



**ЛЕКЦИИ
ДЛЯ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ**

А.М.Балдин, Л.А.Диденко

**Асимптотические свойства
адронной материи в пространстве
четырёхмерных относительных
скоростей**

ДУБНА

P1-87-912

А.М.Балдин, Л.А.Диденко

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
АДРОННОЙ МАТЕРИИ В ПРОСТРАНСТВЕ
ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

Дубна 1987

§1. Введение

В 80-е годы существенно возрос интерес к проблемам и возможностям описания сильновозбужденной ядерной материи. Это в значительной степени обусловлено новыми экспериментальными возможностями и получением обильного экспериментального материала по физике релятивистских ядерных столкновений. Особое внимание в литературе уделяется проблемам хромоплазмы, состоящей из кварков и глюонов, как предельному асимптотическому состоянию сильновозбужденной ядерной материи. Квантовая хромодинамика, трактуемая адроны как составные объекты, содержащие более фундаментальные составляющие - кварки и глюоны, характеризуемые квантовыми числами - цветом^{/1/}, должна, в принципе, описывать как асимптотические состояния, так и соответствующие фазовые переходы. Однако природа деконфайнмента цветных степеней свободы и, соответственно, перехода "нормальной" ядерной материи в хромоплазму, не ясна. Существующая ситуация напоминает многие задачи механики сплошных сред. Имеются уравнения, вытекающие из первых принципов. Однако мы не только не умеем их решать, мы не умеем даже реалистически поставить задачу по отысканию интересующих нас решений. Проведено значительное количество численных расчетов термодинамических величин, характеризующих хромоплазму. Эти расчеты проводятся на основе реального гамильтониана КХД, но для идеализированного случая протяженной и равновесной материи, задаваемой на дискретной решетке^{/2/}. Далеко не ясно, какое отношение эта идеализация имеет к реальному столкновению релятивистских ядер. Достигается ли термализация в какой-либо степени и в достаточно большом объеме, и какие температуры необходимо получить? Не ясно также, как детектировать кварк-глюонную плазму, если коллективный деконфайнмент цветных степеней свободы произойдет.

Широко принимается гипотеза о том, что все объекты, обладающие цветным зарядом в свободном состоянии, наблюдать нельзя. Они удерживаются цветными силами внутри адронов (свойство конфайнмента) и проявляют себя только на малых расстояниях, меньших размеров адронов. Доказать конфайнмент, исходя из КХД, пока не удается. В связи с этим существует проблема - придать ясный физический смысл деконфайнменту цвета при превращении ядерной материи в хромоплазму. В то же время существуют так называемые жесткие процессы, характеризуемые большими переданными импульсами, при которых цветные заряды (кварки и глюоны) проявляют себя как квазисвободные частицы. В этой области применима теория возмущений хромодинамики. В экспериментах жесткие процессы наблюдаются выделением адронных струй, т.е. групп адронов, летящих вдоль оси, ассоциируемой с направлением движения цветного заряда (партона). Имеются основания полагать, что конечная стадия адронизации, т.е. превращение выбитого цветного заряда в группу адронов, образующих струю, происходит за пределами родительского адрона - в вакууме. Описать адронизацию как результат деформации вакуума цветным зарядом не удастся из-за существенности эффектов конфайнмента на этой стадии. Тем не менее, само существование струй и возможность описания жестких процессов на основе КХД свидетельствуют, что на ограниченном участке пути выбитых из адронов цветных зарядов деконфайнмент существует. Для ответа на вопрос, существует ли множественный деконфайнмент кварков и глюонов, с которым связывается возникновение хромоплазмы в релятивистских ядерных столкновениях, необходима строгая количественная постановка задачи с возможностью экспериментальной проверки.

Экспериментально наблюдаемыми величинами, характеризующими многокварковые процессы, являются сечения множественного рождения частиц в релятивистских ядерных столкновениях:

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

Проблема состоит в том, чтобы описать свойства распределений вторичных частиц 1, 2, 3, ... по импульсам в терминах кварковых степеней свободы, исходя из первых принципов и минимального числа гипотез общего характера. Такая постановка задачи возникла еще до создания КХД. Ее экспериментальная реализация подтвердила существование кварков как динамически проявляющих себя фундаментальных частиц. В работе^{/3/} была высказана идея о том, что масштабная инвариантность, обнаруженная в ИФВЭ, отражает точечный характер взаимодействия адронов с адронами, и что она является следствием общих законов автомодельности, аналогичных законам автомодельности механики сплошных сред. На основе этой идеи была высказана гипотеза, что, начиная с некоторой критической энергии, релятивистское ядро можно рассматривать как кварк-партонный газ, в котором кварки, относящиеся к раз-

личным нуклонам ядра, обобщаются. В этой же работе были сделаны оценки вероятностей обобществления группой нуклонов составляющих их кварков и предсказаны эффекты, лежащие за пределами классической протон-нейтрон-ной модели ядра. Экспериментальные исследования на дубненском синхрофазотроне автомодельных спектров вторичных частиц подтвердили указанные закономерности и предсказания. В частности, группой В.С.Ставинского было обнаружено кумулятивное рождение мезонов (см. обзор^{/4/} - первое проявление кварковых степеней свободы атомных ядер и установлено, что автомодельный режим при столкновении релятивистских ядер существует и наступает уже при энергии $4 \cdot A$ ГэВ (где A - атомный вес).

Объединение принципа автомодельности адронных взаимодействий с идеей квазисвободных кварков в адронах привело к установлению в 1973 году знаменитых правил кваркового счета Матвеева, Мурадяна, Тавхелидзе^{/5/}. Эта закономерность позволила установить связь наблюдаемого на опыте степенного асимптотического убывания сечений рассеяния адронов со свойствами кварковой структуры этих частиц.

В механике сплошных сред^{/6/} законы автомодельности становятся особенно информативными, когда их удается сформулировать в виде инвариантных отношений и выразить через безразмерные величины. В этой связи в работах^{/7/} были введены безразмерные релятивистски-инвариантные переменные, позволившие придать основным следствиям кварковой структуры ядер строгую релятивистски-инвариантную форму, а также была поставлена и решена задача классификации столкновений релятивистских ядер, дано единое описание наиболее обильных фрагментационных процессов. В новых переменных в дальнейшем оказалось возможным сформулировать такие общие и универсальные закономерности множественных процессов, как принцип ослабления корреляций, промежуточные асимптотики и др. Основанный на новых переменных, метод^{/7-9/} позволяет дать релятивистски-инвариантное описание асимптотических свойств сильно возбужденной материи, включая наиболее характерные особенности множественных процессов, идущих при высоких энергиях (струи, кластеры, изолированные системы, предельная фрагментация и др.). Нам удалось полностью исключить из рассмотрения широко используемые неинвариантные величины: продольные быстроты, поперечные импульсы, "сферисити", "траст" и др. Последнее позволило, в частности, показать, что обсуждаемые в литературе свойства струй - их зависимость от системы координат и характеристик сталкивающихся частиц, являются следствиями традиционного неинвариантного подхода. В нашем подходе струи оказались релятивистски-инвариантными объектами, обладающими универсальными свойствами, что позволило сформулировать наблюдаемость деконфайнмента цветных зарядов.

Излагаемый ниже подход имеет целью установление общих динамических

закономерностей физики сильных взаимодействий и применяется не только к описанию релятивистских ядерных столкновений. Он дополняет инклюзивный подход к множественным процессам, сформулированный А.А.Логуновым с сотрудниками^{/10/}, т.к. позволяет использовать всю доступную эксперименту информацию. Изучаемые нами асимптотические свойства сечений сильного взаимодействия включают значительно более широкий класс законов подобия, чем фейнмановский скейлинг^{/11/}, и чем автомодельность Матвеева, Мурадяна, Тавхелидзе^{/5/}. Фейнмановский скейлинг и автомодельность Матвеева, Мурадяна, Тавхелидзе являются законами подобия, связанными только с движением частиц вдоль оси столкновения и масштабно-инвариантными параметрами подобия (т.е. параметрами, инвариантными по отношению к преобразованию импульсов: $P_i \rightarrow \lambda P_i$). Наш принцип автомодельности ротационно и релятивистски инвариантен, и распределения, удовлетворяющие этому принципу, зависят как от масштабно-инвариантных, так и от масштабно-неинвариантных параметров подобия. Мы пользуемся заимствованными из механики сплошных сред понятиями автомодельности второго рода и промежуточной асимптотики^{/6/}.

По множественным процессам с участием ядер за последние десятилетия накоплен огромный экспериментальный материал. Обработать его с достаточной полнотой на основе нашего метода не представляется возможным. В связи с этим мы включили в настоящую статью только те экспериментальные данные, которые наиболее ясно обосновывают наши основные утверждения и обнаруженные нами закономерности.

§2. Релятивистски-инвариантные переменные

В инвариантном методе анализа множественного рождения частиц процессы (1) рассматриваются в пространстве, точками которого являются четырехмерные скорости $u_i = \frac{P_i}{m_i}$, или 4-импульсы частиц P_i , деленные на их массы m_i .

Основными величинами, от которых зависят распределения вероятностей (сечения), считаются безразмерные положительные релятивистски-инвариантные величины:

$$v_{ik} = - \left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k} \right)^2 = 2 \cdot \left[\frac{(P_i \cdot P_k)}{m_i m_k} - 1 \right] = 2 \cdot (u_i u_k - 1), \quad (2)$$

индексы i и k принимают значения $i, k = \bar{I}, \bar{II}, 1, 2, 3, \dots$. Величины v_{ik} имеют смысл относительных расстояний в пространстве 4-мерных скоростей. Очевидно, что задание всех v_{ik} для всех частиц процесса (1)

содержит полную информацию об этом процессе. Такая полная информация может быть представлена для каждого события в виде таблицы 1^{/9/}.

Таблица 1

	\bar{I}	\bar{II}	1	2	3	4	5	...
\bar{I}	0	$v_{\bar{I}\bar{II}}$	$v_{\bar{I}1}$	$v_{\bar{I}2}$	$v_{\bar{I}3}$	$v_{\bar{I}4}$	$v_{\bar{I}5}$...
\bar{II}	$v_{\bar{II}\bar{I}}$	0	$v_{\bar{II}1}$	$v_{\bar{II}2}$	$v_{\bar{II}3}$	$v_{\bar{II}4}$	$v_{\bar{II}5}$...
1	$v_{1\bar{I}}$	$v_{1\bar{II}}$	0	v_{12}	v_{13}	v_{14}	v_{15}	...
2	$v_{2\bar{I}}$	$v_{2\bar{II}}$	v_{21}	0	v_{23}	v_{24}	v_{25}	...
3	$v_{3\bar{I}}$	$v_{3\bar{II}}$	v_{31}	v_{32}	0	v_{34}	v_{35}	...
4	$v_{4\bar{I}}$	$v_{4\bar{II}}$	v_{41}	v_{42}	v_{43}	0	v_{45}	...
5	$v_{5\bar{I}}$	$v_{5\bar{II}}$	v_{51}	v_{52}	v_{53}	v_{54}	0	...
.	
:	:	:	:	:	:	:	:	
.	

В работах^{/7/} приводятся аргументы в пользу того, что именно величины v_{ik} , а не передачи энергии-импульса определяют величину амплитуды и тем самым силу взаимодействия объектов i и k . Кроме того, величины v_{ik} определяют уровень (нуклонный или кварковый), на котором следует рассматривать структуру взаимодействующих объектов i и k . Эти аргументы заключаются в следующем.

1. Сечения процессов фрагментации релятивистского ядра \bar{I} с образованием различных ядерных фрагментов 1 в инклюзивном процессе (1) хорошо описываются на основе полюсного приближения как функция одной переменной v_{I1} в области $0 \leq v_{I1} \sim \alpha$ с резким максимумом при $v_{I1} = 0$

$$\frac{d\sigma}{dv_{I1}} \approx \frac{F}{(v_{I1} + \alpha I_1)^2} \quad (3)$$

Величина $\alpha_{I1} = \frac{2E_{I1} |m_i - m_j|}{m_i m_j}$ характеризует ширину узкого распределения по углам и энергиям фрагментов 1. Здесь m_i и m_j - массы частиц, а E_{I1} - энергия связи фрагмента 1 в ядре \bar{I} . Для всех фрагментационных ядерных процессов величина $\alpha_{I1} \sim 10^{-2}$. Ее малость обусловлена малостью энергии связи на нуклон, по сравнению с массой нуклона.

2. С самого начала исследований ядерных реакций в релятивистской области отмечалось, что в ядрах существуют два характерных масштаба импульсов. Один соответствует случаю, когда в качестве квазисвободных можно рассматривать нуклоны как целое, а другой - когда в качестве квазисвободных можно рассматривать конstituенты нуклонов - кварки. 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 конstituентов. Вместе с тем в релятивистской квантовой механике число частиц не является инвариантным понятием, оно зависит от системы координат. В квантовой теории поля число кварков и глюонов в адроне бесконечно велико. В этой связи было предложено¹⁷⁾ делить импульсы и энергии адронов на их массы, так как массы в известном смысле характеризуют среднее число частиц, составляющих адрон.

Классификацию релятивистских взаимодействий на основе параметров предлагается проводить следующим образом:

А. Область $v_{ik} \approx 10^{-2}$ соответствует взаимодействию ядер как слабо связанных систем, состоящих из нуклонов. Это область классической ядерной физики.

В. Область $0,1 < v_{ik} < 1$ является промежуточной. В этой области кварковые степени свободы начинают играть существенную роль в перестройке адронных систем.

С. В области $v_{ik} \gg 1$ адроны утрачивают значение квазичастиц ядерной материи и ядра следует рассматривать как кварк-глюонные системы. Физический смысл критерия $v_{ik} \gg 1$ состоит в следующем: 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 конstituентном уровне.

В пользу критерия $v_{ik} \gg 1$ можно привести следующие простые соображения, основанные на кварк-партоновой модели, и идее длины формирования цветового поля.

Рассмотрим основную величину квантовой хромодинамики, характеризующую силу взаимодействия кварк-глюонных объектов, бегущую константу связи α_S :

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

Здесь Q^2 - квадрат переданного четырехимпульса; Λ - основной параметр КХД, мы будем рассматривать его как эффективную массу квазисвободного кварка; κ и κ' - четырехимпульсы кварка до и после взаимодействия соответственно. Запишем α_S для случая простейшей кварк-партоновой модели взаимодействия, когда в результате взаимодействия из исходного адрона выбивается квазисвободный кварк. Если в формуле (4) положить четырехскорость кварка до столкновения κ/Λ , приблизительно равной четырехскорости исходного адрона P_i/m_i , то $Q^2/\Lambda^2 \approx v_{ik}^2$ - квадрат разности четырехскорости исходного адрона и выбитого кварка. Тогда величина α_S , равная

$$\alpha_S = \frac{1,4}{\ln v_{ik}}, \quad (5)$$

характеризует силу взаимодействия выбитого кварка с адроном-родителем. Чтобы это взаимодействие можно было рассматривать по теории возмущений, необходимо, чтобы $\alpha_S < 1$, тогда v_{ik} должно быть $v_{ik} \gg 1$.

Определим деконфайнмент как явление, в котором выбитый кварк проходит расстояние, много больше размеров родительского адрона, и адронизируется в вакууме. По аналогии с электродинамикой расстояние, которое успевает пройти кварк прежде, чем он сформирует цветное поле, можно выразить следующим образом:

$$l_f \approx r_0 \frac{E_\kappa}{m_\kappa}, \quad (6)$$

где E_κ и m_κ - энергия и эффективная масса выбитого кварка. Размер адрона R по порядку величины составляет $R \sim r_0 \sim \frac{1}{m_\kappa}$. В системе покоя адрона-родителя i для выбитого кварка κ имеем:

$$v_{ik} = 2 \cdot \left(\frac{P_i \cdot P_\kappa}{m_i m_\kappa} - 1 \right) = 2 \cdot \left[\frac{E_\kappa}{m_\kappa} - 1 \right].$$

Тогда для длины формирования цветного поля получим:

$$l_f \sim R \cdot \frac{1}{2} v_{ik}. \quad (7)$$

Отсюда видно, что $l_f \gg R$ при $v_{ik} \gg 1$, т.е. мы получаем тот же критерий. Таким образом, приведенные рассуждения позволяют интерпретировать критерий $v_{ik} \gg 1$ как определение области, где деконфайнмент играет определяющую роль.

Как отмечалось в работе^{17/}, асимптотические режимы (деконфайнмент) начинаются уже при $v_{ik} \geq 5$, то есть при энергиях, достигнутых на дубненском синхротроне.

Предложенная классификация релятивистских ядерных взаимодействий по переменным v_{ik} требует всестороннего экспериментального обоснования. Кроме того, возникает естественный вопрос: существуют ли новые закономерности множественного рождения, основанные на новом описании? Изучению этих вопросов и посвящена данная работа.

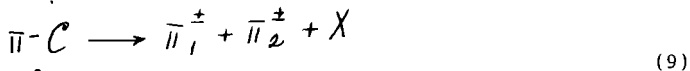
3. Основным смыслом перехода к пространству четырехмерных относительных скоростей состоит в том, что в переменных v_{ik} можно сформулировать очень общие асимптотические закономерности, управляющие множественными процессами. Эти закономерности имеют ясное толкование в терминах цветовых степеней свободы. Рассмотрим инвариантное сечение образования n -частиц как функцию распределения в пространстве относительных скоростей $v_{ik} : F(v_{1\bar{1}}, v_{11}, v_{12}, \dots, v_{n1}, v_{n2}, \dots, v_{12}, v_{13}, \dots)$. Инвариантный фазовый объем при этом записывается в виде:

$$\prod_{i=1}^n \frac{d\vec{P}_i}{E_i} = \prod_{i=1}^n \frac{m_i^2}{2} \sqrt{v_{\bar{1}i} + \frac{v_{\bar{1}i}^2}{4}} dv_{\bar{1}i} d\Omega_i. \quad (8)$$

Одно из важнейших наблюдений состоит в том, что сечения множественных процессов (1) монотонно и достаточно быстро убывают с ростом $v_{ik} \rightarrow \infty$. Величины v_{ik} являются дополнительными (в квантовомеханическом смысле) относительным расстояниям в обычном пространстве r_{ik} : большим v_{ik} соответствуют малые r_{ik} и наоборот. Убывание распределений вероятности при $v_{ik} \rightarrow \infty$ соответствует уменьшению силы взаимодействия между объектами i и k на малых расстояниях - асимптотической свободе.

Убывание сечений с ростом v_{ik} иллюстрируется на примере пион-углеродных взаимодействий^{12,13/}, полученных с помощью пропановой пузырьковой камеры, облученной в пучке отрицательных пионов с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ (г.Протвино).

На рис. 1 показано распределение пар вторичных заряженных пионов, образующихся в реакции:



по переменной v_{ik} . Видно, что это распределение монотонно убывает с ростом относительных скоростей двух пионов $v_{ik} \rightarrow \infty$.

На рис. 2 приведена инвариантная функция $F(v_{\bar{1}1})$ для вторичных заряженных пионов в реакции (9). Функция $F(v_{\bar{1}1})$ записывается следующим образом:

$$F(v_{\bar{1}1}) = \frac{1}{6} \int \frac{2}{m_1^2} \frac{1}{\sqrt{v_{\bar{1}1} + \frac{v_{\bar{1}1}^2}{4}}} \cdot \frac{d\Omega}{dv_{\bar{1}1} d\Omega} d\Omega \quad (10)$$

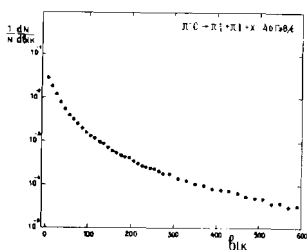


Рис.1. Распределение пар заряженных пионов по квадрату их относительной скорости v_{ik} в $\bar{\pi}\pi$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с.

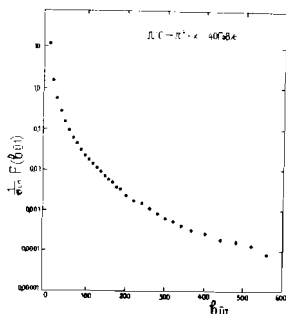


Рис.2. Зависимость инвариантной функции $F(v_{\pi\pi})$ от переменной $v_{\pi\pi}$ для заряженных пионов в $\bar{\pi}\pi$ -столкновениях при $P = 40$ ГэВ/с.

Из рисунка видно, что величина этой функции также быстро убывает с ростом 4-скорости пионов относительно ядра-мишени. Аналогичный характер имеет и поведение функции $F(v_{\pi\pi})$. Необходимо отметить, что между величинами v_{ik} существуют связи чисто геометрического характера (см. ниже) и связи, обусловленные законами сохранения энергии-импульса:

$$P_{\bar{\pi}} + P_{\pi} = \sum P_i.$$

Умножая это равенство последовательно на $u_{\bar{\pi}}, u_{\pi}, u_1, u_2, \dots$ и учитывая определения $v_{ik} = 2[(u_i u_k) - 1]$; $(p_i u_e) = \frac{m v_{ie}}{2} + m$, получаем связи между v_{ik} , имеющие смысл граничных условий в многомерном пространстве v_{ik} . Отсюда следует, что обсуждаемые в этой статье асимптотические закономерности справедливы лишь в той области v_{ik} , где влияние границы несущественно. Т.е. эти закономерности носят существенно динамический характер - все кинематические особенности уже исключены.

§3. Принцип ослабления корреляций

Строгим утверждением, позволяющим описывать асимптотическую свободу кварковых и глюонных полей в терминах наблюдаемых величин, является принцип ослабления корреляций (далее ПОК). ПОК был предложен Н.Н.Боголюбовым в статистической физике как универсальное свойство распределений вероятности положений частиц в обычном пространстве-времени (\vec{r}, t) . Принцип основан на интуитивном представлении о том, что корреляция между пространственно отдаленными частями макроскопической системы практически исчезает, и распределение распадается на множители. Математически принцип

формулируется как допущение асимптотической коммутации полевых переменных, относящихся к точкам, находящимся на больших расстояниях, но при фиксированных моментах времени. Из квантовой теории поля хорошо известно, что все полевые функции $\phi(t_i, \vec{r}_i), \phi(t_k, \vec{r}_k)$ должны точно комmutировать или антикоммутировать, если четырехмерный интервал между точками i и k пространственно подобен: $|\vec{r}_i - \vec{r}_k|^2 > |t_i - t_k|^2$. В общем же случае принцип выполняется приближенно, асимптотически при $|\vec{r}_i - \vec{r}_k|^2 \rightarrow \infty$ и $|t_i - t_k|^2$ - конечных. Большие возможности получения важных следствий из боголюбовского принципа ослабления корреляций были неоднократно продемонстрированы в статистической физике. Наш ПОК формулируется в пространстве относительных скоростей. Предполагается, что все полевые функции $\phi(u_i), \phi(u_k)$ при $|u_i - u_k|^2 \rightarrow \infty$ асимптотически приближенно коммутируют или антикоммутируют, что соответствует в терминах наблюдаемых величин факторизации распределений в пространстве v_{ik} . В силу дополненности u_{ik} и v_{ik} наш принцип прямо противоположен ПОК Н.Н.Боголюбова. Последний выполняется при $|\vec{r}_i - \vec{r}_k|^2 \rightarrow \infty$, а наш принцип - при $|u_i - u_k|^2 \rightarrow 0$, в соответствии с асимптотической свободой.

Для строгой формулировки ПОК в терминах наблюдаемых распределений вероятности (сечений) по переменным v_{ik} разобьем совокупность аргументов v_{ik} на группы $\{\dots v_{i\alpha} \dots\}$ и $\{\dots v_{j\beta} \dots\}$. В первую группу пусть входит m_α частиц, а во вторую m_β частиц. В это разбиение входят как частицы конечного состояния $1, 2, 3 \dots$, так и начального I и II . Рассмотрим асимптотический случай, когда $v_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2 \rightarrow \infty$. Здесь V_α - средняя точка в группе α , а V_β - средняя точка в группе β . Иначе говоря, $(u_i^\alpha V_\alpha) \sim (u_j^\beta V_\beta) \approx 1$,

$$\text{но} \\ (u_i^\alpha V_\beta) \sim (u_j^\beta V_\alpha) \sim (V_\alpha \cdot V_\beta) \rightarrow \infty .$$

Для дальнейшего рассмотрения полезны векторы

$$N_\alpha = \frac{V_\alpha}{(V_\alpha \cdot V_\beta)} \quad \text{и} \quad N_\beta = \frac{V_\beta}{(V_\alpha \cdot V_\beta)} \\ (N_\alpha \cdot V_\beta) = (N_\beta \cdot V_\alpha) = 1 ; \quad N_\alpha^2 = N_\beta^2 \rightarrow 0 .$$

Для рассмотрения преемственности с обычным описанием запишем фазовый объем в виде

$$\prod_{i=1}^{m_\alpha} \frac{d\vec{p}_i}{E_i} \prod_{j=1}^{m_\beta} \frac{d\vec{p}_j}{E_j}$$

и вместо относительных "расстояний" между частицами v_{ik} введем "расстояния" между частицами и средними точками $v_{\alpha i} = -(V_\alpha - u_i)^2$ и $v_{\beta j} = -(V_\beta - u_j)^2$. Величина $v_{\alpha i} = 2[(V_\alpha u_i) - 1]$ в системе $\vec{V}_\alpha = 0$ имеет вид

$$\theta_{\alpha i} = 2 \left[\frac{E_i}{m_i} - 1 \right], \text{ кроме того, } (u_i N_{\beta}) = u_{i0} N_{\beta 0} - |\vec{u}_i| \cdot |\vec{N}_{\beta}| \cos \theta_i,$$

откуда:
$$\frac{d\vec{P}_i}{E_i} = P_i dE_i d \cos \theta_i d\varphi_i = \frac{m_i^2}{2} d\theta_{\alpha i} \frac{d(u_i N_{\beta})}{|\vec{N}_{\beta}|} d\varphi_i,$$

аналогично
$$\frac{d\vec{P}_j}{E_j} = \frac{m_j^2}{2} d\theta_{\beta j} \frac{d(u_j N_{\alpha})}{|\vec{N}_{\alpha}|} d\varphi_j.$$

Отметим, что при $(V_{\alpha} \cdot V_{\beta}) \rightarrow \infty$:

$|\vec{N}_{\beta}| \rightarrow N_{\beta 0} \rightarrow 1$ и $|\vec{N}_{\alpha}| \rightarrow N_{\alpha 0} \rightarrow 1$, а переменные $(u_j N_{\alpha})$ и $(u_i N_{\beta})$ превращаются в переменные светового фронта

$$x_j = u_{j0} - u_{jz} \quad \text{и} \quad x_i = u_{i0} - u_{iz} \quad \text{соответственно.}$$

В принятых переменных мы приходим к следующей формулировке принципа ослабления корреляций как общего свойства инвариантных распределений, описывающих множественное рождение частиц:

$$\begin{aligned} & \vec{F} \left[\dots, \theta_{\alpha i}, (N_{\beta} u_i), \dots, \theta_{\beta j}, \dots, \theta_{\beta j}, (N_{\alpha} u_j), \dots \right] \Bigg|_{v_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \\ & \longrightarrow \vec{F}^{\alpha} \left[\dots, \theta_{\alpha i}, x_i, \dots \right] \cdot \vec{F}^{\beta} \left[\dots, \theta_{\beta j}, x_j, \dots \right] \end{aligned} \quad (11a)$$

Принцип можно также записать в виде асимптотического стремления к нулю коррелятора:

$$\vec{F} \longrightarrow \vec{F}^{\alpha} \cdot \vec{F}^{\beta} \Bigg|_{v_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \longrightarrow 0. \quad (11b)$$

ПОК как очень общее утверждение о свойствах адронной материи нуждается в широком экспериментальном обосновании и в количественных оценках. Предельная фрагментация ядер представляет собой частный случай принципа при $\alpha = \bar{1}$ и $\beta = \bar{11}$. Сечение образования мезонов имеет вид

$$\frac{2}{m_i^2} \frac{d^2 \sigma}{d\theta_{\bar{1}\bar{1}} d x_1} \longrightarrow \vec{F}^{\bar{1}} \cdot \vec{F}^{\bar{11}} (v_{\bar{1}\bar{1}}, x_1),$$

т.е. распределения, описывающие относительное движение мезон-ядро, в результате факторизации выделяются в множитель, не зависящий от начального состояния. Отсюда, в частности, следует, что для изучения инвариантных функций $\vec{F}^{\bar{11}} (v_{\bar{1}\bar{1}}, x_1)$ нет необходимости ускорять ядра. Как показала большая серия экспериментов Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, предельная фрагментация ядер с хорошей точностью реализуется уже при $v_{\bar{1}\bar{1}} > 5$. В экспериментах группы Ставинского¹⁴¹ предельная фрагментация ядер изучалась в области $v_{\bar{1}\bar{1}} > v_{\bar{1}\bar{11}} > 5$, $1 \approx v_{\bar{1}\bar{1}} \approx 15$. Особенно детально исследовалось образование $\bar{\pi}^{\pm}$ - и K^{\pm} -мезонов на более, чем 20 ядрах ($\bar{11}$) под действием протонов и дейтронов с энергией 9 ГэВ, под углами, близкими к 180° . Импульс детектируемых мезонов менялся от 125 МэВ/с до максимально достижимых в эксперименте. Нижняя граница сечений, достигнутая в

этих экспериментах:

$$\frac{1}{A_{\bar{I}}} E_1 \frac{d\bar{b}}{d\bar{P}_1} = 5 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2 \text{ ГэВ}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$$

соответствует импульсу пиона 1,2 ГэВ/с ($v_{\bar{I}1} \approx 15$). Здесь и далее $A_{\bar{I}}$ - атомный вес фрагментирующего ядра.

Универсальные величины $\frac{1}{A_{\bar{I}}} F_{\bar{I}}^{\bar{H}}(v_{\bar{I}1}, x_1)$ в соответствии с ПОК практически не зависят от свойств ядра или частицы \bar{I} . Совокупность экспериментальных данных для всех ядер от гелия до урана удовлетворяет следующей аппроксимационной формуле^{/14/}

$$F_{\bar{I}}^{\bar{H}}(v_{\bar{I}1}, x_1) = f_{\bar{I}}^{\bar{H}}(x_1, P_{\mu} = 0) \sim A^{m(x_1)} \exp\left[-\frac{x_1}{\langle x_1 \rangle}\right]$$

Приблизительное постоянство величины $\langle x_1 \rangle \approx 0,65$ во всей области (исследованных) x_1 всех изучаемых ядер и всех $v_{\bar{I}1} > 5$ характеризует эту величину как универсальный параметр кварковой материи. Нетрудно показать, что величина $m_0 x = \mu x_1$, где μ - масса пиона, а m_0 - атомная единица массы, имеет смысл эффективной массы мишени внутри ядра \bar{I} .

Кумулятивным эффектом называется взаимодействие ядра \bar{I} в области его предельной фрагментации ($v_{\bar{I}1} > v_{\bar{I}} \gg 1$) и при $X > 1$ (или $x_1 > \frac{m_0}{\mu}$). Кумулятивный эффект изучен в области $0,5 \leq X \leq 3,3$. Особый интерес представляет нетривиальная $A_{\bar{I}}$ -зависимость величины $F_{\bar{I}}^{\bar{H}}$. При $0,5 \leq X \leq 1$ величина $m(x_1)$ может быть аппроксимирована формулой

$$m(x_1) = \frac{2}{3} + \frac{X}{3}.$$

В кумулятивной области, при $X > 1$ величина $m(x_1) \approx 1$ для ядер с $A_{\bar{I}} > 30$. Таким образом, изучение предельной фрагментации ядер и кумулятивного эффекта выявило универсальные асимптотические закономерности и находится в полном соответствии с ПОК. Величину $F_{\bar{I}}^{\bar{H}}(v_{\bar{I}1}, x_1)$ можно интерпретировать как новую универсальную характеристику атомных ядер - кварк-партоновую структурную функцию и предсказать^{/14/} результаты глубоконеупругого лептон-ядерного рассеяния.

ПОК позволяет ввести понятие изолированной системы. Пусть V_{α} - средняя точка системы (группы) сильно взаимодействующих частиц, u_i - скорость i -ой частицы, входящей в систему, а u_k - скорость k -ой частицы, к системе не относящейся. Назовем систему изолированной, если $v_{\alpha i}$ для всех частиц, входящих в систему, много меньше $v_{\alpha k}$ для всех не относящихся к системе частиц.

$$v_{\alpha k} \gg v_{\alpha i} \lesssim 1.$$

Согласно ПОК, взаимодействие и корреляции частиц, входящих в систему, с частицами, не входящими в систему, пренебрежимо малы. Введенные выше функции F^{α} и F^{β} и, в частности, $F^{\bar{I}}$ и $F^{\bar{H}}$, описывают изолированные системы. Важными примерами изолированных систем являются струи.

§4. Инвариантное определение адронных струй

В нашем подходе струя рассматривается как кластер адронов с малыми относительными скоростями v_{ik} .

Осью струи мы предлагаем назвать единичный четырехмерный вектор V (V_0, \vec{V}):

$$V = \sum_i u_i / \sqrt{(\sum_i u_i)^2} \quad (12)$$

$$\text{По определению, } V_0^2 - \vec{V}^2 = 1. \quad (13)$$

Суммирование в формуле (12) ведется по всем частицам, относящимся к выделенной группе частиц (кластеру). Определим 4-скорость частицы относительно оси струи:

$$v_k = - (V - u_k)^2 \quad (14)$$

Определение оси струи (12) получается из требования минимального значения суммы $\min \sum_k v_k$ для частиц струи и условия (13). Распределение самих струй по отношению к оси реакции (1) можно исследовать по переменным $v_{S\bar{u}}$ и $v_{S\bar{l}}$:

$$\begin{aligned} v_{S\bar{u}} &= - (V - u_{\bar{u}})^2 \\ v_{S\bar{l}} &= - (V - u_{\bar{l}})^2 \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, в нашем определении адронных струй мы не пользуемся выделенными системами координат, продольными быстротами, поперечными импульсами и т.п. Струи и их характеристики мы определяем полностью релятивистски инвариантным способом без привлечения таких понятий, как "фронтисити" или "траст".

В отличие от обычного трехмерного описания струй в нашем описании струи являются четырехмерными объектами, аналогичными адронам. Возможность такого описания струй была проверена на большом экспериментальном материале. Соответствующие данные подробно обсуждаются ниже (см. §8). Существенное отличие адронов от струй состоит в том, что для струй средние величины относительных скоростей частиц в струе составляют $\langle v_k \rangle \approx 1$, а для адронов и ядер, рассматриваемых как кварк-глюонные кластеры, справедливо $\langle v_k \rangle \ll 1$. Последнее вытекает не только из приведенных выше оценок, но и из экспериментально обоснованной партонной модели.

Основное предположение партонной модели состоит в том, что при больших передачах импульса адрон взаимодействует не как целое, а своими частями - партонами. Причем партону приписывается доля $x \cdot P$ от импульса P взаимодействующего адрона, откуда следует, что, согласно партонной модели, все партоны взаимодействующего адрона находятся в одной точке пространства скоростей:

$$v_k = - \left(\frac{P}{\sqrt{P^2}} - \frac{x \cdot P}{\sqrt{(xP)^2}} \right) = 0.$$

Многочисленные применения партонной модели показывают, что она справедлива, начиная с передач импульсов $\approx 1 \div 3$ ГэВ. Это соответствует относительным скоростям частиц - продуктов реакции $v_{ik} \approx 1$. Таким образом, применимость партонной модели требует, чтобы скорости движения партонов внутри адрона удовлетворяли условию $\langle v_k \rangle \ll 1$. В соответствии с этим цветные степени свободы начинают играть основную роль при $v_{ik} \approx 1$. Струя четко выделяется только в том случае, если ее скорость по отношению к сталкивающимся частицам v_{TS} и v_{US} удовлетворяет условиям:

$$\begin{aligned} v_{TS} &> \langle v_k \rangle \\ v_{US} &> \langle v_k \rangle. \end{aligned}$$

Поскольку в струях $\langle v_k \rangle > 1$, то они представляют собой сгусток хромоплазмы, распадающийся на адроны. С другой стороны, как показывают исследования образования струй в лептонных столкновениях, распределения осей струй хорошо описываются хромодинамикой, как результат выбивания кварков и глюонов (т.е. цветных зарядов). Иначе говоря, изучение струй - это изучение деформации вакуума цветным зарядом, изучение деконфайнмента. Предложенная интерпретация базируется на общем и строгом законе, имеющем асимптотический характер, - принципе ослабления корреляций (ПОК).

§5. Новый подход к определению корреляционных функций

Стандартная корреляционная функция C для двух частиц, имеющих импульсы P_2 и P_1 и энергии E_2 и E_1 , записывается следующим образом:

$$C_2 = \frac{1}{\sigma} \frac{E_1 E_2 d^2\sigma}{d\vec{P}_1 d\vec{P}_2} - \frac{1}{\sigma^2} \frac{E_1 d\sigma}{d\vec{P}_1} \cdot \frac{E_2 d\sigma}{d\vec{P}_2}. \quad (16)$$

Здесь P_1 и P_2 - независимые переменные, отнесенные к определенной системе координат. Приведенный выше коррелятор, определяющий ПОК (116), полностью релятивистски инвариантен и может быть непосредственно исполь-

зован для инвариантного анализа экспериментальных данных, определения корреляционной длины и т.п. Обратим, однако, внимание на то, что даже при $v_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$ сохраняется зависимость от направления оси Z , соединяющей изолированные системы α и β , т.к. зависимость от $x_i = u_{i0} - u_{i2}$ не пропадает даже в асимптотике. Иначе говоря, изолированная система анизотропна и существуют невымирающие корреляции, обусловленные геометрией пространства скоростей. Эта ситуация аналогична тому, как в твердом теле не вымирают дальние корреляции, обусловленные анизотропией кристаллической решетки. В этом разделе мы изучим более сложный случай - тройные корреляции с полным учетом граничных условий, вытекающих из геометрии пространства скоростей. Рассмотрим три частицы, входящие в изучаемую систему, и соответственно три квадрата "расстояний" v_{12} , v_{13} , v_{23} . Эти величины не являются полностью независимыми: существуют границы изменения этих переменных, на которых они жестко связаны. Границы определяются чисто геометрическими представлениями и неучет их ведет к ошибочным выводам.

Мы предлагаем следующее определение корреляционной функции C_3 любых трех частиц 1, 2, 3:

$$C_3 = W(v_{12}, v_{13}, v_{23}) - W(v_{12}) \cdot W(v_{13}) \cdot W(v_{23}). \quad (17)$$

Здесь $W(v_{12})$, $W(v_{13})$, $W(v_{23})$ обозначают одномерные распределения по переменным v_{12} , v_{13} , v_{23} , а $W(v_{12}, v_{13}, v_{23})$ - трехмерное распределение по тем же переменным. Для нахождения границ изменения переменных v_{12} , v_{13} , v_{23} рассмотрим в пространстве относительных 4-х скоростей три точки, определяющие положение трех частиц:

$u_1 = p_1/m_1$; $u_2 = p_2/m_2$; $u_3 = p_3/m_3$; и их попарные произведения в системе покоя, например, частицы 1:

$$(u_1 \cdot u_2) = \frac{E_2}{m_2} ; (u_1 \cdot u_3) = \frac{E_3}{m_3}$$

$$(u_2 \cdot u_3) = \frac{E_2 E_3 - |\vec{p}_2| \cdot |\vec{p}_3| \cos \theta_{23}}{m_2 m_3}. \quad (18)$$

Учитывая определение v_{ik} , уравнение (18) можно записать в виде:

$$v_{23} = v_{12} + v_{13} + \frac{v_{12} \cdot v_{13}}{2} - 2 \cdot \sqrt{\left(v_{13} + \frac{v_{13}^2}{4}\right) \cdot \left(v_{12} + \frac{v_{12}^2}{4}\right) \cos \theta_{23}}. \quad (19)$$

Поскольку $|\cos \theta_{23}| \leq 1$, величина v_{23} при заданных v_{12} и v_{13} изменяется в границах:

$$v_{23 \min}^{\max} = v_{12} + v_{13} + \frac{v_{12} v_{13}}{2} \pm 2 \cdot \sqrt{\left(v_{13} + \frac{v_{12}^2}{4}\right) \cdot \left(v_{12} + \frac{v_{13}^2}{4}\right)}. \quad (20)$$

Аналогичные равенства можно записать для переменных v_{12} и v_{13} .

При построении функции $W(v_{12}, v_{13}, v_{23})$ границы изменения переменных (20) учитываются автоматически, поскольку эти переменные определяются для частиц из одного события. Однако в произведении одномерных распределений $W(v_{ik})$ эти границы не учитываются: второй член в формуле (17) отличен от нуля вне области, определяемой границей (20), что приведет к отрицательным значениям функции C_3 . Поэтому, чтобы правильно определить двумерную корреляционную функцию C_2 , необходимо выражение (17) проинтегрировать по одной из переменных v_{12}, v_{13} , или v_{23} в пределах, задаваемых формулой (20). То есть двумерная функция C_2 запишется следующим образом:

$$C_2(v_{12}, v_{13}) = W(v_{12}, v_{13}) - W(v_{12}) \cdot W(v_{13}) \int_{v_{23 \min}}^{v_{23 \max}} W(v_{23}) dv_{23}. \quad (21)$$

Множитель $\int_{v_{23 \min}}^{v_{23 \max}} W(v_{23}) dv_{23}$ представляет собой функцию $K(v_{12}, v_{13})$ переменных v_{12} и v_{13} и нормируется таким образом, чтобы

$$\int_0^{\infty} W(v_{23}) dv_{23} = 1. \quad (22)$$

Представим выражение (21) следующим образом:

$$C_2(v_{12}, v_{13}) = W(v_{12}, v_{13}) - W(v_{12}) \cdot W(v_{13}) \cdot K(v_{12}, v_{13}). \quad (23)$$

Второй член в этом равенстве определяет максимально возможное при данном распределении $W(v_{23})$ число независимо испущенных пар вторичных частиц $n_2 \cdot n_3$ с относительными скоростями v_{12} и v_{13} , которые могут дать вклад в двумерную корреляционную функцию $C_2(v_{12}, v_{13})$. Граничные условия (20) и, следовательно, введение функции $K(v_{12}, v_{13})$ определяются чисто геометрическими представлениями, и неучет их приводит к появлению отрицательных значений корреляционной функции C_2 . В нахождении величины $v_{23 \max}$ кроме геометрических условий учитываются также кинематические границы, определяемые законами сохранения. В том случае, если геометрически величина $v_{23 \max}$ выходит за кинематический предел для данной реакции, она в выражении (21) полагается равной этому пределу.

В эксперименте, когда $W(v_{23})$ под интегралом (21) представляет собой реальное для данной реакции распределение пар частиц по величине v_{23} , кинематические границы учитываются автоматически, поскольку в эксперименте не наблюдается пар частиц с величиной v_{23} больше кинематического предела.

Граничные условия (20) можно обобщить. Для этого запишем их для переменных v_{13} и v_{12} , путем перестановки индексов 1, 2, 3 в равенстве

(20). Нетрудно показать, что условия:

$$|\cos \theta_{12}| \leq 1, \quad |\cos \theta_{13}| \leq 1 \quad \text{и} \quad |\cos \theta_{23}| \leq 1 \quad (24)$$

можно объединить в одно симметричное для границы изменения величин v_{ik} :

$$v_{12}^2 + v_{13}^2 + v_{23}^2 - v_{12} \cdot v_{13} \cdot v_{23} - 2(v_{12} \cdot v_{13} + v_{13} \cdot v_{23} + v_{12} \cdot v_{23}) = 0.$$

(25)

Это уравнение геометрически представляет собой гиперboloид в системе координат v_{12}, v_{13}, v_{23} (рис.3), поверхность которого касается координатных плоскостей вдоль линии $v_{12} = v_{13}, v_{12} = v_{23}, v_{13} = v_{23}$. (На рис. изображены срезы гиперboloида). Учет граничных условий (20) означает, что интегрирование в (21) нужно производить внутри области, ограниченной поверхностью гиперboloида. Вне этой области корреляционная функция C_2 должна обращаться в 0.

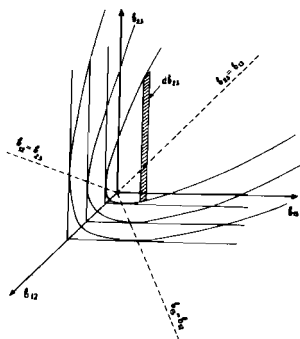


Рис.3. Схематическое изображение области изменения переменных v_{ik} .

Экспериментально часто пользуются одномерными корреляционными функциями, например $C_1(v_{12})$, которые получаются из двумерных $C_2(v_{12}, v_{13})$ интегрированием по одной из переменных, например v_{13} , в заданных границах: v_{13}^e и v_{13}^m

$$C_1(v_{12}) = \int_{v_{13}^e}^{v_{13}^m} W(v_{12}, v_{13}) dv_{13} = W(v_{12}) \cdot \int_{v_{13}^e}^{v_{13}^m} W(v_{13}) \int_{v_{23}^{\min}}^{v_{23}^{\max}} W(v_{23}) dv_{23} dv_{13}. \quad (26)$$

Особый интерес представляет асимптотическое поведение корреляционных функций при больших v_{ik} . В асимптотике корреляторы должны выражаться через коммутаторы свободных полей кварков и глюонов и иметь степенное поведение. Проверка этого предсказания представляется очень важной.

Рассмотрим конкретные примеры построения корреляционных функций в реакции $\pi-C$ при импульсе 40 ГэВ/с:

$$\bar{\Pi} - C \rightarrow \bar{\Pi}_1^{\pm} + \bar{\Pi}_2^{\pm} + X. \quad (27)$$

Анализировалась функция:

$$C_2(v_{\bar{\Pi}1}, v_{\bar{\Pi}2}) = \frac{1}{\sigma} \int_0^{\bar{v}} W(v_{\bar{\Pi}1}, v_{\bar{\Pi}2}) \frac{dv_{\bar{\Pi}2}}{FK_{\bar{\Pi}2}} - \frac{1}{\sigma^2} W(v_{\bar{\Pi}1}) \int_0^{\bar{v}} W(v_{\bar{\Pi}2}) \int_{v_{\bar{\Pi}2}^{\min}}^{v_{\bar{\Pi}2}^{\max}} W(v_{12}) \frac{dv_{12}}{FK_{12}} \frac{dv_{\bar{\Pi}2}}{FK_{\bar{\Pi}2}}. \quad (28)$$

В качестве функций $W(v_{ik})$ рассматривались инвариантные сечения рождения частиц 1 или 2 $E \frac{d^2\sigma}{dP^2}$, выраженные в переменных v_{ik} и проинтегрированные по телесному углу Ω , например:

$$W(v_{\bar{\Pi}1}) = \int \frac{2}{m_1^2} \frac{1}{\sqrt{v_{\bar{\Pi}1} + \frac{v_{\bar{\Pi}1}^2}{4}}} \frac{d\sigma}{dv_{\bar{\Pi}1} d\sigma}. \quad (29)$$

Индекс $\bar{\Pi}$ относится, как и прежде, к ядру мишени. FK_{ijk} обозначает якобиан перехода от импульсных переменных к переменным v_{ik} . Например:

$$FK_{\bar{\Pi}1} = \frac{2}{m_1^2} \frac{1}{\sqrt{v_{\bar{\Pi}1} + \frac{v_{\bar{\Pi}1}^2}{4}}}. \quad (30)$$

Функция $W(v_{\bar{\Pi}1}, v_{\bar{\Pi}2})$ определяет дважды инклюзивное инвариантное сечение рождения частиц 1 и 2 $E_1 E_2 \frac{d^2\sigma}{dP_1^2 dP_2^2}$, также выраженное в переменных $v_{\bar{\Pi}1}$ и $v_{\bar{\Pi}2}$.

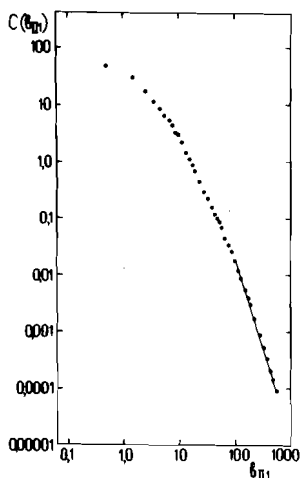


Рис. 4. Зависимость корреляционной функции $C_2(v_{\bar{\Pi}1}, v_{\bar{\Pi}2})$ от переменной $v_{\bar{\Pi}1}$ при значении $0 \leq v_{\bar{\Pi}2} \leq 5$.

Поведение функции $C_2(v_{\bar{\Pi}1}, v_{\bar{\Pi}2})$ (28) показано на рис. 4. Как видно из рисунка, $C_2(v_{\bar{\Pi}1}, v_{\bar{\Pi}2})$ монотонно и быстро убывает с ростом значе-

ний $v_{\Pi 1}$; ее величина уменьшается на 6 порядков. В области $v_{\Pi 1} > 120$ функцию $C_2(v_{\Pi 1}, v_{\Pi 2})$ можно аппроксимировать степенной зависимостью

$$C(v_{\Pi 1}) = A \cdot v_{\Pi 1}^{-c} \quad (31)$$

где $c = 3,15 \pm 0,04$.

На рис. 5 представлена функция $C_1(v_{12})$, которая определяется следующим образом:

$$C_1(v_{12}) = \frac{1}{6} \int_0^{v_{\Pi 2}^{\max}} \int_{v_{\Pi 2}^{\min}} W(v_{12}, v_{\Pi 1}, v_{\Pi 2}) \frac{dv_{\Pi 2}}{FK_{\Pi 2}} \cdot \frac{dv_{\Pi 1}}{FK_{\Pi 1}} - \\ - \frac{1}{6} W(v_{12}) \int_0^{v_{\Pi 2}^{\max}} W(v_{\Pi 1}) \int_{v_{\Pi 2}^{\min}} W(v_{\Pi 2}) \frac{dv_{\Pi 2}}{FK_{\Pi 2}} \frac{dv_{\Pi 1}}{FK_{\Pi 1}} \quad (32)$$

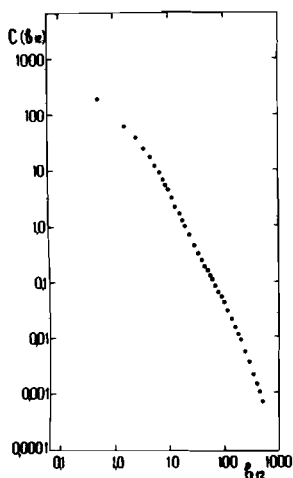


Рис. 5. Корреляционная функция $C(v_{12})$ (32).

Знак ∞ здесь надо понимать условно, как соответствующий кинематическому пределу. Одномерные распределения $W(v_{\Pi 1})$ и $W(v_{\Pi 2})$ нормируются таким образом, чтобы

$$\int_0^{\infty} W(v_{\Pi 1}) \frac{dv_{\Pi 1}}{FK_{\Pi 1}} = 1 \quad ; \quad \int_0^{\infty} W(v_{\Pi 2}) \frac{dv_{\Pi 2}}{FK_{\Pi 2}} = 1. \quad (33)$$

Из рисунка видно, что эта функция, так же как и предыдущая, монотонно убывает с ростом переменной v_{12} . Корреляционная длина (та длина, на которой значение функции падает в e раз) оказалась малой величиной. Она равна $v_{12}^k \sim 1 \div 2$ для двух различных функций. При значении $v_{12} = 5$ величина $C(v_{12})$ уменьшается в 10 раз, а при $v_{12} = 10$ составляет 2% от максимального.

Таким образом, поведение рассмотренных корреляционных функций удовлетворяет принципу ослабления корреляций в пространстве относительных 4-скоростей, и в соответствии с предсказанием (см. выше) при больших v_{ik} описывается степенной зависимостью.

В дальнейшем будут рассмотрены корреляционные функции для струй пионов, образующихся в π^- -С взаимодействиях.

§6. Описание множественных процессов на основе триангуляции

В эксперименте состояние каждой из частиц (i) процесса (1) полностью задается тремя числами, например, тремя компонентами импульса P_{ix}, P_{iy}, P_{iz} . Результаты измерений обычно представляются как распределения вероятностей (сечения) вида:

$$W(E_I, \vec{P}_I; E_{II}, \vec{P}_{II}; \dots; E_i, \vec{P}_i, \dots) \prod_i \frac{dP_i}{E_i}. \quad (34)$$

Число степеней свободы для всей системы N -частиц определяется как $3N - 6$. Шесть чисел определяют положение и ориентацию системы как целого (3 координаты и 3 угла). В силу принципа относительности инвариантные распределения вероятностей (34) зависят только от относительных скоростей, точнее, от релятивистски инвариантных величин v_{ik} . Число переменных v_{ik} , очевидно, равно $N(N - 1)/2$ и превышает число степеней свободы системы из N -частиц. Это означает, что полный набор переменных v_{ik} переопределяет систему и его необходимо разделить на две группы, в одну из которых войдут $(3N - 6)$ величин, полностью определяющих конфигурацию системы, а в другую - те $\frac{N(N-1)}{2} - (3N - 6)$, которые можно выразить через первые $(3N - 6)$. В силу симметрии задачи разбиение на группы можно провести произвольно. Каждое разбиение определяет новую конфигурацию, что резко увеличивает статистику. Например, при $N = 7$ мы имеем $\sim 10^4$ конфигураций, а при $N = 11$ - получается 10^{12} . Для установления связей между различными наборами v_{ik} можно применить триангуляцию в пространстве v_{ik} .

Термин триангуляция в геометрии и математике обозначает метод создания сетей, состоящих из примыкающих друг к другу треугольников и в определении на этой основе положения их вершин. Для общего случая поверхностей треугольники могут быть криволинейными. В трехмерном пространстве

роль простейших элементов (симплексов) играют тетраэдры. Из них составляются многогранники - полиэдры. Пространство четырехмерных скоростей является трехмерным пространством Лобачевского и его симплексами являются тетраэдры. Полиэдры, вершины которых представляют собой точки u_i, u_k, u_j , а стороны которых равны v_{ik}, v_{ij}, v_{jk} , полностью определяют различные конфигурации. Причем для определения конфигурации достаточно $3N - 6$ величин v_{ik} , а остальные расстояния между вершинами полиэдра можно найти вычислением, несмотря на то, что в эксперименте они измеряются. Переопределенность рассматриваемых систем - большое преимущество предлагаемого метода. В качестве исходного базисного треугольника $\{\alpha, \beta, \gamma\}$ можно взять любой, например, $\{\bar{I}, \bar{II}, 1\}$ или $\{\bar{I}, 1, 2\}$ и т.д. Координаты всех точек $i \neq \alpha, i \neq \beta, i \neq \gamma$ можно выразить через $\{v_{\alpha i}, v_{\beta i}, v_{\gamma i}\}$. Заданием величин $v_{\alpha\beta}, v_{\alpha\gamma}, v_{\beta\gamma}, v_{\alpha i}, v_{\beta i}, v_{\gamma i}, v_{\alpha k}, v_{\beta k}, v_{\gamma k}; \dots$ полностью задается относительное положение всех частиц процесса (1) в пространстве скоростей. Нетрудно подсчитать, что число этих величин равно числу степеней свободы: $3 + 3(N - 3) = 3N - 6$. При произвольном выборе из $\frac{N(N-1)}{2}$ величин $3N - 6$ независимых, переход от одного набора переменных к другому содержит довольно громоздкие вычисления, которые производились с помощью ЭВМ. Прямое вычисление якобианов перехода дает строгий и однозначный ответ на вопрос о том, как пользоваться переменными v_{ik} , когда их число превышает число степеней свободы. Явный вид якобианов из-за громоздкости здесь не приводится. Распределения по различным наборам переменных получаются в соответствии с теорией вероятностей. Например, если нас интересуют двухчастичные распределения или корреляторы, то необходимо пользоваться суммой вероятностей:

$$\begin{aligned}
 & W(v_{\alpha\beta}) dv_{\alpha\beta} + W(v_{\alpha\gamma}) dv_{\alpha\gamma} + W(v_{\beta\gamma}) dv_{\beta\gamma} + \sum_i W(v_{\alpha i}) dv_{\alpha i} + \\
 & + \sum_i W(v_{\beta i}) dv_{\beta i} + \sum_i W(v_{\gamma i}) dv_{\gamma i} + \sum_{i,k} W(v_{ik}) dv_{ik}. \quad (35)
 \end{aligned}$$

Каждое из этих одномерных W находится интегрированием полного распределения с учетом связей между переменными. Как видно из выражения (35), оно, в отличие от инклюзивных распределений, содержит полную информацию о процессах (1).

Дальнейшее изложение будет посвящено поиску новых закономерностей множественного рождения, основанных на новом описании.

§7. Принцип автомодельности

Как было показано выше, при $v_{ik} \rightarrow \infty$ наступают асимптотические режимы, характеризующиеся убыванием распределений вероятности (сечений) W ($v_{i\bar{i}}, v_{ii}, v_{i\bar{i}}, v_{ik}, \dots$) с ростом v_{ik} и распадением (факторизацией) W на множители, относящиеся к различным группам (кластерам) вторичных частиц (ПОК). Существование асимптотических режимов и справедливость принципа ослабления корреляций для распределений W является следствием существования характерной корреляционной длины в пространстве относительных скоростей $v_2^k \approx 1 \div 2$, которая соответствует масштабу кварковых явлений. В то же время в работах¹⁷¹ отмечалось, что помимо этой корреляционной длины в пространстве относительных скоростей должна существовать корреляционная длина $v_1^k \approx 0,01$, характеризующая масштаб нуклонных (ядерных) явлений. При $v_{ik} \gg v_1^k$ функция W также должна обладать асимптотическими свойствами, что следует из полюсного приближения для распределения вероятностей: $\frac{d\sigma}{dv_{i\bar{i}}}$ (3), описывающего процессы фрагментации ядер. Асимптотические режимы в поведении функций W при $v_{ik} \gg v_2^k$ и $v_{ik} \gg v_1^k$ по аналогии с механикой сплошных сред, можно рассматривать как проявление автомодельности распределений W . Автомодельность решений механики сплошных сред означает уменьшение числа аргументов исследуемой функции за счет существенности только некоторых комбинаций независимых переменных. Эти комбинации называются параметрами подобия. Фиксируя параметры подобия, нетрудно убедиться, что при изменении других аргументов решение остается неизменным, подобным самому себе (автомодельным). Уменьшение числа аргументов обычно связано с существованием у задачи группы симметрии. В этом случае параметрами подобия являются инварианты группы. Частным, но наиболее успешно применяемым методом нахождения автомодельных решений служит размерный анализ, основой которого является требование, чтобы решение зависело только от безразмерных комбинаций, инвариантных по отношению к выбору единиц измерения величин, обладающих независимой размерностью. Это требование в сущности содержит гипотезу об однородности, континуальности размерных величин. Например, не учитывается молекулярное строение сплошной среды.

Впервые понятие автомодельности к процессам глубоконеупругого рассеяния лептонов на протонах было применено В.А.Матвеевым, Р.Н.Мурадяном и А.Н.Тавхелидзе. Они исходили из идеи локальности лептон-адронных взаимодействий и сформулировали гипотезу приближенной масштабной инвариантности. Гипотеза заключается в том, что сечения процессов множественного рождения F^7 при высоких энергиях должны удовлетворять требованию приближенной инвариантности при масштабных преобразованиях: $P_i \rightarrow \lambda P_i$, где P_i - импульсы адронов, участвующих в реакции. Подобное предположение

означает, что в асимптотическом пределе сечения множественных процессов Γ определяются функциями безразмерных величин (например, $x = P_{\perp i} / P_{\perp max}$) и приблизительно не зависят от масс частиц и других размерных параметров.

В пространстве относительных скоростей с самого начала имеют дело с безразмерными релятивистски-инвариантными величинами v_{ik} , и при формулировке принципа автомодельности ¹⁹¹ исходят не из соображений размерности, а из условия существования асимптотического предела функции W при стремлении некоторых $v_{ik} \rightarrow \infty$. Бесконечность следует понимать как "физическую бесконечность", т.е. как величину, позволяющую провести разложение функции по степеням ($1/v_{ik}$). Тем самым коэффициенты разложения оказываются автомодельными по этой переменной. Такие свойства решений иногда называют автомодельностью второго рода, а соответствующие зависимости называются промежуточными асимптотиками. Иными словами, распределение вероятностей W в пространстве относительных скоростей v_{ik} можно представить в виде функции следующих переменных:

$$W(v_{\alpha\beta}, v_{\alpha i}, v_{\beta i}, \dots, v_{ik}, \dots) \Big|_{v_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{1}{v_{\alpha\beta}^m} W_m(v_{\alpha i}, \frac{v_{\beta i}}{v_{\alpha\beta}}, \dots). \quad (36)$$

Параметры m находятся из эксперимента или предсказываются теорией. В силу триангуляционных связей условие $v_{ik} \rightarrow \infty$ влечет за собой стремление к бесконечности некоторых других v_{ik} , в нашем примере $v_{\beta i}$. Решение не должно зависеть от бесконечных величин, но может зависеть от их отношений, имеющих конечную величину. Переменная $x = v_{\beta i} / v_{\alpha\beta}$ при $v_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$ конечна и переходит в известную переменную светового фронта $x = \chi_0 - \chi_2$. Предлагаемая формулировка (36) автомодельности сечений множественных процессов содержит как частный случай масштабную инвариантность - при масштабном преобразовании $P_i \rightarrow \lambda P_i$ величины v_{ik} преобразуются как $v_{ik} \rightarrow \lambda^2 v_{ik}$. Переменная $v_{\beta i} / v_{\alpha\beta}$, очевидно, инвариантна по отношению к такому преобразованию, однако остальные переменные, например $v_{\alpha i}$, - не инвариантны.

Таким образом, масштабная инвариантность является частным случаем автомодельности второго рода, когда зависимость от масштабно-неинвариантных переменных несущественна, и главным параметром подобия является переменная $v_{\beta i} / v_{\alpha\beta} = x$. Именно так была открыта в ИФВЭ масштабная инвариантность для адронных процессов: изучались инклюзивные спектры вторичных частиц под малыми углами (при $P_{\perp} \approx 0$). Для больших углов образования инклюзивных частиц подобие спектров отсутствует, если не учитывать существования второго - масштабного неинвариантного параметра подобия $v_{\perp i}$ в автомодельных спектрах инклюзивных частиц:

$$E \frac{d^2\sigma}{dP} = F(v_{\perp i}, \frac{v_{\beta i}}{v_{\alpha\beta}}).$$

Масштабная инвариантность при фиксированном $v_{\beta 1}$, очевидно, существует, однако при разных $v_{\beta 1}$ ожидать подобия спектров нельзя. Наш принцип автомодельности ротационно инвариантен, в отличие от предложений введения разных размерностей в разных направлениях для адронных процессов.

Формулировка принципа автомодельности и принципа ослабления корреляций позволяет предложить общую параметризацию сечений множественных процессов в пространстве относительных скоростей:

$$\begin{aligned} & W(v_{\alpha\beta}, v_{\beta i}, v_{\beta k}, v_{\beta k}, \dots) \xrightarrow{v_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \\ \rightarrow & \frac{1}{v_{\alpha\beta}^{n_2}} W^{\alpha}(v_{\beta i}, \frac{v_{\beta i}}{v_{\alpha\beta}}, \dots) \cdot W^{\beta}(v_{\beta k}, \frac{v_{\beta k}}{v_{\alpha\beta}}, \dots) \end{aligned} \quad (37)$$

Аutomодельность величин W , т.е. предположение о существовании универсальных асимптотик в различных областях релятивистских ядерных столкновений (ядерной, промежуточной и кварк-глюонной) является гипотезой и требует экспериментального обоснования. Ниже мы представляем основные результаты по экспериментальной проверке автомодельных свойств распределений вероятностей $W(v_{\alpha\beta}, v_{\beta i}, v_{\beta k}, \dots)$ в процессах множественного рождения.

§8. Лоренц-инвариантный метод выделения кластеров (струй) в пространстве относительных скоростей

Исследования последних лет различного типа взаимодействий при высоких энергиях: адрон-адронных, адрон-ядерных, e^+e^- - аннигиляции и глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния показали, что в процессах множественного рождения большую роль играют адронные струи, которые образуются в результате адронизации кварковых объектов. Много работ (см. например /15-23/) посвящено изучению и сравнению свойств адронных струй, образующихся в мягких и жестких взаимодействиях частиц, что дает информацию о механизме адронизации кварковых объектов в этих различных процессах и динамике их взаимодействий. Результаты исследований показали, что в мягких адрон-адронных столкновениях, аналогично e^+e^- и $\nu(\bar{\nu})W$ -взаимодействиям, наблюдается рождение в основном двухструй адронов, испускаемых в переднюю и заднюю полусферы в с.ц.и., которые образуются в

процессе адронизации испроизводимых кварков или дикварков, входящих в состав первичных адронов. На рис.6 приведены диаграммы возможных механизмов образования адронных струй в изученных в работах /19,20,23/ мягких $\bar{u}p$ столкновениях, e^+e^- -аннигиляции и глубоконеупругом $\nu(\bar{\nu})p$ -рассеянии. Свойства адронных струй в этих различных процессах подобны

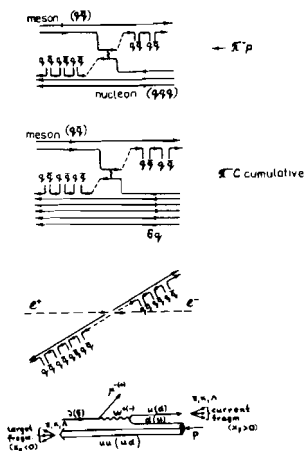


Рис.6. Диаграммы различных процессов.

/19,20,23/, но зависят от типа фрагментирующей системы (кварк или дикварк) и энергии столкновения. Аналогичные результаты были получены в работах /21-23/ при изучении свойств адронных струй, образующихся в кумулятивных $\bar{u}C$ -столкновениях. Диаграмма этого процесса также приводится на рис.6. Кумулятивные адрон-ядерные взаимодействия обычно связываются с существованием мультикварковых конфигураций в ядрах. При столкновении налетающих частиц с такими конфигурациями, как показано в работах /21-23/, в области фрагментации ядра-мишени рождаются струи, которые являются результатом адронизации кварков и дикварков, входящих в состав таких мультикварковых объектов. Свойства этих струй также подобны свойствам струй в мягких адрон-адронных, e^+e^- и $\nu(\bar{\nu})N$ -взаимодействиях, но зависят от типа фрагментирующей системы и энергии с.ц.и. столкновения (\sqrt{s}).

Однако традиционные методы выделения и изучения адронных струй основаны на использовании лоренц-неинвариантных переменных (сферисити, траст, переменная $x = \frac{2p_{||}}{p_{jet}}$ и др.), которые всегда определяются в с.ц.и. взаимодействующих объектов. Для адрон-адронных и адрон-ядерных столкновений ввиду составной структуры первичных частиц, определение с.ц.и. взаимодействия, во-первых, очень затруднительно, а во-вторых,

основано на каких-либо модельных предположениях, что приводит к модельной зависимости получаемых результатов.

Наш подход к определению струй как кластеров адронов в пространстве относительных скоростей с малыми значениями v_{ik} дает возможность релятивистски инвариантным способом выделять струи и изучать их свойства. Как отмечалось ранее, составление таблиц 1 для каждого события дает всю необходимую информацию об этом событии. Выделение групп вторичных частиц с величиной $v_{ik} \approx v^{ic} = 1/2$ при хорошем разрешении струй в пространстве относительных скоростей и большой множественности вторичных частиц в событии и будет соответствовать выделению кластеров (струй) адронов.

Экспериментально при промежуточных энергиях, где не наблюдается хорошего разделения струй, удобнее пользоваться для выделения двух струй величиной^{12,4/}:

$$A_2 = \min \left[- \sum_k (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - u_i^\beta)^2 \right]. \quad (38)$$

Для выделения трех струй - величиной:

$$A_3 = \min \left[- \sum_k (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - u_i^\beta)^2 - \sum_j (V_\gamma - u_j^\gamma)^2 \right] \quad (39)$$

и т.д.

Минимизация величин (38) и (39) дает возможность определить оси (центры) V_α , V_β , V_γ соответствующих кластеров частиц α , β и γ . Для минимизации A_2 , A_3 и т.д. в каждом событии с множественностью вторичных заряженных частиц n_{\pm} рассматриваются все возможные разбиения этих частиц на две (три и т.д.) группы. Из всего набора значений $A_2(A_3)$, соответствующих каждому разбиению, отбирается такая комбинация, которая дает минимальное значение этой величины.

Таким образом, выделение кластеров (струй) адронов в пространстве относительных скоростей производится путем отыскания при минимизации суммы квадратов 4-скоростей вторичных частиц центров кластеров V_α , V_β и т.д. Такая процедура, очевидно, является лоренц-инвариантной.

Эта процедура нахождения двух струй пионов была применена к $\bar{\pi}^+\pi^0$ и $\bar{\pi}^0\pi^0$ -столкновениям при импульсе 40 ГэВ/с. Данные по $\bar{\pi}^+\pi^0$ -взаимодействиям, так же как и по $\bar{\pi}^0\pi^0$ -столкновениям, были получены с пропановой пузырьковой камеры. Условия отбора и методические особенности подробно описаны в работах^{12,13/}. Здесь необходимо отметить, что вторичные протоны отличались по пробегу и ионизации от положительных пионов в интервале импульсов $180 \leq p_{\text{лаб}} \leq 800$ МэВ/с. Протоны с импульсом $p_{\text{лаб}} > 800$ МэВ/с считались $\bar{\pi}^+$ -мезонами. Статистика событий составила 17000 $\bar{\pi}^+\pi^0$ и 8791 $\bar{\pi}^0\pi^0$ -взаимодействий.

На рис. 7 представлены распределения по величине A_2 $\bar{\pi}$ - p -событий с множественностью вторичных заряженных пионов $N_{\pm} \geq 4$, полученных в эксперименте, и $\bar{\pi}$ - p событий, смоделированных на основе модели однородно-заполненного фазового объема. Распределение по множественности вторичных заряженных частиц в модели совпадало с экспериментальным.

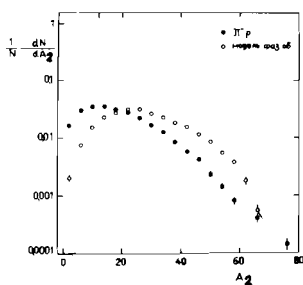


Рис.7. Распределение по величине A_2 $\bar{\pi}$ - p -взаимодействий при импульсе 40 ГэВ/с, полученных в эксперименте и по модели однородно-заполненного фазового объема.

Из рисунка можно видеть, что экспериментальное распределение по величине A_2 значительно уже смоделированного по фазовому объему, где кластеризация вторичных частиц заведомо отсутствует. Для сравнения $\bar{\pi}$ - p и $\bar{\pi}$ - C -событий, где множественности вторичных заряженных частиц отличаются, лучше пользоваться величиной

$$A_2^n = \min \left[\frac{1}{n_\alpha} \sum_k - (V_\alpha - U_k^\alpha)^2 - \frac{1}{n_\beta} \sum_i (V_\beta - U_i^\beta)^2 \right], \quad (40)$$

где n_α и n_β - множественности заряженных частиц в кластерах α и β соответственно. На рис.8 представлены распределения $\bar{\pi}$ - p и $\bar{\pi}$ - C -событий по величине A_2^n . Здесь же показано аналогичное распределение для $\bar{\pi}$ - p -событий, смоделированных по модели однородно-заполненного фазового объема. Из рисунка можно видеть, что экспериментальные распределения по величине A_2^n значительно уже смоделированного. Кроме того, распределение по величине A_2^n $\bar{\pi}$ - C -событий несколько шире, чем аналогичное распределение реальных $\bar{\pi}$ - p -событий.

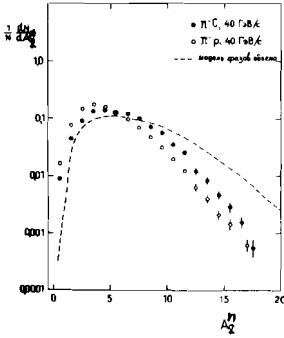
Из всего этого можно сделать следующие выводы:

а) в событиях как $\bar{\pi}$ - p , так и $\bar{\pi}$ - C -взаимодействий, наблюдается кластеризация вторичных частиц в пространстве относительных 4-скоростей в основном на два кластера (струи);

б) обнаруженное различие характера распределений событий по величине A_2^n для $\bar{\pi}$ - C и $\bar{\pi}$ - p -столкновений свидетельствует в пользу того, что в событиях $\bar{\pi}$ - C -взаимодействий возможно образование трех и более кластеров (струй) в этом пространстве.

Рис. 8.

Распределения по величине $A_2^n \bar{\pi}p$, $\bar{\pi}C$ -взаимодействий при импульсе 40 ГэВ/с, полученных в эксперименте, и $\bar{\pi}p$ -событий по модели однородно-заполненного фазового объема.



В дальнейшем считалось, что в событии наблюдается кластеризация на две группы частиц α и β , если средние значения $\langle v_k^\alpha \rangle$ и $\langle v_i^\beta \rangle$ для каждой группы были меньше, чем расстояния $v_{\alpha\beta} = - (V_\alpha - V_\beta)^2$ между ними в пространстве относительных 4-скоростей. Другими словами, величины $\langle v_k^\alpha \rangle$ и $\langle v_i^\beta \rangle$ должны удовлетворять условиям:

$$\langle v_k^\alpha \rangle < v_{\alpha\beta} \quad \text{и} \quad \langle v_i^\beta \rangle < v_{\alpha\beta}. \quad (41)$$

Кроме того, считалось, что два кластера (струи) разделяются в пространстве 4-скоростей, если для них выполняется условие:

$$v_{\alpha\beta} \geq 10. \quad (42)$$

Последнее следует из данных работ^{18,25,26/}, в которых было показано, что среднее значение $\langle v_k \rangle$ (см. формулу (14)) для пионов в струях равно $\langle v_k \rangle \approx 4 \div 5$, а доля частиц в струях с $v_k > 10$ составляет около 5%. По этим критериям было отобрано $\sim 70\%$ $\bar{\pi}p$ и $\bar{\pi}C$ -взаимодействий с множественностью пионов $n_{\pm} \geq 4$. В работе^{124/} рассматривалось влияние различных условий отбора $v_{\alpha\beta} \geq 5, 10, 15$ на характеристики частиц в струях. Условие $v_{\alpha\beta} \geq 5$ приводит к отбору $\sim 90\%$ $\bar{\pi}p$ и $\bar{\pi}C$ -событий, а $v_{\alpha\beta} \geq 15$ - только 50%.

Для определения области образования струй использовались релятивистски-инвариантные переменные X_{SM} и X_{SM} , которые характеризуют долю 4-импульса первичных частиц, уносимых струей. Эти переменные выражаются в следующем виде:

$$X_{SM} = \frac{M_{\alpha(\beta)}}{m_{\bar{I}}} \cdot \frac{(V_{\alpha(\beta)} U_{\bar{I}})}{(U_{\bar{I}} U_{\bar{II}})} \quad (43)$$

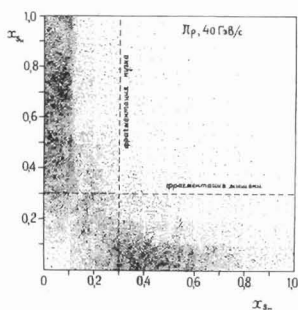
и

$$X_{SM} = \frac{M_{\alpha(\beta)}}{m_{\bar{II}}} \cdot \frac{(V_{\alpha(\beta)} U_{\bar{I}})}{(U_{\bar{I}} U_{\bar{II}})}.$$

Здесь $M\alpha(\beta)$ - эффективная масса струи α или β ; m_I - масса налетающей частицы, а m_{II} - масса мишени (для ядра $m_{II} = m_0 = 931$ МэВ). Выражения (43) справедливы для струй, состоящих из частиц с одинаковой массой. Они получаются из законов сохранения, которые в партонных переменных можно записать в виде:

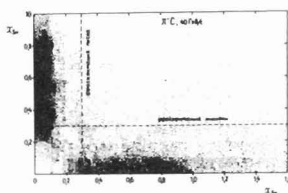
$$x_{I^-} P_{I^-} + x_{II^-} P_{II^-} = P_{I^-S} + P_{II^-S} + P_X, \quad (44)$$

где P_{I^-} , P_{II^-} ; P_{I^-S} , P_{II^-S} и P_X - 4-импульсы первичных частиц, двух струй и группы частиц, не вошедших в струи. Выражения (43) легко получить, умножая левую и правую части равенства (44) на P_{I^-} (или P_{II^-}) и пренебрегая в нем малыми членами.

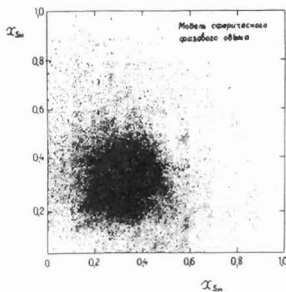


а)

Рис.9. Распределения струй пионов по переменным x_{SM} и x_{SH} в $\bar{p}p$ (а), и $\bar{p}C$ (б) - взаимодействиях и по модели однородно-заполненного фазового объема для $p\bar{p}$ -событий /в/.



б)



в)

На рис.9 а,б,в приведены двумерные диаграммы по переменным x_{SM} и x_{SH} для струй пионов, выделенных описанием выше способом, в реальных $\bar{p}p$ и $\bar{p}C$ -столкновениях, а также в $\bar{p}p$ -событиях, смоделированных по модели однородно-заполненного фазового объема. Здесь область больших значений переменной x_{SM} соответствует области фрагментации мишени, а область больших значений x_{SH} - фрагментации налетающего пиона. Из рисун-

ков можно видеть, что в реальных событиях как π^-p , так и π^-C -взаимодействий пионы образуют в основном две группы, расположенные на диаграмме либо в области фрагментации мишени /р, С/, либо в области фрагментации налетающего пиона. В случае смоделированных событий такого эффекта не наблюдается. Пунктиром на диаграммах отмечены границы области значений переменных \mathcal{X}_{SM} и \mathcal{X}_{SH} , которые в дальнейшем использовались нами для выделения струй, образующихся в областях фрагментации мишени и налетающего пиона. Эти области соответствуют следующим значениям переменных: для области фрагментации мишени - $\mathcal{X}_{SH} \geq 0,3$ и $\mathcal{X}_{SM} < 0,3$, а для области фрагментации налетающей частицы - $\mathcal{X}_{SM} \geq 0,3$ и $\mathcal{X}_{SH} < 0,3$. Рассматривались также другие условия отбора струй, например, $\mathcal{X}_{SM}, \mathcal{X}_{SH} \geq 0,2$, или $\mathcal{X}_{SH} > \mathcal{X}_{SM}$ (фрагментация пучка), $\mathcal{X}_{SM} > \mathcal{X}_{SH}$ (фрагментация мишени). Различные условия отбора не оказывают существенного влияния на основные выводы работы.

Имеет смысл сопоставить новый метод выделения струй с одним из известных, традиционно используемых в литературе. Например, методом обработки данных в импульсном пространстве, в котором восстановление осей струй основано на минимизации суммы квадратов поперечных импульсов вторичных частиц относительно оси струй в с.ц.и. сталкивающихся объектов (т.е. нахождения величины "сферисити" $S = \frac{3}{2} \min \sum_k p_{\perp k} / \sum_k |p_{\perp k}|^2$) /19, 20, 23/. Указанное сопоставление было проведено для π^-p -взаимодействий, где величина сферисити находилась в с.ц.и. столкновений. На рис. 10 а, б пока-

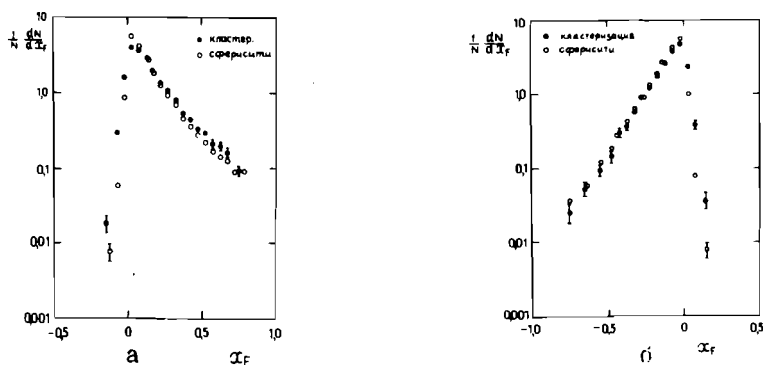


Рис.10. Распределения заряженных пионов по переменной Фейнмана \mathcal{X}_F для струй, образующихся в π^-p -взаимодействиях в областях фрагментации пучка (а) и мишени (б). Выделение струй производилось двумя методами: с помощью переменной сферисити (о) и путем минимизации величины A_2 (●) в пространстве 4-х мерных относительных скоростей.

зано распределение $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов в струях, выделенных двумя описанными выше методами, в зависимости от переменной $x_F = 2p_{\parallel}^*/\sqrt{S}$. Здесь p_{\parallel}^* - продольный импульс пионов в с.ц.и. $\bar{\pi}^{\pm}p$ -столкновений, а \sqrt{S} - инвариантная энергия. Рис.10а соответствует струям, образующимся в области фрагментации налетающего пиона, а 10б - в области фрагментации мишени. Из рисунков можно видеть, что распределения заряженных пионов в струях, восстановленных двумя методами, приблизительно одинаковы. Это и позволяет называть находимые нами инвариантные кластеры струями. Небольшие различия связаны в основном с тем обстоятельством, что в методе, использующем переменную сферисити, восстанавливается только одна ось, которая является общей для обеих струй, в то время как метод минимизации суммы квадратов 4-х мерных относительных скоростей восстанавливает две оси, которые в общем случае расположены под некоторым углом друг к другу.

Для выделенных релятивистски-инвариантным способом струй с множественностью $n_{\pm} \gg 2$ были получены распределения $\bar{\pi}^-$ -мезонов по величине v_k (14) в $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -взаимодействиях. Отдельно анализировались распределения по v_k для струй, образующихся как в области фрагментации мишени, так и в области фрагментации налетающего пиона (рис.11). Здесь же на рисунке приведено распределение по v_k $\bar{\pi}^-$ -мезонов в струях, выделенных описанным выше методом, в смоделированных по сферическому фазовому объему $\bar{\pi}^-p$ -событиях.

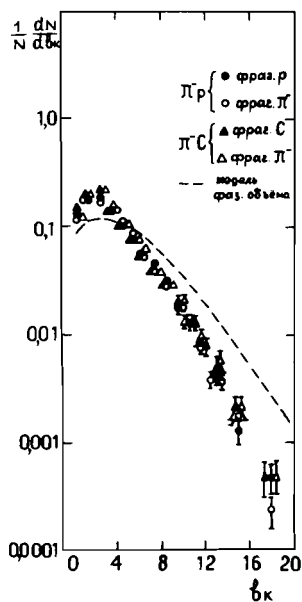


Рис.11. Распределения $\bar{\pi}^-$ -мезонов по величине v_k в струях, образующихся в различных типах событий.

Средние значения $\langle v_k \rangle$ для $\bar{\pi}^-$ -мезонов приведены в таблице 2.

Таблица 2
Средние характеристики частиц в струях

Тип взаимодействия	Область фрагмент.	N стр. с $n \pm \geq 2$	$\langle n \pm \rangle$	$\langle v_k(\bar{\pi}^-) \rangle^{(*)}$
$\bar{\pi}^-p$, 40 ГэВ/с	фрагм. пучка	4940	$3,78 \pm 0,02$	$3,68 \pm 0,03$
	фрагм. мишени	3267	$3,84 \pm 0,03$	$3,71 \pm 0,04$
$\bar{\pi}^-C$, 40 ГэВ/с	фрагм. пучка	2516	$3,87 \pm 0,03$	$3,88 \pm 0,04$
	фрагм. мишени	2882	$4,53 \pm 0,04$	$3,7 \pm 0,04$
Модель фазового объема для $\bar{\pi}^-p$ -событий	фрагм. пучка	1449	$3,62 \pm 0,04$	$4,99 \pm 0,07$
	фрагм. мишени	1414	$3,52 \pm 0,04$	$5,11 \pm 0,07$

х) Ошибки приводятся статистические. Систематические ошибки, возникающие из-за погрешностей в идентификации положительных частиц, составляют $\sim 10\%$.

Распределения по переменной v_k положительных пионов в струях в $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -столкновениях не сравнивались между собой ввиду погрешностей, возникающих из-за примеси неидентифицированных протонов. Из приведенных данных видно, что и распределения, и средние значения $\langle v_k(\bar{\pi}^-) \rangle$ одинаковы в пределах экспериментальных ошибок в $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -взаимодействиях как в области фрагментации мишени, так и в области фрагментации налетающего пиона. Для модели однородно-заполненного фазового объема $\bar{\pi}^-p$ -событий средние значения $\langle v_k \rangle$ пионов в струях существенно больше, чем для реальных взаимодействий. Из таблицы 2 видно, что среднее значение $\langle v_k \rangle$ в струях в эксперименте равно $3,7 \div 3,8$. В то же время среднее расстояние между струями в пространстве 4-мерных относительных скоростей $\langle v_{k\beta} \rangle \simeq 25$, т.е. существенно больше, чем $\langle v_k \rangle$. Эти данные также свидетельствуют в пользу того, что в пространстве 4-мерных относительных скоростей наблюдается кластеризация пионов в $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -столкновениях при импульсе налетающего пиона 40 ГэВ/с.

Совпадение распределений по v_k пионов в струях в $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -событиях в рамках рассматриваемых моделей образования струй означает,

что адронизация кварков и дикварков в пионы одинакова в этих переменных и не зависит от свойств родительской системы (пион, протон или многокварковая конфигурация в ядре). Следует заметить, что анализ функций фрагментации кварков, дикварков и мультикварковых конфигураций в адроны^{/19-23/} с помощью неинвариантных переменных, как отмечалось выше, показал зависимость этих функций от типа фрагментирующей кварковой системы. Этот результат является, по-видимому, следствием релятивистски неинвариантного подхода.

Из свойств полученных распределений по переменной v_k можно также сделать вывод о том, что адронизация цветных объектов, выбитых из легких ядер, происходит в основном за пределами ядра.

§9. Автомодельные свойства функции $W(v_{kz}, v_{ki}, v_{zi}, \dots)$ в области кварк-глюонной физики

9.1. Универсальность свойств четырехмерных адронных струй в мягких адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях

Для изучения автомодельных свойств распределений вероятностей $W(v_{kz}, v_{ki}, v_{zi}, \dots)$ используется набор экспериментальных данных по адрон-адронным и адрон-ядерным взаимодействиям различных типов в интервале энергий от 6 до 205 ГэВ^{/25,26/}. Типы взаимодействий и статистика событий приведены в таблице 3.

Статистика событий

Таблица 3

№ пп	Тип взаимодействия	$P_{\text{лаб}}$ ГэВ/с	Статистика
1	pp	205	5025
2	$\bar{p}p$	40	17376
3	$\bar{p}C$	40	8791
4	$\bar{p}p$	22,4	44877
5	$\bar{p}p$	12	72099
6	$\bar{p}p$	5,7	68103
7	$p(C_3H_8)$	10	2732
	pTa	10	1913
8	$\bar{p}N$	$\langle E_{\gamma} \rangle = 35$ ГэВ	8000

Данные по $\bar{p}p$ -соударениям при $P = 22,4$ ГэВ/с были получены с помощью 2-м водородной пузырьковой камеры /"Людмила"/, облученной антипротонами на ускорителе ИФВЭ (г.Сурпухов). Результаты по $p(C_3H_8)$ - и pTa-взаимодействиям при $P_{\text{лаб}}$ 10 ГэВ/с были получены при облучении 2-м пропановой камеры с танталовыми пластинками внутри ее объема в пучке прото-

нов на синхрофазотроне ОИЯИ. Данные по pp -взаимодействиям при $P_{\text{лаб}} = 205$ ГэВ/с и $\bar{p}p$ -соударениям при $P_{\text{адр}} = 5,7$ и 12 ГэВ/с были получены с помощью 76-см водородной камеры (ФИАЛ) и 81-см и 2-м водородных камер (ЦЕРН).

Методические особенности экспериментов описаны в работах /27-31/. Для анализа использовались магнитные ленты суммарных результатов, содержащие информацию о кинематических параметрах событий. В водородных камерах вторичные протоны идентифицировались по пробегу и ионизации в интервале импульсов от 0,1 до 1,5 ГэВ/с. Однако для сравнения с данными по $\bar{p}p$, $\bar{p}C$, $p(C_3H_8)$ и pTa , полученными с помощью пропановой камеры, импульсный интервал идентификации протонов ограничивался до $P = 0,8$ ГэВ/с. Остальные протоны с $P > 0,8$ ГэВ/с считались $\bar{\pi}^+$ -мезонами.

Для упрощения процедуры выделения струй использовались релятивистски-инвариантные переменные \mathcal{X}_N^i и \mathcal{X}_M^i , которые характеризуют долю 4-импульсов первичных адронов, уносимую вторичными частицами:

$$\mathcal{X}_N^i = \frac{m_i}{m_{\bar{\pi}^+}} \frac{(u_i u_{\bar{\pi}^+})}{(u_{\bar{\pi}^+} u_{\bar{\pi}^+})} ; \quad \mathcal{X}_M^i = \frac{m_i}{m_{\bar{\pi}^+}} \frac{(u_i u_{\bar{\pi}^+})}{(u_{\bar{\pi}^+} u_{\bar{\pi}^+})}. \quad (45)$$

Для случая ядерных столкновений вместо $m_{\bar{\pi}^+}$, как и раньше, подставлялась атомная единица массы $m_0 = 931$ МэВ. На рис.12 приведено двумерное распределение по переменным \mathcal{X}_M и \mathcal{X}_N для заряженных пионов, образующихся в $\bar{p}C$ -взаимодействиях, которое имеет типичный вид для всех исследуемых процессов.

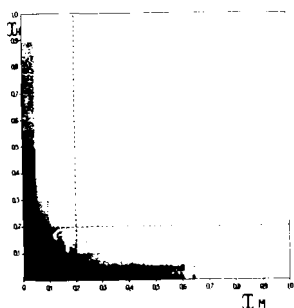


Рис.12. Распределения $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов по переменным \mathcal{X}_M и \mathcal{X}_N в $\bar{p}C$ -взаимодействиях.

Область больших значений \mathcal{X}_M соответствует области фрагментации мишени, а больших значений \mathcal{X}_N - области фрагментации налетающего адрона. Как видно из рисунка, уже при $\mathcal{X}_M (\mathcal{X}_N) \geq 0,1$ и одновременно $\mathcal{X}_M \mathcal{X}_N < 0,1$ области фрагментации пучка и мишени разделяются достаточно хорошо. Действительно, в области перекрытия ($\mathcal{X}_M > 0,1$ и $\mathcal{X}_N > 0,1$), где частицы нельзя отнести к той или иной струе, попадает $\sim 2\%$ частиц. Эти частицы с боль-

шой вероятностью образуются в жестких процессах, так как их средний поперечный импульс равен $1,7 \pm 0,1$ ГэВ/с. Такие частицы в состав струи не включались. Пионы с малыми значениями переменных x_M ($x_M < 0,1$) также не включались в струи, так как эти частицы нельзя определенно отнести к какой-либо области рождения. Предполагалось, кроме того, что в области малых значений x_M и x_M заметно проявляется кварк-кварковое взаимодействие в адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях /19, 20/.

При сравнении различных типов взаимодействий из адрон-адронных столкновений исключались дифракционные события /23/. Итак, к струе, образующейся в области фрагментации мишени, относились пионы с $x_M \geq 0,1$ и $x_M < 0,1$; в области фрагментации пучка - с $x_M \geq 0,1$ и $x_M < 0,1$. При более жестком отборе к струе в области фрагментации мишени относились $\bar{\pi}^\pm$ -мезоны с $x_M \geq 0,2$ и $x_M < 0,2$, а в области фрагментации пучка - с $x_M \geq 0,2$ и $x_M < 0,2$. Для отобранных таким образом вторичных частиц находились оси струй V_α и V_β и изучалось распределение $\bar{\pi}^-$ -мезонов по переменной b_k (14).

На рис. 13-15 показаны распределения $\bar{\pi}^-$ -мезонов по величине b_k , нормированные по площади на единицу, для $\bar{\pi}^-p, \bar{\pi}^-C, pp$ и $\bar{p}p$ -взаимодействий в областях фрагментации пучка и мишени.

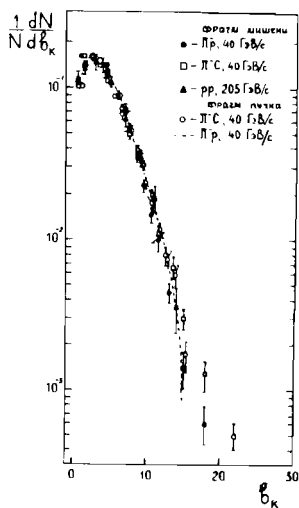


Рис. 13. Распределения $\bar{\pi}^-$ -мезонов по величине b_k в струях, образующихся в области фрагментации пучка ($x_M \geq 0,1$ и $x_M < 0,1$) и мишени ($x_M \geq 0,1$ и $x_M < 0,1$) для различных типов взаимодействий.

В таблице 4 приводятся средние значения $\langle b_k(\bar{\pi}^-) \rangle$ в струях для разных типов взаимодействий. Распределения на рис. 13, 14 и данные в табл. 4 указывают на универсальный характер распределения $\bar{\pi}^-$ -мезонов в струях по масштабнo-инвариантному параметру подобия b_k , форма которо-

го, начиная с импульса $P_{\text{лаб}} \geq 22$ ГэВ/с, перестает зависеть от энергии и типа взаимодействия. Эта универсальность более четко проявляется при более жестком отборе частиц ($x_M \geq 0,2$ или $x_M \leq 0,2$), принадлежащих струям (рис.14). Из рисунка 15 и табл.4 видно также, что при меньших энергиях $P_{\text{лаб}} < 22$ ГэВ/с распределения по v_k становятся более узкими, и средние значения $\langle v_k \rangle$ уменьшаются. Это может быть связано с ограниченностью фазового объема при меньших энергиях, которая приводит к сужению распределений по этой переменной. Кроме того, при $P_{\text{лаб}} < 22$ ГэВ/с в $\bar{p}p$ -столкновениях увеличивается доля аннигиляционных процессов (до $\sim 40\%$), которая по общепринятым представлениям^{132/} может иметь многоструйный характер, что также будет приводить к уменьшению значений $\langle v_k \rangle$.

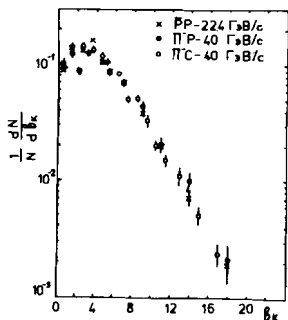


Рис.14. Распределения $\bar{\pi}^-$ -мезонов по величине v_k в струях, образующихся в области фрагментации мишени ($x_M \geq 0,2$ и $x_M < 0,2$) в различных типах взаимодействий.

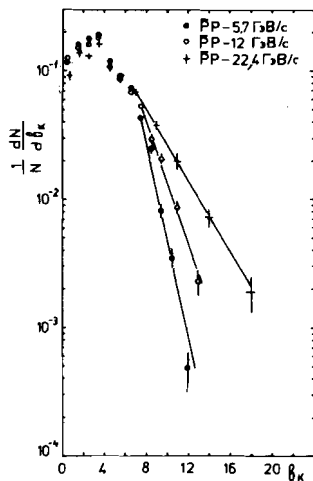


Рис.15. Распределения $\bar{\pi}^-$ -мезонов по величине v_k в струях, образующихся в области фрагментации мишени ($x_M \geq 0,2, x_M < 0,2$) для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 5,7; 12 и 22,4 ГэВ/с.

Таким образом, анализ распределений $\bar{\pi}^-$ -мезонов по величине v_k в струях, образующихся в мягких адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях, показывает замечательную универсальность этих распределений, не зависящую ни от энергии взаимодействия при $P_{\text{лаб}} = 22 \pm 205$ ГэВ/с, ни от типа фрагментирующей системы ($p, \bar{\pi}^-, \bar{p}, C$). Значения $\langle v_k \rangle \approx 4$

характеризуют квадрат средней 4-скорости \bar{v}^- -мезонов относительно оси струй при фрагментации различных кварковых объектов.

Средние значения $\langle v_k \rangle$ для $\bar{\pi}^-$ -мезонов в различных типах взаимодействий

Таблица 4

Тип взаимодействия	$P_{\text{лаб}}$, ГэВ/с W , ГэВ	Область фрагментации	$\langle v_k(\bar{\pi}^-) \rangle^{(*)}$
pp	205 ($\sqrt{S} = 19,7$)	фрагм. мишени	$4,5 \pm 0,1$
$\bar{\pi}^-p$	40 ($\sqrt{S} = 8,7$)	фрагм. пучка	$4,21 \pm 0,03$
$\bar{\pi}^-C$	40	фрагм. пучка	$4,19 \pm 0,04$
$\bar{D}N$	$\langle W \rangle = 8$	фрагм. тока	$4,12 \pm 0,17$
$\bar{\pi}^-p$	40 ($\sqrt{S} = 8,7$)	фрагм. мишени	$4,06 \pm 0,04$
$\bar{\pi}^-C$	40	фрагм. мишени	$4,36 \pm 0,04$
$\bar{D}N$	$\langle W \rangle = 8$	фрагм. мишени	$4,16 \pm 0,30$
$\bar{p}p$	22,4 ($\sqrt{S} = 8,6$)	фрагм. мишени	$3,95 \pm 0,03$
$\bar{D}N$	$\langle W \rangle = 4,9$	фрагм. тока	$3,68 \pm 0,11$
$\bar{D}N$	$\langle W \rangle = 3,5$	фрагм. тока	$3,17 \pm 0,11$
$\bar{D}N$	$\langle W \rangle = 4,9$	фрагм. мишени	$3,45 \pm 0,19$
$p(C_3H_8) + pTa$	10	фрагм. мишени	$2,13 \pm 0,04$
$\bar{p}p$	12 ($\sqrt{S} = 4,9$)	фрагм. мишени	$3,53 \pm 0,01$
$\bar{p}p$	5,7 ($\sqrt{S} = 3,6$)	фрагм. мишени	$3,21 \pm 0,01$
$\bar{D}N$	$\langle W \rangle = 3,5$	фрагм. мишени	$2,75 \pm 0,15$

x) В таблице приводятся только статистические ошибки. Систематические ошибки, возникающие из-за неправильной идентификации положительных частиц, составляют $5 \pm 10\%$.

Обнаруженная универсальность свойств 4-мерных адронных струй указывает на то, что адронизация кварковых систем определяется динамикой взаимодействия цветного заряда с КХД-вакуумом (подробнее см. ниже п.9.3.).

9.2. Универсальность свойств 4-мерных струй в мягких и жестких взаимодействиях частиц

Особую актуальность приобретает применение инвариантного метода анализа адронных струй к жестким процессам, например, $\nu(\bar{\nu})N$ -взаимодействиях, в которых струи образуются заведомо в результате адрони-

зации цветных кварковых объектов в вакууме в отличие от мягких адрон-адронных и адрон-ядерных столкновений, где в описании процессов образования струй значительную роль могут играть эффекты взаимодействия в конечном состоянии. В этой связи были проанализированы свойства адронных струй в глубоконеупругих $\bar{\nu}N$ -столкновениях^{/33-35/}, в которых, согласно существующим представлениям, образуется "изолированный" (выбитый) кварк, адронизирующийся в вакууме, и дикварк, адронизация которого подобна мягкой адронизации кварков и дикварков в адрон-адронных соударениях (рис.6). Для анализа использовался экспериментальный материал по $\bar{\nu}N$ -взаимодействиям, полученный коллаборацией ИФВЭ, ИТЭФ, ФИАН и Мичиганского университета на ускорителе ФНАЛ с помощью 15-футовой пузырьковой камеры, наполненной смесью неона и водорода (64% атомов Ne). Камера облучалась в пучке мюонных антинейтрино с широким энергетическим спектром. Всего было измерено около 8000 взаимодействий:

$$\bar{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + \sum_i h_i, \quad (46)$$

в которых $E_\mu \gtrsim 4$ ГэВ и $E_{\bar{\nu}} \gtrsim 10$ ГэВ, при этом $\langle E_{\bar{\nu}} \rangle = 35$ ГэВ. Методические особенности эксперимента описаны в работах^{/36,37/}. При выделении глубоконеупругих $\bar{\nu}N$ -столкновений с валентными u -кварками отбирались события с $q^2 = -q^2 \gtrsim 1$ (ГэВ/с) и

$$x_6 = \frac{Q^2}{2(P \cdot q)} \gtrsim 0,1, \quad (47)$$

где q - 4-импульс, переданный нуклону, P - четырехимпульс нуклона. Для выделения области множественного рождения требовалось, чтобы $W \gtrsim 9 \text{ ГэВ}^2$ (W - полная энергия адронов в с.ц.и.). Отбор событий с учетом этих критериев уменьшает статистику событий до 2383 взаимодействий. Чтобы исключить ядерные эффекты, связанные с каскадным размножением нуклоном в ядре неона, использовались условия: $\sum_i e_i = 0$ или -1 и $n_N \leq 1$ (e_i - заряд вторичных частиц, n_N - число вторичных нуклонов во взаимодействии). В результате было отобрано для анализа около 1000 событий глубоконеупругих взаимодействий $\bar{\nu}$ с валентными u -кварками и $W \gtrsim 3$ ГэВ. В дальнейшем отбирались также $\bar{\nu}N$ -события, для которых не требовалось выполнения условия (47). Все полученные распределения и средние значения экспериментально измеренных величин оказались одинаковыми в пределах ошибок эксперимента для обоих случаев. Поэтому в работе для увеличения статистики приводятся суммарные результаты для случаев взаимодействий с валентными и морскими u -кварками.

По традиционным представлениям в $\bar{\nu}N$ -столкновениях частицы с $y_i^* > 0$ (где y_i^* -быстрота в собственной системе покоя адронов) относятся к струе выбитого кварка, а с $y_i^* < 0$ - к струе оставшегося от нук-

лона дикварка. Для отобранных таким образом пионных струй (протоны в этом анализе не рассматривались) находилась ось струй V по формуле (12) и строилось распределение по величине v_k (14) для $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов аналогично рассмотренным ранее адронным и адрон-ядерным соударениям. Для выяснения энергетической зависимости распределений пионов по переменной v_k в $\bar{\nu}N$ -столкновениях, последние разделялись по энергии на три интервала:

- 1) $W = 3 \div 4$ ГэВ; 2) $W = 4 \div 6$ ГэВ; 3) $W \geq 6$ ГэВ.

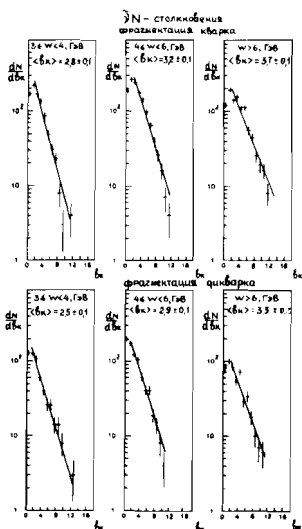


Рис.16. Распределения $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов по величине v_k в струях, образующихся в процессах фрагментации кварков и дикварков в $\bar{\nu}N$ -столкновениях в различных интервалах энергии W адронной системы. Сплошные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью.

На рис.16 показаны распределения $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов по величине v_k в струях, образовавшихся при фрагментации выбитого кварка и оставшегося дикварка, для трех интервалов энергии адронной системы. Распределения $\bar{\pi}^+$ и $\bar{\pi}^-$ -мезонов по переменной v_k в струях одинаковы в пределах экспериментальных ошибок, поэтому на этом рисунке показано их суммарное распределение. Из рисунка видно, что в области $v_k \geq 2$ все распределения имеют экспоненциальный характер:

$$\frac{dN}{dv_k} = A \exp(-v_k/B). \quad (48)$$

В таблице 5 приводятся средние значения $\langle v_k(\bar{\pi}^-) \rangle$, вычисленных по спектрам, и величины B , полученные при аппроксимации экспериментальных распределений зависимостью (48).

Как видно из таблицы, средние значения $\langle v_k \rangle$ и параметры B одинаковы в пределах ошибок эксперимента для процессов фрагментации кварков и дикварков при одной и той же энергии и растут с увеличением W .

Средний размер струи в пространстве 4-мерных относительных скоростей и в этом случае равен: $\langle v_k \rangle = 3 \div 4$.

Таблица 5

Средние значения $\langle v_k \rangle$ и параметра B
для $\bar{\pi}^-$ -мезонов в $\bar{\nu}N$ -столкновениях

W , ГэВ	Фрагментация пучка		Фрагментация мишени	
	$\langle v_k \rangle$	B	$\langle v_k \rangle$	B
$3 \div 4$	$2,8 \pm 0,1$	$2,5 \pm 0,3$	$2,54 \pm 0,12$	$2,22 \pm 0,26$
$4 \div 6$	$3,22 \pm 0,09$	$2,71 \pm 0,20$	$2,91 \pm 0,13$	$2,58 \pm 0,26$
≈ 6	$3,71 \pm 0,12$	$3,52 \pm 0,26$	$3,47 \pm 0,17$	$3,95 \pm 0,66$

Для того, чтобы более точно провести сравнение с данными по мягким адрон-адронным и адрон-ядерным соударениям, выделение струй в $\bar{\nu}N$ -столкновениях производилось с обрезанием пионов по переменным x , аналогично ранее описанному выделению струй в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях. Обозначим условно процесс образования струй в $\bar{\nu}N$ -столкновениях следующим образом:

$$\bar{\nu} + N \longrightarrow J_q + J_{qq}, \quad (49)$$

где J_q обозначает струю выбитого кварка, и J_{qq} - оставшегося от нуклона дикварка. Отбор частиц, принадлежащих к той или иной струе, осуществлялся с помощью инвариантных переменных:

$$x_q^k = \frac{(P_{qq} \cdot P_k)}{(P_q \cdot P_{qq})}$$

$$x_{qq}^k = \frac{(P_q \cdot P_k)}{(P_q \cdot P_{qq})}, \quad (50)$$

где $P_q = x P_N + q$, а $P_{qq} = (1 - x) P_N$. Здесь P_N, P_k - 4-импульсы нуклона и k -той частицы, индексы q (qq) обозначают принадлежность частицы к струе выбитого кварка или оставшегося от нуклона дикварка. К струе выбитого кварка относились частицы с $x_q^k \geq 0,1$, а к струе дикварка - $x_{qq}^k \geq 0,1$. Кроме того, чтобы разделить адроны в области перекрывания струй, использовалось дополнительное условие: $y_k^* \geq 0$ - для фрагментации кварка и $y_k^* < 0$ - для фрагментации дикварка. Значения $\langle v_k \rangle$ для $\bar{\pi}^-$ -мезонов, полученные при таком отборе струй для трех интервалов энергии, приведены в таблице 4 совместно с данными для адрон-адронных и адрон-ядерных соударений. Как видно из таблицы, значения $\langle v_k(\bar{\pi}^-) \rangle$ для

$\bar{\nu}N$ - взаимодействия совпадают в пределах однократной ошибки как в процессах фрагментации кварков, так и дикварков, с величиной $\langle v_k(\bar{\pi}^-) \rangle$ для мягких струй в адрон-адронных и адрон-ядерных соударениях при одинаковых значениях энергий $\sqrt{S} = W$ в с.ц.и.

Таким образом, из этих результатов можно сделать вывод о том, что адронизация кварков и дикварков в мягких и жестких взаимодействиях частиц в пространстве относительных 4-скоростей оказывается универсальной, не зависящей от происхождения и свойств системы, несущей цветной заряд.

Основные результаты совместного анализа свойств адронных струй в мягких адрон-адронных, адрон-ядерных и $\bar{\nu}N$ -столкновениях представлены на рис.17: приводятся средние значения квадрата 4-скорости отрицательных пионов $\langle v_k \rangle$ относительно оси струй, образующихся в различных процессах ($\bar{p}p, \bar{\pi}^-p, \bar{\pi}^-C, p\rho$ и $\bar{\nu}N$) в зависимости от энергии в с.ц.и. взаимодействия $\sqrt{S} = W$. Здесь же показаны аналогичные расчеты $\langle v_k \rangle$

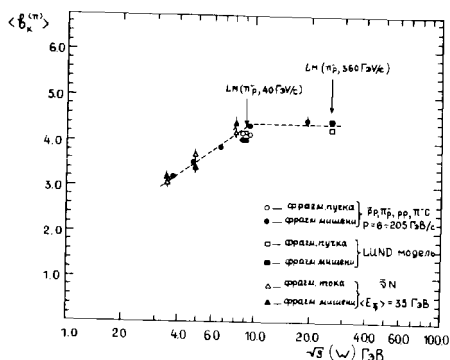


Рис.17. Зависимость средних значений $\langle v_k \rangle$ для $\bar{\pi}^-$ -мезонов в струях в различных процессах от энергии $\sqrt{S} = W$ в с.ц.и.

для $\bar{\pi}^-$ -мезонов в струях в $\bar{\pi}^-p$ -взаимодействиях при $P_{\text{лаб}} = 40$ и 360 ГэВ/с, смоделированных в рамках LUND-модели^{/38/} и хорошо описывающих экспериментальные одночастичные распределения вторичных частиц при не очень высоких энергиях^{/39-40/}. Как видно из рисунка, средние значения $\langle v_k \rangle$ в струях растут с ростом энергии $\sqrt{S} = W$, а для $\sqrt{S} > 6$ ГэВ или $\langle v_k \rangle \geq 10$ выходят на асимптотический режим. Средний размер пионной струи при этом составляет $\langle v_k \rangle \approx 4$.

Таким образом, в результате проведенного анализа показано, что распределения адронов по v_k в струях имеют универсальный характер как в мягких, так и в жестких столкновениях частиц, не зависящий ни от типа фрагментирующей кварковой системы, ни от энергии взаимодействия для

$$\sqrt{s} = W > 6 \text{ ГэВ} \quad (\text{или } v_{y_1, y_2} \geq 10).$$

Эта универсальность, по нашим представлениям, свидетельствует о том, что свойства струй определяются взаимодействием цветного заряда с вакуумом и не зависят от происхождения цветной кварковой системы.

Полученная универсальность распределений по масштаб-но-инвариантному параметру подобия β_k адронов в струях, т.е. универсальность свойств функции $W(\beta_k)$, в различных типах взаимодействий при $P_{\text{лаб}} \geq 22 \text{ ГэВ/с}$ ($\sqrt{s} = W > 6 \text{ ГэВ}$) показывает справедливость при $\langle \beta_{\alpha\beta} \rangle \geq 10$ высказанной гипотезы об автомодельных свойствах (37) распределений вероятности $W(\beta_{\alpha\beta}, \beta_{\alpha i}, \beta_{\beta i}, \dots)$.

Для дальнейшей проверки гипотезы об автомодельности в последующих разделах статьи приводится анализ свойств функций распределений вероятностей $W(\beta_{\alpha\beta})$ и $W(x_k)$, где $x_k = \frac{\beta_{\alpha i}}{\beta_{\alpha\beta}}$ или $\frac{\beta_{\beta i}}{\beta_{\alpha\beta}}$ - масштаб-но-инвариантные параметры подобия в различных типах взаимодействий.

9.3. Наблюдаемость цветных зарядов

В литературе распространено утверждение о том, что цветные объекты, в частности, кварки и глюоны, ненаблюдаемы, так как они сильно взаимодействуют с вакуумными флуктуациями и немедленно превращаются в адроны. Рассмотрим, однако, в чем состоят критерии наблюдаемости микрообъектов.

Наблюдаемость нейтронов или нейтрино не вызывает сомнений в силу того, что их вторичные взаимодействия (которые, собственно говоря, и наблюдаются) происходят на значительном расстоянии от места их образования, а также в силу применимости к изолированным системам универсальных кинематических законов. Очевидно, что измеримость расстояния между точкой образования объекта и точкой ее вторичного взаимодействия или распада не является необходимым критерием наблюдаемости. В наблюдаемости таких нестабильных частиц, как ρ , η/ψ , ρ , ω - мезоны или Δ^{++} и другие барионные резонансы, никто не сомневался, хотя для них соответствующие расстояния неизмеримы.

Наблюдаемость короткоживущих частиц (помимо кинематических законов) основывается на двух необходимых критериях:

А) Сечение образования реально наблюдаемых продуктов вторичного взаимодействия (распада) можно с достаточной точностью представить в виде двух множителей:

$$\sigma = \sigma_p \cdot W_d, \quad (51)$$

где W_d истолковывается как вероятность распада (или вероятность вторичного взаимодействия) предполагаемой частицы, σ_p - сечение ее образования. Этот критерий характеризует независимость событий образования и распада (вторичного взаимодействия) изолированной системы. Наблюдае-

мость расстояния между точкой образования и точкой вторичного взаимодействия является, очевидно, частным случаем этого критерия.

В) Универсальность W_d , или одинаковость свойств W_d в разных реакциях. Сюда же входят релятивистская инвариантность (независимость от системы координат) и возможность приписать распадающейся системе определенные квантовые числа, включая массу.

Приведенный в настоящей статье анализ разнообразного экспериментального материала по струям показывает, что сформулированные критерии наблюдаемости микрообъектов выполняются для объектов, обладающих цветными зарядами. Иначе говоря, кварки являются столь же наблюдаемыми, как и нестабильные частицы. Поясним это утверждение.

Из принципа ослабления корреляций следует, что сечение образовавшихся струй, т.е. сечение процессов:

$$\bar{I} + \bar{II} \longrightarrow \text{Jet}^\alpha + \text{Jet}^\beta + \dots \quad (52)$$

факторизуется:

$$\sigma = \sigma_p \cdot W^\alpha(v_k) \cdot W^\beta(v_k). \quad (53)$$

Это означает, что процесс образования четырехмерных струй удовлетворяет критерию (А).

Мы показали, кроме того, что релятивистски инвариантные функции $W^\alpha(v_k)$, $W^\beta(v_k)$, ... и т.д. обладают одинаковыми свойствами в различных реакциях. То есть для 4-мерных струй выполняется и второй критерий наблюдаемости (В).

Подчеркиваем, что традиционно определяемые струи /с помощью переменных сферисити, траст и др./, свойства которых зависят не только от системы координат, но и от свойств сталкивающихся частиц и энергии их взаимодействия, не удовлетворяют отмеченным выше критериям, выделяющим изолированные, инвариантные объекты.

До нашего анализа струи рассматривались как особенности угловых распределений вторичных частиц, описание которых основывалось на моделях частного характера. Четырехмерные струи введены из самых общих соображений в полном соответствии с обоими критериями наблюдаемости (А) и (В) нестабильных объектов. Показана их связь с адронными струями, наблюдаемыми в столкновениях лептонов, т.е. в той области, где на основе хромодинамики рассчитывается распределение осей струй, обусловленных выбитыми цветными зарядами. Обнаруженная универсальность, одинаковость свойств струй, возникающая при взаимодействии протонов, антипротонов, пионов, атомных ядер и антинейтрино с нуклонами и ядрами, свидетельствует о том, что эти свойства обусловлены не особенностями взаимодействия сталкивающихся частиц, а единым механизмом взаимодействия цветного заряда с вакуумом. Таким образом свойства четырехмерных струй демонстрируют наблюдаемость деконфайнмента цветных зарядов.

9.4. Универсальность χ_{κ} - зависимости функции распределения вероятностей $W(\chi_{\kappa})$ и анизотропия угловых распределений частиц в струях

Переменная χ_{κ} для частиц из кластера (струи) α определяется как $\chi_{\kappa}^{\alpha} = \frac{v_{\kappa}^{\alpha}}{v_{\alpha\beta}^{\alpha}}$, а для частиц из кластера β - $\chi_{\kappa}^{\beta} = \frac{v_{\kappa}^{\beta}}{v_{\alpha\beta}^{\beta}}$. Здесь v_{κ}^{α} и $v_{\alpha\beta}^{\alpha}$ обозначают квадрат 4-скорости частиц относительно оси струи β и α соответственно, т.е.: $v_{\kappa}^{\alpha} = -(v_{\beta} - u_{\kappa}^{\alpha})^2$; $v_{\alpha\beta}^{\alpha} = -(v_{\alpha} - u_{\kappa}^{\alpha})^2$. Отсюда легко получить, переходя в первом случае в систему покоя струи α ($v_{\alpha} = 0$), а во втором - в систему покоя струи β ($v_{\beta} = 0$), что величины χ_{κ}^{α} и χ_{κ}^{β} переходят в переменные светового фронта: $\chi_{\kappa}^{\alpha} \approx u_{\kappa 0}^{\alpha} - u_{\kappa z}^{\alpha}$ и $\chi_{\kappa}^{\beta} \approx u_{\kappa 0}^{\beta} - u_{\kappa z}^{\beta}$.

Распределения частиц по переменным χ_{κ}^{α} и χ_{κ}^{β} изучались в $\pi^{-}p$, $\pi^{-}C$ -столкновениях при импульсе 40 ГэВ/с и pp -соударениях при $P = 205$ ГэВ/с. Полученные распределения отрицательных пионов по величине χ_{κ} в струях, образующихся в областях фрагментации налетающего пиона (в $\pi^{-}p$ и $\pi^{-}C$ -событиях) и мишени (в $\pi^{-}p$, $\pi^{-}C$ и pp -событиях) показаны на рис.18. Распределения нормированы так, чтобы $\int_0^1 \frac{dN}{dx} dx_{\kappa} = 1$. Выделение струй здесь производилось методом минимизации суммы квадратов 4-мерных относительных скоростей (см. §8).

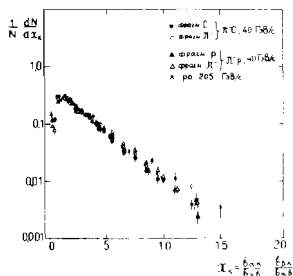


Рис.18. Распределения π^{-} -мезонов по масштабной переменной χ_{κ} в струях, образующихся в областях фрагментации пучка и мишени в различных типах взаимодействий.

Поскольку в pp -событиях быстрые протоны не идентифицировались и считались π^{+} -мезонами, при применении процедуры выделения пионных струй (кластеров) (§8) в этом случае положительные частицы с $\chi_{\kappa} \geq 0,4$ рассматривались как лидирующие протоны, и из анализа исключались. Такая процедура существенно уменьшает погрешности в восстановлении осей струй в области фрагментации налетающего p .

Как видно из рисунка, все представленные распределения пионов по переменной χ_{κ} в струях имеют одинаковый характер и совпадают в пределах экспериментальных ошибок.

Таким образом, зависимость функции распределения вероятностей W от переменной χ_{κ} , имеет универсальный характер для разных типов взаимодействий в интервале импульсов 40 ± 205 ГэВ/с или для $v_{\beta} \geq 10$. Этот результат подтверждает справедливость выдвинутой гипотезы об автомодельности в пространстве 4-мерных относительных скоростей.

Полученная зависимость функции W от переменной $x_{\text{н}}$ указывает на то, что угловое распределение пионов в системе покоя струй анизотропно. Для изучения угловых распределений были построены распределения пионов в струях в собственной системе покоя по величине $|\cos\theta|$, где θ - угол между вектором скорости частицы из струи α или β и вектором $\vec{V}_{\alpha\beta}$ в той же системе. Полученные распределения $dN/d|\cos\theta|$ в $\pi\text{-}p$, $\pi\text{-}C$ и pp -взаимодействиях в областях фрагментации пучка и мишени показаны на рис. 19, 20.

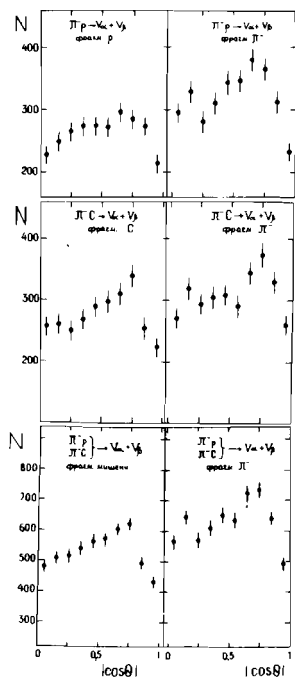


Рис. 19. Угловые распределения π^- -мезонов в системе покоя струй, образующихся в $\pi\text{-}p$ и $\pi\text{-}C$ -столкновениях.

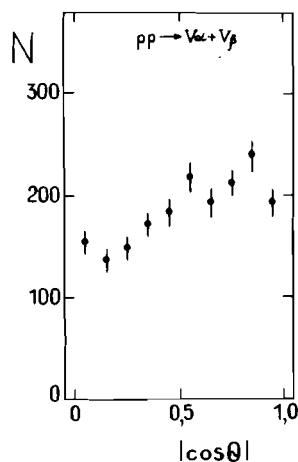


Рис. 20. Угловое распределение π^- -мезонов в системе покоя струй в pp -взаимодействиях.

В pp -событиях для увеличения статистики и ввиду симметричности реакции приводится суммарное распределение для обеих областей. Из рисунков можно видеть, что эти распределения во всех рассматриваемых типах взаимодействий действительно имеют похожий друг на друга анизотропный характер, несмотря на изолированность выделенных систем (струй). Величина $v_{\alpha\beta}$ для них составляет $v_{\alpha\beta} \geq 10$. В рамках рассматриваемых моделей взаимодействий это означает, что угловые распределения пионов в системе

покоя струй, образующихся в результате адронизации различных кварковых систем (кварков, дикварков и т.д.), имеют одинаковый анизотропный характер.

9.5. Анализ распределений струй по величине $v_{\alpha\beta}$

Для дальнейшей проверки гипотезы об автомодельности изучалось распределение двух выделений струй α и β в $\bar{\pi}p$, $\bar{\pi}C$ и pp -соударениях по величине $v_{\alpha\beta}$ - квадрату относительной 4-скорости между струями. В этом случае ограничений по переменным x_{SM} и $x_{\bar{S}M}$ (см. §8) на струи не вводилось, чтобы получить возможно более полное представление о свойствах этой характеристики. Требовалось, чтобы в каждой струе множественность пионов была не менее 2. Полученные распределения $dN/dv_{\alpha\beta}$ для $\bar{\pi}p$, $\bar{\pi}C$ и pp -столкновений приведены на рис.21. Из рисунка видно, что в области $v_{\alpha\beta} > 20$ эти распределения, как и ожидалось из принципа автомодельности (37), описываются степенной зависимостью вида:

$$\frac{dN}{dv_{\alpha\beta}} = \frac{A}{v_{\alpha\beta}^m} \quad (54)$$

с параметром m , равным:

$$m = \begin{cases} \bar{\pi}p \longrightarrow 3,3 \pm 0,1 \\ \bar{\pi}C \longrightarrow 3,0 \pm 0,1 \\ pp \longrightarrow 3,0 \pm 0,2. \end{cases} \quad (55)$$

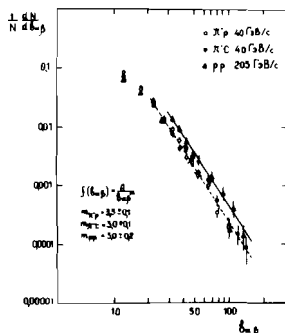


Рис.21. Распределения струй пионов по величине $v_{\alpha\beta} = -(V_{\alpha} - V_{\beta})^2$ в $\bar{\pi}p$, $\bar{\pi}C$, и pp -столкновениях. Сплошная и пунктирная линии - результат аппроксимации экспериментальных данных степенной зависимостью (54).

Таким образом, ожидаемые асимптотические свойства функции $W(v_{\alpha\beta})$ также находят экспериментальное подтверждение. Кроме того, величина параметра m оказалась независимой в пределах ошибок эксперимента от типа взаимодействия и его энергии в интервале $40 \div 205$ ГэВ.

§ 10. Инвариантные распределения адронных струй

10.1. Распределения адронных струй в пространстве четырехмерных относительных скоростей

Изучение распределений адронных струй несет более достоверную информацию о динамике различных взаимодействий, чем изучение одночастичных инклюзивных распределений, поскольку оси струй ассоциируются непосредственно с направлением движения выбитых из адронов цветных зарядов. Для того, чтобы отождествить направление движения инклюзивной частицы с этим направлением, приходится прибегать к дополнительным гипотезам (например, к гипотезе о мягкой адронизации).

Нами исследовались^{124/} инвариантные распределения струй адронов в зависимости от переменных $b_{S\bar{U}}$, $b_{S\bar{I}}$, которые являются 4-мерными скоростями струй относительно мишени (\bar{I}) и налетающей частицы (\bar{I}). Эти переменные, характеризующие четырехмерные оси струй, записываются в следующем виде:

$$b_{S\bar{I}} = - (u_{\bar{I}} - V)^2 = 2 \cdot (V \cdot u_{\bar{I}}) - 2 = \frac{2(P_S \cdot P_{\bar{I}})}{M_S m_{\bar{I}}} - 2, \quad (56)$$

$$b_{S\bar{U}} = - (u_{\bar{U}} - V)^2 = 2 \cdot (V \cdot u_{\bar{U}}) - 2 = \frac{2(P_S \cdot P_{\bar{U}})}{M_S m_{\bar{U}}} - 2. \quad (57)$$

Здесь $P_{\bar{I}}$, $P_{\bar{U}}$ и P_S - четырехимпульсы первичных частиц и струи; M_S - эффективная масса струи. Ее можно ввести в определение относительных четырехмерных скоростей струй (56) и (57) в том случае, если в струю входят частицы с одинаковой массой.

Инвариантное сечение $E_S \frac{d^3\sigma}{dP_S^3}$ в зависимости от этих переменных можно представить следующим образом:

$$E_S \frac{d^3\sigma}{dP_S^3} = f_{\bar{U}}(b_{S\bar{U}}, \Omega) = \frac{2}{M_S^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{b_{S\bar{U}} + b_{S\bar{U}}^2/4}} \cdot \frac{d\Omega}{db_{S\bar{U}} d\Omega}, \quad (58)$$

$$E_S \frac{d^3\sigma}{dP_S^3} = f_{\bar{I}}(b_{S\bar{I}}, \Omega) = \frac{2}{M_S^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{b_{S\bar{I}} + b_{S\bar{I}}^2/4}} \cdot \frac{d\Omega}{db_{S\bar{I}} d\Omega}. \quad (59)$$

Инвариантные функции (58), проинтегрированные по телесному углу Ω , были построены для струй, образующихся в $\bar{U}P$, $\bar{U}C$ и pp -столкновениях в области фрагментации мишени (p, C), а функции (59) - для струй, образующихся в $\bar{I}P$ и $\bar{I}C$ -соударениях в области фрагментации налетающего \bar{I} -мезона. На рис. 22 и 23 приведены функции соответственно:

$f(b_{S\bar{U}}) = \frac{1}{6} \int f_{\bar{U}}(b_{S\bar{U}}, \Omega) d\Omega$ и $f(b_{S\bar{I}}) = \frac{1}{6} \int f_{\bar{I}}(b_{S\bar{I}}, \Omega) d\Omega$ для двух условий отбора струй: $x_{SM}(x_{SH}) \geq 0,3$ и $x_{SM}(x_{SH}) \geq 0,7$.

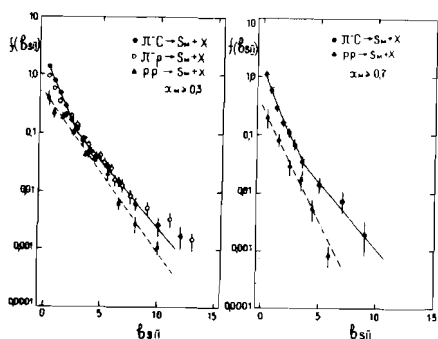


Рис.22. Инвариантные функции $f(b_{S\bar{U}})$ для струй пионов, рожденных в области фрагментации мишени в π^+p , π^+C и pp -столкновениях, при различных условиях их отбора. Сплошные и пунктирные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальными зависимостями (60) и (64).

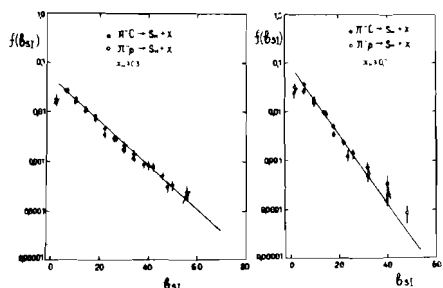


Рис.23. Инвариантные функции $f(b_{S\bar{I}})$ для струй пионов, рожденных в области фрагментации π^- -мезона в π^+p и π^+C -взаимодействиях при различных условиях их отбора. Сплошные линии - аппроксимация экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью (60).

Из рисунков можно видеть, что поведение функции $f(b_{S\bar{U}})$ для π^+p *) и pp -столкновений описывается экспоненциальной зависимостью:

$$f(b_{S\bar{U}}) = A \cdot \exp(-b_{S\bar{U}} / \langle b_{S\bar{U}} \rangle). \quad (60)$$

Такой же экспоненциальной зависимостью описывается поведение функции $f(b_{S\bar{I}})$ при $b_{S\bar{I}} \gg 4$ для струй, образующихся в области фрагментации π^- -мезона в π^+p и π^+C -столкновениях. При этом значения параметра $\langle b_{S\bar{U}} \rangle$ для струй, образующихся в области фрагментации p в π^+p и pp -столкновениях, оказались одинаковыми и равными: $\langle b_{S\bar{U}} \rangle^{pp} = 1,62 \pm 0,06$ и $\langle b_{S\bar{U}} \rangle^{pp} = 1,63 \pm 0,06$ при $x_{SN} \geq 0,3$ (табл.6). Для струй, образующихся в области фрагментаций налетающего π^- -мезона в π^+p и π^+C -столкновениях, величина $\langle b_{S\bar{U}} \rangle \approx 10$. С усилением критериев отбора струй ($x_{SN} \geq 0,7$ и $x_{SN} \geq 0,7$) значения $\langle b_{S\bar{U}} \rangle$ для обеих струй уменьшаются

в области фрагментации протона до ~ 1 , а в области фрагментации π^- -мезона до ~ 6 (см.табл.6).

*) В π^+p -событиях в области $b_{S\bar{U}} < 1$ возможна примесь пион-углеродных взаимодействий.

Таблица 6

Значения параметров, полученные при аппроксимации инвариантных функций $f(\beta_{SI})$ для разных типов взаимодействий экспоненциальными зависимостями (60) и (64)

Тип взаимодействия	Пара метры	Условия отбора струи	Фрагментация мишени				Фрагментация пучка
			$X_{SM} \geq 0,2$	$X_{SM} \geq 0,3$	$X_{SM} \geq 0,7$	$X_{SM} \geq 1,0$	
π-C			$0,82 \pm 0,10$	$0,86 \pm 0,10$	$0,88 \pm 0,11$	$1,0$	$1,0$
			$0,18 \pm 0,04$	$0,14 \pm 0,06$	$0,12 \pm 0,08$	-	-
			$0,65 \pm 0,09$	$0,69 \pm 0,09$	$0,66 \pm 0,11$	$0,83 \pm 0,05$	$10,0 \pm 0,3$
			$2,2 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,4$	-	$6,1 \pm 0,4$
PP			$1,0$	$1,0$	$1,0$	-	-
			$1,82 \pm 0,07$	$1,63 \pm 0,06$	$1,01 \pm 0,07$	-	-
π-p			$1,0$	$1,0$	-	$1,0$	$1,0$
			$1,81 \pm 0,06$	$1,62 \pm 0,06$	-	-	$10,1 \pm 0,4$
						$6,0 \pm 0,2$	

Таким образом, величина средней относительной 4-скорости струи, образующейся от протона, меньше относительной 4-скорости струи, образующейся от пиона. Однако величина их отношения при одинаковых условиях отбора струй по переменным \mathcal{X}_{SM} и \mathcal{X}_{SH} примерно равна отношению масс протона и пиона: $6,2 \pm \begin{matrix} 0,5 \\ 0,3 \end{matrix}$ *) при $\mathcal{X}_{SM}(\mathcal{X}_{SH}) \geq 0,3$.

Чтобы понять этот результат, представим инвариантные функции $f(v_{S\bar{H}})$ и $f(v_{S\bar{I}})$ в следующем виде:

$$f(v_{S\bar{H}}) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{2(P_S \cdot P_{\bar{H}})}{M_S m_p} / \langle v_S \rangle_{\bar{H}}\right), \quad (61)$$

$$f(v_{S\bar{I}}) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{2(P_S \cdot P_{\bar{I}})}{M_S m_{\bar{H}}} / \langle v_S \rangle_{\bar{I}}\right). \quad (62)$$

Как показал наш анализ:

$$m_p \langle v_S \rangle_{\bar{H}} \approx m_{\bar{H}} \langle v_S \rangle_{\bar{I}}. \quad (63)$$

Если вместо масс $m_{\bar{H}}$ и m_p в выражении для относительных скоростей $v_{S\bar{H}}$ и $v_{S\bar{I}}$ (56) и (57) подставить некоторую эффективную массу m_m , то зависимости инвариантных функций f от переменных $v_{S\bar{H}}$ и $v_{S\bar{I}}$ будут описываться экспоненциальными функциями (61) и (62) с одинаковыми значениями параметров $\langle v_S \rangle'_{\bar{H}} \approx \langle v_S \rangle'_{\bar{I}} \approx \langle v_S \rangle$.

Этот результат указывает на то, что во взаимодействиях пионов и протонов источниками пионных струй в областях фрагментации сталкивающихся частиц являются кварковые объекты с одинаковой эффективной массой.

Из полученных данных можно также сделать вывод о том, что в мягких адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях распределения струй, образующихся в области фрагментации мишени, по относительным 4-скоростям не зависят от типа налетающей частицы и наоборот: распределения струй, образующихся в области фрагментации налетающей частицы, не зависят от типа мишени.

В случае $\bar{\pi}-C$ -взаимодействий зависимость функции f от переменной $v_{S\bar{H}}$ для струй, образующихся в области фрагментации ядра углерода, при всех условиях отбора по переменной \mathcal{X}_{SM} (кроме условия $\mathcal{X}_{SM} \geq 1,0$, определяющего, в основном, отбор кумулятивных струй ^{121,231}) хорошо описывается выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций:

$$f(v_{S\bar{H}}) = A_1 \exp(-v_{S\bar{H}} / \langle v_S \rangle_1) + A_2 \exp(-v_{S\bar{H}} / \langle v_S \rangle_2) \quad (64)$$

*) Ошибки приводятся с учетом возможных поправок, возникающих из-за примеси неиндефицированных протонов в струях.

Значения параметров $A_1, A_2, \langle b_{S_1} \rangle$ и $\langle b_{S_2} \rangle$ приведены в таблице 6. Из таблицы видно, что значение $\langle b_{S_2} \rangle = 2,2 \pm 0,2$ близко к величине $\langle b_S \rangle$ для струй, рожденных в процессах фрагментации протонов в π^-p и pp -столкновениях. Величина другого параметра $\langle b_{S_1} \rangle = 0,69 \pm 0,09$ существенно меньше этого значения.

Для кумулятивных струй с $x_{SM} \geq 1,0$ инвариантная функция $f(b_{S\bar{u}})$, приведенная на рис.24, описывается только одной экспоненциальной функцией (60) с параметром $\langle b_S \rangle$, равным $\langle b_S \rangle = 0,83 \pm 0,05$. Это значение параметра в пределах ошибок эксперимента совпадает с величиной $\langle b_S \rangle$ для струй, образующихся в π^-p и pp -соударениях в области фрагментации протона при значении x_{SM} , близком к ~ 1 . Полученный результат, по-видимому, означает, что в кумулятивных процессах источниками пионных струй являются кварковые объекты с тем же значением эффективной массы, что и в адрон-адронных столкновениях.

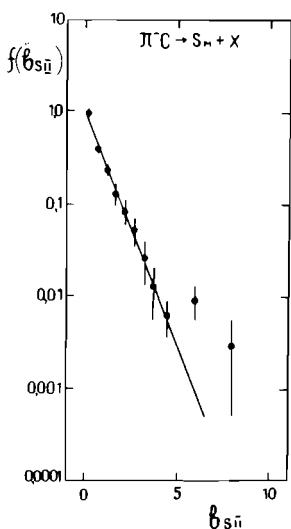


Рис.24. Инвариантная функция $f(b_{S\bar{u}})$ для кумулятивных струй ($x_{SM} \geq 1$), образующихся в π^-C -взаимодействиях. Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью (60).

Из приведенных данных можно также сделать вывод о том, что первая экспоненциальная функция с параметром $\langle b_{S_1} \rangle \approx 0,7$ в выражении (64) связана с кумулятивными процессами на ядрах. Для понимания природы второго члена в равенстве (64) были построены функции $f(b_{S\bar{u}})$ в зависимости от величины заряда Q π^-C -взаимодействия, что равнозначно анализу поведения функции $f(b_{S\bar{u}})$ в зависимости от числа участвующих во взаимодействии нуклонов. Эти распределения при разных условиях отбора струй показаны на рис.25. Значения параметров, полученные при аппроксимации представленных распределений экспоненциальными зависимостями (64) и (60),

приведены в таблице 7. Из приведенных данных видно, что с увеличением

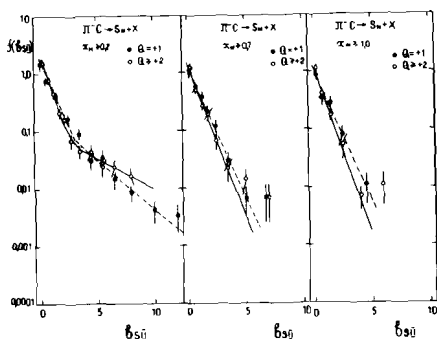


Рис. 25. Инвариантные функции $f(b_s)$ для струй пионов, образующихся в $\bar{\pi}$ -C-взаимодействиях в области фрагментации мишени, в зависимости от суммарного заряда события. Сплошные и пунктирные линии - результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальными зависимостями (60) и (64).

числа взаимодействующих нуклонов величина параметра $\langle b_s \rangle_1$ в пределах ошибок эксперимента не изменяется, а величина $\langle b_s \rangle_2$ значительно растет.

Таким образом, вклад второй экспоненциальной функции в выражение (46) следует интерпретировать как результат многократного перерасеяния в ядрах.

10.2. Инвариантные распределения адронных струй по переменной $x_s = \frac{M_s}{m_{\bar{\pi}}(L)} \frac{(V_s \cdot u_{\bar{\pi}}(\bar{\pi}))}{(u_{\bar{\pi}} \cdot u_{\bar{\pi}})}$

Инвариантное сечение образования адронных струй $E_s \frac{d^3\sigma}{dP_s^3}$ в зависимости от переменной x_s можно выразить следующим образом:

$$E_s \frac{d^3\sigma}{dP_s^3} = f(x_s, R) = \frac{1}{[(u_{\bar{\pi}} u_{\bar{\pi}}) m_{N(\bar{\pi})}]^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{x_{SM(N)}^2 - M_s^2 / [(u_{\bar{\pi}} u_{\bar{\pi}}) m_{N(\bar{\pi})}]^2}} \frac{dx_{SM(N)} d\Omega}{d\bar{b}} \quad (65)$$

Зависимость инвариантного сечения рождения струи $E_s \frac{d^3\sigma}{dP_s^3}$ от переменной x_s изучалась также в $\bar{\pi}$ -p, $\bar{\pi}$ -C и pp-соударениях при импульсах 40 и 205 ГэВ/с соответственно. На рис. 26 и 27 приводится функция $F(x_s) = \int f(x_s, R) d\Omega$ для значений $x_s \geq 0,3$ для струй пионов, образующихся в областях фрагментации пучка и мишени в рассматриваемых типах событий. Поскольку в области фрагментации мишени в $\bar{\pi}$ -p, $\bar{\pi}$ -C и pp-столкновениях имеется примесь неидентифицированных протонов, чтобы не исказить распределений, в $\bar{\pi}$ -p и pp-взаимодействиях отбирались события с идентифицированным протоном. В случае $\bar{\pi}$ -C-столкновений отбирались события с суммарным зарядом $Q = n_+ - n_- = +1$, в которых было зарегистрировано 2 протона с импульсом $P_{\text{лаб}} \geq 300$ МэВ/с (предполагалось, что протоны с $P_{\text{лаб}} < 300$ МэВ/с являются в основном

"испарительными"). Функция $F(x_S)$, приведенная на рис.26, была построена для отобранных таким образом событий. Инвариантная функция $\bar{F}(x_S)$ для струй заряженных пионов, образующихся в области фрагментации налетающего $\bar{\pi}^-$ -мезона (рис.27), была получена во всех $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ событиях.

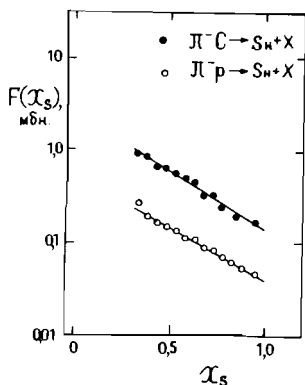


Рис.26. Инвариантные функции $F(x_S)$ для струй пионов, образующихся в области фрагментации пучка в $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -столкновениях. Сплошные линии - аппроксимация экспериментальных данных зависимостью (66).

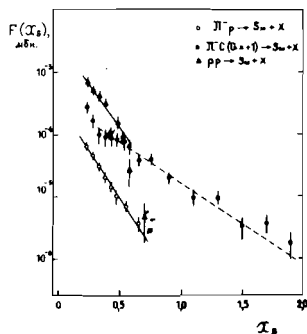


Рис.27. Инвариантные функции $\bar{F}(x_S)$ для струй пионов, образующихся в области фрагментации мишени в $\bar{\pi}^-p$ и pp -столкновениях с идентифицированным протоном и в $\bar{\pi}^-C$ -событиях с зарядом $Q = +1$ и двумя идентифицированными протонами. Сплошные линии - аппроксимация экспериментальных данных зависимостью (66).

Из представленных рисунков видно, что функция $F(x_S)$ для струй, образующихся в процессах фрагментации $\bar{\pi}^-$ -мезона в $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -столкновениях, хорошо описывается экспоненциальной зависимостью:

$$F(x_S) = A \exp(-x_S / \langle x_S \rangle) \quad (66)$$

с одинаковыми в пределах ошибок эксперимента средними значениями $\langle x_S \rangle$: $\langle x_S \rangle_{\bar{\pi}^-p} = 0,41 \pm 0,01$, $\langle x_S \rangle_{\bar{\pi}^-C} = 0,36 \pm 0,02$. Результаты аппроксимации экспериментальных распределений зависимостью (66) приводятся в таблице 3. Функция $\bar{F}(x_S)$ для струй, образующихся в области фрагментации мишени

Таблица 7

Значения параметров, полученные при аппроксимации инвариантных функций $F(\beta_{Sj})$ экспоненциальными зависимостями.

Значения параметров	Условия отбора струй	$\bar{\pi}-C$ взаимодействия, $Q = +1$ фрагментация мишени		$\bar{\pi}-C$ взаимодействия, $Q \geq +2$ фрагментация мишени	
		$X_{SM} \geq 0,2$	$X_{SM} \geq 0,7$	$X_{SM} \geq 0,2$	$X_{SM} \geq 0,7$
A_1		$0,9 \pm 0,2$	1,0	$0,78 \pm 0,12$	1,0
A_2		$0,10 \pm 0,07$	-	$0,22 \pm 0,17$	-
$< b_S >_1$		$0,8 \pm 0,2$	$0,97 \pm 0,07$	$0,7 \pm 0,1$	$0,81 \pm 0,07$
$< b_S >_2$		$2,7 \pm 0,6$	-	6 ± 3	-

(p, C), при $0,2 \leq \mathcal{X}_S \leq 0,6$ для $\bar{\pi}p$ и pp -взаимодействий *) и $\mathcal{X}_S > 0,4$ для $\bar{\pi}C$ -столкновений также описывается зависимостью (66). Величина параметра $\langle \mathcal{X}_S \rangle$ для $\bar{\pi}p$ и pp -соударений в рассматриваемой области \mathcal{X}_S , как видно из табл.8, в пределах ошибок эксперимента одинакова ($0,13 \pm 0,01$ и $0,14 \pm 0,01$ соответственно) и значительно меньше среднего значения для струй, образующихся в процессах фрагментации налетающего пиона ($\langle \mathcal{X}_S \rangle \approx 0,4$).

Таблица 8

Значения параметров $\langle \mathcal{X}_S \rangle$

Область фрагментации	Тип взаимодействия	$\bar{\pi}p$	pp	$\bar{\pi}C$
Фрагментация пучка		$0,41 \pm 0,01$	-	$0,36 \pm 0,02$
Фрагментация мишени		$0,13 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$	$Q = +1$ $0,34 \pm 0,02$

Полученный результат указывает на то, что распределения фрагментирующихся в пионы кварковых систем, входящих в состав первичных пионов и нуклонов, имеют различный характер.

Из представленных данных можно также сделать вывод о том, что в мягких адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях характер \mathcal{X}_S -распределения пионных струй, в области фрагментации мишени не зависит от типа налетающей частицы и энергии взаимодействия в интервале 40 ± 205 ГэВ/с, хотя сечения различны; характер \mathcal{X}_S -распределения струй, рожденных в области фрагментации налетающей частицы, не зависит от сорта мишени (p или C).

В $\bar{\pi}C$ -соударениях с зарядом $Q = \pm 1$ величина $\langle \mathcal{X}_S \rangle$ в области $\mathcal{X}_S > 0,4$ равна $0,34 \pm 0,02$, т.е. значительно больше, чем значение $\langle \mathcal{X}_S \rangle$ для струй, образующихся в $\bar{\pi}p$ и pp -событиях в области фрагментации p.

В общем случае в $\bar{\pi}C$ -взаимодействиях инвариантная функция $F(\mathcal{X}_S)$ в области фрагментации ядра углерода (рис.28) описывается выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций:

$$F(\mathcal{X}_S) = A_1 \exp(-\mathcal{X}_S / \langle \mathcal{X}_S \rangle_1) + A_2 \exp(-\mathcal{X}_S / \langle \mathcal{X}_S \rangle_2) \quad (67)$$

со средними значениями $\langle \mathcal{X}_S \rangle_1 = 0,12 \pm 0,02$ и $\langle \mathcal{X}_S \rangle_2 = 0,37 \pm 0,01$. Второй член в формуле (67) дает значительный вклад в кумулятивную область образования пионных струй. Величина $\langle \mathcal{X}_S \rangle_2$ в этом случае почти в три раза больше, чем для струй, образующихся в $\bar{\pi}p$ и pp -соударениях в области

*) Обрывающийся характер распределения в pp -столкновениях при $\mathcal{X}_S > 0,6$ связан с ограниченным импульсным интервалом идентифицированных протонов $P_{\text{лаб}} \leq 1,5$ ГэВ/с.

фрагментации протона. Если интерпретировать распределения струй по переменной \mathcal{X}_S как кварк-партонные структурные функции - распределения кварков, то полученные данные свидетельствуют о том, что распределения кварков в мультикварковых конфигурациях ядер (случай кумулятивных струй) близко к распределению кварков в пионе и значительно отличается от распределения кварков в нуклонах.

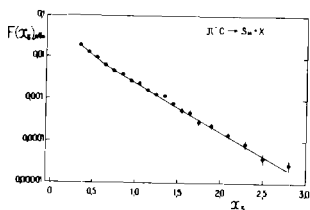


Рис. 28. Инвариантная функция $F^{\pi}(\mathcal{X}_S)$ для струй пионов, образующихся в $\bar{\pi}\text{-C}$ -взаимодействиях в области фрагментации мишени. Сплошная линия - аппроксимация данных зависимостью (67).

§ 11. Корреляции частиц в струях в пространстве четырехмерных относительных скоростей

В предыдущих разделах статьи изучались одночастичные распределения пионов в струях. Представляет интерес рассмотреть двухчастичные корреляции частиц как внутри струй, так и между струями. Корреляционные функции в пространстве четырехмерных относительных скоростей определялись согласно новому подходу, описанному § 5. Анализировались $\bar{\pi}\text{-p}$ и $\bar{\pi}\text{-C}$ -взаимодействия при $P = 40$ ГэВ/с:

$$\bar{\pi}\text{-p} \rightarrow \bar{\pi}^{\pm}_i + \bar{\pi}^{\pm}_k + X, \quad (68)$$

$$\bar{\pi}\text{-C} \rightarrow \bar{\pi}^{\pm}_i + \bar{\pi}^{\pm}_k + X. \quad (69)$$

Корреляционная функция C_2 в зависимости от квадратов четырехимпульсов пионов относительно оси струй v_i и v_k записывается согласно (28) следующим образом:

$$C_2(v_k, v_i) = \frac{1}{6} \int_0^{10} \int_{v_{ik \min}}^{v_{ik \max}} W(v_i, v_k, v_{ik}) \frac{dv_{ik}}{FK_{ik}} \frac{dv_i}{FK_i} - \frac{1}{6^2} W(v_k) \int_0^{10} W(v_i) \int_{v_{ik \min}}^{v_{ik \max}} W(v_{ik}) \frac{dv_{ik}}{FK_{ik}} \frac{dv_i}{FK_i}. \quad (70)$$

Функции $W(v_k)$, $W(v_i)$ и $W(v_{ik})$ определяются аналогично (29). Интеграл от 0 до 10 по v_i включает все частицы струи. Поэтому функция $C_2(v_k, v_i)$ описывает как корреляции частиц внутри данной струи (в области $v_k \leq 10$), так и корреляции частиц, принадлежащих данной струе, со

всеми остальными частицами в событии, в том числе и с частицами другой струи.

Функции $C_2(v_k, v_i)$ вычислялись для струй, образующихся как в области фрагментации мишени (p, C), так и в области фрагментации налетающего $\bar{\pi}^-$ -мезона. Эти функции для $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -событий приведены на рис. 29-32. Как видно из рисунков, поведение функций $C_2(v_k, v_i)$ для обеих струй в $\bar{\pi}^-p$ и $\bar{\pi}^-C$ -взаимодействиях одинаково. Ее величина монотонно и довольно быстро падает с ростом значений v_k , но не обращается в 0 даже вблизи кинематической границы. Это свидетельствует об асимптотическом характере принципа ослабления корреляций в применении к частицам разных струй.

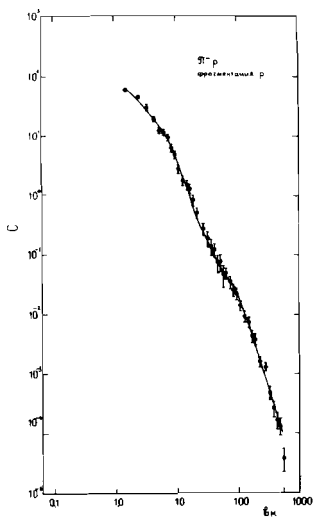


Рис.29. Зависимость корреляционной функции $C_2(v_i, v_k)$ от переменной v_k при значениях $0 \leq v_i \leq 10$ для $\bar{\pi}^\pm$ -мезонов в струях, образующихся в $\bar{\pi}^-p$ -взаимодействиях в области фрагментации мишени.

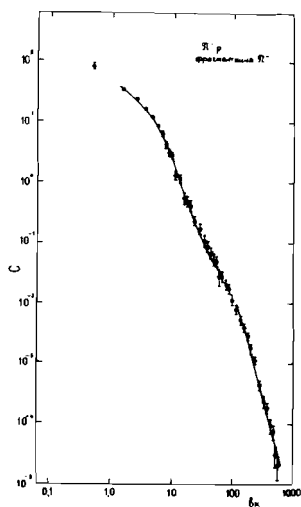


Рис.30. Зависимость корреляционной функции $C_2(v_i, v_k)$ от переменной v_k при значениях $0 \leq v_i \leq 10$ для $\bar{\pi}^\pm$ -мезонов в струях, образующихся в $\bar{\pi}^-p$ -взаимодействиях в области фрагментации налетающего $\bar{\pi}^-$ -мезона.

Полученные распределения в области $v_k \ll 100$ можно аппроксимировать зависимостью:

$$C(v_k) = A_1 e^{-c_1 v_k} + A_2 v_k^{-c_2} \quad (71)$$

Параметры C_1 и C_2 равны для $\bar{\pi}^-p$ -взаимодействий:

$$C_1 = 0,28 \pm 0,01$$

$$C_2 = 1,68 \pm 0,06$$

в области фрагментации протона

и

$$C_1 = 0,31 \pm 0,01$$

$$C_2 = 1,58 \pm 0,07$$

в области фрагментации $\bar{\pi}^-$ -мезона

Для $\bar{\pi}^-C$ -столкновений эти величины равны:

$$C_1 = 0,28 \pm 0,01$$

$$C_2 = 1,76 \pm 0,03$$

в области фрагментации углерода

и

$$C_1 = 0,28 \pm 0,02$$

$$C_2 = 1,60 \pm 0,06$$

в области фрагментации $\bar{\pi}^-$ -мезона.

В области $v_k > 100$ функции $C_2(v_k, v_i)$ аппроксимируются степенной зависимостью

$$C(v_k) = A_3 v_k^{-C_3} \quad (72)$$

с величиной параметра C_3 , равного для $\bar{\pi}^-p$ -взаимодействий:

$$C_3 = 3,40 \pm 0,02$$

в области фрагментации протона

и

$$C_3 = 3,60 \pm 0,01$$

в области фрагментации $\bar{\pi}^-$ -мезона.

Для $\bar{\pi}^-C$ -взаимодействий значения параметра C_3 равны:

$$C_3 = 3,09 \pm 0,08$$

$$C_3 = 3,22 \pm 0,09$$

в области фрагментации углерода

в области фрагментации $\bar{\pi}^-$ -мезона.

Результаты аппроксимации показаны на рисунках сплошной линией.

Примерно одинаковое поведение корреляционных функций как для частиц внутри струй, так и для частиц, принадлежащих разным струям, показывает, что принцип ослабления корреляций является достаточно общей и универсальной статистической закономерностью, характеризующей кварк-глюонную материю. В то же время, даже при $v_k > 100$ зависимость функции C от v_k не совпадает с поведением коммутаторов свободных полей кварков и глюонов. В этой связи исследование предложенных в этой статье корреляционных функций при предельно высоких энергиях представляет значительный интерес.

§12. Асимптотические свойства четырехмерных барионных кластеров в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в интервале энергий $4 \div 40$ ГэВ/с

В результате столкновений релятивистских ядер образуется много частиц, и картина носит очень сложный характер. Множественное рождение час-

тиц осложнено специфическими ядерными процессами. Поскольку описание их в подавляющем большинстве работ основано на инклюзивном подходе, не всегда удается разделить различные механизмы, определить области, в которых преобладают адронные степени свободы, а в каких кварковые. Предложенный метод анализа, как отмечалось ранее, позволяет провести четкую классификацию ядерных взаимодействий и упорядочить сложные картины релятивистских ядерных взаимодействий. А сформулированная гипотеза об автомодельности позволяет предсказать свойства вторичных частиц, рожденных в этих взаимодействиях.

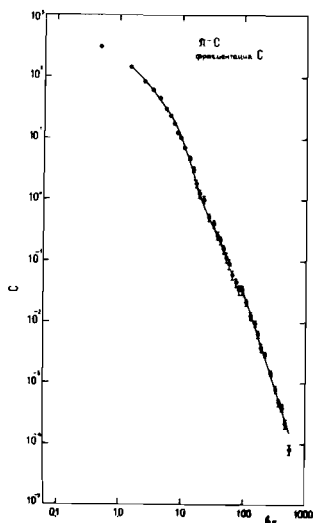


Рис.31. Зависимость корреляционной функции $C_2(v_i, v_k)$ от переменной v_k при значениях $0 \leq v_i \leq 10$ для π^\pm -мезонов в струях, образующихся в π -С-взаимодействиях в области фрагментации мишени.

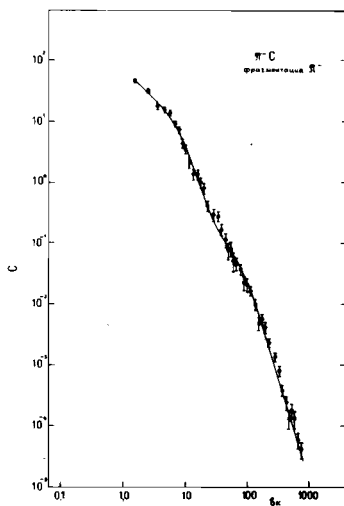


Рис.32. Зависимость корреляционной функции $C_2(v_i, v_k)$ от переменной v_k при значениях $0 \leq v_i \leq 10$ для π^\pm -мезонов в струях, образующихся в π -С-взаимодействиях в области фрагментации налетающего π^- -мезона.

В частности, согласно новому подходу, следует ожидать, что при релятивистских ядерных столкновениях в образовании протонов большую роль будут играть барионные кластеры, аналогичные кварковым струям. Свойства этих кластеров должны быть близки свойствам кварковых струй, но расположены кластеры совсем в другой области кинематических переменных по сравнению с пионными четырехмерными струями (кластерами). Изучение свойств ба-

рионных кластеров и сопоставление их свойств со свойствами четырехмерных струй является целью данного раздела статьи.

12.1. Экспериментальный материал

Для анализа использовались адрон-ядерные и ядро-ядерные столкновения в интервале импульсов $4,2 \pm 40$ ГэВ/с на нуклон или $7 < \beta_{\Gamma\bar{\Gamma}} \leq 570$. Данные были получены с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, облученной в пучке протонов и ядер на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ и в пучке пионов на ускорителе в Серпухове (табл.9).

Рассматривались следующие реакции:

Таблица 9

Тип взаимодействия	Импульс пучковых частиц в ГэВ/с	$\beta_{\Gamma\bar{\Gamma}}$	Статистика
$p(C_3H_8)$	4,2	7,16	4693
pTa	4,2	7,16	849
$d(C_3H_8)$	4,2·А	7,16	8263
dTa	4,2·А	7,16	1507
$C(C_3H_8)$	4,2·А	7,16	7060
$p(C_3H_8)$	10	7,16	2706
pTa	10	19,4	1589
$\bar{\pi}^-C$	40	570	8791

Значения M_{Γ} и $M_{\bar{\Gamma}}$ для случаев протонного и ядерного облучений принимались равными $M_{\Gamma} = M_{\bar{\Gamma}} = M_N = 938$ МэВ - P_{Γ} четырехимпульс налетающего объекта, приходящийся на один нуклон (для ядер).

Для получения взаимодействий протонов и ядер с ядрами Та в пропановой камере устанавливались танталовые пластинки. Методические особенности экспериментов описаны в работах /41-43/. Здесь необходимо отметить следующее. Нижняя граница, начиная с которой, в пропановой камере регистрируются протоны $P_{\text{лаб}} \approx 150$ МэВ/с. По пробегу и ионизации протоны можно отличить от $\bar{\pi}^+$ -мезонов до значений импульсов $P_{\text{лаб}} \approx 800$ МэВ/с. Положительные однозарядные частицы с $P_{\text{лаб}} > 800$ МэВ/с в протонном и ядерном облучениях считались протонами, а в $\bar{\pi}^-C$ -взаимодействиях $\bar{\pi}^+$ -мезонами. Максимальная примесь $\bar{\pi}^+$ -мезонов среди положительных частиц в протонном и ядерном облучениях составляет $\sim 13\%$. Дейтроны (d) и тритоны (t) отличались по ионизации от протонов в интервале импульсов 1 ГэВ/с $< P_{\text{лаб}} < 2$ ГэВ/с.

В остальных случаях эти частицы считались также протонами. Примесь дейтронов и тритонов среди медленных протонов с $P_{\text{лаб}} < 800$ МэВ/с по различным оценкам составляет $\sim 10-15\%$ /44-46/. Примесь d и t среди

стриппинговых фрагментов в СС-взаимодействиях составила $\sim 30\text{--}40\%$. Более подробно методические вопросы, связанные с обработкой взаимодействий протонов и ядер с пропаном, описаны в работах /42-43/, а с танталом - в статье /41/. Необходимо отметить здесь, что при анализе взаимодействий с танталом вводились поправки на потери протонов по азимутальному углу φ и полярному θ , а также поправки на величину импульса, возникающие из-за ионизированных потерь в танталовой пластинке. Свойства барионных кластеров подробно изучались в работах /47, 48/.

12.2. Свойства барионных кластеров в классической ядерной физике

Для изучения области 1) (см. §2), где мы имеем дело с классической ядерной физикой, отбирались непроявившиеся (спектральные протоны) как от ядра мишени, так и от налетающего ядра, для случая углеродного облучения.

К спектаторным протонам от ядра мишени относились протоны с импульсами $150 \leq P_{\text{лаб}} \leq 300$ МэВ/с или величиной $\bar{v}_{\bar{n}i}$ в интервале $0,025 \leq \bar{v}_{\bar{n}i} \leq 0,1$, где

$$\bar{v}_{\bar{n}i} = - \left(\frac{P_{\bar{n}}}{m_{\bar{n}}} - \frac{P_i}{m_i} \right)^2 = 2 \frac{E_i}{m_i} - 2, \quad (73)$$

индекс \bar{n} относится к ядру мишени, i - ко вторичному протону. Рассматривались кластеры протонов с множественностью $n_p \geq 2$. Средние множественности протонов в кластерах в разных типах взаимодействий представлены в таблице 10.

Средние значения $\langle v_{\bar{n}} \rangle$ для протонов
в интервале $0,025 \leq \bar{v}_{\bar{n}i} \leq 0,1$

Таблица 10

Тип взаимодействия	Импульс ГэВ/с	Число событий	Множественность n_p	$\langle v_{\bar{n}} \rangle$	$\langle v_{\bar{n}c} \rangle$
pC	4,2	394	$2,31 \pm 0,03$	$0,029 \pm 0,001$	$0,023 \pm 0,001$
dC	4,2·A	763	$2,35 \pm 0,02$	$0,031 \pm 0,001$	$0,023 \pm 0,001$
CC	4,2·A	494	$2,31 \pm 0,03$	$0,033 \pm 0,001$	$0,026 \pm 0,001$
pC	10	249	$2,34 \pm 0,04$	$0,050 \pm 0,001$	$0,022 \pm 0,001$
$\bar{n}C$	40	1544	$2,29 \pm 0,01$	$0,031 \pm 0,001$	$0,024 \pm 0,001$
pTa	4,2	14	$3,1 \pm 0,3$	$0,048 \pm 0,005$	$0,028 \pm 0,005$
dTa	4,2·A	251	$2,64 \pm 0,06$	$0,049 \pm 0,001$	$0,031 \pm 0,001$
pTa	10	356	$2,57 \pm 0,04$	$0,048 \pm 0,001$	$0,034 \pm 0,001$

Аналогично нахождению оси струй, для этих кластеров определяется их центр по формуле (12). Анализировались распределения протонов по величине v_k (14). Эти распределения для разных типов взаимодействий представлены на рис.33 и 34, а средние значения $\langle v_k \rangle$ приводятся в таблице 10.

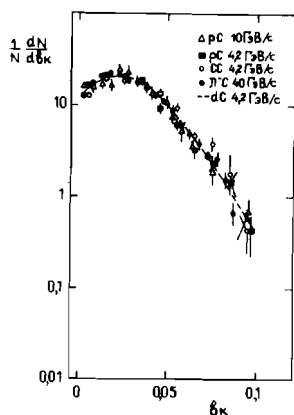


Рис.33. Распределения протонов-спектаторов по величине v_k в нуклонных кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.

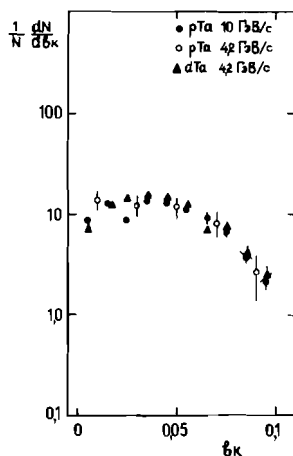


Рис.34. Распределения протонов-спектаторов по величине v_k в нуклонных кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами тантала при энергии 4,2 ГэВ/с и 10 ГэВ/с.

Здесь и в дальнейшем в таблицах приводятся статистические ошибки. Систематические ошибки, связанные с идентификацией протонов, составляют $\sim 10 \pm 15\%$. Из рисунков и таблицы видно, что полученные распределения и средние значения $\langle v_k \rangle$ для протонов - фрагментов одного и того же ядра мишени (C или Ta) одинаковы в пределах экспериментальных ошибок, т.е. не зависят ни от типа взаимодействия, ни от его энергии в интервале $v_{\perp \bar{u}} = 7 \div 570$. С увеличением атомного номера ядра величина $\langle v_k \rangle$ растет. Это может быть связано как с увеличением множественности протонов в кластерах, образующихся на более тяжелом ядре^[47], так и с потерей медленных протонов ($P \leq 300$ МэВ/с) в танталовой пластинке.

В таблице 10 приведены также средние значения величины $\langle v_{\perp c} \rangle$ квадрата 4-мерной скорости кластера относительно ядра мишени:

$$v_{\perp c}^2 = -(\mu_{\perp} - V)^2 \quad (74)$$

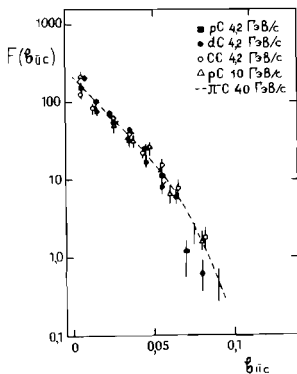


Рис. 35. Инвариантная функция $F(v_{nc})$ для кластеров протонов-спектаторов, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.

На рис. 35 показано поведение инвариантных функций (10) в зависимости от величины v_{nc} для разных типов взаимодействий:

$$F(v_{nc}) = \frac{1}{6} \frac{2}{m_c^2} \int \frac{1}{\sqrt{v_{nc} + v_{nc}^2/4}} \frac{d\Omega}{dv_{nc} d\Omega} d\Omega, \quad (75)$$

здесь m_c - эффективная масса кластера. Видно, что и средние значения $\langle v_{nc} \rangle$ и поведение инвариантных функций $F(v_{nc})$ для протонных кластеров, образующихся из одного и того же ядра, в пределах ошибок эксперимента не зависят ни от типа взаимодействия, ни от его энергии. Величина $\langle v_{nc} \rangle$ близка к размеру кластера $\langle v_k \rangle$ в пространстве 4-мерных относительных скоростей и намного меньше значений v_{TII} для всех типов рассматриваемых взаимодействий, т.е.:

$$\langle v_{nc} \rangle \sim \langle v_k \rangle \ll v_{TII}.$$

Таким образом, в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях протоны, являющиеся фрагментами ядер, представляют собой в пространстве 4-мерных относительных скоростей систему с очень малыми размерами $\langle v_k \rangle \sim 10^{-2} \ll v_{TII}$, которая для одного и того же ядра характеризуется универсальными свойствами, не зависящими от типа налетающей частицы или ядра в интервале $v_{TII} = 7 \div 570$.

Поскольку нижняя граница регистрации протонов в пропановой камере равна $P_{\text{лаб}} \approx 150$ МэВ/с, полученные значения $\langle v_k \rangle$ и $\langle v_{nc} \rangle$ несколько отличаются от истинных, т.к. для их определения используется ограниченный интервал импульсов протонов. В связи с этим аналогичные расчеты были проведены для стриппинговых протонов, образующихся с СС-взаимодействиях от налетающего ядра углерода. Критерии отбора СС-соударений описаны в работе^{/43/}. К стриппинговым протонам относились положительные

однозарядные частицы с импульсом $2,8 \leq P_{\text{лаб}} \leq 5,4$ ГэВ/с и углом $\theta \leq 4^\circ$ по отношению к направлению движения налетающего ядра. Для отобранных протонов аналогичным образом определялись величины v_k и v_{IC} по формулам (14) и (74). Индекс \bar{I} здесь относится к налетающему ядру C . Значения этих величин оказались равными: $\langle v_{IC} \rangle = 0,026 \pm 0,001$ и $\langle v_k \rangle = 0,036 \pm 0,001$.

Соответствующие распределения представлены на рис. 36. Видно, что оба эти распределения подобны, различаются они только в области малых значений v_k и $v_{IC} \sim 0$. Таким образом, и для стриппинговых протонов $\langle v_k \rangle$ и $\langle v_{IC} \rangle$ оказались малыми величинами $\sim 10^{-2}$. Здесь необходимо отметить, что процесс рождения стриппинговых частиц выходит на асимптотику уже при $E \gg 1$ ГэВ^[49], $v_{IC} = \frac{2I}{m} \gg 2$.

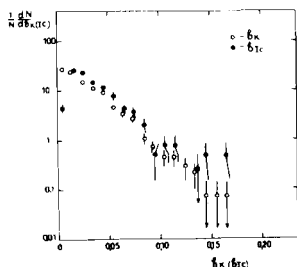


Рис. 36. Распределение стриппинговых протонов от налетающего ядра углерода по величине v_k (○) в СС-взаимодействиях при $P = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Распределение кластеров стриппинговых протонов по величине v_{IC} (●) в СС-взаимодействиях.

12.3. Свойства барионных кластеров, образующихся в промежуточной области релятивистских ядерных столкновений

Для изучения закономерностей множественного рождения в промежуточной области 2) (см. §2) мы также отбирали вторичные протоны, поскольку они могут проявить себя и как квазичастицы в классическом ядерном взаимодействии и как продукт фрагментации кварковых систем, если взаимодействие происходит на кварк-глюонном уровне. Если в предыдущем случае вопрос кластеризации спектаторных протонов вблизи родительских ядер не оставлял сомнений, поскольку средние размеры такого кластера $\langle v_k \rangle \ll v_{IC}$, то для процессов в промежуточной области особенности поведения протонов в пространстве четырехмерных относительных скоростей требуют более детального анализа. В этом случае размеры барионных кластеров могут быть сравнимы с расстоянием между их центрами. Возможность существования протонных кластеров в переходной области была исследована на примере СС-взаимодействий при $P = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Отбирались события с множественностью протонов $n_p \geq 4$. Количество таких событий составило 2125.

При этом спектаторные протоны от ядра мишени и налетающего ядра исключались. Предполагалось, что в большинстве событий, как показывают экспериментальные данные^{/43/}, возможно образование двух кластеров протонов, связанных с фрагментацией ядра мишени и налетающего ядра.

Выделение двух таких кластеров (α и β) проводилось путем минимизации суммы квадратов 4-х скоростей вторичных протонов относительно центров кластеров, т.е. путем минимизации величины: $A_2(38)$. Для нахождения величины A_2 в каждом событии с множественностью протонов n_p рассматривались все возможные разбиения n_p протонов на две группы (два кластера). Отбирались такие события, в которых расстояния между двумя кластерами в пространстве 4-скоростей $v_{\alpha\beta}$ были больше 1, т.е.

$$v_{\alpha\beta} = - (v_\alpha - v_\beta)^2 \geq 1. \quad (76)$$

В противном случае мы считали, что эти кластеры не разделяются в пространстве 4-х скоростей. Доля отобранных событий составила 86% от всех анализируемых СС соударений с множественностью $n_p \geq 4$. Рассматривались кластеры с минимальной множественностью $n_p = 2$. С целью определения области образования этих кластеров использовались переменные $x_{\bar{I}C}$ и $x_{\bar{II}C}$ (аналогичные x_{SM} и x_{SH}), которые получаются из уравнения законов сохранения энергии - импульсов:

$$x_{\bar{I}C} P_{\bar{I}} + x_{\bar{II}C} P_{\bar{II}} = m_c^\alpha V_\alpha + m_c^\beta V_\beta \quad (77)$$

умножением на $P_{\bar{I}}$ или $P_{\bar{II}}$:

$$x_{\bar{II}C} \approx \frac{m_c^\alpha (U_{\bar{I}} V_\alpha)}{m_{\bar{II}} (U_{\bar{I}} U_{\bar{II}})} + \frac{m_c^\beta (U_{\bar{I}} V_\beta)}{m_{\bar{II}} (U_{\bar{I}} U_{\bar{II}})} \quad (78)$$

$$x_{\bar{I}C} \approx \frac{m_c^\alpha (U_{\bar{II}} V_\alpha)}{m_{\bar{I}} (U_{\bar{I}} U_{\bar{II}})} + \frac{m_c^\beta (U_{\bar{II}} V_\beta)}{m_{\bar{I}} (U_{\bar{I}} U_{\bar{II}})}. \quad (79)$$

Здесь m_c^α и m_c^β - эффективные массы кластеров α и β ; $m_{\bar{I}} = m_{\bar{II}} = m_N = 938$ МэВ и $|P_{\bar{I}}| = 4,2$ ГэВ/с. В случае рождения кластеров α или β в областях фрагментации сталкивающихся ядер формулы (78), (79) можно упрощенно записать в следующем виде:

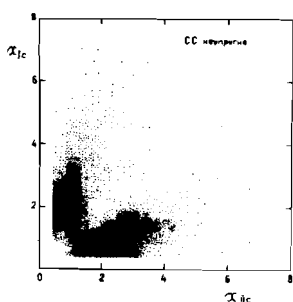
$$x_{\bar{II}C} \approx \frac{m_c^{\alpha(\beta)}}{m_{\bar{II}}} \cdot \frac{(V_{\alpha(\beta)} U_{\bar{I}})}{(U_{\bar{I}} U_{\bar{II}})} \quad (80)$$

$$x_{\bar{I}C} \approx \frac{m_c^{\alpha(\beta)}}{m_{\bar{I}}} \cdot \frac{(V_{\alpha(\beta)} U_{\bar{II}})}{(U_{\bar{I}} U_{\bar{II}})}. \quad (81)$$

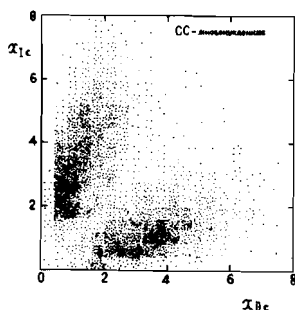
Переменные $x_{\bar{II}C}$ и $x_{\bar{I}C}$ в таком представлении характеризуют долю 4-импульса ядра мишени или падающего ядра соответственно, уносимую кластером α или β . Область больших значений $x_{\bar{II}C}$ соответствует

области фрагментации мишени, а больших X_{IC} - фрагментации налетающего ядра.

На рис. 37 а, б показаны двумерные распределения протонных кластеров по переменным X_{IC} и X_{IC} во всех СС-неупругих и в СС-многоноуклонных^{/42/} взаимодействиях. Как видно из рисунков, два выделенных протонных кластера хорошо разделяются по выбранным переменным. В дальнейшем считалось, что если $X_{IC} > X_{IC}$, протонный кластер образуется в области фрагментации мишени, а $X_{IC} > X_{IC}$ - в области фрагментации налетающего ядра. Средняя множественность протонов в кластерах во всех СС-неупругих взаимодействиях составила $3,74 \pm 0,04$ и $3,49 \pm 0,04$ в обеих областях соответственно, а средние значения величины $\langle v_k \rangle$ оказались равными $0,324 \pm 0,004$ и $0,343 \pm 0,004$. Небольшие различия в этих величинах обусловлены методическими особенностями, о которых упоминалось ранее.



а)



б)

Рис. 37. Распределение протонных кластеров по величинам X_{IC} и X_{IC} : а) - во всех СС-неупругих взаимодействиях; б) - в СС-многоноуклонных взаимодействиях.

На рис. 38 показано распределение двух кластеров по расстоянию $v_{\alpha\beta}$ между ними в пространстве 4-х скоростей. Представленное распределение в области $v_{\alpha\beta} > 2$, так же, как и для кварковых струй, описывается степенной зависимостью типа

$$\frac{dN}{dv_{\alpha\beta}} = \frac{A}{v_{\alpha\beta}^m} \quad (82)$$

с параметром $m = 4,3 \pm 0,3$, что согласуется с ожидаемым поведением этого сечения в соответствии с принципом автомодельности (37). В области

$v_{\alpha\beta} \geq 1$ среднее значение величины $\langle v_{\alpha\beta} \rangle$ равно $2,31 \pm 0,03$.

Таким образом, и в промежуточной области средние размеры протонных кластеров в пространстве 4-х скоростей $\langle v_k \rangle$ намного меньше расстояния

между ними $\langle v_{\alpha\beta} \rangle$, т.е. $\langle v_{\alpha\beta} \rangle \ll \langle v_{\alpha\beta} \rangle$. Этот факт говорит о том, что и в переходной области в релятивистских ядерных столкновениях четко проявляется кластеризация нуклонов.

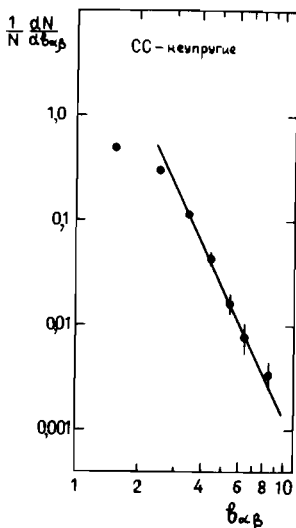


Рис. 38. Распределение протонных кластеров α и β по квадратам расстояний между ними $v_{\alpha\beta}$ в пространстве четырех-скоростей в СС-неупругих взаимодействиях.

Для изучения свойств нуклонных кластеров, образующихся в СС-взаимодействиях, были построены инвариантные функции $F(v_{\alpha\beta})$ и $F(v_{\alpha\beta}(s))$. Функция $F(v_{\alpha\beta})$ характеризует распределение протонов в кластере и выражается следующим образом:

$$F(v_{\alpha\beta}) = \frac{1}{N} \cdot \frac{2}{m_N^2} \int \frac{1}{\sqrt{v_{\alpha\beta} + v_{\alpha\beta}^2/4}} \frac{dN}{dv_{\alpha\beta} d\Omega} d\Omega \quad (83)$$

Функции $F(v_{\alpha\beta}(s))$ (формула (75)) описывают распределение нуклонных кластеров относительно сталкивающихся ядер. Эти функции приведены на рисунках 39 и 40 соответственно. Из рисунка 39 видно, что функцию $F(v_{\alpha\beta})$ можно представить в виде суммы двух экспоненциальных зависимостей:

$$F(v_{\alpha\beta}) = a_1 \exp(-v_{\alpha\beta} / \langle v_{\alpha\beta} \rangle_1) + a_2 \exp(-v_{\alpha\beta} / \langle v_{\alpha\beta} \rangle_2) \quad (84)$$

со средними значениями $\langle v_{\alpha\beta} \rangle_1 = 0,154 \pm 0,014$ и $\langle v_{\alpha\beta} \rangle_2 = 0,288 \pm 0,028$. Полученные значения $\langle v_{\alpha\beta} \rangle$ однозначно связаны с величиной средней кинетической энергии протонов в системе покоя кластера, которая часто называется температурой:

$$\langle v_{\alpha\beta} \rangle = \frac{2 \langle E_{\alpha\beta} \rangle}{m_N} - 2 = \frac{2 \langle T_{\alpha\beta} \rangle}{m_N} \quad (85)$$

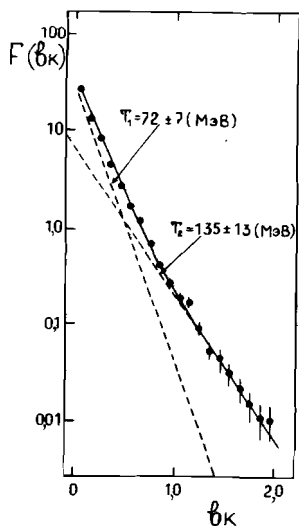


Рис.39. Инвариантная функция $F(v_k)$ для протонов в кластерах, образующихся в СС-взаимодействиях в области фрагментации мишени. Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (84).

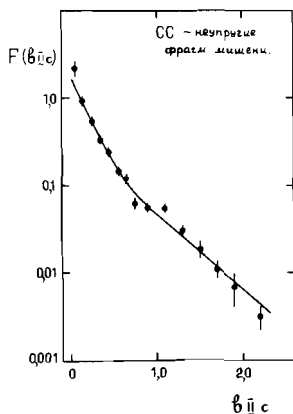


Рис.40. Инвариантная функция $F(v_{II}c)$ для протонных кластеров, образующихся в области фрагментации мишени в СС-взаимодействиях. Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (87).

Отсюда следует, что в СС-взаимодействиях наблюдается образование двух типов нуклонных кластеров: один (назовем его "I") характеризуется средней температурой протонов $\langle T_k \rangle_1 = 72 \pm 7$ (МэВ), а второй ("II") $\langle T_k \rangle_2 = 135 \pm 13$ (МэВ).

Аналогичные распределения (83) были получены для рС-и dС-взаимодействий при $P = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Они представлены на рис.41 а, б. Как видно из рисунков, эти распределения описываются только одной экспоненциальной функцией:

$$F(v_k) = a \exp(-v_k / \langle v_k \rangle) \quad (86)$$

со средними значениями $\langle v_k \rangle$, равными $\langle v_k \rangle_{pC} = 0,133 \pm 0,004$ и $\langle v_k \rangle_{dC} = 0,147 \pm 0,002$, что соответствует средней температуре протонов в выделенных кластерах $\langle T_k \rangle_{pC} = 62 \pm 2$ (МэВ) и $\langle T_k \rangle_{dC} = 67 \pm 2$ (МэВ).

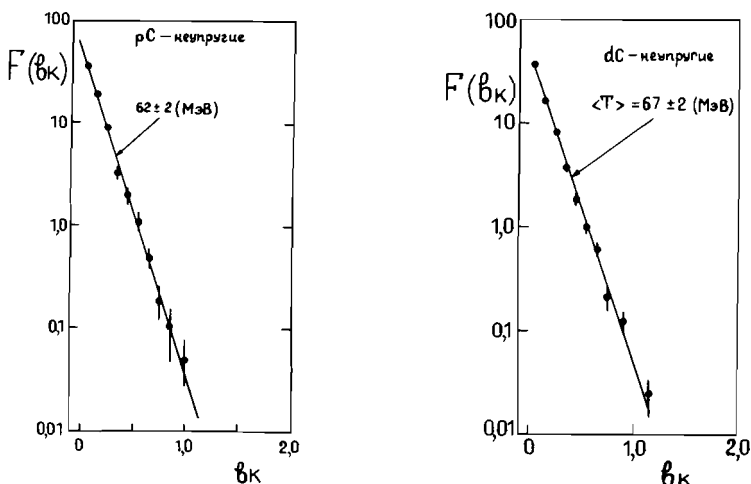


Рис.41. Инвариантные функции $F(v_k)$ для протонов в кластерах, образующихся в pC и dC -взаимодействиях при импульсе $4,2$ ГэВ/с на нуклон в области фрагментации мишени. Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью.

Таким образом, в pC , dC -и CC -взаимодействиях образуются нуклонные кластеры с одинаковой в пределах ошибок эксперимента средней температурой $\langle T_{\mu} \rangle_1$. Второй кластер \bar{II} , образующийся только в CC -соударениях, с более высокой температурой $\langle T_{\mu} \rangle_2 = 135 \pm 13$ (МэВ) связан, по-видимому, с многонуклонными взаимодействиями, поскольку в pC -и dC -соударениях он отсутствует.

Инвариантная функция $F(v_{\mu c})$, представленная на рис.40, для кластеров, образующихся в CC -соударениях в области фрагментации мишени, показывает, что они различным образом распределены относительно мишени. Функцию $F(v_{\mu c})$ также можно аппроксимировать выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций:

$$F(v_{\mu c}) = C_1 \exp(-v_{\mu c} / \langle v_{\mu c} \rangle_1) + C_2 \exp(-v_{\mu c} / \langle v_{\mu c} \rangle_2) \quad (87)$$

со средними значениями $\langle v_{\mu c} \rangle_1 = 0,14 \pm 0,02$ и $\langle v_{\mu c} \rangle_2 = 0,51 \pm 0,05$. Величины коэффициентов C_1 и C_2 равны соответственно: $C_1 = 2,1 \pm 0,3$ и $C_2 = 0,32 \pm 0,09$, что отражает вклад кластеров обоих типов. Нуклонный кластер \bar{II} , характеризующийся более высокой температурой протонов, имеет большую величину 4-скорости относительно мишени $\langle v_{\mu c} \rangle_2 = 0,51 \pm 0,05$. Пове-

ление функций $F'(v_{ic})$ и $F'(v_k)$ для кластеров, образующихся в области фрагментации пучка в СС-соударениях, имеет аналогичный характер.

Интересно исследовать поведение характеристик нуклонных кластеров в зависимости от типа и энергии столкновения. Для обеспечения одинаковых методических условий при сравнении различных типов реакций (табл.9) отбирались протоны с импульсом $300 \leq P_{\text{лаб}} \leq 800$ МэВ/с. Анализировались события, в которых число таких протонов составляло $n_p \geq 2$, т.е. минимальная множественность протонов в кластере равнялась 2. Отобранные таким образом группы протонов принадлежат, в основном, к кластерам типа 1.

Таблица 11

Средние значения $\langle v_k \rangle$ для протонов в интервале $0,1 < v_{ii} \leq 0,63$

Тип взаимодействия	v_{ii}	Число событий	Множественность n_p	$\langle v_k \rangle$
pC	7,16	455	$2,31 \pm 0,03$	$0,125 \pm 0,003$
dC	7,16	878	$2,37 \pm 0,02$	$0,129 \pm 0,002$
CC	7,16	993	$2,58 \pm 0,03$	$0,125 \pm 0,002$
pC	19,4	271	$2,38 \pm 0,04$	$0,123 \pm 0,004$
\bar{p} -C	570	1148	$2,21 \pm 0,01$	$0,110 \pm 0,002$
<hr/>				
pTa	7,16	44	$3,4 \pm 0,2$	$0,16 \pm 0,01$
dTa	7,16	685	$4,67 \pm 0,10$	$0,161 \pm 0,002$
pTa	19,4	941	$4,89 \pm 0,09$	$0,170 \pm 0,002$

В таблице 11 приведены: число отобранных событий во всех рассматриваемых типах взаимодействий и средняя множественность протонов в кластерах. Здесь же представлены средние значения $\langle v_k \rangle$ протонов в кластерах во всех типах взаимодействий. Распределения протонов по этой переменной во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами С и Та приводятся на рис.42 и 43. Из таблицы и из рисунков видно, что величина $\langle v_k \rangle$ в пределах $\sim 10\%$ одинакова для всех протонных кластеров, образующихся из одного и того же ядра, независимо от типа взаимодействия и его энергии в интервале $v_{ii} = 7 \div 570$. Средняя величина $\langle v_k \rangle$ для протонов, образующихся в реакциях на Та, больше, чем для протонов, рожденных на ядре С. Возможно, это связано, в основном, с увеличением множественности протонов в реакциях на более тяжелом ядре ¹⁴⁷. Этот вопрос требует дальнейшего исследования.

В таблице 12 представлены средние значения переменных v_{ic} и v_{ic}^2 -квадратов 4-скоростей протонных кластеров относительно ядра мишени и налетающего ядра или частицы. Видно, что величина $\langle v_{ic} \rangle \sim \langle v_k \rangle$, т.е.

4-скорость протонного кластера относительно родительского ядра порядка размера кластера. В то же время $\langle v_{\text{ТС}} \rangle \ll \langle v_{\text{ТС}} \rangle$. Средние значения $\langle v_{\text{ТС}} \rangle$ для одного и того же ядра одинаковы в различных реакциях и не зависят от энергии в интервале $4; 10$ ГэВ/с.

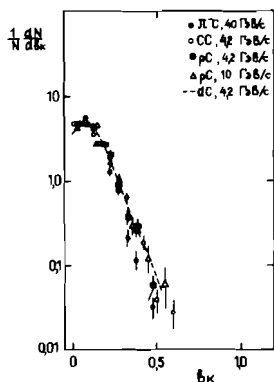


Рис.42. Распределение протонов с импульсом $300 \leq P_{\text{лаб}} \leq 800$ МэВ/с по величине v_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.

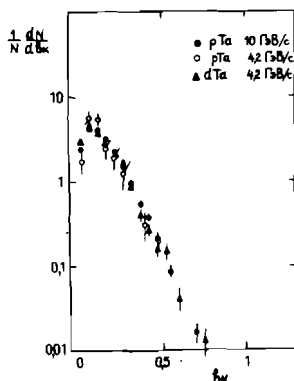


Рис.43. Распределение протонов с импульсами $300 \leq P_{\text{лаб}} \leq 800$ МэВ/с по величине v_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами тантала при различных энергиях.

Средние значения переменных $v_{\text{ТС}}$ и $v_{\text{ТС}}$ Таблица 12

Тип взаимодейств.	$v_{\text{ТС}}$	$\langle v_{\text{ТС}} \rangle$	$\langle v_{\text{ТС}} \rangle$
pC	7,16	$0,137 \pm 0,005$	$5,7 \pm 0,1$
dC	7,16	$0,132 \pm 0,003$	$5,64 \pm 0,04$
cC	7,16	$0,150 \pm 0,003$	$5,61 \pm 0,05$
pC	19,4	$0,131 \pm 0,006$	$16,8 \pm 0,2$
\bar{p} -C	570	$0,113 \pm 0,003$	502 ± 2
pTa	7,16	$0,07 \pm 0,01$	$6,0 \pm 0,2$
dTa	7,16	$0,084 \pm 0,003$	$5,72 \pm 0,04$
pTa	19,4	$0,078 \pm 0,002$	$16,2 \pm 0,1$

Для \bar{p} -C-взаимодействий при $P_{\bar{p}} = 40$ ГэВ/с наблюдается отклонение этой величины на $\sim 20\%$.

На рис.44 представлены инвариантные функции $F(\beta_{\text{ц.с}})$ в зависимости от переменной $\beta_{\text{ц.с}}$ для различных реакций на ядре углерода в интервале значений $\beta_{\text{ц.с}} = 7 \div 570$. В реакциях на ядре Та инвариантные функции $F(\beta_{\text{ц.с}})$ имеют аналогичное поведение. Функции $F(\beta_{\text{ц.с}})$ характеризуют процесс образования протонных кластеров на ядрах в различных реакциях. Как можно видеть из рисунка, инвариантные функции $F(\beta_{\text{ц.с}})$ для различных реакций совпадают в пределах экспериментальных ошибок при энергии $4 \div 10$ ГэВ/с. Отклонение протонных кластеров от универсального характера поведения по этой переменной наблюдается при $P_{\text{ц}} = 40$ ГэВ/с, где

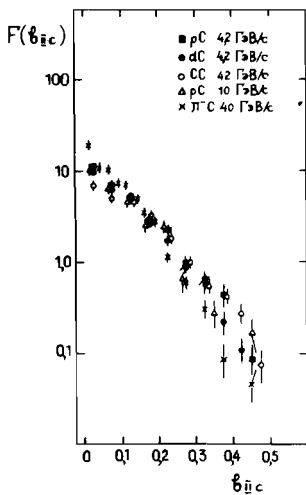


Рис.44. Инвариантная функция $F(\beta_{\text{ц.с}})$ для кластеров протонов с импульсом $300 \leq P_{\text{лаб}} \leq 800$ МэВ/с, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.

кварк-глюонные степени свободы начинают играть все более существенную роль. Из представленных в этом разделе экспериментальных данных можно сделать следующие выводы:

1. В промежуточной области релятивистских ядерных столкновений четко проявляется свойство кластеризации протонов. Впервые в СС-соударениях выделены два типа нуклонных кластеров, характеризующихся различными свойствами: одни из них имеют среднюю кинетическую энергию протонов в системе покоя ("температуру") $\langle T_1 \rangle = 72 \pm 7$ (МэВ) и $\langle \beta_{\text{ц.с.}} \rangle_1 = 0,14 \pm 0,01$, а второй $\langle T_2 \rangle = 135 \pm 13$ (МэВ) и $\langle \beta_{\text{ц.с.}} \rangle_2 = 0,51 \pm 0,05$.

В пространстве 4-скоростей свойства \bar{I} кластера, так же как и в случае пионных кластеров, имеют универсальный характер, не зависящий ни от типа взаимодействия, ни от его энергии в интервале $7 \leq \beta_{\text{ц.с.}} \leq 570$. Этот результат следует рассматривать как проявление автомодельности в области малых относительных $\beta_{\text{ц.с.}}$, как обобщение явления, известного

под названием "ядерного скейлинга"^{/50/}. Ядерный скейлинг - это инвариантность сечений при изменении энергии столкновения, автомодельность же подразумевает независимость также от переменных $v_{\alpha\bar{1}}$, $v_{\beta\bar{1}}$, $v_{\alpha\beta}$ и других больших v_{ik} .

2. Средний размер протонных кластеров составил $\langle v_k \rangle \sim 3 \cdot 10^{-1}$, а величина $\langle v_{\beta\bar{c}} \rangle$ в соответствии с предсказанием^{/7/} оказалась равной $\langle v_{\beta\bar{c}} \rangle \sim 10^{-1}$. Различия с пионными кластерами составляют порядок величины.

3. Гипотеза об образовании нуклонных кластеров исследовалась в работах^{/51/}, в которых были сделаны интересные выводы об их свойствах. Однако провести сравнение результатов настоящей работы с результатами работ^{/51/} не представляется возможным, поскольку в работах^{/51/} изучались только инклюзивные спектры протонов и использовалось нереалистичное предположение, что кластеры вылетают строго по оси реакции.

4. Полученные результаты подтверждают справедливость используемых критериев^{/7/} для классификации релятивистских ядерных взаимодействий.

5. Универсальность барионных кластеров справедлива как в области классической ядерной физики, так и переходной области, где уже проявляются кварк-глюонные степени свободы.

6. Изложенные результаты подтверждают вывод о существовании промежуточной асимптотики в распределениях множественных процессов по v_{ik} в области малых v_{ik} (так называемой первой промежуточной асимптотики^{/48/}).

Заключение

1. Для описания реакций с участием сильновзаимодействующих частиц и ядер введены безразмерные инвариантные параметры

$$v_{ik} = - \left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k} \right)^2$$

на основе которых сформулированы асимптотические закономерности при $v_{ik} \rightarrow \infty$ для инвариантных распределений (сечений) $d\sigma = W(\dots, v_{ik}, \dots) \prod dv_{ik}$. Величины v_{ik} имеют физический смысл квадратов расстояний в пространстве относительных скоростей. Распределения как функции v_{ik} описывают всю доступную эксперименту информацию о реакциях. Законы сохранения энергии - импульса играют роль краевых условий в пространстве определяющих параметров v_{ik} . Изучаемые в статье закономерности являются динамическими, так как они справедливы в области v_{ik} , где краевые (кинематические) условия несут незначительный вклад.

2. Сформулирован и экспериментально обоснован принцип ослабления корреляций в пространстве определяющих параметров v_{ik} - асимптотическое обращение в нуль коррелятора:

$$(W - W^\alpha \cdot W^\beta) \Big|_{v_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \longrightarrow 0$$

Изучение этого и других корреляторов позволило ввести понятие изолированной системы как группы частиц, относительные расстояния между которыми в пространстве скоростей v_{ik} много меньше, чем расстояние до ближайшей частицы, не входящей в систему. Согласно принципу ослабления корреляций, распределение W^α частиц в изолированной системе описывается факторизованной функцией $W/v_{\alpha\beta} \rightarrow \infty \rightarrow W^\alpha, W^\beta$, т.е. полевые переменные, входящие в W^α и W^β , асимптотически коммутируют между собой.

Показано, что принцип ослабления корреляций является общей и универсальной статистической закономерностью, характеризующей кварк-глюонную материю.

3. Предложен релятивистски-инвариантный метод выделения изолированных систем - кластеров (струй), основанный на минимизации суммы квадратов четырехмерных скоростей частиц $\sum_k v_k = -\sum_k (v_\alpha - u_k)^2$ и определения на этой основе центров кластеров (осей струй) V_α .

4. Важной характеристикой изолированных систем (кластеров) являются средние квадраты относительных скоростей $\langle v_k \rangle$, частиц, входящих в кластер. Если в кластер входят частицы одинаковой массы, то в системе покоя кластера $\langle v_k \rangle = \frac{2}{m_k} \langle T_k \rangle$, где T_k - средняя кинетическая энергия частиц внутри кластера - "температура". Адроны и ядра можно рассматривать как кластеры с $\langle v_k \rangle \ll 1$; кластеры с $\langle v_k \rangle \sim 10^{-2}$ - продукты нерелятивистских ядерных реакций; барионные кластеры с $\langle v_k \rangle \sim 0,125$ - сильно возбужденная адронная материя, кластеры с $\langle v_k \rangle \approx 4$ - хромоплазма, струи. Таким образом, изучение кластеров с $\langle v_k \rangle \approx 1$ представляет собой изучение асимптотических свойств сильновозбужденной материи. Поиск кластеров с максимальными $\langle v_k \rangle$ - актуальная задача физики высоких энергий. Поскольку найденные нами закономерности носят асимптотический характер, то существенное повышение энергии столкновения релятивистских ядер до десятков и сотен ГэВ на нуклон приведет к получению кластеров примерно с теми же параметрами, которые обсуждаются в настоящей статье.

5. Сформулирован принцип автомодельности для инвариантных распределений (сечений) $W(\dots v_{ik} \dots)$:

$$W(v_{\alpha i}, v_{\beta i}, v_{\alpha\beta}, \dots) \Big|_{v_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} = \frac{1}{v_{\alpha\beta}^m} W_1(v_{\alpha i}, \frac{v_{\beta i}}{v_{\alpha\beta}}, \dots)$$

В механике сплошных сред законы подобия, связанные с асимптотической независимостью от больших определяющих параметров (в нашем случае независимость W_1 от $v_{\alpha\beta}$ и $v_{\beta i}$ называют автомодельностью второго рода). Сформулированный принцип в отличие от фейнмановского скейлинга и принципа автомодельности Матвеева, Мурадяна, Тавхелидзе содержит как масштабно-инвариантные параметры подобия $\frac{v_{\beta i}}{v_{\alpha\beta}}$ (т.е. параметры, инва-

риантные по отношению к преобразованию импульсов $P_i \rightarrow \Lambda P_i$), так и масштабно-инвариантные ($v_{\alpha i} \rightarrow \lambda^3 v_{\alpha i}$). Кроме того, наш принцип автомодельности ротационно и релятивистски инвариантен и не связан с осью реакции. Параметр $v_{\alpha i}/v_{\alpha \beta}$ в системе $\vec{V}_{\alpha} = 0$ (система покоя кластера) имеет вид переменной светового фронта $v_{\alpha i}/v_{\alpha \beta} \rightarrow u_{0i} - u_{2i}$, откуда следует, что распределение частиц кластера в его системе покоя анизотропно при любой степени изолированности системы ($v_{\alpha \beta} \rightarrow \infty$). Это — следствие неевклидовости пространства скоростей.

6. Принцип автомодельности второго рода проверялся на большом экспериментальном материале, включающем адрон-адронные, адрон-ядерные, ядро-ядерные и $\bar{\nu}N$ -взаимодействия в интервале энергий $4 \div 205$ ГэВ/с. На всем пространственном экспериментальном материале показана справедливость основных сформулированных выше закономерностей:

а) кварк-глюонные кластеры наблюдаются в адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях в основном в виде двух изолированных пионных струй с $\langle v_{\kappa} \rangle \simeq 4$, расположенных в областях фрагментации первичных сталкивающихся частиц;

б) в процессах классической ядерной физики и в переходной области релятивистских ядерных взаимодействий образуются нуклонные кластеры с $\langle v_{\kappa} \rangle \leq 0,125$, свойства которых определяются протон-нейтронным составом материи;

в) показана универсальность свойств распределений вторичных частиц по переменной v_{κ} в пионных струях и нуклонных кластерах, эти свойства не зависят ни от типа взаимодействия, ни от его энергии в интервале $P_{\text{лаб}} = 22 \div 205$ ГэВ/с ($\langle v_{\alpha \beta} \rangle \geq 10$) для пионных струй и $P_{\text{лаб}} = 4 \div 40$ ГэВ/с ($7 < v_{\alpha \beta} \leq 570$) для нуклонных кластеров. Однако средние величины $\langle v_{\kappa} \rangle$ различны для различных областей взаимодействий и находятся в соответствии с предложенной классификацией¹⁷¹: для пионных струй $\langle v_{\kappa} \rangle \simeq 4$, для нуклонных кластеров в области классической ядерной физики $\langle v_{\kappa} \rangle \simeq 1 \cdot 10^{-2}$, и для нуклонных кластеров в промежуточной области $\langle v_{\kappa} \rangle \simeq 3 \cdot 10^{-1}$;

г) показано, что распределения пионов в струях (кластерах) по переменной x_{κ} так же, как и распределения по v_{κ} , имеют универсальный характер независимо ни от типа взаимодействия, ни от его энергии в интервале $P_{\text{лаб}} = 40 \div 205$ ГэВ/с. Таким образом показано, что существуют два типа параметров подобия - масштабно-инвариантные x_{κ} и масштабно-неинвариантные v_{κ} ;

д) распределение пионных струй и нуклонных кластеров по величине $v_{\alpha \beta}$ (расстояние между осями струй) в соответствии с предсказанием (37) описывается степенной зависимостью типа:

$$\frac{dN}{dv_{\alpha \beta}} = \frac{A}{v_{\alpha \beta}^m}$$

в области $v_{\beta} \neq 20$ для пионных струй и $v_{\beta} \geq 2$ для нуклонных кластеров. Величина параметра m в первом случае равна ~ 3 , а во втором ~ 4 .

7. В рамках кварк-глюонных модельных представлений об адрон-адронных, адрон-ядерных (во взаимодействиях с легкими ядрами) и $\nu(\bar{\nu})N$ -взаимодействиях обнаруженные закономерности множественного рождения означают, что адронизация кварков, дикварков и др. цветных систем в мягких и жестких взаимодействиях частиц имеет универсальный характер в пространстве относительных четырехмерных скоростей, не зависящий от происхождения и свойств цветной кварковой системы. Эта универсальность указывает на то, что адронизация цветных зарядов определяется динамикой их взаимодействий с КХД-вакуумом.

8. Угловое распределение пионов в системе покоя струй имеет анизотропный характер.

9. Характер инвариантных распределений осей пионных струй по четырехмерным скоростям относительно сталкивающихся частиц $v_{S\bar{S}}$ и $v_{S\bar{N}}$ приводит к выводу о том, что фрагментирующие кварковые объекты в пионе, нуклоне и в мультикварковых конфигурациях ядра углерода, имеют приблизительно (в пределах экспериментальных ошибок) одну и ту же величину эффективной массы.

10. Свойства инвариантных $\chi_S = \frac{M_S}{M_{T(S)}} \frac{(V \cdot U_{\bar{S}}(T))}{(U_{\bar{S}} \cdot U_{\bar{S}})}$ -распределений пионных струй, отражающих распределение партонов в первичных взаимодействующих частицах, указывает на различный характер кварк-партонных структурных функций пионов, нуклонов и мультикварковых конфигураций ядра углерода. Средняя величина $\langle \chi_S \rangle$ для струй, образующихся в процессах фрагментации протона, равна $\langle \chi_S \rangle = 0,14 \pm 0,01$, в процессах фрагментации пиона $\langle \chi_S \rangle = 0,41 \pm 0,01$, в кумулятивных процессах на ядре углерода $\langle \chi_S \rangle = 0,34 \pm 0,02$.

11. Впервые в СС-взаимодействиях при импульсе $4,2 \cdot A$ ГэВ/с выделены два типа нуклонных кластеров: один из них характеризуется температурой $\langle T_K \rangle_1 = 72 \pm 7$ (МэВ) и имеет универсальные свойства, не зависящие от типа налетающей частицы и энергии в интервале $P_{\text{лаб}} = 4 \div 40$ ГэВ/с, а второй - температурой $\langle T_K \rangle_2 = 135 \pm 13$ (МэВ) и связан с многонуклонными взаимодействиями. Свойства последнего типа кластеров требуют дальнейших исследований.

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 предоставление данных

по $\bar{p}p$ -взаимодействиям при импульсах 5,7 и 12 ГэВ/с и pp -взаимодействиям при $P = 205$ ГэВ/с и сотрудничеству ИФВЭ, ИТЭФ, ФНАЛ и Мичиганского университета за предоставление данных по $\bar{p}N$ -столкновениям.

Литература

1. Боголюбов Н.Н., Струминский Б.В., Тавхелидзе А.Н. Сообщение ОИЯИ Д-1968, Дубна (1965).
Han M.Y. and Nambu Y. Phys.Rev. 139B,1006 (1965).
Miyamoto Y. Progr. Theor. Phys. Suppl. Extra, N187 (1965).
2. Satz H. Closing Talk at the Fourth International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions "Quark Matter-84", Helsinki/Finland, June 12-21, 1984.
3. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике №1, ФИАН, с.35-39 (1971).
Сообщения ОИЯИ P7-5808, Дубна (1971).
4. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.949.
Балдин А.М. и др. ДАН СССР, 1984, т.279, с. 1352.
5. Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. ТМФ, 15, с.332-339 (1973); Lett.Nuovo Cim., 5, p.907-912 (1972).
6. Седов Л.И. "Механика сплошной среды", т.1, Москва, "Наука", Главная редакция Физико-математической литературы, 1983 г.
Баренблатт. "Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика". Ленинград, гидрометеониздат, 1982 г.
7. Балдин А.М. Доклады АН СССР 222 №5, с.1064 (1975); ЭЧАЯ, т8, №3, с.429 (1977). Nucl.Phys. A434 (1985), p.695C.
8. Балдин А.М., Диденко Л.А. Краткие сообщения ОИЯИ, №3-84, Дубна (1984), с.5.
9. Балдин А.М., Балдин А.А. Краткие сообщения ОИЯИ, №17-86, Дубна, 1986, с.19.
10. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Нгуен Ван Хьеу. Phys.Lett., 1967, v.25B, p.617.
11. Feynman R. Phys.Rev.Lett. 1969, v.23, p.1415.
12. BBCDSSTTU-BW Collaboration, Phys.Lett., 1972, v.39B, p.371.
13. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1977, т.25, с.1013.
Ангелов Н.С. и др. Сообщение ОИЯИ, 1-12424, Дубна, (1979).
14. Балдин А.М. In: Proc.Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, Dresden 1980, v.2, p.1; JINR Reports E1-80-545, Dubna, 1980; E2-83-415, Dubna, 1983.
15. Basile M. et al. Phys.Lett., 1980, 92B, p.367; 1980, 95B, p.311; 1981, 99B, p.247.
16. Basile M. et al. Nuovo Cim., 1980, 58A, p.193; 1981, 65A, p.414; 1981, 65A, p.400; 1982, 67A, p.244; 1982, 67A, p.53.

17. Göttgens R. et al. Nucl.Phys., 1981, B178, p.392.
18. Barch M. et al. Nucl.Phys., 1981, B192, p.289.
19. Гришин В.Г. и др. ЯФ, 1983, т.37, с.915; ЯФ, 1984, т.40, с.936; ЯФ, 1985, т.41, с.684.
20. Didenko L.A. et al. JINR, E1-84-263, Dubna, 1984.
21. Baldin A.M. et al. JINR, E1-84-313, Dubna, 1984; E1-85-415, Dubna 1985; ЯФ, 1984, т.39, с.1215.
22. Гришин В.Г. и др. ЯФ, т.41, 1985, с.371.
23. Baldin A.M. et al. Z.Phys.C, v.33, (1987), p.363.
24. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-87-552, Дубна, 1987.
25. Балдин А.М. и др. ЯФ., т.44, с.1209, 1986; ОИЯИ, P1-85-820, Дубна, 1985.
26. Baldin A.M. et al. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №16-86, с.24, Дубна 1986.
27. Y.Cho et al. Phys.Rev.Lett., 1973, v.31, p.413.
28. Abesalashvili L. et al. Phys.Lett., 52B, (1974), p.236.
Boos E.G. et al. Nucl.Phys., B121, (1977), p.381.
29. Atherton H.W. et al. Nuovo Cimento, 1975, v.30A, p.505.
30. Johnson P. et al. Nucl.Phys., B173, (1980), 77.
31. Dias de Deus J. Nucl.Phys., B123, (1977), 240.
32. Boos E.G. et al. Phys.Lett., B85 (1979) 424;
Batyunya B.V. et al. Z.Phys., C5(1980) 17;
Phys.Script., 31(1985) 103.
33. Baldin A.M. et al. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №1[2]-87, с.17, Дубна 1987.
34. Baldin A.M. et al. Труды УШ Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, (19-24 июня 1986, Дубна), т.1, с.45.
35. Baldin A.M. et al. JINR, E1-87-142, Dubna, 1987.
36. Berge J.P. et al. Nucl.Phys. B184, 1981, p.13.
37. Аммосов В.В. et al. Nucl.Phys., B203, 1982, p.1; B203, 1982, p.16.
38. Sjostrand T. LUTP 82-3, March 1982.
39. Higgins P.D. et al. Phys.Rev.D, 1979, v.19, N1, p.65;
Phys.Rev.D, 1979, v.19, N3, p.731.
40. Biswas N.N. et al. Nucl.Phys., B167 (1980) 41.
41. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
42. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, P1-82-536, Дубна, 1982.
43. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, P1-86-263, Дубна, 1986.
44. Nagamiya S. et al. Phys.Rev.C, 1981, v.24, p.971.
45. Adyasevich B.P. et al. IAE-3973/2, Moscow, 1984;
IAE-4148/2, Moscow, 1985.

46. **Malfliet R. et al.** Phys.Rev.C, 1985, v.31, p.1275.
47. Армутлийски Д. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №4 [24]-87, с.5, Дубна, 1987.
48. Балдин А.М. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №2 [22]-87, с.17, Дубна, 1987.
49. **Lander R.L. et al.** Phys.Rev., v.137, (1965), p.1228.
50. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. X школа физики ИТЭФ. Элементарные частицы. М. Энергоиздат, 1983, В.1, с.46.
51. **Manko V.I. and Nagamiya S.** Nucl.Phys., A384 (1982), 475;
B.P. Adyasevich et al. Phys.Lett., v.142B, p.245, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1987 года.

ОГЛАВЛЕНИЕ

§1.	ВВЕДЕНИЕ	
§2.	РЕЛЯТИВИСТСКИ-ИНВАРИАНТНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ	3
§3.	ПРИНЦИП ОСЛАБЛЕНИЯ КОРРЕЛЯЦИИ	11
§4.	ИНВАРИАНТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ АДРОННЫХ СТРУЙ	15
§5.	НОВЫЙ ПОДХОД К ОПРЕДЕЛЕНИЮ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ	16
§6.	ОПИСАНИЕ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ ТРИАНГУЛЯЦИИ	22
§7.	ПРИНЦИП АВТОМОДЕЛЬНОСТИ	24
§8.	ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНЫЙ МЕТОД ВЫДЕЛЕНИЯ КЛАСТЕРОВ (СТРУЙ) В ПРОСТРАНСТВЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ	26
§9.	АВТОМОДЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ФУНКЦИИ $W(v_{\alpha\beta}, v_{\alpha i}, v_{\beta i}, \dots)$ В ОБЛАСТИ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ФИЗИКИ	35
9.1.	Универсальность свойств четырехмерных адронных струй в мягких адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях	35
9.2.	Универсальность свойств 4-мерных струй в мягких и жест- ких взаимодействиях частиц	39
9.3.	Наблюдаемость цветных зарядов	44
9.4.	Универсальность χ_k -зависимости функции распределения вероятностей $W(\chi_k)$ и анизотропия угловых распреде- лений частиц в струях	46
9.5.	Анализ распределений струй по величине $v_{\alpha\beta}$	48
§10.	ИНВАРИАНТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АДРОННЫХ СТРУЙ	49
10.1.	Распределения адронных струй в пространстве четырех- мерных относительных скоростей	49
10.2.	Инвариантные распределения адронных струй по переменной $\chi_S = \frac{M_S}{m_{\bar{I}(I)}} \frac{(V_S \cdot U_{\bar{I}(I)})}{(U_{\bar{I}} \cdot U_{\bar{I}})}$	54

§11. КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦ В СТРУЯХ В ПРОСТРАНСТВЕ ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ	58
§12. АСИМПТОТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ БАРИОННЫХ КЛАСТЕРОВ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМО- ДЕЙСТВИЯХ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ 4-40 ГЭВ/С	60
12.1. Экспериментальный материал	62
12.2. Свойства барионных кластеров в классической ядерной физике	63
12.3. Свойства барионных кластеров, образующихся в промежуточной области релятивистских ядерных столкновений	66
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	75
ЛИТЕРАТУРА	79