

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



10265

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

1 - 10265

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Н.К.Куциди
Т.Г.Махарадзе, Р.Г.Салуквадзе, А.Н.Сисакян,
Л.А.Слепченко, Ю.В.Тевзадзе, Н.Г.Фадеев,
Э.Т.Цивцивадзе, М.С.Чаргейшвили, А.И.Шкловская

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ
АССОЦИАТИВНОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ОТ ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА

В π^-p - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с

1976

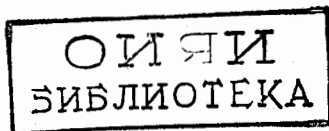
1 - 10265

Л.Н.Абесалашвили,* Н.С.Амаглобели,* Н.К.Куциди,*
Т.Г.Махарадзе,* Р.Г.Салуквадзе,* А.Н.Сисакян,
Л.А.Слепченко,* Ю.В.Тевзадзе,* Н.Г.Фадеев,
Э.Т.Цивцивадзе, М.С.Чаргейшвили,* А.И.Шкловская

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ
АССОЦИАТИВНОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ОТ ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА

В π -р - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с

Направлено в ЯФ



* Тбилисский государственный университет.

Абесалашвили Л.Н. и др.

I - 10265

Исследование зависимости ассоциативной множественности от поперечного импульса в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с

В работе исследуется поведение ассоциативной множественности как функции поперечного импульса выделенного π^- -мезона в различных областях фазового пространства. Экспериментальные результаты интерпретируются на основе модели двух механизмов, учитывающей взаимодействие адронных составляющих.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1976

© 1976 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

1. Введение

В настоящей работе представлены результаты дальнейшего исследования полукклюзивных реакций в π^-p -взаимодействиях /1,2/, проводимого в рамках международного сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, экспонированной пучком π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ /3/.

В реакциях

$$\pi^-p \rightarrow \pi^+ + (n-1)v_{\text{зар.}} + \dots \quad /1/$$

изучалось поведение ассоциативной множественности заряженных частиц в зависимости от величины поперечного импульса выделенного π^- -мезона. Был проделан анализ поведения ассоциативной множественности в различных областях фазового пространства, что позволило получить важные сведения о механизмах множественного образования частиц в выделенных областях и проверить предсказания различных моделей. Полученные экспериментальные результаты обсуждаются в рамках модели двух механизмов, учитывающей взаимодействие составляющих адронов.

Приводимые результаты основаны на анализе ~10 000 неупругих π^-p -взаимодействий со множественностью вторичных частиц не более 12, обработанных согласно принятой методике /4/.

2. Экспериментальные результаты

Поведение множественности заряженных ассоциированных частиц как функции поперечного импульса выделенного π^\pm -мезона во всем кинематически доступном фазовом пространстве представлено на рис. 1. Как видно, в области $p_\perp \lesssim 1 \text{ ГэВ}/c$ $\langle n(p_\perp) \rangle$ является слабо зависящей функцией поперечного импульса, а при больших p_\perp эта зависимость практически исчезает.

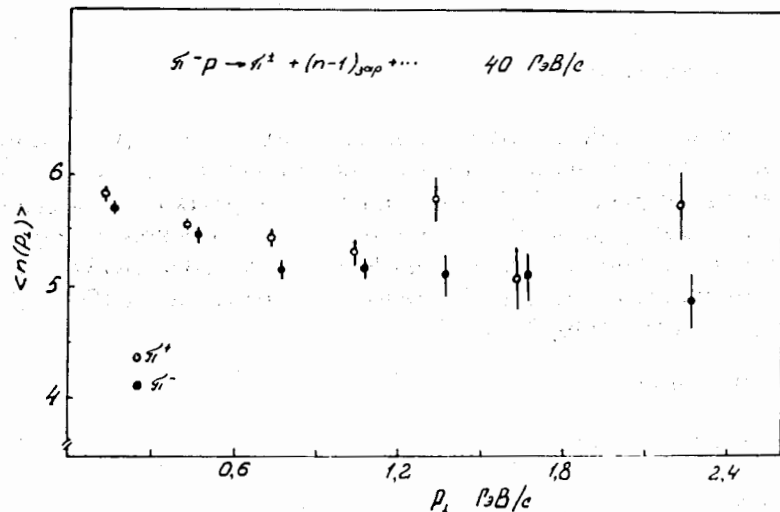


Рис. 1. Зависимость ассоциативной множественности от поперечного импульса выделенного π^\pm -мезона по всему фазовому пространству.

В предыдущей работе^{/2/} нами было показано, что такое поведение $\langle n(p_\perp) \rangle$ при относительно небольших поперечных импульсах связано со слабыми корреляциями между n и p_\perp и успешно воспроизводится статистической моделью возбужденных кластеров. Однако подобное поведение может явиться и следствием суммарного воздействия различных режимов поведения, связанных с разными динамическими механизмами образования частиц, которые могут по-разному проявлять

себя в различных областях фазового пространства и приводить к различному виду зависимости $\langle n(p_\perp) \rangle$.

Такая ситуация действительно имеет место, как это следует из рис. 2а,б,в, где приведена зависимость $\langle n(p_\perp) \rangle$ для случая, когда выделенный π -мезон находится в определенной кинематической области. Отметим следующие характерные особенности этих распределений: а/ в случае, когда выделенная частица находится в областях фрагментации /рис. 2а,в/, значения $\langle n(p_\perp) \rangle$

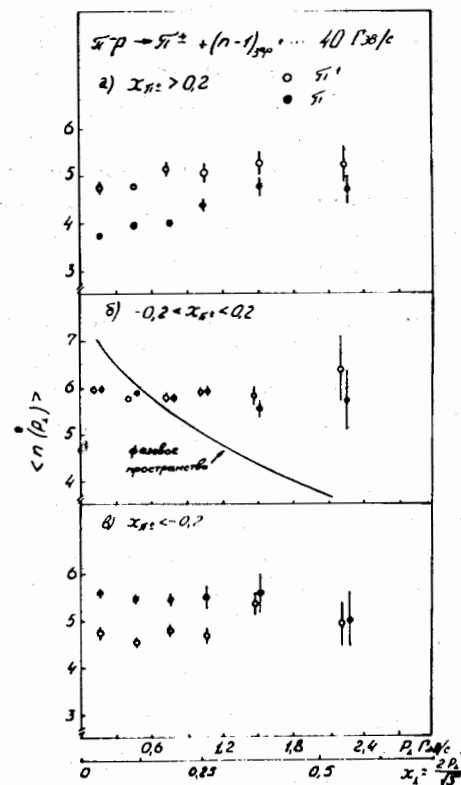


Рис. 2. Зависимость ассоциативной множественности от поперечного импульса выделенного π^\pm -мезона, находящегося в различных областях фазового пространства /кривая - результат моделирования по Лоренц-инвариантному фазовому пространству/.

меньше, чем в случае центральной области /рис. 26/, что связано со значительным вкладом механизмов дифракционного типа в областях фрагментации; б/ в области фрагментации мишени и в центральной области множественность слабо зависит от p_{\perp} , тогда как в области фрагментации пучка, в случае выделенного π^- -мезона, наблюдается заметный рост $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, начиная уже с малых значений поперечного импульса / $p_{\perp} \geq 0,3$ ГэВ/с/; в/ примерное постоянство величины $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, например, в центральной области, отнюдь не означает отсутствия корреляций между n и p_{\perp} , а является результатом суммарного действия различных конкурирующих факторов. Это ярко иллюстрируется приведенной на рис. 26 кривой, полученной для случая образования частиц согласно Лоренц-инвариантному фазовому пространству без учета каких-либо конкретных механизмов образования частиц при моделировании методом Монте-Карло /5/. Таким образом, эта кривая отражает влияние корреляций, обусловленных кинематикой процесса.

Отметим, что нами зарегистрирован также рост множественности частиц, ассоциированных с γ -квантом / π^0 -мезоном/ из области фрагментации пучка /рис. 3а/. В результате дальнейшего анализа заряженных частиц, ассоциированных с выделенным π^- -мезоном, образованным в области фрагментации пучка, оказалось, что возрастает множественность ассоциированных частиц, образованных в центральной области /рис. 4б/, тогда как множественность частиц из областей фрагментации почти не зависит от поперечного импульса быстрого π^- -мезона /рис. 4а, в/. При этом для ассоциированных частиц из той же области фрагментации пучка наблюдается слабое падение $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, обусловленное, по видимому, кинематическими эффектами.

Отсюда следует невозможность в настоящем случае объяснить рост множественности для быстрых π^- -мезонов образованием и дальнейшим распадом возбужденного состояния пучковой частицы в результате ее взаимодействия с составляющими адрона-мишени /6/.

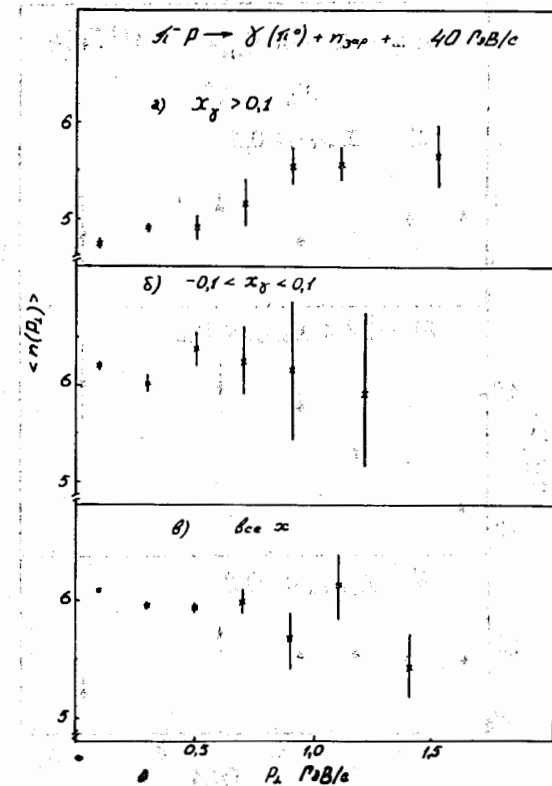


Рис. 3. Зависимость ассоциативной множественности от поперечного импульса выделенного γ -кванта в различных областях фазового пространства.

На следующем этапе исследования зависимости ассоциативной множественности от поперечного импульса были выделены две группы ассоциированных частиц: 1/ с поперечным импульсом, направленным в ту же сторону, что и \vec{p}_{\perp} выделенной частицы, т.е. азимутальный угол ϕ между \vec{p}_{\perp} выдел. и \vec{p}_{\perp} ассоц. менее 90° /такие частицы будем называть сопутствующими/; 2/ с поперечным импульсом, направленным в противоположную от \vec{p}_{\perp} выдел. сторону, т.е. угол $\phi > 90^{\circ}$ /назовем эти частицы противоположными/.

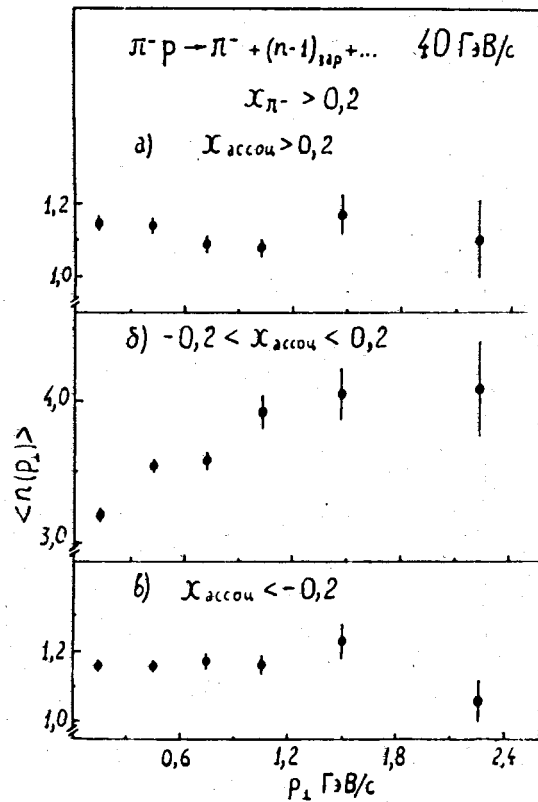


Рис. 4. Зависимость ассоциативной множественности от поперечного импульса выделенного π^- -мезона, образованного в области фрагментации пучка для случаев, когда ассоциированные частицы находятся в различных областях фазового пространства.

Экспериментальные данные указывают на различные режимы поведения $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ для сопутствующих и противоположных частиц /рис. 5а/. Так, множественность противоположных частиц постоянна или слегка растет. Напротив, множественность сопутствующих частиц падает при значениях $p_{\perp \text{ выдел.}} < 1,5 \text{ ГэВ/с}$. Затем режим поведения $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут.}}$ меняется. Анализ такого различного поведения ассоциативной множественности будет приведен в следующем разделе, а пока

отметим, что приведенные результаты не противоречат полученным на ISR при значительно больших энергиях [7].

Из рис. 5б следует, что за различное поведение величины $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ для сопутствующих и противоположных частиц в большей степени ответственны частицы, имеющие быстроты, близкие по величине к быстрой выделенного π^- -мезона: разность быстрот $\Delta y = |y_{\text{выдел.}} - y_{\text{ассоц.}}| \leq 1$.

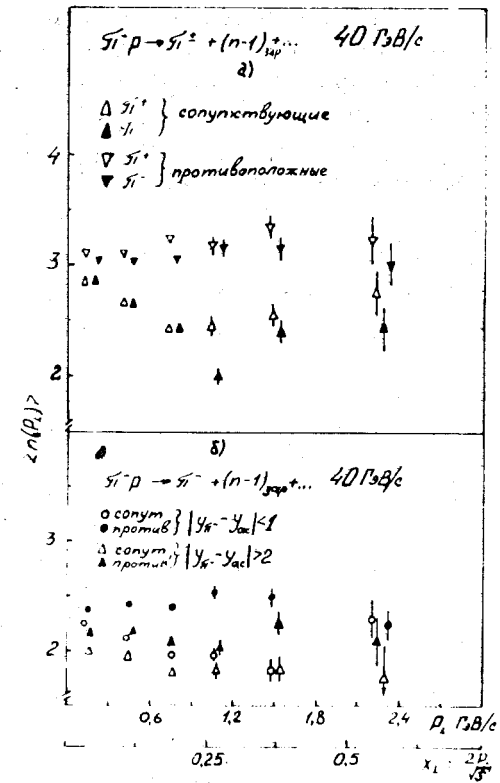


Рис. 5. а/ Зависимость ассоциативной множественности от поперечного импульса выделенного π^{\pm} -мезона для двух групп ассоциированных частиц: сопутствующих и противоположных относительно $p_{\perp \text{ выдел.}}$. б/ Та же зависимость для π^- -мезона в случае двух групп ассоциированных частиц: близких и удаленных от него по быстрой.

Аналогичное разделение ассоциативной множественности на части, соответствующие сопутствующим и противоположным частицам, было проведено и для случая, когда выделенный π -мезон образовался в центральной области /рис. 6/. Динамический характер различных режимов поведения $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут.}}$ и $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против.}}$ следует из сравнения экспериментальных результатов с величинами $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, полученными для тех же условий на основе смоделированных согласно фазовому пространству событий /кривые на рис. 6/.

Итак, обусловленные кинематикой корреляции приводят к режиму убывания $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ как для сопутствующих, так и для противоположных частиц /хотя и в меньшей степени/. Следовательно, экспериментально наблюдаемые зависимости $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут.}}$ и $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против.}}$ отражают сильное влияние динамических корреляции.

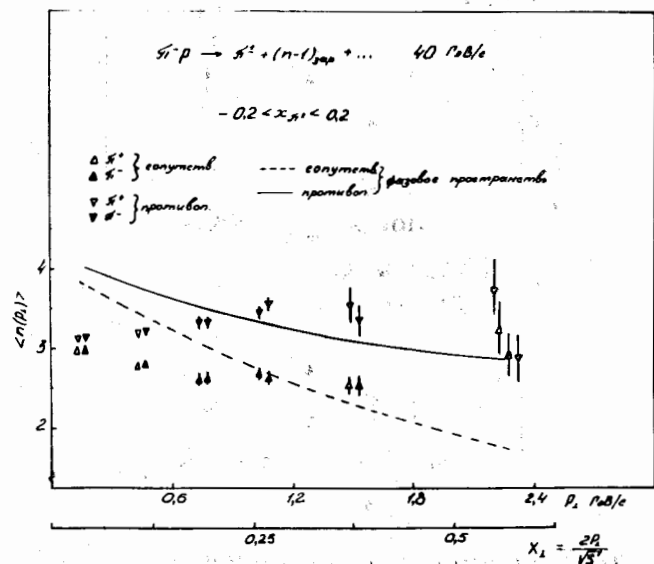


Рис. 6. Зависимость ассоциативной множественности от поперечного импульса выделенного π^{\pm} -мезона, образованного в центральной области. Кривые - результат моделирования согласно Лоренц-инвариантному фазовому пространству.

3. Модельный анализ

Проведем теперь качественный анализ экспериментальных результатов на основе многокомпонентной модели, учитывающей взаимодействие адронных составляющих /8,9/.

Схематически в этой модели выделяются два механизма взаимодействия адронов как составных систем:

1. Механизм "центрального" типа, приводящий к образованию "мягких" частиц /то есть частиц, имеющих

малые значения как величины $|x| = \left| \frac{2p_{\perp}^*}{\sqrt{s}} \right|$, так и p_{\perp} ,

причем значения поперечного импульса ограничены некоторой величиной $p_{\perp} \leq p_{\perp}^{(кр)}$, где $p_{\perp}^{(кр)}$ порядка 1 ГэВ/с/. Распределение этих частиц близко к изотропному в импульсном пространстве в с.ц.и.

2. Механизм, приводящий к рождению совокупности частиц /"пучки"/ с $p_{\perp} \geq p_{\perp}^{(кр)}$, вылетающих в конусах в направлении выделенной частицы /относительно \vec{p}_{\perp} /и в противоположном направлении /области малых углов $\phi \approx 0$ и больших углов $\phi \approx 180^{\circ}$ /.

Каждый механизм соответствует разным типам корреляций между множественностью образованных частиц n и импульсом выделенной частицы \vec{p} , что приводит к разным режимам поведения ассоциативной множественности. Эти корреляции непосредственно связаны с различным эффективным наклоном одночастичных распределений по p_{\perp} :

$$V(n, s) = \frac{d}{dp_{\perp}} \left[\ln \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} \right]_{p_{\perp} \text{ фикс.}} \quad /2/$$

Соответственно, имеем режим "сужения" одночастичных спектров

$$V^{(I)}(n, s) \sim nb_1 \quad /3/$$

и режим их "расширения"

$$V^{(II)}(n, s) \sim \frac{1}{n} b_2 \quad /4/$$

Коэффициенты b_1 и b_2 могут, вообще говоря, слабо зависеть от энергии.

Первый механизм приводит к режиму падения ассоциативной множественности с ростом p_{\perp} . Таким образом, слабое падение $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ для значений p_{\perp} выдел. $\lesssim 0,8 \div 1,0$ ГэВ/с /рис. 1/ говорит о том, что влияние первого механизма в этой области, как и следовало ожидать, преобладает. Однако для больших значений p_{\perp} выдел. роль второго механизма существенно возрастает, что и приводит к примерному постоянству $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ в области до p_{\perp} выдел. $\lesssim 2,0$ ГэВ/с, которой ограничиваются наши данные.

Рассмотрим теперь, как реализуется роль второго механизма в отдельных выделенных областях фазового пространства. Здесь необходимо отметить, что во всех рассматриваемых случаях присутствует фон, обусловленный, в частности, первым механизмом, выделение которого экспериментально в нашем случае невозможно. Тем не менее такой довольно грубый метод анализа позволяет получить удовлетворительное согласие с экспериментом.

Действительно, рассматривая поведение величины $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ для случая быстрых в с.ц.и. выделенных π^- -мезонов /рис. 2а/, можно объяснить наблюдаемый рост ассоциативной множественности значительным вкладом процессов, диаграммы которых схематически изображены на рис. 7а. Для такой диаграммы существенно предположение о формфакторной структуре амплитуды процесса, характеризующегося большими значениями как $|x|$, так и p_{\perp} , т.е. выделенная частица имеет большую величину трехмерного импульса \vec{p} /подробнее см. /9/. Вклад подобных процессов в ассоциативную множественность реализуется в виде множественности частиц в "пучке", возникающем при взаимодействии составляющих налетающей частицы и мишени. Эти частицы имеют малые значения величины $|x|$, а число их должно быть таким, чтобы их суммарный поперечный импульс уравнивал p_{\perp} выделенной частицы, т.е. с ростом p_{\perp} выдел. должно расти и число частиц "пучка", что и наблюдается экспериментально. Подтверждается также факт их обра-

зования с малыми значениями $|x|$ /центральная область/ - рис. 4б. Этот случай аналогичен процессу глубоко неупругого взаимодействия лептона с адроном.

Отметим, что рост $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ для летящих вперед u -квантов / π^+ -мезонов/ - рис. 3а - можно объяснить вкладом процессов, диаграммы которых изображены на рис. 7б/с учетом SU(3) -симметрии/.

Перейдем теперь к рассмотрению случая, когда выделенная частица имеет малое значение $|x|$. Второму механизму здесь соответствуют диаграммы, аналогичные изображенной на рис. 7в. В описываемом эксперименте конкуренция двух механизмов приводит к примерному постоянному режиму поведения величины $\langle n(p_{\perp}) \rangle$. Для больших значений p_{\perp} и больших энергий следует ожидать роста $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, что фактически и имело место на ISR /7/.

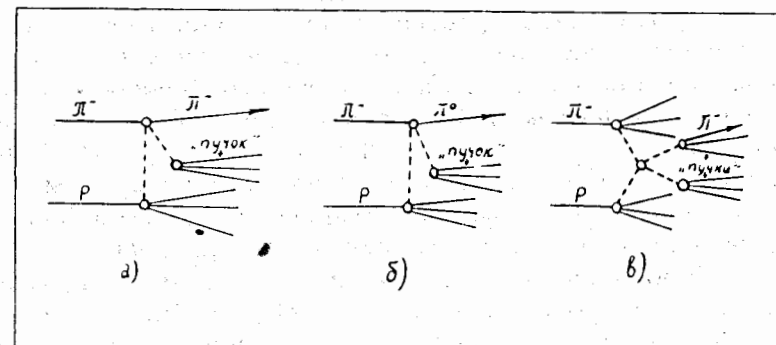


Рис. 7. Диаграммы, описывающие образование "пучков" ассоциированных частиц в рамках модели двух механизмов для случаев, когда выделенный π -мезон находится в различных областях фазового пространства.

Различные режимы поведения, обусловленные описываемыми механизмами, проявляются и при разделении ассоциированных частиц в фазовом пространстве на сопутствующие/относительно \vec{p}_{\perp} выдел./ и противоположные. Для ассоциативных множественностей в этих областях можно написать:

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут.}} = \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут.}}^{(I)} + \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\phi=0}^{(II)} \quad /5/$$

$$\text{и} \quad \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против.}} = \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против.}}^{(I)} + \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\phi=180^{\circ}}^{(II)} \quad /6/$$

Поскольку, по определению, первый механизм дает изотропное распределение по углу ϕ , то

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут.}} = \frac{\langle n(p_{\perp}) \rangle^{(I)}}{2} + \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\phi=0}^{(II)} \quad /7/$$

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против.}} = \frac{\langle n(p_{\perp}) \rangle^{(I)}}{2} + \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\phi=180^{\circ}}^{(II)} \quad /8/$$

Наиболее отчетливо "расщепление" ассоциативной множественности на две по-разному ведущие себя компоненты проявляется в случае, когда выделенная частица находится в центральной области /рис. 6/. Слабое падение $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут.}}$ при значениях $p_{\perp \text{выдел.}} \leq 1,0 \text{ ГэВ/с}$ говорит о преобладании в этой области первого механизма, однако конкуренция второго механизма значительна уже и при таких значениях $p_{\perp \text{выдел.}}$, на что указывает сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования по методу Монте-Карло /рис. 6/.

При больших значениях $p_{\perp \text{выдел.}}$ вклад второго механизма /диаграмма рис. 7в/ преобладает, что обуславливает вначале выравнивание хода $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут.}}$, а затем тенденцию этой множественности к росту.

Множественность частиц в противоположном "пучке" растет с ростом $p_{\perp \text{выдел.}}$, но значительный вклад первого механизма при $p_{\perp} \leq 1 \text{ ГэВ/с}$ приводит к слабому росту $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против.}}$

Еще раз подчеркнем, что выделение компонент в ассоциативной множественности, конкретно связанных с тем или иным механизмом образования частиц, экспериментально невозможно. Поэтому анализ, аналогичный вышеописанному, является весьма приближенным. Тем не менее даже такое грубое рассмотрение позволяет

в общих чертах удовлетворительным образом объяснить наблюдаемое в эксперименте поведение ассоциативной множественности как функции поперечного импульса в различных областях фазового пространства.

4. Заключение

На основании результатов исследования зависимости ассоциативной множественности от поперечного импульса в π - p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с можно сделать следующие выводы:

1. Малая величина экспериментально наблюдаемых корреляций между множественностью ассоциированных заряженных частиц и поперечным импульсом выделенного π -мезона обусловлена суммарным действием двух конкурирующих типов корреляций, связанных с: а/ кинематическими ограничениями и б/ динамикой процессов множественного рождения.

2. Вышеотмеченные корреляции по-разному проявляются в различных областях фазового пространства: так, наблюдается рост ассоциативной множественности в случае, когда выделенной частицей является π^- -мезон, образованный в области фрагментации пучка. Показано, что этот рост не связан непосредственно с процессом возбуждения пучковой частицы.

3. Наблюдаются различные режимы поведения ассоциативной множественности для сопутствующих и противоположных /относительно $p_{\perp \text{выдел.}}$ / частиц, обусловленные динамическими корреляциями.

4. Экспериментально наблюдаемое поведение величины $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ находит удовлетворительное качественное объяснение в рамках модели двух механизмов, учитывающей характер взаимодействия адронных составляющих.

В заключение авторам приятно выразить благодарность коллективу международного сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за предоставление данных, М.И.Соловьеву и В.Г.Гри-

шину за полезные обсуждения, группе физиков и лаборантов Проблемной лаборатории ядерной физики высоких энергий ТГУ, а также Э.Г.Бараташвили, Н.С.Григалашвили и В.Ф.Чунихину за помощь в работе.

Литература

1. Л.Н.Абесалашвили и др. ОИЯИ, Р1-8848, Дубна, 1975; ЯФ, 23, 782 /1976/.
2. Л.Н.Абесалашвили и др. ОИЯИ, 1-9406, Дубна, 1975; ЯФ, 24, 1189 /1976/.
3. Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, Н.А.Смирнов, М.И.Соловьев. Сообщение ОИЯИ, 13-5942, Дубна, 1973.
4. А.У.Абдурахимов и др. ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
5. С.Н.Комарова и др. Сообщение ОИЯИ, 1-8501, Дубна, 1974.
6. L.J. Gutay et al. Lett al Nuovo Cim., 46, 49 /1976/.
7. G. Finocciaro et al. Phys. Lett., 50B, 396 /1974/.
8. V. Alper et al. Lett. al Nuovo Cim., 11, 1, 73 /1974/.
8. А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко. В кн.: XVIII International Conference on High Energy Physics. Dubna, 1976, p. 33.
9. А.Н.Квинихидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, А.Н.Тавхелидзе. Там же.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1976 года.