

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Введение

В данной лабораторной работе студенты знакомятся с основными процессами, протекающими при столкновении частиц высоких энергий, и с методами их исследования с помощью пузырьковых камер.

Основными характеристиками процессов столкновения частиц при высоких энергиях являются вероятности, т.е. поперечные сечения происходящих процессов.

Процесс множественного рождения частиц является доминирующим процессом с ростом энергии соударяющихся частиц. Кроме того, оказалось, что процесс множественного рождения частиц является универсальным процессом и не зависит от типа сил, действующих между сталкивающимися частицами. Для множественного рождения частиц требуется только достаточно большая энергия.

В предлагаемой задаче определяется сечение взаимодействия антипротонов с ядрами дейтерия (в первом упражнении) и множественность вторичных частиц (во втором упражнении).

Для более глубокого ознакомления с изучаемыми явлениями предлагается познакомиться с материалом, изложенным в учебном пособии “Фундаментальные взаимодействия и космические лучи”, авт. Т.П.Аминова, Л.И.Сарычева [1], и в первую очередь с главами 6 и 7.

В качестве экспериментального материала в лабораторной работе используются пленки, на которых зарегистрированы события, произошедшие в пузырьковой камере при облучении ее пучками частиц, ускоренных на протонном синхротроне (РС) в ЦЕРНЕ.

Описание пузырьковой камеры CERN 2m HBC и условий ее работы. ЦЕРНовская двухметровая пузырьковая камера CERN 2m HBC представляет собой прямоугольный параллелепипед со сторонами 200 x 60 x 50 см. Корпус изготовлен из нержавеющей стали. Камера помещена в магнитное поле напряженностью $H = 1.7$ тесла. Освещение камеры производится тремя осветителями, каждый из которых "видит" 1/3 камеры.

Фотографирование производится четырьмя фотокамерами. Размер камеры на снимке 133 x 50 мм.

Камера была собрана в 1964 г. Работала в течение 1965-77 гг. в пучках адронов (мезонов, нуклонов и антипротонов). Вторичные пучки мезонов, нуклонов, антипротонов получены при облучении неподвижной мишени протонами, ускоренными до энергии 26 ГэВ, на синхрофазотроне PS. Это был первый ускоритель, построенный в ЦЕРНе и работающий в настоящее время как инжектор для SpS-синхрофазотрона, ускоряющего частицы до энергии 320 ГэВ.

Всего на камере CERN 2m NBC отснято ~ 40 млн. снимков. Камера наполнялась как водородом, так и дейтерием. Последнее облучение камеры с дейтериевым наполнением проводилось пучком антипротонов с импульсом 12 ГэВ/с (эксперимент T248). Пучок антипротонов имеет примеси: μ - мезонов ~ 30%; π - мезонов ~ 2%. Средняя плотность пузырьков ~ 13 пуз./см.

Инструкция по просмотру снимков пузырьковой камеры CERN 2m NBC

Пузырьковая камера предназначена для наблюдения взаимодействий и распадов элементарных частиц.

Частицы, которыми облучалась камера, называются первичными или пучковыми. Кроме первичных в камеру могут попадать и другие частицы, называемые фоновыми.

Наибольший интерес представляют взаимодействия именно первичных частиц с мишенью (в данном эксперименте это взаимодействия антипротонов с импульсом 12 ГэВ/с с ядрами дейтерия, наполняющего камеру). Из-за слабой связи протона и нейтрона в ядре дейтерия (энергия связи 2,39 МэВ) основная часть взаимодействий происходит с одним из нуклонов ядра, т.е. наблюдаются соударения антипротонов с протонами и нейтронами. Такие взаимодействия называются первичными (рис. 1 а,б,в,г,д,е,ж), а частицы, родившиеся в них, вторичными.

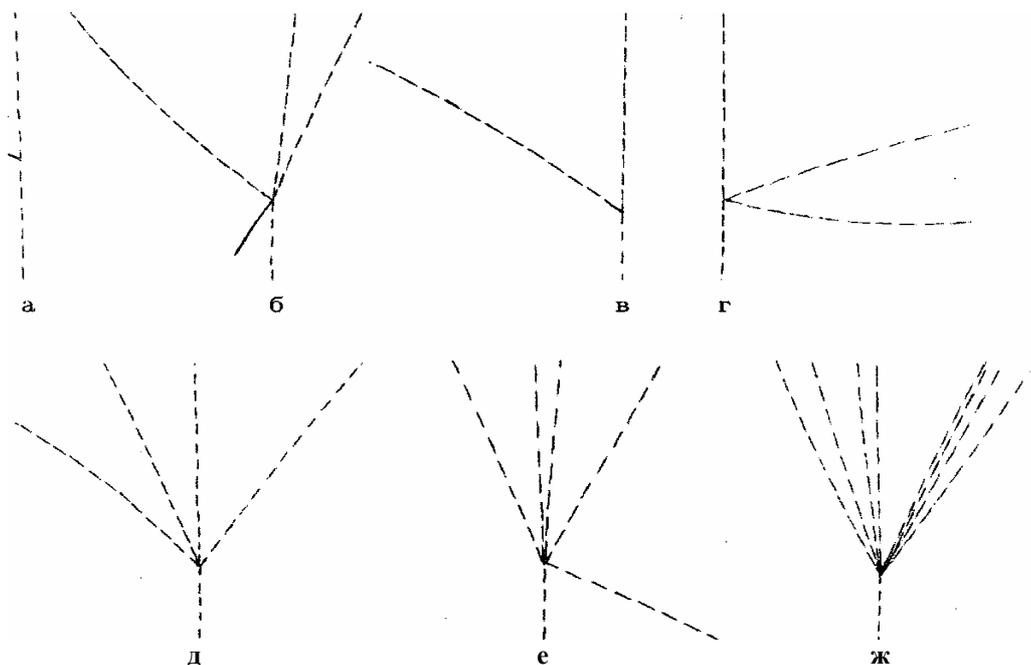


Рис. 1. Первичные взаимодействия

Вторичные частицы могут быть как заряженными, образующими в пузырьковой камере треки, так и нейтральными, треков не образующими. Вторичные частицы также могут вступать во взаимодействия с ядрами дейтерия. Взаимодействия заряженных вторичных частиц называются вторичными взаимодействиями (рис. 2 а,б), а рожденные в них частицы — третичными. Взаимодействия нейтральных частиц называются нейтральными звездами (рис.3 а,б).

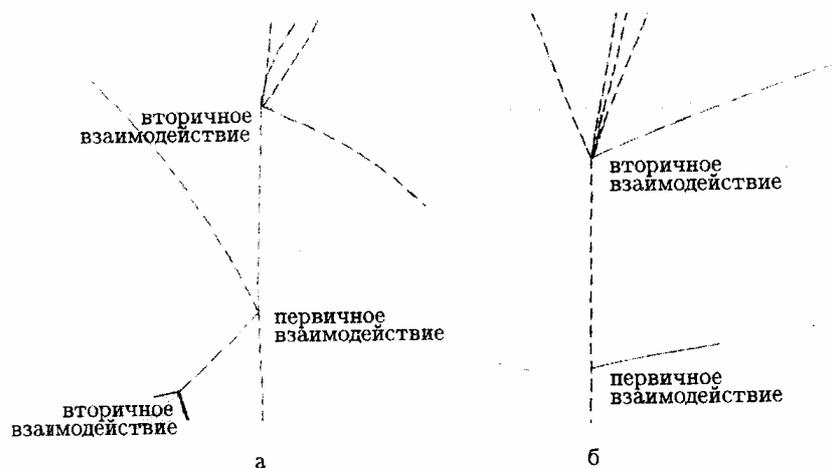


Рис. 2. Вторичные взаимодействия

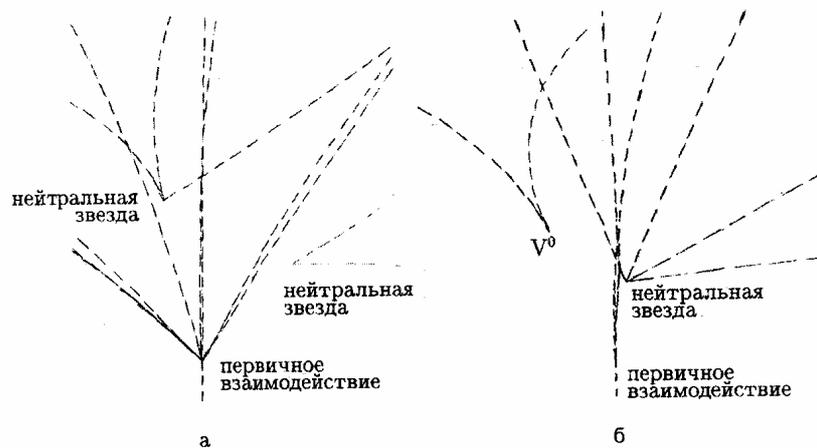


Рис. 3. Нейтральные звезды

Как заряженные, так и нейтральные частицы могут распадаться. Распад заряженной частицы выглядит как излом трека (рис. 4). Распад нейтральной частицы представляет собой два трека, выходящих из одной вершины, и называется “вилкой” (V^0 — распадающийся на два адрона, γ -квант — конвертирующий в электрон-позитронную пару) (рис. 5).

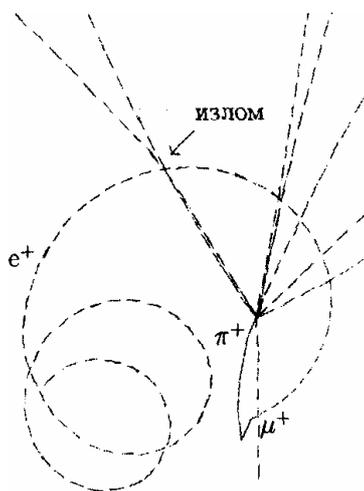


Рис. 4. Распады заряженных частиц (π - μ - e — распад и излом)

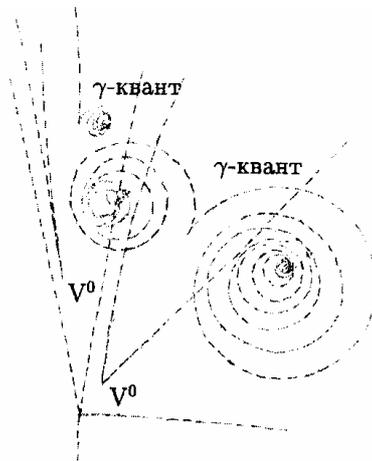


Рис.5. Распады нейтральных частиц (V^0 и γ -кванты)

Просмотр каждого кадра начинается с выделения первичных или пучковых треков. Первичными считаются треки, параллельные друг другу (расхождение не должно превышать 3 мм на протяжении кадра) на всех проекциях (рис. 6).

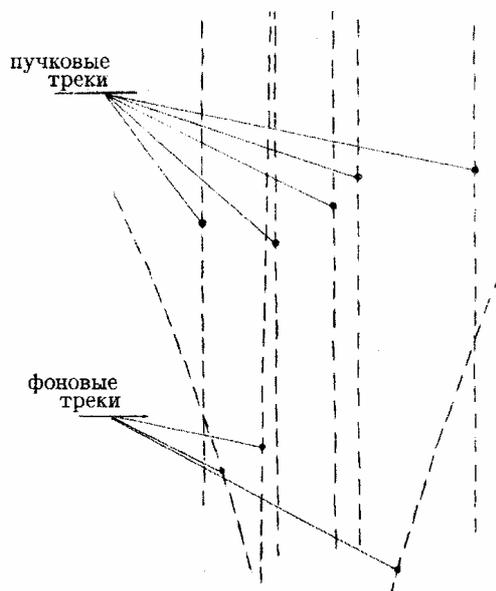


Рис. 6. Треки пучковых и фоновых частиц

Определив, какие треки являются пучковыми, следует внимательно рассмотреть каждый из них, отыскивая первичные взаимодействия (рис. 1 а,б,в,г,д,е,ж).

Особого внимания требует поиск двухлучевых первичных взаимодействий, в которых один из треков — лидирующий — не отклоняется от направления движения первичной частицы, а другой имеет часто малую длину (рис. 1а). Такой трек, вылетающий, как правило, под большим углом θ к направлению первичного трека, имеет повышенную ионизацию и останавливается в камере. Его образуют протоны или дейтроны отдачи в упругих 2-х лучевых взаимодействиях, протоны-спектаторы во взаимодействиях антипротонов с нейтронами, фрагментационные протоны мишени в $\bar{p}p$ – и $\bar{p}d$ -соударениях. В первичных взаимодействиях протоны мишени имеют угол $\theta < 90^\circ$, протоны-спектаторы могут иметь угол θ как $< 90^\circ$ (рис. 1а), так и $> 90^\circ$ (рис. 1б). В последнем случае трек протона-спектатора не следует включать в число заряженных вторичных частиц.

Обнаружив взаимодействие, нужно определить его множественность (количество рожденных в нем вторичных заряженных частиц), т.е. пересчитать все вторичные треки, выходящие из данной вершины. Для правильного подсчета числа вторичных треков нужно использовать все имеющиеся проекции, что особенно важно, если вблизи исследуемой вершины располагаются вершины других событий (“вилок”, нейтральных звезд (рис.7а), вторичных взаимодействий (рис.7б) или взаимодействий на соседних треках (рис.7в)). Их треки ни в коем случае не должны быть включены в число вторичных треков.

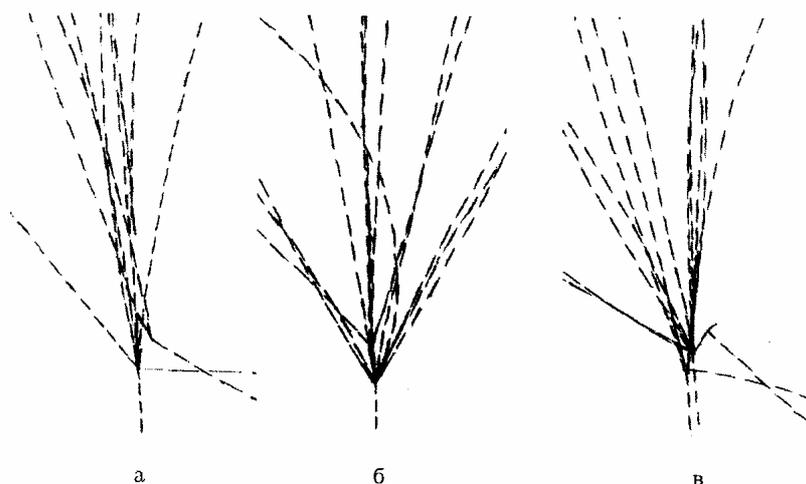


Рис.7. Примеры событий, в которых подсчет вторичных треков затруднен близостью вершины другого события

Кроме того, нужно по возможности исключать из числа вторичных треков треки пары Далитца — электрон-позитронной пары от распада π^0 -мезона (рис. 8). В дейтериевой пузырьковой камере единственным надежным признаком пары Далитца является наличие среди треков позитронной спирали (рис. 8 а,б). В таких случаях следует исключить из числа вторичных треков два трека. Если среди треков взаимодействия имеется только электронная спираль, то она может принадлежать δ -электрону, родившемуся вблизи вершины взаимодействия (рис. 8 в). В этом случае из числа вторичных треков исключается только один — трек электрона, который считаем δ -электроном.

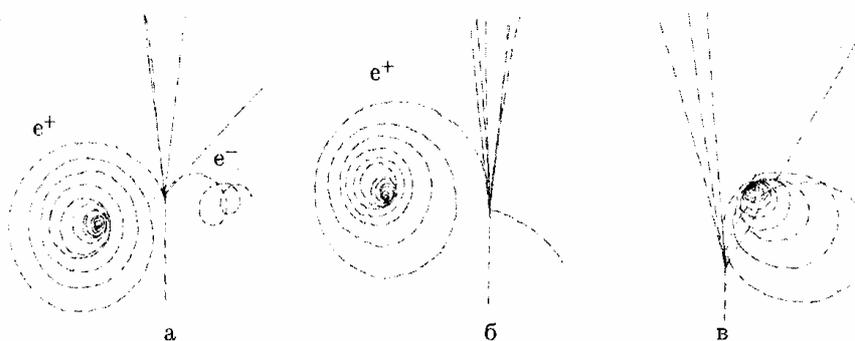


Рис. 8. Пары Далитца и δ -электрон

Инструкция по заполнению бланка просмотра

Порядковый номер кадра заносится в графу 1.

В графе 2 записывается количество первичных треков в данном кадре.

В графе 3 записывается номер первичного взаимодействия. Первичные взаимодействия имеют сквозную нумерацию на протяжении всей работы, независимо от принадлежности к разным кадрам.

В той же строке в графе 4 записывается множественность взаимодействия.

Если в кадре не найдено ни одного первичного взаимодействия, сообщение об этом записывается в графе 5.

Номер кадра	Количество первичных треков	Номер события	Множественность взаимодействия	Примечание
1	2	3	4	5

Упражнение 1

Определение сечения $\bar{p}d$ -взаимодействия при импульсе 12 ГэВ/с

Введение

Коллимированный пучок антипротонов с импульсом 12 ГэВ/с в лабораторной системе попадает в камеру через входное окно. Каждая из частиц пучка может либо выйти из камеры без какого-либо изменения своего состояния (за исключением ионизационных потерь в веществе камеры), либо провзаимодействовать с дейтерием, заполняющим рабочий объем камеры. Взаимодействия частиц с ядром дейтерия могут быть нескольких типов.

1. Частица упруго взаимодействует с ядром дейтерия, не разрушая его. Ядро, получившее импульс отдачи, может наблюдаться в камере, если этот импульс превышает величину 120 МэВ/с. Поскольку вероятность упругого взаимодействия составляет ~10% от полной вероятности $\bar{p}d$ -взаимодействия при этой энергии и около 65% упругих событий имеют импульс отдачи дейтрона менее 120 МэВ/с, вероятность зарегистрировать такое событие при просмотре снимков мала ($\leq 3\%$).

2. Частица упруго взаимодействует с одним из нуклонов ядра дейтерия. Такие события принято называть квазиупругими. В зависимости от того, на каком нуклоне рассеялась частица, в камере может наблюдаться протон отдачи (в случае рассеяния на протоне) или протон-спектатор (если рассеяние произошло на нейтроне). Минимальный импульс, при котором протон может быть виден в камере, несколько ниже, чем у дейтрона, а именно 70 МэВ/с, но вероятность наблюдения таких событий столь же низка, как и в предыдущем случае.

Взаимодействия с видимым ядром или протоном отдачи (спектатором) имеют вид 2-х лучевых событий, где один трек слабо изменяет направление по отношению к первичному, и имеется второй трек с повышенной ионизацией, сравнительно короткий и расположенный под большим углом к первичному треку.

3. Частица неупруго взаимодействует с ядром дейтерия. При этом взаимодействие может происходить на одном из нуклонов дейтрона, когда второй нуклон является спектатором, а может произойти с обоими нуклонами. Взаимодействия последнего типа называют неупругим перерассеянием частиц. Вторичные частицы могут быть как заряженными, так и нейтральными.

То, что пучок налетающих частиц состоит из антипротонов, приводит к дополнительному различию неупругих взаимодействий. Эти взаимодействия могут быть обусловлены аннигиляцией антипротона с протоном или нейтроном из ядра мишени или носить неаннигиляционный характер, когда нуклон и антинуклон присутствуют в конечном состоянии. Количество рожденных частиц при аннигиляции в среднем выше, чем в неаннигиляционных взаимодействиях, за счет масс аннигилирующих нуклонов. Таким образом, события с большим количеством вторичных частиц, например, свыше 8, в этом эксперименте с большой вероятностью соответствуют аннигиляции антипротона.

Треки вторичных заряженных частиц начинаются в точке взаимодействия и, как правило, прослеживаются до выхода из камеры. Рожденные частицы могут, в свою очередь, взаимодействовать в камере. В этом случае на треке, выходящем из первичной вершины, регистрируется вторичное взаимодействие. Оно может быть упругим и неупругим. Но наиболее интересными являются случаи излома вторичного трека, обозначающие распад нестабильной короткоживущей частицы. Для медленных π^+ -мезонов наиболее часто встречается π - μ - e -распад. Реже удается зарегистрировать распады Σ^+ , Σ^- -частиц и т.п.

Все указанные типы взаимодействий на пучковых треках внутри камеры будем называть первичными взаимодействиями.

Важно отметить особенности взаимодействий, связанные с суммарным электрическим зарядом реакции. В случае, когда антипротон взаимодействует с протоном ядра дейтерия или обоими нуклонами, суммарный заряд равен нулю и наблюдаемое количество заряженных вторичных частиц должно быть четным: количество рожденных частиц с отрицательным и положительным зарядом

одинаково.

Поскольку суммарный заряд $\bar{p}d$ -системы равен нулю, возможны взаимодействия, когда все вторичные частицы будут нейтральными, и событие будет выглядеть на снимке как исчезновение первичного трека в какой-либо точке камеры.

Если взаимодействие происходит на нейтроне ядра дейтерия, а протон-спектатор из-за малого импульса не виден в камере, суммарный заряд реакции -1 и количество наблюдаемых заряженных вторичных частиц нечетное.

Таким образом, события с нечетным количеством вторичных треков могут быть классифицированы как $\bar{p}n$ -взаимодействия, учитывая слабую связь нуклонов в ядре дейтерия.

Другая качественная особенность, позволяющая выделить $\bar{p}n$ -взаимодействия, связана с кинематикой реакций. Дейтрон или протон отдачи, участвующие во взаимодействии, имеют угол вылета относительно направления первичного трека $\theta \leq 90^\circ$. Протоны-спектаторы, когда взаимодействие происходит с нейтроном, могут иметь величину угла θ как меньше, так и больше 90° . Это позволяет дополнительно выделять в качестве $\bar{p}n$ -взаимодействий события, где трек с высокой ионизацией имеет угол $\theta > 90^\circ$.

Определение сечения взаимодействия

Цель этого упражнения — определить вероятность (или сечение) взаимодействия налетающего антипротона с дейтронами. Вероятностная модель эксперимента по измерению сечений взаимодействия элементарных частиц в простейшем виде строится следующим образом: заданное количество $N_{\bar{p}}$ частиц пучка антипротонов падает на некоторую площадку S , на которой покоится n частиц мишени (d). Требуется определить вероятность W превращения



Очевидно, что вероятность пропорциональна количеству налетающих частиц N и количеству частиц мишени n : $W \sim nN$. Коэффициент пропорциональности имеет размерность площади и называется сечением взаимодействия типа (1). Вероятности или сечению какого-либо процесса на опыте соответствует наблюдаемая частота этого процесса. Поэтому сечение определяется через наблюдаемые величины следующим образом:

$$\sigma = \frac{N_{pd} / n}{N_p / S},$$

где N_{pd} число взаимодействий типа (1) на частицу мишени, а N_p - число налетающих частиц, в нашем случае — антипротонов пучка.

Ослабление падающего пучка N_p на элементе длины dl в камере, т.е. число взаимодействий на длине dl запишется в виде

$$dN_p = -\sigma N_p n dl, \quad (2)$$

откуда число взаимодействий на длине L в камере будет иметь вид

$$N_{pd} = N_p (1 - e^{-\sigma n l}). \quad (3)$$

Величина $(n\sigma)^{-1} = \lambda$ имеет размерность длины и называется пробегом взаимодействия.

Величина n определяется веществом мишени

$$n = \frac{\rho N_A}{A}, \quad (4)$$

где ρ — плотность вещества, N_A — число Авогадро и A — массовое число.

Из (3) найдем

$$\sigma = \frac{A}{\rho N_A L} \ln\left(\frac{N_p}{N_p - N_{pd}}\right). \quad (5)$$

Для дейтериевой пузырьковой камеры

$$\rho = 0.13 \text{ г/см}^3,$$

$$A = 2.016,$$

$$N_A = 6.024 \cdot 10^{23}.$$

Размерность сечения $[\sigma] = \text{см}^2$. Единицей измерения сечения служит барн ($1\text{б} = 10^{-24} \text{ см}^2$). Сечения элементарных частиц обычно выражают в миллибарнах ($1\text{мб} = 10^{-3} \text{ б} = 10^{-27} \text{ см}^2$).

Видимая на снимке длина в камере, где мы регистрируем взаимодействия, составляет $L \approx 1.65 \text{ м}$.

Корректная процедура определения сечения в пузырьковой камере подробно описана в работе [3].

Представление результатов

По итогам просмотра определяются суммарное число пучковых треков N_p и число зарегистрированных взаимодействий N_{pd} . Регистрируется также число взаимодействий с нейтроном ядра (события с нечетной множественностью). Эти числа заносятся в табл. 1 на бланк упражнения 1 и используются для расчета сечения σ регистрируемых в камере событий.

Все найденные взаимодействия на первичных треках классифицируются в зависимости от числа заряженных вторичных частиц в конечном состоянии n_{\pm} . Число событий с заданными n_{\pm} заносится в табл. 2 на бланке упражнения 1. Путем нормировки на суммарную величину сечения σ определяются сечения каждой группы событий с заданным n_{\pm} данной группы событий.

На бланке упражнения 1 приведена гистограмма \bar{n}_{\pm} распределения по числу заряженных частиц n_{\pm} в неупругих $\bar{p}d$ -взаимодействиях при 12 ГэВ/с. На эту же гистограмму следует нанести полученные в работе значения топологических сечений с соответствующей статистической погрешностью.

Оценить степень согласия экспериментальных значений сечений по найденной выборке с приведенным распределением по χ^2 - тесту.

Определение сечения $\bar{p}d$ – взаимодействия при 12 ГэВ/с

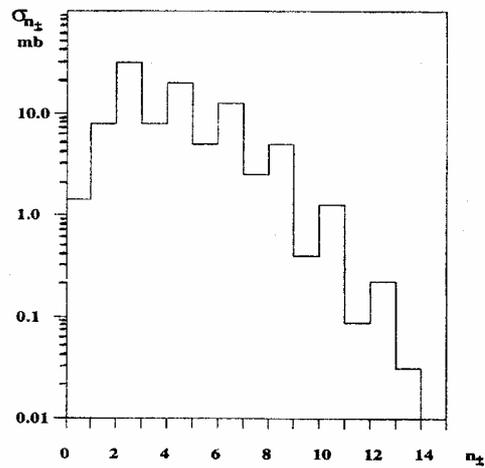
Таблица 1

Число просмотренных кадров	
Число первичных треков в объеме камеры N_p	
Полное число зарегистрированных взаимодействий на первичных треках N_{pd}	
Число зарегистрированных взаимодействий, соответствующих взаимодействию с нейтроном ядра дейтерия	
Величина регистрируемого в камере сечения $\bar{p}d$ -взаимодействия σ_{pd} , мб	
Величина сечения выделенных $\bar{p}n$ – взаимодействий σ_{pn}^{ident} , мб	

Таблица 2

Число взаимодействий $N_{n\pm}$ на первичных треках
с числом заряженных частиц $n\pm$
и значения топологических сечений \overline{pd} – взаимодействий $\sigma_{n\pm}$

$N_{n\pm}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
N_{pd}											
$\sigma_{n\pm}$											



Гистограмма

Основные константы для расчета сечения по формуле (5)

$$\sigma = \frac{A}{\rho N_A L} \ln\left(\frac{N_p}{N_p - N_{pd}}\right).$$

$$L = 165 \text{ см}$$

$$\rho = 0.13 \text{ г/см}^3$$

$$A = 2.016$$

$$N_A = 6.0247 \cdot 10^{23}$$

Распределение по множественности заряженных частиц в $\bar{p}d$ -взаимодействиях при импульсе 12 ГэВ/с

Введение

Процесс множественного рождения играет определяющую роль при столкновении частиц высоких энергий. Множественное рождение частиц происходит при столкновении любых известных в настоящее время частиц, если их энергия превышает величину, составляющую несколько гигаэлектронвольт. До недавнего времени множественное рождение частиц изучалось, главным образом, в адрон-адронных (pp , $\bar{p}p$, $K^\pm p$, $\pi^\pm p$ и т.д.) и адрон-ядерных соударениях, в которых в качестве мишени использовалось атомное ядро A .

На рис. 9 а,б показана зависимость средней множественности $\langle n_\pm \rangle$ заряженных частиц от квадрата массы системы вторичных

частиц $M^2 = \left(\sum_{i=1}^{n_\pm} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{n_\pm} P_i\right)^2$, (E_i , P_i — энергия и импульс i -й частицы) для различных типов соударений. Такая универсальность процесса множественного рождения связана с тем, что взаимодействие частиц высоких энергий происходит через кварковую стадию.

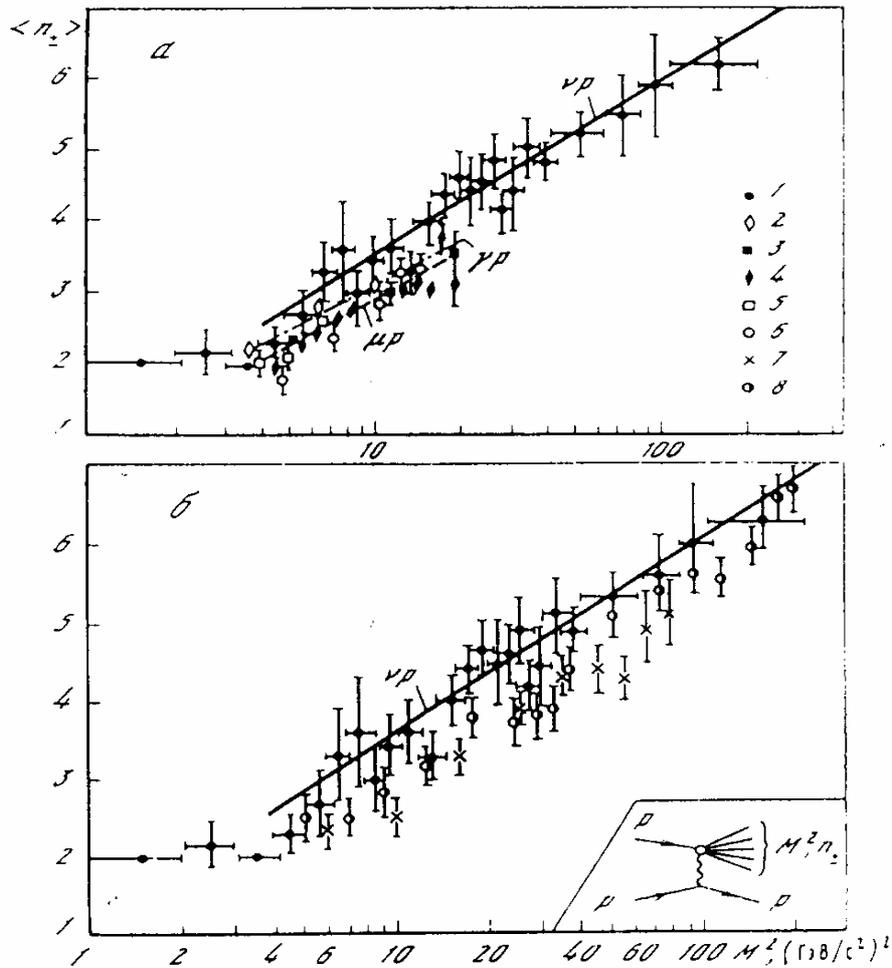


Рис.9. Зависимость средней множественности заряженных частиц $\langle n_{\pm} \rangle$ от квадрата массы системы вторичных частиц $M^2 = (\sum E_i^2) - (\sum P_i)^2$ для разных типов соударений: 1- νp ; 2- $\bar{\nu} p$; 3,4 - μp , $Q^2 > 1$ (ГэВ/с²)²; 5,6 - $e p$, $Q^2 > 1$ (ГэВ/с²)²; 7 - $p p$, 102 ГэВ/с; 8 - $p p$, 205 ГэВ/с. Прямые соответствуют аппроксимации: $\langle n_{\pm} \rangle_{\nu p} = (1.09 \pm 0.38) + (1.09 \pm 0.03) \ln M^2$. На вставке показана диаграмма Фейнмана для процесса неупругого соударения протона с протоном.

По современным представлениям адроны (мезоны и барионы) не являются элементарными частицами, а состоят из кварков. Мезоны состоят из двух кварков (кварка и антикварка), барионы — из трех кварков. Все процессы с участием адронов обусловлены взаимодействием кварков.

Глубоконеупругие взаимодействия лептонов с адронами и процессы e^+e^- - аннигиляции, приводящие к множественному рождению частиц, также происходят с участием кварков. До настоящего времени кварки не наблюдались в свободном состоянии.

Однако косвенные эксперименты приводят к заключению о том, что в природе существует, по крайней мере, шесть сортов кварков: u, d, s, c, b, t.

Истинно элементарными частицами, таким образом, считаются кварки и лептоны. Основные характеристики этих частиц представлены в табл. 1.

Таблица 1

Основные характеристики элементарных частиц

	Название частицы	Символ		Масса, МэВ	Электрический заряд	
		частица	античастица			
Л Е П	электрон нейтрино	e^-	e^+	0,511	-1	+1
		ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	0
Т О Н	мюон нейтрино	μ^-	μ^+	105,6	-1	+1
		ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	0
Ы	τ -лептон нейтрино	τ^-	τ^+	1784	-1	+1
		ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$		0	0
К	up	u	\bar{u}	350	+2/3	-2/3
В	down	d	\bar{d}	350	-1/3	+1/3
А	strange	s	\bar{s}	450	-1/3	+1/3
Р	charm	c	\bar{c}	1500	+2/3	-2/3
К	beauty	b	\bar{b}	5000	-1/3	+1/3
И	truth	t	\bar{t}	179000	+2/3	-2/3

Процесс множественного рождения происходит в результате многих различных механизмов взаимодействия, поэтому сопоставление характеристик множественного рождения при столкновении частиц различной природы служит способом изучения механизмов этого сложного процесса.

В данной работе изучаются взаимодействия адронов - антипротонов с ядрами дейтерия при энергии 12 ГэВ.

При взаимодействии адронов высокой энергии друг с другом процесс сильного взаимодействия может быть упругим (без

изменения энергии сталкивающихся адронов) и неупругим — с множественным рождением новых частиц. При взаимодействии с ядром дейтерия множественное рождение частиц будет происходить либо на нейтроне, либо на протоне и в редких случаях на обоих нуклонах ядра. При взаимодействии с одним из нуклонов ядра дейтерия второй нуклон является зрителем (наблюдателем) взаимодействия из-за слабой связи между протоном и нейтроном.

Неупругие процессы с небольшими переданными импульсами принято называть мягкими процессами. В результате мягких процессов рождается большое число вторичных частиц, имеющих ограниченные поперечные импульсы $\langle p_{\perp} \rangle \sim 300 \text{ МэВ/с}$. В отличие от этих процессов глубоко-неупругие взаимодействия с большими переданными импульсами называют жесткими процессами. В жестких процессах рождаются частицы с поперечными импульсами $p_{\perp} > 2 \text{ ГэВ/с}$. Число таких частиц на акт взаимодействия очень мало.

Существует грубое подразделение механизмов множественного рождения в мягких процессах на центральные (или пионизационные) и периферические, связанные с фрагментацией сталкивающихся частиц.

Пионизационные механизмы приводят к рождению большого числа вторичных частиц, главным образом пионов, имеющих "мягкие" энергетические спектры. Фрагментация сталкивающихся частиц сопровождается рождением сравнительно небольшого числа адронов, имеющих более "жесткие" энергетические спектры. Среди фрагментационных процессов особо выделяют процессы дифракционной диссоциации сталкивающихся частиц и различные процессы обмена (обмен пионом, обмен ρ , ω и др. адронами).

Диаграммы Фейнмана на рис. 10 а,б,в иллюстрируют специфику этих механизмов.

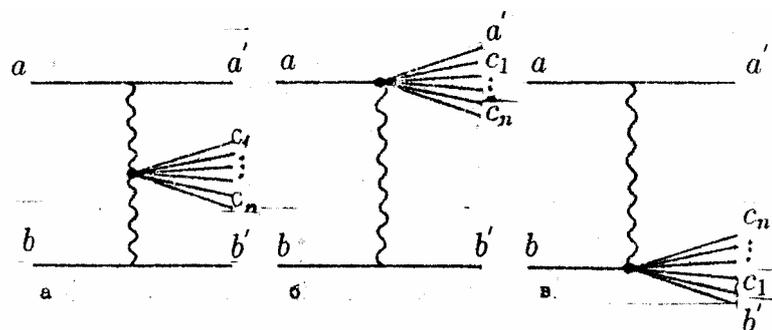


Рис.10. Графическое изображение мягких процессов столкновения адронов a и b с рождением n вторичных адронов c_1, c_2, \dots, c_n в реакции $a + b = a' + b' + c_1 + c_2 + \dots + c_n$. a - центральное соударение, $б$ - фрагментация частицы a , $в$ - фрагментация частицы b .

Распределение по множественности и моменты распределения

Множественность вторичных частиц n — одна из основных характеристик процесса множественного рождения. Она складывается из множественности заряженных частиц n_{\pm} и множественности нейтральных частиц n_0 .

Вследствие сохранения электрического заряда в соударениях антипротонов с протонами образуется четное число заряженных частиц, а в соударениях с нейтронами — нечетное. В части $\bar{p}n$ -соударений наблюдается трек протона-спектатора, и полное число треков в событии оказывается четным. Четное количество треков наблюдается и для случаев взаимодействия антипротонов с обоими нуклонами ядра.

Таким образом, события с четным количеством треков помимо $\bar{p}p$ -взаимодействий содержат часть $\bar{p}n$ -соударений с видимым протоном-спектатором и взаимодействия с обоими нуклонами дейтрона.

На опыте, особенно с пузырьковыми камерами, обычно изучают распределение по множественности заряженных частиц — $f_{n_{\pm}}$, поскольку заряженные частицы оставляют следы и их число легко определить.

Чтобы извлечь информацию о механизме множественного рождения частиц, содержащуюся в распределении $f_{n_{\pm}}$, сравнивают определенное на опыте распределение с распределениями, вытекающими из различных теоретических моделей.

Многие теоретические модели, претендующие на описание мягких процессов взаимодействия адронов, предсказывают, что множественность распределена по закону Пуассона. Это распределение отражает факт независимого рождения вторичных частиц. В первом приближении такое предсказание оправдывается. Однако более детальное изучение показывает, что существует отклонение от пуассоновского распределения. Это отклонение свидетельствует о том, что частицы рождаются не независимо. Значительная их часть генетически связана и является продуктами распада резонансов — короткоживущих частиц, распадающихся за времена 10^{-23} — 10^{-21} с и не оставляющих следов в пузырьковой камере.

Для сравнения теоретических и экспериментальных распределений по множественности удобнее использовать различные моменты распределения, которые оказываются более чувствительными к отклонениям моделей от эксперимента, чем само

распределение. Такими моментами являются следующие:

1. Средняя множественность заряженных частиц $\langle n_{\pm} \rangle$ — первый момент распределения $f(n_{\pm})$:

$$\langle n_{\pm} \rangle = \frac{\sum_n \sigma_n n_{\pm}}{\sum_n \sigma_n}$$

где σ_n — топологическое эффективное сечение, характеризующее эффективное сечение образования событий с определенным числом вторичных заряженных частиц n_{\pm} . Эффективное сечение неупругих процессов:

$\sigma = \sum_1^n \sigma_n$, полная множественность

$n = n_{\pm} + n_0$, где n_0 - число нейтральных частиц.

2. Абсолютный момент k -го порядка

$$\mu'_k = \langle n^k \rangle.$$

3. Центральный момент распределения

$$\mu_k = \langle (n - \langle n \rangle)^k \rangle.$$

4. Нормированный абсолютный момент

$$C_k = \langle n^k \rangle / \langle n \rangle^k.$$

5. Дисперсия распределения

$$D = (\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle)^{1/2} = (\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2)^{1/2} = \mu^{1/2}$$

6. Асимметрия распределения (коэффициент асимметрии):

$$v_1 = \mu_3 / D^3.$$

7. Коэффициент эксцесса

$$v_2 = \mu_4 / D^4.$$

8. γ - моменты распределения, определяемые соотношениями:

$$\gamma_1 = \frac{\langle n - \langle n \rangle \rangle}{\langle n \rangle},$$

$$\gamma_2 = \frac{\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle}{\langle n \rangle^2},$$

$$\gamma_3 = \frac{\langle (n - \langle n \rangle)^3 \rangle}{\langle n \rangle^3}.$$

9. Мюллеровские моменты

$$f_2 = D^2 - \langle n \rangle = \langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle - \langle n \rangle,$$

$$f_3 = \langle (n - \langle n \rangle)^3 \rangle - 3\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle + \langle n \rangle.$$

Для разных видов распределений все эти моменты имеют различные значения. Кроме того, эти параметры могут изменяться при изменении природы сталкивающихся частиц и их энергии.

Сравнение распределений по n_{\pm} при разных энергиях сталкивающихся частиц удобно произвести, используя скейлинговую форму распределения, предложенную Коба, Нильсоном, Олессоном и названную в связи с этим КНО-распределением. Эта форма является универсальной для частиц любой природы и энергии, если выполняется предположение о скейлинге структурных функций, т.е. если процесс множественного рождения не зависит от энергии сталкивающихся частиц. КНО-распределение определяется как

$$\Psi\left(\frac{n_{\pm}}{\langle n_{\pm} \rangle}\right) = \lim_{\langle n_{\pm} \rangle \rightarrow \infty} \langle n_{\pm} \rangle \frac{\sigma_{n_{\pm}}}{\sigma}$$

при фиксированном $n_{\pm} / \langle n_{\pm} \rangle = v$.

Этому определению соответствует нормировка

$$\int_0^{\infty} \Psi(v) dv = 1.$$

Существуют разные формы аппроксимации КНО-зависимости:

$$\Psi(v) = 1.38v^{0.886} \cdot \exp(-0.758 \cdot v^{1.886})$$

(Мюллеровская аппроксимация),

$$\Psi(v) = P_{n_{\pm}}(v)\exp(-bv) = (3.79v + 33.7v^3 - 6.64v^5 + 0.332v^7) \cdot \exp(-.04v)$$

(аппроксимация Слаттери).

Проверке универсальности КНО-распределения посвящено много экспериментальных работ.

Одним из важных свойств универсальности КНО-распределения является асимптотическое поведение отношения $\langle n_{\pm} \rangle / D$, где D дисперсия распределения. Если КНО-скейлинг выполняется, то $\langle n_{\pm} \rangle / D = 2$.

Мерой отклонения от КНО-скейлинга при данной энергии может служить величина $\alpha / \langle n_{\pm} \rangle$. Если отношение $\langle n_{\pm} \rangle / D$ представить в виде $D / \langle n_{\pm} \rangle = A(1 - \alpha / \langle n_{\pm} \rangle)$,

$$A = \text{const} = 0.57 \pm 0.01,$$

то величина α есть среднее число заряженных лидирующих частиц.

В случае КНО-скейлинга должны оставаться постоянными и более высокие моменты этого распределения, а именно $\langle n_{\pm} \rangle / D_k$ или γ -моменты.

Отклонение от универсальности КНО-распределения можно наблюдать и на поведении функции f_2 , показанное на рис. 11 для pp-соударений при энергии 2.10^{12} эВ.

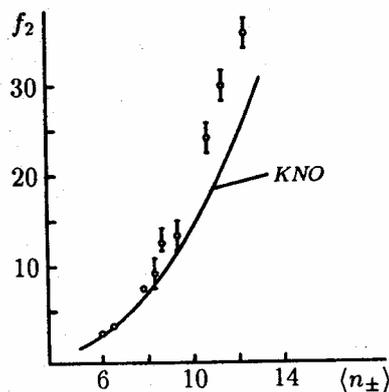


Рис. 11. Зависимость f_2 -момента от множественности заряженных частиц

Методические особенности определения n_{\pm} в пузырьковой камере

При подсчете числа заряженных частиц n_{\pm} , родившихся в $\bar{p}d$ -соударении и зарегистрированных в пузырьковой камере, могут возникнуть погрешности, которые следует учесть в окончательных результатах.

1. Неэффективность просмотра — пропуск происшедших взаимодействий. Эта погрешность существенна для низших топологий $n_{\pm} = 0, 1$ и 2 .

В двухлучевых событиях из-за крайней периферичности взаимодействия медленный протон отдачи может быть не виден.

Начиная с $n_{\pm} = 3$ и далее эффективность просмотра близка к 100%.

2. Перевод событий из одной топологии в другую. Это может происходить по ряду причин: во-первых, вторичные взаимодействия на треках могут располагаться так близко к первичной вершине, что вторичные вершины трудно отделить от первичной; во-вторых, пары Далитца не всегда могут быть идентифицированы и их треки могут быть ошибочно приписаны к первичному взаимодействию.

Учитывая эти замечания, следует внимательно вести просмотр снимков пузырьковой камеры. При определении числа вторичных заряженных частиц, выходящих из первичной вершины, использовать все проекции, на которых зарегистрировано найденное первичное взаимодействие.

Представление результатов

Результаты просмотра не менее 60 событий фиксируются на специальных бланках (см. инструкцию по заполнению бланка просмотра) и затем используются для ответа на вопросы, содержащиеся в табл. 1, 2, 3, 4 бланка упражнения 2.

Конечная цель работы — изучить функцию распределения числа заряженных вторичных частиц в антипротон-дейтонных взаимодействиях с импульсом 12 ГэВ/с.

Сравнить полученное, распределение с распределением Пуассона

$$P(\langle n \rangle, n) = \frac{\langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle}}{n!},$$

вычисленным при данном среднем значении n_{\pm} (график 1а,б,в).

Построить распределение в КНО-форме (график 2а,б,в) и также сопоставить его с одной из приведенных в описании аппроксимаций.

Определить моменты функции распределения табл. 4. По результатам эксперимента сделать заключение о возможных механизмах $\bar{p}d$ -взаимодействий, зарегистрированных в пузырьковой камере.

Так как взаимодействие в ядре дейтона может произойти с протоном (n_{\pm} — четное), с нейтроном (n_{\pm} — нечетное) или с ядром дейтерия, то все вычисления следует выполнить отдельно для $\bar{p}d$ -, pp - и pn -взаимодействий и сравнить результаты между собой.

Таблица 1

<u>Число просмотренных кадров</u>	
<u>Число зарегистрированных событий на первичных треках, $N_{\bar{p}d}$</u>	

Таблица 2

Число взаимодействий на первичных треках $N_{n_{\pm}}$ с числом заряженных частиц n_{\pm} и вероятностью появления событий с данным n_{\pm} , $P(n_{\pm}) = N_{n_{\pm}} / N_{pd}$

n_{\pm}	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$N_{n_{\pm}}$											
$P(n_{\pm})$											
$v = n_{\pm} / \langle n_{\pm} \rangle$											
$\langle n_{\pm} \rangle \cdot P(n_{\pm})$											
$\langle n_{\pm} \rangle \cdot P(n_{\pm})$ четн.											
$\langle n_{\pm} \rangle \cdot P(n_{\pm})$ нечет.											

Таблица 3

$$\langle n_{\pm} \rangle = \frac{\sum n_{\pm} \cdot N_{\pm}}{\sum N_{\pm}}$$

$\langle n_{\pm} \rangle$	$\langle n_{\pm} \rangle_{\text{четн.}}$	$\langle n_{\pm} \rangle_{\text{нечет.}}$

Таблица 4

Некоторые моменты распределения по множественности
заряженных частиц
для $\bar{p}d$ – соударений, $D = (n_{\pm}^2 - \langle n_{\pm} \rangle^2)^{1/2}$

$\langle n_{\pm} \rangle$	$\langle n_{\pm} \rangle^2$	D	$\langle n_{\pm} \rangle / D$

f_2	f_3	c_2	c_3	v_1	v_2

Литература

1. Т.П.Аминева, Л.И.Сарычева. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. – М.: Эдиториал УРСС, 1999.
2. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Множественные процессы при высоких энергиях. —М.: Атомиздат, 1974.
3. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Взаимодействия адронов высоких энергий. —М.: Наука, 1983.