

8898

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



P1 - 8848

Эн. чит. зала

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.Г.Гришин,
Я.З.Дарбаидзе, М.И.Дасаева, С.В.Джмухадзе,
И.А.Ивановская, М.К.Куциди, Т.Г.Махарадзе,
И.Ш.Мирианашвили, Р.Г.Салуквадзе, А.Н.Сисакян,
Л.А.Слепченко, Ю.В.Тевзадзе, Э.Т.Цивцивадзе,
М.С.Чаргейшвили

АНАЛИЗ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ

ОДНОЧАСТИЧНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

В π^- p-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $\rho = 40$ ГЭВ/С

1975

P1 - 8848

Л.Н.Абесалашвили,* Н.С.Амаглобели,* В.Г.Гришин,
Я.З.Дарбаидзе,* М.И.Дасаева,* С.В.Джмухадзе,
И.А.Ивановская, М.К.Куциди,* Т.Г.Махарадзе,*
И.Ш.Мирианашвили,* Р.Г.Салуквадзе,* А.Н.Сисакян,
Л.А.Слепченко,* Ю.В.Тевзадзе,* Э.Т.Цивцивадзе,
М.С.Чаргейшвили*

АНАЛИЗ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ

ОДНОЧАСТИЧНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

В П-р-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $\rho = 40$ ГЭВ/С

Направлено в ЯФ

* Тбилисский государственный университет

§1. Введение

Одной из проблем инклюзивного подхода к взаимодействию адронов при высоких энергиях является выяснение зависимости тех или иных наблюдаемых эффектов от множественности. Для решения подобных вопросов можно привлечь информацию о т.н. полуинклюзивных спектрах, т.е. характеристиках реакций с данной топологией, наглядно представляющих вклады различных множественностей в физические явления.

В настоящей работе мы дадим количественное описание одночастичных распределений π^\pm -мезонов при данной множественности. Приведенные экспериментальные результаты были получены из анализа ~ 6000 неупругих π^-p -событий с множественностью от 2 до 12 заряженных частиц (включительно), зарегистрированных в 2-метровой пропановой камере ОИЯИ, облученной π^- -мезонами с импульсом $(40,00 \pm 0,24)$ ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ^{/1/}. В работе^{/2/} дано описание оптической системы камеры и методики определения оптических констант, а вопросы, связанные с отбором, выделением взаимодействий и обработкой пленочной информации с 2-метровой пропановой камеры, изложены в^{/3/}. Отметим, что результаты по импульсным и угловым инклюзивным характеристикам π^-p -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с были опубликованы в работах^{/4/}.

Анализ будет основан на некоторых следствиях модели дифракционного возбуждения для полуинклюзивных характеристик^{/5/}, которая содержит предположение о статистическом характере инклюзивного спектра вторичных частиц. Далее проводится сравнение модельных

предсказаний с полученными в работе одночастичными распределениями по поперечным и продольным составляющим импульса π^\pm - мезонов.

Отметим, что в работе не проводилось совместное описание полуинклюзивных одночастичных спектров с зарядовыми топологическими распределениями; укажем в этой связи, что соответствующий анализ, а также осуществленное в /6/ изучение корреляций нейтральных и заряженных частиц изложены в обзоре /7/

82. Формулировка модели

Для выявления зависимости одночастичных распределений от множественности рассмотрим сначала полуинклюзивные характеристики в трактовке моделей дифракционного возбуждения (м.д.в.) /8-10/.

Рассмотрим инклюзивный спектр реакции $a+b \rightarrow c+x$. В соответствии с /8/ запишем его в следующем виде:

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \int dM \rho(M) n(M) E N(\vec{p}'), \quad (1)$$

где \vec{p}' и \vec{p} - импульсы частицы c в системе покоя кластера и с.д.и. соответственно, E - энергия частицы в с.д.и., $\rho(M)$ - сечение возбуждения кластера с массой M , $N(\vec{p}')$ - амплитуда, определяющая вероятность распада образованной системы. Переход в систему покоя достигается чисто продольным лоренц-преобразованием из с.д.и. $\vec{p} = \vec{p}'$, $n(M)$ - множественность частиц, на которые распадается кластер.

Основные предположения кластерных моделей: дифракционное возбуждение кластеров (ассоциаций), статистический (изотропный) их распад и линейная связь $n \sim M$, не накладываю сильных ограничений на вид функций $N(\vec{p}')$, и часто их выбирают в больцмановской форме $E N(\vec{p}') \sim e^{-\lambda^2 \cdot \vec{p}'^2}$, λ - параметр выбранного распределения. В этом случае одночастичное распределение при фиксированной множественности может быть записано следующим образом:

$$\frac{d\sigma_n}{dy dp_\perp^2} = A_n \int dM \rho(M) n(M) \delta(M-n/\gamma) \frac{e^{-\lambda^2 m^2 \text{sh}(y-\phi)}}{\text{ch}^2(y-\phi)}, \quad (2)$$

где y - быстрота частицы, $y = 1/2 \ln \frac{E+p_{||}}{E-p_{||}}$, ϕ - быстрота кластера в с.д.и., $1/\gamma$ - эффективная масса составляющих кластера.

Отметим, что одной из трудностей м.д.в. /8/ является проблема согласования хода топологических сечений σ_n и поведения инклюзивных спектров в центральной области. Попытки модификаций сечений σ_n с учетом пороговых (t_{\min}) эффектов в образовании кластеров, приводящие к подавлению распределений по быстротам в области $y \sim 0$, ведут, по всей видимости, к отказу от предположения об изотропности распада кластера /10,11/. В работе /10/ в частности, показано, как введение неизотропности позволяет согласовать медленное падение сечений в области больших n и неубывающий характер спектров в центральной области.

Ниже мы покажем, что зависимость от множественности, приводящая к неизотропности распада возбужденной системы, содержится естественным образом в модели, где в качестве функции $N(y)$ выбирается известное из статистики распределение бозе-газа, соответствующее, на языке процессов множественного рождения, независимому испусканию вторичных частиц. Ввиду того, что основным пунктом кластерных (мультикластерных) моделей является характер зависимости $N=N(\vec{p})$, рассмотрим ограничения, которые накладываются на полуинклюзивные характеристики при выборе суммарного инклюзивного распределения в виде:

$$E \vec{N}(\vec{p}) = E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \text{const} (e^{+k_0 E - k_1 p_{||}} - 1)^{-1}, \quad (3)$$

где k_0, k_1 - параметры.

Выбор распределения в форме (3) продиктован тем, что оно удовлетворяет статистическим предположениям м.д.в. /8-10/, хорошо воспроизводит экспериментальные

спектры в предположении об изотропном распаде $N\pi$, $N2\pi, \dots$ и т.д. кластеров /12/ и, наконец, тем, что с помощью (3) удастся получить согласие при описании экспериментальных данных по инклюзивным спектрам в π^-p -взаимодействиях при 28 ГэВ/с /13/.

Нас будет интересовать поведение величин $E d\alpha_n / d\vec{p}$, где n - число заряженных частиц в конечном состоянии реакции $\pi^-p \rightarrow c(\vec{p}) + (n-1)_{\text{заряж}} + \dots$, нормированных обычным образом на инклюзивный спектр

$$E d\sigma / d\vec{p} = \sum_n E d\alpha_n / d\vec{p}.$$

Разлагая выражение (3) в геометрический ряд по множественности n и учитывая определение полуинклюзивных сечений в переменных y, p_{\perp} , получим:

$$\tau_n(y, p_{\perp}) = \frac{d\alpha_n}{dy dp_{\perp}^2} = 2\pi A e^{-nm_{\perp} M_{\perp} \text{ch}(y-y')}, \quad (4)$$

где y' - величина, аналогичная быстрой и составленная из k_0 и k_1 ; $m_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m^2}$, $M_{\perp} = \sqrt{k_0^2 - k_1^2}$. В связи с произволом в выборе механизма возбуждения кластера мы будем работать с перенормированными на σ_n распределениями, что весьма удобно ввиду неоднозначности разложения в ряд. В физических приложениях мы будем пользоваться лишь относительными величинами.

Интегрируя распределение (4) по поперечным массам, мы получим отнормированное относительное распределение по быстрой:

$$\tau_n(y) = \frac{1}{\sigma_n} \frac{d\alpha_n}{dy} = \frac{cn}{a} \cdot \frac{1 + a \text{ch} y}{K_1(a) \text{ch}^2 y} e^{-a \text{ch} y}, \quad (5)$$

где $a = nmM_{\perp}$, $K_1(z)$ - функция Бесселя II рода. При $n > \bar{n}$ можно использовать асимптотику бесселевых функций, и тогда

$$\tau_n(y) \approx \frac{\sqrt{n}}{\sqrt{2\pi nmM_{\perp}}} \cdot \frac{1 + a \text{ch} y}{\text{ch}^2 y} e^{-2a \text{sh}^2 y/2} \quad (6)$$

Отметим два важных свойства распределений (5) и (6): 1. "Сужение" пика распределения с увеличением n , т.е. рост эффективного наклона для больших множественностей. 2. Возрастание максимального значения при $y=0^*$ с множественностью: $\tau_n(y=0) = c\sqrt{n} (1+nm)$.

Для соответствующих спектров по поперечным составляющим импульса из выражения (4), используя определение бесселевых функций, получаем:

$$\tau_n(p_{\perp}) = \frac{1}{\sigma_n} \cdot \frac{d\alpha_n}{dp_{\perp}^2} = \frac{nM_{\perp}}{mK_1(a)} K_0(nm_{\perp}M_{\perp}), \quad (7)$$

где $K_0(z)$, $K_1(z)$ - функции Бесселя II рода. При $n > \bar{n}$

$$\tau_n(p_{\perp}) \approx c n m_{\perp}^{-1/2} e^{-nm_{\perp}(m_{\perp} - m)} \quad (8)$$

Таким образом, полуинклюзивный спектр по p_{\perp} обладает, как и $\tau_n(y)$, характерным сужением, причем величина нормированных сечений растет с множественностью линейно: $\tau_n(p_{\perp \text{ max}}) \sim c \cdot n$.

§3. Сравнение с экспериментом.

Экспериментальные полуинклюзивные распределения по быстрой и поперечным импульсам были получены для $\sim 6000 \pi^-p$ -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с. Эти распределения представлены на рис. 1-11. На них же приведены в виде кривых результаты описания согласно уравнениям §2.

Обсудим подробнее следствия сравнения с экспериментом.

* В отличие от стандартных м.д.в. /8,9/, приводящих к спаду спектров в центральной области.

А. Распределения по поперечным составляющим импульса

На рис. 1-2 приведены экспериментальные распределения по p_{\perp}^2 для различных фиксированных интервалов x^* и фиксированных множественностей n . На графиках заметны как "сужение" пика распределений, упоминавшееся выше (см. (8)), так и рост максимума распределения с увеличением n (рис. 3).

Нами проведен количественный анализ этих распределений на основе уравнений (7,8), и результаты подгонок представлены соответствующими кривыми. Сравнение результатов эксперимента с расчетами по χ^2 -критерию показывает, что уровень согласия оказывается хорошим только для определенных областей по n и x (см. табл. 1,2).

В соответствии со статистическим содержанием модельных формул эти результаты являются естественными, т.к. описание удается получить только для тех областей по n и x , в которых рождается в каждом случае наибольшее число частиц. Это, например, крайняя область $|x| \sim 1$ при $n < \bar{n}$ и центральная область $x \sim 0$ для больших множественностей $n > \bar{n}$.

В качестве иллюстрации на рис. 4 приведены примеры неудовлетворительного описания в соответствующих областях n и x .

Отметим, что в проведенном рассмотрении не учитывался эффект лидирующей частицы, который, безусловно, проявляется при этих энергиях /7/.

Подчеркнем также, что численные значения параметров в (7), (8) соответствуют коэффициентам в (3), использованным при описании экспериментальных данных по инклюзивным спектрам в π^-p -взаимодействии при $P = 40$ ГэВ/с.

* В данном разделе обсуждение данных проводится на языке x -переменной $x = 2p_{\perp}^* / \sqrt{s}$. Связь с быстротой в крайних и центральной областях имеет вид:

$$y = \frac{x\sqrt{s}}{2m} \quad \text{при } x\sqrt{s} \rightarrow 0; \quad y = \pm \left(\frac{1}{2} \ln \frac{s}{m^2} + \ln |x| \right) \quad \text{при } x \approx \pm 1.$$

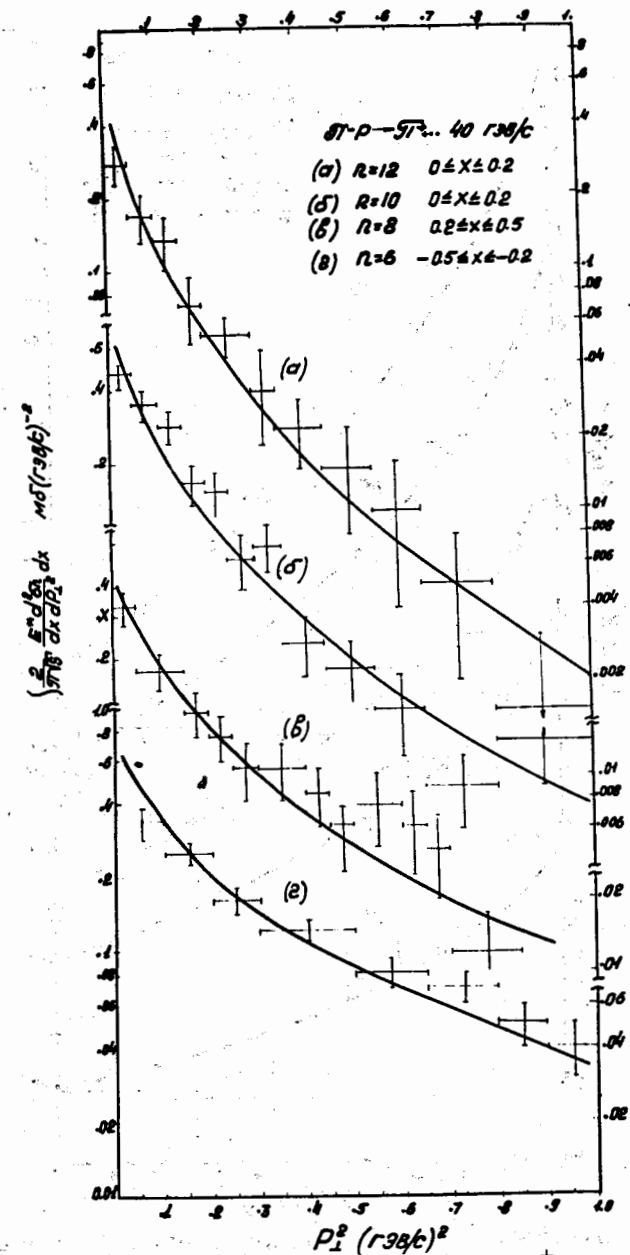


Рис. 1. Полуинклюзивные распределения π^+ -мезонов по p_{\perp}^2 для различных фиксированных областей x . Кривые вычислялись по формуле (7).

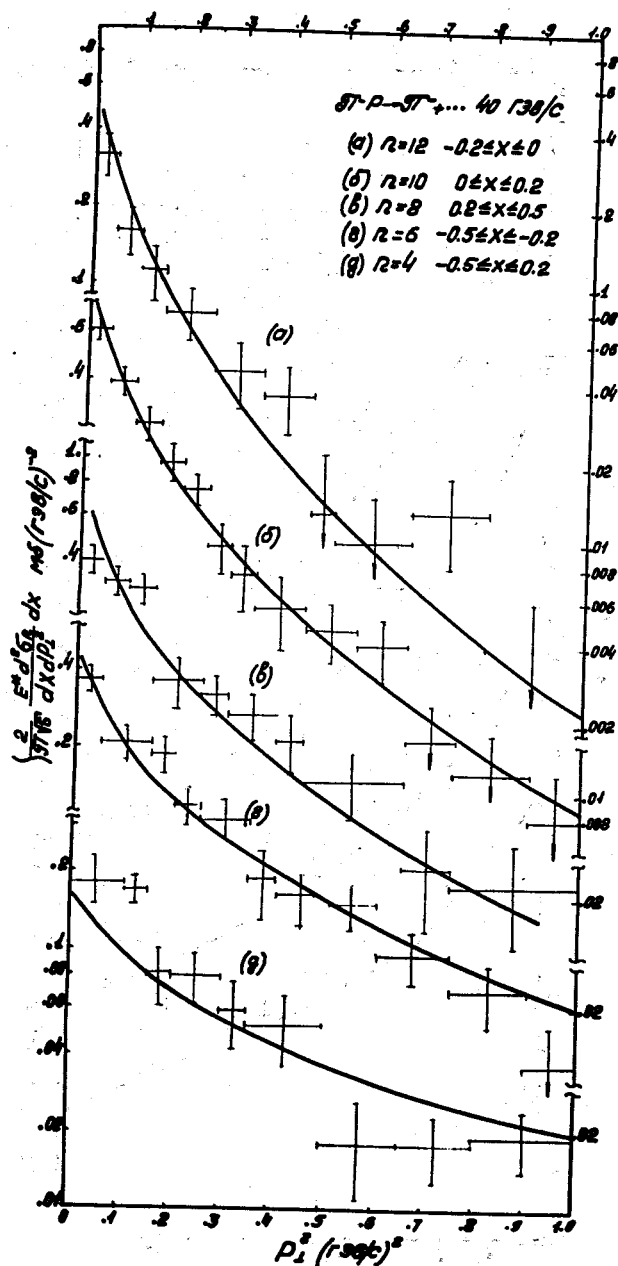


Рис. 2. Полуинклюзивные распределения π^- -мезонов по P_1^2 для различных фиксированных областей x . Кривые вычислялись по формуле (7).

Таблица 1

$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \dots$

Топология	χ^2/N , где N -число экспериментальных точек						
n	$-0.8 < x < -0.5$	$-0.5 < x < -0.2$	$-0.2 < x < 0$	$0 < x < 0.2$	$0.2 < x < 0.5$	$0.5 < x < 0.8$	$0.8 < x < 1$
2	21/10	46/8 26	26/7	25/9			
4	110/6	96/11	166/11	110/8	103/12	51/17	
6	29/7	7/8	89/14	77/13	24/12	6/8	
8		70/12	36/17	49/15	7/12		
10		36/10	13/11	18/12	12/9		
12		9/8	18/10	5/11	8/7		

Таблица 2

$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \dots$

Топология	χ^2/N , где N -число экспериментальных точек						
n	$-0.8 < x < -0.5$	$-0.5 < x < -0.2$	$-0.2 < x < 0$	$0 < x < 0.2$	$0.2 < x < 0.5$	$0.5 < x < 0.8$	$0.8 < x < 1$
2			26/9	64/8	147/9	157/8	179/10
4		12/9	629/11	220/14	195/12	828/11	17/8
6	7/7	9/11	118/13	190/14	19/12	14/9	12/8
8		21/9	27/12	32/14	16/10		
10		7/10	4/10	6/13	29/8		
12		9/8	7/10	11/10	16/7		

*Для всей области по $x \quad K=0.5, K_1=0,2$.

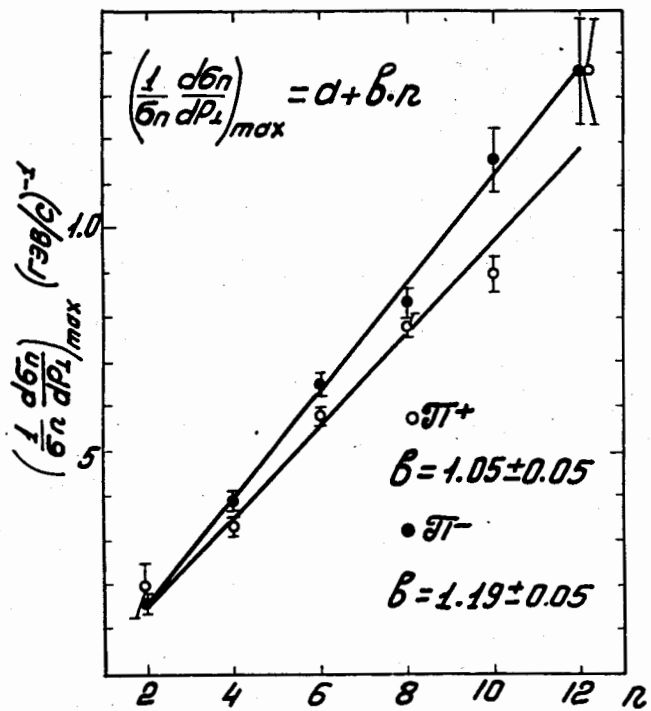


Рис. 3. Распределение максимальных значений $\frac{1}{\sigma_n} \cdot \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}}$ в зависимости от топологии n . Кривые - результат аппроксимации по формуле $a + \beta n$.

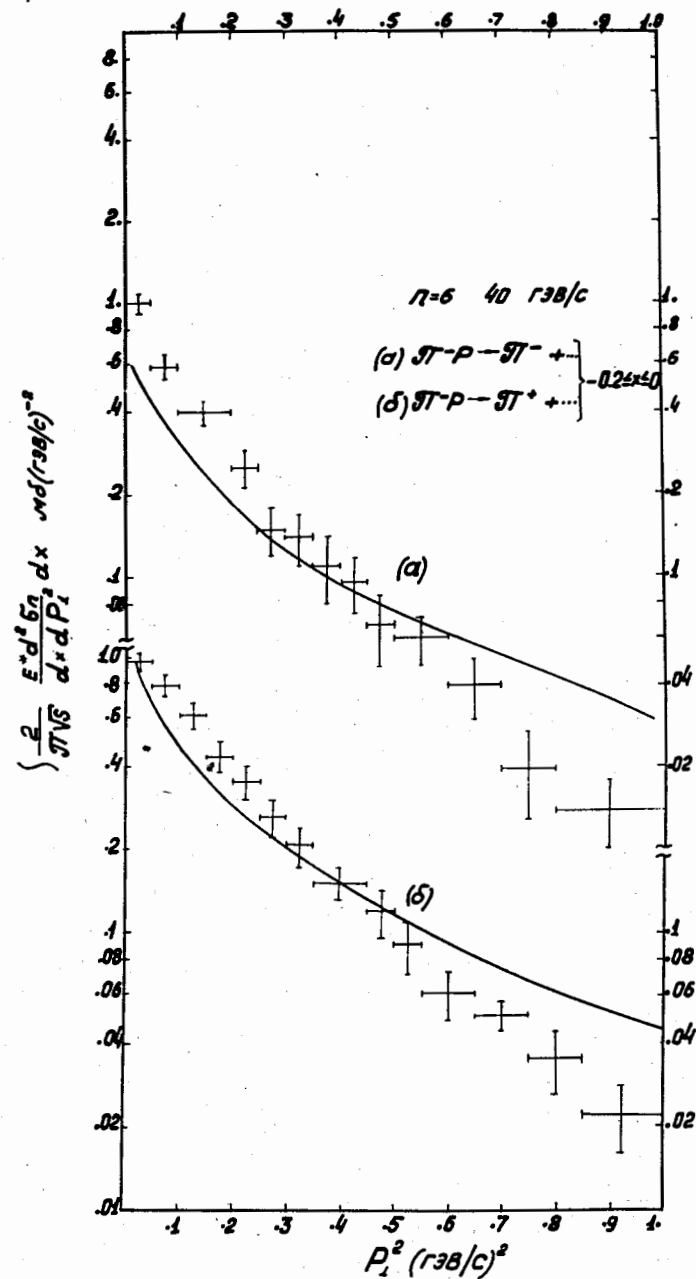


Рис. 4. Примеры неудовлетворительного описания спектров π^{\pm} -мезонов по p_{\perp}^2 для $n=6$ и $x \sim 0$. Кривые - результат вычислений по формуле (7).

Интересно отметить, что инклюзивный спектр π^+ -мезонов по поперечным импульсам, полученный суммированием (7) по всем топологиям n , находится в хорошем согласии с экспериментальными данными в области $|x| \sim 1$. Соответствующее распределение для π^- -мезонов согласуется с экспериментом хуже из-за отмечавшихся уже эффектов лидирующей частицы и резонансов (рис. 5).

Далее нами проводилось сравнение результатов, соответствующих (8), с данными по полуинклюзивным распределениям, проинтегрированным по всей области x , в которых тем самым эффекты центральной и периферических частей взаимодействия усреднены. Наиболее удовлетворительное согласие достигается в параметризации

$$\frac{1}{\sigma_n} \cdot \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}^2} = \frac{(a+b \cdot p_{\perp})n}{m_{\perp}^{1/2}} \cdot e^{-nM_{\perp}(m_{\perp}-m)} \quad (9)$$

Результаты аппроксимации экспериментальных данных формулой (9) показаны на рис. 6 и 7. Значения параметров a и b приведены в табл. 3.

Б. Распределения по быстрым при фиксированных n

На рис. 8-11 представлены полуинклюзивные экспериментальные распределения по продольной быстрой π^{\pm} -мезонов $\frac{1}{\sigma_n} \cdot \frac{d\sigma_n}{dy}$ в π^-p -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с. Приведенные теоретические кривые соответствуют результатам подгонки по формулам (5), (6). Характерной особенностью полуинклюзивных распределений по продольному импульсу в отличие от соответствующих спектров по поперечным составляющим импульса является их чувствительность к наличию резонансов и лидирующих частиц, которая проявляется в наблюдаемой асимметрии вперед-назад, особенно при малых множественностях. Удовлетворительное описание удается получить лишь для событий с большой множественностью $n > \bar{n}$ ($n=8,10,12$), причем согласие улучшается с ростом n .

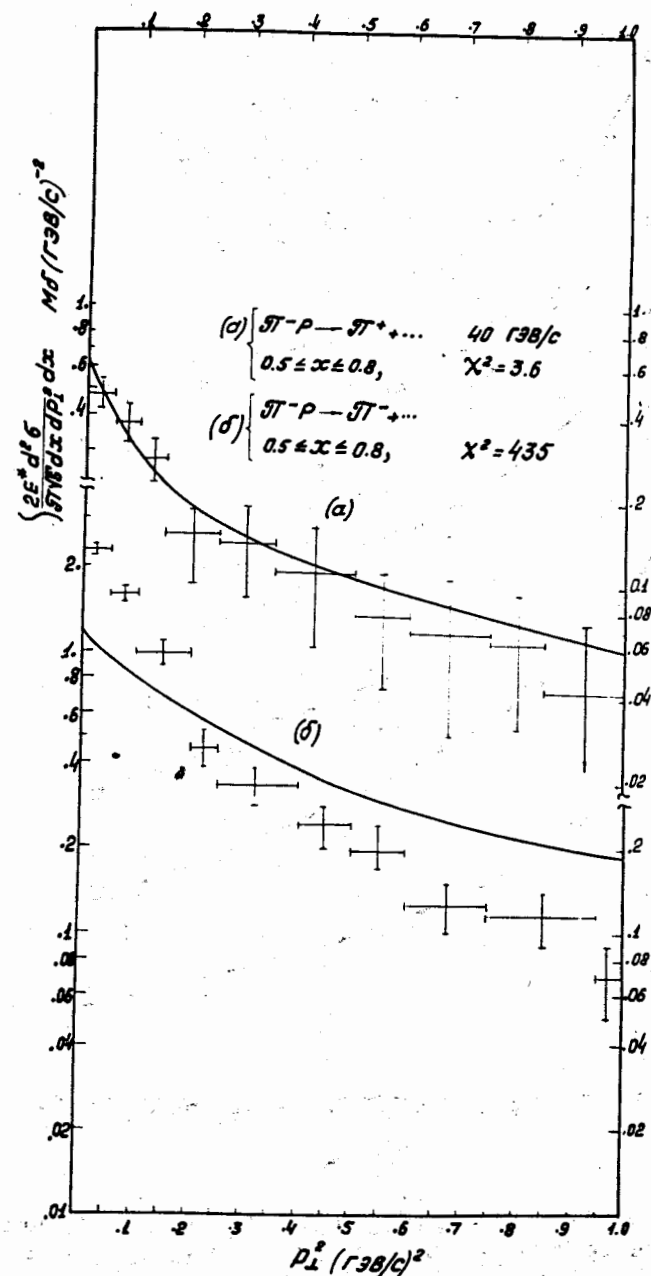


Рис. 5. Инклюзивные распределения π^+ и π^- -мезонов по p_{\perp}^2 при фиксированных x . Кривые - результат вычислений по формуле (7).

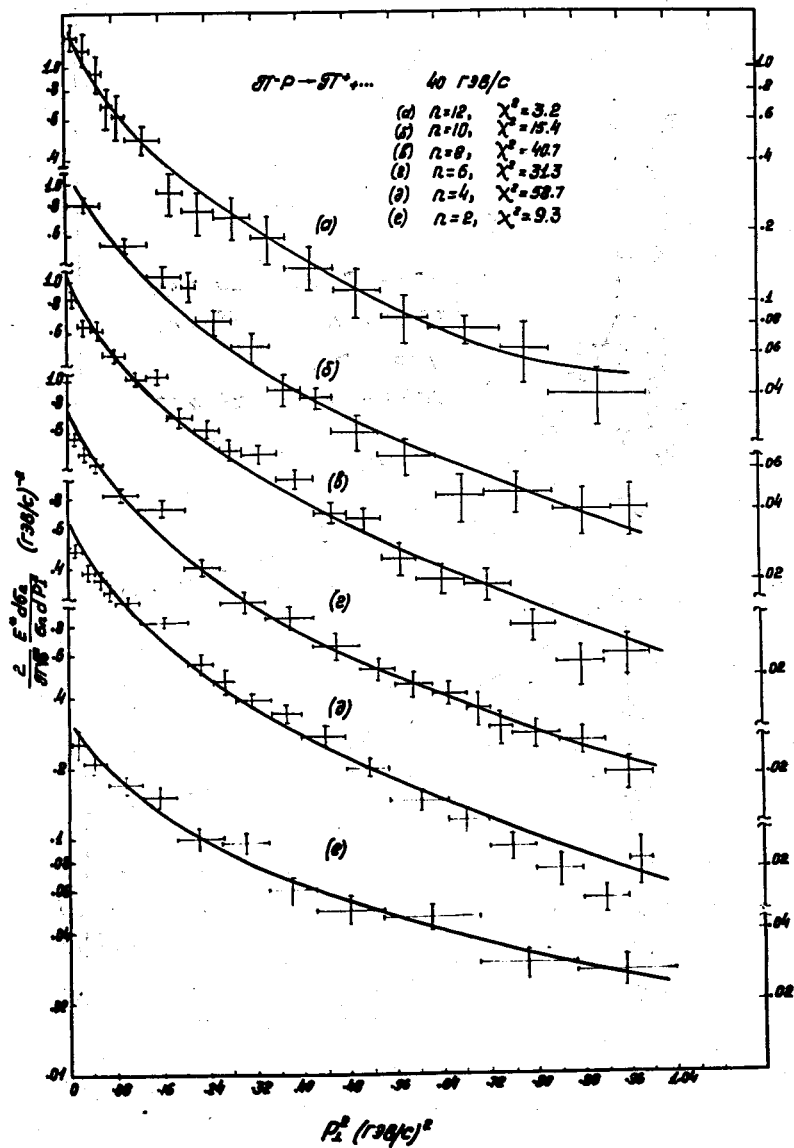


Рис. 6. Полуинклюзивные распределения π^+ -мезонов по P_{\perp}^2 , проинтегрированные по всему интервалу x : $-1 < x < 1$. Кривые - результат вычислений по формуле (9).

Таблица 3

Множественность n	π^-		π^+	
	a (ГэВ/с) $^{-3/2}$	b (ГэВ/с) $^{-5/2}$	a (ГэВ/с) $^{-3/2}$	b (ГэВ/с) $^{-5/2}$
2	0.196 ± 0.006	-0.190 ± 0.007	0.075 ± 0.004	-0.047 ± 0.006
4	0.145 ± 0.004	-0.121 ± 0.006	0.090 ± 0.003	-0.067 ± 0.004
6	0.109 ± 0.004	-0.067 ± 0.005	0.072 ± 0.003	-0.018 ± 0.004
8	0.100 ± 0.004	0.015 ± 0.009	0.082 ± 0.004	0.045 ± 0.009
10	0.095 ± 0.010	0.120 ± 0.024	0.069 ± 0.009	0.182 ± 0.023
12	0.065 ± 0.016	0.372 ± 0.051	0.058 ± 0.018	0.366 ± 0.051

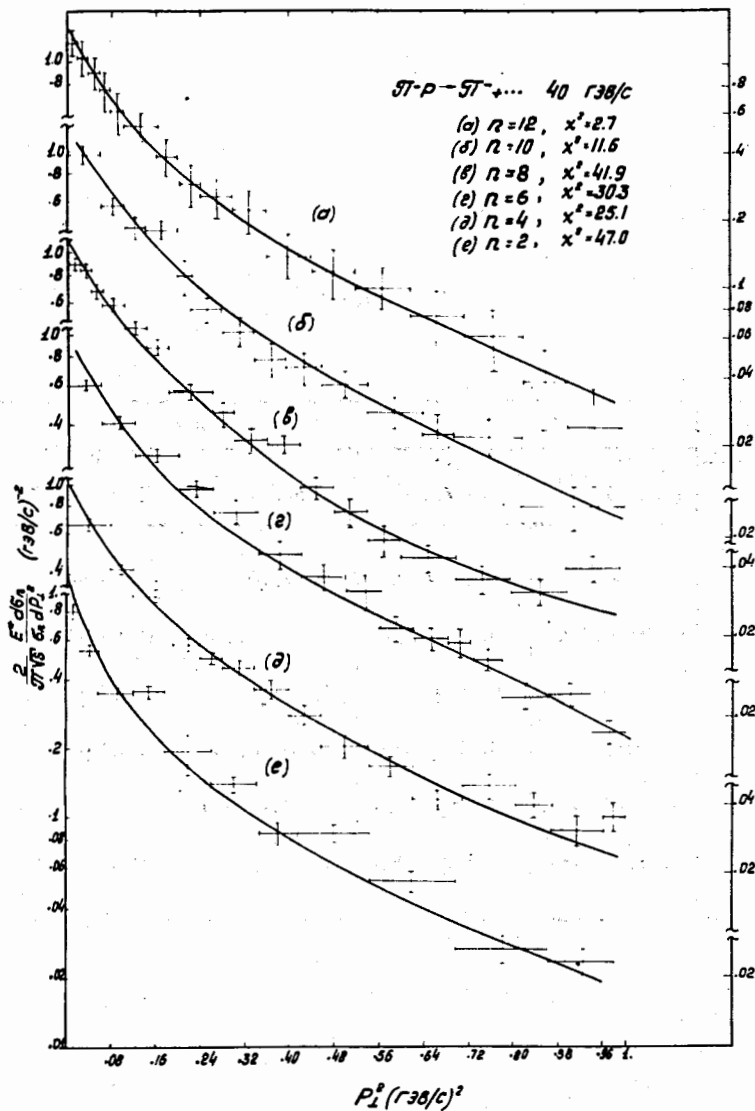


Рис. 7. Полуинклюзивные распределения π^- -мезонов по P_{\perp}^2 , проинтегрированные по всему интервалу x : $-1 < x < +1$. Кривые - результат вычислений по формуле (9).

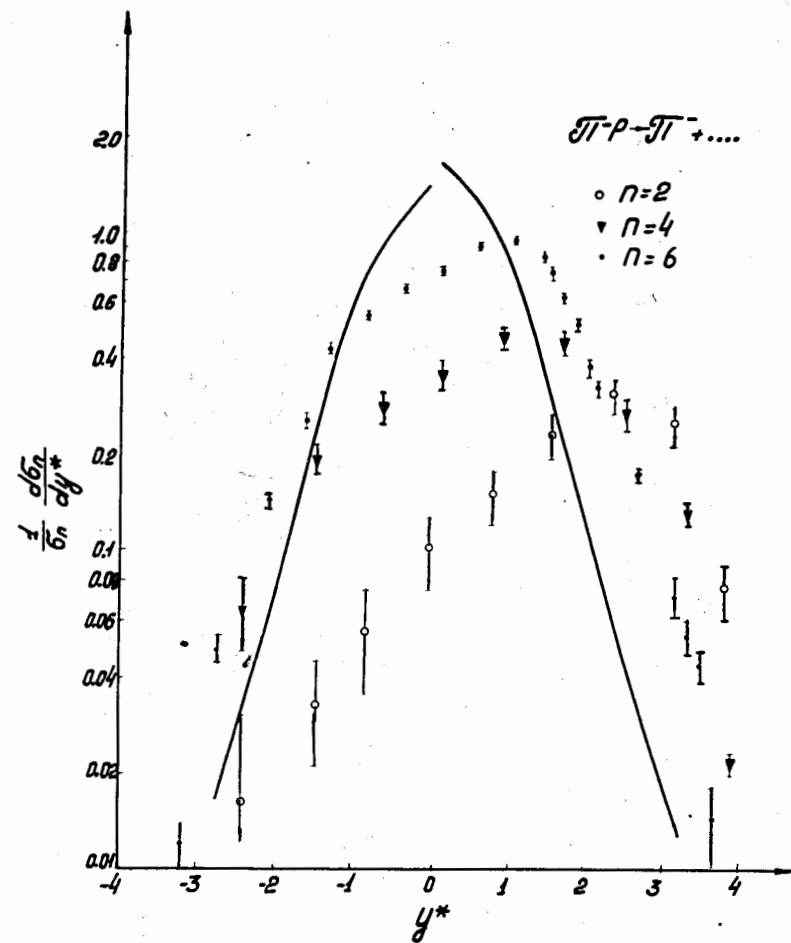


Рис. 8. Полуинклюзивные распределения по быстротам для π^- -мезонов при $n = 2, 4, 6$. Кривая получена по формуле (6) для $n=6$.

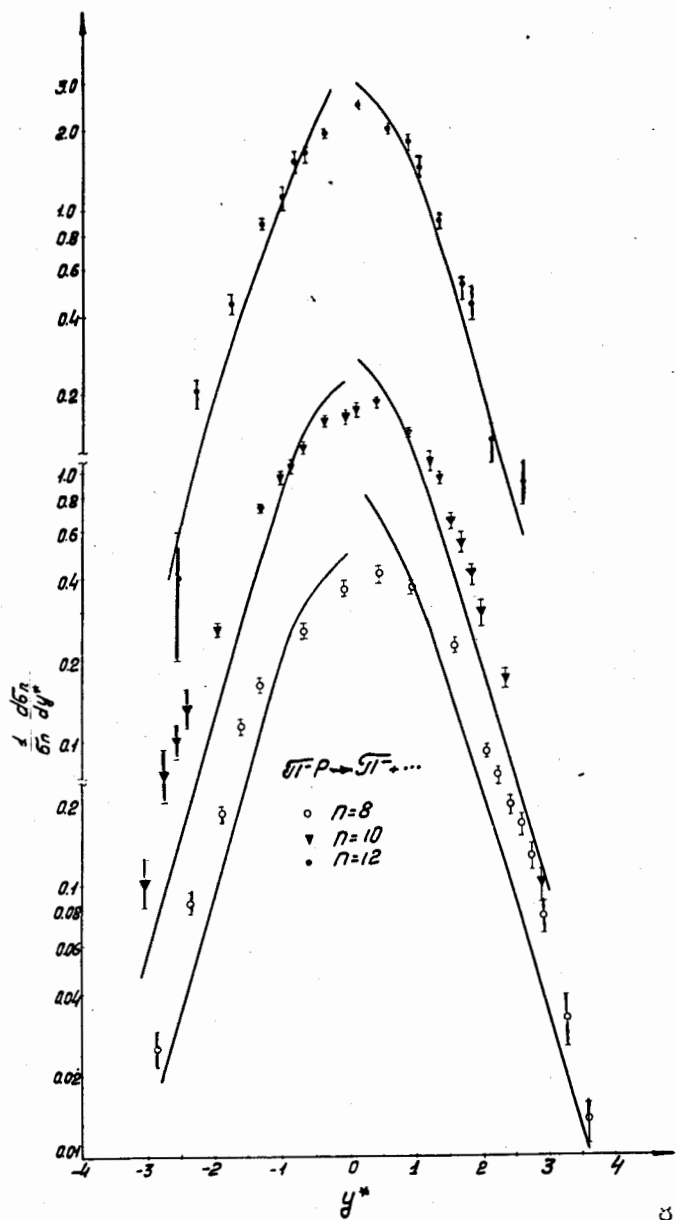


Рис. 9. Полуинклюзивные распределения по быстротам для π -мезонов при $n = 8, 10, 12$. Кривые вычислялись по формуле (6).

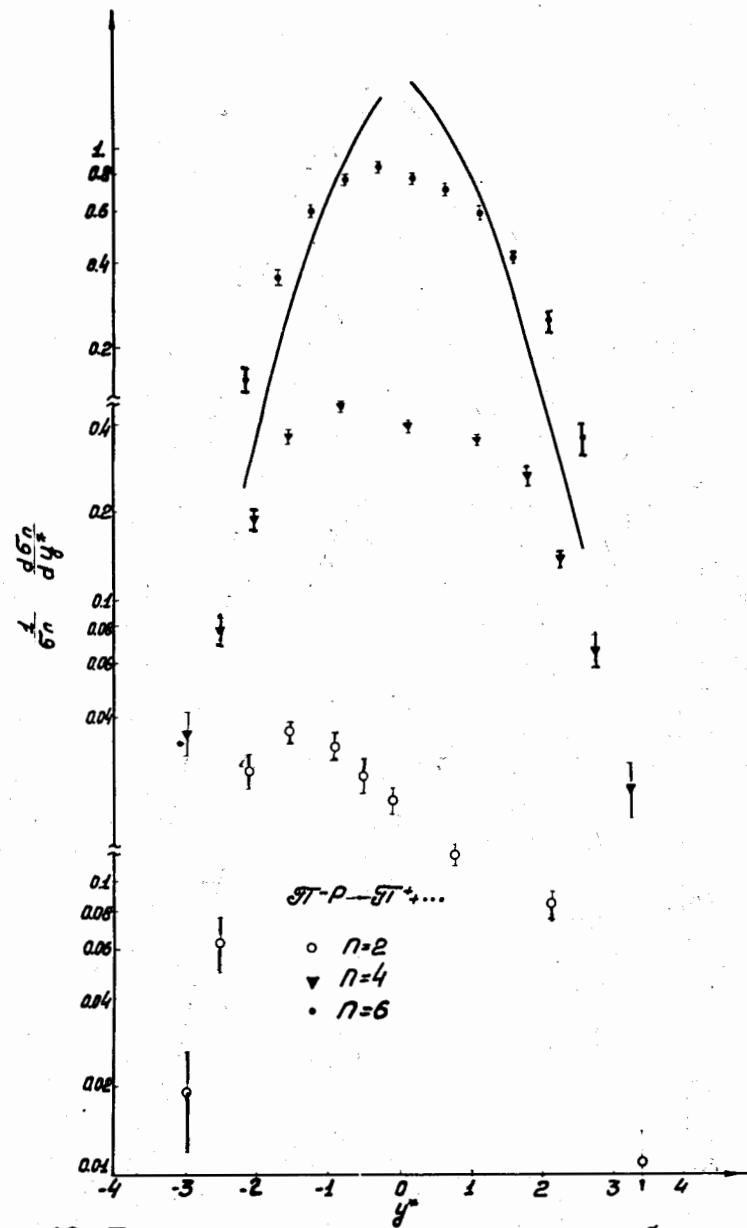


Рис. 10. Полуинклюзивные распределения по быстротам для π^+ -мезонов при $n = 2, 4, 6$. Кривая получена по формуле (5) для $n = 6$.

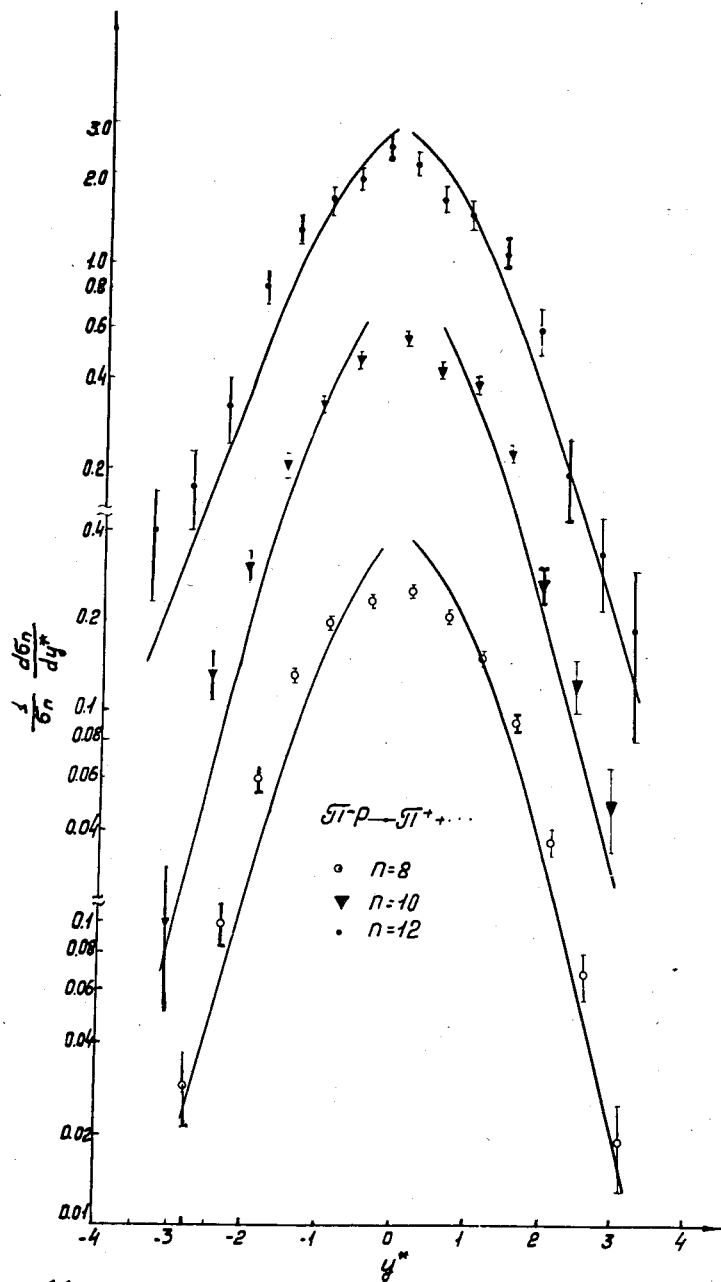


Рис. 11. Полуинклюзивные распределения по быстротам для π^+ -мезонов при $n = 8, 10, 12$. Кривые вычислялись по формуле (6).

Для распределений с $n \leq 6$ модельные кривые превышают экспериментальные значения в области $y \sim 0$ и сильно спадают по краям y -интервала. Уровень согласия в данном случае неудовлетворительный, что находится в соответствии со статистическим характером распределений, которые определяются в основном событиями с малыми импульсами и большими множественностями. По поводу асимметричного характера распределений с малой множественностью заметим, что в силу модельных предположений и без включения конкретного механизма рождения изобар и эффекта лидирующих частиц формула (8) не объясняет сдвиг максимума $d\sigma_n/dy$ в сторону положительных y для π^- -мезонов, наблюдающийся для $n \leq 6$. Заметим только, что эти свойства довольно естественно получаются в моделях фрагментации. В частности, распределение по быстротам из работы /14/

$$\frac{1}{\sigma_n} \cdot \frac{d\sigma_n}{dy} \Big|_{\text{лаб}} \sim (\text{sh}y)^2 e^{-a(\text{sh}y)^2/n} \quad (10)$$

наряду с линейным (по n) ростом максимума дает упомянутый сдвиг последнего $(y_0)_{\text{max}} \sim \ln \sqrt{n}$.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить свою благодарность В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвееву, А.Н.Квинихидзе, С.П.Кулешову, А.Н.Тавхелидзе за полезные обсуждения работы и ценные замечания.

Авторы признательны сотрудникам коллаборации по исследованию процессов множественного рождения в πN -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с за предоставление материала и полезные обсуждения.

Литература

1. М.Р.Баландин, М.Г.Борисов et al. Nucl. Instr. and Meth., 20, 6, 110 (1973).
2. Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, Н.А.Смирнов, М.И.Соловьев. Сообщения ОИЯИ, 13-5942, Дубна, 1973.

3. А.У.Абдурахимов, Н.С.Ангелов, В.А.Беляков и др. ОИЯИ, Т-6967, Дубна, 1973.
4. Сотрудничество Алма-Ата - Будапешт - Бухарест - Варшава - Дубна - Краков - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор - Ханой. ОИЯИ, 1-8064, Дубна, 1974; ОИЯИ, Р1-7103, Дубна, 1973; ЯФ, 18, 545 (1973); ОИЯИ, Р1-7268, Дубна, 1973; ЯФ, 19, 103 (1974); ОИЯИ, Р1-7543, Дубна, 1973; ЯФ, 19, 1039 (1974); ОИЯИ, Р1-2869, Дубна, 1974; ЯФ, 21, 328 (1975).
5. Я.З.Дарбаидзе, Л.А.Слепченко. Сообщения АН ГССР, 78, №3 (1975).
6. В.Г.Гришин, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисякян, Г.Янчо. ОИЯИ, Е2-6596, Дубна, 1972; ОИЯИ, Р2-6950, Дубна, 1973; ЯФ, 17, 1281 (1973); ОИЯИ, Д2-8180, Дубна, 1973.
7. A.N.Sissakian. RITP Rep.1-74, Helsinki, 1974.
8. M.Jacob, R.Slansky. Phys.Rev.D5, 1874 (1972); R.Hwa. Phys.Rev.Lett., 26, 1143 (1971).
9. M.Le Bellac, J.T.Bonohue, J.L.Meunier. Nuovo Cim. 14A, 225 (1973).
E.L.Berger, M.Jacob, R.Slansky. Phys.Rev., D6, 2580 (1972).
10. M.F.Fourdeau, Ph.Salin, C.N.R.S.Preprint РТВ-57, Bordeaux, 1974; F.Hayot, F.S.Henyey, M.LeBellac. Nucl.Phys., B80, 77 (1974).
11. Л.А.Слепченко. ОИЯИ, Р-7642, 487, Дубна, 1973.
12. E.M.Gordon. Phys.Rev.D8, 971 (1973).
13. N.N.Biswas, N.M.Cason, V.P.Kenney, J.T.Powers, W.D.Shepard. Nucl.Phys., D59, 273 (1973).
14. Л.А.Слепченко. Лекции Школы по физике элементарных частиц. Тбилиси, 1973; Сообщения АН ГССР, 73, 49, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 мая 1975 года.