

ОПИСАНИЕ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
В ПРОСТРАНСТВЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

А.М.Балдин, Л.А.Диденко

Предложено релятивистски-инвариантное описание множественных процессов в пространстве относительных четырехмерных скоростей $b_{ik} =$

$$= -\left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k}\right)^2, \text{ где } P_i - 4\text{-импульсы, } m_i - \text{массы}$$

частиц. Приведен новый метод выделения адронных струй и сформулирован принцип ослабления корреляций в пространстве b_{ik} , аналогичный принципу Боголюбова в статистической физике. Адроны и ядра трактуются как кварк-глюонные кластеры с $b_{ik} \ll 1$. Предлагаемые методы иллюстрируются на основе экспериментальных данных по множественному рождению в π^-C -взаимодействиях при импульсе пионов 40 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Description of the Particle Multiple Production
in the Relative Velocity Space

Baldin A.M., Didenko L.A.

Relativistically invariant description of multiple processes in the relative four-velocity space

$$b_{ik} = -\left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k}\right), \text{ where } P_i \text{ is the four}$$

momentum and m_i - the particle mass, is suggested. The new method for description of the hadron jets is given and a principle of depletion of correlations in the b_{ik} space is formulated which is analogous to the Bogolubov principle in statistical physics. Hadrons and nuclei are considered as quark-gluon clusters with $b_{ik} \ll 1$. The suggested methods are illustrated by the experimental data of multiple production in π^-C interactions at 40 GeV/c.

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

Обобщение масштабной инвариантности на процессы столкновения релятивистских ядер /1/ и проведение соответствующих экспериментов привели к обнаружению кумулятивного эффекта /2/. Кумулятивный эффект рассматривался уже в первых работах /3,4/ как результат столкновения на уровне партонов, входящих не только в отдельные нуклоны, но и в "капельки адронной материи" /или в многокварковые конфигурации/, по своей структуре сильно отличающиеся от свободных нуклонов. Отмечалось, что в ядрах существует два характерных масштаба импульсов, начиная с которых реализуется приближенная масштабная инвариантность. Один соответствует случаю, когда в качестве квазисвободных можно рассматривать нуклоны как целое, а другой - когда в качестве квазисвободных следует рассматривать конститuentы нуклонов - партоны. Подчеркивалось, что выбивание нуклонов и ядерных фрагментов в столкновениях релятивистских ядер должно иметь много общих черт с выбиванием кварков при столкновении адронов с большими передачами импульса.

Исследованием проблемы распределения кварков в ядрах дубненские физики занимаются с 1970 г. /см., например, /4,5/ на основе широких экспериментальных исследований в пучках релятивистских ядер синхрофазотрона. Выводы о существовании в ядрах многокварковых конфигураций были получены на основе данных по предельной фрагментации ядер /5,6/. Полученные в результате этой процедуры свойства структурных функций нашли недавно подтверждение в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию лептонов на ядрах /7-9/. Это подтверждение не только свидетельствует в пользу существования многокварковых конфигураций в ядрах, но и вселяет уверенность в правильности наших представлений о природе предельной фрагментации ядер как о процессах стриппинга и подхвата на кварк-глюонном уровне.

Фрагментационные процессы, происходящие при столкновении составных систем в релятивистской области, как было показано в работе /10/, удобно описывать с помощью переменных

$$b_{ik} = -\left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k}\right)^2 = 2\left[\frac{(P_i P_k)}{m_i m_k} - 1\right], \quad /1/$$

где P_i, P_k - четырехмерные импульсы, m_i, m_k - массы частиц.

Сечения процессов фрагментации релятивистского ядра 1 в инклюзивном процессе

$$I + \Pi \rightarrow 1 + 2 + \dots \quad /2/$$

с образованием различных ядерных фрагментов 1 хорошо описываются как функции одной переменной b_{I1} в области $0 \leq b_{I1} \leq a$ с резким максимумом при $b_{I1} = 0$. Величина $a =$

$$= \frac{2\epsilon |m_I - m_1|}{m_I m_1}$$

характеризует ширину узкого распределения по углам и энергиям фрагментов 1. Здесь m_I и m_1 - массы частиц, а ϵ - энергия связи фрагмента 1 в ядре I.

Общий характер этих выводов показывает, что именно величины $b_{ik} / 1$, являющиеся квадратами разности 4-мерных скоростей, определяют величину амплитуд и тем самым силу взаимодействия.

С самого начала исследований ядерных реакций в релятивистской области было ясно, что при столкновении ядер как составных объектов величина передачи импульса - энергии не может служить критерием для перехода от квазичастиц-нуклонов к квазичастицам-кваркам. Передача импульса распределена между многими частицами, входящими в составной объект. Не случайно пучки ядер мы характеризуем энергией, приходящейся на один нуклон, так как энергию и импульс надо делить на число частиц внутри составного объекта, если столкновение рассматривается на уровне конститuentов. Вместе с тем в релятивистской квантовой механике число частиц не является инвариантным понятием. Оно зависит от системы координат и, кроме того, с учетом кварк-антикваркового моря число частиц внутри адрона бесконечно. Единственной релятивистски-инвариантной мерой числа конститuentов внутри составного объекта является его масса. В связи с этим используем энергии и импульсы адронов, отнесенные к единице массы, или четырехмерные скорости

$$u_i = \frac{P_i}{m_i}, \quad /3/$$

точнее говоря, квадраты расстояний в пространстве четырехмерных скоростей $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$. Наше основное условие

$$b_{ik} \gg 1, \quad /4/$$

как мера локальности взаимодействия адрона i с адроном k , имеет простой физический смысл: при достаточно больших относительных скоростях взаимодействие между кварками, входящими в объект i , и кварками, входящими в объект k , ослабевает настолько, что его можно рассматривать по теории возмущений на конститuentном уровне /здесь $i, k = I, II, 1, 2, \dots$ /. Условие /4/ согласуется с современным пониманием асимптотической свободы. Бегущую константу связи в квантовой хромодинамике можно представить следующим образом:

$$a_S = \frac{1,4}{\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} = \frac{1,4}{\ln \left[- \left(\frac{k}{\Lambda} - \frac{k'}{\Lambda} \right)^2 \right]} . \quad /5/$$

Если в этой формуле понимать под Λ характерную массу, а под k и k' - импульсы конstituента адрона соответственно до и после столкновения, то формулу /5/ можно представить в виде

$$a_S = \frac{1,4}{\ln b_{ik}} \quad /6/$$

и рассматривать b_{ik} как квадрат разности скорости исходного адрона $\frac{P_i}{m_i} \approx \frac{k}{\Lambda}$ и скорости выбитого кварка $\frac{P_k}{m_k} = \frac{k'}{\Lambda}$. В этом случае малость a_S характеризует слабость взаимодействия выбитого партона с адроном-родителем. Для того чтобы это взаимодействие можно было бы рассматривать по теории возмущений, необходимо, чтобы $b_{ik} \gg 1$. Из формулы /6/ следует характер ослабления взаимодействия адронов с увеличением их относительной скорости.

Следует отметить, что длина формирования адрона, то есть расстояние, на котором происходит адронизация или обесцвечивание, тоже пропорциональна b_{ik} . В системе покоя частицы - родителя имеем $\frac{P_i}{m_i} = /1,0,0,0/$ и $b_{ik} = 2 \left[\frac{E_k}{m_k} - 1 \right]$. Или

для длины формирования получаем:

$$\ell_f \sim \frac{E_k}{m_k^2} \approx \frac{1}{2m_k} b_{ik} . \quad /7/$$

Если размер адрона R равен $\sim \frac{1}{m_k}$, то условие /4/ дает

$$\ell_f \gg R . \quad /8/$$

Иначе говоря, адронизация кварка происходит за пределами адрона-родителя. Таким образом, условие /4/ характеризует процессы столкновения адронов, сопровождающиеся деконфайнментом кварков и глюонов.

Как отмечается в работе /11/, асимптотические режимы /деконфайнмент/ начинаются при $b_{ik} \geq 5$, то есть при энергиях, достигнутых на дубненском синхрофазотроне. Изложенные выше соображения позволяют предложить следующее описание процессов множественного рождения частиц при столкновении адронов и ядер.

Рассмотрим инвариантное сечение образования n -частиц как функцию распределения в пространстве относительных скоростей b_{ik} : $F(b_{I1}, b_{I1}, b_{I2}, \dots, b_{II1}, b_{II2}, \dots, b_{12}, \dots)$. Для

сохранения преимущества с обычным описанием запишем фазовый объем в виде

$$\prod_{i=1}^n \frac{d\vec{P}_i}{E_i} = \prod_{i=1}^n \frac{m_i^2}{2} \sqrt{b_{Ii} + \frac{b_{Ii}^2}{4}} db_{Ii} d\Omega. \quad /9/$$

Иногда полезно одну из угловых переменных тоже заменить на b_{IIi} :

$$\prod_{i=1}^n \frac{d\vec{P}_i}{E_i} = \left[\frac{m_i^2}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{b_{IIi} + \frac{b_{IIi}^2}{4}}} \right]^n \prod_{i=1}^n db_{IIi} db_{III} d\phi_i. \quad /10/$$

Основная цель перехода к переменным b_{ik} вместо обычных переменных-импульсы, энергии - состоит в том, что F монотонно и достаточно быстро убывает при $b_{ik} \rightarrow \infty$. Это свойство F можно представить как принцип ослабления корреляций, предложенный Н.Н.Боголюбовым^{/12/} в статистической физике.

Разобьем совокупность аргументов b_{ik} на ряд групп $\{\dots b_{ik}^{\alpha} \dots\}$, $\{\dots b_{ik}^{\beta} \dots\}$ и рассмотрим асимптотический случай, когда расстояния b_{ik} между точками i и k из различных групп стремятся к бесконечности. На языке полевых переменных принцип ослабления корреляций формулируется как коммутация полевых функций с аргументами из различных групп. Допущение об асимптотической коммутации является универсальной закономерностью и приводит к факторизации F на множители, относящиеся к определенным группам. Как отмечалось в^{/11/}, это свойство F достаточно ярко проявляется уже при $b_{ik} > 5$ и хорошо согласуется с радиусом короткодействующих корреляций в пространстве быстрот $\Delta u \approx 1 \div 2$ и с ограниченностью поперечных импульсов $\langle P_{\perp} \rangle \approx 0,4$ ГэВ/с при множественном образовании частиц. Это свойство позволяет дать новое релятивистски-инвариантное определение понятия струи.

Традиционный анализ струйного поведения вторичных частиц с помощью переменных "сферисити", "траст" и др. обычно проводится в с.ц.и. взаимодействующих объектов, поскольку в этой системе нет кинематических ограничений на углы разлета вторичных частиц. Рассматриваемые при этом переменные не являются лоренц-инвариантными и их значения сильно зависят от системы отсчета. Выделение же в каждом индивидуальном случае системы центра инерции в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях затруднительно. Поэтому предлагаемый метод инвариантного описания струй обладает неоспоримыми преимуществами при исследовании свойств струй в ядерных взаимодействиях.

Осью струи мы предлагаем назвать единичный четырехмерный вектор:

$$V = \sum_i u_i / \sqrt{(\sum_i u_i)^2} . \quad /11/$$

Суммирование здесь ведется по всем частицам, относящимся к выделенной группе частиц.

Распределение частиц в струе предлагается расположить по переменной

$$b_k = -(V - u_k)^2 . \quad /12/$$

Нетрудно показать, что наше определение оси струи /11/ соответствует минимуму величины $\sum_k b_k$. Распределение струй по отношению к оси реакции /2/ естественно расположить по переменным $(V - u_I)^2$ и $(V - u_{II})^2$.

Использовавшееся нами ранее определение кумулятивных струй /13/ соответствует новому определению струй. Мы определяем для струи кумулятивное число как

$$\beta_J = \sum_i \frac{E_i - P_{IIi}}{m_0} . \quad /13/$$

Эту величину можно представить в виде

$$\beta_J \approx \frac{\sum_i m_i (u_I u_i)}{m_0 (u_I u_{II})} . \quad /14/$$

Если струя состоит из одних пионов, то массу можно вынести за знак суммирования. Кроме того, масса кластера пионов, входящего в струю, равна

$$m_c = \sqrt{(\sum_i P_i)^2} = m_\pi \sqrt{(\sum_i u_i)^2} , \quad /15/$$

из формул /11/ и /14/ находим

$$\beta_J = \frac{m_\pi \sqrt{(\sum_i u_i)^2}}{m_0 \sqrt{(\sum_i u_i)^2}} \cdot \frac{\sum (u_i u_I)}{(u_I u_{II})} = \frac{m_c}{m_0} \frac{(u_I V)}{(u_I u_{II})} . \quad /16/$$

Отсюда ясно, что в предлагаемой методике кластер, входящий в струю, мы рассматриваем как обычный адрон.

В партонной модели адроны рассматриваются как кластеры кварков-партонов, относительными скоростями которых пренебрегают. Принцип ослабления корреляций позволяет нам определить адроны как кластеры партонов с малыми относительными скоростями b_{ik} , а деконфайнмент определить как

процесс, в результате которого появляются частицы с $b_{ik} \gg 5$. Распределение по b_{ik} дает нам представление о ферми-движении кварков и глюонов внутри адронов и ядер.

Необходимо, однако, подчеркнуть, что особого рассмотрения требуют корреляции в пространстве относительных скоростей, обусловленные законами сохранения энергии-импульса. Имеется в виду не столько кинематическая граница, сколько область малых масс партонов, где масса адрона не может служить хорошей характеристикой числа конstituентов. Эту область следует исключить и рассмотреть особо. Определим эту область релятивистски-инвариантным образом через введенные выше переменные. Законы сохранения в партоновых переменных имеют вид $x_1 P_I + x_2 P_{II} = \sum P_i$. Умножая на P_I , имеем $x_1 m_I^2 + x_2 (P_I P_{II}) = (P_I \sum P_i)$ или $x_1 m_I^2 + m_I m_{II} x_2 (u_I u_{II}) = m_I \sum_i m_i (u_i u_I)$. Мы рассматриваем случай предельной фрагментации, т.е. $(u_I u_{II}) \gg 1$. Откуда

$$x_2 \sim \frac{\sum_i m_i (u_i u_I)}{m_{II} (u_I u_{II})} \quad /17/$$

В дальнейшем мы будем исключать области

$$\frac{\sum_i m_i (u_i u_I)}{m_{II} (u_I u_{II})} < 0,2 \quad \text{и} \quad \frac{\sum_i m_i (u_i u_{II})}{m_I (u_I u_{II})} < 0,2. \quad /18/$$

Далее мы представляем экспериментальный анализ множественного рождения частиц в пространстве относительных скоростей в реакции



при импульсе налетающего пиона 40 ГэВ/с. При этой энергии величина b_{II} равна 570.

Данные получены путем обработки снимков с 2-метровой пропановой камеры. Статистика событий составляет 8791 $\pi^- C$ -взаимодействие без взаимодействий π^- -мезонов с квазисвободными нуклонами ядер углерода. Методика эксперимента и особенности обработки данных описаны в работах ^{/14/}. Протоны в нашем эксперименте идентифицируются в интервале импульсов $200 \leq P_{\text{двб.}} \leq 800$ МэВ/с.

1. На рис.1 показано распределение пар заряженных пионов в реакции /19/ по квадрату их относительной скорости b_{ik} . Из рисунка видно, что корреляционная функция двух пионов монотонно убывает с ростом относительных скоростей $b_{ik} \rightarrow \infty$, что находится в соответствии с принципом ослабления корреляций. Среднее значение b_{ik} равно 60 ± 1 . Представ-

Рис.1. Распределение пар заряженных пионов по квадрату их относительной скорости b_{ik} в π^-C -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с.

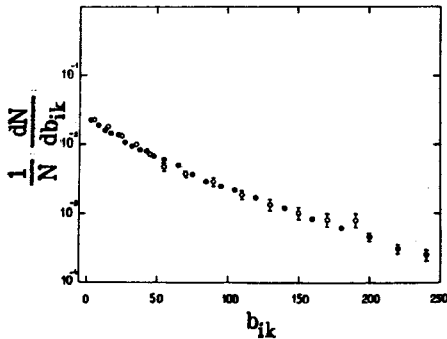
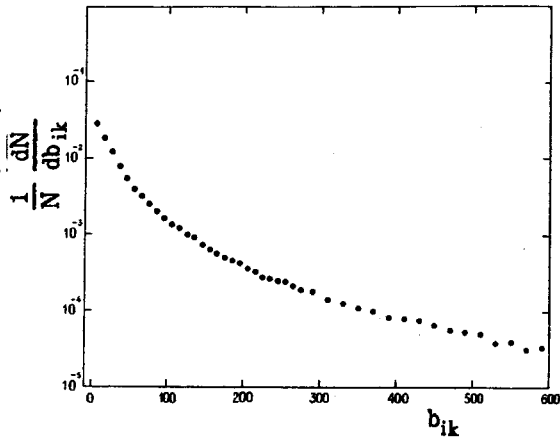


Рис.2. Распределение пар заряженных пионов с величиной $x \geq 0,2$ по квадрату их относительной скорости b_{ik} : (●) - в области фрагментации ядра углерода, (○) - в области фрагментации налетающего π^- -мезона.

лает интерес рассмотреть распределение пар пионов по величине b_{ik} отдельно для области фрагментации ядра и области фрагментации налетающего пиона.

На рис.2 показаны распределения $\frac{dN}{db_{ik}}$ для пар заряжен-

ных пионов с величиной $x_i \geq 0,2$, образующихся в этих двух областях. Как видно из рисунка, представленные корреляционные функции имеют в пределах ошибок эксперимента одинаковую зависимость от величины b_{ik} как для области фрагментации ядра, так и для области фрагментации налетающего π^- -мезона. Эти распределения можно аппроксимировать функцией

$$F(b_{ik}) = A_1 \exp(-b_{ik}/\langle b_{ik} \rangle_1) + A_2 \exp(-b_{ik}/\langle b_{ik} \rangle_2). \quad /20/$$

Средние значения параметров $\langle b_{ik} \rangle$ равны: $\langle b_{ik} \rangle_1 = 1,6 \pm 0,2$, $\langle b_{ik} \rangle_2 = 43 \pm 2$ - для фрагментации π^- -мезона и $\langle b_{ik} \rangle_1 = 0,64 \pm 0,04$, $\langle b_{ik} \rangle_2 = 46 \pm 1$ - для фрагментации ядра углерода.

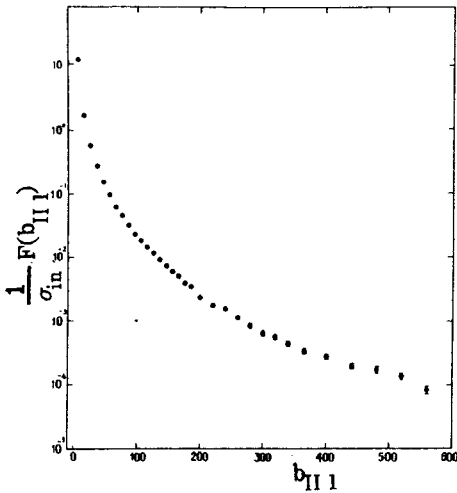


Рис.3. Зависимость инва-

риантного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ от

переменной b_{II1} для заряженных пионов в π^-C -столкновениях при $P = 40$ ГэВ/с.

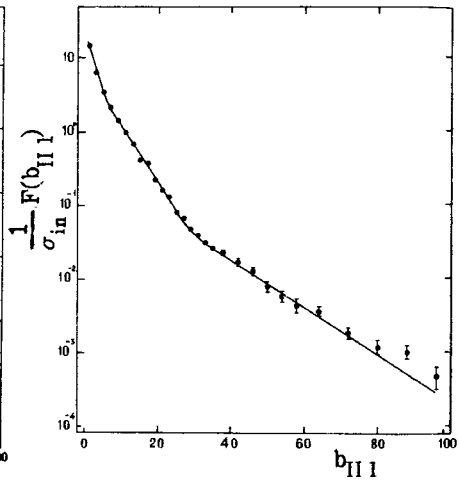


Рис.4. Зависимость инва-

риантного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ от пе-

ременной b_{II1} для π^\pm -мезонов с величиной $x \geq 0,2$, образующихся в области фрагментации мишени. Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных аналитической зависимостью /20/.

2. На рис.3 показана зависимость инвариантного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ от переменной b_{II1} для пионов, образующихся в реакции /16/ /индекс 1 относится к π^\pm -мезонам, II - к ядру углерода/

$$F(b_{II1}) = \int \frac{E d^3\sigma}{P^2 dP d\Omega} d\Omega = \int \frac{2}{m_1^2} \frac{1}{\sqrt{b_{II1} + \frac{b_{II1}^2}{4}}} \frac{d\sigma}{db_{II1} d\Omega} d\Omega. \quad /21/$$

Это распределение также монотонно убывает с ростом значений $b_{II1} \rightarrow \infty$. Среднее значение b_{II1} для всего ансамбля пионов в реакции /19/ равно $\langle b_{II1} \rangle = 8,76 \pm 0,03$.

На рис.4 и 5 представлены аналогичные зависимости для π^\pm -мезонов и протонов, образующихся в области фрагментации мишени, с величиной $x \geq 0,2$. Видно, что пионы имеют большие значения переменной $b_{II1} \gg 5$, т.е. рождаются в процессах, когда ядро можно рассматривать как слабо связан-

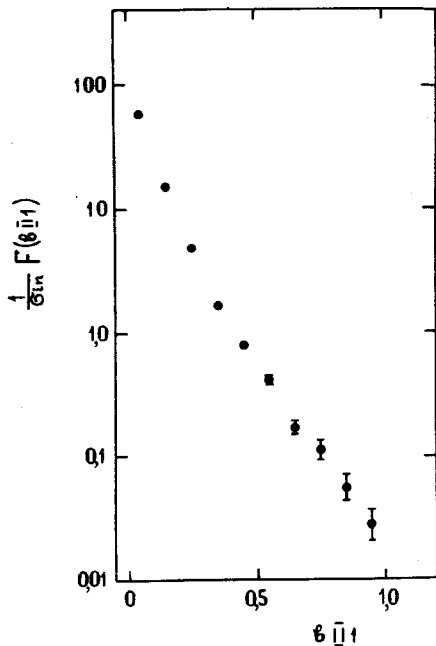


Рис.5. Зависимость инвариантного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ от переменной b_{II1} для протонов.

ную кварковую систему.

Среднее значение b_{II1} для них составляет $4,32 \pm 0,01$.

Величина b_{II1} для протонов при наших энергиях достигает в основном промежуточной области $0,1 < b_{II1} \leq 1$. Среднее значение b_{II1} для них равно $0,0933 \pm 0,0003$. Инвариантное сечение /21/ для π^\pm -мезонов, рожденных в области фрагментации ядра, можно аппроксимировать функцией

$$F(b_{II1}) = A_1 \exp\left(-\frac{b_{II1}}{\langle c_1 \rangle}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{b_{II1}}{\langle c_2 \rangle}\right) + A_3 \exp\left(-\frac{b_{II1}}{\langle c_3 \rangle}\right). \quad /22/$$

Значения параметров $\langle c_i \rangle / i = 1, 2, 3/$ равны $\langle c_1 \rangle = 0,94 \pm 0,05$, $\langle c_2 \rangle = 4,5 \pm 0,1$, $\langle c_3 \rangle = 14 \pm 1$. Для отрицательных пионов эти величины составляют $\langle c_1 \rangle = 1,55 \pm 0,08$, $\langle c_2 \rangle = 4,8 \pm 0,3$, $\langle c_3 \rangle = 20 \pm 4$.

3. Мы попытались также проанализировать свойства пионных струй, образующихся в π^-C -взаимодействиях ^{14/}, в пространстве относительных скоростей.

Были выделены струи, образующиеся как в области фрагментации ядра, так и в области фрагментации налетающего π^- -мезона: к струе относились пионы с величиной $x \geq 0,2$. Анализировались струи с множественностью заряженных частиц $n_\pm \geq 2$.

На рис.6 приводится распределение отрицательных пионов в обеих струях по величине $b_k / 12/$. Как видно из рисунка, эти распределения совпадают в пределах экспериментальных ошибок. Средние значения переменной b_k для всего ансамбля отрицательных пионов составляют $5,32 \pm 0,09$ в струях, образующихся в области фрагментации мишени, и $5,05 \pm 0,10$ - в струях, летящих по направлению движения налетающего пиона. В области значений $b_k \geq 4$ распределения π^- -мезо-

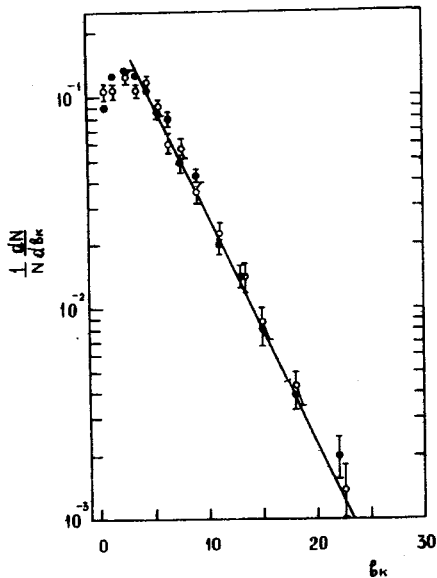


Рис.6. Распределение π^- -мезонов по величине b_k : (●) - в струях, образующихся в области фрагментации мишени; (○) - в струях, летящих по направлению движения первичного π^- -мезона. Прямая линия - результат аппроксимации данных экспоненциальной зависимостью.

нов $\frac{dN}{db_k}$ в обеих струях описываются экспоненциальной функцией

$$F(b_k) = A \exp(-b_k / \langle b_k \rangle) \quad /23/$$

со средним значением $\langle b_k \rangle$, равным ≈ 4 .

Таким образом, свойства обеих пионных струй, выраженные с помощью релятивистских инвариантных переменных, оказались подобными. Этот результат согласуется с данными, полученными ранее /13/.

В заключение авторы благодарят Сотрудничество по обработке снимков с пропановой камеры за предоставление экспериментального материала.

Литература

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике. ФИАН, М., 1971, с.35.
2. Baldin A.M. et al. Proc.Rochester Meeting APS/OPF, 1971, p. 131; ОИЯИ, P1-5819, Дубна, 1971.
3. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971.
4. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 429.
5. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып.5, с. 950.
6. Baldin A.M. Proc. CERN-JINR School of Physics, CERN, Geneva 82-04, 1980, p. 1; JINR, E2-83-415, Dubna, 1983.

7. Савин И.А. Труды VI Международного семинара по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1-81-728, Дубна, 1981, с.223.
8. Aubert I.I. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p. 275.
9. Bodek A. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p. 1431.
10. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, т. 222, с. 1064.
11. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. ОИЯИ, 1-84-185, Дубна, 1984.
12. Боголюбов Н.Н. Избранные труды по статистической физике. Издательство Московского университета, 1979, с. 222.
13. Baldin A.M. et al. JINR, E1-84-317, Dubna, 1984.
Балдин А.М. и др. ЯФ, 1984, т. 39, с. 1215.
14. BBCDSSTTU-BW Collaboration. Phys.Lett., 1972, 39B, p. 371; Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с. 1013.

Рукопись поступила 22 октября 1984 года.