

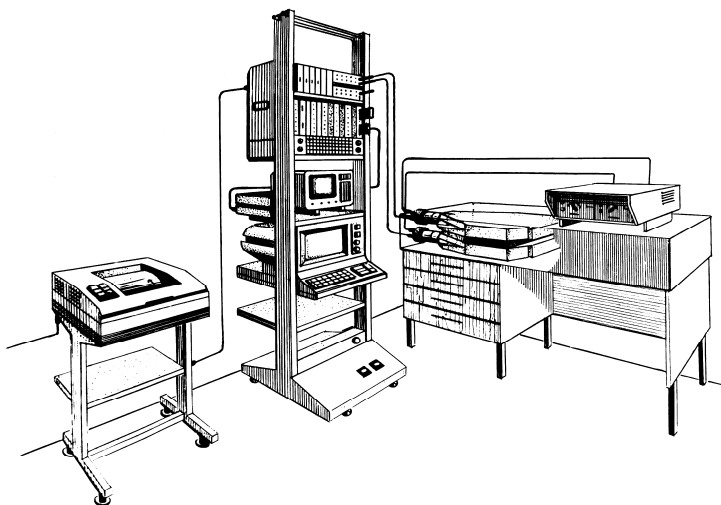


Национальный исследовательский ядерный  
университет «МИФИ»

# СБОРНИК ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Часть третья

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ:  
СВОЙСТВА И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ



Москва 2013

Министерство образования и науки Российской Федерации

Национальный исследовательский ядерный университет

«МИФИ»

**СБОРНИК ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ  
ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ**

**Часть третья**

**ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ:  
СВОЙСТВА И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

*Под редакцией Ю.П. Добрецова*

Издание третье, исправленное и дополненное

Москва 2013

УДК 539.1(076.6)  
ББК 22.383я7  
С23

**СБОРНИК ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ. Ч. 3.**  
**Элементарные частицы: свойства и взаимодействия:** Учебное пособие / Под  
ред. Ю.П. Добрецова. Изд. 3-е, испр. и доп. М.: НИЯУ МИФИ, 2013. – 128 с.

*Авторы:* Ю.П. Добрецов, В.П. Протасов, А.К. Поносов, Б.У. Родионов,  
Ф.М. Сергеев, А.И. Фесенко, В.А. Матвеев, О.В. Булеков,  
И.Ф. Ющук

Данное пособие – третья часть «Сборника лабораторных работ по ядерной физике». В него включены девять лабораторных работ по изучению характеристик элементарных частиц и их взаимодействий – сильных, слабых и электромагнитных.

Предназначено для студентов старших курсов МИФИ, специализирующихся в области экспериментальной физики.

Рецензент д-р физ.-мат. наук В.А. Григорьев

Рекомендовано к изданию редсоветом МИФИ  
в качестве учебного пособия

*ISBN 978-5-7262-1805-2*

© *Национальный исследовательский ядерный  
университет «МИФИ», 2013*

## Работа 13

### ОЦЕНКА СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

*Цель* – измерение времени жизни космических мюонов, распадающихся на лету в атмосфере и оценка их средней энергии.

#### ВВЕДЕНИЕ

Мюоны были впервые открыты в составе жесткой компоненты космического излучения. Вместе с нейтрино и электроном они образуют класс лептонов. Мюоны – нестабильные частицы и со временем распадаются по схемам:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu;$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Масса мюона примерно в 207 раз больше электронной. Мюоны, как и электроны, ядернопассивны и рождаются в результате распада нестабильных сильновзаимодействующих частиц. На ускорителях протонов пучки мюонов получают при распаде  $\pi$ - и  $K$ -мезонов на лету по схемам:

$$\pi^\pm (K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu).$$

Отрицательный мюон, замедлившись в веществе, захватывается на соответствующую его массе боровскую орбиту и образует мю-атом. При этом он может спонтанно распасться или захватиться ядром в результате слабого взаимодействия. Поэтому время жизни отрицательного мюона существенно зависит от ядерного состава замедлителя. Положительный мюон при замедлении захватывает электрон, образуя атом мюония  $\text{Mu}$ , по химическим свойствам эквивалентный атомарному водороду. Время жизни положительного мюона не зависит от вещества замедлителя.

За распад элементарных частиц ответственно слабое взаимодействие. В 1957 г. Ли и Янг выдвинули гипотезу, состоящую в том, что в слабых взаимодействиях не сохраняются пространственная ( $P$ ) и зарядовая ( $C$ ) четности. Впоследствии это было подтверждено

экспериментально. Относительно  $\mu \rightarrow e$ -распада несохранение  $P$ -чётности проявляется в том, что число электронов (позитронов), испущенных по и против направления спина мюона, не равны между собой. Несохранение же  $C$ -чётности приводит к отличию направления преимущественного испускания электронов и позитронов относительно направления спина мюона.

**Определение средней энергии мюонов.** Если известен спектр частиц

$$\frac{dN}{dE} = f(E),$$

то средняя энергия определяется из соотношения

$$\langle E \rangle = \frac{\int E f(E) dE}{\int f(E) dE}.$$

Если частица нестабильна, как это имеет место для мюона, для определения  $\langle E \rangle$  можно воспользоваться прямой зависимостью времени жизни частицы, распадающейся на лету, от ее энергии. Пусть  $\tau_0$  – время жизни мюона в системе координат, где он покоится. Наблюдая с Земли движущийся мюон, мы измерим время жизни  $\tau_{\text{лаб}}$ , которое вследствие релятивистского преобразования времени связано с  $\tau_0$  известным соотношением

$$\tau_{\text{лаб}} = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \tau_0 \frac{E}{m_\mu c^2},$$

где  $E$  – полная энергия мюона;  $m_\mu \cdot c^2 = 105,6$  МэВ – его масса покоя. Если экспериментальная установка регистрирует все мюоны независимо от их энергий, то измеренное  $\tau_{\text{лаб}}$  будет усредненным по спектру мюонов:

$$\tau_{\text{лаб}} = \frac{\int \tau_{\text{лаб}}(E) f(E) dE}{\int f(E) dE} = \tau_0 \frac{\langle E \rangle}{m_\mu c^2}. \quad (13.1)$$

Величина  $\tau_0$  должна быть предварительно определена по методике работы 14 или взята из таблицы элементарных частиц.

По существующему представлению, подтвержденному опытами, космические мюоны образуются в верхних слоях атмосферы в результате распада на лету  $\pi$ -мезонов (пионов), время жизни которых много меньше времени жизни мюонов. Пионы, в свою оче-

редь, рождаются при взаимодействии частиц первичной компоненты космических лучей с ядрами атмосферы. Покажем, что в среднем пробег в атмосфере, на котором пионы распадаются, равен их среднему пробегу до сильного взаимодействия с ядрами атмосферы  $h = 100 \text{ г/см}^2$ .

В настоящей работе время жизни мюонов оценивается следующим образом. Телескопом счетчиков  $A$  и  $B$ , включенных в совпадение, измеряют поток жесткой компоненты космических лучей под углом  $\Theta$  к вертикали (рис. 13.1). Затем измеряют  $N(\Theta = 0^\circ)$ , введя над телескопом дополнительный слой поглотителя массой  $M$  ( $\text{г/см}^2$ ), такой, чтобы компенсировать разность масс воздуха, проходимых мюонами в атмосфере при различных путях. Несмотря на то, что массы вещества, проходимые на вертикальном и наклонном путях, равноценны в смысле выбывания мюонов за счет торможения и остановок, оказывается, что поток, регистрируемый наклонным телескопом  $N(\Theta)$ , меньше потока, регистрируемого вертикальным телескопом  $N(0)$ . Этот факт, на который было обращено внимание исследователей, начиная еще с 1936 г., может быть объяснен только самопроизвольным распадом мюонов на лету. Действительно, телесные углы  $\Omega_{\text{верт}}$  и  $\Omega_{\text{накл}}$ , над которыми видны счетчики из областей генерации регистрируемых мюонов, для вертикального и наклонного телескопов различны. Они обратно пропорциональны квадратам расстояний  $L$  и  $S$  до счетчиков:

$$\frac{\Omega_{\text{верт}}}{\Omega_{\text{накл}}} = \left(\frac{L}{S}\right)^2. \quad (13.2)$$

Однако это компенсируется тем, что эффективные объемы атмосферы  $V$ , поставляющие мюоны в телескопы, прямо пропорциональны квадратам тех же расстояний:

$$\frac{V_{\text{верт}}}{V_{\text{накл}}} = \left(\frac{S}{L}\right)^2. \quad (13.3)$$

Последнее следует из того, что толщины  $h$  и  $h'$  (выраженные в  $\text{г/см}^2$ ), на которых происходит генерация мюонов, одинаковы как для регистрации по вертикали, так и по наклонной линии. Таким образом, единственной причиной уменьшения интенсивности в наклонном направлении может быть распад мюонов на лету. Наклон-

ный путь длиннее вертикального, пролетное время вдоль него больше, и поэтому вероятность распада по наклонному пути больше.

Определив экспериментально  $N(\Theta)$  и  $N(0)$ , можно оценить время жизни мюона. Пусть  $N(\Theta)$  – число мюонов, которые были бы зарегистрированы телескопом при отсутствии их распадов. Тогда, очевидно, число не распавшихся мюонов за время  $t$  будет

$$N(t) = N_0(\Theta) \cdot e^{-t/\tau_{\text{лаб}}}. \quad (13.4)$$

Если  $\ell$  – путь мюона, а  $v$  – его скорость, то, считая  $v = c$ , можно переписать (13.4) в следующем виде:

$$N(\Theta) = N_0(\Theta) \cdot \exp\{-\ell/c \cdot \tau_{\text{лаб}}\}.$$

В соответствии с рис. 13.1 имеем

$$N(0) = N_0(0) \exp\left(-\frac{L}{c\tau_{\text{лаб}}}\right); \quad (13.5)$$

$$N(\Theta) = N_0(\Theta) \exp\left(-\frac{S}{c\tau_{\text{лаб}}}\right). \quad (13.6)$$

В силу соотношений (13.2) и (13.3)  $N_0(0) = N_0(\Theta)$ . Поделив (13.5) на (13.6), получим

$$\ln \frac{N(0)}{N(\Theta)} = \left(\frac{S-L}{c\tau_{\text{лаб}}}\right). \quad (13.7)$$

Для определения  $L$  воспользуемся барометрической формулой [1]

$$X(>L) = X_0 \exp\left(-\frac{L}{H_0}\right), \quad (13.8)$$

где  $H_0 = 8,4$  км;  $X_0 = 1033$  г/см<sup>2</sup>, что равно массе столба воздуха на уровне моря, т.е. при  $L = 0$ ;  $X(>L)$  – масса в г/см<sup>2</sup> вертикального столба воздуха от высоты  $L$  до бесконечности. Барометрическая формула для веса наклонного столба воздуха имеет вид

$$X(\Theta) = \frac{X_0}{\cos \Theta} \exp\left(-\frac{S \cos \Theta}{H_0}\right). \quad (13.9)$$

Здесь  $S$  отсчитывается вдоль наклонного столба воздуха. Для вычисления  $L$  и  $S$  полагаем  $X = X(\Theta) = h = 100 \text{ г/см}^2$ .

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка (рис. 13.1) представляет собой телескоп, состоящий из двух сцинтилляционных счётчиков сечением  $2 \times 8 \text{ см}^2$  и длиной 80 см каждый, включенных между собой на совпадение.

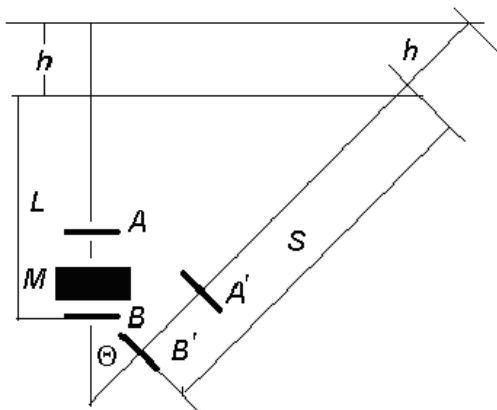


Рис. 13.1

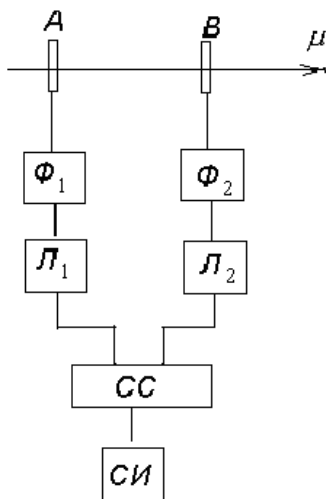


Рис. 13.2

Телескоп может отклоняться от вертикальной оси на фиксируемый угол. Слой вещества, компенсирующий разность толщин в  $\text{г/см}^2$  воздуха при измерениях вертикального и наклонного потоков мюонов, располагается над нижним счетчиком  $B$ . На уровне Земли поток космического излучения состоит из двух компонент – «жесткой» (мюоны) и «мягкой» ( $\gamma$ -кванты и электроны). Для отсеечения мягкой компоненты между счетчиками располагается экран из свинца толщиной 10 см (на рис. 13.1 не показан). Конструктивно этот экран жестко связан с телескопом и поворачивается вместе со счетчиками. Структурная схема логики отбора и регистрации событий представлена на рис. 13.2. Импульсы с ФЭУ поступают на

формирователи  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  и далее через линии задержки  $L_1$  и  $L_2$  на схему двойных совпадений (СС). Линии задержки введены для компенсации возможного аппаратурного временного сдвига сигналов со счетчиков, соответствующих прохождению через них одной и той же частицы. Число событий, зарегистрированных схемой совпадений, считаются счетчиком числа импульсов СИ.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Собрать электронную схему в соответствии со структурной схемой рис. 13.2.

2. Включить питание на блоке электроники и высоковольтном блоке питания сцинтилляционных счетчиков. Время установления режимов 10 мин.

3. Замерить счет  $n_A$  и  $n_B$  счетчиков  $A$  и  $B$  за одну секунду с относительной погрешностью не хуже 3 %.

4. Снять кривую совпадений сигналов со счетчиков  $A$  и  $B$  (см. работу 12). Число случайных совпадений за время измерения  $t$  [с] определяется по формуле

$$n_{\text{случ}}(t) = n_A \cdot n_B \cdot \tau_p \cdot t, \quad (13.10)$$

где  $\tau_p$  – разрешающее время схемы совпадений, равное ширине кривой совпадений на ее полувысоте.

Поглотитель  $M$ , компенсирующий поглощение мюонов в атмосфере при разных путях мюонов (см. рис. 13.1), набирается из свинцовых плит. Необходимая толщина свинцового блока  $M$  вычисляется в предположении, что поглощение мюонов обусловлено только ионизационным торможением, приводящим к остановке мюонов в атмосфере. При расчете использовать барометрические формулы (13.8) и (13.9). Угол наклона задается преподавателем.

5. Для вертикального положения телескопа установить свинцовый поглотитель  $M$  между счетчиками и замерить число двойных совпадений в течение 1 – 1,5 ч.

6. Установить телескоп счетчиков под углом к вертикальной оси и замерить число двойных совпадений за то же время, что и в п. 5.

## ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Провести расчет величины фона случайных совпадений.

2. По измеренным с учетом фона  $N(0)$  и  $N(\Theta)$  вычислить  $\tau_{\text{лаб}} \pm \Delta\tau_{\text{лаб}}$ .
3. Используя соотношение (13.1), вычислить среднюю энергию мюонов  $\langle E_{\mu} \rangle \pm \Delta\langle E_{\mu} \rangle$ .

*Контрольные вопросы*

1. Назовите источник космических мюонов.
2. Напишите схемы распадов мюонов.
3. Каким образом определяется средняя энергия мюонов?
4. Почему вертикальный поток мюонов больше наклонного?
5. Вычислите толщину свинцового блока, необходимого для компенсации разности толщин воздуха в  $\text{г/см}^2$ , проходимых мюонами через телескоп при вертикальном и наклонном его положениях.
6. Почему в данной работе необходимо использовать схему совпадений?

## Работа 14

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И МАСС ПРОМЕЖУТОЧНЫХ БОЗОНОВ ИЗ СРЕДНЕГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МЮОНА

*Цель* – определение фермиевской константы и масс квантов слабого взаимодействия  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов из среднего времени мюонов.

#### ВВЕДЕНИЕ

Между элементарными частицами, известными в настоящее время, существует четыре вида взаимодействия: слабое, сильное, электромагнитное и гравитационное.

Слабое взаимодействие, основное во взаимодействии нейтрино с веществом, ответственно за распад элементарных частиц и бета-распад ядер. Длительность этого взаимодействия существенно больше длительности ядерных взаимодействий и очень сильно зависит от величины выделяющейся при распаде энергии, возрастая во много раз при ее уменьшении. Например, время жизни нейтрона составляет  $\sim 1000$  с (энерговыведение  $\sim 1$  МэВ), а время жизни гиперона (энерговыведение  $\sim 100$  МэВ) – порядка  $10^{-10}$  с. Из теории электрослабого взаимодействия следует, что константы слабого  $g_w$  и электромагнитного  $g_{em}$  взаимодействий связаны между собой соотношением

$$g_w = g_{em} / \sin \theta_w, \quad (14.1)$$

где  $g_{em} = \sqrt{4\pi\alpha}$  – константа электромагнитного взаимодействия;  $\alpha = e^2/(hc) = 1/137,036$  – постоянная тонкой структуры;  $\theta_w$  – так называемый угол Вайнберга. Величина  $\theta_w$  теорией не дается, экспериментально измерен  $\sin^2 \theta_w = 0,2319(6)$ . Отсюда следует, что  $g_w \approx 2g_{em}$ . Энергия слабого взаимодействия двух нуклонов на расстоянии  $\sim 10^{-14}$  см составляет  $\sim 10^{-5} M_N$ , что в  $10^2$  раз меньше их электромагнитного взаимодействия. Противоречия с (14.1) в этом нет, так как слабое взаимодействие короткодействующее: харак-

терное расстояние для него  $10^{-16}$  см. Квантами слабого взаимодействия являются  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны – тяжелые частицы с массой  $\sim 100$  ГэВ и спином 1. Малая величина  $g_w$  позволяет в ряде случаев рассматривать слабое взаимодействие как малое возмущение и рассчитывать обусловленные им процессы методами теории возмущений.

Типичным процессом, обусловленным слабым взаимодействием, является распад мюона. Распад чисто слабый, так как в продуктах отсутствуют адроны. По этой причине определенные из распада мюона параметры теории не искажены влиянием сильного взаимодействия, как, например, при  $\beta$ -распадах ядер. Лагранжиан, описывающий распад, например,  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$  (о свойствах мюонов см. введение к работе 13), имеет вид

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e} O_k \nu) (\bar{\nu} O_k \mu). \quad (14.2)$$

Здесь  $e$ ,  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  – операторы рождения электрона, антинейтрино и нейтрино соответственно;  $\mu$  – оператор уничтожения мюона;  $O_k = \gamma_k \cdot (1 + \gamma_5)$ , где  $\gamma_k$  – матрицы Дирака,  $\gamma_5 = i \cdot \gamma_0 \cdot \gamma_1 \cdot \gamma_2 \cdot \gamma_3$ . Лагранжиан, описывающий распад положительного мюона, эрмитово сопряжен (14.2). Константа  $G$ , входящая в лагранжиан (14.2), носит название фермиевской константы слабого взаимодействия и имеет размерность [эрг · см<sup>3</sup>]. Она связана с  $g_w$  соотношением

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g_w^2 (hc)}{8M_W^2}, \quad (14.3)$$

где  $M_W$  – масса  $W$ -бозона.

Используя Лагранжиан, можно вычислить вероятность  $P$  распада мюона [2]:

$$P = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G^2 m_\mu^5 c^4}{192 \pi^3 h^7}. \quad (14.4)$$

Здесь  $m_\mu \cdot c^2 = 105,6$  МэВ – масса мюона;  $\tau_\mu$  – среднее время жизни покоящегося мюона.

Итак, по измеренной экспериментально величине  $\tau_\mu$  можно определить фундаментальные параметры слабого взаимодействия: фермиевскую константу  $G$  (соотношение (14.4)), массу  $W^\pm$ -бозонов (соотношения (14.1) и (14.3)), а также, используя связь между массами  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов  $M_Z = M_W/\cos\Theta_W$ , массу третьего, нейтрального кванта слабого взаимодействия –  $Z^0$ -бозона.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В качестве источников мюонов в лаборатории применяется жесткая компонента космического излучения. Общий вид экспериментальной установки для определения времени жизни мюона представлен на рис. 14.1.

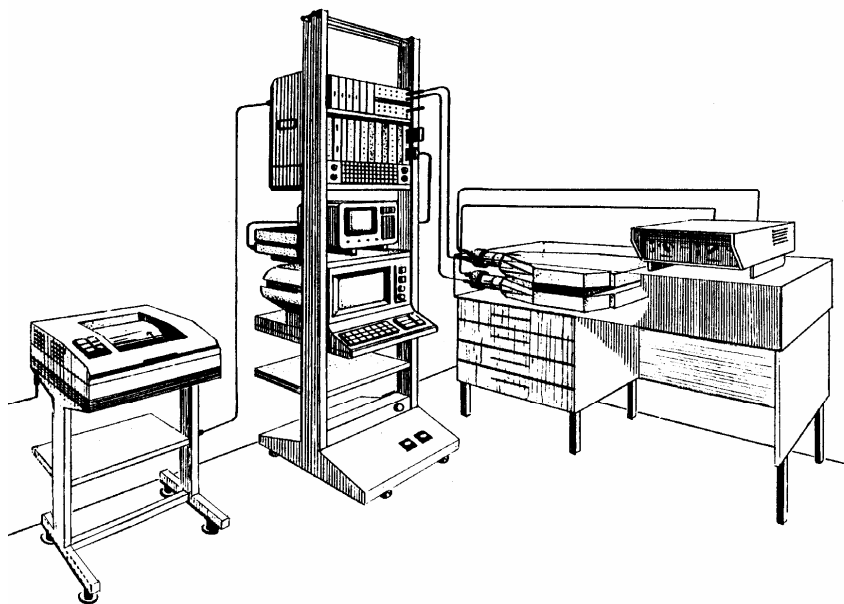


Рис. 14.1

Установка включает в себя телескоп, состоящий из двух пластических сцинтилляционных счетчиков: верхнего  $S_1$ , толщиной

50 мм, и нижнего  $S_2$ , толщиной 100 мм. Площади обоих счетчиков одинаковые и составляют около  $0,25 \text{ м}^2$ . Объемы сцинтилляторов просматриваются фотоумножителями. Для отсеечения мягкой компоненты космического излучения между счетчиками расположен слой свинца толщиной 100 мм. Мишенью, в которой останавливается и распадается мюон, служит нижний счетчик. Он же регистрирует электроны и позитроны распада мюонов. Такого типа мишени, которые служат одновременно для регистрации события, называют активными или «живыми».

Блок-схема для выделения остановки мюона и регистрации электрона  $\mu \rightarrow e$ -распада приведена на рис. 14.2. Сигналы со сцинтилляционных счетчиков  $S_1$  и  $S_2$  поступают на формирователи  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , которые выдают на выходе стандартные по амплитуде и длительности импульсы. Эти сигналы, пройдя через регулируемые линии задержки  $L_2$  и  $L_3$ , поступают на схему совпадения  $CC_1$ . Линии задержки введены для компенсации возможного несовпадения во времени сигналов от прохождения одной частицей двух счетчиков. Этот сдвиг может возникнуть из-за различных характеристик двух ФЭУ, порогов формирователей, длины соединительных кабелей. Сигнал на выходе  $CC_1$  возникает в трех случаях:

- 1) мюон остановился в счетчике  $S_2$ ;
- 2) мюон прошел насквозь оба счетчика;
- 3) случайное совпадение импульсов от двух частиц, каждая из которых прошла только через один счетчик.

Так как нам нужны только остановки мюонов в мишени, события 2 и 3 в данном эксперименте являются фоновыми. Однако потоки жесткой компоненты космического излучения на уровне земной поверхности столь незначительны, что вклад их при регистрации электронов  $\mu \rightarrow e$ -распада мал. Поэтому срабатывание  $CC_1$  в дальнейшем интерпретируется как момент остановки мюона в объеме счетчика  $S_2$ . Величина фона определяется по методике, описанной ниже. Возникающий при  $\mu \rightarrow e$ -распаде  $e^\pm$ -лептон (его средняя энергия составляет 33 МэВ, максимальная – около 55 МэВ), регистрируется счетчиком  $S_2$ . При этом из-за наличия слоя свинца верхний счетчик не будет регистрировать электроны, испущенные в его сторону. Поэтому логика отбора сигнала от электрона  $\mu \rightarrow e$ -распада формируется следующим образом: есть сигнал в нижнем счетчике и нет срабатывания  $CC_1$  за конечное время ожи-

дания  $\mu \rightarrow e$ -распада. Практически это реализуется с помощью схемы антисовпадения (ССА на рис. 14.2), на вход антисовпадения «А» которой подается сигнал с одного из выходов  $СС_1$  (запрещающий сигнал), а на один из входов совпадений – сигнал с  $\Phi_2$ . Переменная задержка  $L_1$  должна быть выбрана такой, чтобы события, вызвавшие срабатывание  $СС_1$ , не давали сигнала на выходе СА. В дальнейшем сигналы со схемы  $СС_1$  будем называть  $\mu$ -сигналами, а с СА –  $e$ -сигналами

### МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ $\tau_\mu$

Среднее время жизни мюона  $\tau_\mu$  вычисляется по экспериментально измеряемой кривой его распада. При этом способе измерению подлежит число распадов, происходящих в интервале времени от  $t_i$  до  $t_i + dt$ . Время  $t_i$  отсчитывается от момента фиксации остановки  $i$ -го мюона. В зависимости от соотношения величин  $dt$  и  $\tau_\mu$  возможны два метода измерения кривой распада:

- 1) интегральный,  $dt \geq \tau_\mu$ ;
- 2) дифференциальный,  $dt \ll \tau_\mu$ .

В данной работе используется интегральный метод.

#### *Интегральный метод*

Пусть  $dt = T \geq \tau_\mu$ . В отсутствие фона число зарегистрированных установкой распадов мюонов за время  $T$  равно

$$N(T) = \int_0^T dN(t) = \eta N_0 [1 - \exp(-T/\tau_\mu)], \quad (14.5)$$

где  $t$  – время от момента регистрации мюона до его распада;  $N_0$  – число остановившихся в мишени мюонов;  $\eta$  – эффективность регистрации электронов распада. Величина  $\eta$  зависит от величины потери энергии электрона в объеме сцинтиллятора, что, в свою очередь, зависит от места остановки в нем мюона, направления вылета электрона и его энергии. Как видно из перечисленного, определение  $\eta$  является сложной задачей, а без ее знания нельзя воспользоваться соотношением (14.5). Эту трудность можно обойти, если временной анализ каждого события производить одновременно в двух неравных интервалах времени  $T_1$  и  $T_2$ . При этом коэффициент

$N_0 \cdot \eta$  у них будет общим и  $\tau_\mu$  может быть определено из соотношения

$$R = \frac{N(T_1)}{N(T_2)} = \frac{1 - \exp(-T_1/\tau_\mu)}{1 - \exp(-T_2/\tau_\mu)}.$$

Для упрощения вычисления можно взять, например,  $T_1 = 2T_2$ , или, если  $\tau_\mu$  заранее известно, то при  $T_1 \gg T_2$ ,  $\tau_\mu$  одной из экспонент можно вообще пренебречь. Тогда

$$\tau_\mu = T_2 / \ln\left(\frac{R}{R-1}\right). \quad (14.6)$$

Структурная схема для определения  $\tau_\mu$  интегральным методом представлена на рис. 14.2.

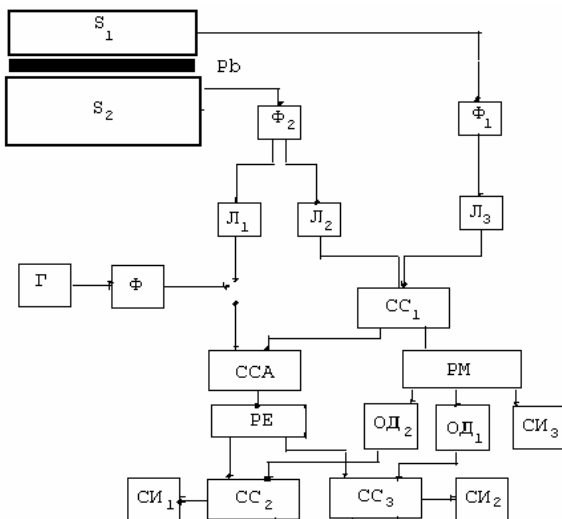


Рис. 14.2

Последовательность импульсов управления и регистрации изображена на рис. 14.3. Сигналы « $\mu$ » с разветвителя РМ используются для запуска двух схем пропускания (их иногда называют «воро-

тами»). Каждая схема пропускания состоит из двух блоков: одно-вибратора и схемы двойных совпадений. Импульс с РМ запускает одновибратор (ОД), который формирует импульс заданной длительности  $T$ . Этот импульс поступает на один из входов СС, на второй вход СС подается сигнал «e» с разветвителя РЕ. Если в течение времени  $T$  придет импульс «e», он будет зарегистрирован счетчиком импульсов СИ. В работе участвуют две схемы типа «ворота»: ворота  $B_1$  (ОД<sub>1</sub> и СС<sub>2</sub>) длительностью  $T_1$ , служащие для регистрации числа  $\mu \rightarrow e$ -распадов  $N(T_1)$  (счетчик импульсов СИ<sub>1</sub>), и ворота  $B_2$  (ОД<sub>2</sub> и СС<sub>3</sub>) длительностью  $T_2$  для регистрации  $N(T_2)$  (счетчик импульсов СИ<sub>2</sub>). Третий выход с РМ используется для счета полного числа  $N_0$  запусков схем ворот за время эксперимента. Знание этого числа необходимо для определения фона (см. ниже). Число  $N_0$  регистрируется СИ<sub>3</sub>

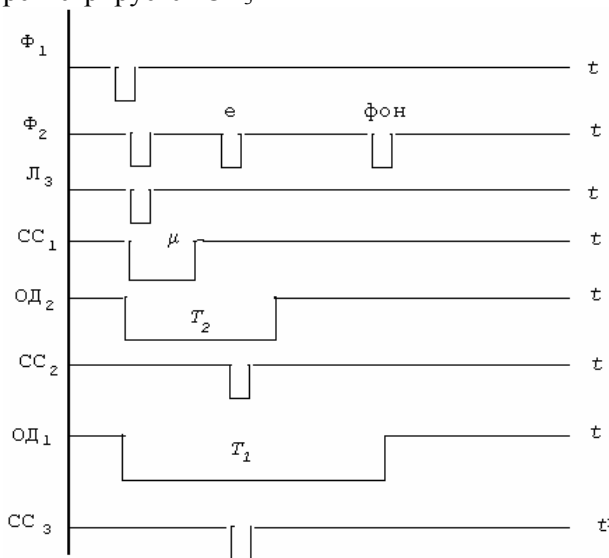


Рис. 14.3

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Собрать схему эксперимента согласно рис. 14.2.
2. Включить питание блоков электроники и блока высоковольтного питания ФЭУ. Время прогрева  $\approx 5$  мин.
3. Загрузить программу выполнения работы в ЭВМ.

**Структурная схема эксперимента в обязательном порядке должна быть перерисована в рабочую тетрадь студента. Без понимания функций элементов структурной схемы студент к выполнению работы не допускается.**

В лаборатории имеются две идентичные установки для проведения данного эксперимента. Различия в программах измерений связаны с разными типами РС в установках.

Основные функции программ одинаковы и состоят в проведении настройки аппаратуры и обеспечении выполнения рабочих измерений.

Настройка аппаратуры сводится к следующим задачам.

1. Введению в совпадение сигналов со счетчиков  $S_1$  и  $S_2$  по счету импульсов со схемы совпадений  $CC_1$  в зависимости от задержек  $t_2$  и  $t_3$ . Результат – оптимальные задержки  $\tau_{2opt}$  и  $\tau_{3opt}$ , величины которых следует сразу же установить на обеих линиях задержек. Счет с  $CC_1$  интерпретируется как полное число мюонов, остановившихся в объеме  $S_2$  и прошедших насквозь установку.

2. Введению сигналов с выхода задержки  $L_1$  (счетчик  $S_2$ ) с помощью схемы  $ССА$  в антисовпадение с сигналами с  $CC_1$ . Задача – отсечь на выходе  $ССА$  мюонов. Для этого на один из входов совпадений  $ССА$  (один из четырех верхних входов) подаем сигнал с  $L_1$ . На вход антисовпадений «А» схемы  $ССА$  подаются с выхода  $CC_1$ . В данном случае для сокращения времени снятия кривой антисовпадений предлагается отключить сигнал с  $S_1$  на  $CC_1$ , оптимальная задержка  $\tau_{2opt}$  на  $L_2$  должна быть сохранена. При этом на оба входа  $ССА$  – совпадение и антисовпадение – приходят сигналы с одного и того же счетчика  $S_2$ . Поэтому кривая антисовпадений измеряется быстро. Она имеет простой вид – в области совпадений сигналов число отсчетов равно нулю, а вне этой области – полному счёту числа импульсов со счетчика  $S_2$ . Область кривой, где число отсчетов равно нулю, называется плато антисовпадений, оптимальная величина задержки  $\tau_{1opt}$  соответствует середине плато.

3. Величины  $T_1$  и  $T_2$  приведены на стойке электроники.

## Работа с программой на установке № 1 (левая)

Работа проводится на РС с ограниченными возможностями. При включении РС программа автоматически загружается, после чего на экран выдается МЕНЮ:

1. *Время измерения(с)*
2. *Delay2 (ns)*
3. *Delay3 (ns)*
4. *Counter position.....18*
5. *Delay2 position.....8*
6. *Delay3 position.....10*
7. *Measuring*

Для выбранного пункта меню введите его номер, нажав клавишу **CR**, которая в данной РС служит клавишей Enter. Например, вы хотите задать время измерения 100с. Набрав на клавиатуре 1, нажимаем **CR**, затем набираем 100 и вновь **CR**. На меню в конце первой строки появляется число 100. Для проведения измерений (*Measuring*) за заданные 100 с введите 7. Числа импульсов в течение 100 с выводятся на экран монитора.

При снятии кривых совпадений изменение задержек  $L_2$  и  $L_3$  производятся пп. 2 и 3 МЕНЮ. Величина задержки  $L_1$  изменяется вручную с помощью клавиш. Определив  $\tau_{\text{онт}}$  и установив ее на блоке  $L_1$ , не забудьте включить  $S_1$  в  $CC_1$ .

В крейте установлен 4-входовой счетчик числа импульсов. Содержимое счетчиков выводится построчно, причем первая строка отвечает входу № 1. Разберитесь и запишите, какие счета приходят на каждый из входов.

Измерить с точностью не хуже 3 % счет числа импульсов  $N_A$  в секунду с выхода схемы  $ССА$ . Этот счет необходим для вычисления числа случайных совпадений (см. ниже).

8. Длительности  $T_1$  (блок  $ОД_1$ ) и  $T_2$  (блок  $ОД_2$ ) фиксированы. Определить абсолютные значения  $T_1$  и  $T_2$  методом, описанным ниже в разделе «Калибровка временных интервалов».

9. Провести измерение  $N(T_1)$ ,  $N(T_2)$ ,  $N_0$ . Время измерения не менее двух часов.

## **Работа с программой на установке № 2 (правая)**

1. Откройте папку «*Lab Works*» На экран выдается строка ввести фамилию и т.д., кончается все просьбой ввести № работы. Следует ввести № 12.
2. На экран выдается следующее окно, в левом верхнем углу меню «Настройки». Установить маркер на него и нажать левую клавишу мыши.

### **ИЗМЕРЕНИЕ КРИВОЙ ДВОЙНЫХ СОВПАДЕНИЙ**

На рис 14.4 приведён вид окна программы НАСТРОЙКА для измерений кривых совпадений-антисовпадений, которое будет иметь разный вид в зависимости от кратности совпадений. На рис. 14.4 для примера представлен вариант тройных совпадений.

#### ***Настройка двойных совпадений***

##### **Параметры программы**

- А. Количество задержек – 2.
- Б. Количество каналов – 4 (имеется в виду число счётчиков импульсов = СИ). В данном случае установлен блок с четырьмя СИ, каждый из которых имеет свой вход, который подключается ВЧ-кабелем к источнику сигналов и имеет свой номер.
- В. Тип платы – 1 (всегда).
- Г. Положение счетчика – XX (№ станции в крейте).
- Д. Канал 1 – 4 (номера входов сигналов с СС<sub>1</sub> на блоке СИ – в нашем случае четвертый. Проверьте!).
- Е. Положение задержек. Введите № станций, на которых установлены задержки № 2 и № 3.

##### **Параметры задержек**

Задержка 2 0 (начальное значение).

Задержка 3 0 (начальное значение).

Шаг задержки 5 (нс).

Настройки

**Параметры задержек**

Задержка 1: 0

Шаг задержки: 4

Задержка 2: 0

Задержка 3: 0

**Параметры измерений**

Количество измерений: 9

Период измерений, с: 100

Звуковой сигнал

Записывать в файл

Увел. номер файла

**Параметры программы**

Положение задержки 1: 9

Положение задержки 2: 15

Положение задержки 3: 18

Тип платы: 1

Положение счётчика: 7

Кол-во задержек: 3

Канал 1: 1

Канал 2: 2

Кол-во каналов: 2

OK Cancel

Рис 14.4

### Параметры измерений

Количество измерений – 12 (максимум шагов задержек 60 нс / 5 нс = 12 для каждого счетчика). Можно взять меньшее число.

Период измерений  $t$  (здесь подразумевается время измерения при каждой задержке в секундах).

Звуковой сигнал – разумно поставить галочку. Остальное игнорировать.

Для определения времен  $t$  нужно шаг задержки взять равным 0, число измерений 2 – 4, а  $t$  подбирать таким, чтобы число отсчетов было порядка 100.

Старт работы программе происходит при нажатии на кнопку «OK».

Открывается рабочее окно, которое представлено на рис 14.5.

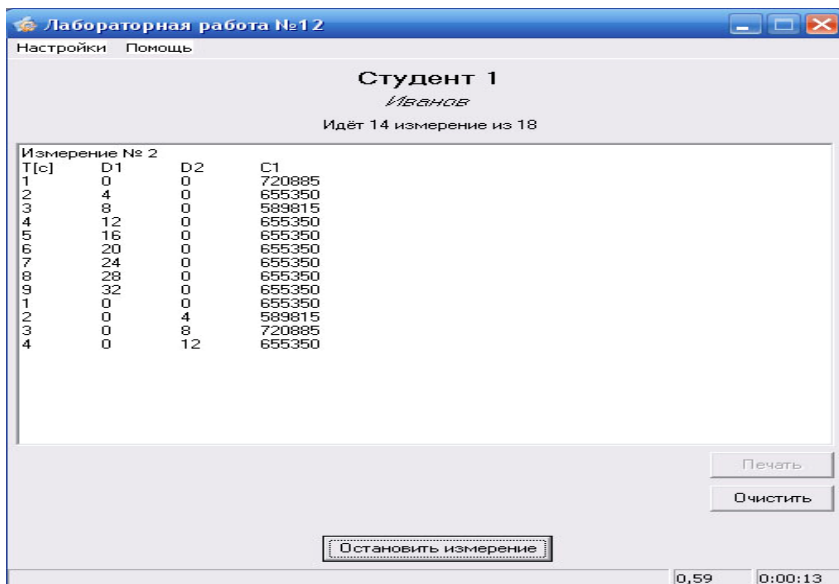


Рис 14.5

Здесь  $T$  – время от начала измерений,  $D1$ ,  $D2$  – задержки,  $C3$  – счет числа совпадений  $S_1S_2$ .

Спишите результаты измерений, определите  $\tau_{\text{опт}}$  для счетчиков  $S_1$   $S_2$  на  $CC1$ . Для установки  $\tau_{\text{опт}}$  возвращаемся в программу «Настройки». Вводим величину  $\tau_{\text{опт}}$  (напр.  $L2=12$ ,  $L3=0$ ), шаг  $=0$ , кол-во измерений  $= 1$ , период  $= 1$  и выходим из «Настройки». Убедитесь по горящим лампочкам на блоках задержек соответствия их показаний введенному  $\tau_{\text{опт}}$ .

## ИЗМЕРЕНИЕ КРИВОЙ АНТИСОВПАДЕНИЙ

Отожмите клавишу на  $CC_1$ , соответствующую входу сигнала с  $S_1$ .

Вызовите программу «Настройки». Вводим:

Количество задержек 1.

Количество каналов 1.

Канал 1 4 (№ входа на СИ для счета сигналов с  $CC_1$ ).

Положение задержки  $X$  (ввести № станции  $L_1$ ).

Задержка 1 0 (Программой не предусмотрен для единственного блока задержек отличный от 1 номер. На измерения это не влияет).

Шаг задержки 5.

Количество измерений 12.

Период измерений, с 10.

Звуковой сигнал – галочка.

После определения и установки  $\tau_{\text{опт}}$  проверьте правильность сборки схемы, СИ должны считывать:

канал № 1  $\rightarrow N(T_1)$ ;

канал № 2  $\rightarrow N(NT_2)$ ;

канал № 3  $\rightarrow N_0 = N_{12}$ ;

канал № 4  $\rightarrow N_e$  (со схемы ССА).

**Не забудьте нажать клавишу включения  $S_1$  на СС1 !**

Запуск программы на набор статистики производится из программы «Настройки», где надо задать: количество задержек 3; положение трех задержек и их величины; определенные при настройках величины задержек; **шаг задержек 0** (т.е. они не должны меняться при рабочих измерениях).

Количество измерений и их продолжительность согласуется с преподавателем.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Провести расчет фона. Если за время набора статистики распадов мюонов было зарегистрировано  $N_0$  запусков одновибраторов  $ОД_1$  и  $ОД_2$  (что равно числу срабатываний схемы совпадений  $СС_1$ ), число  $e$ -сигналов с ССА в секунду равно  $N_A$ , разрешающее время схем совпадений  $СС_2$  или  $СС_3$  равно  $\tau_{1,2}$ , то число случайных отсчетов, зарегистрированных в воротах  $B_1$  и  $B_2$ , определяется по формуле

$$N_{\text{сл}}(T_i) = \tau_i \cdot N_0 \cdot N_A, \quad (14.7)$$

где  $i = 1, 2$ . Величина  $\tau_i$  с точностью до длительности импульса с формирователя  $\Phi_2$  ( $t_{\text{имп}} \approx 40 \text{ нс} \ll T_1, T_2$ ) равна длительности импульса с одновибраторов  $T_1$  или  $T_2$ .

2. По измеренным (с учетом фона)  $N(T_1)$  и  $N(T_2)$  вычислить  $\tau_\mu$ . Для определения величины погрешности  $\Delta\tau_\mu$  необходимо знать распределение величин  $N_1(T_1)$ ,  $N_1(T_2)$ ,  $N_{\text{сл}}(T_1)$ ,  $N_{\text{сл}}(T_2)$ . Распределения  $N_{\text{сл}}(T_1)$  и  $N_{\text{сл}}(T_2)$  подчиняются закону Пуассона. Кроме того, их ошибки коррелированы (см. соотношение (14.7)), что должно быть учтено при расчете  $\Delta\tau_\mu$ . Если эффект сравним с фоном, то величины  $N(T_1)$  и  $N(T_2)$  также распределены по Пуассону. Но если эффект много больше фона, следует воспользоваться биномиальным распределением (см. с. 113). Заметим, что так как  $T_1 \gg \tau_\mu$ , то  $N(T_1) \approx N(T = \infty)$ . При этом величина  $N(T_1)$  приобретает смысл полного числа наблюдаемых мюонов, а  $N(T_2)$  – часть  $N(T_1)$ , распавшихся за  $T_2$ . В этом плане  $N(T_1)$  не имеет дисперсии.

3. Используя соотношение (14.4), вычислить константу слабого взаимодействия  $G \pm \Delta G$  и массы квантов слабого взаимодействия.

### *Контрольные вопросы*

1. Назовите источник космических мюонов.
2. Чем объяснить тот факт, что из всех частиц с массами больше массы электрона только мюоны достигают поверхности Земли?
3. Вычислите радиусы электромагнитного и слабого взаимодействий.
4. Нарисуйте диаграммы Фейнмана для распадов мюонов.

## Работа 15

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС И ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ K-МЕЗОНОВ И $\Lambda$ -ГИПЕРОНА

*Цель* – изучение схем распада, измерение масс  $K^+$ -,  $K^0$ - и  $\Lambda$ -частиц и оценка времени жизни  $K_S^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов.

#### ВВЕДЕНИЕ

В основе классификации элементарных частиц лежат свойства фундаментальных взаимодействий. Характерными особенностями элементарных частиц являются их взаимопревращаемость, рождение и распад [3]. Если при рождении или распаде выполняются законы сохранения, соответствующие сильному взаимодействию, то процесс происходит быстро, за ядерное время ( $10^{-22} \div 10^{-23}$  с). Если законы сохранения не разрешают сильный или электромагнитный процесс, а разрешают лишь слабый, то он проходит медленно, за время, характерное для слабого взаимодействия (больше  $10^{-10}$  с).

Гипероны ( $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Omega^-$ ) и K-мезоны ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ,  $\tilde{K}^0$ ) относятся к адронам, составляют большую группу частиц и называются странными. Процессы образования, поглощения, рассеяния гиперонов и K-мезонов идут с сечениями, характерными для ядерно-активных частиц (адронов). Например, сечение рождения странных частиц в ( $\pi N$ )- и ( $NN$ )-взаимодействиях составляет величину порядка одного миллибарна.

Однако распады странных частиц на адроны ( $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  и т.д.) происходят за время  $10^{-8} \div 10^{-10}$  с, что значительно больше ядерного времени ( $10^{-22} \div 10^{-23}$  с). Характерной особенностью их рождения в пион-нуклонных и нуклон-нуклонных взаимодействиях является совместное образование, по крайней мере, двух странных частиц. При этом возможны лишь определенные сочетания. Так,  $\Lambda$ - и  $\Sigma$ -гипероны образуются в паре с  $K^+$ - и  $K^0$ -мезонами и не образуются с  $K^-$ - и  $\tilde{K}^0$ -мезонами. Ассоциативное рождение частиц обычно связано с законом сохранения. Рождение антинуклона при столкновении двух протонов

обязательно сопровождается образованием еще одного нуклона. Это объясняется законом сохранения барионного заряда  $B$ , который выполняется при любых взаимодействиях. Барионный заряд  $B = +1$  для нуклонов и гиперонов,  $B = -1$  для антинуклонов и антигиперонов,  $B = 0$  для остальных частиц. Как ассоциативное рождение, так и большое время жизни гиперонов и  $K$ -мезонов оказалось возможным объяснить, введя квантовое число  $S$  («странность»). Значение странности  $S$  можно определить из соотношения Гелл-Манна – Нишиджимы:

$$Q = T_Z + (B + S)/2,$$

где  $Q$  – электрический заряд частицы в единицах заряда электрона,  $T_Z$  – проекция изотопического спина.

Адроны группируются по изотопическим мультиплетам. Частицы, входящие в мультиплет, имеют близкие массы. Каждый мультиплет характеризуется изотопическим спином  $T$  и содержит  $2T + 1$  частиц, различающихся значением проекции изотопического спина  $T_Z$ . Частицы, принадлежащие одному мультиплету, одинаково ведут себя в ядерных взаимодействиях, при этом выполняется закон сохранения изотопического спина.

Частицы каждого изотопического мультиплета имеют одинаковую странность (табл. 15.1), частицы и античастицы обладают противоположной по знаку странностью.

Таблица 15.1

Частица	$T$	$T_Z$	$S$
$K^+, K^0$	1/2	+1/2, -1/2	+1
$K^-, \bar{K}^0$	1/2	-1/2, +1/2	-1
$\Lambda$	0	0	-1
$\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$	1	+1, 0, -1	-1
$\Xi^0, \Xi^-$	1/2	1/2, -1/2	-2
$\Omega^-$	0	0	-3

Квантовое число  $S$  является скалярной аддитивной величиной. В процессах, обусловленных сильными взаимодействиями, странность изолированной системы сохраняется, т.е.  $\Delta S = 0$ . Из этого следует:

странная частица не может быстро распадаться на обычные частицы (нуклоны и  $\pi$ -мезоны);

при взаимодействии обычных частиц не может происходить быстрое образование одной странной частицы.

Распады странных частиц происходят с нарушением закона сохранения странности и относятся к слабым взаимодействиям (за исключением электромагнитного распада  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ ). При этом **степень нарушения закона сохранения странности ограничена: странность не может измениться больше чем на единицу**. Поэтому не происходит, например, распад  $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$ .  $K$ -мезоны со странностью  $+1$  и  $-1$  неодинаково ведут себя при взаимодействии с веществом: при низких энергиях  $K^+$ - и  $K^0$ -мезоны могут только рассеиваться и перезарядиться,  $K^-$ - и  $\tilde{K}^0$ -мезоны образуют гипероны в реакциях типа  $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$ .

В свойствах нейтральных  $K$ -мезонов наблюдается своеобразная двойственность. В процессах рождения и взаимодействия они ведут себя как  $K^0$ - и  $\tilde{K}^0$ -мезоны, которые имеют странность  $+1$  и  $-1$ . В процессах распада наблюдаются  $K_S^0$  (short – короткоживущий) и  $K_L^0$  (long – долгоживущий) частицы, которые являются «смесью»  $K^0$ - и  $\tilde{K}^0$ -состояний и различаются временем жизни, каналами распада (подробнее см. работу 17):

$$K_S^0 \rightarrow \begin{cases} \pi^+ + \pi^- & 68,6 \pm 0,27\%; \\ \pi^0 + \pi^0 & 31,4 \pm 0,27\%; \end{cases}$$

$$K_L^0 \rightarrow \begin{cases} \mu^\pm + \pi^\mp + \nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu) & 27,18 \pm 0,25\%; \\ e^\pm + \pi^\mp + \nu_e (\tilde{\nu}_e) & 38,79 \pm 0,27\%; \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0 & 12,58 \pm 0,19\%; \\ \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 & 21,08 \pm 0,27\%. \end{cases}$$

В данной работе изучаются распады по следующим каналам:

- 1)  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$  ( $\tau^+$ -распад);
- 2)  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  ( $\Theta^0$ -распад);

$$3) \Lambda \rightarrow p + \pi^-.$$

Распад медленного  $K^+$ -мезона на три заряженных пиона по схеме 1 можно наблюдать в пузырьковой камере, поскольку энергоделение в этом распаде невелико (75 МэВ) и пробеги пионов могут укладываться в пределах камеры. Распады частиц по схемам 2 и 3 также легко наблюдаемы, так как время жизни  $K_S^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов порядка  $10^{-10}$  с и длина пролета от места рождения до места распада нейтральной частицы составляет несколько сантиметров для энергий порядка 1 ГэВ.

В табл. 15.2 даны основные характеристики всех частиц, участвующих в этих распадах [8].

Таблица 15.2

Частица(античастица)	Масса, МэВ	Время жизни, с	Спин	Странность
$\pi^+ \pi^-$	$139,57018 \pm 0,00035$	$(2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$	0	0
$K^+(K^-)$	$493,677 \pm 0,016$	$(1,2380 \pm 0,0021) 10^{-8}$	0	+1(-1)
$K^0(\bar{K}^0)$	$497,614 \pm 0,024$	$K_S^0$ $(0,8953 \pm 0,0001) \cdot 10^{-10}$ $K_L^0$ $(5,116 \pm 0,020) \cdot 10^{-8}$	0	+1(-1)
$p(\bar{p})$	$938,27201 \pm 0,00002$	$\infty$	1/2	0
$\Lambda(\bar{\Lambda})$	$1115,683 \pm 0,006$	$(2,63 \pm 0,02) \cdot 10^{-10}$	1/2	-1(+1)

В настоящей работе предлагается определить массы  $K^+$ -,  $K^0$ - и  $\Lambda$ -частиц по продуктам их распада и оценить время жизни  $K_S^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов.

### Определение масс странных частиц по продуктам их распада

Процесс идентификации распадов странных частиц заключается в проверке соотношений, вытекающих из законов сохранения. Суммарный электрический заряд продуктов распада должен рав-

няться заряду распадающейся частицы. Для трековых приборов, работающих в магнитном поле, знаки зарядов частиц легко установить по кривизне следов. Если магнитное поле отсутствует, то знак заряда  $\pi$ -мезона, например, можно установить в случае его остановки в объеме камеры по следующим признакам: положительный пион распадается по схеме  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ , а отрицательный – захватывается ядром рабочего вещества.

Следствием закона сохранения импульса является условие компланарности следов частиц. В случае распада медленного (остановившегося)  $K^+$ -мезона на три заряженных пиона начальные участки следов трех вторичных пионов должны лежать в одной плоскости. Пример  $\tau^+$ -распада в пузырьковой камере дан на рис. 15.1.

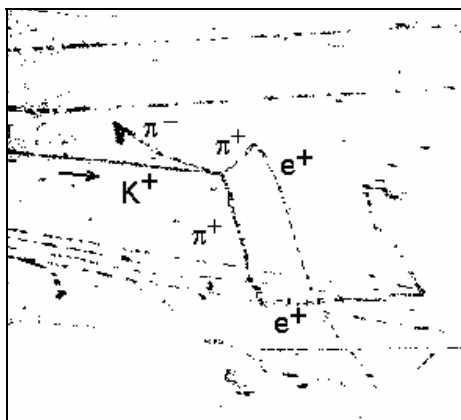


Рис. 15.1

На рис. 15.2 схематически показаны образование и распад нейтральной частицы на две заряженные.

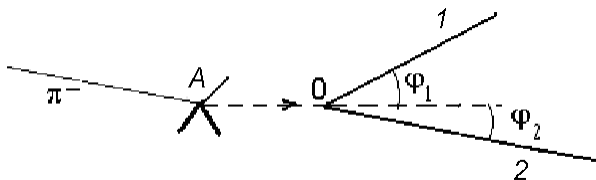


Рис. 15.2

Пунктиром обозначено направление полета нейтральной частицы, сплошными линиями – следы заряженных частиц. Условие компланарности в этом случае заключается в том, чтобы точка образования нейтральной частицы (точка  $A$ ) лежала в плоскости, образованной направлениями полета продуктов распада (линии 1 и 2). Очевидно, линия полета нейтральной частицы должна проходить между следами вторичных частиц. Проверка условия компланарности позволяет отбросить случаи, не относящиеся к распадам 2 и 3 (например, двухлучевые звезды, вызванные нейтронами; случайные  $V$ -образные рассеяния частиц). Для того чтобы отнести событие к распаду 2 или распаду 3, необходимо определить природу вторичных частиц, т.е. установить, является ли положительно заряженная частица протоном или  $\pi^+$ -мезоном (следы ультрарелятивистских электронов и позитронов идентифицируются по электронно-фотонным ливням).

Случаи, относящиеся к двухчастичному распаду, должны удовлетворять уравнениям

$$P_1 \cos \varphi_1 + P_2 \cos \varphi_2 = P; \quad (15.1)$$

$$P_1 \sin \varphi_1 = P_2 \sin \varphi_2; \quad (15.2)$$

$$\sqrt{(m_1 c^2)^2 + (P_1 c)^2} + \sqrt{(m_2 c^2)^2 + (P_2 c)^2} = \sqrt{(M c^2)^2 + (P c)^2}, \quad (15.3)$$

где  $M$  и  $P$  – масса и импульс распадающейся частицы;  $m_1$  и  $m_2$ ,  $P_1$  и  $P_2$  – массы и импульсы вторичных частиц. Для вторичных частиц, пробег которых укладывается в камере, импульсы  $P_1$  и  $P_2$  определяются с большой точностью. Решение уравнений (15.1)–(15.3) позволяет определить массу и импульс распадающейся частицы.

При распаде на  $n$  частиц масса распадающейся частицы определяется выражением

$$M c^2 = \sqrt{\left( \sum_{i=1}^n E_{i\text{полн}} \right)^2 - \left( \sum_{i=1}^n \vec{P}_i c \right)^2}. \quad (15.4)$$

При распаде остановившейся частицы суммарный импульс продуктов распада равен нулю и масса находится из соотношения

$$M c^2 = \sum_{i=1}^n E_{i\text{полн}}. \quad (15.5)$$

Для определения массы распадающейся частицы в двухчастичном распаде достаточно знать углы вылета частиц и импульсы только одной вторичной частицы. Импульс второй частицы находится из уравнения (15.2).

В том случае, когда данных для определения массы распадающейся частицы недостаточно (пробег ни одной из вторичных частиц не укладывается в камере), идентификация производится проверкой того, какой из двух вариантов ( $M = M_K$  или  $M = M_\Lambda$ ) удовлетворяет уравнениям (15.1) – (15.3). По двум измеренным углам вылета продуктов распада можно определить импульс  $K$ -мезона или  $\Lambda$ -гиперона [4]. Подставив эти значения импульсов в уравнения (15.1), (15.2), можно вычислить импульсы  $P_1$  и  $P_2$  вторичных частиц для каждого из двух вариантов распада. Сравнивая полученные значения  $P_1$  и  $P_2$  с нижними границами импульсов, определенными по видимой части пробега частиц, можно выбрать один из вариантов.

### Определение времени жизни $K_S^0$ -мезонов и $\Lambda$ -гиперонов

Определение времени жизни частиц с помощью трековых приборов основано на измерении длины пролета, т.е. расстояния, пройденного частицей от момента ее образования до распада. Именно таким способом в ядерной эмульсии впервые определили время жизни  $\pi^0$ -мезона  $\sim 10^{-16}$  с.

Зная импульс распадающейся частицы  $P$  и длину ее пролета  $L$ , можно вычислить время жизни каждой отдельной нейтральной частицы в системе, где она покоится:

$$t = t_{\text{лаб}} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{L}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{LM}{P}. \quad (15.6)$$

Среднее время жизни данного сорта частиц можно определить, если вычислить среднее значение  $t$ :

$$\tau = \langle t \rangle = \frac{\int_0^{\infty} t dN(t)}{\int_0^{\infty} dN(t)}.$$

Среднее значение  $\tau$ , определенное в эксперименте, может отличаться от истинного из-за того, что регистрируемая длина пролета

ограничивается размерами камеры и ее пространственной разрешающей способностью. В данной работе поправки, связанные с этим обстоятельством, не учитываются.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Материалом для работы служат стереоснимки, полученные на 200-литровой пузырьковой камере МИФИ, облученной в пучке  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с протонного синхротрона ИТЭФ. Камера наполнена смесью фреона-12 ( $\text{CF}_2\text{Cl}_2$ ), фреона-13 ( $\text{CF}_3\text{Cl}$ ) и установлена в электромагните типа МС-12, магнитная индукция 1,6 Тл. Образование странных частиц происходит при столкновении  $\pi^-$ -мезона с ядром рабочего вещества камеры (С, F, Cl). Большие размеры рабочего объема ( $105 \times 50 \times 40 \text{ см}^3$ ) позволяют регистрировать распады  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  и  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  с эффективностью, близкой к 100 %. Рабочий объем фотографируется двумя фотокамерами «Гидроруссар-4», оси объективов параллельны, расстояние между осями (база фотографирования) 416 мм.

Пространственная картина событий восстанавливается с помощью стереопроектора. Изображения с двух стереоснимков проецируются одновременно на экран с помощью той же оптической системы, которая использовалась при фотографировании. Для того чтобы определить положение какой-либо точки (например, звезды) в пространстве, необходимо перемещать экран до тех пор, пока два изображения этой точки не совместятся. Чтобы измерить длину отрезка в пространстве, необходимо совместить его изображения с двух кадров перемещением экрана, тогда длина этого отрезка на экране будет равна действительной. Очевидно, все точки, изображения которых совмещены при данном положении экрана, лежат в одной плоскости и расстояния между ними равны действительным.

Для правильной настройки стереопроектора измеряют реперные метки, нанесенные на стекла камеры. При помощи стереопроектора удобно проверять свойство компланарности и выполнять измерения, не требующие высокой точности. Обычно все измерения производят непосредственно на экране стереопроектора. Для лабораторной работы предлагаются фотографии, полученные следующим образом. С помощью стереопроектора определяется плоскость рас-

пада странной частицы (событие выстраивается), затем на экран накладывается фотобумага и производится экспозиция (через один объектив или через два одновременно).

При измерениях следует учесть, что проектор восстанавливает пространство камеры в масштабе 1:2. Магнитное поле направлено от читателя, но не перпендикулярно к плоскости фотографии, так как плоскость распада может быть произвольно расположена.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. На фотографиях, предложенных для обработки, отыскать распады  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$  ( $\tau^+$ -распад) и зарисовать их. Измерить углы вылета  $\pi$ -мезонов и их пробеги; данные занести в табл. 15.3.

Таблица 15.3

Угол вылета пиона	Пробег пиона	Энергия пиона	Импульс пиона	Суммарный импульс	Масса $K^+$ -мезона
$\varphi_{12}$	$L_1$	$E_1$	$P_1$		
$\varphi_{23}$	$L_2$	$E_2$	$P_2$		
$\varphi_{13}$	$L_3$	$E_3$	$P_3$		

2. Отыскать на фотографиях двухчастичные распады нейтральных частиц ( $V^0$ -события). Определить знаки зарядов вторичных частиц и их природу в тех случаях, когда это возможно.

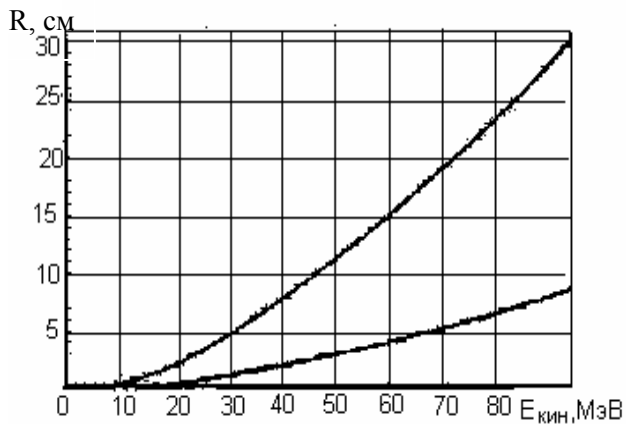
3. Наложив на фотографию события лист кальки, отметить точку рождения нейтральной частицы, точку распада, несколько точек на следах вторичных частиц и окончания этих следов. Провести линию полета странной частицы и направления вылета вторичных частиц. Измерить и занести в табл. 15.4 длину пролета  $R_V$ , длины следов продуктов распада  $L_i$ , углы  $\varphi_i$  их вылета относительно направления странной частицы.

Таблица 15.4

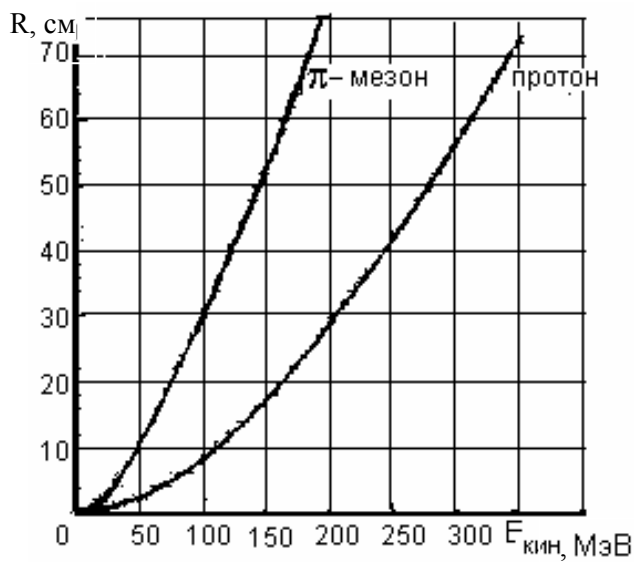
№ события	$R_V$	Тип частиц	$\varphi_i$	$L_i$	$E_i$	$P_V$	$M_V$	$\tau_V$
1	$R_0$	$\pi$ $\rho$	$\varphi_1$ $\varphi_2$	$L_1$ $L_2$	$E_1$ $E_2$	$P_0$	$M_0$	

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. По кривым пробег-энергия (рис. 15.3) определить энергии пионов в  $\tau^+$ -распаде, по энергиям определить импульсы.



*a*



*б*

Рис. 15.3

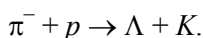
Вычислить суммарный импульс трех пионов, убедиться в его малости. Определить массу  $K^+$ -мезона, найти среднее значение его массы и оценить её среднеквадратичную погрешность.

2. Для двухчастичных распадов определить энергии вторичных частиц или их нижние границы, если след выходит за пределы камеры. По энергиям определить импульсы или нижние границы импульсов.

3. Вычислить импульс и массу распадающейся частицы, пользуясь уравнениями (15.1) - (15.3) для случаев, в которых пробег хотя бы одной из вторичных частиц укладывается в камере. Определить средние значения масс  $K^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов, оценить среднеквадратичные погрешности этих значений.

4. Вычислить время жизни каждой нейтральной частицы в ее системе покоя (см. уравнение (15.5)). Определить среднее время жизни для  $K_S^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов, сравнить их с табличными значениями.

5. Определить значение пороговой энергии  $\pi$ -мезона для реакции



### *Контрольные вопросы*

1. По каким характеристикам странные частицы объединены в отдельное семейство?
2. Каким образом определяются массы странных частиц по продуктам их распада?
3. Какие экспериментальные данные необходимы для определения времени жизни  $\Lambda$ -гиперонов и  $K_S^0$ -мезонов?

## Работа 16

### ИЗУЧЕНИЕ $pp$ -РАССЕЯНИЯ ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 660 МэВ

*Цель* – определение полного  $\sigma_{\text{полн}}$  и неупругого  $\sigma_{\text{неупр}}$  сечений рассеяния протона на протоне при энергии налетающего протона  $T_p = 660$  МэВ.

#### ВВЕДЕНИЕ

В результате взаимодействия частиц происходят разнообразные процессы их превращений. Реакции взаимодействия частиц  $a$  и  $b$  можно разделить на упругие, квазиупругие и неупругие. Под реакцией упругого рассеяния подразумевается процесс взаимодействия ( $a + b \rightarrow a + b$ ), в котором сорт частиц не изменяется, а изменяются лишь их импульсы. В процессе квазиупругого взаимодействия частиц  $a$  и  $b$  в конечном состоянии образуются так же, как и при упругом рассеянии, две частицы, но их сорт отличается от сорта частиц  $a$  и  $b$  ( $a + b \rightarrow c + d$ ). Самую большую группу процессов образуют реакции неупругого взаимодействия ( $a + b \rightarrow c + d + \dots$ ), в результате которых образуется более двух частиц. Количественной мерой процессов взаимодействия частиц является сечение. Оно характеризует число соответствующих реакций, происходящих в единицу времени в единице объема при единичной плотности потока падающих частиц и единичной плотности частиц мишени. Это определение относится к лабораторной системе координат, но само понятие сечения является релятивистским инвариантом.

Дифференциальное сечение процесса взаимодействия частиц  $a$  и  $b$  с образованием произвольного числа вторичных частиц с импульсом в интервале от  $\vec{P}_f$  до  $P_f + dP_f$  подсчитывается по формуле [5]

$$d\sigma = [(2S_a + 1)(2S_b + 1)]^{-1} \frac{\sum_{S_i, S_f} |M|^2}{4j} \left( \prod_f \frac{d^3 P_f}{2E_f (2\pi)^3} \right) \times$$

$$\times (2\pi)^4 \delta^4 \left( P_a + P_b - \sum_f P_f \right). \quad (16.1)$$

Здесь  $S_i: (S_a, S_b)$ ;  $S_f$  – спиновые квантовые числа первичных и вторичных частиц;  $|M|^2$  – квадрат модуля инвариантной амплитуды процесса, которая усредняется по спиновым состояниям первичных частиц и суммируется по спиновым состояниям вторичных частиц, после чего  $\sum_{S_i, S_f} |M|^2$  зависит только от кинематических перемен-

ных. Величина  $j$  называется инвариантным потоком и равна  $[(P_a P_b)^2 - m_a^2 \cdot m_b^2]^{1/2}$ , где  $P_a, P_b$  – 4-импульсы первичных частиц  $a, b$ ;  $\sum_f P_f$  – сумма 4-импульсов вторичных частиц,  $E_f$  – полная энер-

гия вторичной частицы. В формуле (16.1) выражение

$$\prod_f (2\pi)^4 \delta^4 \left( P_a + P_b - \sum_f P_f \right) d^3 P_f / (2E_f (2\pi)^4)$$

есть элемент фазового объема вторичных частиц.

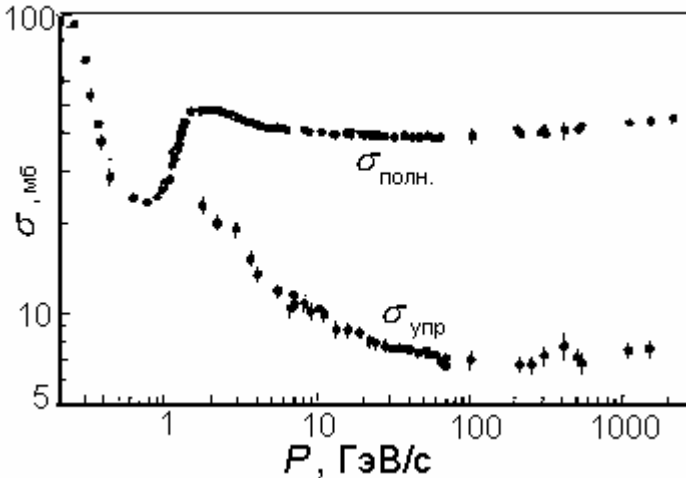


Рис. 16.1

Как видно из рис. 16.1, сечение упругого  $pp$ -рассеяния уменьшается с увеличением энергии налетающего протона, а полное сечение, начиная с энергии  $E_p \approx 500$  МэВ, практически остается постоянным. С ростом энергии (при  $E_p > 300$  МэВ) в  $pp$ -рассеяние включаются неупругие каналы с рождением одного, двух и т.д.  $\pi$ -мезонов и других частиц.

Кинематический анализ упругого рассеяния протонов при больших энергиях позволяет получить формулу, дающую связь между углами, под которыми вылетают рассеянный протон (угол  $\Theta$ ) и протон отдачи (угол  $\varphi$ ):

$$\operatorname{ctg}\Theta \cdot \operatorname{ctg}\varphi = 1 + T_p/(2M_p c^2), \quad (16.2)$$

где  $T_p$ ,  $M_p$  – кинетическая энергия и масса налетающего протона. Из этой формулы следует, что угол разлёта двух протонов ( $\Theta + \varphi$ ) в отличие от нерелятивистского случая ( $\operatorname{ctg}\Theta \cdot \operatorname{ctg}\varphi = 1$ ) меняется в пределах

$$(\Theta + \varphi)_{\min} \leq (\Theta + \varphi) \leq \pi/2.$$

Величина  $(\Theta + \varphi)_{\min}$  является функцией энергии протона  $T_p$ , достигается при  $\Theta = \varphi$  и определяется формулой

$$\cos(\Theta + \varphi)_{\min} = \frac{1}{1 + \frac{4M_p c^2}{T_p}}. \quad (16.3)$$

Напомним, что в нерелятивистском случае  $\Theta + \varphi = \pi/2$ .

Более подробно поведение сечения рассматривается в [6]. Используя импульсную диаграмму упругого рассеяния протона на протоне при больших энергиях, можно убедиться в правильности формулы (16.3).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Рассеяние протонов на протонах изучалось с помощью пузырьковой камеры, облученной пучком протонов синхроциклотрона ОИЯИ в г. Дубне. Схема установки показана на рис. 16.2, а.

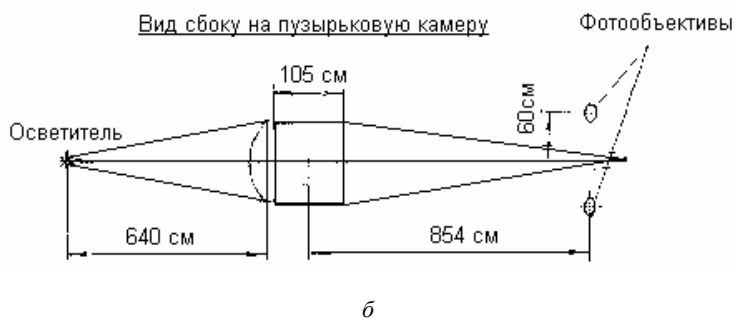
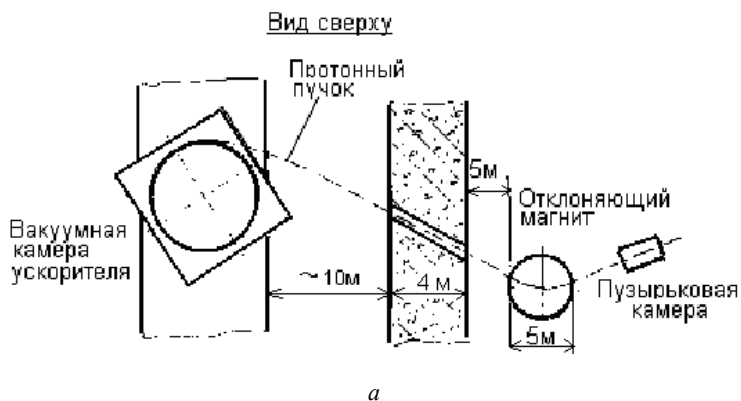


Рис. 16.2

На рис. 16.2, *б* приведены вид сбоку на пузырьковую камеру и расположение оптических систем для фотосъемки. Камера наполнена жидким водородом, плотность которого составляла  $0,058 \text{ г/см}^3$ , и помещена в магнитное поле напряженностью  $H = 12000 \text{ Э}$ . События в камере фотографировались двумя фотоаппаратами, что давало возможность при изучении снимков восстановить их пространственную картину.

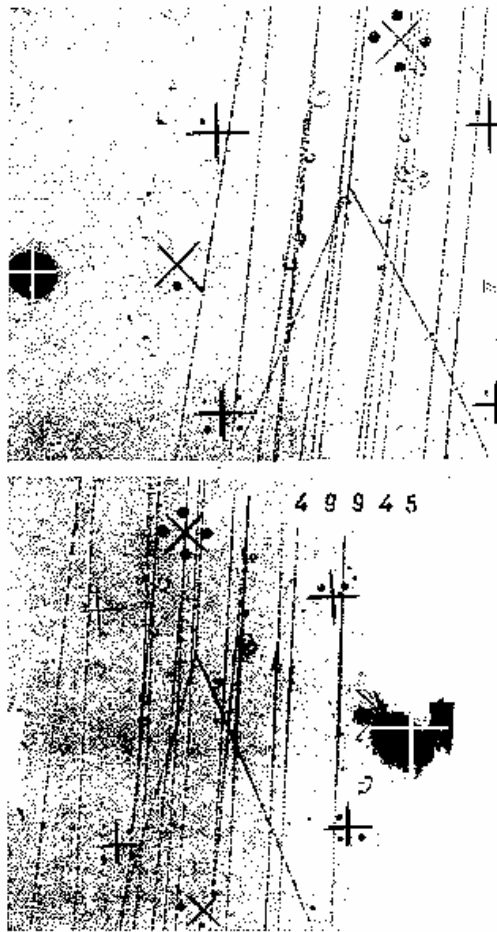


Рис. 16.3

В настоящей работе измеряются только плоские углы для всех случаев  $pp$ -рассеяния (как упругого, так и неупругого). Затем строится зависимость дифференциальных сечений  $pp$ -рассеяния от этих плоских углов. Зная число актов взаимодействия в мишени  $\Delta N$ , сечение можно определить по формуле

$$\Delta N = N_0 \cdot (1 - \exp(-n \cdot \sigma \cdot x)), \quad (16.4)$$

где  $N_0$  – число падающих протонов,  $n$  – число ядер в  $1 \text{ см}^3$  мишени,  $\sigma$  – сечение данного процесса,  $x$  – толщина мишени. В нашем случае жидководородной мишени толщиной 12,6 см величина  $n \cdot \sigma \cdot x \ll 1$ , поэтому мишень можно считать тонкой и проводить расчет по формуле  $\Delta N = N_0 \cdot n \cdot \sigma \cdot x$ . Тогда  $\sigma = \Delta N / N_0 \cdot n \cdot x$ . Потери энергии налетающих протонов на ионизацию в камере не меняют существенно их энергию.

Дифференциальное сечение в заданном интервале углов получается следующим образом. В выбранном интервале плоских углов подсчитывают число случаев рассеяния  $\Delta N$  в интервале  $\Delta\varphi$ . Плоский угол  $\varphi$  – коническая проекция угла рассеяния на плоскость пленки. Поэтому построенные дифференциальные сечения являются проинтегрированными по всем истинным углам рассеяния, дающим одну и ту же проекцию на плоскость пленки. В нашей работе интервалы  $\Delta\varphi$  равны  $10^\circ$ .

Дифференциальное сечение в выбранном интервале углов рассчитывается по формуле

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta\varphi} = \frac{\Delta N / \Delta\varphi}{N_0 n \delta}, \quad (16.5)$$

где  $\delta$  – эффективная толщина мишени, соответствующая рабочей области, в которой можно измерить углы рассеяния. Обычно  $\delta < x$  (в данной работе  $\delta \approx 11 \text{ см}$ ). Остальные обозначения определены выше.

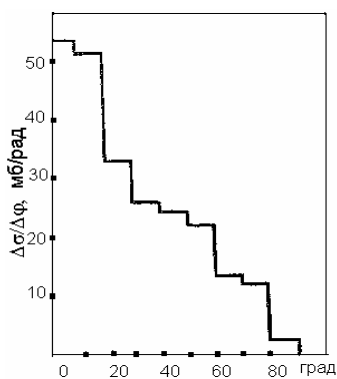


Рис. 16.4

На рис. 16.4 приведен график зависимости дифференциального сечения упругого  $pp$ -рассеяния от плоских углов, построенный на том же экспериментальном материале. Поэтому после построения суммарной гистограммы для упругого и неупругого дифференциальных сечений можно вычесть из нее графически гистограмму для упругого процесса и выделить часть, относящуюся к неупругим событиям. Графическое интегрирование гистограмм дифференциальных сечений упругого и неупругого  $pp$ -рассеяния позволяет



получить значения полных сечений этих процессов при энергии падающих протонов 660 МэВ.

Как показала практика, основная погрешность получаемых результатов есть субъективная ошибка, состоящая в пропуске случаев  $pp$ -рассеяния при просмотре пленки. Она доходит до 40–50 %. Следующей по величине погрешностью является статистическая, которая составляет 30 % для полного сечения. Остальные погрешности существенно меньше указанных выше.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить компьютер. Запустить программу «TrackMeter».

2. Для анализа данных с помощью программы «TrackMeter» необходимо открыть файл с анализируемым событием. Для этого необходимо выбрать пункт меню «Файл» в верхней части окна программы. После нажатия на кнопку «Файл» во всплывающем меню выбрать пункт «Открыть». Далее в стандартном окне Windows «Открытие документа» выбрать требуемый файл и нажать кнопку «Открыть». В результате в рабочем окне программы отобразится требуемое событие.

3. Перед проведением измерений угла необходимо установить видимый размер снимка, равный его исходному, т.е. масштаб изображения должен быть равен 100 %. Для измерения углов нужно открыть файл с требуемым снимком и кликнуть пиктограмму «» в линейке инструментов в верхней части рабочего окна. В результате должно открыться окно функции «Транспортир». Для определения на снимке измеряемого угла необходимо последовательно установить три точки. Первая и третья должны лежать на полупрямых, образующих угол, вторая – совпадать с вершиной угла. Для установки точки с требуемым номером нужно кликнуть на соответствующую пиктограмму «» в окне «Транспортир», совместить курсор с точкой на снимке и нажать на правую кнопку «мыши». После установки всех трех точек в поле «Угол» окна «Транспортир» будет содержаться абсолютное значение угла в градусах. Данный угол будет соответствовать углу между отрезком 23 и продолжением отрезка 12 в сторону точки 2 (угол  $\alpha$  на рис. 16.5). Кнопка «Сброс» в окне «Транспортир» не используется.

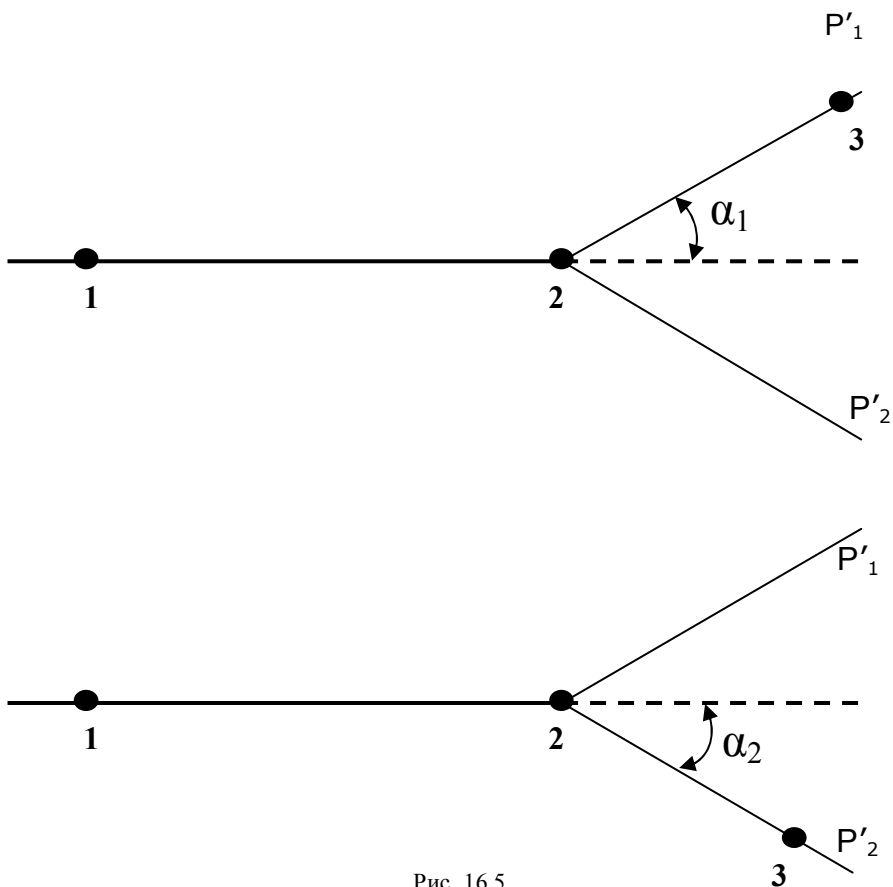


Рис. 16.5

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Построить угловую зависимость дифференциальных сечений.
2. Используя приведенную кривую для упругого рассеяния (см. рис. 16.4), выделить часть, относящуюся к неупругим процессам.
3. Определить полное сечение упругого и неупругого  $pp$ -рассеяний. Учесть, что число углов в два раза больше, чем число актов рассеяния.
4. Вычислить минимальный угол разлета протонов при упругом взаимодействии протона с кинетической энергией 660 МэВ с покоящимся протоном.

5. Используя то, что выражение  $E^2 - P^2 c^2$ , является релятивистски инвариантным, вычислить пороговую энергию для рождения одного и двух  $\pi$ -мезонов для случаев неупругого  $pp$ -соударения.

*Контрольные вопросы*

1. Приведите примеры неупругого рассеяния протона на протоне при энергии протона  $E_p = 660$  МэВ.
2. Нарисуйте импульсную диаграмму для упругого рассеянного протона и укажите минимальный угол разлета двух протонов.
3. Сравните значения сечений упругого и неупругого  $pp$ -рассеяний, полученные в данной работе, с табличными.

## Работа 17

### ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДОВ ДОЛГОЖИВУЩЕГО $K_L^0$ -МЕЗОНА

*Цель* – изучение схем распада и измерение относительных вероятностей основных каналов распада  $K_L^0$ -мезона.

#### ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств и взаимодействий  $K$ -мезонов со времени их открытия в 1949 г. и до настоящего времени занимает одно из важнейших мест в физике элементарных частиц. Фундаментальная роль этих исследований вполне объяснима.

Как в процессах сильного взаимодействия, так и в процессах слабого и электромагнитного взаимодействия  $K$ -мезоны проявляют удивительные, загадочные свойства. Объяснение некоторых из этих загадок привело к ряду замечательных открытий, и есть основания полагать, что этот ряд может быть продолжен.

Изучение сильных взаимодействий  $K$ -мезонов (реакций их рождения) привело, как известно, к концепции «странности» и знаменитой схеме Гелл-Манна – Нишиджимы, обобщившей принцип изотопической инвариантности на  $K$ -мезоны и гипероны. В соответствии с этой схемой  $K^+$ ,  $K^-$ -мезоны и нейтральный каон образуют не изотопический триплет, а два изотопических дублета, каждый с изотопическим спином  $T = 1/2$ :

$$\begin{aligned} T = 1/2, \quad S = +1 & \begin{cases} T_Z = +1/2 & \text{для } K^+; \\ T_Z = -1/2 & \text{для } K^0; \end{cases} \\ T = 1/2, \quad S = -1 & \begin{cases} T_Z = +1/2 & \text{для } \tilde{K}^0; \\ T_Z = -1/2 & \text{для } K^- . \end{cases} \end{aligned}$$

Здесь  $S$  – квантовое число странность,  $T_Z$  – третья (зарядовая) проекция изотопического спина.

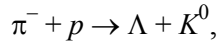
Таким образом, из схемы следовало существование двух нейтральных мезонов  $K^0$  и  $\tilde{K}^0$ , сильно различающихся по своим взаи-

модействиям с нуклонами. Физической причиной различимости  $K^0$  и  $\tilde{K}^0$  можно считать тот факт, что они имеют разные знаки квантового числа странности, которое сохраняется в сильных взаимодействиях.

Схема Гелл-Манна – Нишиджимы объясняла особенности реакций рождения и взаимодействия каонов, но противоречила двум экспериментальным фактам.

Во-первых, в эксперименте наблюдались распады лишь одной нейтральной частицы, имеющей массу  $\sim 500$  МэВ и время жизни  $\sim 1 \cdot 10^{-10}$  с (так называемый  $\Theta^0$ -мезон, распадающийся по схеме  $\Theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ).

Во-вторых, в процессе изучения большого числа случаев парного рождения  $\Lambda$ -гиперонов с нейтральными каонами, т.е. реакции



было обнаружено, что распад  $K^0$  наблюдается только в  $\sim 50$  % случаев. Дело обстояло так, как если бы образующиеся  $K^0$ -частицы в половине случаев распались быстро (и тогда их распад виден), а в половине случаев – медленно, тогда точка их распада оказывалась за пределами области наблюдения. Получилось так, что для объяснения этого факта  $K^0$ -мезону надо было приписать два периода полураспада.

В 1954 г. Гелл-Манн и Пайс преодолели эти трудности, введя для описания свойств  $K^0$ - и  $\tilde{K}^0$ -мезонов понятие «смешанных» частиц. Они предположили, что должны существовать два нейтральных каона с разными свойствами распада  $K_1^0$  и  $K_2^0$ , смесь которых и является  $K^0$  и  $\tilde{K}^0$ -частицами:

$$\left| K^0 \right\rangle = \frac{\left| K_1^0 \right\rangle + \left| K_2^0 \right\rangle}{\sqrt{2}}, \quad \left| \tilde{K}^0 \right\rangle = \frac{\left| K_1^0 \right\rangle - \left| K_2^0 \right\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (17.1)$$

Конечно, всего имеется два нейтральных мезона, а не четыре. Просто для состояний, описывающих нейтральные каоны, используются два представления. Когда речь идет о сильных взаимодействиях (рождение, рассеяние, поглощение), следует описывать процессы в терминах  $K^0$  и  $\tilde{K}^0$ , которые имеют определенные значения сохраняющейся в сильных взаимодействиях странности. Однако когда

речь идет о процессах распада, в которых странность не сохраняется, следует описывать процессы в терминах  $K_1^0$  и  $K_2^0$ , которые, как нетрудно получить из уравнений (17.1), имеют определённые значения комбинированной чётности (*CP*-чётности), то есть

$$K_1^0 = \frac{|K^0\rangle + |\tilde{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}, \quad CP|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle,$$

$$K_2^0 = \frac{|K^0\rangle - |\tilde{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}, \quad CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle,$$

где  $K_1^0$  – *CP*-чётная система,  $K_2^0$  – *CP*-нечётная система. Здесь символом *C* обозначена операция зарядового сопряжения, а символом *P* – операция пространственной инверсии.

Если рассматривать простейшие типы распадов, то, исходя из закона сохранения комбинированной чётности, можно показать, что схемы распада нейтральных каонов будут следующими:

$K_1^0 \rightarrow 2\pi$  имеет большое энерговыделение и, следовательно, малое время жизни;

$K_2^0 \rightarrow 3\pi$  имеет меньшее энерговыделение и, следовательно, большее время жизни.

Таким образом, Гелл-Манн и Пайс пришли к заключению, что распад  $K^0 \rightarrow 2\pi$  следует отождествлять с распадом  $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ -мезона и должно существовать ещё одно новое долгоживущее состояние  $K_2^0$  со временем жизни  $\tau \sim 10^{-7}$  с. В 1956 г.  $K_2^0$ -мезон был найден в экспериментах на ускорителе в Брукхейвене.

Ещё до того как вывод о существовании  $K_2^0$ -мезона был подтверждён экспериментально, Пайс и Пиччиони, основываясь на различном характере взаимодействия  $K^0$ - и  $\tilde{K}^0$ -мезонов с веществом и на ожидаемой малой разности масс  $K_1^0$ - и  $K_2^0$ -мезонов, предсказали ряд таких своеобразных явлений, как регенерация каонов, т.е. переходы  $K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0$ , и осцилляция странности. Вскоре

регенерация короткоживущих  $K_1^0$ -мезонов в пучке долгоживущих  $K_2^0$ -мезонов и осцилляции странности были экспериментально обнаружены. Измерение периода осцилляций позволило получить значение разности масс долгоживущего и короткоживущего нейтральных каонов [7]:

$$|\Delta m| = (3,51 \pm 0,02) \cdot 10^{-6} \text{ эВ.}$$

Теоретическое предсказание и экспериментальное подтверждение своеобразных процессов рождения, распада, захвата и регенерации нейтральных каонов являются одним из самых замечательных успехов квантовой механики и физики элементарных частиц.

Описание процессов распада каонов основано на фундаментальных положениях теории слабых и электромагнитных взаимодействий. Поэтому исследования распадов каонов важны для всестороннего понимания таких проблем, как изотопические свойства слабого взаимодействия, проблема симметрии в микромире, проблема нейтральных токов и др. Так, например, исследование распада заряженных каонов привели Ли и Янга к фундаментальному выводу о том, что в этих распадах (и вообще в слабом взаимодействии) не сохраняется пространственная четность  $P$ . В 1957 г. соответствующими экспериментами эта гипотеза была подтверждена. Исследования распада нейтральных каонов привели к открытию несохранения  $CP$ -четности в этих распадах.

Наряду с разрешёнными законами сохранения каналами распада:

$$K_L^0 \rightarrow \begin{cases} \mu^\pm + \pi^\mp + \nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu); \\ e^\pm + \pi^\mp + \nu_e (\tilde{\nu}_e); \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0; \\ \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \end{cases}$$

в 1964 г. наблюдались каналы распада, запрещенные законом сохранения  $CP$ -четности:

$$K_2^0 \rightarrow \begin{cases} \pi^+ + \pi^- \\ \pi^0 + \pi^0. \end{cases}$$

Степень нарушения закона сохранения  $CP$ -четности невелика ( $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ ). Для объяснения нарушения  $CP$ -четности было сделано предположение, что долгоживущий нейтральный каон не является чистым состоянием с  $CP = -1$  (т.е. не чистый  $K_2^0$ -мезон), а имеет небольшую примесь состояния с  $CP = +1$ . Поэтому вместо состояний  $K_1^0$  и  $K_2^0$  ввели некоторые новые состояния, которые были обозначены символами  $K_S^0$  (короткоживущий компонент) и  $K_L^0$  (долгоживущий компонент);  $K_S^0$  и  $K_L^0$  уже не являются собственными состояниями оператора  $CP$ . Впоследствии нарушение  $CP$ -инвариантности было обнаружено также и в полуплептонных распадах  $K_L^0$ -мезонов:

$$K_L^0 \rightarrow e^+ \pi^- \nu_e \quad \text{и} \quad K_L^0 \rightarrow e^- \pi^+ \tilde{\nu}_e,$$

$$K_L^0 \rightarrow \mu^+ \pi^- \nu_\mu \quad \text{и} \quad K_L^0 \rightarrow \mu^- \pi^+ \tilde{\nu}_\mu.$$

Несохранение  $CP$ -четности в этих распадах приводит к зарядовой асимметрии.

В данной лабораторной работе исследуются распады долгоживущего  $K^0$ -мезона.

Работа проводится по снимкам, полученным с помощью 180-литровой ксеноновой камеры института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ).

Примеры изучаемых в данной работе случаев распада  $K_L^0$ -мезонов показаны на рис. 17.1. Значения вероятностей исследуемых каналов распада приведены в табл. 17.1 [8].

Таблица 17.1

Тип распада	Относительная вероятность распада, %
$3\pi^0$	21,08±0,27
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	12,58±0,19
$\pi^- \mu^+ \nu$	27,18±0,25
$\pi^- e^+ \nu$	38,79±0,27

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В эксперименте использовалась 180-литровая ксеноновая пузырьковая камера. Снимки с пузырьковых камер исключительно наглядны и информативны для исследования взаимодействия и распада странных частиц. Очевидно, что для изучения радиационных распадов частиц (т.е. распадов, вторичными продуктами которых являются  $\gamma$ -кванты) необходимо наполнение камеры жидкостью с высокой вероятностью регистрации  $\gamma$ -квантов, т.е. с большой плотностью и малой радиационной длиной  $x_0$ . Одним из таких детекторов является ксеноновая пузырьковая камера ( $x_0 = 3,7$  см).

Для характеристики способности детекторов к регистрации радиационных процессов используется эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов  $\eta$ , которая численно равна доле первоначального числа  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных в данных условиях. Величину  $\eta$  можно найти, определив долю  $\gamma$ -квантов, выбывшую из пучка при прохождении слоя вещества толщиной  $\delta$ :

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{7\delta}{9x_0}\right).$$

Здесь  $x_0$  – радиационная длина, выраженная в тех же единицах, что и  $\delta$ . Эффективность регистрации одиночных  $\gamma$ -квантов в 180-литровой ксеноновой пузырьковой камере размерами  $103 \times 43 \times 40$  см,  $x_0 = 3,7$  см, усредненная по объему, составляет 0,95.

Для исследования  $K_L^0$ -распадов внутрь камеры была введена дюралюминиевая трубка, проходящая через весь объём камеры вдоль её большой оси. Во время экспозиции камеры воздух из трубки откачивался и сквозь трубку пропускался пучок нейтральных частиц, рождённых на внутренней мишени ускорителя,  $K_L^0$ -мезоны являлись компонентом этого пучка. Часть  $K_L^0$ -мезонов распадалась внутри вакуумной трубки в пределах рабочего объёма камеры. Камера регистрировала вторичные продукты, возникающие при распаде. Один распад  $K_L^0$ -мезона в пределах рабочего объёма камеры наблюдался приблизительно на 3 – 4 цикла ускорителя и, следовательно, 3 – 4 цикла расширения пузырьковой камеры. Фон от взаимодействий других нейтральных частиц ( $n, \gamma$ ) был пренебрежимо мал.

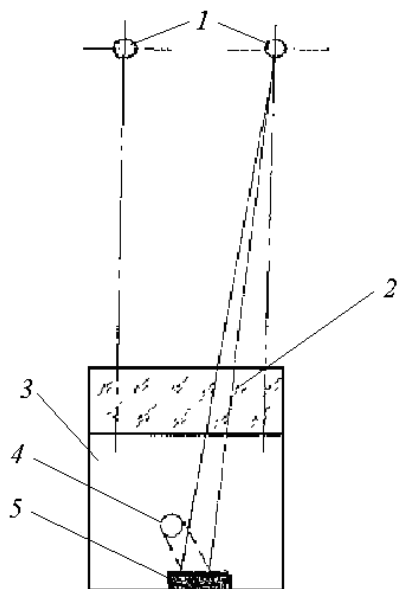


Рис. 17.1

Фотографирование следов частиц в камере производилось двумя объективами 1 (рис. 17.1) через смотровое окно из оргстекла 2. При фотографировании часть рабочего объема 3 камеры загораживается трубкой 4.

Поэтому для того чтобы иметь возможность фотографировать следы, расположенные под трубкой, на дне камеры было помещено зеркало 5, что позволило существенно уменьшить объем невидимой зоны. На рис. 17.1 показано сечение рабочего объема камеры плоскостью, перпендикулярной направлению пучка. На нем видно расположение вакуумной трубки и зеркала в камере.

**Постановка эксперимента.** Эксперимент проводился на нейтральном пучке протонного синхротрона ИТЭФ. Расположение оборудования на пучке показано на рис. 17.2.

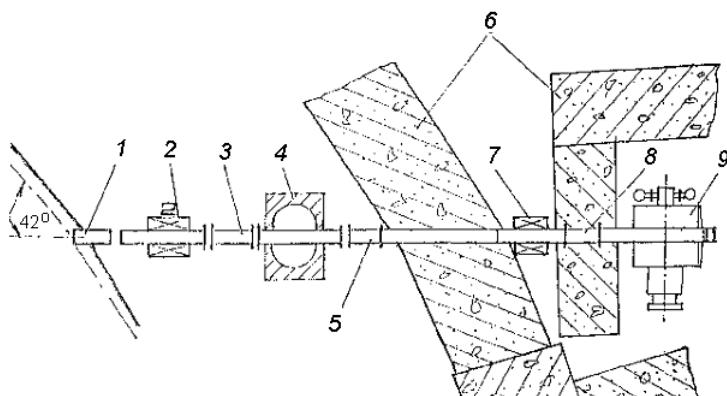


Рис. 17.2

Пучок формировался в трубе длиной около 30 м. Передний конец трубы помещался непосредственно вблизи камеры протонного синхротрона, напротив внутренней мишени. Направление трубы составляло угол  $\sim 42^\circ$  с направлением циркулирующего пучка протонов. Главные элементы канала – коллиматоры 1, 3, 5, 8 и магниты 2, 4, 7. Роль магнитов заключалась в очистке пучка от заряженных частиц. Для получения оптимальной геометрии тракта коллиматоры были собраны так, что они являлись частями одного конуса, вершина которого совпадала с внутренней мишенью ускорителя.

Для снижения интенсивности  $\gamma$ -квантов в пучке перед коллиматором 3 устанавливался конвертор из свинца толщиной в две радиационные длины. Здесь  $\gamma$ -кванты конвертировались в  $e^+e^-$ -пары, которые удалялись из пучка отклоняющими магнитами.

Труба, составляющая тракт нейтрального пучка, соединялась посредством фланцев с трубкой, проходящей через рабочий объем камеры 9. Чтобы предотвратить регенерацию  $K_L^0 \leftrightarrow K_S^0$  на пути  $K_L^0$ -мезонов от мишени до камеры, весь тракт вакуумировался до  $\sim 2 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Вакуумирование избавляло также от фона вторичных частиц, возникающих при взаимодействии пучка с ядрами воздуха. Для снижения радиационного фона установка окружена бетонной защитой 6.

## МЕТОДИКА ИДЕНТИФИКАЦИИ РАСПАДОВ

Наряду с распадами  $K_L^0$ -мезонов в ксеноновой пузырьковой камере регистрируются также взаимодействия, обусловленные фоновым излучением ускорителя и космическим излучением. Поэтому для того чтобы иметь возможность изучать распады  $K_L^0$ -мезонов, необходимо прежде всего выделить их. В данном эксперименте выделение облегчается тем, что распады имеют характерный признак, которым является положение в пространстве точки распада. Как указывалось выше, особенности формирования пучка таковы, что  $K_L^0$ -распадами следует считать такие события, которые образуются следами, начинающимися внутри вакуумной трубки.

После того как установлено, что наблюдаемая на снимках картина может быть результатом  $K_L^0$ -распада, необходимо провести

дальнейшую интерпретацию этого события или, как говорят, идентифицировать распад. Обычно под идентификацией распада понимают установление природы как первичной частицы, так и всех частиц, которые образовались в результате распада.

Методика идентификации распадов в данном эксперименте предполагает необходимость выполнения следующих операций:

- определения положения точки распада;
- нахождения всех частиц, образовавшихся при распаде;
- идентификации частиц – продуктов распада;
- идентификации типа распада.

Последовательность первых трех операций может быть произвольной и часто определяется соображениями удобства. Последний шаг возможен лишь при выполнении трех предыдущих. Рассмотрим каждую из перечисленных операций подробнее.

**Определение точки распада.** Точку распада можно определить, лишь восстановив пространственную картину, например с помощью стереопроекторов. В данной работе точка распада устанавливается более простым, но менее точным способом – по проекциям. Как можно видеть из табл. 17.1, все распады, с точки зрения определения положения точки распада, условно можно разделить на две группы: распады, в которых образуются заряженные частицы, и распады на нейтральные частицы. В первом случае положение точки распада на снимках определяется как пересечение двух прямых, которые являются продолжением начальных участков треков, соответствующих этим заряженным частицам. Если при  $K_L^0$ -распаде образовались также и нейтральные пионы, то на снимке должны наблюдаться электрон-позитронные пары (иногда комптоновские электроны), образованные  $\gamma$ -квантами – продуктами распада  $\pi^0$ -мезонов. При этом «направление вылета  $\gamma$ -кванта» должно проходить через найденную точку пересечения следов заряженных частиц. Направление вылета  $\gamma$ -кванта для комптоновского электрона определяется как направление касательной к наблюдаемому треку в начальной точке, а для электрон-позитронной пары – как направление прямой, проведенной между электронным и позитронным треками. При этом прямая должна проводиться ближе к тому треку, который обладает наибольшей энергией.

Во втором случае положение точки распада на снимках можно найти пересечением «направлений вылета  $\gamma$ -квантов».

Если на обоих снимках найденная точка пересечения находится в области вакуумпровода, то она принимается за точку распада  $K_L^0$ -мезона. Для тех точек, которые были найдены пересечением всего лишь двух прямых (как, например, будет в случае  $K_{\pi e^-}$ ,  $K_{\pi \mu^-}$ -распадов), необходимо убедиться в том, что они не являются случайным пересечением. С этой целью необходимо проверить выполнение ещё одного условия, обязательного для всех точек распада, а именно: равенство измеренных на обеих проекциях пролетных расстояний  $K_L^0$ -мезона в камере. Это условие вытекает из особенностей расположения объективов фотоаппарата относительно камеры: оптические оси объективов параллельны, а плоскость, проходящая через них, перпендикулярна к направлению пучка. Для оценки равенства пролетных расстояний удобно пользоваться метками, нанесенными на стенке трубки. Точность совпадений этих расстояний должна быть  $\sim 5$  мм.

**Нахождение частиц, образовавшихся при распаде.** С целью упрощения процедуры обработки снимков точку распада обычно определяют по каким-либо следам двух наблюдаемых частиц. Для идентификации распада важно знать все образовавшиеся при распаде частицы. Сложность «узнавания» всех частиц обычно связана с тем, что  $\gamma$ -кванты от распада  $K_L^0$ -мезона могут конвертировать в любой точке объема камеры. Поэтому после того как точка распада определена, необходимо еще раз рассмотреть оба снимка с целью поиска всех  $\gamma$ -квантов, которые образовались при распаде.

**Идентификация частиц.** Идентификация частиц производится в соответствии с характерными особенностями следов от  $\pi^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $\sim e^\pm$  в камере. Эти особенности следующие. Электроны (позитроны) образуют следы, которые могут иметь несколько резких изломов, обусловленных тормозным излучением. Тормозные кванты в свою очередь могут конвертировать в камере. Они должны «смотреть» в точку излома электронного (позитронного) трека. Точка образования следа  $e^\pm$  расположена на вакуумпроводе,  $\gamma$ -кванты большой энергии ( $E \geq 1$  МэВ), как известно, могут рассеяться на электронах среды, образуя комптон-электроны, либо конвертиро-

вать в поле ядра, образуя электрон-позитронную пару. Трек от комптон-электрона будет таким же, как и у  $e^\pm$ , а след от пары имеет два ( $e^+ e^-$ ) трека с общей начальной точкой. Точка образования  $\gamma$ -кванта может быть расположена в любом месте камеры.

Положительный пион образует след, который может иметь изломы и сопровождаться вторичными звёздами. Если  $\pi^+$ -мезон останавливается в камере, то он идентифицируется по характерному  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распаду.

Отрицательный пион образует след, аналогичный следу  $\pi^+$ -мезона. Остановившийся  $\pi^-$ -мезон образует звезду с несколькими короткими треками или без них (0-лучевая звезда).

Быстрые мюоны имеют следы, аналогичные следам от быстрых  $\pi$ -мезонов. Отличие состоит лишь в том, что быстрые мюоны не дают вторичных звезд. Остановившийся мюон даёт характерный  $\mu \rightarrow e$ -распад.

**Идентификация  $K_L^0$ -распадов.** Полная идентификация распадов подразумевает установление природы всех частиц: как первичных, так и вторичных. Очевидно, что одних «визуальных» данных, т.е. получаемых только при просмотре, для полной идентификации распадов недостаточно. Необходима проверка как кинематических соотношений, вытекающих из законов сохранения энергии-импульса, так и соотношений, вытекающих из законов сохранения дискретных величин (электрических зарядов, лептонных (электронного и мюонного) зарядов и др.). В данной работе идентификация основывается только на данных просмотра.

Примеры изучаемых в данной работе случаев распада  $K_L^0$ -мезонов показаны на рис. 17.3–17.6, на которых представлены фрагменты снимков с пузырьковой камеры.

**Распад  $K_{3\pi^0}$**  (рис. 17.3). К этим распадам необходимо отнести события, которые сопровождаются  $\gamma$ -квантами с числом  $\gamma$ -квантов  $\geq 4$ .

**Распад  $K_{\pi+\pi-\pi^0}$**  (рис. 17.4). Этому распаду соответствуют события, образованные двумя заряженными частицами (которые могут иметь характерные звёзды или  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распад) и одним либо двумя  $\gamma$ -квантами, «смотрящими» в точку распада.

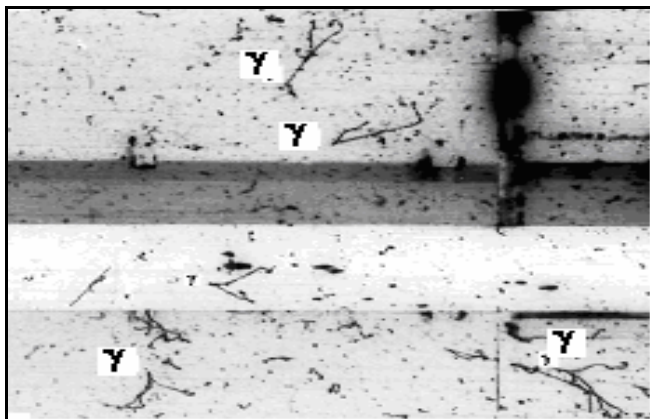


Рис. 17.3

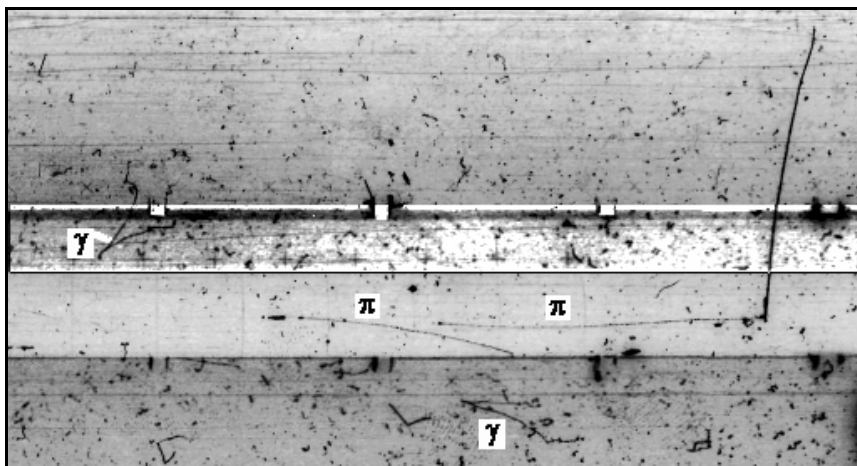


Рис. 17.4

**Распад  $K_{\pi e \nu}$**  (рис. 17.5). К этому распаду следует отнести событие, сопровождающееся следом от  $\pi^+$ -мезона и следом от  $e^+$ , начальная точка которого расположена на вакуумпроводе.

**Распад  $K_{\pi \mu \nu}$**  (рис. 17.6). К этим распадам необходимо отнести распады, образованные двумя заряженными частицами и не сопровождающиеся электронно-фотонными ливнями.

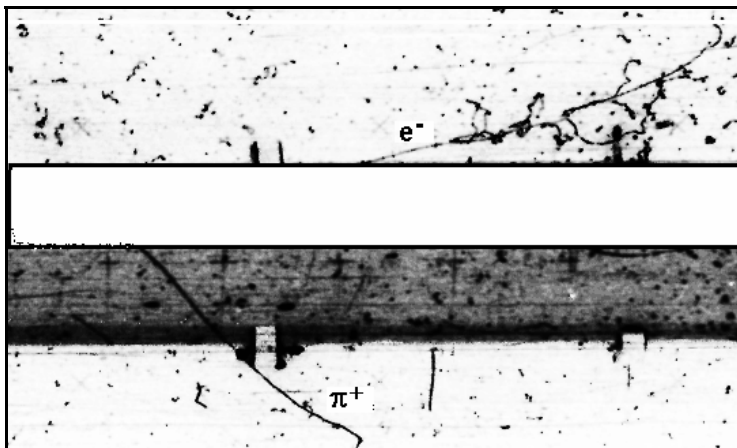


Рис. 17.5

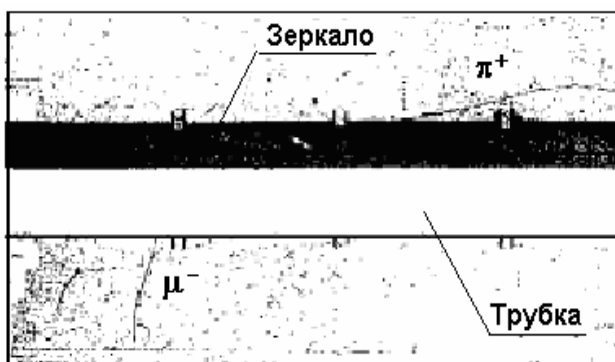


Рис. 17.6

**Другие распады.** Вероятность распада  $K_L^0$ -мезонов по другим каналам, как видно из табл. 17.1, мала. Поэтому наблюдение их в данной работе на имеющейся статистике маловероятно.

**Примечание.** Отбор и идентификация распадов проводятся по двум стереопроекциям, полученным при фотографировании рабочего объема камеры. Одновременное использование двух проекций одного и того же события облегчает процедуру отбора, выделения и идентификации исследуемых распадов. Особенно полезным использование двух проекций может оказаться в тех случаях, когда следы, принадлежащие событию, располагаются под вакуумпроводом (т.е. вне поля зрения какого-либо из объективов).

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. С помощью описания изучить особенности следов, создаваемых частицами различного знака: электронами (позитронами),  $\pi^\pm$ -мезонами, мюонами в жидком ксеноне. Изучить особенности следов, возникающих при комптоновском рассеянии и конверсии  $\gamma$ -квантов.

2. Включить осветительную систему проектора. Установить на просмотрном столе оба кадра стереопроекций, соответствующие одному и тому же начальному номеру.

3. Внимательно рассмотреть оба стереокадра.

Если на снимках обнаружены следы частиц, причиной возникновения которых могут служить распады  $K_L^0$ -мезонов (точка распада расположена внутри вакуумпровода и внутри эффективного объёма), то, пользуясь методикой выделения и идентификации  $K_L^0$ -распадов, изложенной выше, определить возможность принадлежности данных следов распаду  $K_L^0$ -мезона. Если следы частиц обусловлены распадом, то идентифицировать его. Данные о распаде записать в рабочий журнал, располагая их в виде таблицы, аналогичной табл. 17.2. В графе «Топология» схематически зарисовать найденное событие.

Таблица 17.2

№ кадра	№ события	Топология	1-й трек	2-й трек	Количество фотонов	Количество электронов	Идентификация
4957	1		-	-	6	-	$3\pi^0$

4. Во избежание методических ошибок и для контроля зарисовать, идентифицировать и показать преподавателю данные о нескольких из первых найденных случаев  $K_L^0$ -распада.

Полное количество зарегистрированных в журнале и идентифицированных распадов должно быть свыше 100.

5. Для отчёта зарисовать характерные случаи, соответствующие каждому из четырёх основных каналов распада.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Подсчитать найденное в работе количество распадов, соответствующее каждому каналу, приведённому в табл. 17.1. Для каналов распада  $K_L^0$ -мезона, сопровождающихся вылетом  $\gamma$ -квантов, рассчитать поправки, обусловленные эффективностью регистрации  $\gamma$ -квантов в камере, полагая эффективность регистрации одиночного  $\gamma$ -кванта равной 0,95.

2. Определить относительные вероятности всех каналов и статистическую погрешность измерения этих величин. Сравнить полученные значения относительных вероятностей с табличными значениями.

3. Если в процессе выполнения работы обнаружены распады, которые не поддаются идентификации, то необходимо их систематизировать и указать причину, которая могла привести к затруднениям их идентификации.

### *Контрольные вопросы*

1. Почему у нейтральных  $K$ -мезонов не две, как обычно, частицы –  $K^0$  и  $\tilde{K}^0$ , а четыре –  $K^0$ ,  $\tilde{K}^0$ ,  $K_S^0$ ,  $K_L^0$  ?
2. Как формируется пучок  $K_L^0$  без примеси  $K_S^0$  в экспериментах на ускорителях.?
3. Идентификация  $K_L^0$ -распадов.
4. Кварковый состав каонов.

## Работа 18

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ НЕЙТРАЛЬНОГО $\pi^0$ -МЕЗОНА

*Цель* – определение массы нейтрального  $\pi^0$ -мезона по минимальному углу разлета  $\gamma$ -квантов, образующихся при его распаде.

#### ВВЕДЕНИЕ

Масса частицы – фундаментальная характеристика, определяющая как особенности ее взаимодействия с другими микрообъектами, так и (если частица нестабильна) особенности ее распада. Большое значение для теории элементарных частиц имеет знание всего набора дискретных значений масс частиц, встречающихся в природе.

Массу частиц обычно определяют по их кинематическим характеристикам: скорости  $v$ , импульсу  $P$ , кинетической ( $T$ ) или полной ( $E$ ) энергиям. Связь между этими величинами и массой покоящейся частицы  $m$  выражается хорошо известными из теории относительности соотношениями:

$$m = \frac{P\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} = \frac{T\sqrt{1-\beta^2}}{1-\sqrt{1-\beta^2}} = \sqrt{E^2 - P^2}, \quad (18.1)$$

где  $\beta = v/c$ ;  $m$ ,  $P$ ,  $T$ ,  $E$  выражены в энергетических единицах. Таким образом, чтобы определить массу частицы, достаточно измерить любые две ее кинематические характеристики.

Для частиц, обладающих электрическим зарядом, импульс  $P$  можно найти либо по измерениям радиуса кривизны траектории частицы в магнитном поле, либо по измерению среднего значения квадрата угла многократного рассеяния на ядрах. Кинетическую энергию частицы  $T$  с высокой точностью можно найти по измерениям полного пробега в веществе, скорость  $v$  – либо по времени пролета частицей определенного расстояния, либо по углу  $\Theta$  испускания черенковского излучения, либо измерением удельных ионизационных потерь.

Массу частиц с нулевым электрическим зарядом можно определить с помощью кинематического анализа реакций (как упругих, так и неупругих), в которых эти частицы принимают участие. При этом масса ядра-мишени должна быть известна. Если частица нестабильна, то ее масса может быть измерена также с помощью кинематического анализа продуктов ее распада. Указанные методы обладают тем достоинством, что они основаны на применении точно выполняющихся законов сохранения энергии, импульса. С их помощью можно определить массы невидимых на фотографиях частиц, если число подлежащих вычислению величин (масса, энергия, импульс частицы, углы, определяющие направление движения) не превышает четырех для всех частиц, участвующих в реакции.

Для измерения массы нейтрального  $\pi$ -мезона можно предложить несколько способов, каждый из которых характеризуется присущей только данному способу точностью измерения. Простейшие из них основаны на анализе кинематики распадов  $\pi^0$ -мезонов. Чтобы яснее представить себе их, укажем основные свойства  $\pi^0$ -мезона.  $\pi^0$ -Мезон – ядерно-активная частица, нейтральный компонент изотопического триплета ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ), распадающийся за очень малые времена ( $\sim 10^{-16}$  с) по следующим каналам:

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma && 98,8 \%; \\ \pi^0 &\rightarrow e^+e^-\gamma && 1,198 \%; \\ \pi^0 &\rightarrow e^+e^-e^+e^- && 3,24 \cdot 10^{-5} \%. \end{aligned}$$

Большинство экспериментальных методов измерения массы  $\pi^0$ -мезона основаны на анализе кинематики основного двухчастичного канала распада. При этом кинематические характеристики  $\gamma$ -квантов, а следовательно, и методы определения массы  $\pi^0$ -мезона зависят от того, будут ли образующиеся в ядерных реакциях или распадах  $\pi^0$ -мезоны моноэнергетическими (т.е. с фиксированной энергией) или нет.

Если  $\pi^0$ -мезоны – моноэнергетические, то энергетическое распределение  $\gamma$ -квантов имеет вид «столика» (рис. 18.1). У экспериментальной кривой края «столика» размываются из-за конечной разрешающей способности конкретного метода измерения. Шири-

на «размытия» характеризует точность метода. Граничные значения спектра  $\gamma$ -квантов связаны с массой  $\pi^0$ -мезона и его импульсом соотношениями

$$E_{\text{макс/мин}} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{P_\pi^2 + m_\pi^2} \pm P_\pi \right), \quad E_{\text{макс}} \cdot E_{\text{мин}} = \frac{m_\pi^2}{4}. \quad (18.2)$$

Точность определения массы  $\pi^0$ -мезона зависит от точности, с которой измерены граничные значения энергии.

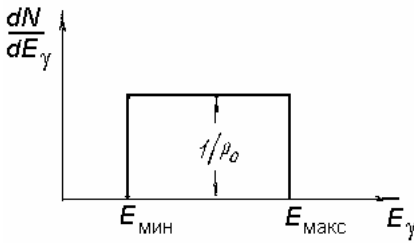


Рис. 18.1

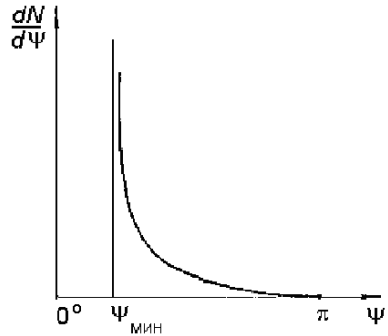


Рис. 18.2

Для моноэнергетических  $\pi^0$ -мезонов массу с высокой точностью можно получить также из анализа распределения по углу разлета  $\gamma$ -квантов. Если полагать, что распад  $\pi^0$ -мезона в его системе покоя происходит изотропно, то распределение  $\gamma$ -квантов по углу их разлета  $\psi$  в лабораторной системе координат имеет вид [9]

$$\frac{dN}{d\psi} = \frac{\cos(\psi/2)}{4\beta_c \gamma_c \sin^2(\psi/2) \sqrt{\gamma_c^2 \sin^2(\psi/2) - 1}}, \quad (18.3)$$

где  $\beta = P_\pi/E_\pi$ ,  $\gamma_c = E_\pi/m_\pi$ . Отсюда видно (рис. 18.2), что при фиксированной энергии  $\pi^0$ -мезона угол разлета  $\gamma$ -квантов не может принимать значения, меньше некоторого минимального угла разлета  $\psi$ .

Этот угол можно найти из условия равенства нулю подкоренного выражения (18.3):

$$\gamma_c^2 \sin^2(\psi/2) - 1 = 0$$

или

$$\sin \frac{\Psi_{\text{мин}}}{2} = \frac{m_{\pi}}{E_{\pi}} = \frac{m_{\pi}}{\sqrt{m_{\pi}^2 + P_{\pi}^2}}.$$

Измеряя угол  $\Psi_{\text{мин}}$ , можно определить значение массы  $\pi^0$ -мезона. Поскольку распределение  $dN/d\Psi$  имеет резкий край, точность измерения массы зависит лишь от точности, с которой в эксперименте могут быть измерены углы  $\Psi_{\text{мин}}$ , а также от степени моноэнергетичности пучков.

В случае, когда  $\pi^0$ -мезоны – немоноэнергетические, способ, основанный на измерении минимального угла разлета  $\gamma$ -квантов, неприемлем, но тогда для определения массы  $\pi^0$ -мезона по-прежнему можно воспользоваться способом, основанным на измерении граничных значений энергии  $\gamma$ -квантов. При этом для определения массы  $\pi^0$ -мезона можно пользоваться соотношением (18.2).

В данном случае граничные значения  $E_{\text{мин}}$  и  $E_{\text{макс}}$  можно определить экстраполяцией краев экспериментального энергетического спектра  $\gamma$ -квантов к оси энергий (рис. 18.3).

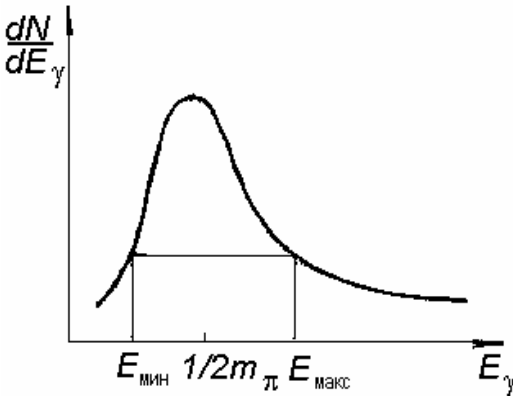
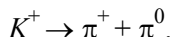


Рис. 18.3

Все перечисленные выше кинематические особенности распада  $\pi^0$ -мезона можно получить из рассмотрения импульсной диаграммы распада [9].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Работа проводится на снимках (стереофотографиях), полученных с помощью 180-литровой ксеноновой камеры ИТЭФ размером  $103 \times 43 \times 40$  см<sup>3</sup> (см. работу 17). В работе используются снимки, полученные при облучении камеры  $K^+$ -мезонами с импульсом 850 МэВ/с. Моноэнергетические  $\pi^0$ -мезоны, необходимые для выполнения данной работы, можно получить, отбирая такие  $K^+$ -мезоны, которые останавливаются в камере и затем распадаются по схеме



При этом можно считать, что  $K^+$ -мезон распадается в состоянии покоя, поскольку время замедления  $K^+$ -мезонов ( $\sim 10^{-13}$  с) много меньше их среднего времени жизни ( $\tau_{K^+} = 1,24 \cdot 10^{-8}$  с). Однако поскольку импульс первичных  $K^+$ -мезонов высок, их пробег до остановки превышает продольный размер камеры. Поэтому пучок первичных  $K^+$ -мезонов нельзя использовать для решения поставленной задачи. Это затруднение можно обойти, если для получения моноэнергетического пучка пионов использовать вторичные  $K^+$ -мезоны, образовавшиеся в результате упругого либо неупругого ядерного взаимодействия первичного  $K^+$ -мезона. Общее количество таких случаев на пленке длиной 400 кадров в данном эксперименте равно  $\approx 50$ .

Остановившиеся  $K^+$ -мезоны дают характерную картину распада, особенностью которой является наличие следа от заряженного пиона в точке распада и двух электрон-позитронных пар (или комптоновских электронов), образованных  $\gamma$ -квантами, возникающими от распада нейтрального пиона (эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов в данной камере составляет 95 %). Типичный случай отобранного для измерения события показан на рис. 18.4.

Характеристики оптической системы 180-литровой камеры следующие. Фотографирование следов производится через смотровое стекло из плексигласа размером  $100 \times 50 \times 13$  см<sup>3</sup>.

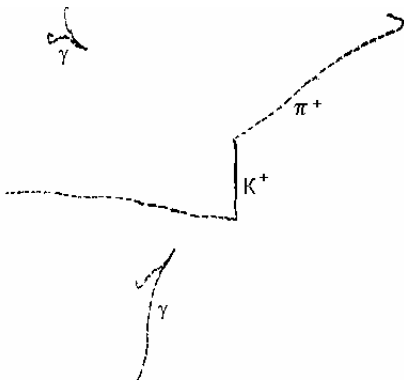


Рис. 18.4

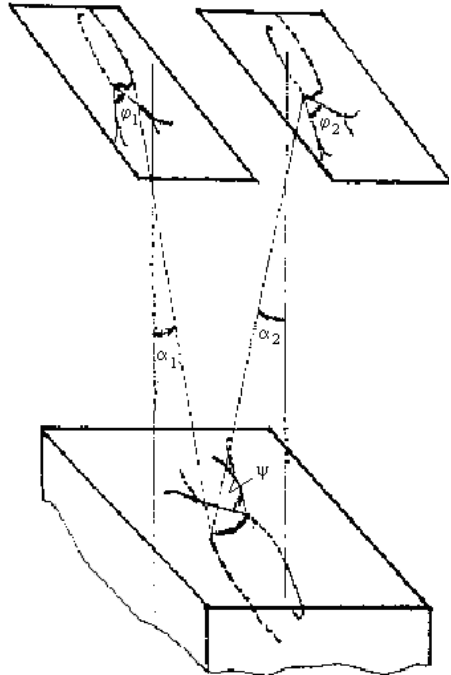


Рис. 18.5

Стерефотоаппарат пузырьковой камеры имеет три фотообъектива с фокусными расстояниями 82 мм. Для данной работы используются лишь две стереопроекции, соответствующие крайним объективам. Схема оптической системы камеры для указанных объективов приведена на рис. 18.5.

Чтобы определить угол разлета  $\gamma$ -квантов, необходимо для каждого из отобранных событий восстановить пространственную картину. Эта задача обычно решается с помощью специальных просмотрно-измерительных устройств стереокомпараторов или расчетным путем (обычно с помощью ЭВМ) – определением пространственных координат характерных точек (точки распада  $K^+$ -мезона, точки конверсии  $\gamma$ -квантов) по измеренным координатам этих точек относительно положения оптических осей на проекциях. В данной лабораторной работе для определения угла разлета  $\gamma$ -квантов используется следующая приближенная формула:

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\sqrt{\operatorname{tg}^2\varphi_1 + \operatorname{tg}^2\varphi_2 - 2\operatorname{tg}\varphi_1 \cdot \operatorname{tg}\varphi_2 \cdot \cos(\alpha_1 + \alpha_2)}}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (18.4)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – проекции угла разлета  $\Psi$   $\gamma$ -квантов на каждую плоскость проектирования,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – углы, под которыми видно исследуемое событие каждым объективом (рис. 18.5). Эта формула выведена в упрощающих предположениях относительно проектирования, осуществляемого при фотографировании, а именно:

углы проектирования  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  малы и полагаются равными для всех рассматриваемых событий  $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx 6^\circ 27'$  (значения  $\sin(\alpha_1 + \alpha_2)$  для события, расположенного на оси одного из объективов, и для события, расположенного по середине между объективами, различаются на 0,003);

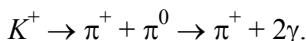
искажения, обусловленные преломлением оптических сред малы. Таким образом, зная  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  и измеряя  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , можно, рассчитав угол  $\Psi$ , построить распределение  $\gamma$ -квантов по углу разлета.


## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ


1. Включить компьютер. Запустить программу «TrackMeter».

2. Для анализа данных с помощью программы «TrackMeter» необходимо открыть файл с анализируемым событием. Для этого необходимо выбрать пункт меню «Файл» в верхней части окна программы. После нажатия на кнопку «Файл» во всплывающем меню выбрать пункт «Открыть». Далее в стандартном окне Windows «Открытие документа» выбрать требуемый файл и нажать кнопку «Открыть». В результате в рабочем окне программы отобразится требуемое событие.

3. Отыскать на стереоснимках события, соответствующие случаям упругого либо неупругого взаимодействия  $K^+$ -мезонов и последующего распада по схеме



4. Перед проведением измерений угла необходимо установить видимый размер снимка, равный его исходному, т.е. масштаб изображения должен быть равен 100 %. Для измерения углов нужно открыть файл с требуемым снимком и кликнуть пиктограмму «» в линейке инструментов в верхней части рабочего окна. В результате должно открыться окно функции «Транспортир». Для определения на снимке измеряемого угла необходимо установить три точки. Первая и вторая должны лежать на полупрямых, образующих угол, третья – совпадать с вершиной угла. Для установки точ-

ки с требуемым номером нужно кликнуть на соответствующую пиктограмму «» в окне «Транспортир», совместить курсор с точкой на снимке и нажать на правую кнопку «мыши». После установки всех трех точек в поле «Угол» окна «Транспортир» будет содержаться абсолютное значение угла в градусах. Данный угол будет соответствовать углу между отрезком 2 3 и продолжением отрезка 1 2 в сторону точки 2 (угол  $\varphi'_i$  на рис. 18.6). Используемая в данной работе программа «ТрекМетр» измеряет дополнительный угол  $\varphi'_i$   $i=1, 2$  (номер проекции данного события на фотопленку). Для определения угла  $\varphi_i$  между отрезками 2 1 и 2 3 необходимо из угла  $180^\circ$  вычесть угол  $\varphi'_i$ . Кнопка «Сброс» в окне «Транспортир» не используется.

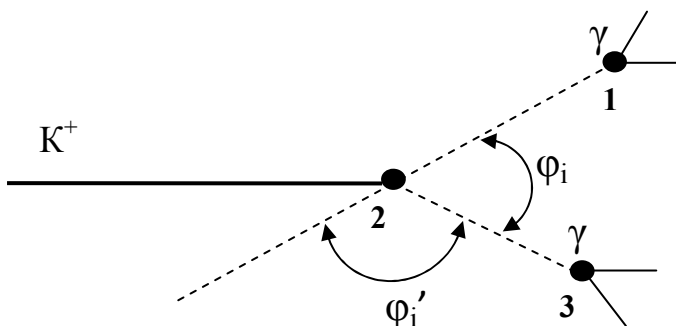


Рис 18.6

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Рассчитать значения углов  $\Psi$  и построить график распределения  $\gamma$ -квантов по углу их разлета  $\Psi$ .

2. Определить  $\Psi_{\text{мин}}$  и рассчитать массу  $\pi^0$ -мезона, предварительно вычислив импульс пиона, образующегося при распаде оставшегося  $K^+$ -мезона.

3. По экспериментальному распределению оценить погрешность, с которой измеряется угол  $\Psi_{\text{мин}}$ , и рассчитать погрешность, с которой определена масса  $\pi$ -мезона в данной работе.

4. Сравнить полученное значение массы  $\pi^0$ -мезона с табличными значениями. Дать качественную характеристику использованного в данной работе метода определения массы  $\pi^0$ -мезона.

*Контрольные вопросы*

1. Каким образом установить на кадре направление движения  $K^+$ -мезона?
2. Нарисуйте импульсную диаграмму  $\gamma$ -квантов при распаде  $\pi^0$ -мезона и укажите на ней минимальный угол разлета  $\gamma$ -квантов.
3. На каком расстоянии от места образования распадается  $\pi^0$ -мезон?

## Работа 19

### СОХРАНЕНИЕ $P$ -ЧЕТНОСТИ ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ

*Цель* – проверка выполнения закона сохранения  $P$ -четности в электромагнитном взаимодействии.

#### ВВЕДЕНИЕ

При любых изменениях замкнутой физической системы можно найти величины, сохраняющие свое значение. О таких величинах говорят, что они подчиняются определенным законам сохранения. Примерами могут служить законы сохранения энергии, импульса и момента импульса.

Формально существование сохраняющихся величин (и законов сохранения) следует из инвариантности уравнений, описывающих данный физический объект, относительно определенных групп преобразований. Например, инвариантность уравнений при переносе объекта во времени приводит к закону сохранения энергии, при переносе в пространстве – к закону сохранения импульса, при поворотах в пространстве – к закону сохранения момента импульса.

В современной физике широко используются такие преобразования, как отражение (инверсия) пространственных координат, приводящее к замене правого левым, и наоборот ( $P$ -преобразование); зарядовое сопряжение, преобразующее частицы в античастицы ( $C$ -преобразование); отражение времени ( $T$ -преобразование).

Действие  $P$ -,  $C$ - и  $T$ -преобразований на некоторые физические величины иллюстрируется табл. 19.1. Величина, сохраняющая свой знак, называется четной относительно соответствующего преобразования, меняющая знак – нечетной. Например, волновой функцией фотона является векторный потенциал, генерируемый движущимся зарядом. Как видно из табл. 19.1, векторный потенциал  $\vec{A}$  нечетен относительно  $P$ - и  $C$ -преобразований. Поэтому волновая функция фотона при инверсии и зарядовом сопряжении нечетна, т.е.  $\hat{P}\Psi = (-1)\Psi$ ,  $\hat{C}\Psi = (-1)\Psi$ ;  $\hat{P}$  и  $\hat{C}$  – операторы, а  $(-1)$  – их собственные значения.

Таблица 19.1

Исходная величина (выбирается положительной)	Преобразованная величина		
	$P$	$C$	$T$
Координаты: пространственная координата время	$-\vec{r}$ $t$	$\vec{r}$ $t$	$\vec{r}$ $-t$
Заряды: электрический $e$ лептонный $L$ барионный $B$	$e$ $L$ $B$	$-e$ $-L$ $-B$	$e$ $L$ $B$
Производные величины: скорость $\vec{v} = d\vec{r}/dt$ энергия $E = E(v^2)$ импульс $\vec{p} = E\vec{v}/c^2$ момент импульса (спин) $\vec{J} = \vec{r}\vec{p}$ электрический дипольный момент $\vec{d} = e\vec{r}$ магнитный дипольный момент $\vec{\mu} = e\vec{J}/2mc$ (положительный, если направлен по спину частицы) векторный потенциал $\vec{A} = e\vec{v}/ \vec{r} c$ напряженность электрического поля $\vec{E} = \frac{-1}{c} \frac{d\vec{A}}{dt}$ напряженность магнитного поля $\vec{H} = \text{rot}\vec{A}$	$-\vec{v}$ $E$ $-\vec{p}$ $\vec{J}$ $-\vec{d}$ $\vec{\mu}$ $-\vec{A}$ $-\vec{E}$ $\vec{H}$	$\vec{v}$ $E$ $\vec{p}$ $\vec{J}$ $-\vec{d}$ $-\vec{\mu}$ $-\vec{A}$ $-\vec{E}$ $-\vec{H}$	$-\vec{v}$ $E$ $-\vec{p}$ $-\vec{J}$ $\vec{d}$ $\vec{\mu}$ $-\vec{A}$ $\vec{E}$ $-\vec{H}$

Из квантовой теории поля следует ***CPT*-теорема** Людерса – Паули, которая утверждает, что **все взаимодействия должны быть инвариантны относительно действия трех операций  $C$ ,  $P$ ,  $T$ , проведенных в любой последовательности. Другими словами, вероятности (интегральные и дифференциальные) всех процессов взаимодействий данного типа в «нашем» мире и в *CPT*-отраженном равны.**

Утверждение очень сильное и имеет для физики такое же фундаментальное значение, как законы сохранения энергии и импульса. Однако справедливость этой теоремы основана на общих принципах и не имеет столь солидных экспериментальных оснований, как сохранение энергии. Поэтому необходимость эксперименталь-

ной ее проверки очевидна. В сильных и электромагнитных взаимодействиях  $P$ -,  $C$ - и  $T$ -четности по отдельности сохраняются с большой степенью точности [7]. В отличие от них, слабые взаимодействия инвариантны относительно комбинированной четности  $CP$  и не инвариантны относительно каждой из них по отдельности (см. «Введение» к работе 13).

Методика экспериментального изучения поведения взаимодействия относительно выбранной инверсии состоит, во-первых, в выборе процесса (реакции), в котором вкладом других типов взаимодействий можно пренебречь; во-вторых, существенно, чтобы четность одного из состояний – начального или конечного – была однозначно известна из существующих экспериментальных и теоретических данных. Взаимодействие инвариантно относительно данного отражения  $O$ , если  $\hat{O}\Psi_n = \hat{O}\Psi_k$ , где  $\hat{O}$  – оператор отражения,  $\Psi_n$  и  $\Psi_k$  – функции состояния системы до и после взаимодействия соответственно.

Положим, что четность начального состояния  $\Psi_n$  известна. Приняв одну из гипотез:

- а) в процессе данного взаимодействия четность сохраняется;
- б) четность не сохраняется,

определяют, от каких из измеряемых экспериментально характеристик продуктов реакции и как именно должна зависеть  $\Psi_k$  для удовлетворения гипотезе. В качестве характеристик используются реально наблюдаемые и измеряемые в эксперименте величины, например импульсы, спины (для сильных взаимодействий и изоспины), электрические заряды, векторные потенциалы электромагнитного поля, тип частиц и их число, моды распада для нестабильных частиц и т.п. Характеристики и (или) их комбинации, однозначно удовлетворяющие принятой гипотезе, обязаны присутствовать в  $\Psi$ -функции состояния, так как только они реально определяют заданную его четность. С другой стороны, вероятность процесса  $dW \sim \sim |M|^2 \sim \Psi^2$ . Поэтому в случае справедливости гипотезы  $dW$  также зависит от тех же параметров или их комбинаций, что и должно проявиться в эксперименте.

В данной работе на примере анализа процесса аннигиляции  $e^+e^-$ -пары в два  $\gamma$ -кванта ( $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ ) предлагается ознакомиться с методикой такого рода исследований и проверить сохранение  $P$ -четности в электромагнитном взаимодействии.

## Сохранение $P$ -четности при аннигиляции позитрония

Реакция  $e^+ + e^- \rightarrow n\gamma$  ( $n = 2, 3, 4, \dots$ ) аннигиляции атома позитрония ( $P_s$ ), состоящего из электрона и позитрона в  $S$ -состоянии ( $\ell = 0$ ), является наглядным примером проверки сохранения  $P$ - и  $C$ -четностей при электромагнитном взаимодействии.

В зависимости от полного момента  $J$  позитроний в  $S$ -состоянии может находиться в  $^1S_0$  ( $J = 0$ , спины  $e^+e^-$  антипараллельны – парапозитроний) и в  $^3S_1$  ( $J = 1$ , спины параллельны – ортопозитроний) состояниях. Так как спин фотона равен 1 и всегда коллинеарен его импульсу, из закона сохранения момента из первого состояния  $P_s$  может аннигилировать только в четное число  $\gamma$ -квантов – 2, 4, ... а второе –  $^3S_1$  в нечетное. Поскольку аннигиляция на два фотона почти в тысячу раз вероятнее трехфотонной [7], измерения проще проводить на нем. Рассмотрим подробно случай двухфотонной аннигиляции.

Собственное значение оператора  $\hat{P}$ , действующего на волновую функцию одиночной частицы, называют внутренней четностью частицы. Из уравнения Дирака следует противоположность внутренних четностей фермионов и антифермионов. Для однозначности четность фермионов полагают равной +1, а антифермионов –1. Бозоны (спин целый – 0, 1, 2, 3, ...) и их античастицы можно рассматривать как связанные состояния пары фермион – антифермион, они имеют одинаковую внутреннюю четность.

$P$ -четность волновой функции системы, состоящей из двух частиц с внутренними четностями  $P_1$  и  $P_2$ , можно найти по формуле

$$P = P_1 \cdot P_2 \cdot P_3, \quad (19.1)$$

где  $P_1, P_2$  – внутренние  $P$ -четности частиц 1 и 2 соответственно,  $P_3 = (-1)^L$  – четность волновой функции, описывающей относительное движение частиц с орбитальным квантовым числом  $L$ .

Таким образом, в соответствии с (19.1)  $P$ -четность  $P_s$  в  $^1S_0$ -состоянии отрицательна. Состояние со спином 0 и отрицательной  $P$ -четностью обозначают  $0^-$ . Оно обладает свойствами преобразования псевдоскаляра.

Если  $P$ -четность при электромагнитном взаимодействии сохраняется, то при аннигиляции  $e^+ + e^-$  в два фотона  $P$ -четность волновой функции системы из двух фотонов также должна обладать свойствами псевдоскаляра. Простейшую псевдоскалярную функцию, обладающую необходимой симметрией относительно перестановки фотонов и включающую их волновые функции, можно представить как скалярное произведение полярного вектора на аксиальный вектор (псевдовектор):

$$\phi(2\gamma) \sim \frac{\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow}{\sqrt{2}} \sim \vec{p}[\vec{A}_1 \times \vec{A}_2] \sim \vec{p}[\vec{\epsilon}_1 \times \vec{\epsilon}_2] \sim \sin \phi, \quad (19.2)$$

где вертикальными стрелками обозначены  $\Psi$ -функции фотона с данным направлением спина,  $\vec{p}$  – импульс одного из фотонов, например первого;  $\vec{A}_i$  – волновые функции фотонов (векторные потенциалы поля фотонов),  $\vec{\epsilon}_i$  – векторы электрической напряженности поля фотонов (см. табл. 19.1),  $\phi$  – угол между ними.

Из формулы (19.2) следует, что фотоны аннигиляции должны рождаться плоскополяризованными, преимущественно со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации.

**Итак, для доказательства сохранения  $P$ -четности в электромагнитном процессе – аннигиляции позитрония из  $^1S_0$  состояния – необходимо экспериментально доказать, что  $\gamma$ -кванты  $e^+e^-$ -аннигиляции рождаются плоскополяризованными; распределение по углу  $\phi$  между плоскостями поляризации  $\gamma$ -квантов анизотропно ( $\sim \sin^2\phi$ ) с максимумом при  $\phi = 90^\circ$ .**

Для проверки этого используются особенности сечения комптоновского рассеяния поляризованных фотонов. В этом случае сечение зависит не только от угла рассеяния фотона  $\theta$ , но и от угла  $\Theta$  между плоскостями поляризации до и после рассеяния [10]. **Сечение комптоновского рассеяния максимально при  $\theta = 90^\circ$ , и  $\Theta = 0^\circ$ , т.е. если плоскость поляризации в процессе рассеяния не изменяется.** Аналогичные рассуждения можно провести и для другого фотона аннигиляционной пары. Поэтому, если в направлениях рассеяния фотонов поместить два счетчика (рис. 19.1), включенных в режим двойных совпадений, то в случае сохранения  $P$ -четности при аннигиляции позитрона, максимальное число сов-

падения будет зарегистрировано при установке счетчиков по направлениям  $P_3$  и  $P_4$  ( $\phi = 90^\circ$ ,  $\Theta = 0^\circ$ ,  $\theta = 90^\circ$ ) и минимальное – в направлениях  $P_3$  и  $P_5$  ( $\phi = 0^\circ$ ,  $\Theta = 0^\circ$ ,  $\theta = 90^\circ$ ).

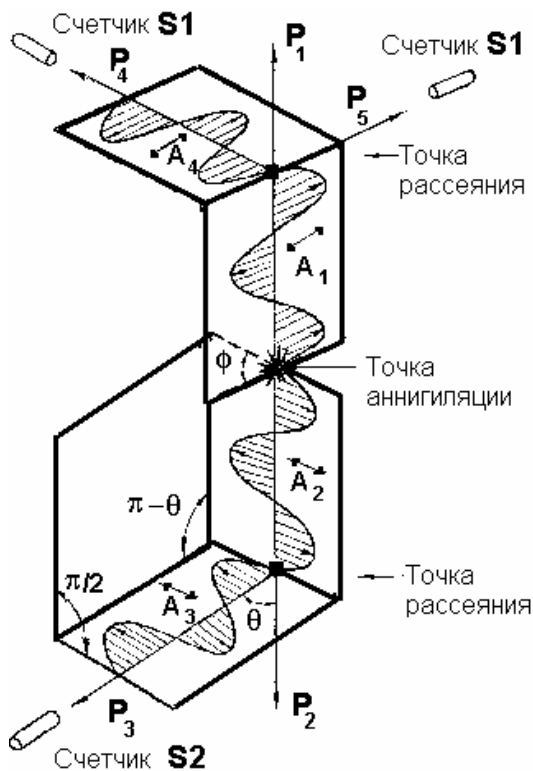


Рис. 19.1

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка, схематически изображенная на рис. 19.2, аналогична использованной в известном опыте Ву и Шавлова [11].

Источник позитронов 1 помещен в центре трубы коллиматора 2, окруженной свинцовой защитой 3. Коллиматор с обоих концов закрывается съемными пробками 4 из алюминия – рассеивателями фотонов аннигиляции, рождающимися в источнике позитронов

$^{22}\text{Na}$ . Фотоны регистрируются сцинтилляционными счетчиками S1 и S2 (на рис. 19.2 – 5 и 6) на основе кристаллов NaI(Tl). Счетчик S2 закреплен неподвижно, а счетчик S1 может поворачиваться в плоскости, нормальной к оси коллиматора, на угол  $\phi \leq 360^\circ$ .

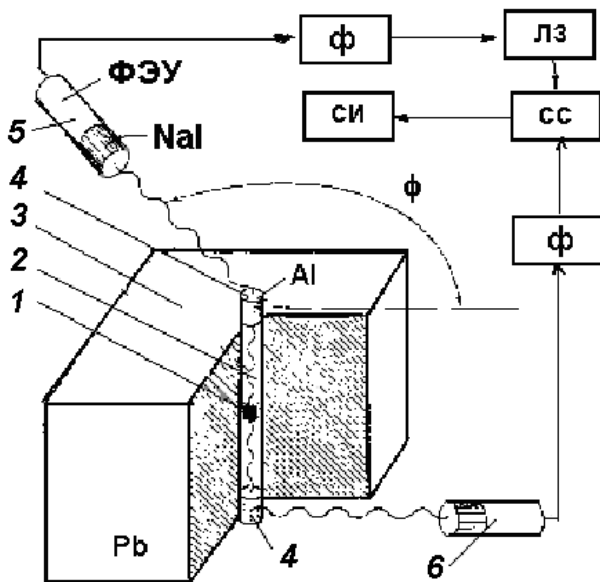


Рис. 19.2

Для выделения пары фотонов, родившихся в одном акте аннигиляции, сигналы со счетчиков подаются на схему двойных совпадений (СС), число срабатываний которой регистрируется счетчиком числа импульсов (СИ).

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с установкой. Работа выполняется в линию с ЭВМ под управлением программы в диалоговом режиме. Имя программы сообщает преподаватель.

2. Включить блоки электроники и высоковольтного питания счетчиков.

3. Оценить анизотропию установки. Для этого измерить число импульсов  $N_1$  от подвижного счетчика S1 при  $\phi$  от  $0^\circ$  до  $360^\circ$  с ша-

гом  $45^\circ$ . При этом канал СС счетчика S2 надо отключить. Для более надежной оценки флуктуаций  $N_1$  измерения выполнить 2–3 раза при каждом  $\phi$ .

4. Включить схему совпадений в режим счета двойных совпадений от S1 и S2 и определить  $t_{\text{опт}}$  и  $\tau_{\text{разр}}$  схемы совпадений. Измерение зависимости  $N_{12}(t_{\text{зад}})$  можно проводить в ручном или автоматическом режиме.

*Для сокращения времени измерения  $N_{12}(t_{\text{зад}})$  рекомендуется подвижной счетчик S1 установить в ВЕРТИКАЛЬНОЕ положение (по оси коллиматора). Рассеиватель можно при этом удалить. По окончании ВЕРНУТЬ S1 в горизонтальное положение и установить рассеиватель на место.*

5. Снять зависимость счета двойных совпадений  $N_{12}$  последовательно от  $\phi = 0^\circ$  до  $\phi = 360^\circ$  с шагом  $\Delta\phi = 45^\circ$  при оптимальной задержке  $t_{\text{опт}}$ . Измерения проводить столько раз, чтобы в сумме при каждом  $\phi$  было зарегистрировано НЕ МЕНЕЕ 200 совпадений.

6. Вычислить счета случайных совпадений за время  $t$  проведения измерения  $N_{\text{экс}}(\phi) N_{\text{сл}} = \tau_p \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot t$ , где  $N_1, N_2$  – счета счетчиков за 1 с.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Вычесть из полученных результатов измерений фон случайных совпадений  $N(\phi) = N_{\text{экс}}(\phi) - N_{\text{сл}}$ .

2. Построить график зависимости  $N(\phi) \pm \Delta N(\phi)$  от угла  $\phi$ .

3. В случае сохранения  $P$ -четности зависимость  $N(\phi)$  должна иметь вид

$$F(\phi) = D (1 + b \sin^2 \phi),$$

где  $b > 0$ ;  $D$  – нормировка. Используя экспериментальную зависимость  $N(x) = D (1 + b \cdot x^2)$ , где  $x = \sin \phi$ , определить  $b \pm \Delta b$  и  $\chi^2$  – параметр Пирсона – параметр соответствия гипотезы полученной экспериментальной зависимости (см. приложение к данному сборнику и описание работы 11). Нанести расчетную кривую на график п. 2. При сохранении  $P$ -четности ожидаемая  $b$  для данной геометрии эксперимента близка к двум.

4. Объяснить полученные результаты.

### *Контрольные вопросы*

1. Чему равна  $P$ -четность волновой функции системы, состоящей из двух частиц?
2. В какой реакции предлагается провести проверку закона сохранения  $P$ -четности?
3. Какой вид должна иметь ожидаемая  $\Psi(2\gamma)$  функция в случае сохранения  $P$ -четности в электромагнитном взаимодействии?
4. Какой фундаментальный вывод следует из полученных экспериментальных данных по поводу характеристик  $e^\pm$ -лептонов?

## Работа 20

### ИЗУЧЕНИЕ СХЕМЫ РАСПАДА ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ПИОНА

*Цель* – экспериментальная проверка схемы распада положительного  $\pi$ -мезона и измерение энергии мюона, образующегося в результате его распада.

#### ВВЕДЕНИЕ

Сильновзаимодействующие элементарные частицы – адроны – делятся на две подгруппы: мезоны и барионы.  $\pi$ -Мезоны (пионы) – легчайшие из адронов – входят в подгруппу мезонов. Существуют положительные, отрицательные и нейтральные  $\pi$ -мезоны. Спин этих частиц равен нулю. Масса заряженных  $\pi^\pm$ -мезонов  $mc^2 = 139,57018(35)$  МэВ; масса нейтрального  $\pi^0$ -мезона несколько меньше:  $mc^2 = 134,9766(6)$  МэВ.

$\pi$ -Мезоны нестабильны. Заряженные пионы распадаются со временем  $\tau_0 = (2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$  с в системе покоя мезона. Время жизни нейтрального пиона  $\tau_0 = (0,84 \pm 0,06) \cdot 10^{-16}$  с. Для заряженных  $\pi^+$ -мезонов установлены следующие схемы (моды) распадов:

$$1) \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu;$$

$$2) \pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e;$$

$$3) \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \gamma;$$

$$4) \pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma;$$

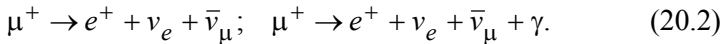
$$5) \pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^0.$$

Основной модой распада является распад по схеме 1. Его вероятность (называют «бренчинг») составляет практически 100 %. Схему распада можно установить, изучая характеристики продуктов реакции. Анализ основан на законах сохранения. Так, используя законы сохранения энергии и импульса, легко увидеть, что для двухчастичного распада энергия каждого продукта зависит только от масс участвующих в реакции частиц и постоянна в системе покоя  $\pi$ -мезона. Для распада по схеме 1 кинетическая энергия мюона выражается в виде

$$E_{\mu\text{кин}} = \frac{(m_{\pi}c^2 - m_{\mu}c^2)^2}{2m_{\mu}c^2} \quad (20.1)$$

и равна 4,12 МэВ. Масса мюона  $m_{\mu}c^2 = 105,658357(5)$  МэВ. Распад по схеме 2 (брендинг равен  $\cong 10^{-4}\%$ ), как это следует из законов сохранения, сопровождается вылетом ультрарелятивистского электрона с энергией  $E_e = m_{\pi}c^2/2 \approx 70$  МэВ. И, наконец, для схем 3–5 должен наблюдаться непрерывный спектр кинетических энергий вторичных частиц, что обусловлено трехчастичным характером распада.

Продукты реакции могут быть отождествлены по ионизации в веществе, пробегам и по виду их распада, если они нестабильны. При идентификации распадов  $\pi$ -мезонов следует обратить внимание на то, что электрон с энергией 70 МэВ обладает ионизацией во много раз меньшей, чем мюон с энергией  $\approx 4$  МэВ, и существенно бóльшим пробегом. Облегчает задачу и то, что мюоны нестабильны. Они распадаются со временем жизни  $\tau_{\mu} \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$  с по схемам (для  $\mu^+$ -мюона)



Первая мода распада – основная – составляет 98,6 %.

Выше указывалось, что в случае двухчастичного распада в эксперименте должны наблюдаться моноэнергетические частицы. Одним из методов измерения энергии является метод, использующий зависимость между энергией заряженной частицы и ее пробегом в веществе. При этом, однако, оказывается, что пробеги моноэнергетических частиц не одинаковы, а распределены возле некоторого среднего значения. Это обусловлено как флуктуациями в потерях энергии, так и случайными погрешностями при измерениях. В итоге реальное распределение пробегов имеет вид, практически совпадающий с нормальным распределением:

$$\frac{dN(R)}{dR} = A \cdot e^{-(R-R_0)^2/2\sigma^2}. \quad (20.3)$$

Здесь  $R_0$  – средний пробег;  $\sigma = \sqrt{(R - R_0)^2}$  – стандартное отклонение,  $A$  – нормировочный коэффициент. На рис. 20.1 распределению (20.3) с  $\sigma = 0,1 \cdot R_0$  и нормировкой на 100 событий отвечает кривая 1.

Экспериментально установленный факт соответствия распределения по пробегам вторичных частиц (а значит, и энергетического распределения) нормальному может служить, таким образом, признаком двухчастичного распада.

В данной лабораторной работе распад положительного  $\pi$ -мезона изучается с помощью фотографий, полученных при облучении пузырьковой камеры в пучке  $\pi^+$ -мезонов. На фотографиях представлены проекции треков, с помощью которых путем достаточно громоздких измерений и вычислений можно восстановить истинную величину пробега. Для упрощения предлагается измерять только одну проекцию пробега мюона. Ожидаемое распределение проекций пробегов мюонов от  $\pi \rightarrow \mu\nu$  – распада может быть получено следующим образом. Обозначим  $p$ -проекцию пробега  $R_0$  на плоскость фотоснимка:  $p = R_0 \sin\theta$ , где угол  $\theta$  отсчитывается от вертикали к плоскости. Так как спин  $\pi$ -мезона равен нулю, угловое распределение мюонов в системе координат покоящегося пиона изотропно, т.е. не зависит от углов  $\theta$  и  $\varphi$ . Поэтому с точностью до нормировки имеем

$$dN \approx d\Omega = d\varphi \cdot \sin\theta d\theta \approx \sin\theta d\theta. \quad (20.4)$$

Пусть  $P = p/R_0 = \sin\theta$ . Безразмерная проекция  $P$  в зависимости от угла  $\theta$  изменяется в интервале от нуля до единицы. Тогда соотношение (20.4) можно переписать в виде

$$dN(P) = \frac{PdP}{\sqrt{1-P^2}}. \quad (20.5)$$

Расходимость  $dN(P)$  при  $P = 1$  не приводит к  $N \rightarrow \infty$ , так как  $\int_0^1 dN(P)dP = -\sqrt{1-P^2} \Big|_0^1$  конечен. Действительно,  $dN(P, dP) = \sqrt{1-P^2} - \sqrt{1-(P+dP)^2}$  конечна при любом  $P$ . На рис. 20.1 кривая

2 – распределение проекций  $P$ , построенная таким способом с нормировкой на 100 событий. Эта кривая, однако, не отвечает экспериментальной, так как реально измеренная любая из длин проекций  $P_i$  распределена по нормальному закону с погрешностью  $\sigma$ , природа которой описывалась выше. Для получения реального ожидаемого распределения  $N(P)$  необходимо провести свертку распределения (20.5) с нормальным распределением на интервале изменения  $P$ :

$$\frac{dN(P)}{dP} = A \cdot \int_0^1 \frac{t dt}{\sqrt{1-t^2}} e^{-(t-P)^2/(2\sigma^2)}, \quad (20.6)$$

$A$  – нормировка. Интеграл (20.6) аналитически не берется. На рис. 20.1 (кривая 3) приведено численно проинтегрированное распределение (20.6) с  $\sigma = 0,1R_0$  и нормировкой на 100 событий.

Рассмотрим распад пиона на три частицы – мюон и две нейтральные частицы с нулевыми массами покоя. В этом случае из-за наличия третьей частицы энергия мюона, а значит, и его пробег  $R$  могут изменяться от нуля до максимальной величины. Можно показать, что в данном случае  $E_{\mu, \max}$  равна энергии мюона при 2-частичном распаде пиона и  $R_{\max} = R_0$ . Энергетическое распределение мюонов имеет вид [5, с. 62]

$$dN(E) \approx \sqrt{E} \cdot dE,$$

где  $E$  – кинетическая энергия мюона. При малых энергиях  $E = a \cdot \sqrt{R}$ . Используя эту связь, получаем

$$\frac{dN}{dR d\Omega} \approx R^{-1/4}.$$

Отсюда распределение для проекций пробегов мюонов с учетом флуктуаций их длин для трехчастичного распада пиона имеет вид:

$$\frac{dN(P)}{dP} = A \cdot \int_0^1 t dt e^{(t-P)^2/(2\sigma^2)} \cdot \int_t^1 \frac{dR}{R^{5/4} \cdot \sqrt{1-(t/R)^2}}. \quad (20.7)$$

Зависимость  $N(P)$ , полученная в результате численного интегрирования (20.7), представлена на рис. 20.1 (кривая 4). Как видно из рисунка, распределение проекций пробегов мюонов при 3-частичном распаде пионов почти равномерное, в то время как при распаде на две частицы оно растет с ростом  $P$  и имеет максимум в области  $P = 1$ , т.е. при  $p \sim R_0$ .

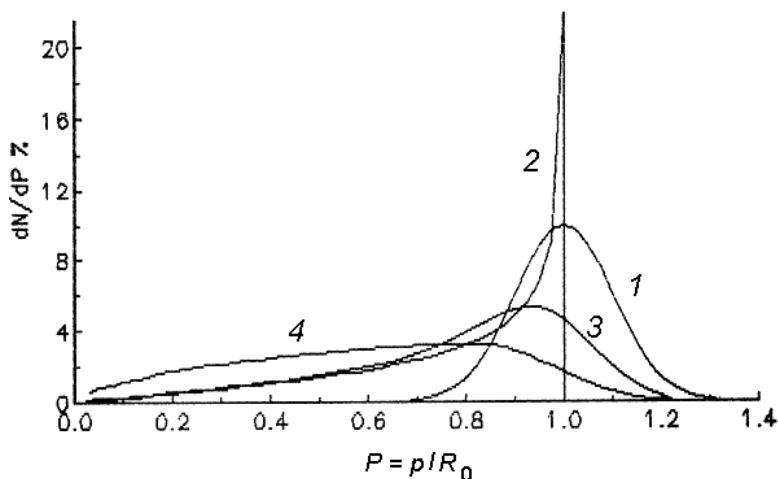


Рис. 20.1

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В данной лабораторной работе распад положительного  $\pi$ -мезона изучается с помощью фотографий, полученных при облучении пузырьковой камеры в пучке  $\pi^+$ -мезонов с кинетической энергией  $E = 70$  МэВ. Камера объемом  $750 \text{ см}^3$  заполнялась пропаном ( $\text{C}_3\text{H}_8$ ). Пузырьковая камера (ПК) представляет собой сосуд, наполненный прозрачной перегретой жидкостью. Ионизирующая частица, проходящая через камеру, вызывает резкое вскипание жидкости в узкой области вдоль следа. Таким образом, получается видимое изображение (след частицы), которое можно регистрировать визуально или фотографировать. В пузырьковых камерах можно использовать самые разнообразные жидкости как органические, так и неорганические. Следы частиц были получены в водороде, гелии, ксе-

ноне, пропане, изопентане, бутане, фреоне-12 и -13. Было показано, что двуокись серы, жидкий азот, бензол, этиловый и метиловый спирты чувствительны к излучениям. Идеальной средой для изучения взаимодействия частиц с протонами в пузырьковой камере является жидкий водород. По способности анализировать сложные события со многими треками ПК до сих пор остается уникальным прибором.

В состав установки пузырьковой камеры, кроме собственно камеры, входят: расширительная система, термостатирующее устройство, осветительная система, фотоаппараты и система управления. Таким образом, пузырьковая камера в целом представляет собой сложный физический прибор. Поскольку время, необходимое для перевода жидкости в перегретое состояние порядка 0,1–1 с (зависит от размеров ПК), а время чувствительности к излучению по сравнению с ним мало (~ 30 мс), управление запуском ПК сигналом от проходящей частицы не может быть осуществлено.

Рассмотрим организацию совместной работы пузырьковой камеры и ускорителя. Схема опыта на синхроциклотроне изображена на рис. 20.2.

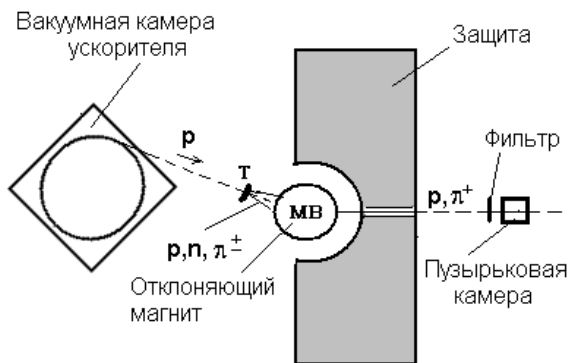


Рис. 20.2

При работе ПК на пучках ускорителей необходимо согласовать с помощью соответствующих синхроимпульсов появление ускоренных частиц в объеме ПК в течение времени ее чувствительности к излучению. Например, синхроциклотрон работает с частотой

$\sim 100$  Гц, т.е. с периодом  $\sim 0,01$  с, что много меньше цикла работы ПК ( $\leq 1$  с). В этом случае ускоритель переключают в ждущий режим. Как только ПК готова к работе, с пульта ее управления на соответствующие системы управления ускорителем подается сигнал-команда на однократный цикл его работы. Время подачи сигнала выбирается таким, чтобы ускоренные частицы прошли в ПК в нужный интервал времени.

При работе ПК на синхротронах на энергии протонов несколько ГэВ и более время цикла работы ускорителя составляет несколько секунд, что больше времени цикла работы ПК (1 с и менее). При готовности ПК к очередному срабатыванию (температура камеры достигла заданной величины, жидкость в камере не перегрета, давление выше давления насыщенных паров) синхронизирующий импульс с ускорителя с соответствующим опережением сгустка частиц заставляет срабатывать расширительное устройство, резко понижающее давление в камере до значения, достаточного для того, чтобы жидкость пришла в перегретое состояние. Проходя через камеру, частицы образуют следы. Через некоторое время после пролета частиц поджигаются осветительные лампы и производится фотографирование. Затем цикл повторяется сначала.

Пример фотографии  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распадов, полученной с помощью ПК, дан на рис. 20.3.

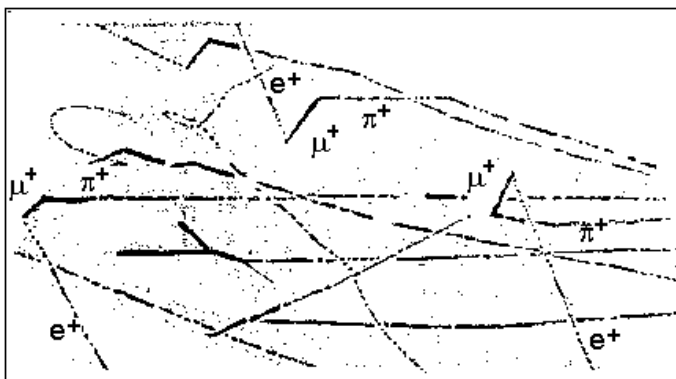


Рис. 20.3

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Для данного увеличения фотоувеличителем определить коэффициент увеличения изображения  $K$ . **Истинный размер окна ПК равен 16×7,5 см.** Темный овал по периметру окна – вертикальная боковая стенка корпуса камеры, на передней и задней сторонах которой закреплены стекла – окна камеры. Так как следы частиц располагаются в пространстве между окнами, а  $K$  зависит от расстояния от объектива до следа, рекомендуется измерить длины верхнего и нижнего окон (по верхней и нижней границам овала соответственно) на столе проектора, вычислить среднюю длину и по ней определить средний по глубине ПК  $K$ .

2. Ознакомиться с характерными случаями распада  $\pi$ -мезона на пленке. Идентификация  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распадов проводится по следующим признакам:

а) плотность трека останавливающегося пиона нарастает к точке его остановки ( $dE/dx$  ионизации увеличивается с уменьшением энергии);

б) испускание мюона выглядит как «перелом» первичного трека;

в) релятивистский позитрон  $\mu \rightarrow e$ -распада имеет длинный трек малой плотности.

Необходимо отобрать не менее 100 таких событий. Фотографии снимались двумя объективами, оптические оси которых параллельны друг другу и направлены по нормали к переднему стеклу камеры. Это позволяет при обработке восстановить пространственную картину взаимодействия. Одному событию отвечают два кадра на пленке – последовательно один за другим. В нашем случае надо использовать **только один из них**.

3. Отметить особенности следов вторичных частиц (плотность ионизации, характер рассеяния и остановки). Зарисовать один из  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадов.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Построить гистограмму распределения по проекциям пробегов мюонов. Нанести статистические погрешности.

2. Отсутствие аналитической функции, описывающей распределение (20.6) и (20.7) делает сложным использование метода наименьших квадратов для анализа соответствия экспериментального и ожидаемого распределений и вычисления их параметров. С другой стороны, известно, что распределения могут быть идентифицированы по величинам их моментов (см. работу 1). В табл. 20.1 приведены средние распределений, их среднеквадратичные  $\sigma$  и параметры асимметрии распределений  $As = M_3/\sigma^3$  – третий момент, нормированный на  $\sigma^3$ . Свертка проведена при  $\sigma_{нр}$  нормального распределения равной  $0,1 \cdot R_0$ . Как следует из таблицы, распределение, отвечающее 2-частичному распаду, имеет на 30 % больший пробег и в несколько раз больший параметр  $As$ , чем при 3-частичном распаде. Это может служить тестом на моду распада  $\pi^+$ -мезона.

Таблица 20.1

Вариант расчета	$\bar{P} = \bar{p}/R_0$	$\sigma/R_0$	$As$
$\pi \rightarrow \mu\nu$ , без свертки	0,785	0,222	-1,17
$\pi \rightarrow \mu\nu +$ свертка	0,784	0.240	-0.84
$\pi \rightarrow \mu\nu\nu +$ свертка	0,6	0,27	-0,16

3. Определить среднее значение проекции  $\bar{p} = \bar{p}_{эксп} / K$  пробега частиц – продуктов распада, погрешность среднего  $\Delta\bar{p}$ , стандартное отклонение распределения  $\sigma$  и параметр асимметрии  $As \pm \Delta As$ .

4. Используя данные второго столбца табл. 20.1, вычислить  $R_0 \pm \Delta R_0$  для обоих вариантов распадов  $\pi^+$ -мезона.

5. С помощью соотношения пробег-энергия  $E_\mu = 13 \cdot \sqrt{R_0}$ , где  $E_\mu$  в МэВ, а  $R_0$  в г/см<sup>2</sup>, для мюонов в пропане ( $\rho = 0,42$  г/см<sup>3</sup>) определить энергию мюонов  $E_\mu \pm \Delta E_\mu$ .

6. Сравнить  $E_\mu$  с расчетной по (20.1) и  $As_{эксп}$  с данными табл. 20.1 и определить моду распада  $\pi^+$ -мезона.

### *Контрольные вопросы*

1. Приведите схемы распада  $\pi^+$ -мезона. Бренчинг какой из них максимален?
2. Опишите схему экспериментальной установки по получению  $\pi^+$ -мезонов и регистрации его распада.
3. Опишите методику измерений и результаты обработки полученных данных.

## Работа 22

### СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ТРЕКОВОЙ ИНФОРМАЦИИ МЕТОДАМИ КОМПЬЮТЕРНОЙ ГРАФИКИ

*Цель – знакомство с системой измерений и обработки трековой информации методами компьютерной графики на примере изучения кинематики двухчастичных распадов, измерение массы и времени жизни  $\Lambda$ -гиперонов.*

#### ВВЕДЕНИЕ

Объём информации с современных сложных детекторов, использующихся в физике высоких энергий, составляет  $10^6 - 10^{12}$  байт. Обработка информации такого объёма немыслима без современных компьютерных технологий. Чтобы извлечь физическую информацию со сложных детекторов, необходимо потратить не меньше человеческих ресурсов, чем их требуется на проектирование и создание самих детекторов.

Помимо общеизвестной математической статистики, анализ экспериментальных данных включает:

- отбор и запись интересующей информации,
- распознавание следов и ливней,
- реконструкцию событий в целом,
- оценку кинематических параметров,
- разделение полезных и фоновых событий,
- использование графических средств для интерпретации и представления данных,
- создание и эксплуатацию больших математических программ, реализующих алгоритмы анализа данных [13].

Практически со всеми элементами анализа экспериментальных данных можно наглядно познакомиться на примере обработки информации с пузырьковой камеры.

Материалом для работы служат цифровые копии снимков, полученных на ксеноновой пузырьковой камере ДИАНА [12], облучённой в пучке антипротонов протонного синхротрона ИТЭФ.

Антипротоны останавливаются внутри камеры, что позволяет изучать процессы аннигиляции как при остановке, так и налету. Благодаря свойствам жидкого ксенона (плотность  $2,2 \text{ г/см}^3$ , заряд ядра  $Z = 54$ , радиационная длина  $X_0 = 3,7 \text{ см}$ ) и большому объёму ( $70 \times 70 \times 140 \text{ см}^3$ ) ДИАНА является уникальным  $4\pi$ -детектором  $\gamma$ -квантов с эффективностью  $\eta = 97\text{-}99\%$  для широкого круга процессов, а также позволяет регистрировать распады  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  и  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  с эффективностью, близкой к  $100\%$ .

## ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Изучается распад  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ . В табл. 22.1 приведены основные характеристики всех частиц, участвующих в этом процессе<sup>1</sup> [8].

Таблица 22.1

Частица	Масса, МэВ	Время жизни, с	Спин	Странность
$\pi^-$	$139,57018 \pm 0,00035$	$(2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$	0	0
$p$	$938,27200 \pm 0,00004$	$\infty$	1/2	0
$\Lambda$	$1115,683 \pm 0,006$	$(2,632 \pm 0,020) \cdot 10^{-10}$	1/2	-1

В настоящей работе предлагается определить массу  $\Lambda$ -гиперонов по продуктам распада и оценить их время жизни.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС СТРАННЫХ ЧАСТИЦ ПО ПРОДУКТАМ ИХ РАСПАДА

Процесс идентификации распадов странных частиц заключается в проверке соотношений, вытекающих из законов сохранения. Суммарный электрический заряд продуктов распада должен равняться заряду распадающейся частицы. Для трековых приборов, работающих в магнитном поле, знаки зарядов частиц легко установить по кривизне следов. Если магнитное поле отсутствует, то знак заряда  $\pi$ -мезона, например, можно установить в случае его остановки в объеме детектора по следующим признакам: положительный пион распадается по схеме  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ , отрицательный пион поглощается ядром рабочего вещества.

<sup>1</sup> Подробнее о странных частицах, их характеристиках и взаимодействиях см. работу 15.

Следствием закона сохранения импульса является условие компланарности следов частиц – продуктов распада.

На рис. 22.1 схематически показаны образование и распад нейтральной частицы на две заряженные. Пунктиром обозначено направление полета нейтральной частицы, сплошными линиями – следы заряженных частиц. Условие компланарности в этом случае заключается в том, чтобы точка образования нейтральной частицы (точка  $A$ ) лежала в плоскости, образованной направлениями полета продуктов распада (линии 1 и 2). Очевидно, линия полета нейтральной частицы должна проходить между следами вторичных частиц. Проверка условия компланарности позволяет отбросить случаи, не относящиеся к двухчастичным распадам (например, двухлучевые звезды, вызванные нейтронами; случайные V-образные рассеяния частиц).

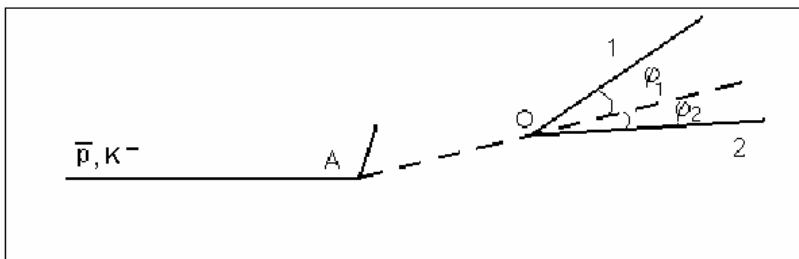


Рис. 22.1

Случаи, относящиеся к двухчастичному распаду, должны удовлетворять уравнениям

$$P_1 \cos \varphi_1 + P_2 \cos \varphi_2 = P; \quad (22.1)$$

$$P_1 \sin \varphi_1 = P_2 \sin \varphi_2; \quad (22.2)$$

$$\sqrt{(m_1 c^2)^2 + (P_1 c)^2} + \sqrt{(m_2 c^2)^2 + (P_2 c)^2} = \sqrt{(M c^2)^2 + (P c)^2}, \quad (22.3)$$

где  $M$  и  $P$  – масса и импульс распадающейся частицы;  $m_1$  и  $m_2$ ,  $P_1$  и  $P_2$  – массы и импульсы вторичных частиц. Для вторичных частиц, пробег которых укладывается в камере, импульсы  $P_1$  и  $P_2$  определяются с большой точностью. Решение уравнений (22.1)–(22.3) позволяет определить массу и импульс распадающейся частицы.

Для определения массы распадающейся частицы в двухчастичном распаде достаточно знать углы вылета частиц и импульс только одной вторичной частицы. Импульс второй частицы находится из уравнения (22.2).

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ $\Lambda$ -ГИПЕРОНОВ

Определение времени жизни нейтральных частиц с помощью трековых приборов основано на измерении длины пролета, т.е. расстояния, пройденного частицей от момента ее образования до момента распада. Именно таким способом в ядерной эмульсии впервые определили время жизни  $\pi^0$ -мезона ( $\sim 10^{-16}$  с).

Зная импульс распадающейся частицы  $P$  и длину ее пролета  $L$ , можно вычислить время жизни каждой отдельной нейтральной частицы в системе, где она покоится:

$$t = t_{\text{лаб}} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{L}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{LM}{P}. \quad (22.4)$$

Среднее время жизни данного сорта частиц можно определить, если вычислить среднее значение  $t$ :

$$\tau = \bar{t} = \int_0^{\infty} t \, dN(t) / \int_0^{\infty} dN(t). \quad (22.5)$$

Среднее значение  $\tau$ , определенное в эксперименте, может отличаться от истинного из-за того, что регистрируемая длина пролета ограничивается размерами детектора и его пространственной разрешающей способностью. В данной работе поправки, связанные с этим обстоятельством, не учитываются.

## Обработка трековой информации

Образование странных частиц происходит при взаимодействии антипротона с ядром ксенона. Энергии заряженных частиц ( $\pi^{\pm}$ ,  $K^{\pm}$ ,  $p$ ) определяются по пробегу (камера работает без магнитного поля). Для треков заряженных частиц характерны изгибы и изломы, обусловленные эффектами кулоновского взаимодействия.

Рабочий объём пузырьковой камеры фотографируется четырьмя объективами (четыре проекции) через стекло большой грани  $140 \times 70 \text{ см}^2$  и под углом  $90^\circ$  к источнику света. Объективы фотоаппарата образуют прямоугольник, параллельный стеклу.

Пространственная картина событий может восстанавливаться с помощью стереопроектора или по результатам измерения координат треков на проекциях.

В первом случае изображения со стереоснимков проецируются одновременно на подвижный экран с помощью той же оптической системы, которая использовалась при фотографировании. Для того, чтобы определить положение какой-либо точки (например, звезды) в пространстве, необходимо перемещать экран до тех пор, пока изображения этой точки не совместятся. Чтобы измерить длину отрезка в пространстве, необходимо совместить его изображения перемещением экрана, тогда длина этого отрезка на экране будет равна действительной. Очевидно, все точки, изображения которых совмещены при данном положении экрана, лежат в одной плоскости и расстояния между ними равны действительным.

Для правильной настройки стереопроектора измеряют имеющиеся внутри камеры реперные метки. При помощи стереопроектора удобно проверять свойство компланарности и выполнять измерения сложных многотрековых событий. Положение экрана автоматически регистрируется компьютером, а измерения проводят непосредственно на экране стереопроектора.

При координатной методике все необходимые измерения выполняются раздельно на стереоснимках с последующим геометрическим восстановлением параметров события с помощью специальной программы на компьютере.

В данной лабораторной работе используется система полной обработки события, которая совмещает положительные качества стереопроектора и координатной методики [12]. Первоначально снимок автоматически оцифровывается на сканирующем приборе типа НРD. Основным узлом его является генератор светового пятна с лазерным источником света. Генератор производит последовательность линейных строк, образуемых световым пятном (диаметром около 20 мкм) вдоль одной линии. Плёнка установлена на платформе, которая перемещается перпендикулярно к направлению развёртки. В результате световое пятно обегает снимок, обра-

зую растр типа телевизионного. Координаты пятна и платформы фиксируются при пересечении пятном любого достаточно контрастного объекта на плёнке (пузырька на треке или реперных меток). Конечно, если трек близок к направлению развёртки, сигнал не вырабатывается из-за большой длительности (порога на толщину объекта). Для получения всей информации со снимка применяют два сканирования с ортогональными направлениями развёртки. При хорошо настроенном приборе обеспечиваются точность 10–15 мкм по плёнке и стабильная эффективность. Благодаря высокой плотности измерений (шаг растра 35 мкм) растровое разложение снимка очень близко к оригиналу, но сложнее для восприятия из-за точечного фона и фона от царапин на плёнке. Суммарный объём информации составляет 100 – 200 тыс. точек на снимок.

## ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

*Программа FILTER* является эмулятором координатного измерительного стола с одним важным отличием. Требования к точности измерений примерно в 100 раз мягче, чем в измерениях на столе (1 мм вместо 100 мкм на плёнке), так как эти измерения нужны только для указания «трековых дорожек» (масок) подпрограмме фильтрации. Обычно требуется указать только начало, конец трека и места резких изломов, но реально измеренными окажутся все пузырьки трека.

*Программа STEREO* является эмулятором стереопроектора и реализует все его функции графическими средствами.

Такая методика сохраняет все преимущества наглядности стереопроектора при анализе сложных событий.

Высокая плотность автоматических измерений позволяет получать новую информацию о частицах, в частности об удельной ионизации и многократном рассеянии [12].

### Программа FILTER

1. Войти в директорию **C:/FILTER**, вызвать программу **lab.bat**.

Назначение программы – поиск и фильтрация событий, обмер меток и треков, запись результатов в четыре файла с расширением .FLT, здесь T = 1, 2, 3, 4 – номер проекции. Всего четыре проекции. Обмер меток производится автоматически.

2. Оцифрованные снимки с пузырьковой камеры содержатся в файлах **ZXNNNN.MNN**, где **ZX** – идентификатор номера пленки, **NNNN** – номер кадра, **M** – тип сканирования, **N** – мода сканирования, последняя **N** – номер проекции. Для облегчения поиска событий рождения и распада  $\Lambda$ -гиперонов можно воспользоваться приложением к данной работе с распечатками картинки событий в исходных файлах.

3. *Медленное перемещение изображения по экрану* производится стрелками на главной клавиатуре. Быстрое – стрелками на дополнительной клавиатуре **при включенной Num Lock**. Для измерения длин треков необходимо указать опорные точки на треке: начало, конец трека, а также все точки изломов.

4. Команды программы, размещенные в строке МЕНЮ внизу на экране:

- F1 – HELP** – назначение клавиш;
- F2 – Redraw** – переместить центр экрана в позицию курсора;
- F3 – Increase Scale** – увеличить масштаб в два раза;
- F4 – Decrease Scale** – уменьшить масштаб в два раза;
- F5 – Begin Track** – отметить начало трека;
- F6 – Mark Track** – отметить точку на треке;
- F7 – Copy Track** – копировать трек в память;
- F8 – Fit track** – фильтрация трека;
- F9 – Show Track** – показать трек;
- F10 – Quit** – завершить обработку данной проекции;
- B** – возврат к исходному положению экрана.

### 5. *Порядок выполнения работы.*

5.1. Ввод данных студента: фамилия, группа. Эти данные формируют имена выходных файлов программы **FILTER** для работы программы обработки звезды **STEREO**.

5.2. Выбор события и номера проекции. После нажатия на **Enter** на экран выводится список номеров фотографий событий. Выбрав стрелками номер, нажимаем на **Enter** – на экран выдается список четырех проекций кадра. Выбрав нужную, нажимаем **Enter**, на экран выдается изображение кадра выбранной проекции. При следующем нажатии внизу появляется строка команд.

На рис. 22.2 показано рабочее изображение фрагмента снимка с образованием гиперона в реакции



и его распада по схеме  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ , сделанное во время работы программы **FILTER**. Оператор проводит поиск нужного события на экране дисплея, увеличивая (**F3**) и перемещая (**F2**) изображение, выводит событие в центр экрана. Коэффициент увеличения рекомендуется брать не более четырех. При меньшем фон усложняет поиск событий, при большем накопленные в результате обмеров проекций погрешности затрудняют совмещение всех проекций в плоскости.

5.3. Когда событие найдено, измеряются треки. Для измерения треков необходимо указать на экране начало, конец трека, а также все точки изломов. Отмеченные точки называются «опорными». По ним выполняется фильтрация трека. Обмер треков производится последовательным выполнением команд F5–F8.

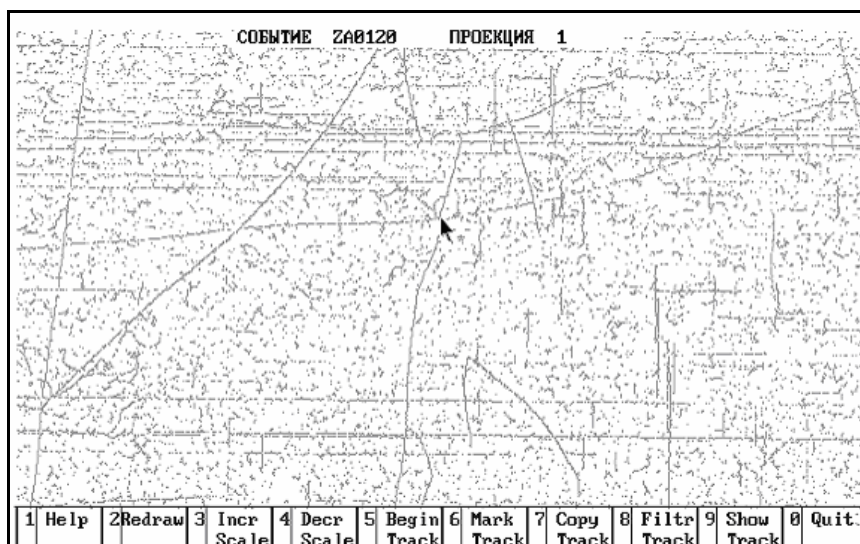


Рис. 22.2

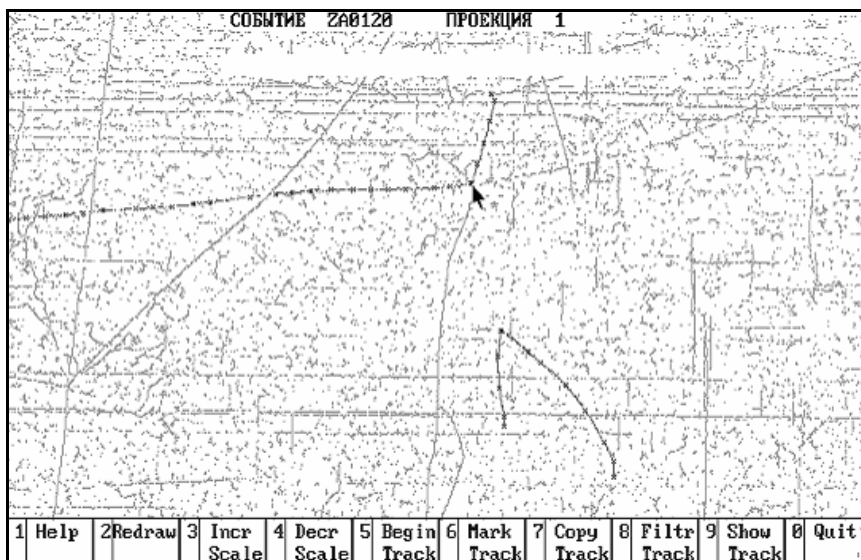


Рис. 22.3

При выполнении команды фильтрации трека (**F8**) вдоль трека появляется светлая дорожка, на фоне которой сложно установить повторно курсор на вершину звезды (вилки) для обмера второго трека из звезды. Предлагается для однозначной установки курсора на вершину звезды после обмера первого трека, не вызывая **F8**, установить курсор на вершину, после этого нажать **F8** (фильтрация первого трека), и затем **F5** – начальная точка второго трека.

На рис. 22.3 показан результат измерения треков реакции (22.6) по одной проекции. Отмечены опорные точки треков, измеренные оператором. Для пространственного восстановления в файл результатов записываются все точки (это точки с шагом  $\approx 35$  мкм по плёнке), а также «уравновешенные» (усредненные по трем проекциям) точки с каждого миллиметра трека. Для привязки к оптической системе координат в автоматическом режиме измеряются реперные метки (27 меток: 4 реперных креста на прижимном стекле фотоаппарата, 15 реперных крестов на стекле камеры и 8 реперных крестов на задней плоскости камеры).

## Программа STEREO

Программа STEREO решает задачу пространственного восстановления параметров треков события, измеренного по проекциям в программе FILTER. Программа состоит из функциональных блоков, решающих следующие задачи:

- чтение файлов, подготовленных программой FILTER;
- преобразование исходных данных в оптическую систему координат;
- вычисление координат соответствующих точек по измеренным точкам на проекциях;
- определение координат и углов вылета частицы по начальному участку трека;
- вычисление длины трека и определение сигналов ионизации и многократного рассеяния;
- обработка V-событий (определение параметров плоскости по двум трекам, вычисление углов некомпланарности с вершиной);
- поддержка интерактивного режима анализа и создание графических отображений;
- запись и модернизация результатов.

### Работа с программой STEREO

1. Имеет имя **labs.bat**. Запустить ПРОГРАММУ.
2. Нажатие любой клавиши вызывает на экран список файлов событий, обработанных программой **FILTER**. Выбрать стрелками из списка свое событие для обработки.
3. Команды программы, размещенные в строке МЕНЮ внизу на экране:
  - > или **X1(2,4,8)** – увеличить масштаб в 1, 2, 4, 8 раз;
  - <**1(2,4,8)** – уменьшить масштаб в 1, 2, 4, 8 раз;
  - PgUp, PgDn** – переместить подвижной экран;
  - +** – обновить изображение;
  - V** – вернуть исходное изображение события;
  - O** – переместить центр экрана в положение курсора;
  - T** – вращением экрана ось экрана направить по позиции курсора;
  - F1 – HELP**;

**F2** – определить последнюю точку прямолинейного участка трека;

**F3** – фитировать углы вылета трека;

**F4** – вычислить длину трека;

**F5** – определить последнюю точку трека;

**F6** – определить координаты вершины;

**F7** – вывести на экран кинематические параметры  $\Lambda$ -гиперона;

**F8** – выбор активной переменной;

**F9** – переопределить тип частицы;

**Y** – установить угол  $\Psi$  так, чтобы вторая точка прямолинейного участка трека оказалась в плоскости экрана;

**V** – установка активной точки;

**U** – установка оси экрана по активной точке;

**Tab** – вывести на экран кинематические параметры текущего трека;

**F10** – выйти из программы.

4. В результате выбора события для обработки на экран выдаются четыре наложенные друг на друга цветные проекции события.

5. Выбор активной переменной. Активные переменные – пространственные координаты подвижной плоскости, на которую одновременно проецируются все проекции события. Меняя величины переменных, следует добиться совмещения всех проекций в одно изображение. В этом случае геометрические размеры углов и длин треков будут равны истинным.

Нажать **F8**. На экран выводится одна из активных переменных – **AZI**, **DIP**, **PSI**, **Z**, которые обозначают соответственно  $\varphi$ ,  $\lambda$ ,  $\Psi$  и **Z**. Стрелками  $\leftarrow$ ,  $\rightarrow$  выдать на экран нужную. На сведение в одну плоскость проекций влияют, в основном, **Z** и  $\Psi$ . Выбрав для начала **Z**, нажать **Enter**. Нажимая **PgUp**, **PgDn**, в зависимости от переменной вращаем или перемещаем подвижной экран на 1 мм (вертикальная ось **Z**), или на  $1^\circ$  (углы). Быстрое перемещение – те же клавиши на дополнительной клавиатуре при включенной **Num Lock**. При этом сдвиги равны 5 мм или  $5^\circ$ .

На рис. 22.4 представлен конечный результат обработки события рис. 22.2 и 22.3. Центр экрана установлен в точку аннигиляции, ось экрана выбрана по направлению движения  $\Lambda$ -гиперона, угол  $\psi$  выбран так, чтобы трек протона от распада гиперона оказался в

плоскости экрана. Видно, что изображения начального участка трека  $\pi$ -мезона оказывается также в плоскости экрана (изображения сливаются).

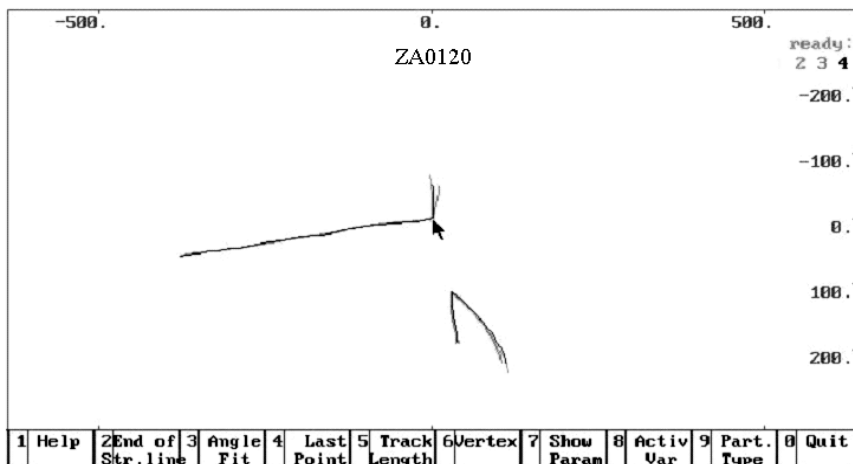


Рис. 22.4

6. Определение (вычисление) углов вылета продуктов распада  $\Lambda$ -гиперона.

**Измерение координат вершин рождения и распада  $\Lambda$ -гиперона.** Установить курсор в точке рождения, нажать **F6**. Для вычисления координаты программа просит ввести номер трека, ближайшего к точке измерения, и тип вершины (точка образования или распада). После ввода данных на экран выдаются координаты точки. Повторить все для точки распада.

**Фит углов вылета продуктов распада.** Установить курсор в точку начала трека (точка распада гиперона) и нажать **O**. Установить курсор в точку конца **прямолинейного** участка одного из треков и нажать **F2**. При нажатии **F3** происходит расчет косинусов углов данного трека с осями координат. Повторить все для второго трека. Параметры выдаются на экран при нажатии **Tab**.

**Определение длин треков.** Установить курсор в точку начала трека и нажать **O**. Установить курсор на последнюю точку трека, нажать **F5** и выбрать тип частицы. При нажатии **F4** производится расчет длины трека. При необходимости командой **F9** можно пере-

определить тип частицы, связанной с данным треком. По команде **Tab** выводятся на экран кинематические параметры текущего трека: косинусы углов трека относительно осей X, Y, Z, его длина [мм], импульс частицы [МэВ].

Результаты работы программы выдаются на экран по команде **Tab**, а также содержатся в файле с расширением **.GEO**.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Используя программу **lab.bat**, выбрать для обработки один из предложенных снимков, представленных в компьютере в виде цифровых копий. Отыскать на снимке распад  $\Lambda$ -гиперона, просматривая одну из проекций на экране монитора. Используя клавиатуру компьютера, можно менять увеличение и передвигать снимок. Найденное событие зарисовать. Трекам присвоить номера.

2. Провести измерения входного трека и треков, образованных продуктами распада  $\Lambda$ -гиперона, на каждой из четырех проекций снимка. Измерения реперных меток происходит автоматически в начале измерений проекции, при измерении реперные метки подсвечиваются. После измерений каждой проекции следует убедиться в качестве фильтрации треков (команда **F9**).

3. Запустить программу **labs.bat**. Выбирая активную переменную, с помощью команд **PgUp**, **PgDn** совместить на экране изображения события на всех проекциях снимка. Провести измерения:

координат точек рождения и распада  $\Lambda$ -гиперона;

длин треков протона и  $\pi^-$ -мезона от распада  $\Lambda$ -гиперона.

Записать пространственные параметры треков и импульсы протонов и пионов от распада  $\Lambda$ -гиперонов.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. По измеренным кинематическим характеристикам продуктов распада вычислить энергию и массу  $\Lambda$ -гиперона для каждого измеренного случая распада.

2. Вычислить время жизни каждого измеренного  $\Lambda$ -гиперона.

3. Вычислить средние значения массы и  $\tau$   $\Lambda$ -гиперона и их погрешности. Сравните с табличными данными.

4. Вычислить пороговую энергию реакции  $\tilde{p} + p \rightarrow \Lambda + \tilde{\Lambda}$  на покоящемся протоне.

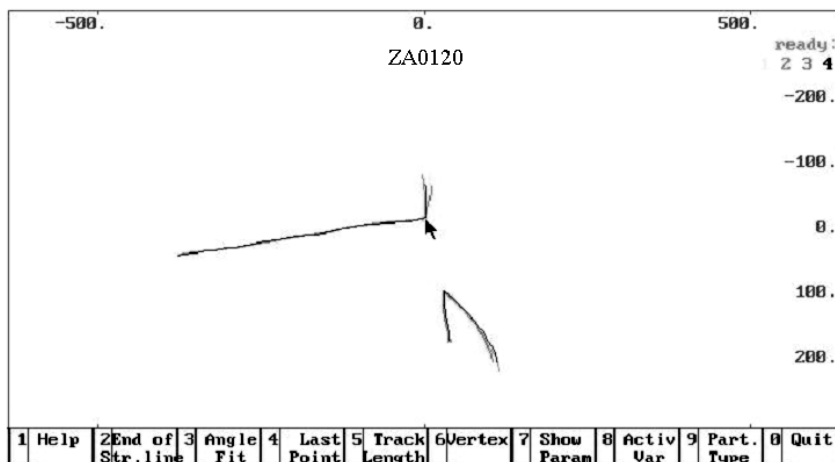
### Контрольные вопросы

1. Какие экспериментальные данные послужили основанием для объединения группы адронов в семейство странных частиц?
2. Какие реакции возможны при остановке антипротонов в водородной мишени?
3. Как идентифицируются распады  $\Lambda$ -гиперонов?
4. Как в данном эксперименте измеряются энергии протонов?
5. Какое распределение по эффективной массе  $\pi$ -мезонов ожидается в данном эксперименте?
6. Какое распределение по измеренному времени жизни  $\Lambda$  ожидается в данном эксперименте?

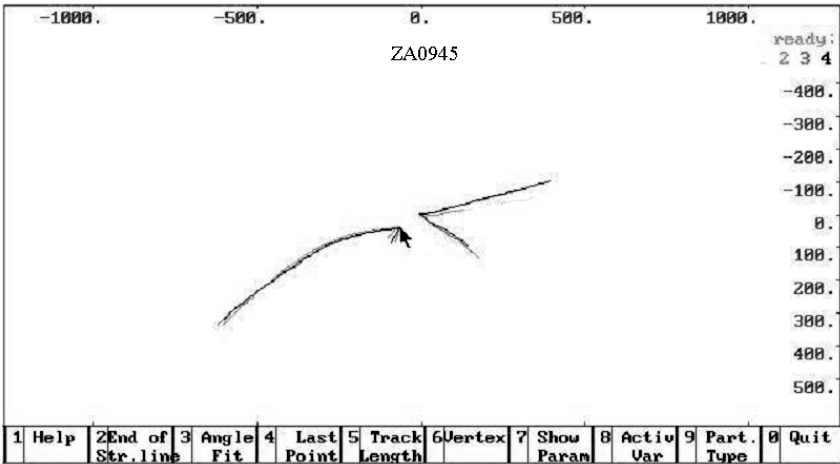
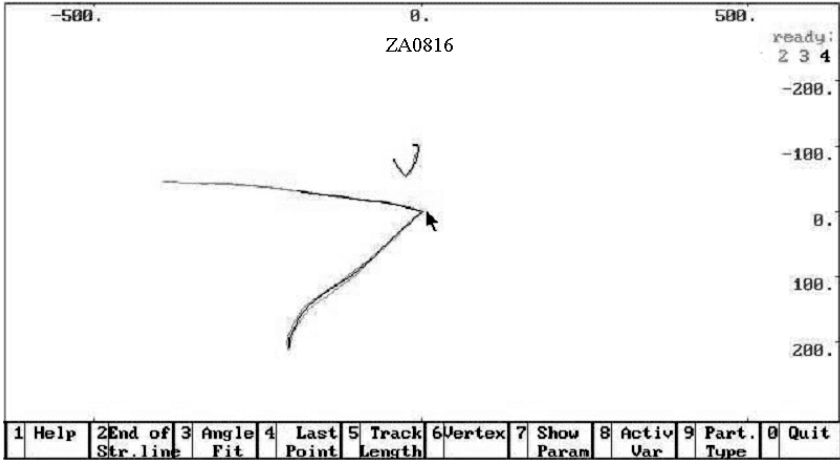
## Приложение 1

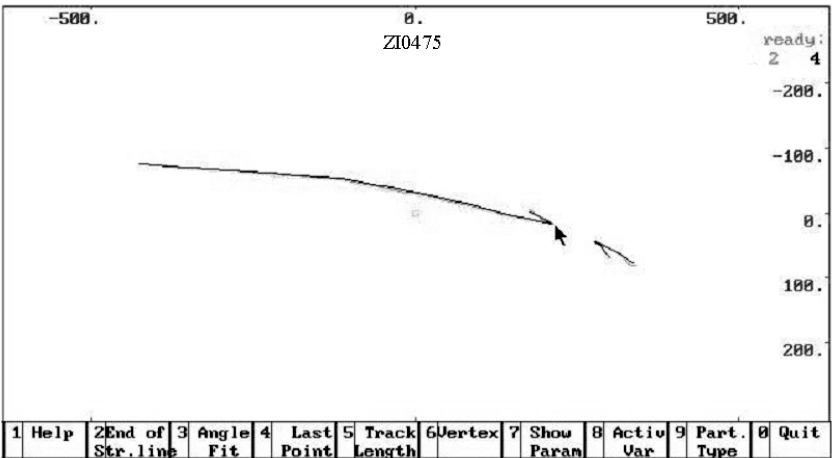
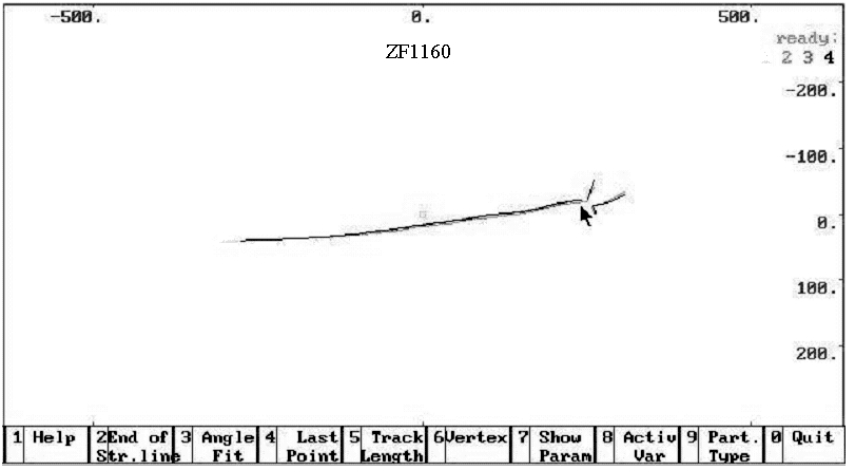
### ЭЛЕКТРОННЫЙ АЛЬБОМ КАНДИДАТОВ В РАСПАДЫ $\Lambda$ -ГИПЕРОНОВ

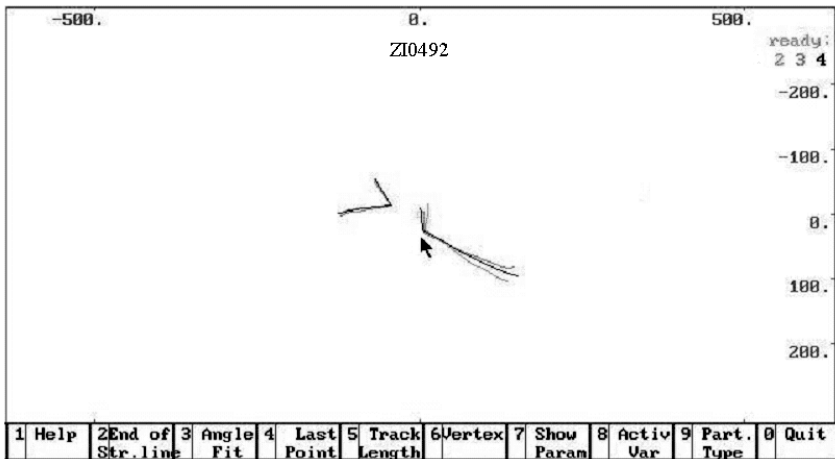
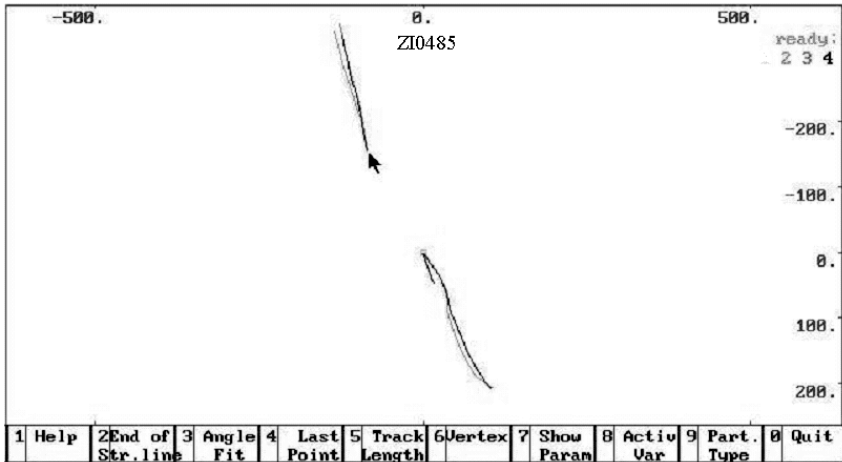
Для облегчения поиска распадов  $\Lambda$ -гиперонов при просмотре на мониторе снимков с ксеноновой пузырьковой камеры ДИАНА ниже приводятся изображения отфильтрованных событий кандидатов в распады  $\Lambda$ . На мониторе у каждой проекции свой цвет.

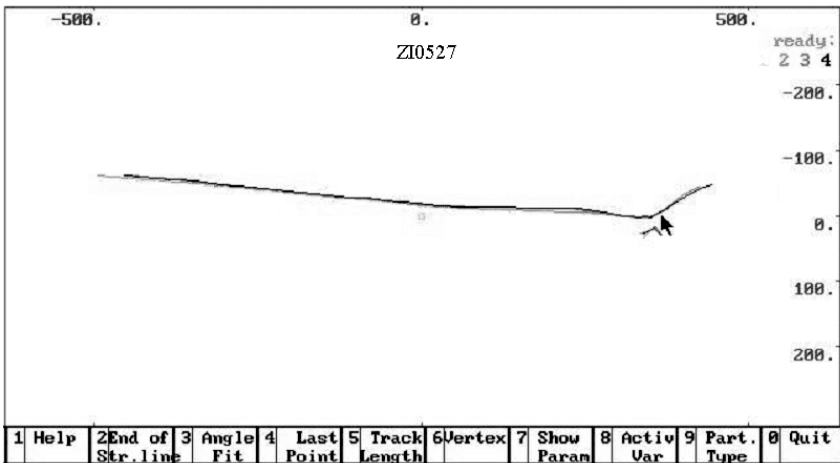
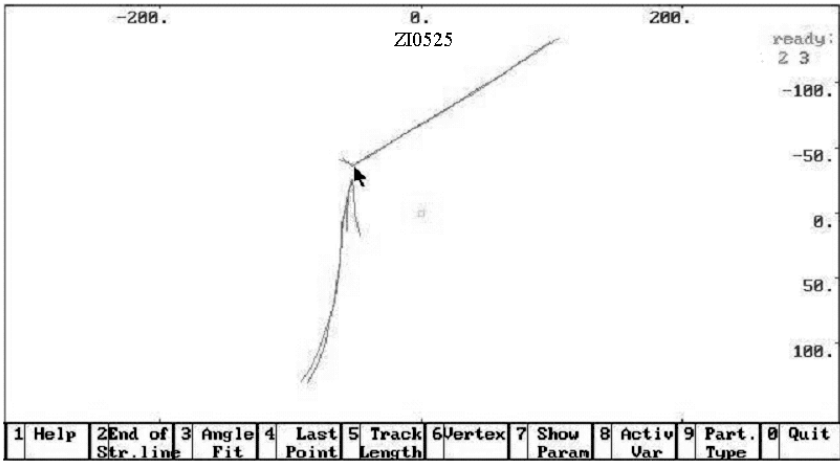


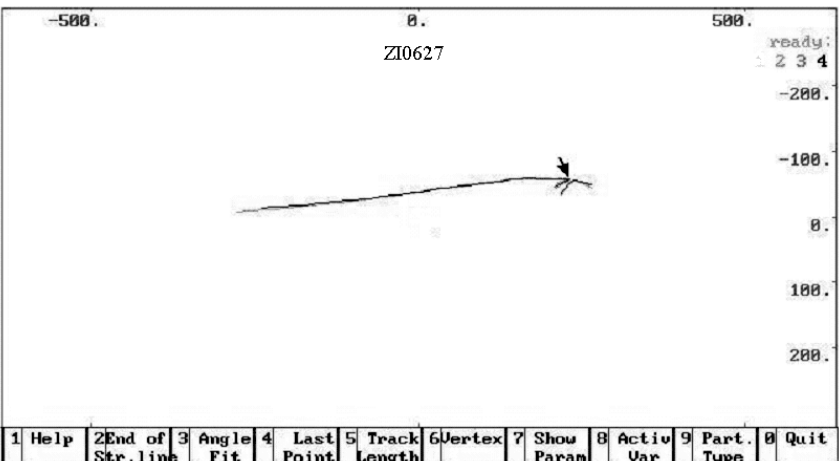
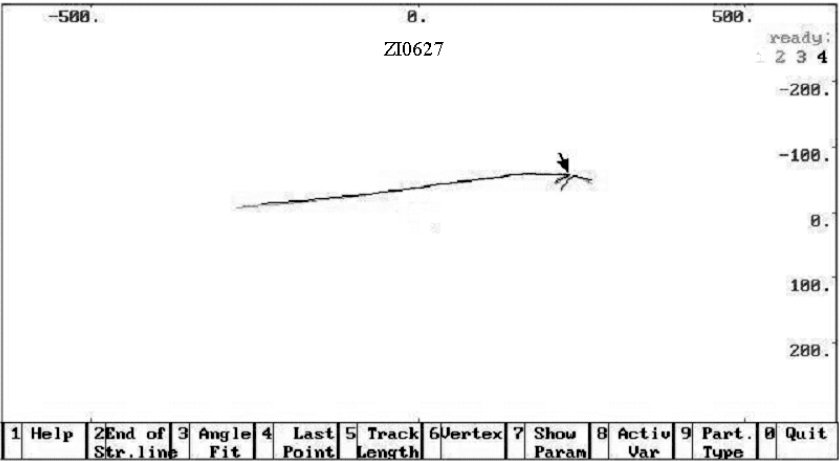


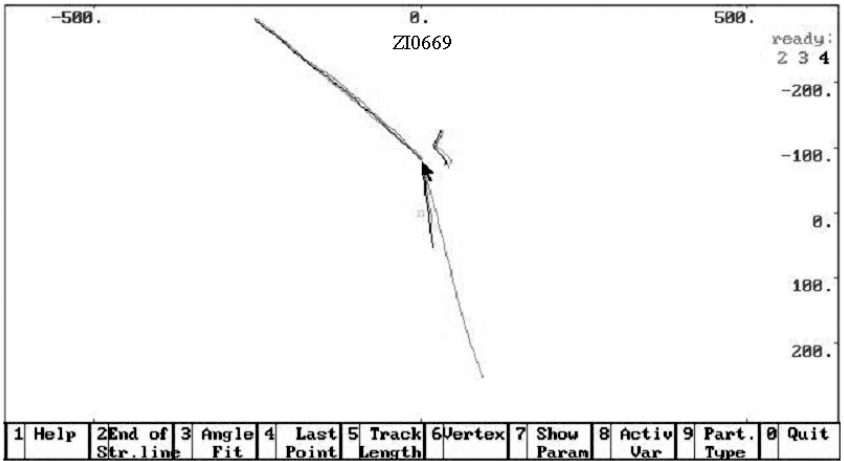
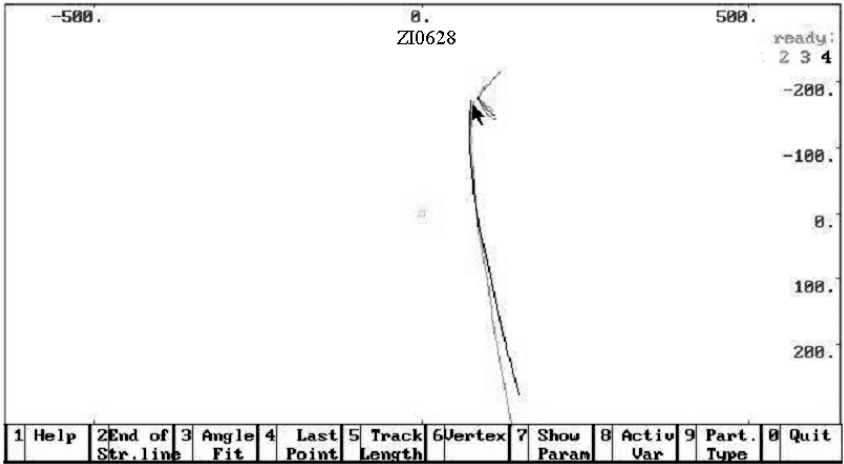


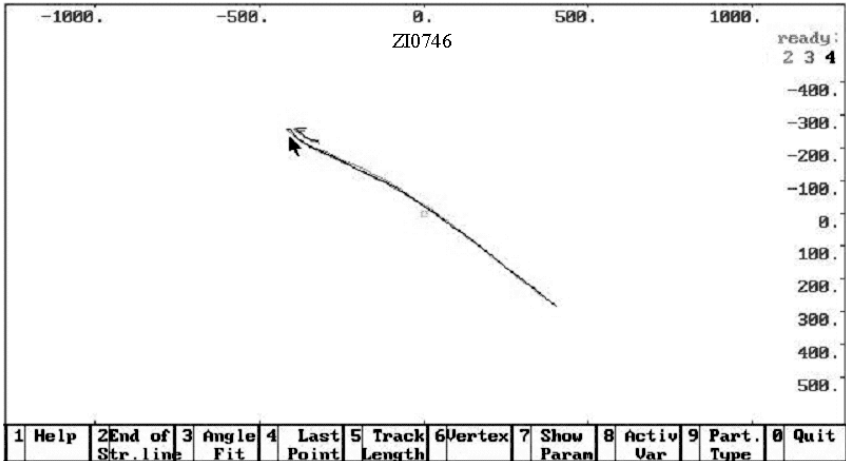
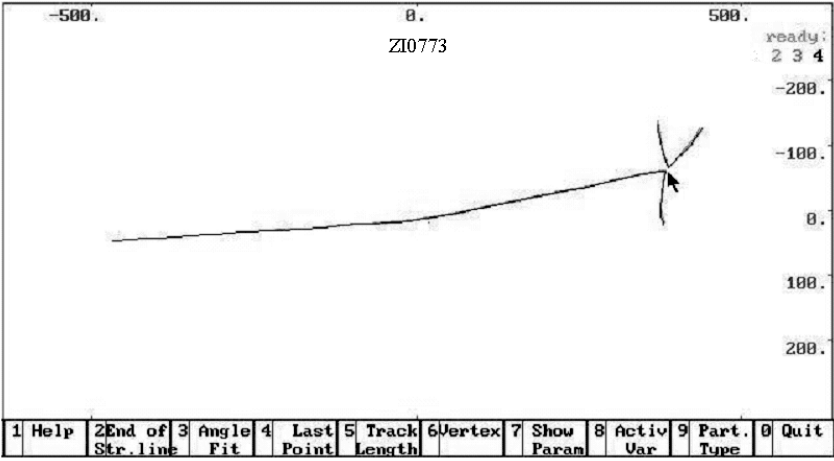


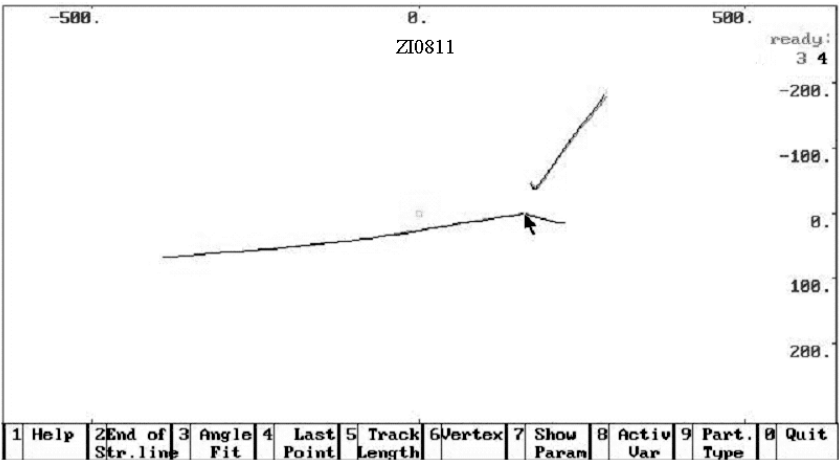
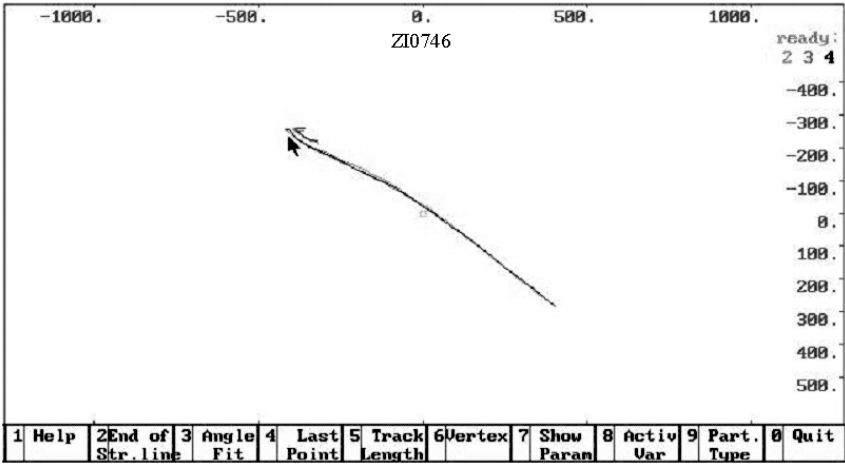


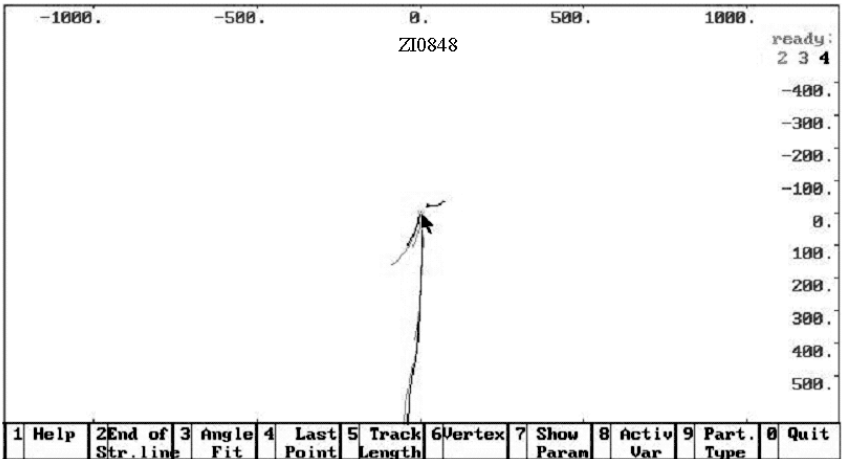
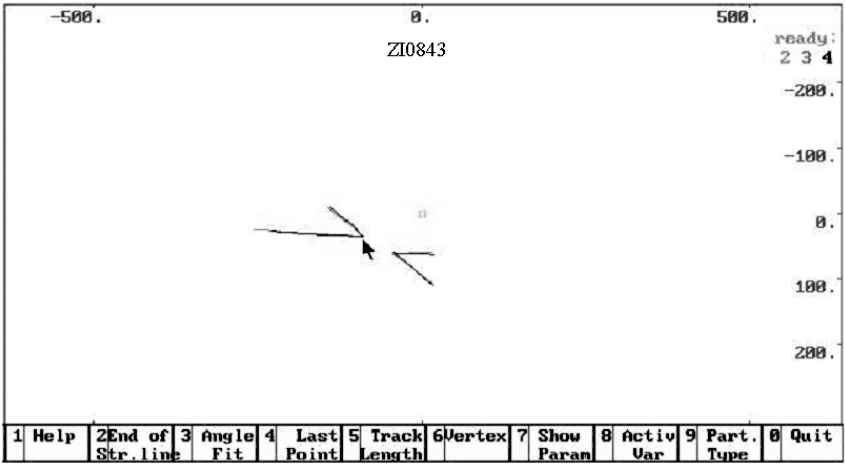


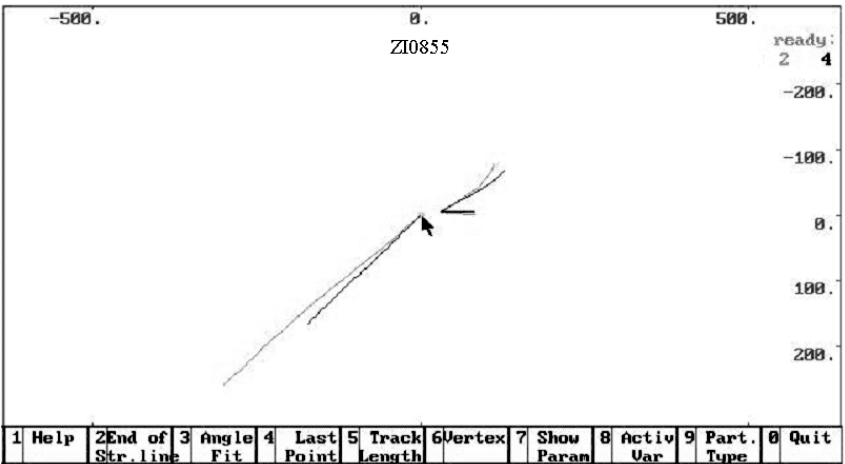
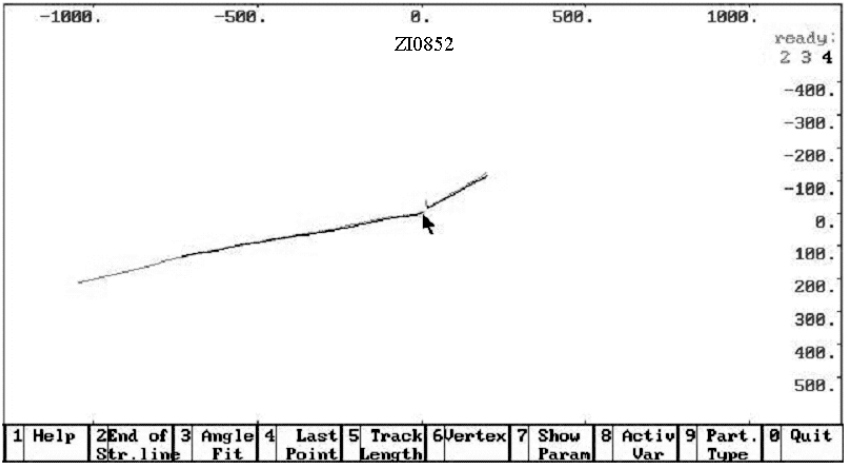












### СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Одна из главных задач при планировании эксперимента и выполнении каких-либо измерений – это оценка точности и надежности результатов. Часто именно повышение точности измерений позволяет вскрыть новые, не известные ранее закономерности. Точность определяется систематическими (методическими) и случайными (статистическими) погрешностями.

При измерении макроскопических величин основную роль играют, как правило, методические погрешности, связанные с характеристиками измерительной аппаратуры. В ядерной физике и физике элементарных частиц результаты измерений по своей природе представляют собой случайные величины, следствием чего многократные измерения одной и той же величины при одинаковых условиях дают несовпадающие результаты. Наиболее характерными законами распределений здесь становятся законы Пуассона и Гаусса, а иногда – биномиальный закон. По этой причине роль статистического подхода в микрофизике значительно глубже, чем в макрофизике. Статистические методы здесь нужны не только для обработки результатов измерений, но и для изучения самой природы явлений. Именно на этом этапе полезная информация извлекается из экспериментальных данных.

#### II.2.1. Статистические распределения

**Распределение Гаусса.** Закон Гаусса (нормальное распределение) играет фундаментальную роль в построении общей математической теории вероятностей. Он применим, когда изучаемый эффект обусловлен множеством малых независимых вкладов, носящих случайный характер. Закон Гаусса является предельным для многих статистических законов. Параметры распределения Гаусса – среднее значение величины  $a$  и среднее квадратичное отклонение  $\sigma$ .

Распределение Гаусса имеет вид

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-(x-a)^2 / 2\sigma^2\right]. \quad (\text{П.2.1})$$

Функция  $\varphi(x)$  симметрична относительно  $x = a$ , поэтому  $\bar{x} = a$ .

Функция  $\varphi(x)$  представляет собой плотность вероятности, она нормирована, т.е.  $\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x) dx = 1$ . Дисперсией  $D$  распределения на-

зывается среднее значение квадрата отклонений от среднего значения. Она определяется из соотношения

$$D = \overline{(x-a)^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} (x-a)^2 \varphi(x) dx = \sigma^2.$$

Примерами применимости закона Гаусса из области ядерной физики являются отклонения из-за многократного рассеяния частиц высокой энергии и разброс пробегов заряженных частиц в веществе (straggling). Вероятность того, что пробег частиц заключен между  $R$  и  $R + dR$ , равна

$$P(R)dR = \frac{1}{\sqrt{2\pi(R-R_0)^2}} \cdot \exp\left[-(R-R_0)^2 / 2(R-R_0)^2\right] \cdot dR,$$

где  $R_0$  – среднее значение пробега.

Распределение проекций угла многократного рассеяния имеет вид

$$P(\Theta)d\Theta = \frac{1}{\sqrt{2\pi \Theta^2}} \exp\left(-\Theta^2 / 2\Theta^2\right) d\Theta.$$

**Распределение Пуассона**, в отличие от закона Гаусса, является дискретным. Оно применимо, когда интересующая случайная величина может принимать только целые положительные значения, и события, относящиеся к неперекрывающимся интервалам, статистически независимы. Закон Пуассона описывает распределение вероятностей редких событий.

Распределение Пуассона полностью определяется заданием только одного параметра – среднего числа актов  $N_0$ . Вероятность наблюдения  $N$  актов имеет следующий вид:

$$P_N = \frac{N_0^N}{N!} \exp(-N_0). \quad (\text{П.2.2})$$

Распределение Пуассона нормировано, т.е.  $\sum_{N=1}^{\infty} P_N = 1$ . Дисперсия для закона Пуассона равна  $N_0$ . Положительное значение квадратного корня из дисперсии называется средним квадратичным отклонением случайной величины. Для статистических явлений, подчиняющихся закону Пуассона, среднее квадратичное отклонение  $\sigma = \sqrt{N_0}$ . Это означает, что результаты отдельных измерений с вероятностью, близкой к  $2/3$ , попадут в пределы  $N \pm \sqrt{N_0}$ .

Приведем некоторые примеры применимости закона Пуассона в ядерной физике.

Вероятность заряженной частице образовать  $N$  пар ионов при среднем  $N_0$  описывается формулой (П.2.2).

Вероятность потерять  $N$  событий, случайно распределенных во времени, если мертвое время прибора равно  $t$ :

$$P(N, t) = \frac{(nt)^N}{N!} \exp(-nt).$$

Здесь  $n$  – средняя скорость счета.

Вероятность  $N$  соударений на пути  $L$ , если  $\lambda$  – средняя длина свободного пробега:

$$P(N, L) = \frac{(L/\lambda)^N}{N!} \exp(-L/\lambda).$$

Вероятность попадания  $N$  частиц на поверхность  $s$  за время  $t$ :

$$P(N, s, t) = \frac{(n \cdot s \cdot t)^N}{N!} \exp(-n \cdot s \cdot t),$$

где  $n$  – плотность потока частиц.

С ростом  $N_0$  распределение Пуассона становится все более симметричным относительно  $N = N_0$  и переходит в закон Гаусса.

**Биномиальный закон** действует, когда число объектов, из которого проводят статистические выборки, ограничено, и число возможных значений результата равно двум (например, вылет частицы в переднюю или заднюю полусферу). При этом нарушается одно из условий применимости закона Пуассона, так как число событий в данном интервале будет зависеть от числа событий в предыдущих интервалах.

Параметрами биномиального распределения являются вероятность одного события  $p$  и полное число возможных событий  $N_0$ .

Вероятность осуществления  $N$  событий

$$P_N = C_{N_0}^N \cdot p^N (1-p)^{N_0-N}. \quad (\text{П.2.3})$$

Здесь  $C_{N_0}^N$  – число сочетаний из  $N_0$  по  $N$ :

$$C_{N_0}^N = \frac{N_0!}{N!(N_0 - N)!}.$$

Распределение имеет такой же вид, как и общий член разложения бинома Ньютона. При  $N_0 \rightarrow \infty$  биномиальное распределение переходит в распределение Пуассона. Среднее значение  $N$  для биномиального распределения равно  $N_0 \cdot p$ , дисперсия  $D = N_0 \cdot p \cdot (1-p)$ . Вероятность одного события может быть как постоянной величиной (например, при бросании игральной кости), так и переменной (для многих задач ядерной физики). Так, вероятность распада радиоактивного ядра за время  $t$ , как известно, имеет вид

$$p = 1 - \exp(-\lambda t),$$

где  $\lambda$  – константа радиоактивного распада. Вероятность распада  $N$  ядер из  $N_0$  ядер за время  $t$  определяется соотношением (П.2.3). Такой же вид, как вероятность распада радиоактивного ядра, имеет вероятность регистрации  $\gamma$ -кванта высокой энергии в пузырьковой камере

$$p = 1 - \exp(-\sigma \cdot n \cdot r),$$

где  $r$  – расстояние от точки образования  $\gamma$ -кванта до точки конверсии;  $\sigma$  – сечение конверсии на атом;  $n$  – число атомов в единице объема. Пусть в одном акте образуется  $N_0$   $\gamma$ -квантов (например,

исследуется распад  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ ) при средней эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов  $p$ . Тогда вероятность наблюдения в одном акте  $N$  квантов можно рассчитать по формуле (П.2.3).

В случае радиоактивного распада среднее число не распавшихся ядер к моменту  $t$  равно

$$\bar{N} = N_0 \exp(-\lambda t),$$

где  $N_0$  – полное число ядер в момент времени  $t = 0$ . Дисперсия в случае биномиального закона меньше, чем в случае закона Пуассона, так как  $N$  не может быть больше  $N_0$  при биномиальном распределении, а при пуассоновском значения  $N$  не ограничены.

Следует отметить, что рассмотренные статистические законы дают распределение вероятности при известных параметрах. В экспериментальной практике чаще приходится решать обратную задачу – например, по наблюдаемым на опыте функциям распределения находить константу распада исследуемого вещества. Можно показать, что в случае биномиального распределения дисперсия параметра  $p$  равна  $p(1-p)N_0$ .

**$\chi^2$ -Распределение.** Если  $x_i$  – независимые нормально распределенные случайные величины со средним значением, равным нулю, и средним квадратичным отклонением, равным единице, то сумма квадратов этих величин

$$m^2 = \sum_{i=1}^n x_i^2$$

подчиняется  $\chi^2$ -распределению с  $n$  степенями свободы:

$$P(\chi^2) = \frac{1}{2^{n/2} \Gamma(n/2)} (\chi^2)^{n/2-1} \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right). \quad (\text{П.2.4})$$

Здесь  $\Gamma(n/2)$  – гамма-функция. Среднее значение  $\bar{\chi^2} = n$ , дисперсия  $D(\chi^2) = 2n$ .

$\chi^2$ -Распределение используется при рассмотрении согласия между теоретическими расчетами и результатами эксперимента, при аппроксимации экспериментальных данных аналитическими функциями.

## П.2.2. Расчет среднеквадратичных погрешностей

Критерием точности выполняемых измерений является среднеквадратичная погрешность, или стандартное отклонение  $\sigma$ , равное положительному значению квадратного корня из дисперсии. Отношение погрешности к истинному значению измеряемой величины (если последняя не равна нулю) называется относительной погрешностью. Относительная погрешность лучше характеризует достоверность результата, чем абсолютная.

Необходимо различать прямые и непрямые измерения, когда значение исследуемой величины вычисляется на основании результатов измерений других величин. Погрешность непрямых измерений вычисляется с помощью соотношений, связывающих искомую физическую величину с непосредственно измеряемыми величинами. Эти соотношения могут выражать известные физические законы, в некоторых случаях они должны быть установлены на основании полученных экспериментальных данных. Пусть искомая величина  $Z$  связана с несколькими непосредственно измеренными величинами  $x_1, \dots, x_m$  функцией  $Z = f(x_1, \dots, x_m)$ .

Разлагая  $Z$  в ряд Тейлора в окрестности истинных значений  $Z_0$  и  $x_{0i}$ , составляя соотношение  $Z - Z_0$ , возводя его в квадрат и усредняя по распределениям величин  $x_{0i}$ , можно получить при пренебрежении членами второго порядка, что

$$\overline{(Z - Z_0)^2} = \sigma^2 = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 + \sum_{i,j=1}^m \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} \rho_{ij} \sigma_{x_i} \sigma_{x_j},$$

где коэффициент корреляции

$$\rho_{ij} = \overline{(x_i - x_{0i}) \cdot (x_j - x_{0j})} \cdot [\sigma(x_i) \sigma(x_j)]^{-1}.$$

Если погрешности измерений  $x_i$  не коррелированы друг с другом, то  $\rho_{ij} = 0$ , тогда стандартное отклонение непрямых измерений будет иметь хорошо известный вид:

$$\sigma_Z = \sqrt{\sum_{i=1}^m \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2}. \quad (\text{П.2.5})$$

Практическое следствие этого соотношения: для создания оптимальных условий основные усилия должны быть направлены не на дальнейшее уточнение тех результатов измерений, которые и так являются наиболее точными, а на совершенствование наименее точных измерений.

В табл. П.2.1 приведены соотношения между среднеквадратичными погрешностями для некоторых функций.

Таблица П.2.1

Функция	Соотношения между среднеквадратичными погрешностями
$Z = A \pm B$	$\sigma_Z^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2$
$Z = A \times B,$ $Z = A/B$	$(\sigma_Z / Z)^2 = (\sigma_A / A)^2 + (\sigma_B / B)^2$
$Z = A^n$	$\sigma_Z / Z = n \sigma_A / A$
$Z = e^A$	$\sigma_Z / Z = \sigma_A$
$Z = \ln A$	$\sigma_Z = \sigma_A / A$

### П.2.3. Учет фона

Практически всегда при работе со счетными физическими приборами приходится исключать фон. Фон находится как разность двух измерений: суммарного  $N$  в течение времени  $t$  (полезный эффект плюс фон) и фонового  $N$  в течение времени  $t_\phi$  (без источника излучения, при введенном в прибор экранирующем фильтре и пр.).

Исследуемый эффект представляет собой разность результатов двух измерений, отнесенных к одинаковым интервалам времени, например к единице времени:

$$A = \frac{N}{t} - \frac{N_\phi}{t_\phi} = n - n_\phi, \quad (\text{П.2.6})$$

$$\sigma_A = \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_{n_\phi}^2} = \sqrt{N/t^2 + N_\phi/t_\phi^2} = \sqrt{n/t + n_\phi/t_\phi}. \quad (\text{П.2.7})$$

Наиболее удобно выразить фон в единицах времени измерения суммарного эффекта, например если времена  $t$  и  $t_\phi$  кратны, то эффект

$$A = N - \frac{t}{t_{\Phi}} N_{\Phi},$$

его погрешность

$$\sigma_A = \sqrt{N + (t/t_{\Phi})^2 \cdot N_{\Phi}}.$$

Предполагается, что время измеряется с точностью много лучшей, чем число импульсов. Поэтому величина  $t$  не имеет дисперсии. Следует заметить, что соотношение  $\sigma_N = \sigma_{N'} = \sqrt{N}$  применимо только к величинам, непосредственно измеренным на опыте. Погрешность скорости счета, например, зависит от того, каким способом получена эта величина, и может быть, в принципе, сделана как угодно малой при увеличении времени измерения.

#### **П.2.4. Рациональный выбор времени измерения**

К этой задаче можно подойти с двух сторон. Во-первых, можно найти то наименьшее время всех измерений, которое необходимо для получения заданной относительной погрешности  $\delta = \sigma_A/A$  окончательной расчетной величины.

Во-вторых, при заданном общем времени, которое отводится для проведения всех измерений, можно найти распределение времени между измерениями, дающее наименьшую относительную погрешность исследуемой величины  $A$ .

В реальных экспериментах обычно ставят пробные опыты, в которых проверяется работа отдельных элементов установки, определяются интервалы значений каждой из величин и оцениваются их возможные погрешности. Последнее оказывает непосредственное влияние на проведение всего эксперимента. Большое внимание следует уделять измерению тех величин, погрешности которых вносят основной вклад в погрешность конечного результата. Поэтому при проведении эксперимента следует, априори, расчетным путем оптимизировать времена каждого из измерений с точки зрения их допустимых погрешностей, по возможности провести предварительные измерения, а затем составить план с указанием величин, которые необходимо измерить, и времени, отводимого на каждое измерение.

Рассмотрим случай измерения интенсивности при наличии фона. Если измеряемый эффект определяется по формуле (П.2.6), а его дисперсия по формуле

$$D = \sigma_A^2 = \sigma^2 + \sigma_\Phi^2 = n/t + n_\Phi/t_\Phi,$$

то соотношение между временами двух измерений  $t$  и  $t_\Phi$ , обеспечивающее наименьшую относительную погрешность величины  $A$  при заданном полном времени  $T = t + t_\Phi$ , находится из условия  $\partial D / \partial t_\Phi = 0$ :

$$\begin{aligned} D &= n/(T - t_\Phi) + n_\Phi/t_\Phi, \\ \partial D / \partial t_\Phi &= n/(T - t_\Phi)^2 - n_\Phi/t_\Phi^2 = 0, \\ (T - t_\Phi)/t_\Phi &= t/t_\Phi = \sqrt{n/n_\Phi}. \end{aligned} \quad (\text{П.2.8})$$

Таким образом, для измерения меньшей интенсивности нужно затратить меньше времени, чем для измерений большей интенсивности. Физически это понятно: если одна из интенсивностей мала, то и связанные с ней флуктуации малы по абсолютной величине; поэтому с ними можно считаться меньше, выгоднее потратить основную часть времени на измерение большей интенсивности.

Условие (П.2.8) определяет также наименьшее  $T$ , необходимое для получения заданной относительной погрешности  $\delta = \sigma_n/n$ . В том случае, когда фон точно известен, время, необходимое для измерения интенсивности с заданной степенью точности, определяется соотношением

$$\delta^2 = n/t(n - n_\Phi)^2. \quad (\text{П.2.9})$$

Часто ставится задача определения отношения двух интенсивностей  $Y = (N_1/t_1)/(N_2/t_2) = n_1/n_2$ , измеренных за время  $t_1$  и  $t_2$  соответственно. Квадрат относительной погрешности равен сумме квадратов относительных погрешностей делимого и делителя:

$$\delta^2 = \left( \delta_{n_1}^2 + \delta_{n_2}^2 \right).$$

Так как погрешность скорости счета  $\sigma_n = \sqrt{N/t}$ , то

$$\delta^2 = 1/n_1 t_1 + 1/n_2 t_2.$$

Если фиксировано полное время измерения  $T = t_1 + t_2$ , то оптимальная точность получится при минимальном  $\delta^2 = 1/n_1 t_1 + 1/n_2 (T - t_1)$ :

$$\frac{\partial \delta^2}{\partial t_1} = -\frac{1}{n_1 t_1^2} + \frac{1}{n_2 (T - t_1)^2} = -\frac{1}{n_1 t_1^2} + \frac{1}{n_2 t_2^2} = 0;$$

$$t_1 / t_2 = \sqrt{n_2 / n_1}.$$

Таким образом, при определении отношения двух интенсивностей меньшую интенсивность следует измерять в течение большего времени, в противоположность случаю разностного опыта.

### П.2.5. Метод наименьших квадратов

Целью эксперимента может быть изучение функциональной зависимости измеряемых на опыте параметров. Сама функция известна априори (например, закон радиоактивного распада) или получена из разрабатываемой гипотезы. При обработке экспериментального материала задача исследователя – разработка (или использование известной) методики определения таких параметров, входящих в предложенную функцию, при которых значения функции наилучшим образом соответствовали бы всей совокупности экспериментально измеренных значений исследуемой зависимости. Одним из наиболее мощных, а потому и наиболее часто употребляемых методов, является метод наименьших квадратов, кратко – МНК.

Обозначим через  $F(a_j, x)$  функцию, которая должна быть сопоставлена с экспериментальным массивом данных  $Y_i = Y(x_i)$ , где  $x_i$  – параметр (или набор параметров), в зависимости от которого был получен набор  $\{Y_i\}$ . Задача сводится к нахождению таких  $a_j^*$ , которые наилучшим образом соответствуют экспериментальным данным. *В случае, когда  $Y_i$  распределены нормально со стандартным отклонением  $\sigma_i$ , эта задача решается методом наименьших квадратов.*

Если  $F(a_j, x) = F_i$  есть ожидаемое значение  $Y_i$ , то вероятность получения  $Y_i$

$$\varphi(Y_i) = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(Y_i - F_i)^2}{2\sigma_i^2} \right].$$

Вероятность полного набора  $\{Y_i\}$  по  $k$  экспериментальным точкам  $x_i$ , ( $1 \leq i \leq k$ ) определяется выражением

$$L(a_j^*) = \prod_{i=1}^k \varphi(Y_i).$$

Функция  $L(a)$  носит название функции правдоподобия. Отыскание наилучших  $a_j^*$  сводится к нахождению максимума величины  $L(a_j)$ . Практически задача решается следующим образом. Прологарифмируем  $L(a_j)$ :

$$\ln L(a_j) = -\frac{1}{2} S - \sum_{i=1}^k \ln(\sigma_i \sqrt{2\pi}),$$

где

$$S = \sum_{i=1}^k \frac{(Y_i - F_i)^2}{\sigma_i^2}.$$

Очевидно, что  $L(a_j)$  имеет максимум, когда  $S$  минимальна. Величина  $S$  называется суммой наименьших квадратов, если выполнено условие

$$\frac{\partial S}{\partial a_j} = 0. \quad (\text{П.2.10})$$

Система уравнений (П.2.10) является исходной для вычисления коэффициентов  $a_j^*$ . Для определения погрешностей  $\sigma_{a_j^*}$  воспользуемся свойством суммы  $S$ :  $\Delta S$  равна 1, если отклонение  $\Delta Y_i = |Y_i - F_i| = \sigma_i$ . Разложим  $S(a_j)$  в ряд Тейлора в окрестности  $a_j^*$ :

$$S(a_j) = S(a_j^*) + \sum_{j=1}^M \frac{\partial S}{\partial a_j} \Big|_{a_j=a_j^*} - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^M \sum_{\ell=1}^M H_{n\ell} \Delta a_n \Delta a_\ell + \dots \quad (\text{П.2.11})$$

Здесь  $M$  – число параметров  $a_j$ ,  $\Delta a = a - a^*$ ,

$$H_{n\ell} = \frac{\partial^2 S}{\partial a_n \partial a_\ell} \Big|_{a_{n,\ell} = a_{n,\ell}^*}. \quad (\text{П.2.12})$$

Второй член в (П.2.11) равен нулю по условию (П.2.10). Из (П.2.11) получаем

$$\Delta a_n \times \Delta a_\ell = \sigma_{a_n} \times \sigma_{a_\ell} = H_{n\ell}^{-1}. \quad (\text{П.2.13})$$

Здесь  $H_{n\ell}^{-1}$  – элемент матрицы ошибок, которая определяется как обратная матрице  $H$  (П.2.12).

В случае нелинейной зависимости  $F(a_j, x)$  от  $a_j$  нахождение  $a_j$  и  $\sigma_j$  аналитически невозможно, и поэтому применяются численные методы с применением ЭВМ.

Рассмотрим случай линейной зависимости  $F(a_j, x)$  от  $a_j$ , который часто встречается в лабораторном практикуме:

$$F(a_j, x) = \sum_{\ell=1}^M a_\ell \cdot f_\ell(x).$$

Используя соотношения (П.2.10) и (П.2.12), имеем

$$\frac{\partial S}{\partial a_j} = -2 \sum_{i=1}^k \frac{\left[ Y_i - \sum_{\ell=1}^M a_\ell \cdot f_\ell(x_i) \right]}{\sigma_i^2} \cdot f_j(x_i),$$

$$H_{n\ell} = \sum_{i=1}^k \frac{f_n(x_i) \cdot f_\ell(x_i)}{\sigma_i^2}.$$

Определим

$$U_j = \sum_{i=1}^k \frac{Y_i f_j(x_i)}{\sigma_i^2}.$$

Тогда

$$\frac{\partial S}{\partial a_j} = -2 \left[ U_j - \sum_{\ell=1}^M a_\ell \cdot H_{\ell j} \right] = 0.$$

В общем случае удобнее записать систему  $M$  уравнений в матричной форме:

$$a^* = UH^{-1}; \quad \Delta a_i \cdot \Delta a_j = H_{ij}^{-1}.$$

Для примера рассмотрим случай, когда  $F(a, x)$  является параболой  $F(a, x) = a_1 + a_2 x^2$ :

$$f_1 = 1; \quad f_2 = x^2;$$

$$H_{11} = \sum_{i=1}^k 1/\sigma_i^2; \quad H_{12} = H_{21} = \sum_{i=1}^k x_i^2/\sigma_i^2; \quad H_{22} = \sum_{i=1}^k x_i^4/\sigma_i^2;$$

$$U_1 = \sum_{i=1}^k Y_i/\sigma_i^2; \quad U_2 = \sum_{i=1}^k Y_i x_i^2/\sigma_i^2;$$

$$H^{-1} = \frac{1}{D} \begin{pmatrix} H_{22} & -H_{21} \\ -H_{12} & H_{11} \end{pmatrix};$$

$$D = H_{11} \cdot H_{22} - H_{12}^2;$$

$$\begin{pmatrix} a_1^* & a_2^* \end{pmatrix} = (U_1 \ U_2) \cdot H^{-1};$$

$$\Delta a_1 = \sqrt{H_{22}/D}; \quad \Delta a_2 = \sqrt{H_{11}/D}.$$

Критерием соответствия используемой функции  $F(a_j, x)$  экспериментальным данным является величина  $S(a_j) = S(a_j^*)$ . Если  $Y_i$  нормально распределены, то  $S$  описывается  $\chi^2$ -распределением с  $k - M - 1 = P$  числом степеней свободы (здесь, как и раньше,  $k$  – число измеренных точек,  $M$  – число искоемых параметров). Ожидаемое значение  $S_{\text{ож}} = \chi_{\text{ож}}^2 = P$ . Дисперсия  $D(\chi^2) = 2P$ . Уровень соответствия выбранной функции  $F(a_j, x)$  экспериментальным данным определяется по таблице вероятности получения  $\chi^2$  больше данного при  $P$  степенях свободы. При  $P \geq 30$  распределение  $\chi^2$  переходит в нормальное с  $\sigma = \sqrt{2P}$ . Сильное (например, за  $\pm 4\sigma$ , что соответствует вероятности реализации менее  $10^{-4}$ ) отклонение  $\chi^2$  от ожидаемого не должно без дополнительного анализа служить основанием к отказу от проверяемой гипотезы  $Y(x) = F(a_j, x)$ . Причиной такого отклонения могут быть:

при  $\chi_{\text{экс}}^2 < P - 4\sigma$  – неправильные (завышенные) погрешности, приписываемые измеренным  $Y_i$ ;

при  $\chi_{\text{экс}}^2 > P + 4\sigma$  :

а) та же причина, что и в первом случае, но  $\sigma_i$  занижены,

б) грубые ошибки, возникшие при измерениях некоторых из  $Y_i$ .

Для проверки этой гипотезы следует вычислить вклад каждой точки  $\chi_i^2 = (Y_i - F_i)^2 / \sigma_i^2$  в  $\chi_{\text{эксп}}^2 = \sum \chi_i^2$ . В среднем  $\chi_i^2$  должны быть порядка единицы. Точки с недопустимо большими  $\chi_i^2$  при данном  $P$  должны быть перемерены.

## СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Росси Б. Частицы больших энергий. М.: Изд-во. техн.-теор. литературы, 1955.
2. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: ЛКИ, 2013.
3. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: ЛКИ, 2013.
4. Сборник лабораторных работ по ядерной физике / Под ред. К.Н. Мухина. М.: Атомиздат, 1979.
5. Гольданский В.И., Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. Кинематические методы в физике высоких энергий. М.: Наука, 1987.
6. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х т. Т. 1. Физика атомного ядра , Т.2. Физика ядерных реакций, Т.3. Физика элементарных частиц. Санкт-Петербург – Москва – Краснодар: Лань, 2009.
7. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1991.
8. Hagiwara K. et. al. Review of Particle Properties // Phys. Rev. D66. 010001. 2002.
9. Копылов Г.И. Основы кинематики резонансов. М.: Наука, 1970.
10. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: Изд-во иностранной литературы, 1956.
11. Wu C.S., Shakhov J. // Phys. Rev. 1950. 77. 136.
12. Матвеев В.А., Мачулина В.И. Комплексная система измерений и пространственного восстановления треков для ксеноновой камеры ДИАНА: Препринт ИТЭФ 14-93. М., 1993.
13. Методы анализа данных в физическом эксперименте / Под ред. М. Реглера. М.: Мир, 1993.

## СОДЕРЖАНИЕ

Работа 13. Оценка средней энергии мюонов космического излучения на поверхности Земли.....	3
Работа 14. Определение константы слабого взаимодействия и масс промежуточных бозонов из среднего времени жизни мюона .....	10
Работа 15. Определение масс и времени жизни $K$ -мезонов и $\Lambda$ -гиперона.....	24
Работа 16. Изучение $pp$ -рассеяния при энергии протонов 660 МэВ.....	35
Работа 17. Изучение распадов долгоживущего $K_L^0$ -мезона.....	44
Работа 18. Определение массы нейтрального $\pi^0$ -мезона .....	59
Работа 19. Сохранение $P$ -четности при аннигиляции позитронов.....	68
Работа 20. Изучение схемы распада положительного пиона.....	77
Работа 22. Система измерений и обработки трековой информации методами компьютерной графики .....	87
<b>Приложение 1.</b> Электронный альбом кандидатов в распады $\Lambda$ -гиперонов.....	100
<b>Приложение 2.</b> Статистическая обработка результатов измерений .....	112
<b>Список рекомендуемой литературы</b> .....	126

**Сборник лабораторных работ  
по ядерной физике**

Часть третья

Элементарные частицы:  
свойства и взаимодействия

Под редакцией Ю.П.Добрецова

Редактор *Е.Г.Станкевич*

Подписано в печать 14.06.2013. Формат 60x84 1/16.  
Объем 8,0 п.л. Уч.-изд.л. 8,0. Тираж 150 экз.  
Изд. № 020-1. Заказ №

*Национальный исследовательский  
ядерный университет «МИФИ».  
Типография НИЯУ МИФИ.  
115409, Москва, Каширское ш., 31*