

247/83



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

10/1-83

1-82-687

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНФИГУРАЦИИ
 $\bar{p}p$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ 22,4 ГЭВ/С
В ИМПУЛЬСНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Сотрудничество Дубна–Алма-Ата–Кошице–Москва–
Прага–Тбилиси–Хельсинки

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение механизма адронных процессов с большими p_T и e^+e^- -аннигиляции в адроны обнаружило, что они сопровождаются образованием адронных струй ^{/1/}. Вопрос о существовании аналогичного механизма образования струй в случае адрон-адронных взаимодействий с малыми p_T в значительной степени пока остается открытым. Как известно, перспективной схемой теоретического описания процессов рождения адронов в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях является схема дуально-топологической унитаризации /ДТУ/ ^{/2/}. В рамках этого подхода конечные адронные состояния возникают в результате адронизации цветных объектов, входящих в состав взаимодействующих адронов. При этом процессы рождения адронов различаются числом адронизирующихся кварковых или ди-кварковых цепочек, которые в импульсном пространстве образуют струи. Таким образом, структура, или конфигурация события должна зависеть от числа цепочек /струй/ и наличия корреляций между ними. В работе ^{/3/} для описания pp -взаимодействия с малыми p_T развита двухструйная модель, основанная на дуально-топологическом подходе. В этой связи особый интерес представляют предсказания схемы ДТУ для случая $\bar{p}p$ -взаимодействий, в которых имеется аннигиляционный канал. Согласно схеме ДТУ, в $\bar{p}p$ -аннигиляции при высоких энергиях вторичные адроны рождаются в виде трех дуальных цепочек, или трех струй ^{/4/}. Эта трехструйная структура аннигиляционных событий может проявляться как в распределениях по множественности вторичных адронов, так и в конфигурации событий в импульсном пространстве. Проведенная в работе ^{/5/} экспериментальная проверка показала, что характеристики распределений по множественности вторичных адронов, образующихся в различных процессах, действительно соответствуют предсказаниям схемы ДТУ. Изучение pp -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с в работе ^{/6/} показало, что конфигурации импульсов частиц, образующихся в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, свидетельствуют о многоструйной структуре событий.

Настоящая работа посвящена более детальному анализу импульсных конфигураций с помощью ряда коллективных переменных с целью выявления структур, отвечающих предсказаниям схемы ДТУ. В анализе использовано примерно 27000 $\bar{p}p$ -взаимодействий, полученных при облучении жидководородной пузырьковой камеры "Людмила" сепарированным пучком антипротонов с импульсом 22,4 ГэВ/с на серпуховском ускорителе. Детали эксперимента приведены в ^{/7/}. Протоны с импульсом $p_{\text{добр}} < 1,5$ ГэВ/с идентифицировались по ионизации в камере. Для анализа было отобрано около 11000 событий с протоном

в конечном состоянии. В схеме ДТУ аннигиляционным и неаннигиляционным событиям отвечают диаграммы с различным числом дуальных цепочек /струй/. Поэтому события с идентифицированным протоном в конечном состоянии и события без идентифицированного протона, среди которых велика доля событий, отвечающих $\bar{p}p$ -аннигиляции, анализировались по отдельности.

2. КОНФИГУРАЦИЯ $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СХЕМЕ ДТУ

Процессы рождения адронов в неаннигиляционных и аннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях при высоких энергиях в схеме дуальной унитаризации^{/2-4/} отвечают диаграммам, изображенным на рис. 1а и б соответственно. Можно ожидать, что при равномерном распределении энергии между дуальными цепочками /струями/ и в отсутствие корреляций между ними, т.е. в том случае, когда центр масс каждой из цепочек совпадает с общим центром масс системы взаимодействующих частиц, для конфигурации импульсов будут характерны "четырёхструйные", или "крестообразные" структуры в первом случае и "шестиструйные" во втором, схематически изображенные на рис. 2а и б соответственно. Если же центр масс каждой из цепочек движется в общей системе центра масс события, то неаннигиляционным и аннигиляционным $\bar{p}p$ -взаимодействиям скорее будут отвечать конфигурации, схематически изображенные на рис. 2в и г. Неравномерность распределения энергии может приводить и к своего рода вырождению струйной структуры и соответствующему изменению конфигурации событий в импульсном пространстве. К аналогичным модификациям будет приводить и ограниченность r_T . Таким образом, в общем случае схема ДТУ сама по себе не дает конкретных указаний относительно конфигурации событий в импульсном пространстве. В частности, конфигурация аннигиляционных и неаннигиляционных событий может оказаться весьма сходной. В настоящей работе исследовано возможное проявление в $\bar{p}p$ -взаимодействиях конфигураций, изображенных на рис. 2а, в и г.

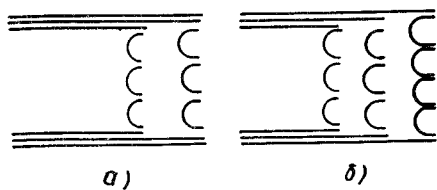


Рис. 1. Дуальные диаграммы, отвечающие неупругим $\bar{p}p$ взаимодействиям /а/ и $\bar{p}p$ -аннигиляции /б/.

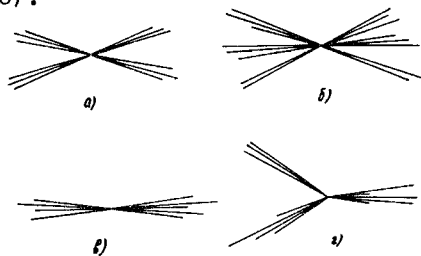


Рис. 2. Схематическое изображение конфигураций, отвечающих различным представлениям схемы ДТУ о механизме $\bar{p}p$ -взаимодействий.

3. МЕТОДЫ АНАЛИЗА СТРУКТУРЫ СОБЫТИЙ

В качестве характеристик двухструйной конфигурации событий, типа изображенных на рис. 2в, обычно используются^{/8/} "сферичность" S :

$$S = \min \frac{3}{2} \left[\frac{\sum_{i=1}^N (\vec{p}_{Ti})^2}{\sum_{i=1}^N (\vec{p}_i)^2} \right] \quad /1/$$

и "траст" T :

$$T = \max \left[\frac{\sum_{C_1} p_{Li} - \sum_{C_2} p_{Li}}{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_i|} \right] \quad /2/$$

Здесь p_{Li} и \vec{p}_{Ti} - продольные и поперечные компоненты импульса i -й частицы в системе центра масс, вычисленные относительно направлений единичных векторов \vec{n}_S и \vec{n}_T , которые задают соответственно оси сферичности и траста и обеспечивают выполнение условий экстремума в определениях /1/ и /2/. В формуле /1/ суммирование ведется по всем вторичным частицам события. В формуле /2/ все вторичные частицы разбиваются на два класса C_1 и C_2 и суммирование проводится внутри каждого из этих классов. Разбиение на классы осуществляется следующим образом. Если единичный вектор \vec{n}_T определяет направление оси траста данного события, то в соответствии с условием $\vec{p}_i \vec{n}_T > 0$ (< 0)

$$\vec{p}_i \in C_1(C_2). \quad /3/$$

При вычислении величины траста для каждого события приходится перебирать большое число комбинаций, которое определяется всеми возможными способами разбиения частиц на два класса /3/. В частности, для событий с десятью вторичными частицами $N=10$ приходится рассматривать 511 комбинаций. С ростом множественности вторичных частиц число комбинаций резко возрастает и для $N=12$ составляет уже 2047.

В общем случае число комбинаций K^T , отвечающих разбиению вторичных частиц на два класса, равно

$$K_N^T = 2^{N-1} - 1. \quad /4/$$

Обобщением траста на случай конфигурации события, изображенного на рис. 2г, является величина "триплисити" TR :

$$TR = \max \left[\frac{\sum_{C_1} \vec{p}_i \vec{n}_1 + \sum_{C_2} \vec{p}_i \vec{n}_2 + \sum_{C_3} \vec{p}_i \vec{n}_3}{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_i|} \right] \quad /5/$$

Все обозначения в формуле /5/ аналогичны предыдущим. Суммирование ведется внутри трех классов C_1 , C_2 и C_3 , разбиение на ко-

торые осуществляется следующим способом: если единичные векторы \vec{n}_1 , \vec{n}_2 и \vec{n}_3 определяют три независимые оси, отвечающие трем классам частиц C_1 , C_2 , C_3 , и если $\vec{p}_i \cdot \vec{n}_j \geq \vec{p}_i \cdot \vec{n}_k$ ($j, k = 1, 2, 3; k \neq j$), то $\vec{p}_i \in C_j$. Очевидно, что при вычислении TR количество рассматриваемых комбинаций определяется числом способов разбиения вторичных частиц на три класса. При этом число возможных комбинаций составляет

$$K_N^{TR} = \frac{1}{2} (3^{N-1} + 1) - 2^{N-1} \quad /6/$$

и очень быстро растет с увеличением множественности вторичных частиц. Так, для $N=10$ $K_{10}^{TR} = 9330$, а для $N=12$ $K_{12}^{TR} = 86526$, что существенно осложняет вычисление величин траста и триплисити.

Помимо величин T и TR мы используем в настоящей работе величину "дистраста" DT:

$$DT = \max_{C_1} \left[\frac{\sum |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_1| + \sum_{C_2} |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_2|}{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_i|} \right], \quad /7/$$

причем единичные векторы \vec{n}_1 и \vec{n}_2 определяют оси дистраста. Как и в предыдущих случаях, их выбор должен отвечать максимизации сумм. Частица с импульсом \vec{p}_i принадлежит классу C_1 , если $|\vec{p}_i \cdot \vec{n}_1| \geq |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_2|$. Величина дистраста используется для выделения конфигураций типа изображенных на рис.2а.

4. АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК СТРУКТУРЫ СОБЫТИЙ

Обычно вычисление величин T и TR сопряжено с большими затратами времени на ЭВМ. Поэтому нами разработан более простой и быстродействующий алгоритм, идея которого иллюстрируется на примере вычисления T. Разбиение вторичных частиц на классы производится не любым способом, а только таким, который заведомо приводит к максимизации сумм в /2/. Более подробно алгоритм состоит в следующем. Если в конечном состоянии имеется N частиц с импульсами \vec{p}_i , то:

1 - выбирается частица с максимальным модулем импульса; в дальнейшем эту частицу будем называть опорным элементом или опорной частицей, а ее импульс обозначать \vec{p}_1^0 ;

2 - строится набор импульсов $\vec{p}_i^{(1)}$, который получается суммированием импульса опорной частицы с каждым из оставшихся $N-1$ импульсов, т.е.

$$\vec{p}_i^{(1)} = \vec{p}_1^0 + \vec{p}_i \quad i \neq 1$$

3 - проводится сравнение модулей всех импульсов $\vec{p}_i^{(1)}$ с модулем \vec{p}_1^0 и между собой. Если при этом оказывается, что

а/ $|\vec{p}_i^{(1)}| \leq |\vec{p}_1^0|$ для всех i, то разбиение на классы закончено, $\vec{p}_1^0 \in C_1$, а все остальные частицы следует отнести к классу C_2 ;

б/ по крайней мере для одного i найдется такой $\vec{p}_i^{(1)}$, что $|\vec{p}_i^{(1)}| > |\vec{p}_1^0|$, то в качестве опорного элемента берется $|\vec{p}_i^{(1)}| = \max_i |\vec{p}_i^{(1)}|$.

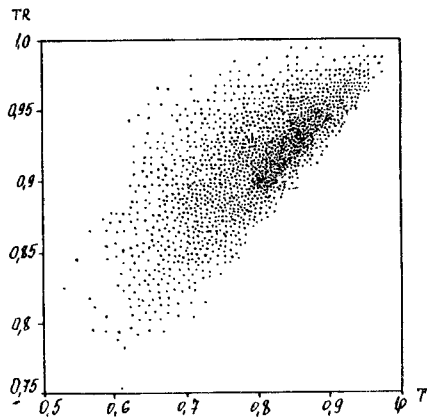
При этом новый опорный элемент состоит из суммы импульсов i-й и k-й частиц набора \vec{p}_i и обозначается $\vec{p}_1^1 (\vec{p}_j, \vec{p}_k)$. На этом завершается первый шаг итерационного процесса поиска элементов класса C_1 . Следующий шаг начинается с п.2. Но теперь опорным элементом служит \vec{p}_1^1 , суммирование ведется до $N-2$ элемента /исключая частицы k и j/, а вновь образованный набор импульсов обозначается $\vec{p}_i^{(2)}$. Процесс продолжается до тех пор, пока на n-м шаге не будет найден опорный элемент $\vec{p}_1^n (\vec{p}_j, \vec{p}_k, \dots, \vec{p}_l)$, удовлетворяющий условию п.3а и равный сумме импульсов $\vec{p}_j, \vec{p}_k, \dots, \vec{p}_l$, которые и образуют искомый класс C_1 . Остальные частицы принадлежат классу C_2 .

Сопоставление предлагаемого и традиционного алгоритмов показало, что для событий с коллинеарной конфигурацией, т.е. при $T \geq 0,75$ /а именно в этих условиях и имеет смысл выделение двухструйной структуры/, их результаты практически совпадают. Для событий, сильно отличающихся по форме от коллинеарных, предлагаемый алгоритм может занижать величину T, что обеспечивает более эффективное выделение двухструйной конфигурации. Средние величины траста, вычисленные с помощью традиционного и предлагаемого алгоритмов, различаются менее чем на 1%. Таким образом, использование предлагаемого алгоритма вполне оправдано. Его легко модифицировать для вычисления величин TR и DT. При применении алгоритма к событиям, содержащим N вторичных частиц, приходится рассматривать $K_N^{TR} = N(N-2)$ комбинаций при вычислении траста и $K_N^T = N^2(N-2)(N-1)$ - при вычислении триплисити и дистраста. Для событий с $N=10$ и 12 $K_{10}^T = 80$, $K_{12}^T = 120$ и $K_{10}^{TR} = 7200$, $K_{12}^{TR} = 15840$, что значительно меньше числа комбинаций, следующих из формул /4/ и /6/.

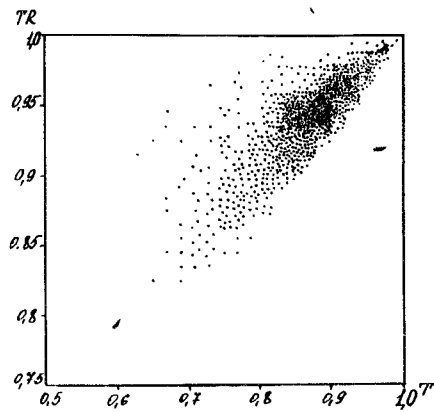
5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для анализа структуры событий целесообразно рассматривать двумерные распределения T/TR и T/DT. Это связано с тем, что идеально двухструйным событиям /рис.2в/ отвечают величины T, TR и DT, достигающие своего максимального значения, равного единице. Для крестообразных конфигураций /рис.2в/ и трехструйных событий /рис.2г/ должны выполняться соотношения $T < DT = 1$ и $T < TR = 1$.

На рис.3а,б представлены двумерные диаграммы T/TR для случая $N = 6$. При сопоставлении распределений для событий с идентифицированными протонами и событий, не содержащих такие протоны,



а/



б/

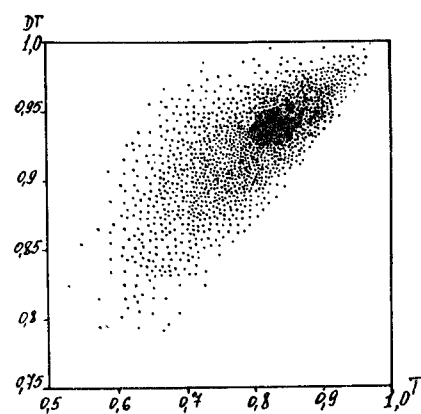
T/TR	без идент. протона				с идент. протоном			
	4	6	8	10	4	6	8	10
T > 0,85 TR > 0,9					■	■	■	■
T < 0,85 TR > 0,9	■	■	■	■	■	■	■	■
T < 0,85 TR < 0,9					■	■	■	■

в/

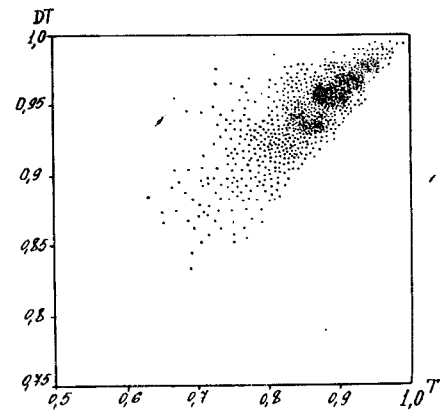
Рис.3. Двумерные распределения T/TR: а/ для событий без идентифицированных протонов (N=6); б/ для событий с идентифицированными протонами (N=6); в/ относительное заселение областей на диаграммах T/TR.

обнаруживается более коллинеарный характер первых. Этот результат справедлив для событий любой множественности /рис.3в/. С ростом множественности максимум плотности заселения диаграмм смещается из области двухструйных событий в область более симметричных конфигураций.

На рис.4а,б приведены двумерные распределения T/DT для событий с идентифицированными протонами и событий, не содержащих такие протоны, отвечающие N=6. Заселение диаграмм для событий разной множественности отражает рис.4в. В целом вид распределений T/TR и T/DT и характер их изменения в зависимости от множественности совпадает. Оба типа распределений свидетельствуют о коллинеарном характере событий этих типов. Причем у событий с идентифицированным протоном такая структура оказывается более выраженной. Результат соответствует представлению о лидировании



а/



б/

T/DT	без идент. протона				с идент. протоном			
	4	6	8	10	4	6	8	10
T > 0,85 DT > 0,9					■	■	■	■
T < 0,85 DT > 0,9	■	■	■	■	■	■	■	■
T < 0,85 DT < 0,9					■	■	■	■

в/

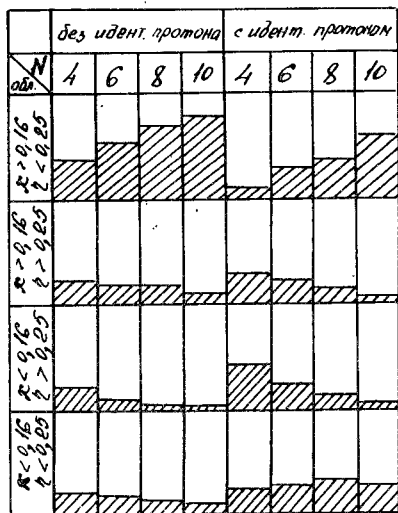
Рис.4. Двумерные распределения T/DT: а/ для событий без идентифицированных протонов (N=6); б/ для событий с идентифицированными протонами (N=6); в/ относительное заселение областей на диаграммах T/DT.

барионов в событиях с идентифицированными протонами и более вероятном образовании конфигураций, изображенных на рис.2а и в, имеющих коллинеарный характер. События с выраженной трехструйной и крестообразной конфигурацией отсутствуют.

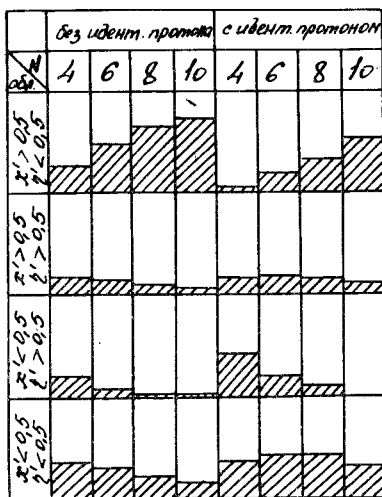
При вычислении триплсити были использованы также переменные χ и η . Величина χ характеризует равномерность распределения импульса по классам C_i ; она определяется как

$$\chi = \min |\vec{q}_1| / \sum_{i=1}^3 |\vec{q}_i|,$$

где \vec{q}_i - суммарный импульс частиц в классе C_i . Величина η характеризует взаимную ориентацию осей триплсити и определяется как $\eta = \max \cos(\vec{n}_1, \vec{n}_j)$. Двумерное распределение χ/η также позволяет выделить области характерных конфигураций и относительные плотности их заселения /рис.5а/. Для событий с идентифицирован-



а/



б/

Рис.5. а/ Относительное заселение областей на диаграммах χ/η . б/ Относительное заселение областей на диаграммах χ'/η' .

ными протонами область равномерного распределения частиц в импульсном пространстве ($\eta < 0,25$; $\chi > 0,16$) сильно обеднена, что согласуется с коллинеарным характером таких событий. С увеличением множественности заселенность этой области растет, что отвечает переходу к более симметричным конфигурациям как в случае событий с идентифицированными протонами, так и для событий без них.

При вычислении величины дитраста используются переменные χ' , η' :

$$\chi' = \min |\vec{q}_1| / \sum_{i=1}^2 |\vec{q}_i|,$$

$$\eta' = \max \cos(\vec{n}_1 \vec{n}_j) = |\cos(\vec{n}_1 \vec{n}_2)|.$$

Смысл обозначений сохраняется, но в данном случае имеется только два класса событий и два единичных вектора, определяющих оси дитраста. Области характерных конфигураций на диаграмме χ'/η' и плотность их заселения приведены на рис.5б. Характер заселенности областей и ее зависимости от множественности аналогичны изображенному на рис.5а, что указывает на отсутствие событий с четко выраженными крестообразными и трехструйными конфигурациями.

Таким образом, во всех рассмотренных случаях преобладают коллинеарные конфигурации. В рамках схемы ДТУ это может указывать на то, что при образовании даже многоструйных конфигураций основное влияние на структуру событий оказывает малость P_T

ЛИТЕРАТУРА

1. Ellis S.D., Stroynowski R. Rev.Mod.Phys., 1977, 49, p-753; Criegee L., Knies G. Phys.Rep., 1982, 83C, p.151.
2. Chew G., Rosenzweig C. Phys.Rep., 1978, 41C, p.263.
3. Capella A. et al. Phys.Lett., 1978, 81B, p.68.
4. Sukhatme U. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.5.
5. Дементьев Р.К., Лейкин Е.М. ЯФ, 1979, 30, с.775.
6. Battyanya B.V. et al. Zeit.Phys., 1980, C5, p.17.
7. Boos E.G. et al. Nucl.Phys., 1977, B121, p.381.
8. Bjorken J.D., Brodsky S.J. Phys.Rev., 1970, D1, p.1416; Farhi E. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.1587; Brandt S., Dahmen H.D. Zeit.Phys., 1979, C1, p.61.

Батуня Б.В. и др.

1-82-687

Исследование конфигурации $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с в импульсном пространстве

С помощью коллективных переменных "траст", "триплисити" и "дитраст" исследованы конфигурации $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с в импульсном пространстве. Не обнаружено четко выраженных многоструйных конфигураций, отвечающих предсказаниям схемы дуально-топологической унитаризации. События имеют преимущественно коллинеарный характер. Предложен быстродействующий алгоритм расчета характеристик структуры событий.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Batyunay B.V. et al.

1-82-687

Investigation of Event Shape in Momentum Space of $\bar{p}p$ -Interactions at 22.4 GeV/c

The event shape in momentum space of $\bar{p}p$ -interactions at 22.4 GeV/c has been investigated by means of variables thrust, triplicity and di-thrust. The events with clear multijet shape corresponding to the dual topological unitarization scheme predictions are not observed. The events have mainly a collinear shape. The fast algorithm for calculation of the event shape variables is proposed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.