

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-493

P1-96-493

Х.У.Абраамян, А.С.Галоян, В.М.Изьюров, М.А.Кожин,  
Г.Л.Мелкумов, А.П.Сапожников, М.Н.Хачатурян,  
А.Г.Худавердян<sup>1</sup>

ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ  $\pi^0$ -МЕЗОНОВ  
В СС- И СС<sub>u</sub>-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 ГэВ/с НА НУКЛОН

Направлено в журнал «Ядерная физика»

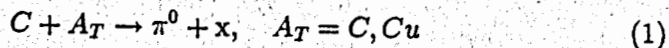
---

<sup>1</sup>Ереванский государственный университет

1996

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты измерения инклюзивного сечения образования  $\pi^0$ -мезонов в реакциях



при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон. Как отмечалось в [1,2], целью этих исследований, которые проводятся на 90-канальном черенковском масс-спектрометре Лаборатории высоких энергий ОИЯИ [3], является выяснение механизма образования пионов вблизи и за кинематической границей для нуклон-нуклонных столкновений [4].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился на пучке ядер углерода с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон ( $\Delta p/p = \pm 2\%$ ) и интенсивностью до 100 тыс. частиц/цикл. Экспериментальная аппаратура позволяла измерять как энергии, так и направления вылета  $\gamma$ -квантов, образующихся в результате распада  $\pi^0$ -мезонов. Схематический чертёж экспериментальной аппаратуры приведен на рис.1.

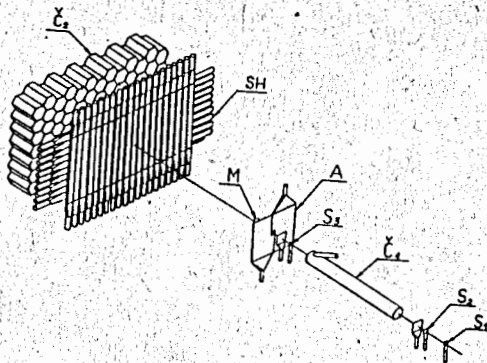


Рис.1. Схематический чертёж экспериментальной аппаратуры:  $S_i$  – сцинтилляционные счетчики,  $C_1$  – пороговый газовый счетчик,  $A$  – сцинтилляционный счетчик, работающий в режиме антисовпадений,  $M$  – мишень,  $SH$  – годоскопические сцинтилляционные счетчики,  $C_2$  –  $\gamma$ -спектрометры из свинцового стекла.

Толщина углеродной мишени по пучку составляла 12,6 г/см<sup>2</sup> (0,3 рад.ед.), толщина медной мишени – 5,4 г/см<sup>2</sup> (0,4 рад.ед.). События типа  $n\gamma$ , где  $n=2,3,\dots$ , генерируемые в мишени, регистрировались черенковским  $\gamma$ -спектрометром, содержащим 90 детекторов из свинцового стекла. Детекторы  $\gamma$ -спектрометра работают независимо и собраны в матрицу  $7 \times 13$  размерами 140  $\times$  215 см<sup>2</sup>. Характеристики спектрометра приведены в [1].

В эксперименте расстояние от центра мишени до  $\gamma$ -спектрометра по пучку составляло 340 см для углеродной мишени и 520 см для мишени из меди. В указанной геометрии диапазоны углов вылета  $\pi^0$ -мезонов, регистрируемых установкой, в лабораторной системе координат равны соответственно  $\pm 16^\circ$  и  $\pm 10^\circ$ .

Регистрация заряженных частиц производилась с помощью годоскопа сцинтилляционных счетчиков, состоящего из 40 счетчиков размерами 2  $\times$  10  $\times$  100 см<sup>3</sup>. Сцинтилляционные счетчики располагались перед  $\gamma$ -спектрометром и позволяли регистрировать заряженные частицы с эффективностью около 99%. Детекторы  $\gamma$ -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 1,5 ГэВ. Запуск установки производился при совпадении сигналов пучковых сцинтилляционных счетчиков, гало-счетчиков (в антисовпадении), двух и более групп детекторов  $\gamma$ -спектрометра при условии, что суммарное энерговыделение в этих группах превышает 3 ГэВ. Средняя скорость набора 15 событий в цикле при длине события 132 16-разрядных слова. В течение эксперимента через углеродную и медную мишени было пропущено соответственно  $0,33 \cdot 10^9$  и  $1,14 \cdot 10^9$  ядер углерода. На магнитные ленты записано 200 тысяч триггеров для углеродной мишени и 335 тысяч для мишени из меди.

## 3. ОТБОР СОБЫТИЙ

$\pi^0$ -мезоны регистрировались по распадам на два  $\gamma$ -кванта и отбирались из пика в распределении по инвариантной массе (см.рис.2) В электромагнитном калориметре фотоны распознавались как кластеры (область смежных модулей в  $\gamma$ -спектрометре с сигналом, превышающим порог регистрации). Энергия фотона вычислялась по энерговыделению в модулях кластера с учетом потерь, зависящих от места попадания  $\gamma$ -кванта. В предположении, что фотоны генерируются в мишени, направление вылета  $\gamma$ -кванта определялось в зависимости от геометрии кластера с учетом энерговыделения в модулях.

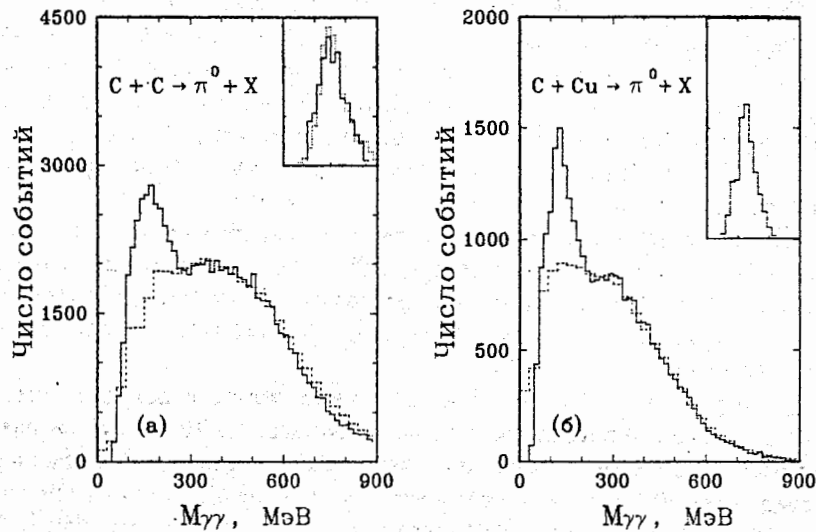


Рис.2. Распределения по эффективной массе попарно скомбинированных  $\gamma$ -квантов в реакциях  $C + C \rightarrow \pi^0 + x$  (а) и  $C + Cu \rightarrow \pi^0 + x$  (б). Вставки иллюстрируют распределения  $\gamma\gamma$ -событий по эффективной массе, полученные из соответствующих гистограмм после вычета фоновых событий. Точечная гистограмма во вставке рис.2а – события  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , полученные методом Монте-Карло с учетом реальных условий работы экспериментальной аппаратуры и критериев обработки.

Первичная информация обрабатывалась по программе геометрической и энергетической реконструкции событий [5]. На ленту суммарных результатов (DST) было записано 119 тысяч событий, удовлетворяющих следующим критериям:

- 1)  $N_\gamma \geq 2$ ,
- 2)  $E_\gamma \geq 500$  МэВ,
- 3)  $k_{\gamma\perp} \geq 180$  МэВ для реакции  $C + C$ ,  
 $k_{\gamma\perp} \geq 150$  МэВ для реакции  $C + Cu$ ,

где  $N_\gamma$  – число  $\gamma$ -квантов в событии;  $E_\gamma$  и  $k_{\gamma\perp}$  – энергия и поперечный импульс  $\gamma$ -кванта.

#### 4. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ $\pi^0$ -МЕЗОНОВ

Распределение по эффективной массе  $M_{\gamma\gamma}$  попарно скомбинированных  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \geq 2$  ГэВ и поперечным импульсом

$p_{(\gamma\gamma)\perp} \geq 150$  МэВ представлено на рис.2. Штриховыми гистограммами на рис.2 представлены распределения по эффективной массе комбинаций из двух  $\gamma$ -квантов, отобранных случайной выборкой из разных событий. Эти спектры были использованы для оценки фона. В распределении пар случайно отобранных  $\gamma$ -квантов по углу разлета между  $\gamma$ -квантами наблюдается избыток пар с малыми углами разлета. Влияние таких пар на распределение по эффективной массе существенно в интервале  $M_{\gamma\gamma} \lesssim 100$  МэВ. Этот интервал масс при обработке исключался.

Расчет эффективности регистрации и отбора  $\pi^0$ -мезонов осуществлялся моделированием по методу Монте-Карло (подробнее см. [1]). Величины инклюзивных сечений образования нейтральных пионов вычислялись для углов  $\theta_{\pi^0} \leq 16^\circ$  (л.с.) и энергий  $E_{\pi^0} \geq 2$  ГэВ. На рис.3 представлены инвариантные инклюзивные сечения образования  $\pi^0$ -мезонов в  $CC$ - и  $CCu$ -взаимодействиях в зависимости от кумулятивного числа  $X$ . Переменная  $X$  определяется из законов сохранения энергии-импульса для реакций  $XN_i + N_i \rightarrow (X+1)N_f + \pi^0$  и равна:

$$X = \frac{M_N E_{\pi^0} - \frac{1}{2} M_{\pi^0}^2}{E_N M_N - E_N E_{\pi^0} - M_N^2 + P_N P_{\pi^0} \cos \theta_{\pi^0}},$$

где  $M_N$ ,  $M_{\pi^0}$ ,  $P_N$ ,  $P_{\pi^0}$ ,  $E_N$ ,  $E_{\pi^0}$  – соответственно массы, импульсы и энергии нуклона и  $\pi^0$ -мезона;  $\theta_{\pi^0}$  – угол вылета  $\pi^0$ -мезона в л. с.;  $P_N = 4.5$  ГэВ/с.

Приведенные на рис.3 ошибки являются статистическими. Точность абсолютной нормировки величин сечения составляет  $\sim 20\%$ .

Параметризация экспериментальных данных производилась с помощью экспоненциальной функции

$$(E/A_p) d^3 \sigma / d^3 p = A_1 \exp(-B_1 X), \quad (2)$$

где  $A_p = 12$  – атомная масса ядра-снаряда.

Для параметров  $A_1$  (мб  $\cdot$  ГэВ $^{-2} \cdot$  с $^3$ ) и  $B_1$  найдены значения:

$$A_1 = 185 \pm 42; \quad B_1 = 5,98 \pm 0,16 \quad \text{– для реакции } CC \rightarrow \pi^0 x;$$

$$A_1 = 462 \pm 99; \quad B_1 = 6,19 \pm 0,15 \quad \text{– для реакции } CCu \rightarrow \pi^0 x.$$

На рис.4 сравниваются значения параметра  $X_0 = 1/B_0$ , где  $B_0$  – параметр наклона  $B_1$  при  $\theta_{\pi^0} = 0$  (или  $180^\circ$ ), полученные при разных импульсах фрагментирующих ядер  $\alpha$  и  $^{12}C$ . Как видно из рис.4, с увеличением атомного веса фрагментирующего ядра выход на "плато"



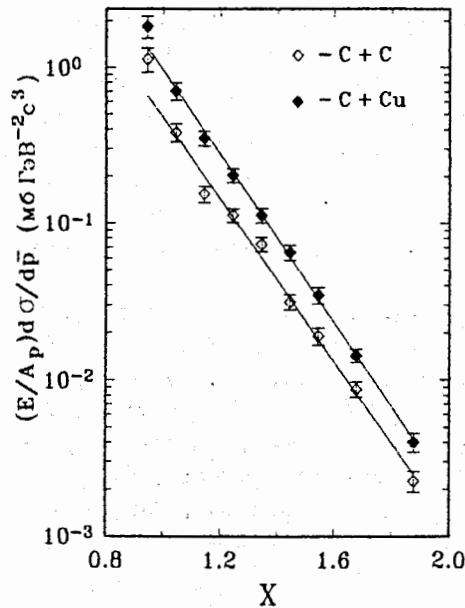


Рис.3. Инвариантные инклюзивные сечения образования  $\pi^0$ -мезонов в реакциях  $C + C \rightarrow \pi^0 + x$  ( $\diamond$ ) и  $C + Cu \rightarrow \pi^0 + x$  ( $\blacklozenge$ ) при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон в зависимости от кумулятивного числа  $X$ .

параметра  $X_0$ , характеризующего кварк-партоновую структурную функцию ядра [6], т.е. скейлинговый режим фрагментации, наступает по-видимому при более высоких энергиях.

Отношение инвариантных сечений образования  $\pi^0$ -мезонов на ядрах  $C$  и  $Cu$  представлено в виде  $\sigma_{Cu}/\sigma_C = (A_{Cu}/A_C)^n = (63,5/12)^n$ . Зависимость параметра  $n$  от переменной  $X$  показана на рис.5. Среднее значение  $n$  равно  $0,38 \pm 0,03$ . Как видно из рис.5, в области  $X > 0,6$  инвариантное сечение образования  $\pi^0$ -мезонов в углерод-ядерных взаимодействиях слабо зависит от атомного веса ядра-мишени. Полученные данные свидетельствуют о том, что в процессах (1) при  $X > 0,6$  участвует периферическая область ядра-мишени.

Для проверки предсказания модели кварковой рекомбинации [7] о постоянстве величины  $n$  экспериментальные данные аппроксимировались линейной функцией  $n = n_0 + kX$ . Для параметра наклона получено значение  $k = -0,135 \pm 0,130$  при  $\chi^2/\text{ст. св.} = 4,4/6$ . Таким образом, в пределах экспериментальных ошибок  $k \approx 0$ , т.е. зависимость инвариантного сечения от массы ядра-мишени мало меняется с

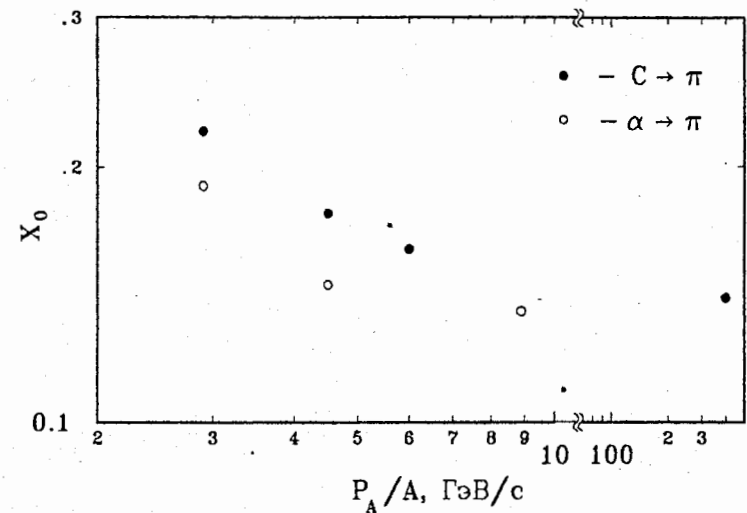


Рис.4. Значения параметра  $X_0$ , полученные в разных экспериментах: при  $P_A/A = 2,9$  ГэВ/с в [10] для реакций  $(\alpha; C) + C \rightarrow \pi^-(0^\circ) + x$ ; при 6 и 8,9 ГэВ/с в [11,12] для реакций  $p + (\alpha; C) \rightarrow \pi^-(180^\circ) + x$  и при 400 ГэВ/с в [13] для реакции  $p + C \rightarrow \pi^+(160^\circ) + x$ .  $\circ$  - данные для фрагментирующих  $\alpha$ -частиц,  $\bullet$  - для ядер углерода. Экстраполяция к  $\theta_\pi = 0^\circ$  наших данных и данных [13] проводилась способом, описанным в [2]. Величины статистических ошибок не превосходят размеров символов.

изменением  $X$ , что согласуется с результатом, полученным в [2]. Такое поведение параметра  $n$ , по-видимому, связано с тем, что в рождении мезонов доминирует механизм кварковой рекомбинации, обсужденный в [2].

Из сравнения полученных данных с инвариантными сечениями реакций  $\alpha + A_T \rightarrow \pi^0 + x$  из [2] определены значения степени  $m$  в параметризации  $E d^3\sigma/d^3p \sim A_p^m$ , где  $A_p = \alpha, C$ . Зависимость параметра  $m$  от кумулятивного числа  $X$  представлена на рис.6а. Зависимость  $m$  от квадрата поперечного импульса  $\pi^0$ -мезонов для области  $0,6 < X < 2,0$ , определенная из [8], представлена на рис.6б.

Как видно из рис.6а, в области  $X \gtrsim 0,9$  есть аномально сильная ( $m > 1$ ) зависимость сечения образования  $\pi^0$ -мезонов от массы ядра-снаряда, причем эта зависимость существенно усиливается с ростом  $X$ . Наблюдаемое поведение степени  $m$  с ростом  $X$  можно объяснить перераспределением импульсов кварков, принадлежащих различным нуклонам, вследствие образования многокварковых конфигураций [9].

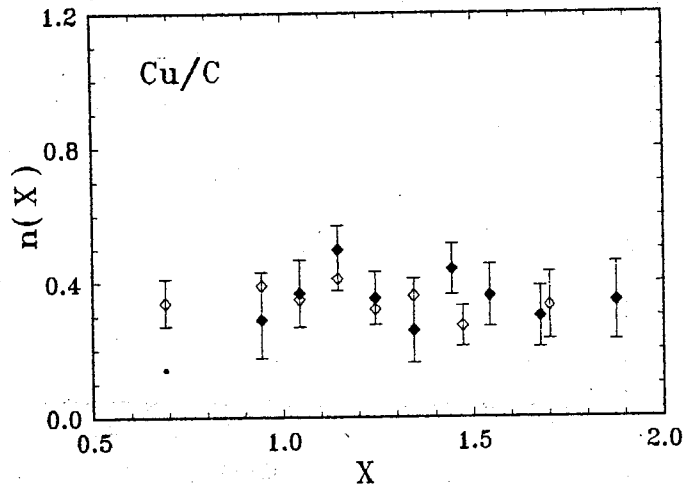


Рис.5. Зависимость степени  $n$  в параметризации  $Ed^3\sigma/d^3p \sim A_T^n$  от переменной  $X$  для реакций  $C + A_T \rightarrow \pi^0 + X$  ( $\blacklozenge$ ) и  $\alpha + A_T \rightarrow \pi^0 + x$  ( $\diamond$ ), где  $A_T = C, Cu$ .

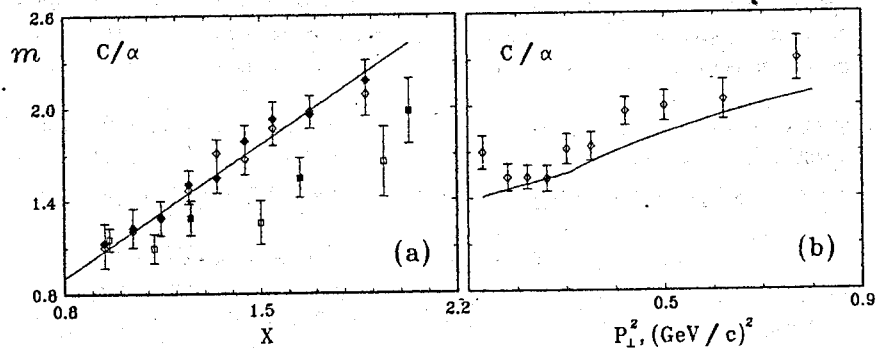


Рис.6. Зависимость степени  $m$  в параметризации  $Ed^3\sigma/d^3p \sim A_p^m$ , где  $A_p = \alpha, C$ , от кумулятивного числа  $X$  (а) и  $p_{\perp}^2$  (б). Представлены данные настоящей работы, полученные на углеродной ( $\diamond$ ) и медной ( $\blacklozenge$ ) мишенях.  $\square, \blacksquare$  – данные, полученные в Беркли на углеродной мишени, при импульсах налетающих ядер соответственно 1,8 и 2,9 ГэВ/с на нуклон [10]. Прямая  $m(X) = kX + b$ , где  $k = 1.172 \pm 0.097$ ,  $b = 0.02 \pm 0.13$  – результат аппроксимации наших данных. Кривая на рис.6б – результат расчетов (см. текст).

Обозначая через  $p_i$ , где  $i = 6, 9, \dots$ , вероятности образования в ядре  $i$ -кварковых конфигураций, для области  $X \sim 1$ , где вклад девяти и более кварковых конфигураций незначителен [9], инвариантное сечение реакций (1) с точностью до постоянного множителя можно представить в виде:

$$Ed^3\sigma/d^3p \sim A \left\{ 1 - \sum_{i=6,9,\dots} p_i \right\} n_{q/3}(X) + p_6 [(A-2)n_{q/3}(X) + n_{q/6}(X/2)], \quad (3)$$

где

$$X n_{q/i}(X) = [B(\eta_i^{(2)}, \eta_i^{(1)} + 1)]^{-1} (1-X)^{\eta_i^{(1)}} X^{\eta_i^{(2)}}$$

– распределения кварков в  $i$ -кварковой конфигурации, определенные из правил кваркового счета при  $\eta_i^{(1)} = 2(i-1) - 1$ ,  $\eta_6^{(2)} = 0.5$ ,  $\eta_3^{(2)} \simeq 0.65$  [14],  $B(\dots, \dots)$  – Эйлера  $\beta$ -функция.

В предположении, что вероятность  $p_3$  отсутствия корреляций нулонов в ядре равна

$$p_3 = 1 - \sum_{i=6,9,\dots} p_i \simeq 1 - p_6,$$

на основании формулы (3) и данных рис.6а в области  $0.95 \leq X \leq 1.1$  для вероятностей образования 6-кварковых конфигураций в ядрах гелия и углерода можно получить следующие оценки:

$$p_6(^4He) \approx 5\%; \quad p_6(^{12}C) \approx 20\%. \quad (4)$$

В приведенных оценках не учитывается влияние эффекта экранирования нуклонов и 6-кварковых конфигураций в ядре: в формуле (3) принято  $\sigma \sim A_{\Phi}^{\alpha}$ , где  $\alpha = 1$ ,  $A_{\Phi}$  – число фрагментирующих центров – нуклонов и 6-кварковых конфигураций. При минимально возможном  $\alpha = 2/3$  найденные значения  $p_6$  увеличиваются примерно в два раза.

Характер зависимости  $m(p_{\perp}^2)$  (см. рис.6б) указывает на то, что параметр  $m$  определяется, в основном, величиной  $X$ : кривая на рис.6б рассчитана с учетом роста среднего значения  $X$  по интервалу  $\theta_{\pi^0} \leq 16^\circ$  и  $E_{\pi^0} \geq 2$  ГэВ, в предположении, что зависимости инвариантного сечения от  $p_{\perp}^2$  для фрагментирующих ядер  $\alpha$  и  $^{12}C$  одинаковы.

В заключение авторы выражают благодарность 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.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N°95 – 02 – 04802 – а)

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абраамян Х.У. и др. // ЯФ. 1996. Т.59, С.271.
2. Abraamyan Kh.U. et al. // Phys. Lett. 1994. V.323B. P.1.
3. Astvatsaturov R.G. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1979. V.163. P.343.
4. Baldin A.M. // Part. and Nucl. 1977. V.8. P.429; Балдин А.М. ОИЯИ, Р7-5808. Дубна, 1971.
5. Говорун Н.Н. и др. // Тр. совещ. по програм. и мат. методам решения физ. задач. ОИЯИ, Д10-7707. Дубна, 1973. С.453.
- Гулканын Г.Р. и др. // ЯФ. 1987. Т.46. С.826.  
вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
6. Baldin A.M. // Proc. Intern. Conf. on Extreme states in nuclear systems. Dresden, 1980. V.2. P.1.
7. Berlad G. and Dar A. // Phys. Lett. 1981. V.B102. P.385.
8. Абраамян Х.У. и др. // ЯФ. 1990. Т.51. С.150; ЯФ. 1991. Т.53 С.472.
9. Лукьянов В.К., Титов А.И. // ЭЧАЯ. 1979. Т.10. С.815.
10. Moeller et al. // Phys. Rev. 1983. V. C28. P.1246.
11. Балдин А.М. и др. // ОИЯИ. 1-82-28. Дубна, 1982.
12. Балдин А.М. и др. // ЯФ. 1974. Т.20. С.1201.
13. Лексин Г.А. и др. // ИТЭФ - 37. М., 1980.
14. Hans J. Pirner and James P. Vary // Phys. Rev. Lett. 1981. V.46. P.1376.

Абраамян Х.У. и др.

P1-96-493

Инклюзивное образование  $\pi^0$ -мезонов в СС- и ССu-взаимодействиях при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон

Измерены сечения инклюзивного образования  $\pi^0$ -мезонов в реакциях  $C+C \rightarrow \pi^0+x$  и  $C+Cu \rightarrow \pi^0+x$  при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон в зависимости от кумулятивного числа  $X$ . Из отношения сечений генерации  $\pi^0$ -мезонов на ядрах углерода и меди в зависимости  $Ed^3\sigma/d^3p - A^n$  для интервала  $0,9 \leq X \leq 1,9$  получено значение показателя степени  $n = 0,38 \pm 0,03$ . В результате сравнения инвариантных сечений реакций  $C+A_T \rightarrow \pi^0+X$ , где  $A_T = C, Cu$ , с данными для реакций  $\alpha+A_T \rightarrow \pi^0+x$  определена зависимость от  $X$  и от  $p_{\perp}^2$  показателя степени  $m$  в параметризации  $Ed^3\sigma/d^3p - A_p^m$ , где  $A_p$  — атомный вес налетающего ядра ( $\alpha, C$ ). Параметр  $m$  достигает значения  $2,1 \pm 0,1$  при  $X = 1,9$ . Полученные данные указывают на то, что характер  $A_p$ -зависимости рассматриваемого процесса в области  $\theta_{\pi} \leq 16^\circ$  и  $E_{\pi} \geq 2$  ГэВ определяется, в основном, величиной  $X$  и слабо меняется с изменением поперечного импульса пионов. Получены также оценки вероятности образования 6-кварковых конфигураций в ядрах  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}$ . Они соответственно равны  $\sim 5$  и  $20\%$ . Проведено сравнение величин  $X_0$  в параметризации  $Ed^3\sigma/d^3p - \exp(-X/X_0)$ , полученных при разных энергиях налетающих ядер гелия и углерода. Установлено, что с увеличением атомного веса фрагментирующего ядра выход сечения на скейлинговый режим (выход на «плато» параметра  $X_0$ , характеризующего кварк-партоновую структурную функцию ядра) наступает при более высоких энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод авторов

Abraamyan Kh.U. et al.

P1-96-493

Inclusive  $\pi^0$  Production in CC and CCu Interactions at a Momentum of 4.5 GeV/c per Nucleon

Distributions for cumulative number  $X$  of inclusive neutral pions are measured with a lead glass calorimeter in  $C+C \rightarrow \pi^0+x$  and  $C+Cu \rightarrow \pi^0+x$  reactions at 4.5 GeV/c per nucleon. The target-mass dependence for  $\pi^0$  production over a range of  $0.9 \leq X \leq 1.9$  is presented. The  $X$  and transverse momentum  $p_{\perp}$  dependences for the term  $m$  of the function  $Ed^3\sigma/d^3p - A_p^m$  for alpha and carbon projectiles are defined by means of the comparison of obtained data with the inclusive cross sections of the reactions  $\alpha+A_T \rightarrow \pi^0+x$ . The term  $m$  reaches the value  $2.1 \pm 0.1$  at  $X = 1.9$ . The data indicated that the character of  $A_p$ -dependence in the region  $\theta_{\pi} \leq 16^\circ$  and  $E_{\pi} \geq 2$  GeV mostly defines by the value of  $X$  and changes insignificantly with increasing of  $p_{\perp}$ . The estimates of the term  $p_i$  at  $i=6$  are obtained, where  $p_i$  is the production probability of  $i$ -quark clusters in  ${}^4\text{He}$  and  ${}^{12}\text{C}$ :  $p_6 \sim 5$  and  $20\%$  respectively. The comparison of the values  $X_0$  in the parametrization  $Ed^3\sigma/d^3p - \exp(-X/X_0)$  obtained at the different energies of alpha- and carbon projectiles is performed. It is found out, that the exit of the fragmentation cross section on the scaling regime with an increase of the nucleus atomic mass in higher energies is in effect.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996