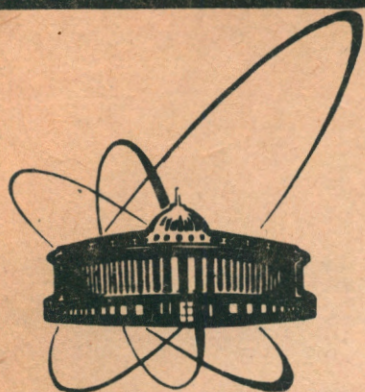


89-247



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

П405

P1-89-247

Я.Плюта

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
ДВУХЧАСТИЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ПРОТОНОВ  
В ОБЛАСТИ МАЛЫХ  
ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ

1989

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование двухчастичных корреляций тождественных адронов, испускаемых с малыми относительными импульсами в столкновениях частиц и ядер высоких энергий, является широко применяемым методом получения информации о пространственно-временных характеристиках, излучающих частицы источников /1-16/. Корреляционный эффект проявлялся в виде изменения вероятности наблюдения пар тождественных частиц в определенном интервале фазового пространства по отношению к вероятности наблюдения пар в случае отсутствия корреляции. Искомую информацию получают путем сравнения теоретической корреляционной функции с соответствующим экспериментальным распределением. Построение экспериментальных двухчастичных распределений требует решения методических вопросов, касающихся особенностей данного эксперимента и специфики корреляционных исследований.

В настоящей работе рассматриваются некоторые методические вопросы, связанные с определением двухчастичной корреляционной функции протонов, регистрируемых на снимках с пузырьковых камер: ксеноновой и пропановой. Представленная здесь методическая обработка данных была использована в выполненных раньше работах по определению размеров области испускания протонов /14-16/.

## 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ ОБЛАСТИ ИСПУСКАНИЯ ПРОТОНОВ ПО МЕТОДУ ДВУХЧАСТИЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Поведение двухчастичной корреляционной функции протонов в области их малых относительных импульсов определяют эффекты квантовой статистики, кулоновского отталкивания и взаимодействия в конечном состоянии. Теоретические основы метода изложены в работах /17-19/. Предполагается, что протоны испускаются независимыми, одночастичными, точечными источниками. Их пространственно-временное расположение берется обычно в виде распределения гауссовского типа /18/:

$$W(x) = \frac{1}{(2\pi)^2 r_0^3} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{t^2}{2t_0^2}\right),$$

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

/1/

где  $x = (\vec{r}, t)$ , а  $r_0^2$  и  $\tau_0^2$  являются дисперсиями соответственно пространственного и временного распределений. Двухчастичную корреляционную функцию можно представить в виде:

$$B(q, p; r_0, \tau_0) = A_0(k^*) [1 + B_0(q, p; r_0, \tau_0) + B_1(q, p; r_0, \tau_0)], \quad /2/$$

где  $A_0$ ,  $B_0$ ,  $B_1$  описывают эффекты кулоновского отталкивания, квантовой статистики и взаимодействия в конечном состоянии. Переменные  $q$  и  $p$  обозначают, соответственно, разницу и сумму

4-импульсов протонов;  $k^* = 0,5 \cdot \sqrt{-q^2}$  - импульс одного из протонов в их собственной системе отсчета.

В экспериментальных исследованиях корреляционные функции представляются в виде отношения:

$$R(q, p) = \frac{D(q, p)}{D_\phi(q, p)}, \quad /3/$$

где  $D(q, p)$  - плотность протонных пар в фазовом пространстве,  $D_\phi(q, p)$  - плотность пар в случае отсутствия корреляции. Для получения информации о пространственно-временных характеристиках источников протонов нужно найти такие значения параметров  $r_0$  и  $\tau_0$ , для которых теоретическая функция /2/ соответствует экспериментальной /3/.

### 3. ПОСТРОЕНИЕ ФОНОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Определение плотности пар частиц в случае отсутствия корреляции,  $D_\phi(q, p)$ , сводится обычно к построению т.н. фоновых распределений. Основной проблемой является получение такого распределения, которое не содержит существующих в реальных событиях двухчастичных корреляций и одновременно сохраняет другие кинематические и динамические условия, соответствующие наблюдаемому двухчастичному распределению,  $D(q, p)$ . Наиболее часто фоновые распределения строятся путем перемешивания частиц из разных событий. Этот способ полностью убирает существующие в рамках данного события корреляции, в том числе корреляции, связанные с сохранением энергии-импульса и с динамикой процесса взаимодействия. С точки зрения рассматриваемых эффектов это соответствует введению искажений в форму фонового распределения. Кинематические ограничения и динамика взаимодействия могут приводить к зависимости угловых и импульсных спектров испускаемых частиц от их множественности. Простое пе-

ремешивание частиц, взятых случайным образом из событий с разным их числом, явно нарушает эту зависимость. Не всегда, однако, учет этого эффекта является возможным, и для построения фоновых распределений берутся частицы из соседних событий на ленте суммарных результатов /10, 11/.

В камерных экспериментах перемешивание проводится обычно с учетом количества частиц в конечном состоянии. При этом следует иметь в виду, что отношение числа комбинаций между частицами из разных событий,  $N_{фон}$ , к числу комбинаций между частицами из одних и тех же событий,  $N_{эфф}$ , зависит от множественности частиц в событиях,  $n$ , и от числа событий в рассматриваемом ансамбле,  $N$ :

$$N_{эфф} = N \frac{n(n-1)}{2}; \quad N_{фон} = n^2 \frac{N(N-1)}{2}, \quad /4/$$

$$N_{фон}/N_{эфф} = (N-1) \frac{n}{(n-1)}.$$

Как видно, это отношение линейно растет с ростом числа событий в ансамбле и сильно зависит от числа частиц в событии для малых значений  $n$ . При моделировании фоновых распределений обычно выделяются подгруппы событий, между которыми проводится перемешивание. Сохранение отношения количества комбинаций осуществляется при этом путем введения соответствующих весов, учитывающих также вид конкретного распределения событий по множественности рассматриваемых частиц. Другим способом может быть такой подбор количества событий в подгруппах для данной множественности  $n$ , чтобы в конечном итоге вид зависимости количества комбинаций от множественности частиц совпадал в реальных и фоновых распределениях. Следует также иметь в виду, что статистические флуктуации возрастают в случае многократного использования одной и той же частицы при построении фоновых распределений /20/.

Для проверки чувствительности формы фоновых распределений от способа их построения сравнивались распределения по  $k^*$  для пар протонов из разных событий в  $\pi^-$ -Xe взаимодействиях при 3,5 ГэВ/с. Распределения строились двумя способами:

- а/ отбирая события с одним и тем же числом протонов и учитывая зависимость числа комбинаций от числа протонов в событии;
- б/ не обращая внимания на множественность протонов в событии.

Результат сравнения представляет рис. 1. В верхней части рисунка показан сам вид распределения по  $k^*$  для первого спо-

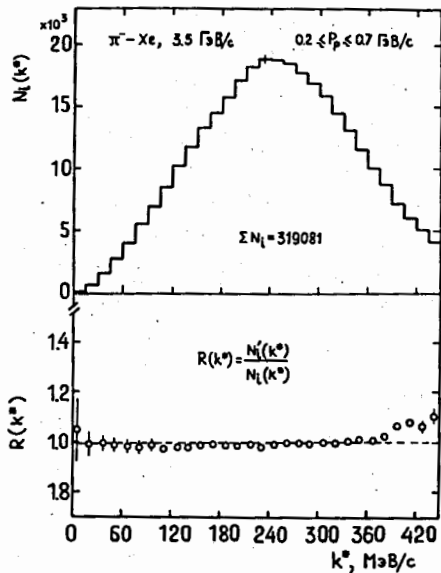


Рис. 1. Распределения пар протонов из разных событий по  $k^*$ .  $N_1(k^*)$ ,  $[N_1^*(k^*)]$  - число пар протонов в данном интервале  $k^*$ , полученное с учетом /без учета/ множественности протонов в событиях.

соба моделирования; нижняя часть представляет отнормированное отношение распределения, построенного способом б/, к распределению, построенному способом а/. Распределения практически совпадают, только в конце видно заметное отклонение. Область корреляционного эффекта, чувствительного к пространственно-временным характеристикам источников протонов,

соответствует нескольким начальным интервалам распределения. Центральная часть используется часто для нормировки распределений при обработке корреляционных характеристик. В рассматриваемом случае не видно существенной зависимости формы фоновых распределений от способа их построения.

### 3. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ В УСЛОВИЯХ РЕАЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Определение двухчастичной корреляционной функции /3/ на эксперименте сводится обычно к построению распределения:

$$R(k^*) = \frac{N_\phi}{N} \frac{dN(k^*)}{dN_\phi(k^*)}, \quad /4/$$

где  $dN(k^*)$  - число пар протонов, испускаемых в одних и тех же событиях в данном интервале  $k^*$ ,  $dN_\phi(k^*)$  - аналогично - число пар из разных событий;  $N$  и  $N_\phi$  - нормировочные множители. Ширину интервала определяют условия эксперимента: точность определения  $k^*$  и статистика экспериментальных данных.

Рис. 2а демонстрирует фрагмент распределения пар протонов по  $k^*$  в области малых относительных импульсов; на рис. 2б по-

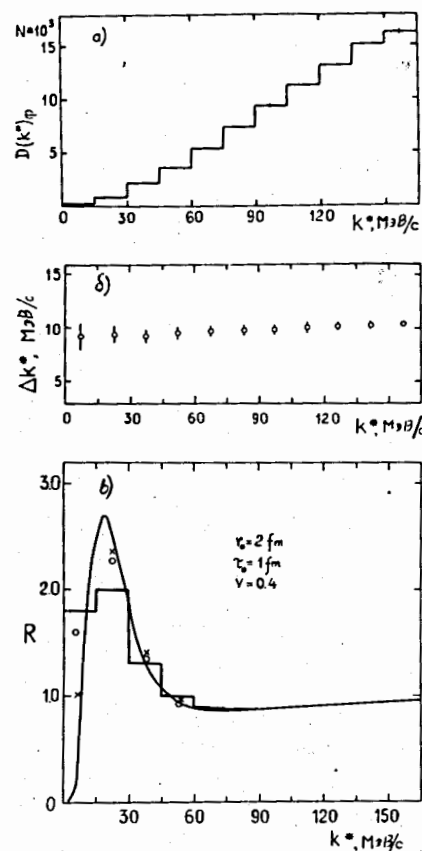


Рис. 2. Корреляционные характеристики протонов, испускаемых в  $\pi^-$ -Xe- взаимодействиях при 3,5 ГэВ/с. а - распределение по  $k^*$  пар протонов из разных событий; б - значения ошибок определения  $k^*$ ; в - корреляционные распределения: кривая - корреляционная функция /2/ для указанных значений параметров; крестики, /кружки/ - средние значения корреляционной функции в данных интервалах, вычисленные без учета /с учетом/ формы распределения по  $k^*$ ; гистограмма - распределение, полученное с учетом ошибок измерений.

казаны экспериментальные ошибки определения  $k^*$  для данных, представленных на рис. 2а. Кривая на рис. 2в иллюстрирует поведение корреляционной функции для указанных там значений параметров. На рис. 2в крестиками показаны средние значения корреляционной функции в данных интервалах  $k^*$ ; кружки представляют средние значения, полученные с учетом формы распределения по  $k^*$ ; гистограмма

показывает результат вычисления средних значений с учетом ошибок в определении  $k^*$  согласно рис. 2б.

Представленные на рис. 2 зависимости демонстрируют характерные черты корреляционного эффекта, наблюдаемого в условиях камерного эксперимента:

1. Эффект проявляется только в начальной части фазового объема.
2. В области эффекта имеет место сильный рост плотности пар протонов с увеличением  $k^*$ .
3. Значения экспериментальных ошибок сравнимы с шириной корреляционного максимума.

Как видно, условия наблюдения корреляционного эффекта могут сильно повлиять на конечный результат, вводя систематические искажения. Проявляется здесь взаимная связь различных экспериментальных условий. Область эффекта составляет только



небольшую часть фазового объема, доступного в случае камерной методики. Наблюдение корреляции требует, следовательно, большого объема экспериментального материала. Недостаток данных приводит к необходимости построения сравнительно широких интервалов, охватывающих значительную часть корреляционного максимума. В пределах одного интервала имеет место как большой рост плотности пар протонов, так и изменения корреляционной функции. При этом значения экспериментальных ошибок сравнимы с величиной интервала. Ниже будет представлено детальное рассмотрение этих вопросов.

#### 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХЧАСТИЧНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

При обработке экспериментальных данных часто возникает проблема искажения кинематических характеристик наблюдаемой частицы на пути от места испускания до детектора. Примером может быть регистрация протонов в пропановой пузырьковой камере, в которой расположены танталовые пластинки. Вторичные протоны, испускаемые в результате столкновения налетающей частицы с ядром тантала в пластинке, теряют часть своей энергии и рассеиваются в материале пластинки. Для получения неискаженных спектров вводятся соответствующие поправки, учитывающие потери энергии в зависимости от длины пробега частицы в пластинке<sup>/21/</sup>. Из-за статистического характера ионизационных потерь и многократного рассеяния вводимые поправки соответствуют усредненным значениям. Такой способ, обычно применимый для построения одночастичных спектров, непригоден в случае анализа корреляционных характеристик в области малых относительных импульсов. Многократное рассеяние и ионизационные потери энергии независимым и случайным образом меняют конечные значения углов и импульсов двух частиц, рассматриваемых как коррелированная пара. В результате вектор относительного импульса искажается, причем степень искажения является случайной функцией начальных значений углов и импульсов частиц, составляющих пару.

Для получения количественной оценки влияния всех экспериментальных условий на форму двухчастичных распределений было проведено статистическое моделирование. В процедуре моделирования учитывались следующие эффекты:

1. Потери энергии протонов в пластинке и флуктуации энергетических потерь.
2. Многократное рассеяние в материале пластинки.
3. Экспериментальные ошибки измерения импульсов и углов эмиссии протонов, наблюдаемых в пропане, заполняющем камеру.

Одновременно в процедуру моделирования было включено существование двухчастичных корреляций, которые определялись согласно теоретическим работам<sup>/18,19/</sup>. Двухчастичная корреляционная функция /4/ не содержит информации о форме одночастичных спектров, а является отношением двухчастичных распределений. Предметом моделирования не было поэтому полное восстановление одночастичных спектров протонов, а только получение оценки искажения их корреляционных характеристик.

Расчеты проводились для частиц, зарегистрированных на снимках с 2-метровой пропановой камеры, облученной в пучке протонов с импульсами 10 ГэВ/с. Для анализа отбирались события, идентифицированные как столкновения протонов с ядрами тантала в материале пластинки /толщина пластинки - 1 мм/. Рассматривались частицы с импульсами меньше 1,0 ГэВ/с, которые в процедуре обработки данных были идентифицированы как протоны. При моделировании рассматривались пары протонов, взятых из разных событий. Ниже перечислены очередные шаги моделирования.

1. Коррекция импульсов протонов, учитывающая средние потери энергии в материале пластинки. Определенные таким способом векторы импульсов протонов принимались в качестве исходных данных для моделирования.

2. Построение двухчастичных распределений /4/, в которые включены /в виде весов/ значения двухчастичной корреляционной функции,  $R = f(k^*; \tau_0, \tau_0, v)$ ;  $v$  - скорость пары протонов. Считалось, что построенные таким образом распределения соответствуют неискаженным корреляционным функциям протонов.

3. Введение искажений, связанных с прохождением протонов через пластинку. Принималось, что точки взаимодействия расположены равномерно вдоль толщины пластинки. Многократное рассеяние учитывали, разыгрывая значения двух углов, определяющих отклонение направления движения протона от первоначального. Азимутальный угол выбирался исходя из равномерного распределения; угол рассеяния выбирался из нормального распределения с дисперсией, определенной по известным формулам<sup>/22/</sup>. Потери энергии протонов и их флуктуации определялись с использованием приближенных формул<sup>/23-25/</sup>, а также путем применения при вычислении флуктуации распределения Ландау<sup>/23/</sup> для протонов с импульсами больше 0,6 ГэВ/с и распределения Гаусса<sup>/24/</sup> для остальных протонов.

4. Введение ошибок измерений. За основу принимались распределения Гаусса с дисперсиями, соответствующими присвоенным данному протону экспериментальным ошибкам пространственных углов и импульса.

Таким способом были получены новые значения векторов импульсов протонов, составляющих пару. Их распределение по  $k^*$ , с весами, присвоенными раньше, соответствует корреляционной

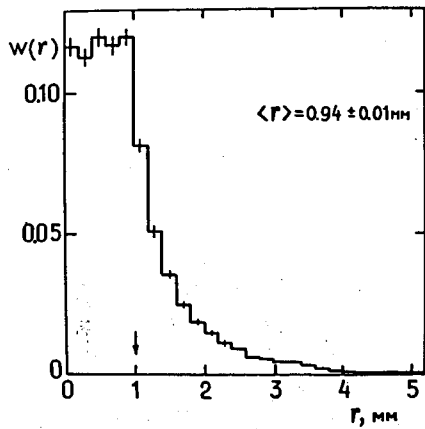


Рис. 3. Моделированное распределение по длинам пробегов протонов в пластинке. Стрелка отмечает толщину пластинки.

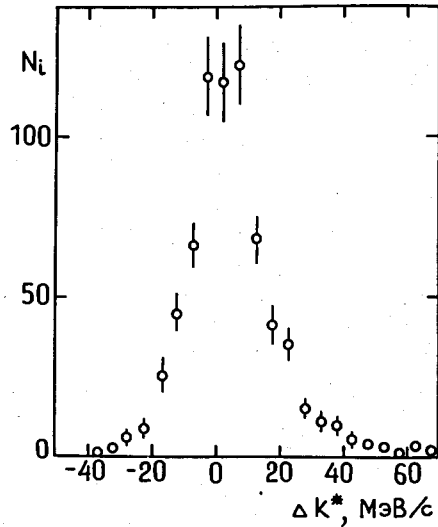


Рис. 5. Распределение разницы между начальными и конечными значениями корреляционной переменной  $k^*$  для области эффекта /  $k_{\text{начальное}} < 60 \text{ МэВ/с}$  /.

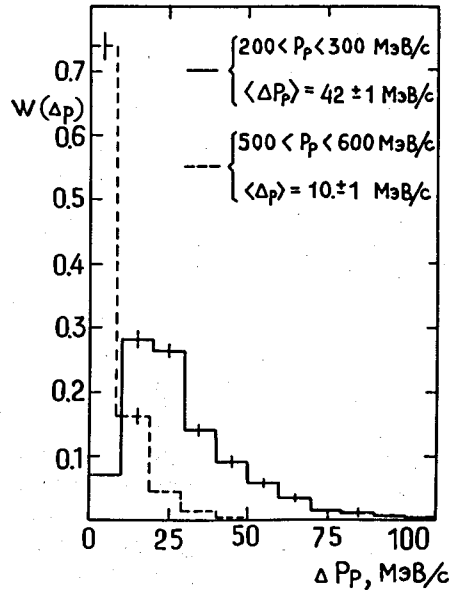


Рис. 4. Распределение потерь импульсов протонов вследствие прохождения через пластинку для разных интервалов измеренных импульсов протонов.

функции для данных размеров области испускания и данных экспериментальных условий наблюдения корреляции.

Результаты моделирования демонстрируют рисунки:

Рис. 3 представляет распределение длин пробегов протонов в пластинке, рис. 4 показывает степень искажения импульсов протонов вследствие их прохождения через пластинку для двух разных интервалов измеренных импульсов протонов. Следующие рисунки относятся к корреляционным характеристикам протонов:

На рис. 5 представлено распределение разниц между началь-

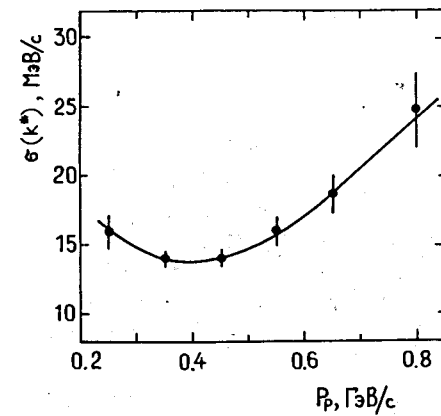
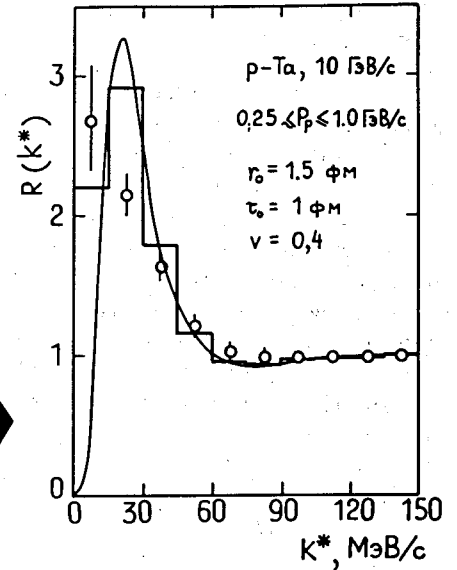


Рис. 6. Зависимость стандартного отклонения распределения разницы конечных и начальных значений  $k^*$  / см. рис. 5 / от измеренных импульсов протонов. Кривая проведена от руки.

Рис. 7. Влияние экспериментальных условий на форму двухчастичного распределения. Кривая — исходная корреляционная функция для указанных значений параметров; гистограмма — результат усреднения по интервалам с учетом формы распределения по  $k^*$ ; точки — конечное распределение, учитывающее все условия эксперимента.



ными и конечными значениями корреляционной переменной  $k^*$ . Стандартное отклонение для этого распределения  $\sigma = 16 \text{ МэВ/с}$  / заметно больше, чем для протонов, регистрируемых в ксеноновой камере / см. рис. 2 /, где нет искажений из-за прохождения протонов через пластинку. Влияние условий регистрации на точность определения  $k^*$  иллюстрирует рис. 6. Увеличение дисперсии распределений для самых малых и самых больших значений импульсов протонов связано с прохождением протонов через пластинку / для малых импульсов протонов / и с относительно большими ошибками определения импульсов по кривизне следа / для треков частиц, не останавливающихся в камере /.

Влияние всех эффектов, связанных с регистрацией протонов в камере на конечный вид двухчастичного распределения по  $k^*$ , демонстрирует рис. 7. Гистограмма показывает усредненное в пределах интервалов распределение, соответствующее приведенной на рисунке кривой; точки представляют конечный результат моделирования с учетом всех обсуждаемых эффектов.

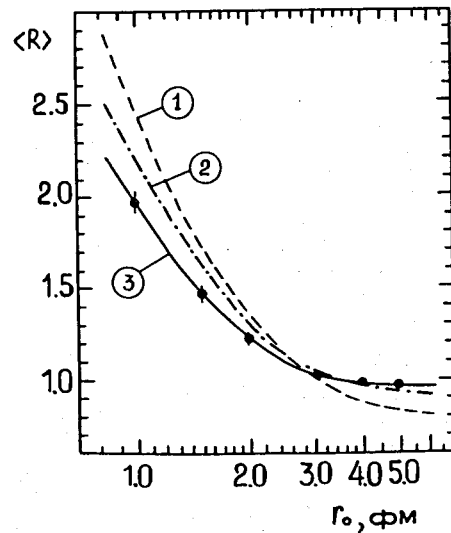
5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ  
ОБЛАСТИ ИСПУСКАНИЯ ПРОТОНОВ  
С УЧЕТОМ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ

Конечный результат моделирования, представленный на рис. 7, показывает, что в случае относительно больших экспериментальных погрешностей невозможным является прямое фитирование экспериментальных распределений теоретическими кривыми для получения информации о размерах области испускания протонов. Поэтому предлагается для этой цели метод, не требующий фитирования и учитывающий условия эксперимента. Этапы получения нужной информации перечислены ниже.

1. Построение экспериментального распределения по формуле /4/ и вычисление среднего значения корреляционной функции,  $\langle R_{\text{экс}} \rangle$ , в области эффекта; ( $10 < k^* < 60$ ) МэВ/с.

2. Моделирование корреляционного эффекта на основе фонового распределения, которое использовалось в пункте 1, т.е. при построении экспериментальной корреляционной функции. Моделирование проводится для нескольких наборов теоретических корреляционных функций /3/, с вычислением для каждой из них среднего значения в области эффекта;

$$\langle R(r_0) \rangle = \int_{k_1^*}^{k_2^*} B(k^*; r_0) \rho(k^*) dk^*, \quad /5/$$



где  $\rho(k^*)$  соответствует моделированной плотности распределения по  $k^*$ , нормированной на единицу в области эффекта; значения  $k_1^*$  и  $k_2^*$  определяют "область эффекта" / $k_1^* = 10$  МэВ/с,  $k_2^* = 60$  МэВ/с/.

Рис. 8. Зависимость среднего значения двухпротонной корреляционной функции в интервале / $10 < k^* < 60$ / МэВ/с от параметра  $r_0$ . Обозначения кривых: 1, /2/ - без учета, /с учетом/ формы распределения по  $k^*$ , 3 - с учетом всех экспериментальных условий /см. текст/.

3. Построение зависимости:

$$\langle R \rangle = f(r_0).$$

/6/

4. Определение радиуса области испускания протонов путем нахождения положения  $\langle R_{\text{экс}} \rangle$  на кривой /6/.

Пример зависимости /6/ представляет рис. 8. Как видно, экспериментальные условия существенно меняют вид этой зависимости. Для определения радиуса области испускания следует применять кривую /3/. В рассматриваемом случае, для  $r_0 > 3$  фм, зависимость /6/ практически нечувствительна к размерам области испускания протонов.

В заключение следует подчеркнуть, что теоретическая корреляционная функция также построена в рамках определенного подхода и с учетом ряда предположений, которые здесь не рассматривались /форма области испускания протонов, временные интервалы их эмиссии и др./.

Значения теоретической корреляционной функции, использованной при моделировании, были вычислены по программе, любезно предоставленной Р.Ледницким, за что автор выражает ему благодарность. Автор благодарен также Д.Д.Армутлийскому и Р.Р.Мехтиеву за предоставление фортрановских программ, которые были использованы в процессе моделирования. За многочисленные дискуссии и полезные замечания автор весьма признателен сотрудникам Камерного отдела ЛВЭ ОИЯИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ангелов Н. и др. - ЯФ, 1980, 32, с.1357.
2. Akhababian N. et al. - Z. Phys. C., 1984, 26, p.245.
3. Lynch W.G. et al. - Phys. Rev. Lett., 1983, 51, p.1850.
4. Azimov S.A. et al. - Phys. Rev. D., 1984, 29, p.1304.
5. Pochodzalla J. et al. - Phys. Lett. B, 1986, 174, p.36.
6. Pochodzalla J. et al. - Phys. Rev. C, 1987, 35, p.1695.
7. Chen Z. et al. - Phys. Rev. C, 1987, 36, p.2297.
8. Bayukov Yu.D. et al. - Phys. Lett. B, 1987, 189, p.291.
9. Баюков Ю.Д. и др. - ЯФ, 1981, 34, с.95.
10. Zarbakhsh F. et al. - Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p.1268.
11. Gustafsson H.A. et al. - Phys. Rev. Lett., 1984, 53, p.544.
12. Chitwood C.B. et al. - Phys. Rev. Lett., 1985, 54, p.302.
13. Dupieux P. et al. - Phys. Lett. B, 1988, 200, p.17.
14. Bartke J. et al. - Z. Phys. A, 1986, 324, p.471.
15. Agakishiev G.N. et al. - Z. Phys. A, 1987, 327, p.443.
16. Агакишиев Г.Н. и др. - ЯФ, 1988, 47, с.1292.

17. Koonin S. - Phys. Lett., 1977, B70, p.43.
18. Ледницы Р., Любошиц В.Л. - ЯФ, 1982, 35, с.1316.
19. Гмитро М. и др. - ОИЯИ, P2-86-252, Дубна, 1986.
20. Zajc W.A. et al. - Phys. Rev. C, 1984, 29, p.2173.
21. Гаспарян А.П., Мехтиев Р.Р. - ОИЯИ, P1-85-14, Дубна, 1985.
22. Wohl C.G. et al. - Review of Particle Properties, 1984, p.550.
23. Landau L. - J. of Phys., 1944, VIII, p.201.
24. Maccabie H.D., Raju M.R., Tobias C.A. - Phys. Rev., 1968, 165, p.469.
25. Maccabie H.D., Papworth D.G. - Phys. Lett., 1969, 30A, p.241.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 апреля 1989 года.

Плюта Я.

P1-89-247

Некоторые методические вопросы исследования  
двухчастичных корреляций протонов  
в области малых относительных импульсов

Рассмотрены некоторые методические вопросы, возникающие при исследовании размеров области испускания протонов путем анализа двухпротонных корреляций в области малых относительных импульсов. Проведено моделирование корреляционных характеристик протонов в условиях реального эксперимента. Предложен метод учета экспериментальных условий при определении размеров области испускания протонов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод автора

Pluta J.

P1-89-247

Some Methodical Problems of the Investigation  
of Two-Proton Correlations in the Region  
of Small Relative Momenta

Some methodical problems concerning the investigation of the size of proton emission volume by means of two-particle correlation analysis in the region of small relative momenta are considered. The simulation of real experimental conditions has been performed for proton correlation characteristics. The method is proposed to determine the size of the proton emission volume taking into account the real experimental conditions.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989