

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-85-820

А.М.Балдин, Б.В.Батюня, И.М.Граменицкий,
В.Г.Гришин, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецов,
З.В.Метревели *

ЧЕТЫРЕХМЕРНЫЕ СТРУИ АДРОНОВ -
УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт физики высоких энергий Тбилисского
государственного университета

ВВЕДЕНИЕ

Традиционный анализ струйного поведения вторичных частиц обычно проводится с помощью переменных "сферисита", "траст" и др., которые не являются релятивистски инвариантными величинами, характеристики струй при этом зависят не только от системы отсчета, но и от свойств сталкивающихся частиц.

Новый метод описания множественных процессов, оперирующий только с лоренц-инвариантными величинами, был предложен в работах по исследованию релятивистских ядерных столкновений^{/1/}.

В настоящей работе представлены результаты изучения образований струй адронов новым методом в различных процессах: $p\bar{p}$, $\bar{p}p$, pC , pTa , $\bar{\pi}-p$ и $\bar{\pi}-C$ в широком интервале энергий от 6 до 205 ГэВ. Главный результат этого анализа - обнаружение универсальности свойств четырехмерных струй.

В инвариантном методе анализа множественного рождения частиц процессы:

$$\bar{I} + \bar{II} \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots \quad (I)$$

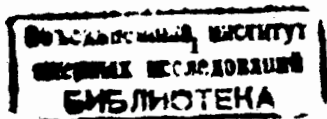
рассматриваются в пространстве, точками которого являются четырехмерные скорости $u_i = P_i/m_i$ или четырехимпульсы частиц P_i , деленные на их массы m_i .

Положительные, инвариантные величины, имеющие смысл квадратов расстояний в этом пространстве:

$$b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = 2[(u_i \cdot u_k) - 1], \quad (2)$$

где $i, k = 1, 2, 3, \dots$, являются основными переменными, описывающими относительное движение частиц.

Идея введения переменных b_{ik} состоит в том, что в сечениях процессов (I) реализуется статистическая закономерность: в определенных областях этих переменных (см. ниже) распределения по b_{ik} монотонно и достаточно быстро убывает с ростом b_{ik} . Эта закономерность отражает фундаментальное свойство кварков - асимптотическую свободу, т.е. исчезновение взаимодействия на малых расстояниях или при



$v_{ik} \rightarrow \infty$. Разобьем всю совокупность частиц на группы, в первую входит m_α - частиц, во вторую - m_β - частиц и рассмотрим случай, когда $v_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2 \rightarrow \infty$; здесь V_α - средняя точка в группе α , V_β - средняя точка в группе β . Иначе говоря:

$$(u_i^\alpha V_\alpha) \sim (u_j^\beta V_\beta) \sim 1,$$

но

$$(u_i^\beta V_\alpha) \sim (u_i^\alpha V_\beta) \sim (V_\alpha V_\beta) \rightarrow \infty.$$

Совокупность m_α частиц будем описывать в переменных $\{v_{\alpha i}, (u_i^\alpha N_\beta), \varphi_i\}$, а совокупность m_β частиц - в переменных $\{v_{\beta j}, (u_j^\beta N_\alpha), \varphi_j\}$.
Здесь

$$N_\alpha = \frac{V_\alpha}{(V_\alpha V_\beta)} \quad \text{и} \quad N_\beta = \frac{V_\beta}{(V_\alpha V_\beta)}. \quad (3)$$

φ_i, φ_j - азимутальные углы, а $(u_i^\alpha N_\beta)$ и $(u_j^\beta N_\alpha)$ при $(V_\alpha V_\beta) \rightarrow \infty$ переходят в переменные светового фронта $x_i^\alpha = u_{i0}^\alpha - u_{iz}^\alpha$ и $x_j^\beta = u_{j0}^\beta - u_{jz}^\beta$ соответственно.

В принятых обозначениях можно сформулировать принцип ослабления корреляций как общее свойство инвариантных распределений, описывающих множественное рождение частиц:

$$F\{\dots, v_{\alpha i}, (N_\beta u_i^\alpha) \dots; v_{\beta j}, \dots, v_{\beta j}, (N_\alpha u_j^\beta) \dots\} \Big|_{v_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \rightarrow F\{\dots, v_{\alpha i}, x_i^\alpha, \dots\} \cdot F\{\dots, v_{\beta j}, x_j^\beta, \dots\}. \quad (4)$$

Этот принцип аналогичен принципу ослабления корреляций, предложенному Н.Н.Боголюбовым в статистической физике.

Струи по нашим представлениям являются частным случаем факторизации (4). Ось струи определяется как единичный четырехмерный вектор V , который находится из условия минимума величины

$$\sum_k v_k = - \sum_k (V - u_k)^2. \quad (5)$$

Суммирование ведется по частицам, относящимся к выделенной группе частиц. Минимум величины (5) соответствует

$$V = \frac{\sum_k u_k}{\sqrt{(\sum_k u_k)^2}}. \quad (6)$$

Как показывают исследования в области релятивистской ядерной физики^{/2/}, переход адронных взаимодействий на кварк-глюонный уровень осуществляется уже для

$$v_{I\bar{I}} \approx 5,$$

(7)

откуда следует, что струи должны выделяться уже при $(V_{I\bar{I}} \cdot u_{I\bar{I}}) \sim \sim (V_{I\bar{I}} u_{I\bar{I}}) \approx 3,5$ ($V_{I\bar{I}}$ и $V_{I\bar{I}}$ - оси струй в областях фрагментации частиц \bar{I} и I), а ширина струй в рассматриваемом пространстве должна примерно равняться этой же величине.

Результаты изучения рождения струй адронов в мягких адронных столкновениях показали, что в этих процессах наблюдается рождение двух струй, испускаемых в переднюю и заднюю полусферы в с.ц.и., характеристики которых зависят от типа фрагментирующей системы (кварк или дикварк) и энергии столкновения^{/3,4/}. Однако, как будет показано ниже, эта разница в характеристиках струй является следствием релятивистски-инвариантного подхода. В данной работе отбор частиц, принадлежащих струе, проводится с помощью релятивистски инвариантных переменных:*)

$$x_M^i = \frac{m_i}{m_{I\bar{I}}} (u_i N_{I\bar{I}}) \approx (0,1 + 0,2), \quad \text{где} \quad N_{I\bar{I}} = \frac{u_{I\bar{I}}}{(u_{I\bar{I}} u_{I\bar{I}})} \quad (8)$$

или

$$x_M^i = \frac{m_i}{m_{I\bar{I}}} (u_i N_{I\bar{I}}) \approx (0,1 + 0,2), \quad \text{где} \quad N_{I\bar{I}} = \frac{u_{I\bar{I}}}{(u_{I\bar{I}} u_{I\bar{I}})}$$

для струй, образующихся соответственно в области фрагментации налетающей частицы и частицы мишени.

Для случая ядерных столкновений вместо $m_{I\bar{I}}$ подставлялась атомная единица массы $m_0 = 931$ МэВ. С усилением критериев отбора частиц по x_M и $x_{\bar{M}}$ отбираются частицы, которые уносят большую долю четырехимпульса первичных адронов.

Методика получения экспериментальных данных описана в § I. В параграфе 2 проводится сравнение инвариантных характеристик адронных струй. В параграфе 3 изучаются свойства адронных струй в пространстве четырехмерных скоростей. В заключении сформулированы основные результаты работы.

Полученные результаты частично были опубликованы в работе^{/5/}.

I. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для анализа использовался набор экспериментальных данных по

*) Более общий способ выделения струй состоит в нахождении групп скоррелированных частиц в пространстве v_{ik} /1/ с радиусом корреляций $\langle v_{ik} \rangle \sim 1$. Это особенно важно для выделения многоструйных событий.

адронным и адрон-ядерным взаимодействиями различных типов в интервале энергий от 6 до 205 ГэВ. Типы взаимодействий и статистика событий приведены в таблице 1.

Данные по $\bar{\pi}^-p$, $\bar{\pi}^-C$ - взаимодействиям при $P = 40$ ГэВ/с и $\bar{p}p$ -соударениям при $P = 22,4$ ГэВ/с были получены с помощью 2-м пропановой и 2-м водородной ("Людмила") пузырьковых камер, облученных $\bar{\pi}^-$ и \bar{p} на ускорителе ИФЭЗ (г.Серпухов). Результаты по ρ (C_3H_8) и pTa - взаимодействиям при $P = 10$ ГэВ/с были получены при облучении 2-м пропановой камеры с танталовыми пластинами внутри её объема на синхрофазотроне ОИИИ. Данные по $\bar{p}p$ -взаимодействиям при $P_{лаб.} = 205$ ГэВ/с и $\bar{p}p$ -соударениям при $P_{лаб.} = 5,7$ и 12 ГэВ/с были получены с помощью 76-см водородной камеры (ФНАД) и 81-см и 2-м водородных камер (ЦЕРН).

Методические особенности экспериментов описаны в работах [6-12]. Для анализа использовались магнитные ленты суммарных результатов, содержащие информацию о кинематических параметрах событий. Вторичные протоны идентифицировались по ионизации от 0,18 до $P_{лаб.} \approx 0,8$ ГэВ/с в пропановой и от 0,1 до $P_{лаб.} \approx 1,5$ ГэВ/с в водородных камерах. Остальные заряженные частицы считались $\bar{\pi}^+$ -мезонами. Нейтральные странные частицы (K_S^0 , Λ^0) идентифицировались по распадам на заряженные частицы ($K_S^0 \rightarrow \bar{\pi}^+\pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p\bar{\pi}^-$).

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУЙ АДРОНОВ В С.Ц.И. АДРОН-АДРОННЫХ СОУДАРНИЙ

Для понимания преимуществ нового подхода полезно привести основные результаты по адронным струям, полученные в обычном анализе в с.ц.и. для $\bar{\pi}^-p$ - и $\bar{p}p$ -взаимодействий (табл.2). Этот анализ предполагает изучение таких характеристик событий, как "сферисити", "траст" и т.д., которые не являются релятивистски инвариантными величинами. Например, "сферисити":

$$S = \frac{3}{2} \frac{\sum_i P_{\perp i}^2}{\sum_i P_i^2}, \quad (9)$$

где $P_{\perp i}$ и P_i - поперечные и полные импульсы частиц относительно оси струй. Значение $\langle S \rangle$ быстро уменьшается с увеличением энергий \sqrt{S} . Характеристики адронов в струях также анализируются по неинвариантным переменным, например, $x_F = 2P_{\parallel i}/\sqrt{S}$, $P_{\perp i}$, θ_i относительно оси струй, которые зависят от \sqrt{S} .

Основной результат изучения струй в адронных взаимодействиях - наблюдение образования двух струй адронов, вылетающих в заднюю и переднюю полусферы под некоторым углом $\langle \theta_{стр.} \rangle$ к оси соударения.

Таблица 1. Статистика событий

№ пп	Типы взаимодействий	$P_{лаб.}$ ГэВ/с	Статистика
1	$\bar{p}p$	205	5025
2	$\bar{\pi}^-p$	40	17376
3	$\bar{\pi}^-C$	40	8791
4	$\bar{p}p$	22,4	44877
5	$\bar{p}p$	12	72099
6	$\bar{p}p$	5,7	68103
7	$p(C_3H_8)$ pTa	10	2732 1913

Таблица 2. Характеристики струй в с.ц.и. hh -соударений

Тип взаимодействия	$P_{лаб.}$ ГэВ/с	Область взаимодействия	$\langle r_{\perp} \rangle$	$\langle P_{\perp} \rangle$ ГэВ/с	$\langle \theta_i \rangle$	$\langle \theta_{стр.} \rangle$	$\langle n_{\pm} \rangle$
$\bar{p}p$	5,7	Мишени ($x_M \geq 0,2$)	0,271 $\pm 0,001$	0,346 $\pm 0,002$	37,4 $\pm 0,2$	33,3 $\pm 0,2$	2,070 $\pm 0,003$
$\bar{p}p$	12		0,260 $\pm 0,001$	0,380 $\pm 0,003$	31,5 $\pm 0,2$	25,4 $\pm 0,2$	2,063 $\pm 0,003$
$\bar{p}p$	22,4		0,274 $\pm 0,002$	0,407 $\pm 0,006$	24,8 $\pm 0,4$	19,7 $\pm 0,3$	2,050 $\pm 0,005$
$\bar{\pi}^-p$	40		0,297 $\pm 0,004$	0,436 $\pm 0,008$	19,8 $\pm 0,4$	16,0 $\pm 0,3$	2,19 $\pm 0,02$
$\bar{\pi}^-p$	40		пучка ($x_M \geq 0,2$)	0,326 $\pm 0,002$	0,420 $\pm 0,004$	17,8 $\pm 0,2$	14,0 $\pm 0,2$

Их характеристики приведены в табл. 2 для областей фрагментации мишени ($\chi_M \geq 0,2$) и налетающей частицы ($\chi_N \geq 0,2$) при $P_{\text{лаб.}} = 5,7; 12; 22,4$ и 40 ГэВ/с^м.

Для получения характеристик струй в одинаковых экспериментальных условиях идентифицированные протоны с $P_{\text{лаб.}} \leq 0,8$ ГэВ/с исключались из рассмотрения, а с $P_{\text{лаб.}} > 0,8$ ГэВ/с считались $\bar{\pi}^+$ -мезонами. Из табл. 2 видно, что с ростом энергии уменьшается $\langle \theta_i \rangle$ и $\langle \theta_{\text{стр}} \rangle$, т.е. струи становятся более вытянутыми в импульсном пространстве. Сравнение полученных данных по струям в $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с с аналогичными результатами в e^+e^- -аннигиляциях и в глубоконеупругих $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействиях при равных энергиях показало, что они одинаковы в этих разных процессах. Тем самым экспериментально было показано, что струи в мягких адронных процессах можно связать с фрагментацией кварка от $\bar{\pi}^-$ -мезона или дикварка от протона. Вместе с тем следует подчеркнуть, что сами распределения адронов в струях по X_F существенно отличаются в области фрагментации кварков и дикварков. Наклоны этих распределений для X_F относительно оси реакции соответственно равны $\langle b_p \rangle = 4,4 \pm 0,1$ и $\langle b_{q\bar{q}} \rangle = 9,0 \pm 0,2$ (рис. 1).

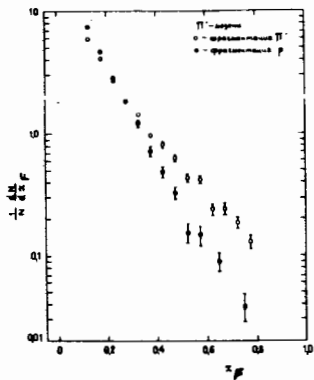


Рис. 1. Распределения $\bar{\pi}^-$ -мезонов по $|X_F| = 2|P_{\text{др}}^*|/\sqrt{s}$ в с.п.и. $\bar{\pi}^-p$ -соударений при 40 ГэВ/с.

Таким образом традиционный анализ струй дает их характеристики, которые зависят от энергии и выбранной системы отсчета. Поэтому сравнение их с теоретическими расчетами по $KX\bar{D}$ представляет собой сложную процедуру учета этих зависимостей.

Релятивистски-инвариантное описание струй должно внести заметные коррективы в представления и о простейших процессах $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ и $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$, для которых нет трудностей с выделением системы с.п.и. Однако для процессов с участием адронов (hh, hA, eN и др.), где выделение с.п.и. взаимодействующих объектов связано с большими неопределенностями, инвариантное описание оказывается необходи-

* Здесь и ниже приведены статистические ошибки.

мым. Ниже мы рассмотрим результаты, полученные при анализе множественных процессов в релятивистски-инвариантных переменных.

3. СВОЙСТВА АДРОННЫХ СТРУЙ В ПРОСТРАНСТВЕ ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ СКОРОСТЕЙ

Для выделения струй используются релятивистски инвариантные величины: χ_M и χ_N (8), которые характеризуют долю 4-импульсов первичных адронов, уносимую вторичными частицами. На рис. 2 для иллюстрации приведена двумерная диаграмма по χ_M и χ_N для $\bar{\pi}^-C$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с ($\bar{\pi}^\pm$ -мезоны), которая имеет типичный вид для всех исследуемых процессов. Из рис. 2 видно, что уже при

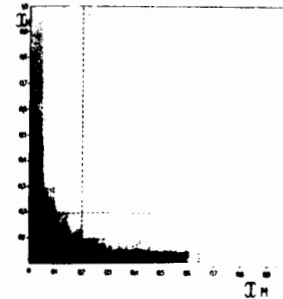
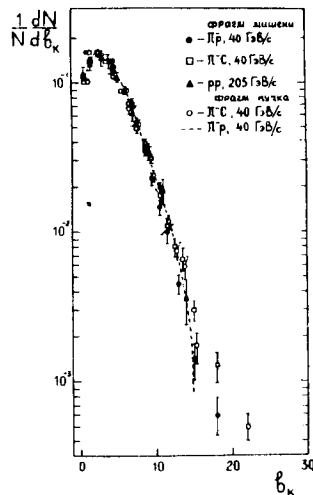


Рис. 2. Распределения вторичных $\bar{\pi}^\pm$ -мезонов в $\bar{\pi}^-C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с по χ_M и χ_N . Границы областей $\chi_{M,N} \geq 0,2$ показаны пунктиром.

критериях отбора $\chi_M (\chi_N) > 0,1$ и $\chi_M (\chi_N) < 0,1$ области фрагментации пучка и мишени разделяются достаточно хорошо. Действительно, в область перекрытия ($\chi_M \geq 0,1$ и $\chi_N \geq 0,1$), где частицы нельзя отнести к той или иной струе, попадает $\sim 2\%$ частиц. При более жестком обрезании $\chi_M \geq 0,2$ и $\chi_N \geq 0,2$ таких частиц остается менее 1%. Отметим, что средний поперечный импульс частиц, попавших в область перекрытия, составляет $1,7 \pm 0,1$ ГэВ/с, т.е. в эту область попадают частицы, образующиеся с большей вероятностью в жестких процессах. Такие частицы в состав струй не включались. Кроме того, из дальнейшего анализа исключались события дифракционного типа по наличию частиц с $X_F \geq 0,8$.

На рис. 3-6 приведены распределения $\bar{\pi}^-$ -мезонов по величине ν_k (5), нормированные на единицу, для изучаемых процессов при ограничениях по χ_M и χ_N значениями 0,1 (рис. 3) и 0,2 (рис. 4-6). При этом для $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -взаимодействий эти распределения показаны отдельно (рис. 5) для областей фрагментации пучка и мишени.

В табл. 3 и 4 приведены значения $\langle v_k \rangle$ и параметра B , полученного при аппроксимации распределений в области $v_k \approx 4$ экспоненциальной зависимостью



$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dv_k} = A \exp(-v_k/B)$$

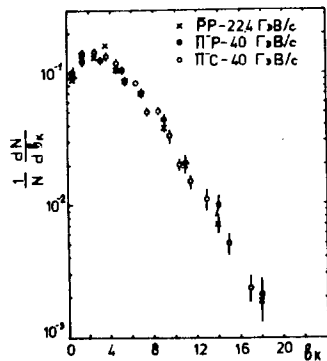
Рис. 3. Распределения π^- -мезонов по v_k в области фрагментации пучка ($x_H \geq 0,1$ и $x_H \leq 0,1$) и мишени ($x_H \geq 0,1$ и $x_H \leq 0,1$) для πp - и $\pi\pi$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с и pp -взаимодействий при 205 ГэВ/с.

В табл. 4 приводятся также данные для кумулятивных струй в $\pi\pi$ -взаимодействии, выделенных по критерию

$$X = \sum_i x_i = \frac{1}{m_0} \sum_i (p_i N_i) \approx 1$$

(m_0 - атомная единица массы, равная 0,931 ГэВ). Суммирование проводится по всем пионам, входящим в струю, имеющим $x_H \geq 0,2$ и $x_H \leq 0,2$.

Рис. 4. Распределения π^- -мезонов по v_k в области фрагментации мишени ($x_H \geq 0,2$ и $x_H \leq 0,2$) для $\bar{p}p$ (22,4 ГэВ/с), πp (40 ГэВ/с) и $\pi\pi$ (40 ГэВ/с)-взаимодействий.



Отметим, что во всех случаях в состав струй включались только π^\pm -мезоны, при этом, как указывалось выше, идентифицированные протоны с импульсом $P_{лаб} \approx 0,8$ ГэВ/с (в л.с.к.) считались π^+ -мезонами.

Безусловно, такие ограничения приводят к некоторому искажению информации о струях, что, однако, несущественно при сравнении экспериментальных данных, приведенных к одинаковым условиям.

Распределения на рис. 3-6 и данные в табл. 3 и 4 указывают на универсальный характер распределения по величине v_k , форма которого, начиная с импульса $P_{лаб} \approx 22$ ГэВ/с, перестает зависеть от

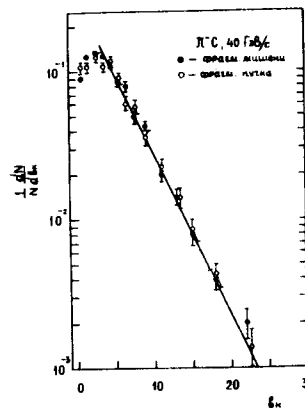


Рис. 5. Распределения π^- -мезонов по v_k в области фрагментации мишени ($x_H \geq 0,2$, черные кружки) и пучка ($x_H \geq 0,2$, белые кружки) для $\pi\pi$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с. Прямая - аппроксимация данных зависимостью (9).

энергии и типа взаимодействий. Отметим, что эта универсальность более четко проявляется при более жестком отборе частиц, относящемся к областям фрагментации ($x_H \geq 0,2$ или $x_H \leq 0,2$), что видно из данных, приведенных в табл. 3 и 4. Совпаде-

ние распределений для πp и $\pi\pi$ -взаимодействий в областях фрагментации пучка и мишени означает, что фрагментация кварков и дикуарков в этих переменных имеет универсальный характер и не зависит от энергии в отличие от её представления в традиционных инвариантных переменных (см. рис. 1 и табл. 2). Из этих данных также следует, что ядро углерода не влияет на фрагментацию партонов, что свидетельствует о том, что она происходит вне ядра^{*}). Из табл. 4 видно, что кумулятивные процессы характеризуются несколько большими значениями $\langle v_k \rangle$, чем некумулятивные (при $X < 1,0$), хотя и близкими к полученным для адрон-адронных взаимодействий при $P_{лаб} \geq 22$ ГэВ/с. Из рис. 6 и табл. 3 и 4 видно, что при меньших энергиях распределения по v_k становятся заметно более узкими. Такое отличие для $\bar{p}p$ -взаимодействий может быть связано с увеличением доли аннигиляционных процессов (до 30-40%), которые по принятым представлениям^[13] могут иметь многоструйный характер, на что получены некоторые экспериментальные

* Заметим, что в области фрагментации мишени из-за примеси неидентифицированных протонов распределение по v_k несколько уширяется, и значение $\langle v_k \rangle$ может быть завышено на $\sim 10\%$.

Таблица 3. Значения $\langle v_k \rangle$ при $x_{M,N} \geq 0,1$

Типы взаимодействий	P лаб. ГэВ/с	Область фрагментации	$\langle v_k \rangle$
$\bar{\pi}-p$	40	пучка ($x_N \geq 0,1$; $x_M \leq 0,1$)	$4,21 \pm 0,03$
$\bar{\pi}-C$			$4,19 \pm 0,04$
$p-p$	205	мишени ($x_M \geq 0,1$; $x_N \leq 0,1$)	$4,5 \pm 0,1$
$\bar{\pi}-p$	40		$4,06 \pm 0,04$
$\bar{\pi}-C$	40		$4,36 \pm 0,04$
$\bar{p}-p$	22,4		$3,95 \pm 0,03$
$\bar{p}-p$	12		$3,53 \pm 0,01$
$\bar{p}-p$	5,7		$3,21 \pm 0,01$

Таблица 4. Значения $\langle v_k \rangle$ и B при $x_{M,N} \geq 0,2$

Типы взаимодействий	P лаб. ГэВ/с	Область фрагментации	$\langle v_k \rangle$	B
$\bar{\pi}-p$	40	пучка ($x_N \geq 0,2$; $x_M \leq 0,2$)	$4,7 \pm 0,1$	$3,6 \pm 0,1$
$\bar{\pi}-C$			$4,8 \pm 0,1$	$3,7 \pm 0,2$
$p-p$	205	мишени ($x_M \geq 0,2$; $x_N \leq 0,2$)	$5,0 \pm 0,4$	-
$\bar{\pi}-p$	40		$5,0 \pm 0,1$	$3,8 \pm 0,2$
$\bar{\pi}-C$			$5,0 \pm 0,1$	$3,7 \pm 0,1$
$\bar{p}-p$	22,4		$4,66 \pm 0,08$	$3,1 \pm 0,2$
$\bar{p}-p$	12		$4,08 \pm 0,04$	$1,9 \pm 0,1$
$\bar{p}-p$	5,7		$3,67 \pm 0,02$	$1,13 \pm 0,04$
$p(C_3H_8) + pTa$	10		$2,8 \pm 0,1$	$2,4 \pm 0,2$
$\bar{\pi}-C (x < 1,0)$	40		$4,3 \pm 0,1$	$3,2 \pm 0,2$
$\bar{\pi}-C (x \geq 1,0)$	40		$5,7 \pm 0,1$	$4,0 \pm 0,2$

указания [14]. В pTa и $p(C_3H_8)$ - взаимодействиях при 10 ГэВ/с вероятно сказывается значительный вклад процессов перераспределения протонов на ядрах. Кроме того, при низких энергиях должна проявляться ограниченность фазового объема при больших v_k , приводящая к сужению распределений по этой переменной.

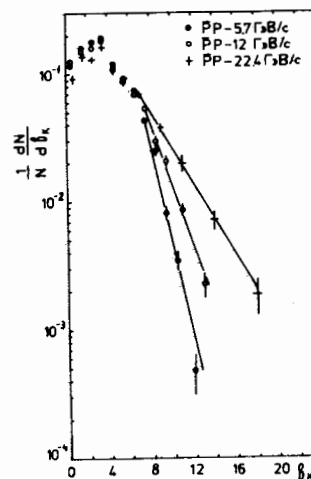


Рис. 6. Распределения $\bar{\pi}^-$ -мезонов по v_k в области фрагментации мишени ($x_M \geq 0,2$ и $x_N \leq 0,2$) для $\bar{p}-p$ -взаимодействий при 5,7; 12 и 22,4 ГэВ/с.

Из табл. 3 и 4 видно, что значение $\langle v_k \rangle$ увеличивается при отборе $\bar{\pi}^-$ -мезонов, уносящих большую долю энергии первичных адронов (при $x_M \geq 0,2$ или $x_N \geq 0,2$).

Таким образом анализ распределений $\bar{\pi}^-$ -мезонов по v_k в струях показывает замечательную универсальность их распределений, не зависящую ни от энергии ($P = 22,4$ 205 ГэВ/с), ни от типа фрагментирующей системы ($\bar{p}, p, \bar{\pi}, C$).

Значения $\langle v_k \rangle \approx 4$ характеризуют квадрат средней 4-х скорости $\bar{\pi}^-$ -мезонов относительно оси струи при фрагментации партонов.

В согласии с нашей основной гипотезой при $v_{ik} \leq 5$ действуют статистические закономерности, а при $v_{ik} \gg 1$ взаимодействие объектов i и k следует рассматривать динамически (например, по КХД теории возмущений). Эту гипотезу уместно проиллюстрировать аналогией с рассеянием частиц, проходящих через пластину: рассеяние на малые углы $\theta \leq \theta_{крит.}$ обусловлено многократным рассеянием (статистическая закономерность), а рассеяние на большие углы $\theta \gg \theta_{крит.}$ обусловлено резерфордским однократным взаимодействием (динамическая закономерность).

К динамическим (кинематическим) закономерностям следует отнести и распад резонансов. Рассмотренные выше распределения пионов получены суммированием по всем каналам, приводящим к образованию пионов, включая пионы - продукты распадов резонансов ($\rho, \omega, f, \Delta^{++}$

Таблица 5. Значения $\langle v_k \rangle$ и B для ρ^0 и Λ^+ -частиц

Типы взаимод-действий	Р лаб. ГэВ/с	Область фрагментации	Частицы	$\langle v_k \rangle$	B
$\bar{p}p$	40	пучка ($x_H \geq 0,2$; $x_H \leq 0,2$)	$\bar{p}^+\bar{p}^-$ -пары $0,7 \leq M_{\bar{p}p} \leq 0,84$ (ГэВ)	2,16 \pm 0,03	1,6 \pm 0,1
			(сопровождения) \bar{p}^-	2,7 \pm 0,01	1,9 \pm 0,1
$\bar{p}p$	22,4	мишени ($x_M \geq 0,2$; $x_H \leq 0,2$)	$\bar{p}^+\bar{p}^-$ -пары $1,16 \leq M_{\bar{p}p} \leq 1,32$ (ГэВ)	1,41 \pm 0,07	-
			(сопровождения) \bar{p}^-	3,55 \pm 0,12	-

Таблица 6. Значения $\langle v_k \rangle$ и B для K_S^0 и Λ^0 -частиц

Типы взаимод-действий	Р лаб. ГэВ/с	Частицы	Область фрагментации	$\langle v_k \rangle$	B
$\bar{p}p$	40	K_S^0	пучка ($x_H \geq 0,1$; $x_M \leq 0,1$)	1,74 \pm 0,07	1,4 \pm 0,1
				1,8 \pm 0,1	-
$\bar{p}p$	40	K_S^0	мишени ($x_M \geq 0,1$; $x_H \leq 0,1$)	1,7 \pm 0,1	1,5 \pm 0,1
				1,5 \pm 0,2	-
$\bar{p}p$	40	Λ^0	мишени ($x_M \geq 0,1$; $x_H \leq 0,1$)	1,48 \pm 0,08	1,0 \pm 0,1
				1,15 \pm 0,07	1,0 \pm 0,1
$\bar{p}p$	40	K_S^0	мишени ($x_M \geq 0,1$; $x_H \leq 0,1$)	1,6 \pm 0,1	1,1 \pm 0,1
				1,21 \pm 0,08	1,07 \pm 0,08
$\bar{p}p$	22,4	K_S^0	мишени ($x_M \geq 0,2$)	1,52 \pm 0,06	-
				0,94 \pm 0,05	-

и т.д.). Однако экспериментальные данные позволяют выделить отдельные резонансы и изучить их распределение по v_k в струях. Мы оценили значения $\langle v_k \rangle$ для ρ^0 и Δ^{++} -частиц. С этой целью выделялись струи, в которых имелись или $(\pi^+\pi^-)$ -пары с $M_{\text{эф.}}(\rho^0) = 700-840$ МэВ для $\pi\rho$ -взаимодействий или $(\pi^+\rho)$ -пара с $M_{\text{эф.}} = 1,16 \div 1,32$ ГэВ для $\bar{p}\rho$ -взаимодействий, доля ρ^0 -мезонов и Δ^{++} -изобар в этих струях составляет $\sim 50\%$ при $x_{T,M} \geq 0,2$. Полученные значения $\langle v_k \rangle = 1,4 \div 2,1$ (табл. 5) значительно меньше, чем для π^- -мезонов (табл. 4). Особый интерес представляют распределения в струях по v_k странных частиц, например, K_S^0 и Λ^0 -адронов. В таблице 6 приведены значения $\langle v_k \rangle$ для этих частиц, образующихся в $\pi\rho$ -, πC и $\bar{p}\rho$ -взаимодействиях при 40 и 22,4 ГэВ/с. Они в $3 \div 4$ раза меньше, чем $\langle v_k \rangle$, полученные для π^- -мезонов (табл. 3 и 4).

Зависимость распределений по v_k в струях частиц от их массы требует дальнейшего изучения, т.к. она проливает свет на механизм образования струи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ множественных процессов в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях в интервале энергий от 6 до 205 ГэВ в рамках нового релятивистски-инвариантного подхода [1,2]. Исследовались одночастичные распределения адронов (π^- , K_S^0 , Λ^0) в струях в пространстве четырехмерных скоростей. Общая статистика экспериментального материала составляет около 220 тысяч событий.

Показано, что при $P_{\text{лаб.}} \geq 22$ ГэВ распределения адронов по v_k имеют универсальный характер, не зависящий ни от энергии первичных адронов, ни от типа фрагментирующего адрона (π^- , ρ , \bar{p} , C). Это означает, что в этих переменных адронизация кварков, дикварков и многокварковых систем одинакова при высоких энергиях, в отличие от обычно используемых неинвариантных переменных, которые дают существенные зависимости от энергии и типа кварковой системы (§ 3).

Обнаруженную универсальность струй мы интерпретируем как обусловленную взаимодействием цветного заряда с вакуумом безотносительно к другим свойствам системы, несущей цветной заряд (кварк или дикварк). В этой связи особый интерес представляет сравнение кварковых и глюонных струй. Если интерпретация верна, то известное различие кварковых и глюонных струй в переменных v_k может претерпеть существенные изменения.

Вычисление по КХД этих распределений как универсальных параметров физики сильных взаимодействий представляет значительный интерес. Однако оно, очевидно, связано с фундаментальными трудностями КХД больших расстояний.

Исследования одночастичных инвариантных распределений адронов в струях являются только частью анализа множественных процессов. Поэтому в дальнейшем будут изучены корреляционные функции на имеющемся экспериментальном материале в новом подходе. Частично это уже сделано в работе [2].

Для проверки полученных выводов представляет интерес аналогичный анализ струй адронов в жестких процессах при высоких энергиях, где они выделяются более четко.

Нам приятно поблагодарить интернациональные коллективы 2-м пропановой и 2-м водородной ("Людмила") камер за предоставление экспериментального материала и полезные обсуждения. Авторы также выражают благодарность сотрудничествам ЦЕРН - Прага; Амстердам - Хельсинки - Ливерпуль - Стокгольм; Аргонн - Монреаль - Торонто за представление данных по $\bar{p}\rho$ -взаимодействиям при импульсах 5,7 и 12 ГэВ/с и по $p\rho$ -взаимодействиям при $P = 205$ ГэВ/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М., Диденко Л.А. В сб. Краткие сообщения ОИЯИ, № 3-84, Дубна, 1984, с. 5; № 8-85, Дубна, 1985, с. 5.
2. Baldin A.M. Nucl.Phys., A434(1985), p.695c. Балдин А.М. и др. ДАН, 1984, т.279, с. 1352.
3. Гришин В.Г. и др. ЛФ, 1983, т. 37, с. 915. ЛФ, 1984, т.40, с. 936; ЛФ, 1985, т.41, с. 684. Didenko L.A. et al. JINR, E1-84-263, Dubna, 1984.
4. Baldin A.M. et al. JINR, E1-84-313, Dubna, 1984; ЛФ, 1984, т. 39, с.1215. Гришин В.Г. и др. ЛФ, 1985, т. 41, с.371.
5. Baldin A.M. et al. JINR, E1-85-675, Dubna, 1985.
6. Y.Cho et al. Phy.Rev.Lett., 1973, v.31, p.413.
7. BBCDSSSTU-BW Collaboration, Phys.Lett., 1972, v.39B, p.371.
8. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1977, т.25, с.1013.
9. Ангелов Н.С. и др. Сообщение ОИЯИ, I-12424, Дубна (1979).
10. Abesalashvili L. et al. Phys.Lett., 52B, (1974), p.236. Boos E.G. et al. Nucl.Phys., B121, (1977), p.381.
11. Atherton H.W. et al. Nuovo Cimento, 1975, v.30A, p.505.
12. Johnson P. et al. Nucl.Phys., B173, (1980), 77.
13. Dias de Deus J. Nucl.Phys., B123(1977)240.
14. Boos E.G. et al. Phys. Lett., B85(1979)424; Baturyna B.V. et al. Z.Phys., C5(1980)17; Phys.Script., 31(1985)103.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 ноября 1985 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтринной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Балдин А.М. и др.

P1-85-820

Четырехмерные струи адронов - универсальные характеристики множественного рождения частиц

В новом релятивистски-инвариантном подходе анализируются данные по множественному рождению частиц в pp -, $\bar{p}p$ -, π^-p -, π^+C -, pC и pTa -взаимодействиях в интервале импульсов от 6 до 205 ГэВ/с. Получены распределения адронов / π^- , K_s^0 , Λ^0 / по квадрату 4-мерной скорости (b_k) относительно оси струи. Показано, что при импульсе $P_{\text{лаб}} \geq 22$ ГэВ/с эти распределения не зависят от энергии и одинаковы для адронизации кварковых и многокварковых систем. Обнаруженные универсальные свойства четырехмерных струй связываются с характеристиками взаимодействий цветных зарядов с вакуумом.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой.

Baldin A.M. et al.

P1-85-820

Four-Dimensional Hadron Jets-Universal Characteristics of Particle Multiple Production

The data on multiple particle production in pp -, $\bar{p}p$ -, π^-p -, π^+C -, pC and pTa interactions at 6 to 205 GeV/c momentum are analysed in the framework of a new relativistic invariant method. The hadron distributions (π^- , K_s^0 , Λ^0) on squared four-velocity (b_k) relative to jet axis have been obtained. It is shown that these distributions are independent on the energy and are the same for quark and multi-quark system hadronization at $P_{\text{лаб}} \geq 22$ GeV/c. The observed universal properties of four-dimensional jets are perhaps fundamental characteristics of the interactions of colour charges with vacuum.

The investigations has been performed at the Laboratory of High Energy, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985