0,010$

На рис. 2 приведены инвариантные сечения $F(x_F)$ для процессов (3) и (4) при $p_T \leq 0,3$ ГэВ/с, а также ранее полученные нами данные по образованию K_s^0 -мезонов в $K^+ Be$ -, $K^+ Cu$ - и $K^+ Pb$ -взаимодействиях [6], инвариантные сечения $F(x_F)$ в интервале $0 < p_T \leq 1,2$ ГэВ/с для реакции $\pi^+ p \rightarrow K_s^0 X$ при 16 ГэВ¹⁾ и данные для реакции (4) при 16 ГэВ [11]²⁾.

Из рисунка видно, что в $\pi^+ A$ -взаимодействиях выход K_s^0 -мезонов существенно меньше, а падение $F(x_F)$ с ростом x_F больше, чем в $K^+ A$ -взаимодействиях. Количественное представление этого наблюдения получается при аппроксимации инвариантного сечения $F(x_F)$ зависимостью

$$F(x_F) = A(1 - x_F)^n. \quad (9)$$

¹⁾ Ближайшие по энергии данные (приведены для сравнения). В интервале $p_T \leq 0,3$ ГэВ/с находится около 50% сечения реакции $\pi^+ p \rightarrow K_s^0 X$.

²⁾ Мы сравниваем наши данные только с данными при 16 ГэВ, так как для этих данных имеются дваждыдифференциальные сечения.

Для $\pi^+ A$ -взаимодействий величины $n = 0,6 \pm 0,2$ и $0,9 \pm 0,3$ для Be и Cu соответственно, а для $K^+ A$ -взаимодействий — $n = 0,42 \pm 0,03$ и $0,44 \pm 0,07$ [6].

Как видно из рис. 2, для реакции (4) в интервале энергий 11–16 ГэВ не наблюдается явной энергетической зависимости инвариантного сечения $F(x_F)$: наши данные по $F(x_F)$ при 11 ГэВ совпадают в пределах погрешностей с данными при 16 ГэВ/с.

Отношения

$$R(x_F) = \frac{\frac{d\sigma}{dx_F}(K^+ A \rightarrow K_s^0 X)}{\frac{d\sigma}{dx_F}(\pi^+ A \rightarrow K_s^0 X)}, \quad (10)$$

где $A = Be, Cu$, растут от $\simeq 4$ до 10 при увеличении x_F от 0,4 до 1 (рис. 3).

Рис. 2. Инвариантные сечения $F(x_F)$ процессов инклюзивного образования K_s^0 -мезонов в $\pi^+ A$ - и $K^+ A$ -взаимодействиях

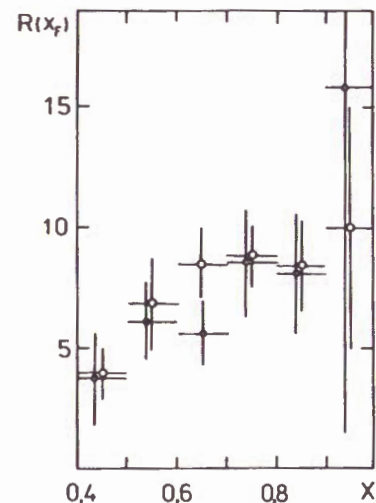
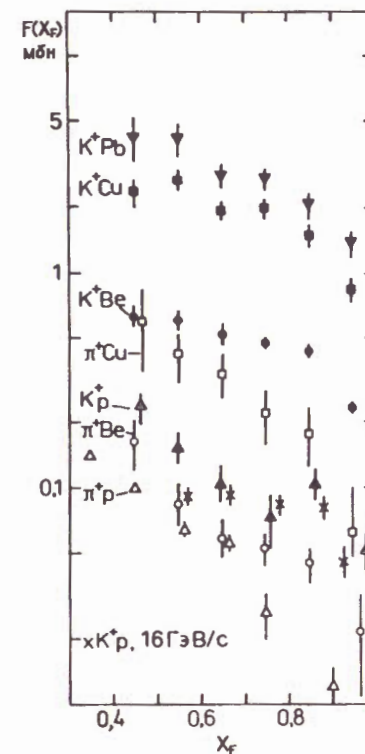


Рис. 3. Отношения $R(x_F)$ сечений K_s^0 -мезонов в K^+ - и π^+ -пучках на бериллиевой (o) и медной (•) мишенях

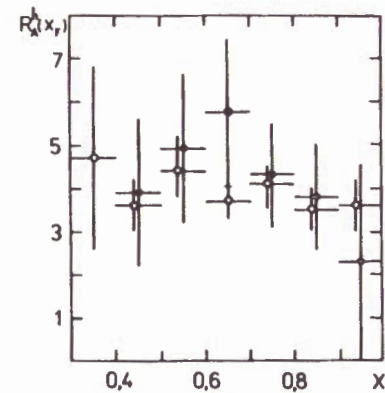


Рис. 4. Отношения $R_A^h(x_F)$ сечений K_s^0 -мезонов на медной и бериллиевой мишенях в π^+ (•) и K^+ (o) пучках

На рис. 4 приведены полученные в настоящей работе величины $R_A^{\pi^+}(x_F)$ и измеренные нами ранее [6] величины $R_A^{K^+}(x_F)$. Здесь

$$R_A^{h^+}(x_F) = \frac{\frac{d\sigma}{dx_F}(h^+Cu \rightarrow K_s^0 X)}{\frac{d\sigma}{dx_F}(h^+Be \rightarrow K_s^0 X)}, \quad (11)$$

где $h^+ = \pi^+, K^+$. Видно, что величины $R_A^{\pi^+}(x_F)$ и $R_A^{K^+}(x_F)$ совпадают в пределах погрешностей измерений и не зависят от x_F . Средние значения величин $R_A^{\pi^+}(x_F)$ $R_A^{K^+}(x_F)$ соответственно равны $4,3 \pm 0,6$ и $3,8 \pm 0,2$.

На рис. 5 представлены величины $\alpha(x_F)$ параметризации

$$\sigma_A = \sigma_0 A^\alpha, \quad (12)$$

полученные для реакции (3), а также данные по $\alpha(x_F)$, соответствующие реакциям (1) и (2) при энергии 11,2 ГэВ [6, 7] и реакциям



при энергии 100 ГэВ и $p_T = 0,3$ ГэВ/с [18]. В пределах погрешностей величины $\alpha(x_F)$ для этой совокупности данных совпадают.

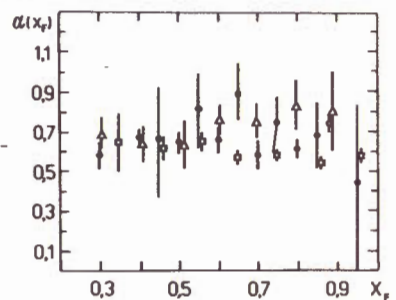


Рис. 5. Измеренные значения $\alpha(x_F)$ в π^+A (●) - и K^+A (□) - взаимодействиях и данные при 100 ГэВ: $\pi^+A \rightarrow K^+X$ (○), $\pi^+A \rightarrow K^-X$ (△)

3. Анализ экспериментальных данных

Мы сопоставили полученные экспериментальные данные с расчетами по модели кварк-глюонных струн (МКГС) [19, 20]. Ранее [21] с помощью этой модели были описаны экспериментальные данные по инклюзивному образованию K^0 -мезонов в K^+A - взаимодействиях.

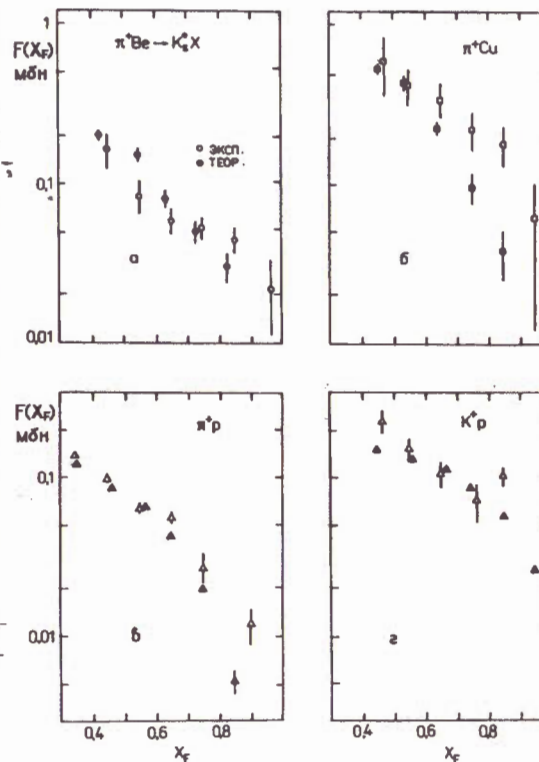
В основе модели лежит общепринятая ныне картина процесса адронизации кварков, заключающаяся в следующем. В результате взаимодействия налетающей частицы с нуклонами образуются промежуточные состояния (струны), содержащие на концах валентные кварки (дикварки). Эти струны рвутся из-за рождения из вакуума кварк-антикварковых пар и через некоторое время — время формирования, образуются адроны. Присутствие ядерной материи позволяет выявить эффекты времени формирования, а также следующее из КХД явление — эффект экранирования цвета.

На основе этой картины процесса адронизации кварков можно качественно объяснить некоторые особенности полученных экспериментальных данных. Большой выход K_s^0 -мезонов в K^+A - взаимодействиях по сравнению с π^+A - взаимодействиями, приводящий к росту отношений (10) (рис. 3), объясняется тем, что в первом случае странный антикварк находится на конце струны и образованные K_s^0 -мезоны, имеющие его в своем составе, являются адронами первого уровня и могут использовать большую энергию струны. В случае π^+A - взаимодействий необходимо образование из вакуума кварк-антикварковых пар с фактором подавления странности, в нашем случае равным 0,3, и образованные K_s^0 -мезоны будут являться адронами второго уровня, получающими меньшую энергию струны.

На рис. 6 приведены количественные расчеты по МКГС инвариантных сечений $F(x_F)$ в интервале $p_T \leq 0,3$ ГэВ/с для инклюзивного образования K_s^0 -мезонов в π^+Be -, π^+Cu -, π^+p - и K^+p - взаимодействиях. Величины $F(x_F)$, рассчитанные методом Монте-Карло, показаны со своими статистическими ошибками.

Наблюдается удовлетворительное согласие расчетов по модели с экспериментом, за исключением π^+Cu - взаимодействий, где падение теоретических инвариантных сечений $F(x_F)$ с увеличением x_F больше, чем на эксперименте.

Рис. 6. Экспериментальные значения измеренных инвариантных сечений и расчеты по модели кварк-глюонных струн



Заключение

1. Измерены дифференциальные сечения $d\sigma/dx_F$ инклюзивного образования K_s^0 - мезонов в π^+Be -, π^+Cu - и K^+p - взаимодействиях при энергии 11,2 ГэВ для кинематической области $0,4 \leq x_F \leq 1$ и $p_T \leq 0,3$ ГэВ/с.

2. Получены отношения выходов (R) K_s^0 -мезонов в K^+ - и π^+ -пучках на одинаковых ядерных мишенях. Измеренные величины R растут при увеличении x_F .

3. Определено отношение сечений выходов K_s^0 -мезонов на медной и бериллиевой мишенях в зависимости от x_F . В пределах погрешностей это отношение не зависит от x_F .

4. Полученные экспериментальные данные согласуются с расчетами по модели кварк-глюонных струн, что свидетельствует в пользу развитой в модели картины адронизации кварков.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Ю.Д. Прокошкина за поддержку эксперимента. Мы признательны С.П. Жунину, Н.П. Мошкову, М.В. Тихонову за монтаж детекторов установки и помощь при ее эксплуатации, Н.С. Амелину за помощь в расчетах по модели кварк-глюонных струн, Б.З. Копелиовичу за полезные обсуждения.

Литература

1. Копелиович Б.З. Материалы XX зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1985.
2. Антюхов В.А. и др. ПТЭ, 1985, 5, С. 35.
3. Акименко С.А. и др. ЯФ, 1986, Т. 43, С. 615.
4. Bitsadze G.S. et al. Nucl. Phys., 1987, V. B279, P. 770.
5. Акименко С.А. и др. ЯФ, 1990, Т. 51, С. 437.
6. Акименко С.А. и др. ЯФ, 1991, Т. 53, С. 429.
7. Акименко С.А. и др. ЯФ, 1990, Т. 52, С. 1397.
8. Yost G.P. et al. LBL-90, VC-34D, Berkley, 1986.
9. Blokzijl R. et al. Nucl. Phys. 1972, V. B39, P. 141.
10. Ajinenko I.V. et al. Z. Phys. C, 1990, V. 46, P. 525.
11. Ciapetti G. et al. Nucl. Phys., 1975, V. B89, P. 365.
12. Виноградов В.Б. и др. ОИЯИ, P10-90-83, Дубна, 1990.
13. Акименко С.А. и др. ИФВЭ 89-96, Серпухов, 1989.
14. Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett., B204, 1988.
15. Denisov S.P. et al. Nucl. Phys., (1973), V. B61, P. 62.
16. Виноградов В.Б. и др. ОИЯИ, P1-90-230, Дубна, 1990.
17. Bosetti P. et al. Nucl. Phys. (1975), V. B94, P. 21.
18. Barton D.S. et al. Phys. Rev., 1982, V. D26, P. 1528.
19. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. ЯФ, 1984, Т. 39, С. 1545; Т. 40, С. 211.
20. Амелин Н.С. и др. ЯФ, 1990, Т. 51, С. 512.
21. Амелин Н.С. и др. ЯФ, 1991, Т. 53, С. 1389.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июля 1992 года.

Акименко С.А. и др.

P1-92-299

Исследование инклюзивного образования K_S^0 -мезонов
в π^+A - и K^+A -взаимодействиях при 11,2 ГэВ

Представлены результаты экспериментального исследования и теоретический анализ в рамках модели кварк-глюонных струн (МКГС) процессов инклюзивного образования K_S^0 -мезонов в π^+A ($A = \text{Be, Cu}$)- и K^+A ($A = \text{p}$)-взаимодействиях при энергии 11,2 ГэВ на установке ГИПЕРОН в ИФВЭ. Для этих процессов измерены инвариантные сечения $F(x_F)$ и A -зависимости в области фрагментации налетающей частицы $0,4 \leq x_F \leq 1$ и $p_T \leq 0,3$ ГэВ/с. Результаты измерений сопоставляются с полученными нами ранее данными по K^+A ($A = \text{Be, Cu, Pb}$)-взаимодействиям.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Akimenko S.A. et al.

P1-92-299

Study of Inclusive K_S^0 -Meson Production in π^+A - and
 K^+A -Interactions at 11.2 GeV

The results of experimental study and theoretical analysis within the framework of the Quark-Gluon String Model of inclusive K_S^0 -meson production in π^+A ($A = \text{Be, Cu}$)- and K^+A ($A = \text{p}$)-interactions at 11.2 GeV are presented. The data were obtained with the HYPERON spectrometer at Serpukhov accelerator. For these processes the invariant cross section $F(x_F)$ and A -dependences in the fragmentation region of incident particle are measured. The results are compared with our previously measured K^+A ($A = \text{Be, Cu, Pb}$)-interactions data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992