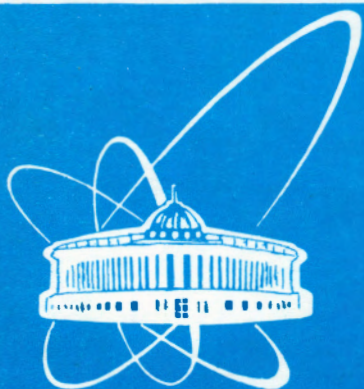


94-289



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-94-289

Х.У.Абраамян, В.М.Изьюров, М.А.Кожин, Г.Л.Мелкумов,
М.Н.Хачатурян, С.А.Чатрчян, А.Г.Худавердян*

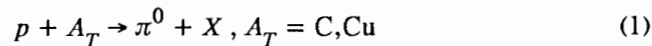
ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ π^0 -МЕЗОНОВ
В pC - И pCu -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 ГэВ/с

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Ереванский государственный университет

1994

В настоящей работе представлены результаты измерения инклюзивного сечения образования π^0 -мезонов в реакциях



при импульсе 4,5 ГэВ/с. Как уже отмечалось в наших публикациях [1], цикл исследований, который проводится на 90-канальном черенковском масс-спектрометре Лаборатории высоких энергий ОИЯИ [2] включает облучение ядерных мишеней пучками релятивистских протонов и ядер. Целью этих исследований является получение новой информации, необходимой для выяснения механизма образования пионов вблизи и за кинематической границей для нуклон-нуклонных столкновений [3].

Эксперимент проводился на пучке протонов с импульсом 4,5 ГэВ/с ($\Delta P/P = \pm 2\%$) и интенсивностью $(1 \pm 3) \cdot 10^5$ част./цикл. Экспериментальная аппаратура позволяла измерять как энергии, так и направления вылета γ -квантов, образующихся в реакции (1). Толщина углеродной мишени по пучку составляла $12,6 \text{ г/см}^2$ (0,3 рад.ед.), толщина медной мишени — $5,4 \text{ г/см}^2$ (0,4 рад.ед.). События типа $n\gamma$, где $n = 2, 3, \dots$, генерируемые в мишени, регистрировались черенковским γ -спектрометром, содержащим 90 детекторов из свинцового стекла. Детекторы γ -спектрометра работают независимо и собраны в матрицу 7×13 размерами 140×215 см. Основные характеристики спектрометра приведены в работах [1]. Подробное описание установки содержится в [2].

В эксперименте расстояние от центра мишени до γ -спектрометров по пучку составляло 340 см для углеродной мишени и 520 см — для мишени из меди. Впереди спектрометров по пучку располагаются две плоскости гдоскопических сцинтилляционных счетчиков, ориентированных по вертикали и горизонтали с общим числом элементов, равным 40. Мониторинг пучка осуществляется системой сцинтилляционных счетчиков размером 5×5 см. Детекторы γ -спектрометра разделены на 14 групп по 6 или 7 модулей в каждой группе. Сигналы в группе линейно суммируются и поступают на входы дискриминаторов. Пороги дискриминаторов в эксперименте были установлены на уровне 1 ГэВ. В течение эксперимента через углеродную и медную мишени было пропущено соответственно $1,03 \cdot 10^9$ и $3,2 \cdot 10^9$ протонов. На магнитные ленты записано 122 тысячи триггеров.

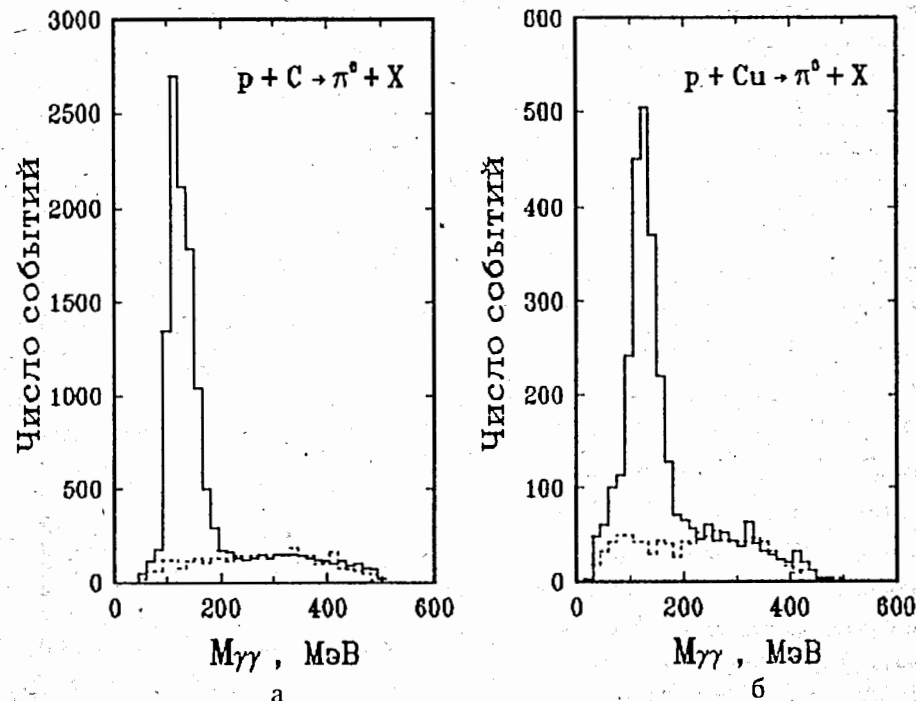


Рис.1. Распределение по эффективной массе попарно скомбинированных γ -квантов в реакции $p + C \rightarrow \pi^0 + X$ (а) и $p + Cu \rightarrow \pi^0 + X$ (б). Пунктирная гистограмма — фоновая, полученная моделированием по методу Монте-Карло

Первичная информация обрабатывалась по программе геометрической реконструкции событий [4]. На ленту суммарных результатов (DST) было записано 29124 события, удовлетворяющих следующим критериям:

1. $N_\gamma \geq 2$;
2. $E_\gamma \geq 500 \text{ МэВ}$;
3. $k_{\perp\gamma} \geq 120 \text{ МэВ}$;

где N_γ — число γ -квантов в событии; E_γ и $k_{\perp\gamma}$ — энергия и поперечный импульс γ -кванта соответственно.

Распределение по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ попарно скомбинированных γ -квантов с энергией $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} \geq 2 \text{ ГэВ}$ и поперечным импульсом $P_{(\gamma\gamma)\perp} \geq 70 \text{ МэВ}$ представлено на рис.1. Пунктирные гистограммы на рис.1 получены моделированием методом Монте-Карло [1] и представляют фон.

Рис.2. Дифференциальные сечения реакций $p+C \rightarrow \pi^0+X$ и $p+Cu \rightarrow \pi^0+X$ в зависимости от квадрата поперечного импульса. Результаты аппроксимации этих данных экспоненциальной функцией представлены в таблице

Доля фоновых событий в интервале масс $90 \leq M_{\gamma\gamma} \leq 180$ МэВ составляет около 7% для реакции $pC \rightarrow \pi^0 X$ (рис.1а) и $\approx 12\%$ для реакции $pCu \rightarrow \pi^0 X$ (рис.1б). Моделирование реакций $pC \rightarrow \pi^0 X$ и $pCu \rightarrow \pi^0 X$ производилось на основе данных по множественному рождению π^0 -мезонов, полученных в экспериментах на 2-метровой пропановой камере ЛВЭ [5]. Розыгрыш событий производился способом, предложенным в работе [6].

Для моделированных событий проверялось попадание γ -квантов в установку, разыгрывалось энерговыделение в модулях γ -спектрометра и требовалось выполнение условий триггера. Для вычисления энерговыделений в ячейках γ -спектрометра использовался пакет программ EMCASR [7], с помощью которого моделировались электрон-фотонные ливни. События записывались на DST для последующей обработки с помощью программ геометрической и энергетической реконструкции событий. Величины инклюзивных сечений образования нейтральных пионов были вычислены для углов $\theta_{\pi^0} \leq 16^\circ$ (л.с.к.) и энергий $E_{\pi^0} \geq 2$ ГэВ. На рис.2 представлены экспериментальные распределения π^0 -мезонов в реакциях $pC \rightarrow \pi^0 X$ и $pCu \rightarrow \pi^0 X$ в зависимости от P_{\perp}^2 , интегрированные в указанной выше области углов и энергий. Приведенные на рис.2 ошибки являются статистическими. Точность абсолютной нормировки величин сечения сос-

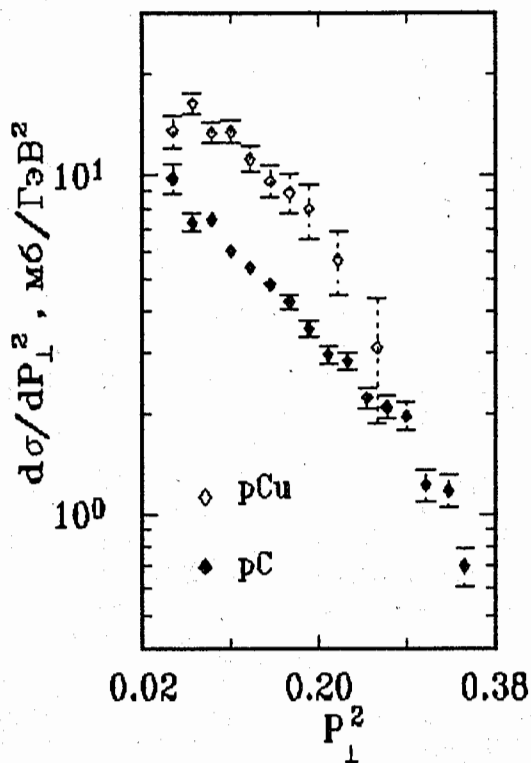
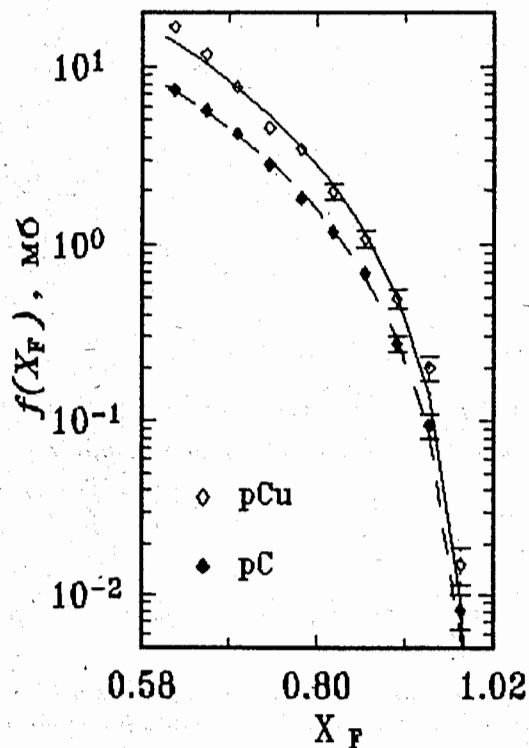


Таблица. Значения параметров A_1 и B_1 в параметризации (2)

Реакция	$pC \rightarrow \pi^0 X$	$pCu \rightarrow \pi^0 X$	$pC \rightarrow \pi^0 X$
Область P_{\perp}^2 , (ГэВ/с)²	$0,07 \pm 0,27$	$0,07 \pm 0,26$	$0,27 \pm 0,35$
A_1 , мб/(ГэВ/с)²	$12,90 \pm 0,60$	$26,20 \pm 2,50$	$71,00 \pm 33,00$
B_1 , (ГэВ/с)⁻²	$6,76 \pm 0,28$	$6,72 \pm 0,80$	$12,90 \pm 1,50$
$\chi^2/ст.св.$	8,0/9	3,8/7	5,4/3

тавляет около 20%. Параметризация экспериментальных данных производилась с помощью экспоненциальной функции

$$d\sigma/dP_{\perp}^2 = A_1 \exp(-B_1 P_{\perp}^2). \quad (2)$$



Значения параметров A_1 и B_1 для реакций $pC \rightarrow \pi^0 X$ и $pCu \rightarrow \pi^0 X$ представлены в таблице.

На рис.3 представлены инвариантные интегральные сечения реакций $pC \rightarrow \pi^0 X$ и $pCu \rightarrow \pi^0 X$ в зависимости от X_F ($X_F = P_{\parallel}^*/P_{\max}^*$ — переменная Фейнмана):

Рис.3. Зависимость инвариантного интегрального сечения f — отношение (3) — от переменной X_F . Кривые — аппроксимация функцией $f(X_F) = C(1-X_F)^a$, где $C = (77,2 \pm 4,6)$ мб, $a = 2,43 \pm 0,05$ (реакция $p+C \rightarrow \pi^0+X$) и $C = (149 \pm 16)$ мб, $a = 2,47 \pm 0,07$ (реакция $p+Cu \rightarrow \pi^0+X$)

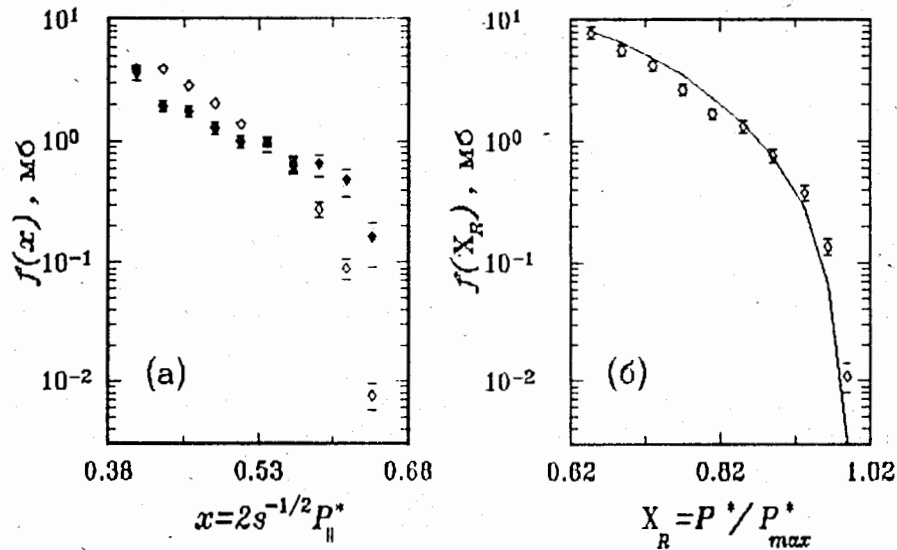


Рис.4. Сравнение результатов настоящего эксперимента (\diamond) с феноменологическим выражением (4), предложенным в работе [8] (а) и с полуэмпирической формулой (5), взятой из [9] (б)

$$f(X_F) \equiv \pi \int E \frac{d^3\sigma}{d^3p} dP_{\perp}^2 = \frac{E^*}{P_{\max}^*} \cdot \frac{d\sigma}{dX_F}, \quad (3)$$

где E^* и P_{\max}^* — энергия и максимальный импульс π^0 -мезона в с.ц.и. pp -системы.

На рис.4а экспериментальные величины $f(x) = \frac{E^*}{\sqrt{s}/2} \cdot \frac{d\sigma}{dx}$, где $x = 2P_{||}^*/\sqrt{s}$, полученные в реакции $pC \rightarrow \pi^0 X$, сравниваются с результатами расчета по феноменологической формуле для NN -столкновений [8]:

$$Ed^3\sigma/dp^3 = a \cdot (1-x)^b \times [P_{\perp}^2 \cdot \exp(-1,3P_{\perp}^2)/(P_{\perp}^2+1)^4 + ds^{f(1-x)} \cdot \exp(-hP_{\perp}^2)/(x+1)^g]. \quad (4)$$

В расчетах были использованы коэффициенты, приведенные в работе [8]: $a = 38$ мб/ГэВ²; $b = 4$; $d = 0,9$; $f = 0,09$; $g = 0,2$; $h = 11$. Для учета зависимости сечения от массы ядра-мишени (в нашем случае ядра углеро-

да) расчетные данные умножались на $A_T^{n(x)}$, где $A_T = 12$, а для $n(x)$ взяты экспериментальные значения, полученные в настоящей работе (см. ниже).

На рис.4б экспериментальные сечения $f(X_R)$, где $X_R = P^*/P_{\max}^*$ для реакции $pCu \rightarrow \pi^0 X$ сравниваются с результатами расчета по полуэмпирической формуле [9]:

$$\frac{d^2N}{dPd\Omega} = C_1 \frac{P^2}{E} (1-X_R)^{C_2} [1 - \exp(-\frac{s \cdot P^2}{C_3} - \frac{P_{\perp}^2}{C_4})] \cdot \exp(-\frac{P^*}{C_5 \sqrt{s}}) \cdot \varphi(P_{\perp}^2), \quad (5)$$

где $\varphi(P_{\perp}^2) = (1-C_6) \cdot \exp(-C_7 \cdot P_{\perp}^2) + C_6 \cdot \exp(-C_8 \cdot P_{\perp}^2)$.

Коэффициенты $C_2 + C_8$ имеют следующие значения и взяты из работы [9]: $C_2 = 1,89$; $C_3 = 1,8$; $C_4 = 0,006$; $C_5 = 0,140$; $C_6 = 0,35$; $C_7 = 11,2$; $C_8 = 2,65$. Коэффициент C_1 вычисляется из условия нормировки с учетом статистических весов экспериментальных точек:

$$C_1 = \left(\sum_i \frac{f_{\text{экс.}}(X_R)}{f_{\text{расч.}}(X_R)} \cdot \omega_i \right) / \left(\sum_i \omega_i \right);$$

$$\omega_i = \left[f_{\text{экс.}}(X_R) / \Delta f_{\text{экс.}}(X_R) \right]^2. \quad (6)$$

Формула (4) получена на основе экспериментальных данных для налетающих протонов с импульсом выше 6 ГэВ/с. Формула (5) описывает инклюзивное рождение π^+ -мезонов с $P \geq 0,15$ ГэВ/с в реакции $pCu \rightarrow \pi^+ X$, когда импульс налетающего протона больше 3 ГэВ/с.

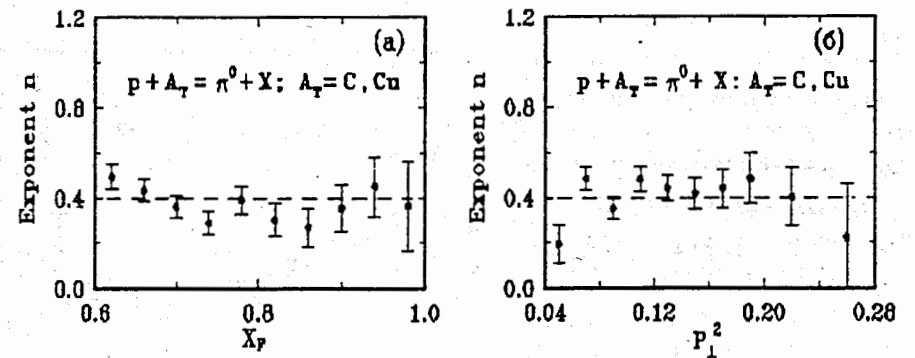


Рис.5. Зависимость степени n в параметризации $Ed\sigma/d\vec{p} \sim A_T^n$ от переменных X_F и P_{\perp}^2 для реакций $p+A_T \rightarrow \pi^0 + X$; $A_T = C, Cu$. Пунктирные линии — предсказание модели кварк-партонной рекомбинации [12] — формула (7)

Из рис.4а видно, что функция $f(x)$ при импульсе налетающих протонов $P = 4,5$ ГэВ/с плохо согласуется с масштабно-инвариантным поведением по переменной светового фронта $x = 2P_{\parallel}^*/\sqrt{s}$. Результаты расчета по переменной $X_R = P^*/P_{\max}^*$ (см.рис.4б) довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными — в соответствии с утверждением о «раннем» скейлинге по переменной X_R [10].

Зависимость инвариантных сечений от атомного веса мишени представлена в виде отношения $\sigma_{A_2}/\sigma_{A_1} = (A_2/A_1)^n$.

Рис.5а и 5б иллюстрируют зависимость параметра n от квадрата поперечного импульса пиона P_{\perp}^2 и переменной X_F . Согласно предсказаниям партонной модели [11,12] при больших значениях X_F и малых P_{\perp} параметр n не зависит от X_F и P_{\perp} . Согласно этим моделям налетающий адрон фрагментирует, когда один из составляющих кварков сталкивается с мишенью. Спектаторный кварк, не участвующий во взаимодействии и, таким образом, сохраняющий первоначальную долю импульса может фрагментировать или претерпеть рекомбинацию с медленным кварком из моря и образовать фрагмент с большим X_F и малым P_{\perp} . Следовательно, распределение пионов будет определяться распределением партонов в налетающем протоне и не зависеть от свойств ядра-мишени. Таким образом, в предположении, что рекомбинация не зависит от импульса кварка, можно произвести количественную оценку параметра n по формуле

$$\left(A_2/A_1\right)^{n(X_F, P_{\perp})} = \left(\sigma_{NA_2} - \sigma_{qA_2}\right) / \left(\sigma_{NA_1} - \sigma_{qA_1}\right), \quad (7)$$

где σ_{jT} — полное эффективное сечение взаимодействия частицы j -нуклона (N) или кварка (q), рекомбинирующего в конечный π^0 -мезон [12]. Из этого уравнения для параметра n получается величина $n \approx 0,4$

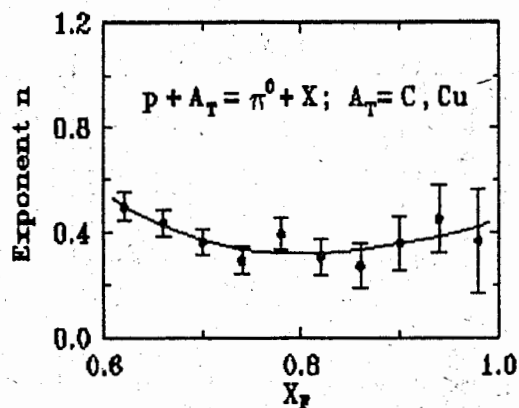


Рис.6. Зависимость степени n от X_F . Кривая — аппроксимация полиномом третьей степени

(рис.5) с разбросом в пределах $\pm 0,06$ в зависимости от выбора функции плотности ядер [13].

Для проверки этих предсказаний экспериментальные данные аппроксимировались линейной функцией. Для параметров наклона в зависимостях показателя n от X_F и от P_{\perp}^2 получены соответственно значения $\approx 0,8 \cdot 10^{-2}$ и $0,29 \pm 0,30$.

Среднее значение n равно $0,40 \pm 0,02$.

Как видно из приведенных данных, модель партонной рекомбинации воссоздает как абсолютное значение n , так и его поведение: наблюдаемые изменения n с изменением X_F и P_{\perp} не превышают величину статистических ошибок. Тем не менее, следует отметить, что, как видно из рис.6, зависимость $n(X_F)$, возможно, имеет различный характер в областях $X_F \leq 0,8$ и $X_F \geq 0,8$. Это может быть объяснено в рамках партонной рекомбинации:

- а) взаимодействием кварка в ядре, предшествующем процессу рекомбинации (излучением вперед жесткого глюона);
- б) влиянием ферми-движения в ядре, которое приводит к изменению масштаба импульсов (величины P_{\max}^*).

Авторы выражают благодарность академику А.М.Балдину за поддержку и внимание; В.В.Архипову, С.Г.Резникову, С.Н.Пляшкевичу, В.И.Прохорову и А.И.Широкову за помощь в измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамян Х.У. и др. — ОИЯИ, P1-88-334, Дубна, 1988; в сб.: Труды IX Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-88-652, Дубна, 1988, т.1, с.308; ОИЯИ, P1-89-240, Дубна, 1989; ЯФ, 1990, т.51, с.150; Сообщ. ОИЯИ, №7[46]-90, Дубна, 1990; ЯФ, 1991, т.53, с.472; JINR, E1-92-307, Dubna, 1992; Phys.Lett., 1994, vol.323B, p.1.
2. Astvatsaturov R.G. et al. — Nucl.Instrum.Methods, 1979, vol.163, p.343.
3. Baldin A.M. — Part. and Nucl., 1977, vol.8, p.429; Балдин А.М. — ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971.
4. Говорун Н.Н. и др. — В сб.: Труды совещания по программированию и математическим методам решения физических задач. ОИЯИ, Д10-7707, Дубна, 1973, с.453.
5. Agakishiev G.N. et al. — JINR, E1-84-321, Dubna, 1984; Гулканян Г.Р. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.826.

6. Калиновский А.Н. и др. — Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. Stanev T., Vankov Ch. — Comput. Phys. Commun., 1979, vol. 16, p. 363.
8. Барашенков В.С., Славин Н.В. — ЭЧАЯ, 1984, т. 15, с. 967.
9. Кимель Л.Р., Мохов Н.В. — Известия ВУЗов, серия Физика, 10—74, с. 17.
10. Landau R.H. — Phys. Rev., 1978, 17C, p. 2144.
11. Baldin A.M. — Proc. Intern. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems. Dresden, 1980, vol. 2, p. 1.
12. Berlag G., Dar A. — Phys. Lett., 1981, vol. 102B, p. 385.
13. De Vries H. et al. — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1987, vol. 36, p. 495.

Абраамян Х.У. и др.

P1-94-289

Инклюзивное образование π^0 -мезонов
в pC - и pCu -взаимодействиях при импульсе 4,5 ГэВ/с

Измерены сечения инклюзивного образования π^0 -мезонов в реакциях $p + C \rightarrow \pi^0 + X$ и $p + Cu \rightarrow \pi^0 + X$ при импульсе 4,5 ГэВ/с в зависимости от $X_F = P_{\parallel}^*/P_{\max}^*$ и P_{\perp}^2 .

Для отношения сечений генерации π^0 -мезонов на ядрах углерода и меди для интервалов $0,62 \leq X_F \leq 0,98$ и $0,05 \leq P_{\perp}^2 \leq 0,26$ (ГэВ/с)² получено значение, равное $Ed^3\sigma/d^3p \sim A_{C,Cu}^n$, где $n = 0,40 \pm 0,02$. Результаты эксперимента согласуются с моделью партонной рекомбинации.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Перевод авторов

Abraamyan Kh.U. et al.

P1-94-289

Inclusive π^0 Production in pC and pCu Interactions at 4,5 GeV/c

Distributions for transverse momentum P_{\perp} and Feynman variable X_F of inclusive neutral pions are measured with a lead glass calorimeter in $p + C \rightarrow \pi^0 + X$ and $p + Cu \rightarrow \pi^0 + X$ reactions at 4,5 GeV/c. The target-mass dependence for π^0 production in regions $0,62 \leq X_F \leq 0,98$ and $0,05 \leq P_{\perp}^2 \leq 0,26$ (GeV/c)² is presented.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1994