

302102250

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 80-119

ОЭИПК (SERP-E-77)

В.В.Бабинцев, В.В.Брызгалов, Т.М.Брюханова, М.С.Левицкий,
А.М.Моисеев, Д.И.Паталаха, А.С.Проскуряков

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
МЕЖДУ ПИОНАМИ В K^0 -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с

Серлухов 1980

**В.В.Бабинцев, В.В.Брызгалов, Т.М.Брюханова, М.С.Левицкий,
А.М.Моисеев, Д.И.Паталаха, А.С.Проскураков^{ж)}**

**ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
МЕЖДУ ПИОНАМИ В K^0 -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с**

Направлено в ЯФ

^{ж)} Постоянный адрес: НИИЯФ МГУ, Москва.

Аннотация

Бабинцев В.В., Брызгалов В.В., Брюханова Т.М., Левицкий М.С., Моисеев А.М., Паталах Д.И.,

Проскуряков А.С.

Изучение интерференционных корреляций между пионами в K^-p -взаимодействиях при 32 ГэВ/с.
Серпухов, 1980.

21 стр. с рис. (ОЭИПК 80-119, SERP-E-77).

Библиогр. 18.

Проведено исследование интерференционных эффектов между тождественными пионами в K^-p -взаимодействиях при 32 ГэВ/с. Положительные короткодействующие интерференционные корреляции обнаружены как в $\pi^+\pi^+$, так и $\pi^-\pi^-$ -системах. Показано, что при использовании фона, рассчитанного с помощью пар $\pi^+\pi^-$ из одного события, величина и форма эффекта существенно искажаются. При более корректном определении фона получена оценка поперечного размера области пионной эмиссии $R_T \approx 2$ фм.

Abstract

Babintsev V.V., Brysgalov V.V., Brjukhanova T.M., Levitsky M.S., Moiseev A.M.,

Patalakha D.I., Proscuriakov A.S.

Study of the Interference Correlations between Pions in K^-p -Interactions at 32 GeV/c.
Serpukhov, 1980.

p. 21. (IHEP 80-119, SERP-E-77).

Refs. 18.

The study of the interference effects between the identical pions, conducted for the K^-p -interactions at 32 GeV/c, showed the existence of the short range positive interference correlations as in the $\pi^+\pi^+$ system, so in the $\pi^-\pi^-$ one. It was found, that the use of the background distributions formed from the $\pi^+\pi^-$ pairs could significantly distort a shape and a magnitude of the interference effects. An estimate of the transverse dimension of the region of the emission of pions $R_T = 2$ fm was obtained with a more correct definition of the background.

1. ВВЕДЕНИЕ

Методика изучения пространственно-временной картины адронных взаимодействий на основе интерференционных эффектов второго порядка между тождественными частицами, разработанная в работах Копылова и Подгорецкого^{/1/} и Коккони^{/2/}, стимулировала многочисленные экспериментальные исследования в этой области^{/3/}. Однако результаты, полученные до сих пор, не полны и зачастую противоречат друг другу.

Это может свидетельствовать о том, что существующая интерпретация интерференционных корреляций между тождественными частицами, построенная на аналогии с оптическим эффектом Брауна-Твисса^{/4/}, несколько упрощена. Другой причиной могут быть серьезные методические трудности, связанные с выделением сигнала от интерференционных корреляций (или эффекта Бозе-Эйнштейна (Б-Э)) в сложных фоновых условиях.

В предлагаемой работе приводятся результаты исследования интерференционных корреляций между тождественными пионами на статистике ~ 46000 событий, полученных в K^-p -взаимодействиях при 32 ГэВ/с, с числом заряженных частиц $n_c \geq 6$. Предварительные результаты, полученные на части статистики в этом эксперименте, представлены в работе^{/5/}.

2. ФОРМАЛИЗМ КОПЫЛОВА-ПОДГОРЕЦКОГО-КОККОНИ

Первоначальное представление Б-Э эффекта, развитое Копыловым, Подгорецким и Коккони (К-П-К), базировалось на сильном предположении, что все источники вторичных частиц независимы. В этом случае плотность фазового пространства двух интерферирующих бозонов с 4-импульсами p_1 и p_2 можно выразить в виде

$$W(p_1, p_2) = [1 + f(q, C_i)] \cdot W_0(p_1 p_2), \quad (1)$$

где W_0 - плотность фазового пространства в отсутствии интерференции, а $f(q, C_i)$ - функция, описывающая интерференционный эффект и достигающая своего максимума, когда 4-импульсы двух бозонов равны, $q = p_1 - p_2 = 0$. Параметры C_i в выражении (1) содержат пространственно-временные характеристики области испускания бозонов.

Для описания экспериментальных данных функция $f(q, C_i)$ обычно задается в виде, полученном для частного случая, когда пионы испускаются с поверхности диска радиуса R ^{/1в/}

$$f(q_T, q_0, C_i) = \frac{1}{1 + (\tau q_0)^2} \left[\frac{2 J_1(R q_T)}{R q_T} \right]^2, \quad (2)$$

где $J_1(x)$ - функция Бесселя 1-го порядка; $q_0 = E_1 - E_2$; E - энергия данного пиона; $q_T^2 = q^2 - (\vec{q}\vec{n})^2$; $n = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{|\vec{p}_1 + \vec{p}_2|}$ и τ - время жизни бозонных источников.

Более общие выражения для функции $f(q, C_i)$, которые учитывают кривизну испускающей поверхности и относительное движение источников пионов^{/6,7/}, используются редко, так как требуют дополнительной экспериментальной информации. Добавочные осложнения при описании интерференционных корреляций возникают при учете наложения эффектов от прямого рождения бозонов и бозонов, образовавшихся при распаде различных резонансов^{/8/}.

Присутствие заметного вклада когерентной пионной эмиссии в адронных взаимодействиях, отмеченное в анализе фаулера и Вейнера^{/9/}, указы-

вадет на необходимость дальнейшей модификации К-П-К представления. Простой феноменологический метод учета существования когерентной эмиссии пионов был использован в работе^{/10/}, где функция $f(q, C_i)$ в выражении (1) множилась на дополнительный параметр λ , ответственный за "степень когерентности".

Более строгий учет когерентной эмиссии, предложенный в работе^{/11/}, привел к следующему виду функции $f(q, C_i)$:

$$f(q_T, q_0, C_i, \gamma) = 1 + [I_1^2(x) + 2\gamma I_1(x) J_0(x)] / (1+\gamma)^2 (1 + \gamma q_0)^2, \quad (3)$$

где $I_1(x) = 2 J_1(x)/x$; $x = Rq_T$, а γ - отношение средних множественностей частиц, испущенных когерентными и некогерентными источниками.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

3.1. Данные

Анализ проводился на данных по K^-p -взаимодействиям при 32 ГэВ/с, полученных с помощью пузырьковой камеры "Мирабель". Подробности обработки пленочной информации в этом эксперименте представлены в предыдущих публикациях Объединения по K^-p -эксперименту^{/5,12/}. Числа событий с различным числом вторичных частиц, а также числа (++) и (--) пар, лежащих в ограниченной конематической области, использованной в данной работе, приведены в табл. 1.

Полная идентификация заряженных частиц была проведена только для небольшого числа событий из отдельных каналов реакций, выделенных с помощью 4с-фита. В оставшихся событиях по ионизации идентифицировались только протоны с импульсом $p < 1,2$ ГэВ/с, которые были исключены из дальнейшего анализа. Оставшиеся положительные частицы в основном являются π^+ -мезонами с небольшой примесью быстрых протонов ($\sim 8\%$) и K^+ -мезонов ($\sim 4\%$)^{/12/}. Выборка отрицательно заряженных частиц состоит

из π^- - и K^- -мезонов ($\sim 25\%$), причем последние сосредоточены в основном в передней полусфере^{/12/}. Чтобы уменьшить влияние лидирующих K^- -мезонов, далее рассматривались только пары частиц с суммарным импульсом $|\vec{p}_1^* + \vec{p}_2^*| < 2, 0 \text{ ГэВ/с}$.

K-P-K представление для интерференционных корреляций не дает различий в эффекте для $\pi^+\pi^+$ - и $\pi^-\pi^-$ -пар. Между тем динамические эффекты (квазидвухчастичные процессы, рождение резонансов и т.д.) так же, как и законы сохранения, по-разному влияют на $\pi^+\pi^+$ - и $\pi^-\pi^-$ -системы. Примером такой ситуации являются результаты, полученные в K^+p -эксперименте при 32 ГэВ/с ^{/13/}, где эффект интерференционных корреляций был обнаружен для $\pi^-\pi^-$ -системы, но отсутствовал в $\pi^+\pi^+$ -системе.

Использованная статистика позволила нам провести исследования отдельно для $\pi^+\pi^+$ - и $\pi^-\pi^-$ -систем в различных областях фазового пространства, где ожидается наибольшая разница между $\pi^+\pi^+$ - и $\pi^-\pi^-$ -системами. Другим требованием, определившим выбор этих областей, были сформулированные в работах^{/1/} условия, позволяющие проводить независимые измерения поперечных и продольных размеров области пионной эмиссии.

Исходя из этого, были выделены три следующие области по косинусу угла вылета пары ($\pi\pi$), $\cos \theta_{\pi\pi}$, в с.ц.м. относительно направления пучка:

- передний конус (ПК) - $1/2 < \cos \theta_{\pi\pi} < 1$;
- центральный конус (ЦК) - $|\cos \theta_{\pi\pi}| < 1/2$;
- задний конус (ЗК) - $-1 < \cos \theta_{\pi\pi} < -1/2$.

Используемый экспериментальный материал не позволяет дать точной оценки примеси протонов в $\pi^+\pi^+$ -парах во всех трех областях, однако для $\pi^-\pi^-$ -пар мы можем дать приблизительную оценку примеси пар, содержащих хотя бы один K^- -мезон (на основании сечения пар ($K_s^0 = \pi^-\pi^+$) π^- , в которых зарегистрированные нейтральные каоны K_s^0 -мезоны рассматриваются как π^- -мезоны).

Как видно из табл. 2, примесь K^- -мезонов существенна только для сравнительно широкой кинематической области ($q_T < 0,6 \text{ ГэВ/с}$, $q_0 < 0,6 \text{ ГэВ}$) в ПК и практически отсутствует в области Б-Э эффекта. Для $\pi^+\pi^+$ -пар

в табл. 2 приводится относительное содержание комбинаций, где нет ни одной частицы, выделенной по ионизации, которое для ЗК дает верхнюю оценку примеси протонов. Видно, что в ЗК примесь неидентифицированных протонов должна быть мала. В ПК протоны тоже практически должны отсутствовать.

Для правильного выделения Б-Э эффекта необходимо иметь достаточно высокое экспериментальное разрешение по переменным q_T и q_0 , так как в противном случае может произойти "размывание" пика в $I^{\pm\pm}(q_T, q_0)$ -распределении. Нами было найдено, что в области $q_T < 0,2$ ГэВ/с и $q_0 < 0,1$ ГэВ средние значения ошибок $\langle q_T \rangle$ и $\langle q_0 \rangle$ составляют: $\langle \Delta q_T \rangle = 0,015 \pm 0,010$ ГэВ/с; $\langle \Delta q_0 \rangle = 0,010 \pm 0,010$ ГэВ.

Еще одной методической проблемой, которая возникает в исследованиях подобного рода, является потеря в процессе обработки пар тождественных частиц с очень близкими векторами-импульсами, имеющих практически совпадающие пространственные траектории. Как было показано в предыдущей работе^{/5/}, этот эффект проявляется только в интервале $q_T < 0,05$ ГэВ/с, $q_0 < 0,1$ ГэВ.

3.2. Проблема фона

В К-П-К представлении Б-Э эффект рассматривался в рамках статистической модели, которая приводит к естественному заключению, что пары разноименно заряженных пионов полностью воспроизводят "фоновые" распределения для тождественных пионов, т.е. распределения без интерференционных эффектов. Хотя эта модель не применима для адронных взаимодействий при промежуточных энергиях, распределения $\pi^+\pi^-$ -пар обычно рассматриваются как хорошее приближение для фоновых распределений. В качестве доказательства этого используются результаты моделирования событий с рождением резонансов, которые показывают, что продукты резонансного распада начинают влиять на форму q_T - и q_0 -распределений $\pi^+\pi^-$ -пар только выше $0,5$ ГэВ^{/36/}.

Однако могут существовать и другие механизмы, приводящие к различию в поведении $\pi^+\pi^+$ - и $\pi^+\pi^-$ -пар. Например, как предсказывается в мультипериферической модели /14/, рождение тождественно заряженных частиц с близкими значениями вектора импульса может быть динамически подавлено. В общем случае распределение тождественных и нетождественных пар пионов в плоскости q_T, q_0 должны отличаться во всех случаях, когда имеются различия в плотности заселения фазового пространства π^+ - и π^- -мезонами.

Как было показано в работе /15/, инклюзивное p_L^* -распределение π^- -мезонов в K^-p -взаимодействиях при 32 ГэВ/с заметно сдвинуто в переднюю полусферу, в то время как π^+ обнаруживают противоположную тенденцию. Влияние этого эффекта на q_T -распределение пар тождественных пионов противоположного знака, испущенных в ПК и ЗК, приведено на рис. 1 а, б, где отложено отношение $R(q_T)$:

$$R(q_T) = \frac{dN^{++}}{dq_T} / \frac{dN^{--}}{dq_T}.$$

Поскольку в ЗК π^+ -мезоны быстрее π^- , то они заселяют большую область фазового пространства и их q_T -распределение шире, что приводит к росту $R(q_T)$ при больших q_T . Для ПК $R(q_T)$ обнаруживает противоположную q_T -зависимость, так как π^- -мезоны здесь быстрее, чем π^+ -мезоны (примесь отрицательно заряженных каонов может только усилить этот эффект). $R(q_0)$ -распределения (рис. 1 в, г) показывают в ЗК и ПК аналогичное поведение. Следует подчеркнуть, что этот эффект обнаруживается в той кинематической области, где должны быть видны интерференционные корреляции.

На рис. 2 мы приводим распределение

$$I_1^{\pm\pm}(q_T, q_0) = \frac{dN_{\text{ЭКК}}^{\pm\pm}}{dq_T dq_0} / \frac{dN_{\text{Ф}}^{\pm\pm}}{dq_T dq_0},$$

где в качестве фона использовалось q_T -распределение $\pi^+\pi^-$ -пар (фоновые распределения, полученные с помощью $\pi^+\pi^-$ -пар, ниже будут обозначаться ϕ). Из этого рисунка видно, что $I_1^{--}(q_T)$ -распределение в ЗК падает с ростом q_T во всем исследованном интервале этой переменной, в то время как $I_1^{++}(q_T)$ имеет пик при малых q_T (что свидетельствует о наличии

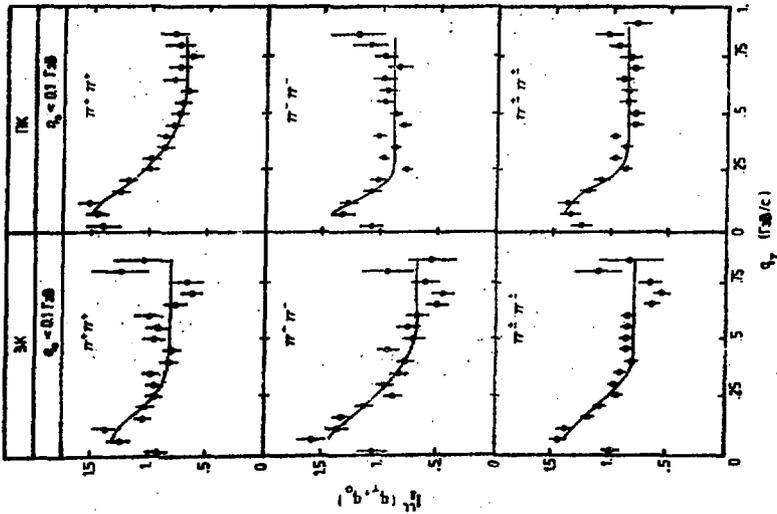


Рис. 2. Распределение $I_{1L}^{Ly}(q_T)$ в интервале $q_0 < 0.1 \Gamma_{20}$ в областях ЗК и ПК. Кривые - результаты подгонки выражением (7).

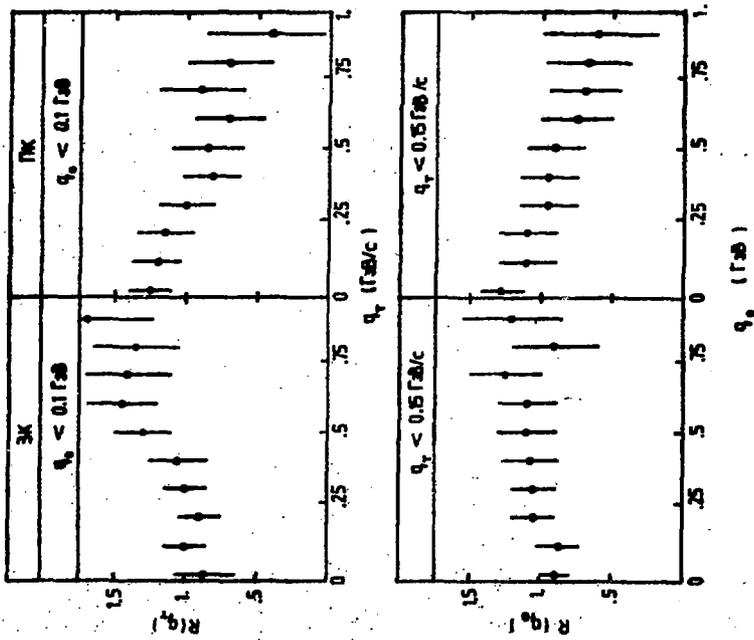


Рис. 1. Отношение спектров $R = \frac{dN^+}{dq_T} / \frac{dN^+}{dq_0}$ в интервале $q_0 < 0.1 \Gamma_{20}$ в замкнутом конусе (ЗК) и в первом конусе (ПК) и маломощное отношение по переменной q_0 в интервале $q_0 < 0.15 \Gamma_{20}/c$.

Б-Э эффекта) и начинает снова возрастать при $q_T > 0,5$ ГэВ/с. Для ПК q_T -распределения обнаруживают зарядовую симметрию по сравнению с соответствующими распределениями в ЗК.

Из изложенного выше следует, что ϕ_1 нельзя рассматривать в качестве приемлемого приближения для фонового распределения, так как ϕ_1 в ЗК (ПК) слишком "широк" по сравнению с q_T -распределением для $\pi^-\pi^-(\pi^+\pi^+)$ -системы и слишком "узок" для $\pi^+\pi^+(\pi^-\pi^-)$ -системы.

Для иллюстрации влияния этого эффекта на оценку размеров области эмиссии пионов распределения $I_1^{\pm\pm}$ были аппроксимированы выражением (1) с добавлением параметра λ в интервале $0,05 < q_T < 0,85$ ГэВ/с (см. рис. 2). Результаты аппроксимации приведены в табл. 3, где можно видеть, что в ЗК $R^- < R^+$ и $\lambda^- > \lambda^+$, в то время как в ПК $R^- > R^+$ и $\lambda^- < \lambda^+$. Эти результаты означают, что медленное уменьшение $I_1^{\pi^-\pi^-}(q_T)$ в ЗК $I_1^{\pi^+\pi^+}(q_T)$ в ПК, наблюдаемое при использовании ϕ_1 и не связанное с короткодействующими корреляциями, при использовании стандартной процедуры описания этих распределений выражением (1) может быть интерпретировано как следствие интерференции между тождественными пионами, испущенными полностью когерентно из области с размерами, меньшими действительных. С другой стороны, для $I_1^{\pi^+\pi^+}(q_T)$ в ЗК и $I_1^{\pi^-\pi^-}(q_T)$ в ПК эти размеры при использовании ϕ_1 переоцениваются. Для суммарного распределения $\pi^+\pi^-$ -и $\pi^-\pi^-$ -пар эти эффекты частично компенсируются (см. рис. 2 и табл. 3).

Таким образом, очевидно, что уширенный максимум при малых q_T и q_0 , наблюдаемый в двумерном распределении $\pi^-\pi^-$ -пар из взаимодействий первичных адронов с положительными зарядами, нормированном на соответствующее распределение $\pi^+\pi^-$ -пар, в значительной степени возникает из-за разности в плотности распределения π^+ - и π^- -мезонов, т.е. является длиннодействующим эффектом. С другой стороны, при использовании ϕ_1 Б-Э эффект в $\pi^+\pi^-$ -парах может существенно занижаться. С этой точки зрения, наличие значительного максимума при малых q_T , найденного в $\Gamma^-(q_T, q_0)$ -распределении в K^+ р-взаимодействиях при 32 ГэВ/с^{13/}, и его отсутствие в распределении $I^+(q_T, q_0)$ являются следствием неправильного выбора фона.

Следует отметить, что фон, образованный при "перепутывании" одной или двух компонент векторов-импульсов вторичных частиц, использованный нами в работе^{/5/}, как показал аналогичный анализ, сделанный позднее, приводит к завалу фоновых q_T - и q_0 -распределений у нуля, т.е. к искусственному усилению Б-Э эффекта. Поэтому в настоящей работе мы использовали другое фоновое распределение, которое было получено при объединении в пары одноименно заряженных частиц, взятых из разных событий (ϕ_2). Для обеспечения подобия между экспериментальными и моделированными одночастичными импульсными спектрами ϕ_2 рассчитывался отдельно для трех описанных выше областей по $\cos \theta_{\pi\pi}$. Однако и этот фон может отличаться от реального, так как при такой процедуре происходит нарушение законов сохранения, а последние, как известно, приводят к возникновению отрицательных кинематических корреляций между быстрыми частицами из одного и того же события. Для уменьшения влияния нарушения законов сохранения между продольными импульсами при расчете ϕ_2 было наложено то же требование, что и для экспериментальных распределений, $|\bar{p}_1^* + \bar{p}_2^*| < 2 \text{ ГэВ/с}$.

Однако кинематические корреляции между p_T , приводящие к асимметрии реальных угловых распределений между тождественными пионами в плоскости поперечных импульсов, в ϕ_2 отсутствуют, и в результате при использовании этого фона возможно занижение Б-Э эффекта.

Для дополнительной проверки соответствия q_T -распределений, даваемых ϕ_2 , распределениям для реальных событий ϕ_2 был рассчитан также для $\pi^+\pi^-$ -пар. На рис. 3 приведены отношения q_T -распределений ϕ_1 к ϕ_2 для $\pi^+\pi^-$ -пар в ПК и ЗК. В обоих распределениях виден резкий пик при $q_T < 0,05 \text{ ГэВ/с}$. Этот пик может быть объяснен примесью пар Далица в экспериментальном распределении для $\pi^+\pi^-$ -симметрии, хотя нельзя исключить и вклад короткодействующей корреляции от распада резонансов, предсказанных в работах^{/16/}. Рост отношения $\phi_1(q_T)/\phi_2(q_T)$ при $q_T > 0,2 \text{ ГэВ/с}$ означает, что экспериментальное распределение для $\pi^+\pi^-$ -пар шире, чем аналогичное распределение, полученное для ϕ_2 . Этот эффект можно объяснить следствием отрицательных кинематических корреляций между пионами

из реальных событий и вкладом продуктов распада резонансов (для $q_T > 0,5$ ГэВ/с). Аналогичное поведение было обнаружено и для отношения $\phi_1(q_0)/\phi_2(q_0)$.

Чтобы исправить ϕ_2 , была сделана попытка ввести в этот фон корреляции в плоскости поперечного импульса, рассмотренные выше.

Как показано в работе ^{/17/}, для событий с полной множественностью n распределение по азимутальному углу между двумя частицами в поперечной плоскости может быть выражено в виде

$$\frac{dN}{d\phi_{12}} = 1 - \frac{\pi}{2} \frac{p_{T1} \cdot p_{T2}}{\langle p_T \rangle^2 (n-1)} \cos \phi_{12} \quad (4)$$

Для того чтобы определить $(p_{T1} \cdot p_{T2})$ -зависимость азимутальной асимметрии в распределениях пар $\pi^+ \pi^+$, были построены соответствующие ϕ_{12} -распределения для разных интервалов (p_{T1}, p_{T2}) , которые затем аппроксимировались выражением вида

$$\frac{dN}{d\phi_{12}} = A(1 - B \cos \phi_{12}). \quad (5)$$

Чтобы исключить влияние Б-Э эффекта для тождественных частиц, ϕ_{12} -распределения были построены только для пар с $\Delta y = |y_1 - y_2| > 0,7$. На рис. 4 в качестве примера приведены (p_{T1}, p_{T2}) -зависимости параметра B для $(++)$, $(--)$ и $(+-)$ комбинаций в 6-лучевых событиях. Такие же распределения были получены для событий с $n_c = 8, \geq 10$, что позволило ввести эти зависящие от $\langle p_{T1} \cdot p_{T2} \rangle$ и $\cos \phi_{12}$ кинематические корреляции в пары частиц, получаемые при объединениях двух одноименно заряженных частиц из разных событий (далее мы будем обозначать фоновые распределения, полученные с помощью этой процедуры, как ϕ_3). На рис. 3б приведено отношение $\phi_1(q_T)/\phi_3(q_T)$. Пик при малых q_T сохранился, но при больших q_T это распределение стало несколько более плоским, чем в случае ϕ_1/ϕ_2 .

Эти результаты позволяют предполагать, что q_T - и q_0 -распределения $\pi^+ \pi^+$ и $\pi^- \pi^-$ -пар у ϕ_3 , достаточно правильно воспроизводящего одночастичные распределения π^+ и π^- по продольным и поперечным импуль-

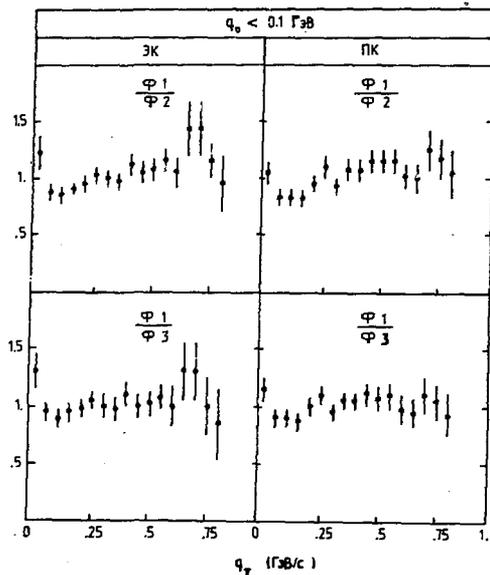


Рис. 3. Распределение отношений φ_1/φ_2 и φ_1/φ_3 по переменной q_T в интервале $q_0 < 0,1$ ГэВ в областях ПК и ЗК.

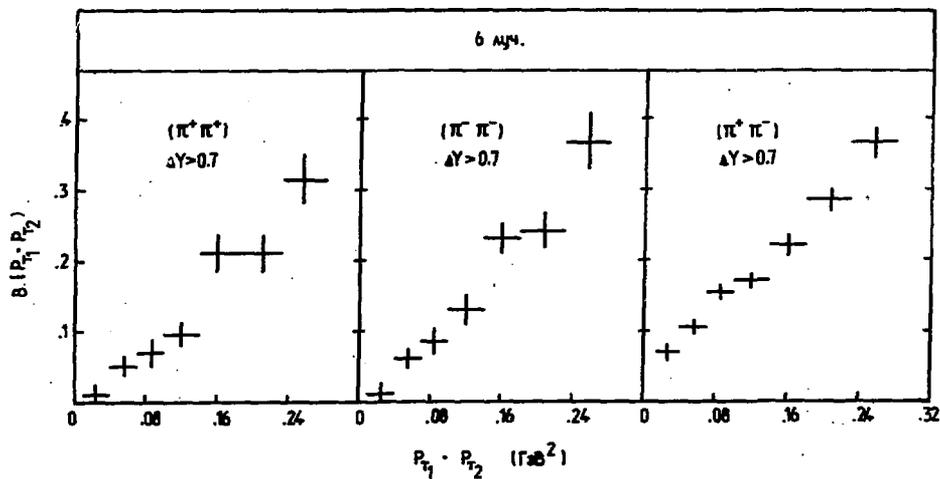


Рис. 4. Зависимость коэффициента B (выражение (5)) от переменной (P_{T1}, P_{T2}) для пар $\pi^+\pi^+$, $\pi^-\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$ в 6-лучевых событиях при $|\Delta Y_{12}| > 0,7$.

сам и корреляции в p_T -плоскости, также являются хорошей аппроксимацией для соответствующих распределений пар тождественных частиц при "выключенной" интерференции.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Как следует из проведенных выше методических исследований, использование для расчета фоновых распределений разноименно заряженных пар частиц из тех же событий приводит к искажению физических результатов, и лучшее приближение к "идеальным" фоновым распределениям дает ф3. Поэтому все нижеследующие $I^{\pm\pm}(q_T, q_0)$ -распределения в этой работе получены с использованием только этого фона.

На рис. 5а приведены экспериментальные распределения

$$I^{LL}(q_T, q_0) = \frac{dN_{\text{экс}}^{LL}}{dq_T \cdot dq_0} / \frac{dN_{\text{ф3}}^{LL}}{dq_T \cdot dq_0} \approx \frac{W(q_T, q_0)}{W_0(q_T, q_0)}, \quad (6)$$

где (L) обозначает (+) или (-), представленные как функции q_T для $q_0 < 0,1$ ГэВ для трех интервалов $\cos \theta_{\pi\pi}$, описанных выше, и полные распределения, проинтегрированные по $\cos \theta_{\pi\pi}$. Для того чтобы из распределений тождественных пар в центральной области можно было оценить продольный размер области испускания, при расчете $I^{LL}(q_T, q_0)$ -распределений для ЦК было наложено дополнительное условие $|\cos \psi_{12}| > \frac{1}{\sqrt{2}}$, где ψ_{12} - угол между вектором \vec{q}_T и плоскостью, образованной суммарным вектором пары π -мезонов, \vec{p} , и осью реакции. Результаты аппроксимации методом наименьших квадратов (МНК) этих распределений выражением

$$I^{LL}(q_T, q_0) = A \left[1 + \lambda \cdot \left(\frac{2J_1(Rq_T)}{Rq_T} \right) / (1 + r^2 q_0^2) \right] \quad (7)$$

приведены в табл. 4. Для сравнения в этой же таблице приведены результаты аппроксимации полных $I^{LL}(q_T)$ - и $I^{LL}(q_0)$ -распределений.

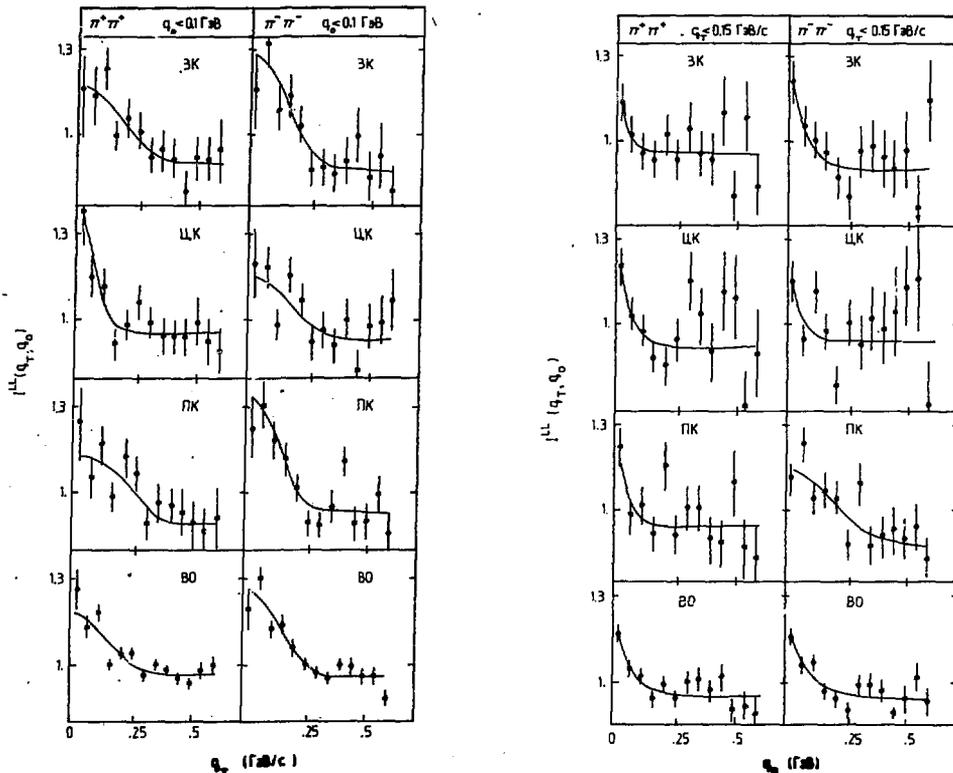


Рис. 5. Распределения $|L^{LL}(q_T)|$ в интервале $q_0 < 0,1$ ГэВ в областях ЗК, ЦК, ПК и всей области (ВО) по переменной $\cos \theta_{\pi\pi^+}$. Кривые – результат подгонки данных выражением (7) (а).
 Распределения $|L^{LL}(q_0)|$ в интервале $q_T < 0,15$ ГэВ/с в областях ПК, ЦК, ЗК и всей области (ВО) по переменной $\cos \theta_{\pi\pi^-}$. Кривые – результат подгонки данных выражением (7) (б).

Из этих данных следует, что оценка поперечного размера области эмиссии π^+ -мезонов R_T^+ получается несколько меньшей, чем R_T^- , как при аппроксимации распределений для ЗК, так и для ПК. С другой стороны, R_L^+ , оцененный в интервале $q_0 < 0,1$ ГэВ, существенно превышает R_L^- .

Оценки средних значений R^\pm , полученные из полных $|L^{LL}(q_T)|$ - и $|L^{LL}(q_0)|$ -распределений, дают $R^+ \approx R^-$ и лежат между 1,5 и 2 фм. Обращает внимание, что параметр λ , который примерно означает долю некогерентно испущенных пар тождественных пионов, почти во всех случаях $< 0,5$.

На рис. 5б изображены распределения $|L^{LL}(q_T, q_0)|$ как функции q_0 для $q_T < 0,15$ ГэВ/с для разных областей $\cos \theta_{\pi\pi}$ и полное распределение. Результаты их аппроксимации выражением (7) свидетельствуют, что точность

экспериментальных распределений для отдельных интервалов $\cos \theta_{\pi\pi}$ не достаточна для надёжного определения c_T . Однако для полных распределений по q_0 (при $q_T < 0,15$ ГэВ/с) параметры c_T^\pm определены с точностью $\sim 30\%$ и показывают, что $c_T^\pm \geq R^\pm$.

В табл. 5 приведены результаты аппроксимации выражением (7) двумерных распределений $I^{LL}(q_T, q_0)$ в области $q_T < 0,6$ ГэВ/с, $q_0 < 0,6$ ГэВ. В этом случае для описания экспериментальных данных использовалась модификация метода максимального правдоподобия, развитая специально для изучения интерференционных корреляций в работах /8,18/.

Оценки R_i^\pm и $c_{T_i}^\pm$, полученные в результате двумерной аппроксимации методом максимального правдоподобия, в целом несколько превышают оценки, полученные МНК и приведенные в табл. 4, хотя качественно согласуются с ними. Следует отметить, что двумерная аппроксимация также дает значение R_L^+ , превышающее R_L^- в два раза, и заметно большую величину для среднего R^+ . Указания на увеличенный продольный размер области испускания π^\pm -мезонов были получены ранее при исследовании интерференционных корреляций в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с /3д/.

Аппроксимация двумерных $I^{LL}(q_T, q_0)$ -распределений модифицированным выражением (3), выполненная в области $q_T < 0,6$ ГэВ/с, $q_0 < 0,6$ ГэВ с использованием метода максимального правдоподобия, дала оценки: $R^+ = 2,29 \pm 0,16$ фм, $R^- = 1,74 \pm 0,12$ фм, $c_T^+ = 4,24 \pm 0,74$ фм, $c_T^- = 2,07 \pm 0,44$ фм, $\gamma^+ = 3,90 \pm 0,69$, $\gamma^- = 5,13 \pm 1,00$. Сравнение с результатами, приведенными в двух последних колонках табл. 5, показывают, что использование выражения (3) занижает значения R , но качественное различие в величинах R^+ и R^- остается.

На рис. 6 приведены $I_n^{LL}(q_T, q_0)$ -распределения для событий с множественностью заряженных частиц $n_c = 6, 8$ и $10+12$ с результатами аппроксимации их МНК выражением (7). В табл. 6 приведены результаты двумерной аппроксимации этих распределений методом максимального правдоподобия. В пределах больших ошибок не видно существенной зависимости полученных оценок R_n^\pm и $c_{T_n}^\pm$ от n_c , и для всех множественностей выполняются условия $R_n^+ > R_n^-$, $c_{T_n}^+ > c_{T_n}^-$, $R_n^\pm \sim c_{T_n}^\pm$.

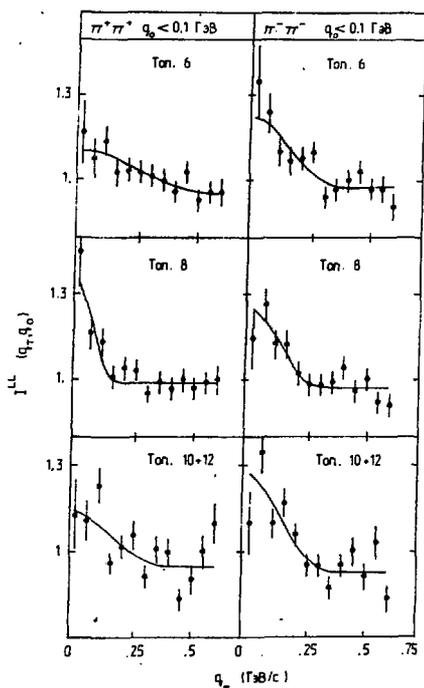


Рис. 6. Распределения $|L^L(q_T, q_0)|$ в интервале $q_0 < 0,1$ ГэВ для множественностей заряженных частиц $n_c = 6, 8, 10+12$ по переменной q_T ; кривые - результат подгонки данных выражением (7).

Большие значения R^\pm , полученные в настоящей работе, ставят под сомнение возможность их непосредственного отождествления с размерами области взаимодействия. Как уже отмечалось ранее в ряде работ ^{/3д, 8/}, размеры области испускания пионов, определяемые по интерференционным корреляциям, могут включать эффекты движения источников пионов, например резонансов. В частности, в работе ^{/17/} было показано, что движение источников приводит к существенной зависимости параметров R и τ от скорости v пар тождественных π -мезонов, причем R и τ должны возрастать с уменьшением v .

В табл. 7 представлены результаты аппроксимации двумерных распределений $|L^L(q_T, q_0)|$ с помощью метода максимального правдоподобия для двух интервалов скорости $\pi\pi$ -пар. Из таблицы видно, что пары пионов, имеющие малую скорость, испускаются из большей пространственной области, чем быстрые пары, и дают существенно большие величины τ .

Следует отметить, что для быстрых пар оценки области эмиссии, полученные по распределениям $\pi^+\pi^-$ и $\pi^-\pi^-$ -пар, становятся сравнимыми.

5. ВЫВОДЫ

В результате проведенного исследования интерференционных корреляций в K^0 -взаимодействиях при 32 ГэВ/с было показано следующее:

1. Распределения по q_T и q_0 для пар разноименно заряженных пионов существенно отличаются от распределений $\pi^+\pi^-$ и $\pi^-\pi^-$ -пар при отсутствии интерференции, и их использование в качестве фоновых распределений искажает физические результаты.

2. При использовании более корректной процедуры определения фона интерференционные корреляции были обнаружены в области малых q_T и q_0 как для $\pi^+\pi^-$, так и для $\pi^-\pi^-$ -систем.

3. Оценки среднего размера области эмиссии π^- -мезонов колеблются от 1,5 до 2 фм и области эмиссии π^+ -мезонов — от 1,5 до 3 фм в зависимости от величины используемой кинематической области и метода аппроксимации. Параметр σ_T^+ оказывается в пределах больших ошибок сравнимым с R^+ .

4. Существующая статистика не позволяет установить определенную зависимость пространственно временных параметров взаимодействия от множественности заряженных частиц.

5. Получены указания на аномально большой продольный размер области испускания π^+ -мезонов, характерный особенно для области эмиссии медленных $\pi^+\pi^-$ -пар.

Таблица 1

Числа событий с различной множественностью заряженных частиц n_c и числа пар (++) и (--) в зависимости от n_c в области $q_T < 0,6$ ГэВ/с, $q_0 < 0,6$ ГэВ

Число лучей	Полное число событий	Число пар ($\pm\pm$) в области $q_T < 0,6$ ГэВ/с, $q_0 < 0,6$ ГэВ	
		++	--
6	29639	85987	121992
8	12986	75748	90749
10 + 12	3826	40907	44568

Таблица 2

Процентное содержание неидентифицированных пар (++) (т.е. (++)-пар, в которых хотя бы одна частица имеет в лаб. системе $P_{\text{лаб}} \geq 1,2$ ГэВ/с) в ЗК, ЦК, ПК и двух интервалах по переменным q_T и q_0 , а также процентное содержание примеси в $\pi^-\pi^-$ -парах в тех же областях;

1-й интервал: $q_T < 0,6$ ГэВ/с, $q_0 < 0,6$ ГэВ

2-й интервал: $q_T < 0,2$ ГэВ/с, $q_0 < 0,1$ ГэВ

Область	Процентное содержание неидентифицированных (++) пар (%)		Процентное содержание (--) пар с K^- -мезоном (%)	
	Инт. 1	Инт. 2	Инт. 1	Инт. 2
ЗК	10	11	1	0
ЦК	75	68	5	0
ПК	-	-	12	1

Таблица 3

Результаты подгонки $I^{LL}(q_T)$ -распределения в областях ЗК и ПК выражением (7) в интервале $0 < q_0 < 0,1$ ГэВ, $0,05 < q_T < 0,85$ ГэВ/с. В качестве фона использовался $\phi 1$

Область	Параметр	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^+\pi^\pm$
ЗК	λ	$0,59 \pm 0,12$	$1,37 \pm 0,19$	$0,88 \pm 0,11$
	R (фм)	$1,66 \pm 0,31$	$1,16 \pm 0,14$	$1,46 \pm 0,47$
ПК	λ	$1,03 \pm 0,12$	$0,68 \pm 0,09$	$0,72 \pm 0,09$
	R (фм)	$1,28 \pm 0,12$	$2,32 \pm 0,15$	$1,79 \pm 0,17$

Таблица 4

Результаты одномерной подгонки $I^{LL}(q_T, q_0)$ -распределений выражением (7) в областях ЗК, ЦК, ПК и во всей области по $\cos \theta_{\pi\pi}$ (ВО). В качестве фона использовался фЗ

Область	Параметр	ЗК		ЦК		ПК		ВО	
		$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$
$q_0 < 0,1$ (ГэВ)	λ	$0,33 \pm 0,09$	$0,47 \pm 0,11$	$0,45 \pm 0,15$	$1,0 \pm 1,2$	$0,27 \pm 0,08$	$0,46 \pm 0,08$	$0,21 \pm 0,04$	$0,32 \pm 0,04$
	R (фм)	$1,47 \pm 0,33$	$1,90 \pm 0,33$	$2,53 \pm 0,82$	$0,86 \pm 0,47$	$1,21 \pm 0,23$	$2,22 \pm 0,24$	$1,81 \pm 0,30$	$1,86 \pm 0,17$
$q_T < 0,15$ (ГэВ/с)	λ	$0,25 \pm 0,17$	$0,40 \pm 0,13$	$0,58 \pm 0,17$	$0,29 \pm 0,14$	$0,40 \pm 0,12$	$0,38 \pm 0,12$	$0,27 \pm 0,05$	$0,26 \pm 0,04$
	σ_T (фм)	$4,36 \pm 1,15$	$2,91 \pm 1,43$	$5,00 \pm 3,72$	$1,9 \pm 1,8$	$5,00 \pm 3,78$	$0,84 \pm 0,37$	$3,20 \pm 1,06$	$2,30 \pm 0,68$

Таблица 5

Результаты двумерной подгонки $I^{LL}(q_T, q_0)$ -распределений выражением (7) в областях ЗК, ЦК, ПК и во всей области по $\cos \theta_{\pi\pi}$ (ВО). В качестве фона использовался фЗ

Параметр	ЗК		ЦК		ПК		ВО	
	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$
λ	$0,19 \pm 0,11$	$0,44 \pm 0,08$	$1,00 \pm 0,81$	$0,30 \pm 0,10$	$0,52 \pm 0,13$	$0,32 \pm 0,08$	$0,38 \pm 0,05$	$0,30 \pm 0,03$
R (фм)	$2,15 \pm 0,66$	$2,15 \pm 0,29$	$3,81 \pm 0,74$	$1,35 \pm 0,36$	$1,58 \pm 0,35$	$2,33 \pm 0,23$	$3,01 \pm 0,28$	$2,15 \pm 0,12$
σ_T (фм)	$2,66 \pm 2,13$	$2,88 \pm 0,87$	$7,2 \pm 1,9$	$1,33 \pm 0,76$	$8,7 \pm 1,8$	$1,19 \pm 0,31$	$4,05 \pm 0,75$	$1,95 \pm 0,28$

Таблица 6

Результаты двумерной подгонки $I^{LL}(q_T, q_0)$ распределений выражением (7) для $n_c = 6, 8, 10+12$. В качестве фона использовался фЗ

Параметр	$n_c = 6$		$n_c = 8$		$n_c = 10+12$	
	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$
λ	$0,25 \pm 0,12$	$0,26 \pm 0,07$	$0,59 \pm 0,10$	$0,19 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,12$	$0,37 \pm 0,07$
R (фм)	$2,64 \pm 0,74$	$1,94 \pm 0,26$	$3,60 \pm 0,40$	$1,55 \pm 0,19$	$2,64 \pm 0,32$	$2,09 \pm 0,17$
σ_T (фм)	$3,13 \pm 1,72$	$1,62 \pm 0,67$	$3,51 \pm 0,69$	$0,73 \pm 0,29$	$3,75 \pm 1,80$	$2,19 \pm 0,55$

Таблица 7

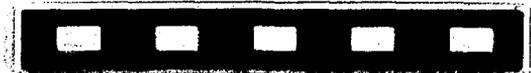
Результаты двумерной подгонки $I^{LL}(q_T, q_0)$ распределений выражением (7) в двух областях: а) скорость пары ($\pi\pi$) $V < 0,80$;
б) скорость пары ($\pi\pi$) $V > 0,80$

Интервал V	а) $V_{\pi\pi} < 0,80$		б) $V_{\pi\pi} > 0,80$		
	Система параметров	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$	$\pi^+\pi^+$	$\pi^-\pi^-$
λ		$0,73 \pm 0,19$	$0,30 \pm 0,19$	$0,30 \pm 0,03$	$0,50 \pm 0,07$
R (фм)		$4,46 \pm 0,61$	$2,28 \pm 0,37$	$1,56 \pm 0,15$	$1,77 \pm 0,16$
σ_T (фм)		$10,0 \pm 8,8$	$10,0 \pm 8,7$	$1,04 \pm 0,20$	$1,81 \pm 0,34$

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. а) G.I.Kopylov. Phys. Lett., 50B, 472 (1974);
 б) G.I.Kopylov, M.I.Podgoretsky. Jad. Fis., 18, 656 (1973);
 в) G.I.Kopylov. JINR Preprint, E2-8549, Dubna, 1975.
2. G.Cocconi. Phys. Lett., 49B, 459 (1974).
3. а) F.Grard, V.P.Henri et al. Nucl. Phys., 102B, 221 (1976);
 б) M.Deutschmann, R.Henecker et al. Nucl. Phys., 103B, 198 (1976);
 в) C.Ezell et al. Phys. Rev. Lett., 38, 873 (1977);
 г) N.Angelov et al. JINR Preprint, P1-10502, Dubna, 1977;
 д) A.Loktionov et al. Jad. Fis., 27, 1556 (1978).
4. R.Harbury Brown and R.Q.Twiss. Phyl. Mag., 45, 663 (1954).
5. V.V.Babintsev et al. IHEP Preprint 78-74, Serpukhov, 1978.
6. G.I.Kopylov, M.I.Podgoretsky. Jad. Fis., 18, 656 (1973).
7. G.I.Kopylov, M.I.Podgoretsky. JINR Preprint, E2-9285, Dubna, 1975.
8. R.Lednitski et al. Jad. Fis., 30, 837 (1979).
9. C.N.Fowler, R.M.Weiner. Phys. Lett., 70B, 201 (1977).
10. M.Deutschmann et al. CERN/EP/Phys., 78-1 (1978).
11. Minoru Biyajima. Modification of Kopylov Podgoretsky-Cocconi Formulation. Paper Presented at X Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics, Goa, 1979.
12. C.Cochet et al. Nucl. Phys., B124, 61 (1977).
13. M.Goosens et al. Nuovo Cim., 48A, 469 (1978).
14. E.Levin et al. Jad. Fis., 24, 640 (1976).
15. M.L.Faccini et al. Nucl. Phys., B127, 199 (1977).
16. G.Thomas. Phys. Rev., 15D, 2636 (1977).
17. M.Pratar and J.Shaw. Phys. Rev., D8, 3938 (1973).
18. R.Lednitsky. JINR Deponed Communication, Б-2-3-11460, Dubna, 1978.

Рукопись поступила в издательскую группу
4 августа 1980 года.



Цена 12 коп.

© Институт физики высоких энергий, 1980.
Издательская группа И Ф В Э
Заказ 757. Тираж 260. 1 уч.-изд.л. Т-15227.
Август 1980. Редактор Н.В.Ежела.