

## ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ $\pi^0$ -МЕЗОНОВ В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi^0 + \text{X}$ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 ГэВ/с·нуклон

Х.У.Абраамян\*, В.В.Архипов, В.М.Изъюров,  
Г.Л.Мелкумов, С.Н.Пляшкевич, М.Н.Хачатурян,  
А.Г.Худавердян\*

Измерено сечение инклюзивного образования  $\pi^0$ -мезонов в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi^0 + \text{X}$  при импульсе 4,5 ГэВ/с·нуклон в зависимости от X-кумулятивного числа и  $p_{\perp}^2$ . Экспериментальные данные параметризовались с помощью функций  $E d\sigma/d\vec{p} \sim \exp(-X/X_0)$  и  $d\sigma/dp_{\perp}^2 \sim \exp(-ap_{\perp}^2)$ . Для величин  $X_0$  и  $a$  найдены значения, равные  $X_0 = 0,151 \pm 0,005$ ;  $a = (6,0 \pm 0,4)$  ГэВ $^{-2}$ ·с $^2$  в интервале  $0 < p_{\perp}^2 \leq 0,4$  и  $a = (9,0 \pm 0,3)$  ГэВ $^{-2}$ ·с $^2$  в интервале  $0,4 \leq p_{\perp}^2 \leq 0,8$ . Зависимость сечения от атомного номера налетающей частицы для ядер гелия и углерода параметризовалась с помощью функции  $E d^3\sigma/d^3p \sim A^m$ . При  $X \sim 1$  параметр  $m$  составляет  $m = 1,2 \pm 0,1$  и достигает значения  $m = 2,4 \pm 0,2$  при  $X \approx 1,7$ .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### Inclusive $\pi^0$ Production in CC Interactions at 4.5 GeV/c·Nucleon

Abraamyan Kh.U. et al.

The inclusive cross section of the  $^{12}\text{C}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^0 \text{X}$  reaction at  $P = 4.5$  GeV/c·nucleon has been measured as a function of X-cumulative number and  $p_{\perp}^2$ . The experimental data have been fitted by the functions:  $E(d\sigma/d\vec{p}) \sim \exp(-X/X_0)$  and  $d\sigma/dp_{\perp}^2 \sim \exp(-ap_{\perp}^2)$ . The following values have been obtained for  $X_0$  and  $a$ :  $X_0 = 0.151 \pm 0.005$ ;  $a = (6.0 \pm 0.4)$  GeV $^{-2}$ ·с $^2$  for  $0 < p_{\perp}^2 \leq 0.4$ ;  $a = (9.0 \pm 0.3)$  GeV $^{-2}$ ·с $^2$  for  $0.4 \leq p_{\perp}^2 \leq 0.8$ . Projectile mass dependence for  $\pi^0$  production was parametrized in the form  $E d^3\sigma/d^3p \sim A^m$  for alpha and carbon projectiles. The exponent  $m$  rises from a value of approximately 1.2 for the lower momentum pions ( $X \approx 1$ ) to approximately 2.4 for pions produced beyond the nucleon-nucleon kinematic limit.

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

\* Ереванский государственный университет

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



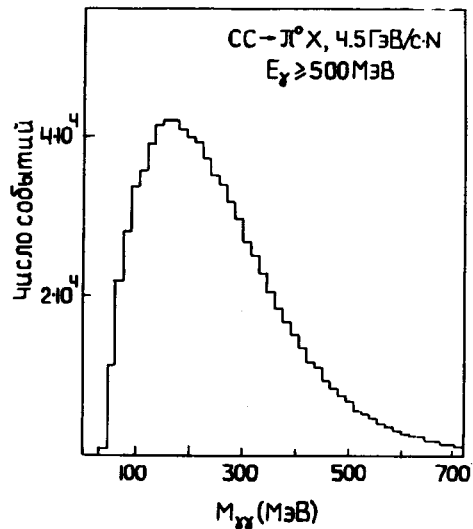
при импульсе 4,5 ГэВ/с·нуклон. Как уже отмечалось в наших публикациях /1, 2/, цикл исследований, который предполагается провести на установке ФОТОН — МАССЕР Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, включает облучение ядерных мишеней пучками релятивистских ядер. Целью этих исследований является получение новой информации, необходимой для выяснения механизма кумулятивного эффекта в процессах рождения адронов в ядро-ядерных взаимодействиях /3/.

Имеющиеся в настоящее время данные о кумулятивном рождении пионов в ядро-ядерных взаимодействиях получены для заряженных частиц и относятся к энергиям до 2,9 ГэВ/нуклон /4/. Другая особенность нашей постановки, отличающая ее от экспериментов с заряженными частицами, — это возможность измерения в одном эксперименте  $\pi^0$ -мезонов в широком интервале поперечных импульсов. Эксперимент проводился на пучке ядер углерода с импульсом 4,5 ГэВ/с·нуклон и интенсивностью до  $10^5$  частиц/цикл. Экспериментальная аппаратура позволяла измерять энергии и направления вылета  $\gamma$ -квантов, образующихся в результате распада  $\pi^0$ -мезонов. Толщина углеродной мишени по пучку составляла 12,6 г/см<sup>2</sup>. События типа  $p\gamma$  (где  $p = 2,3\dots$ ), генерируемые в мишени, регистрировались гамма-масс-спектрометром установки ФОТОН — МАССЕР, содержащей 90 детекторов из свинцового стекла. Детекторы гамма-масс-спектрометра работают независимо и собраны в матрицу 7x13 размерами 140x215 см. Основные характеристики спектрометра приведены в работе /1/.

В эксперименте расстояние от центра мишени до  $\gamma$ -спектрометров по пучку было выбрано равным 340 см. Угловой интервал регистрируемых установкой  $\pi^0$ -мезонов  $\pm 16^\circ$ , диапазон поперечных импульсов от 0,1 до 1 ГэВ/с. Модули гамма-спектрометра разделены на 14 групп по 6 или 7 модулей в каждой группе. Сигналы в группе линейно суммируются и поступают на дискриминаторы, участвующие в быстрой логике. Эффективные пороги дискриминаторов  $\approx 1,5$  ГэВ. Средняя скорость набора — около 15 событий в цикле при длине события 132 16-разрядных слова.

В течение эксперимента через углеродную мишень было пропущено  $3,2 \cdot 10^8$  ядер углерода. На магнитные ленты записано  $\sim 2 \cdot 10^5$  триггеров.

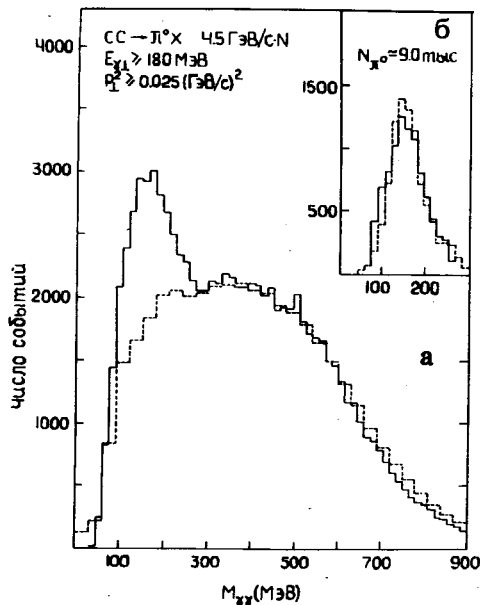
Рис.1. Распределение по эффективной массе  $M_{\gamma\gamma}$  попарно скомбинированных  $\gamma$ -квантов для событий, записанных на ленту суммарных данных DST для реакции  $CC \rightarrow \pi^0 X$  при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон и  $E_{\gamma} \geq 0,5$  ГэВ.



Первичная информация обрабатывалась по программе геометрической реконструкции. На ленту суммарных результатов было записано (DST) 108 тысяч событий, удовлетворяющих условиям (критерий А): 1)  $E_{\gamma} \geq 500$  МэВ; 2)  $N_{\gamma} \geq 2$ ; 3) наличие двух триггерных групп с энергией  $\geq 1,5$  ГэВ в каждой, где  $E_{\gamma}$  — энергия  $\gamma$ -кванта,  $N_{\gamma}$  — число  $\gamma$ -квантов в событии.

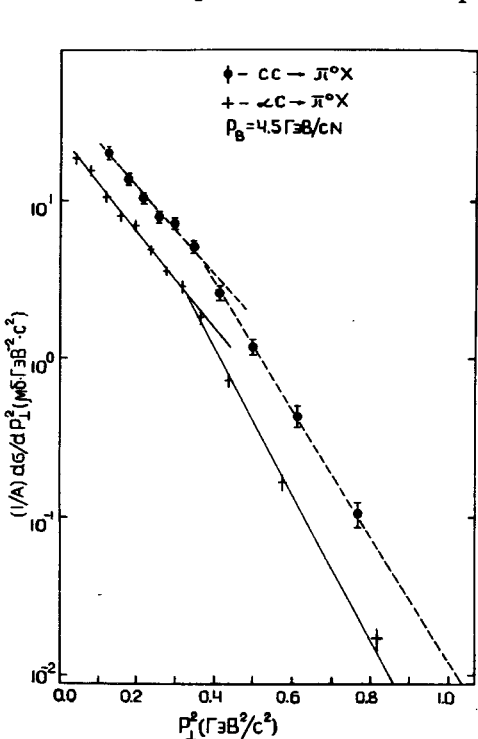
Распределение по эффективной массе  $M_{\gamma\gamma}$  попарно скомбинированных  $\gamma$ -квантов, отобранных по критерию А, представлено на рис.1. На втором этапе анализа экспериментальных данных были применены более жесткие критерии отбора событий (критерии

Рис.2. Распределение по эффективной массе  $M_{\gamma\gamma}$  попарно скомбинированных  $\gamma$ -квантов, отобранных по критерию Б (а). Пунктирная гистограмма — распределение по эффективной массе комбинаций из двух  $\gamma$ -квантов, отобранных по случайной выборке из разных событий. Распределение  $\gamma\gamma$ -событий по эффективной массе, полученное из гистограммы рис.2а после вычета фоновых событий (б). Пунктирная гистограмма — события  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , полученные методом Монте — Карло с учетом реальных условий работы экспериментальной аппаратуры и критериев обработки.



рий Б): 1)  $E_{\gamma\perp} \geq 180$  МэВ; 2)  $p_{\perp}^2 \geq 0,025$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, где  $E_{\gamma\perp}$  — перпендикулярная составляющая импульса  $\gamma$ -кванта,  $p_{\perp}^2$  — квадрат поперечного импульса для  $2\gamma$ -комбинаций. Распределение по эффективной массе  $M_{\gamma\gamma}$  попарно скомбинированных  $\gamma$ -квантов, отобранных по критерию Б, представлено на рис.2. Как видно из рис.2а, в экспериментальной гистограмме пик от  $\pi^0$ -мезонов и фоновые события хорошо разделяются. Пунктирной гистограммой на рис.2а представлено распределение по эффективной массе комбинаций из двух  $\gamma$ -квантов, отобранных по случайной выборке из разных событий. Этот спектр был использован 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  $M_{\gamma\gamma} \leq 100$  МэВ. Этот интервал масс при обработке исключается. Нормировка двух спектров, представленных на рис.2а, проводилась по числу событий в интервале масс  $300 \text{ МэВ} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 600 \text{ МэВ}$ .

На рис.2б представлено распределение  $\gamma\gamma$ -событий по эффективной массе, полученное из гистограммы рис.2а после вычета фоновых событий. Пунктирная гистограмма — события  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , полученные методом Монте — Карло с учетом реальных условий работы экспериментальной аппаратуры и критериев обработки.



На рис.3 и в табл.1 представлено дифференциальное сечение образования  $\pi^0$ -мезонов по квадрату поперечного импульса  $p_{\perp}^2$ . Экспериментальные данные параметризовались функцией  $d\sigma/dp_{\perp}^2 \sim \exp(-ap_{\perp}^2)$ . Методом минимизаций по  $\chi^2$  для величины  $a$  найдены следующие значения: в интервале

Рис.3. Зависимость сечения  $d\sigma/dp_{\perp}^2$  реакции  $CC \rightarrow \pi^0 X$  от квадрата поперечного импульса (точки  $\bullet$ ). Для сравнения точками (+) обозначены величины сечения для реакции  $aC \rightarrow \pi^0 X$  при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон  $/2$ . Сечения нормированы на атомный вес фрагментирующего ядра.

$p_{\perp}^2$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	(1/A) dσ/dp <sub>⊥</sub> <sup>2</sup> Мб. (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$p_{\perp}^2$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	(1/A) dσ/dp <sub>⊥</sub> <sup>2</sup> Мб. (ГэВ/с) <sup>-2</sup>
0,13	19,3 ± 2,3	0,35	5,0 ± 0,5
0,18	13,2 ± 1,3	0,42	2,58 ± 0,26
0,22	10,1 ± 0,9	0,50	1,16 ± 0,13
0,26	7,7 ± 0,7	0,62	0,42 ± 0,06
0,30	7,1 ± 0,8	0,77	0,102 ± 0,016

$0 < p_{\perp}^2 \leq 0,4$   $a = (6,0 \pm 0,4)$   $\text{ГэВ}^{-2} \text{с}^2$ ; в интервале  $0,4 \leq p_{\perp}^2 \leq 0,8$ ,  $a = (9,0 \pm 0,3)$   $\text{ГэВ}^{-2} \text{с}^2$ . На этом же рисунке представлены экспериментальные результаты, полученные в реакции  $\alpha\text{C} \rightarrow \pi^{\circ} \text{X} / 2/$ . Как видно из рисунка, в области малых  $p_{\perp}^2$  ( $p_{\perp}^2 < 0,4 \text{ГэВ}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ ) величины  $a$  для двух спектров отличаются незначительно. В области  $p_{\perp}^2 \geq 0,4 \text{ГэВ}^2 \cdot \text{с}^{-2}$  отличие параметра  $a$  становится заметным: с увеличением массы фрагментирующего ядра "наклон" спектра уменьшается. Приведенные данные получены для области  $E_{\pi^{\circ}} \geq 2 \text{ГэВ}$ ;  $\theta_{\pi^{\circ}} \leq 16^{\circ}$ .

На рис.4 и в табл.2 представлены инвариантные инклюзивные сечения образования  $\pi^{\circ}$ -мезонов в зависимости от кумулятивного числа X при  $\theta_{\pi^{\circ}} = 0^{\circ}$ . Для этого в величины сечений были введены поправки, учиты-

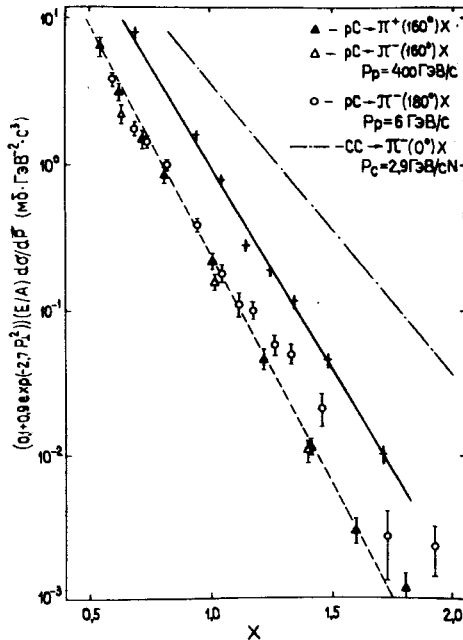
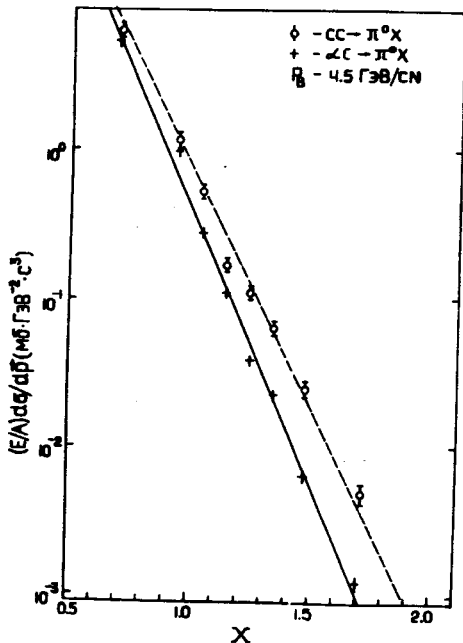


Рис.4. Инвариантные инклюзивные сечения образования  $\pi$ -мезонов  $(E/A)d\sigma/dp_{\perp}^2$  в зависимости от кумулятивного числа X. Штрихпунктирная линия —  $\text{CC} \rightarrow \pi^{\circ}(0^{\circ})\text{X}$ ,  $P_c = 2,9 \text{ГэВ/с нуклон/4/}$ . Точки: ○ —  $\rho\text{C} \rightarrow \pi^-(180^{\circ})\text{X}$ ,  $P_p = 6 \text{ГэВ/с/6/}$ ; ▲ —  $\rho\text{C} \rightarrow \pi^+(160^{\circ})\text{X}$ ,  $P_p = 400 \text{ГэВ/с/5/}$ ; △ —  $\rho\text{C} \rightarrow \pi^-(160^{\circ})\text{X}$ ,  $P_p = 400 \text{ГэВ/с/5/}$ ; + —  $\text{CC} \rightarrow \pi^{\circ}(0^{\circ})\text{X}$ ,  $P_c = 4,5 \text{ГэВ/с нуклон}$  — данные настоящей работы с поправкой на  $p_{\perp}^2$  (см. табл.2).

X	$\bar{p}_\perp^2(X)$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$\frac{E}{A} \frac{d\sigma}{d\vec{p}} (0,1+0,9e^{-2,7\bar{p}_\perp^2})^{-1}$
0,70	0,12	8,0±0,7
0,95	0,16	1,63±0,16
1,05	0,20	(8,1±0,7) 10 <sup>-1</sup>
1,15	0,23	(2,84±0,26) 10 <sup>-1</sup>
1,25	0,25	(1,89±0,17) 10 <sup>-1</sup>
1,35	0,27	(1,18±0,13) 10 <sup>-1</sup>
1,48	0,29	(4,6±0,5) 10 <sup>-2</sup>
1,72	0,32	(1,02±0,13) 10 <sup>-2</sup>

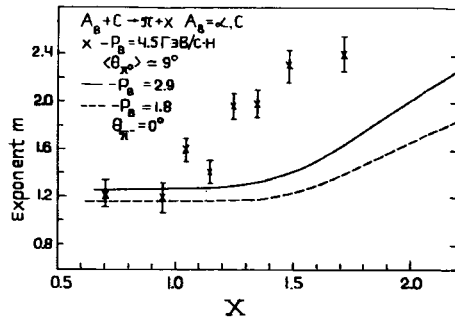
вающие зависимость  $E d\sigma/d\vec{p} \sim F(p_\perp^2)$  (см. табл.2 и /4/). Экспериментальные данные для инвариантного сечения параметризовались экспоненциальной функцией  $E d\sigma/d\vec{p} \sim \exp(-X/X_0)$ . Методом минимизации по  $\chi^2$  для величины  $X_0$  найдено значение  $X_0 = 0,151 \pm \pm 0,005$ . Для сравнения на рисунке представлены экспериментальные результаты, полученные в реакциях  $pC \rightarrow \pi^+(160^\circ)x$  и  $pC \rightarrow \pi^-(160^\circ)x$  при импульсе протонов, равном 400 ГэВ/с<sup>5/</sup>; а также данные для реакции  $pC \rightarrow \pi^-(180^\circ)x$  при импульсе 6 ГэВ/с<sup>6/</sup> и данные для реакции  $CC \rightarrow \pi^-(0^\circ)x$  при импульсе 2,9 ГэВ/с·нуклон<sup>4/</sup>.



Из рис.4 видно, что результаты при импульсах 2,9 и 4,5 ГэВ/с·нуклон сильно отличаются. С увеличением энергии налетающего ядра параметр наклона  $X_0$  уменьшается и при 400 ГэВ/с·нуклон приближается к  $X_0 \approx 0,14$ .

Рис.5. Инвариантные сечения для реакций  $aC \rightarrow \pi^0x (+)$  и  $CC \rightarrow \pi^0x (o)$  при импульсе 4,5 ГэВ/с·нуклон в зависимости от кумулятивного числа X (без поправки на зависимость от  $p_\perp^2$ ).

рис.6. Зависимость степени  $m$  в параметризации  $E d\sigma/d\vec{p} \sim A_B^m$  от кумулятивного числа  $X$  для реакций  $A_B + C \rightarrow \pi + x$ ,  $A_B = a$ ,  $C$ . Сплошная кривая —  $P_B = 2,9$  ГэВ/с · нуклон<sup>4/4</sup>, штриховая кривая —  $P_B = 1,8$  ГэВ/с нуклон<sup>4/4</sup>, точки  $x$  — данные настоящей работы.



Инвариантные сечения для реакций  $aC \rightarrow \pi^0 x$  и  $CC \rightarrow \pi^0 x$  в зависимости от кумулятивного числа  $X$  приведены на рис.5. Зависимость инвариантного сечения от массы налетающего ядра параметризовалась степенной функцией  $E d\sigma/d\vec{p} \sim A_B^m$ . График зависимости параметра  $m$  от кумулятивного числа  $X$  иллюстрирует рис.6. На этом же рисунке представлены экспериментальные результаты, полученные при импульсах 1,8 и 2,9 ГэВ/с · нуклон. Видно, что с увеличением энергии налетающего ядра рост параметра  $m$  начинается при меньших значениях кумулятивного числа  $X$ , и при  $X \approx 1,7$  достигает значения  $m = 2,4 \pm 0,2$ .

### Основные результаты и выводы

1. На статистике 9 тыс.  $\pi^0$ -мезонов впервые измерено инклюзивное сечение реакции  $CC \rightarrow \pi^0 x$  при импульсе 4,5 ГэВ/с · нуклон в зависимости от кумулятивного числа  $X$  и  $p_1^2$ .

2. Дифференциальное сечение по  $p_1^2$  параметризуется функцией  $d\sigma/dp_1^2 \sim \exp(-a p_1^2)$ . В интервале  $0 < p_1^2 \leq 0,4$   $a = 6,0 \pm 0,4$  (ГэВ<sup>-2</sup> с<sup>2</sup>); в интервале  $0,4 \leq p_1^2 < 0,8$   $a = 9,0 \pm 0,3$  (ГэВ<sup>-2</sup> с<sup>2</sup>). Данные получены для области  $E_{\pi^0} \geq 2$  ГэВ;  $\theta_{\pi^0} \leq 16^\circ$ .

3. Инвариантное инклюзивное сечение реакции  $CC \rightarrow \pi^0 x$  параметризуется функцией  $E d\sigma/d\vec{p} \sim \exp(-X/X_0)$  с параметром  $X_0$ , характеризующим кварк-партоновую структурную функцию ядра и равным  $X_0 = 0,151 \pm 0,005$ .

Имеется существенное различие параметра  $X_0$  при импульсах 2,9 и 4,5 ГэВ/с · нуклон. С увеличением энергии "наклон" инвариантных сечений увеличивается и приближается к  $X_0 \approx 0,14$ .

4. Измерена зависимость сечения образования  $\pi^0$ -мезонов от числа нуклонов в налетающем ядре для реакций  $aC \rightarrow \pi^0 x$  и  $CC \rightarrow \pi^0 x$ . Значение степени  $m$  в параметризации  $E d\sigma/d\vec{p} \sim A_B^m$  составляет  $m = 1,2 \pm 0,1$  при  $X \sim 1$  и достигает значения  $m = 2,4 \pm 0,2$  при  $X = 1,7$ .

## Литература

1. Абраамян 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.
2. Абраамян Х.У. и др. — ОИЯИ, P1-89-240, Дубна, 1989; ЯФ, 1990, т.51, с.150.
3. Baldin A.M. — Part. and Nucl., 1977, v.8, is.3, p.429 ;  
Балдин А.М. — ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971.
4. Moeller E. et al. — Phys. Rev. C, 1983, v.28, No.3, p.1846;  
Акименко С.А. и др. — Препринт ИФВЭ 83-17, Серпухов, 1983.
5. Лексин Г.А. и др. — Препринт ИТЭФ-37, М., 1980.
6. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1974, т.20, с.1201.

Рукопись поступила 24 сентября 1990 года.