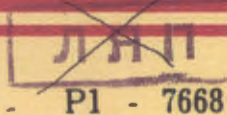


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Р1 - 7668

Абдурахимов, А. У и др.

A-139

860/у-74

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ
С УЧАСТИЕМ γ -КВАНТОВ
В π -P-, π -C¹²-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ P=40 ГЭВ/С

Сотрудничество: Будапешт-Бухарест-Варшава-Дубна-
Краков-Москва-София-Ташкент-
Тбилиси-Улан-Батор-Ханой

1974

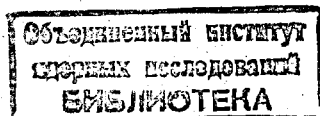
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 7668

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ
С УЧАСТИЕМ γ -КВАНТОВ
В π -P-, π -C¹²-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ P=40 ГЭВ/С

Сотрудничество: Будапешт-Бухарест-Варшава-Дубна-
Краков-Москва-София-Ташкент-
Тбилиси-Улан-Батор-Ханой

Направлено в ЯФ



А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, К.П.Вишневская,¹ В.Г.Гришин, Л.А.Диденко,
И.А.Ивановская, Ш.В.Иногамов, Т.Я.Иногамова, Т.Канарек, Е.Н.Кладницкая,
Дж.М.Кохли,² В.Б.Любимов, Н.Н.Мельникова, В.Ф.Никитина, В.М.Попова,¹
М.Сабзу, А.Н.Соломин,¹ П.М.Суд² Х.И.Семерджиев, Л.Н.Смирнова,¹
М.И.Соловьев, Х.Я.Супичаков, Ю.В.Тевзадзе, Н.Г.Фадеев, Э.Т.Цивцивадзе,
Л.М.Щеглова,¹ Г.Янчо,

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна.

Т.Гемеш, Л.Йеник, Д.Киш, Ш.Красновски, Д.Пинтер, М.Пош, Ф.Телбис, К.Хайду,

Центральный институт физических исследований,
Будапешт.

О.Балеа, В.Болдеа, Т.Понта, С.Фелеа,

Институт атомной физики, Бухарест.

Е.Биалковска, В.Вуйцик, Я.Гаевский, М.Гурски, Р.Гокиели, Р.Сосновски,

Институт ядерных исследований и Институт физики
Варшавского университета, Варшава.

Л.Анела, Е.Бартке, А.Квятковска, Г.Рудницка, К.Эскрейс,

Институт ядерной физики и Институт ядерной техники,
Краков.

Н.О.Ахабабян, Н.П.Иков, П.П.Керачев, П.К.Марков, В.Н.Пенев, А.И.Шкловская,

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики
и Машинно-электротехнический институт, София.

К.Н.Абдулаева, М.Азимова, С.А.Азимов, Ю.Ахмеджанова, К.Р.Игамбердиев,
С.Л.Лутфуллаев, Х.А.Ризаев, Е.И.Трунова, Т.М.Усманов, А.А.Юлдашев, Б.С.Юлдашев,

Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент.

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амагlobeли, Л.Т.Ахобадзе, Д.В.Герсамия, М.А.Дасаева,
Р.Г.Салуквадзе, М.С.Чаргейшвили, Л.В.Чхидзе,

Тбилисский государственный университет.

У.Баатар, Д.Тувдендорж, Б.Чадраа,

Институт физики и математики МАН, Улан-Батор.

Нгуен Дин Ты,

Ханойский университет.

¹ Физический факультет и научно-исследовательский
институт ядерной физики МГУ.

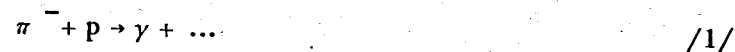
² Физический факультет Пенджабского университета.

§1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представлены некоторые результаты по инклюзивным спектрам γ -квантов и π^0 -мезонов в π^-p - и π^-C^{12} -взаимодействиях. Для получения экспериментальных результатов использовались фотографии, полученные при облучении 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ пучком π^- -мезонов с импульсом $p = 40,00 \pm 0,24$ ГэВ/сна серпуховском ускорителе. Камера находилась в магнитном поле с $H \sim 15$ кГс. В статистику включено 4612 взаимодействий с 7938 γ -квантами. Для сравнения использованы некоторые спектры π^\pm -мезонов от 2060 $\pi^-p \rightarrow \pi^\pm + \dots$ взаимодействий при той же энергии. В соответствии со стандартными критериями разделения событий для пропановых пузырьковых камер /1/ 2044 случаев /3446 γ -квантов/ были отнесены к π^-p -взаимодействиям, 740 /1218 γ -квантов/ к π^-p - и 1828 /3274 γ -квантов/ к π^-C^{12} -соударениям. Методика обработки событий с γ -квантами и некоторые одночастичные инклюзивные спектры приведены нами в работах /1,2/. В настоящей работе приводятся результаты изучения факторизации структурной функции $f(s, q_\perp, x)$ γ -квантов по переменным q_\perp и x в реакции $\pi^-p \rightarrow \gamma + \dots$ /§2/, сопоставляются спектры продольных импульсов π^\pm -мезонов в системе центра инерции со спектром π^0 -мезонов, полученным методом статистической регуляризации от спектра продольных импульсов γ -квантов /§3/. В §4 анализируются результаты сравнения инклюзивных спектров γ -квантов от π^-p - и π^-C^{12} -соударений.

§2. ФАКТОРИЗАЦИЯ

Ранее нами было показано в работе /2/, что для реакции



при энергии $E = 40 \text{ ГэВ}$ и для реакции



в интервале энергий $E = 500-1500 \text{ ГэВ}$ /3/ значения нор-

мированных структурных функций $\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dy}^* |_{y^*=0}$ в пре-
делах ошибок совпадают. Эти данные служат указанием
на ранний скэйлинг в π^-p -взаимодействиях.

С точки зрения динамики сильных взаимодействий
большой интерес представляет полученное при $E_p = 500-1500 \text{ ГэВ}$
указание на зависимость структурной функции от X и q_{\perp} /3/:

$$f(q_{\perp}, x) = \frac{A}{q_{\perp}} \exp(-q_{\perp}/q_0) \exp(-|x|/x_0), \quad /3/$$

где $A = 1,48 \text{ ГэВ}^{-1}$; $q_0 = 0,162 \text{ ГэВ}$; $X_0 = 0,083$; q_{\perp} -
поперечные импульсы γ -квантов; $x = 2q^*/\sqrt{s}$. Тем са-
мым проверено предположение о независимости струк-
турной функции $f(s, q_{\perp}, x)$ от энергии s и, кроме того, по-
казана возможность ее факторизации по переменным x и
 q_{\perp} : $f(q_{\perp}, x) = f_1(q_{\perp}) f_2(x)$. При энергиях ISR фак-

торизация функции $f(q_{\perp}, x)$ подтвердилась в эмульсион-
ной работе /4/. При нашей энергии оказалось, что незави-
симо от наступления раннего скэйлинга в области пиони-
низации ($y^* \sim 0$) факторизация структурной функции не
наблюдается. На рис. 1 показаны в полулוגарифмическом,

произвольном масштабе инклюзивные $\omega^* \frac{dN_{\gamma}}{dx}$ спектры
 γ -квантов от реакции /1/ при разных значениях q_{\perp} ,
взятых в тех же интервалах, что и в работе /3/. Видно,

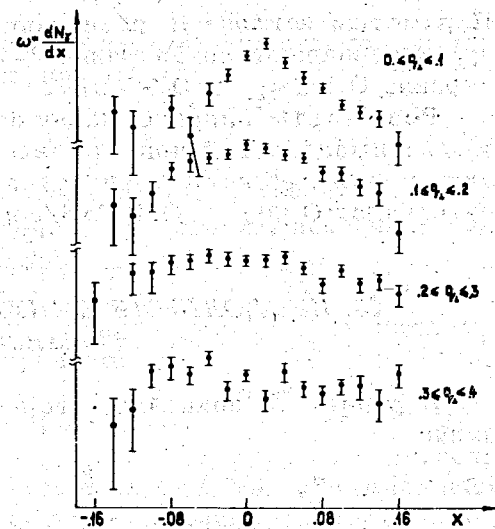


Рис. 1

что наклоны спектров разные. Спектры аппроксимирова-
лись экспонентой

$$\omega^* \frac{dN_{\gamma}}{dx} = A e^{-B|x|} \quad \text{при } |x| \leq 0,16, \quad /4/$$

где A - нормировочная константа, значения B приведены
в таблице.

Таблица

| $q_{\perp} \text{ ГэВ/с}$ | $B(x < 0)$ | $B(x > 0)$ | χ^2 | Количество точек |
|---------------------------|----------------|----------------|----------|------------------|
| 0,1 | $26,7 \pm 4,3$ | $19,3 \pm 1,2$ | 11 | 19 |
| 0,2 | $11,9 \pm 2,1$ | $11,5 \pm 0,9$ | 13 | 20 |
| 0,3 | $5,9 \pm 1,8$ | $6,4 \pm 1,0$ | 20 | 22 |
| 0,4 | $3,9 \pm 2,7$ | $3,5 \pm 1,4$ | 28 | 19 |
| Все | $9,8 \pm 0,9$ | $8,2 \pm 0,5$ | 21 | 24 |

Параметры наклона В различаются для разных значений q_{\perp} и совпадают со значением $\frac{1}{x_0} \approx 12$ только для интервала $0,1 \leq q_{\perp} \leq 0,2$ ГэВ/с.

Результаты аппроксимации показывают, что для $\pi^- p^- \rightarrow \dots$ взаимодействий при $pc=40$ ГэВ структурная функция γ -квантов не факторизуется по переменным x и q_{\perp} в интервалах $0 \leq q_{\perp} \leq 0,4$ ГэВ/с и $|x| \leq 0,16$.

§3. ПРОДОЛЬНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ π^0 -МЕЗОНОВ

В работе /5/ показано, что в случае инклюзивной реакции

$$a+b \rightarrow \pi^0 + \dots \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2 \quad /5/$$

существует однозначная связь между спектром продольных импульсов π^0 -мезона ($N(p_{\parallel}^*)$) и спектром продольных импульсов одиночных γ -квантов ($n(q_{\parallel}^*)$) от распада π^0 -мезона. Эта связь дается интегральным уравнением Фредгольма первого рода:

$$n(q_{\parallel}^*) = \int_{p_{\parallel}'}^{p_{\parallel}''} N(p_{\parallel}^*) (p_{\parallel}^{*2} + m_{\pi^0}^2)^{-1/2} dp_{\parallel}^* \quad /6/$$

где

$$p_{\parallel}' = -\infty, \quad p_{\parallel}'' = q_{\parallel}^* - \frac{m_{\pi^0}^2}{4q_{\parallel}^*} \quad \text{при } q_{\parallel}^* < 0,$$

$$p_{\parallel}' = q_{\parallel}^* - \frac{m_{\pi^0}^2}{4q_{\parallel}^*}, \quad p_{\parallel}'' = \infty \quad \text{при } q_{\parallel}^* > 0.$$

Для решения уравнения /6/ относительно неизвестного спектра π^0 -мезонов $N(p_{\parallel}^*)$ нами был применен метод статистической регуляризации /6/. Суть его состоит в следующем:

1/ интегральное уравнение /6/ заменяется системой алгебраических уравнений:

$$f_j = \sum_{i=1}^n k_{ji} \phi_i, \quad j=1, \dots, m, \quad /7/$$

где f_j - экспериментальный спектр γ -квантов с ошибками $\bar{\sigma}_j$, k_{ji} - ядро уравнения, ϕ_i - значения искомого спектра π^0 -мезонов в n -опорных точках x_i ;

2/ используется тот факт, что $\phi_i \geq 0$;

3/ задается априорная информация о функции ϕ_i в виде распределения вероятностей

$$P(\phi) = C_a \exp\left(-\frac{a}{2}(\phi, \Omega\phi)\right), \quad /8/$$

где a - параметр гладкости, а $(\phi, \Omega\phi)$ - норма производной второго порядка функции ϕ , выполняющая роль регуляризатора;

4/ задается условная вероятность $p(f/\phi)$ в виде нормального распределения:

$$p(f/\phi) = \prod_{j=1}^m \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_j^2}} \exp\left\{-\frac{1}{2\sigma_j^2} \left[f_j - \sum_{i=1}^n k_{ji} \phi_i\right]^2\right\}; \quad /9/$$

5/ минимизируется квадратичный функционал

$$\Phi(\phi) = \sum_{j=1}^m \frac{1}{2\sigma_j^2} \left[f_j - \sum_{i=1}^n k_{ji} \phi_i\right]^2 + \frac{a}{2}(\phi, \Omega\phi), \quad /10/$$

который получается из условия экстремума апостериорной вероятности $P(\phi/f)$, т.е. вероятности получить ϕ из наблюдений, дающих f :

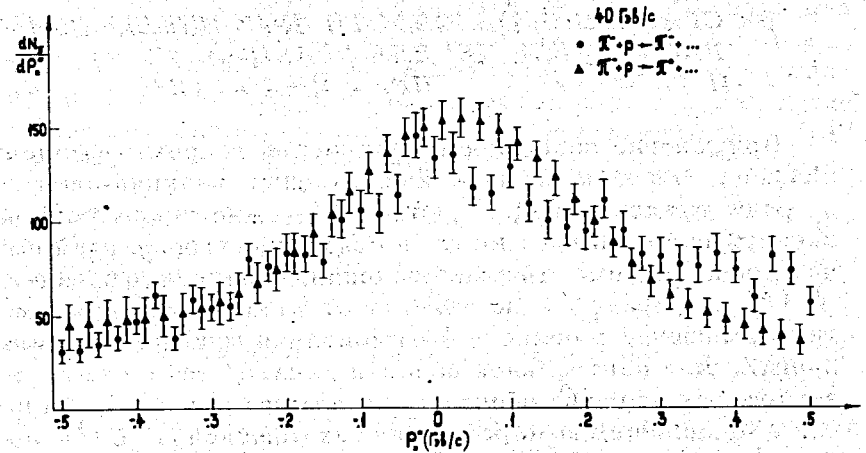
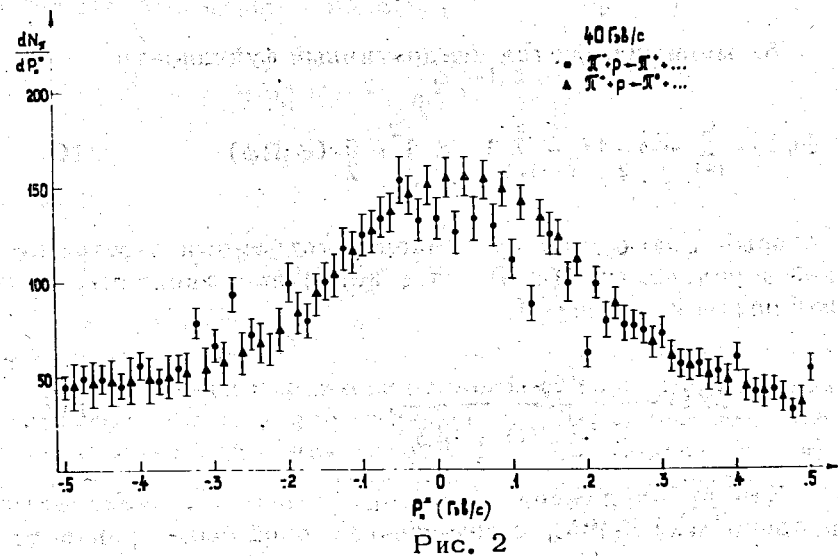
$$P(\phi/f) = \frac{P(\phi)P(f/\phi)}{\int P(\phi)P(f/\phi)d\phi} \quad /11/$$

Эти предположения заложены в методе и реализованы в программе STREG, с помощью которой были произведе-

ны все расчеты. Более подробно метод статистической регуляризации изложен в работах /6,7/. В работе /7/ описана его методическая проверка для конкретных случаев восстановления спектров π^0 -мезонов.

Интервал значений $p_{||}^*$ восстанавливаемого спектра $N(p_{||}^*)$ должен быть примерно равен интервалу $q_{||}^*$ заданных спектров $n(q_{||}^*)$. Но последний приходится обрезать на значениях $q_{||}^*$, при которых разброс $n(q_{||}^*)$ становится сравнимым с самими $n(q_{||}^*)$. Поэтому спектры $N(p_{||}^*)$ получены в интервале значений $p_{||}^*$ от $-0,5$ до $+0,5$ ГэВ/с, где есть статистическая обеспеченность результатов.

На рис. 2 показан полученный таким способом спектр продольных импульсов π^0 -мезонов в системе центра инерции. Там же для сравнения дан спектр π^+ -мезонов от реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \dots$ при том же импульсе налетающего π^- -мезона. На рис. 3 полученный спектр π^0 -мезонов сравнивается с соответствующим спектром π^- -мезонов от реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \dots$. Спектры нормированы на одно и то же количество событий /2060/. Видно, что в центральной области /область пионизации/ количество



π^+ , π^- и π^0 -мезонов примерно одинаково. Более точно в интервале $-0,1 \leq p_{||}^* \leq 0,1$ ГэВ/с / $-0,2 \leq x \leq 0,02$ / соответствующие отношения равны:

$$R_{-+} = \frac{N_{\pi^+}}{N_{\pi^-}} = 1,07 \pm 0,07;$$

$$R_{+0} = \frac{N_{\pi^+}}{N_{\pi^0}} = 0,94 \pm 0,07;$$

$$R_{-0} = \frac{N_{\pi^-}}{N_{\pi^0}} = 0,87 \pm 0,07.$$

/12/

Здесь указаны статистические и систематические ошибки, связанные с нормировкой инклюзивных спектров. Таким образом, в центральной области / $|x| \leq 0,02$ / в пределах 7%-ной ошибки $N_{\pi^-} = N_{\pi^0} = N_{\pi^+}$, что свидетельствует о доминирующем вкладе поперечного обмена. Результаты по π^0 -мезонам получены впервые.

§4. СРАВНЕНИЕ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ИНКЛЮЗИВНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДЛЯ РЕАКЦИЙ $\pi^+ p \rightarrow \gamma + \dots$ И $\pi^- C^{12} \rightarrow \gamma + \dots$ ПРИ $P = 40$ ГэВ/с

Применение обобщенной оптической теоремы и модели полюсов Редже к анализу инклюзивных реакций привело к ряду предсказаний /8/, которые можно проверить на эксперименте. В частности, в связи с факторизацией вычета полюса Померанчука предсказывается, что величина $\rho = f(p_{||}, p_{\perp}^2) / \sigma_{tot}$ не зависит от типа налетающей частицы /мишени/ в области фрагментации мишени /частицы пучка/. Для центральной области /плато/ значение ρ не зависит от природы обеих сталкивающихся частиц. Наличие в пропановой камере различных мишеней (p, C^{12}) позволяет проверить эти выводы.

Нами были получены одночастичные инклюзивные распределения для процессов /1/ и



На рис. 4 приведены нормированные поперечные сечения $\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dy}$ для реакций /1/ и /13/ в зависимости от продольной быстроты в лабораторной системе координат.

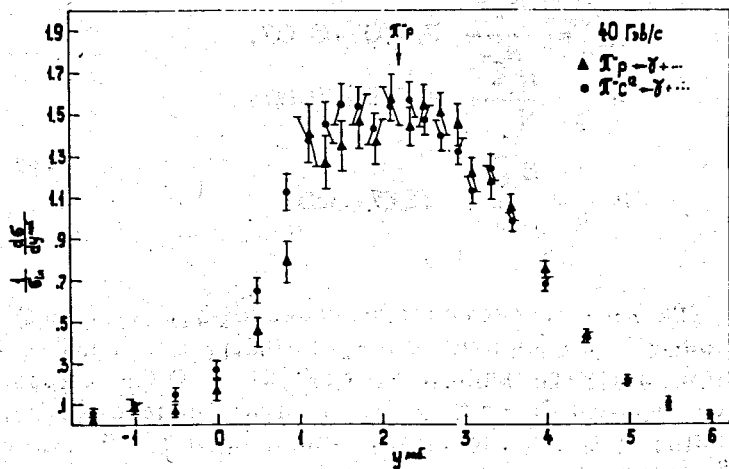


Рис. 4

Из рисунка видно, что в области $1 \leq y \leq 3$ величина нормированного поперечного сечения не зависит от y , как для реакции /1/, так и для реакции /13/, т.е. в распределении по быстроте наблюдается плато. Абсолютные величины сечений в области плато для реакций /1/ и /13/ совпадают /с точностью $\pm 8\%$ /. Ранее в работе /2/ было получено, что нормированные сечения $\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dy}$ для

реакций /1/ при $p = 40$ ГэВ/с и реакции /2/ при $E_p = 500 \div 1500$ ГэВ совпали по абсолютной величине при $y^* = 0$ /т.е. в области плато/. Поскольку распределение $\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dy}$ для реакции /2/ достигает своего предельного значения в области плато в интервале энергий $500 \div 1500$ ГэВ, то совпадение данных для реакций /1/, /2/, /13/ служит указанием на достижение масштабной инвариантности в этих реакциях. Равенство значений ρ для реакций /1/, /2/ и /13/ служит указанием на независимость нормированного сечения от типа сталкивающихся частиц при высоких энергиях в центральной области.

Следующей особенностью распределений на рис. 4 является равенство нормированных сечений в области $y > 3$ для реакций /1/ и /3/. Эта часть спектра соответствует области фрагментации налетающего π^- -мезона. Такой результат показывает, что факторизация сечения /независимость нормированного сечения ρ от типа мишени/ имеет место при импульсе 40 ГэВ/с и согласуется также с предсказанием, вытекающим из партонной модели взаимодействия элементарных частиц с атомными ядрами /9/.

Фрагменты мишени /налетающей частицы/ удобно рассматривать в лабораторной системе координат /в системе покоя налетающей частицы/, где им соответствуют частицы с малыми продольными импульсами. На рис. 5 показано распределение нормированных поперечных сечений

$\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dp_{||}}$ для реакций /1/ и /13/ в зависимости от продольного импульса y -квантов в лабораторной системе координат, там же приведены отношения этих величин

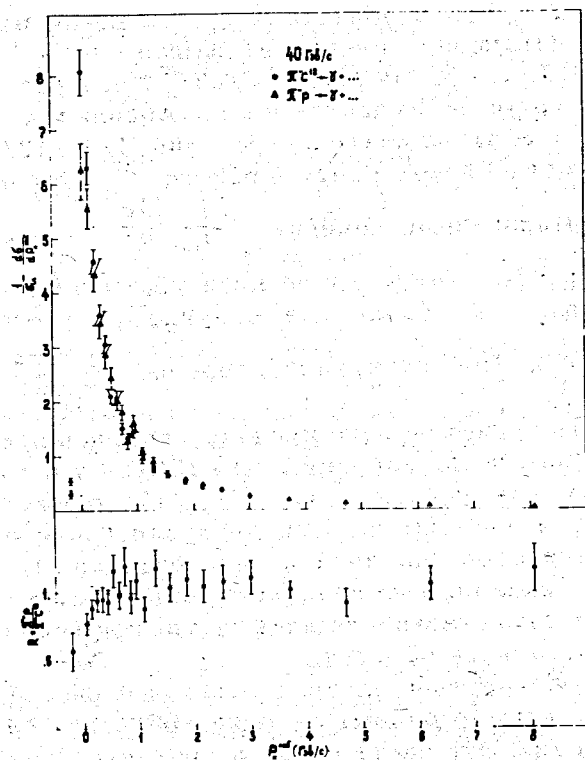


Рис. 5

(R). Видно, что в области $p_{||}^{lab.} < 0,5 \text{ ГэВ/с}$ /область фрагментации мишени/ нормированные сечения отличаются, тогда как для $p_{||}^{lab.} > 1 \text{ ГэВ/с}$ сечения совпадают /с точностью $\pm 8\%$ /. Аналогичное поведение для нормированных структурных функций $\frac{1}{\sigma_{in}} \omega \frac{d\sigma}{dp_{||}}$ показано на рис. 6. Таким образом, влияние ядра существенно сказывается на медленных вторичных частицах.

На рис. 7 и 8 показаны распределения нормированного поперечного сечения $\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dp_{||}}$ и нормированной структурной функции $\frac{1}{\sigma_{in}} \omega \frac{d\sigma}{dp_{||}}$ для реакций /1/, /13/.

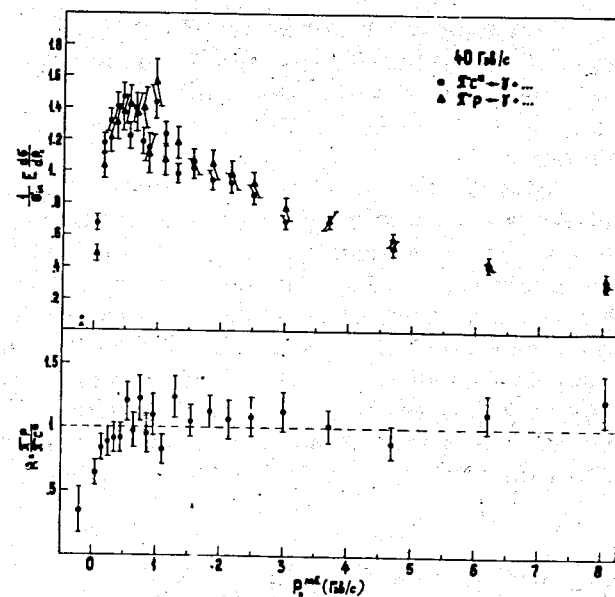


Рис. 6

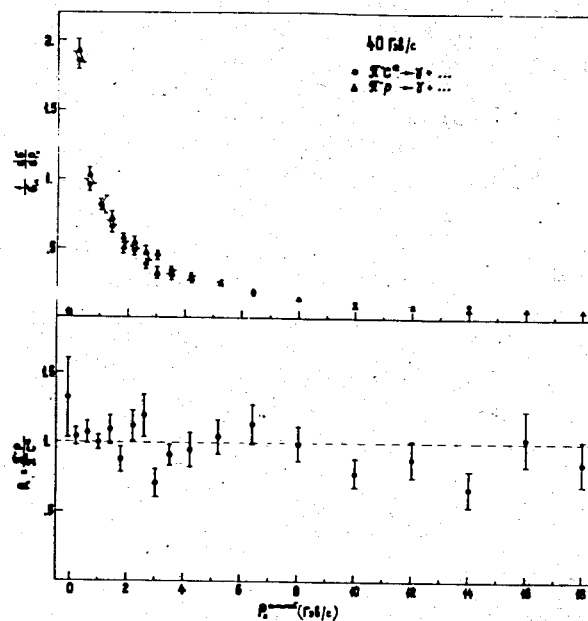


Рис. 7

в зависимости от продольного импульса в системе покоя налетающей частицы. Из рисунка видно, что для $p_{\parallel} \leq 2 \text{ ГэВ/с}$ сечения совпадают /величина $R \approx 1/$, в то время как для $p_{\parallel} \geq 2 \text{ ГэВ/с}$ в распределении R отличаются нерегулярности.

Таким образом, из сравнения распределений нормированных сечений по быстрой и продольным импульсам в системах покоя мишени и налетающей частицы для реакций /1/ и /13/ следует, что сечения в области плато и в области фрагментации налетающей частицы совпадают. Это служит указанием на то, что предсказание модели полюсов Редже о независимости величины ρ /факторизация инклюзивных сечений/ от природы сталкивающихся частиц в рассматриваемых областях выполняется при импульсе 40 ГэВ/с /с точностью $\pm 8\%$ /.

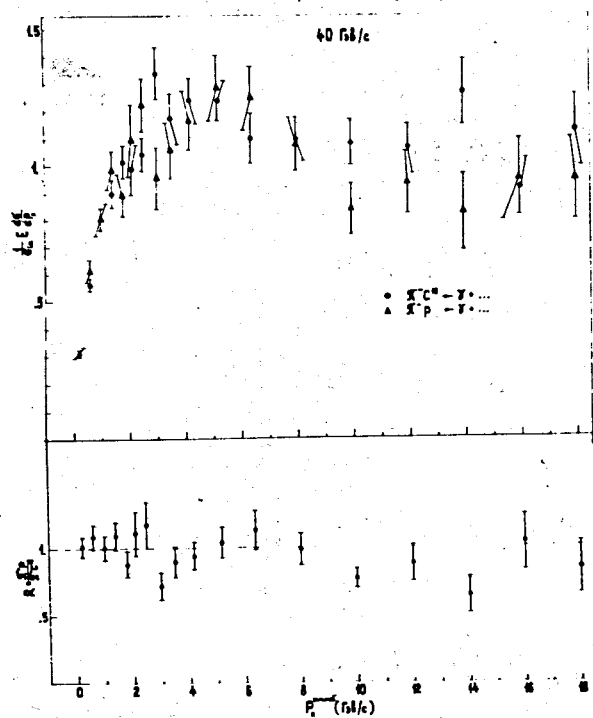


Рис. 8

В заключение мы выражаем благодарность нашим лаборантам за большую помощь, оказанную при выполнении настоящей работы.

Литература

1. А. У. Абдурахимов, Н. Ангелов, В. А. Беляков и др. Препринт ОИЯИ, P1-6326, Дубна, 1972.
2. А. У. Абдурахимов, Н. Ангелов, К. П. Вишневская и др. Препринт ОИЯИ, P1-6928, Дубна, 1973; Nucl. Phys., B63, 114-126 (1973); Nucl. Phys., B52, 414 (1973).
3. G. Neuhofer, F. Niebegrall et al. Phys. Lett., 36B, 438 (1971); 38B, 51 (1972).
4. R. R. Daniel, S. N. Ganguli et al. Preprint TIFR-BC-73-4. Bombay, India.
5. G. I. Kopylov. Nucl. Phys., B52, 126 (1973).
6. Л. С. Туровцева, В. Ф. Турчин. Препринт № 30, ИПМ АН СССР, Москва, 1970.
7. Н. С. Ангелов, В. Г. Гришин, Г. И. Копылов. Препринт ОИЯИ, P1-7546, Дубна, 1973.
8. A. H. Mueller. Phys. Rev., D2, 2963 (1970); W. R. Frazer, L. Ingber et al. Rev. Mod. Phys., 44, 284 (1972); О. В. Канчели. Письма в ЖЭТФ, 11, 397 /1969/.
9. О. В. Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 465 /1973/.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 января 1974 года.