

МЕТОДИКА БЕСФИЛЬМОВЫХ КАМЕР В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ (обзор)

Ю. В. Заневский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен краткий обзор современного состояния методики бесфильмовых камер. Рассмотрены основные свойства бесфильмовых искровых, пропорциональных и дрейфовых камер и особенности их применения в физике высоких энергий. Показана возможность использования этих детекторов, созданных для экспериментальной физики высоких энергий, в прикладных исследованиях.

A short review of the filmless chambers state of development is presented. The main features of the filmless spark, proportional and drift chambers and their using in high energy physics are described.

A possibility of those techniques in applied investigations are shown also.

ВВЕДЕНИЕ

С начала 60-х годов начинается интенсивное развитие камер с бесфильмовым съемом информации о координатах траекторий и количестве прошедших через них частиц. Эти камеры явились основой для создания экспериментальных установок, работающих на линии с ЭВМ.

Основные достоинства бесфильмовых камер можно сформулировать следующим образом:

высокое временное и пространственное разрешение, т.е. способность локализовать момент прохождения частицы и ее положение в пространстве с большой точностью;

небольшое мертвое время детектора, что позволяет получать значительный объем экспериментальной информации;

представление информации в цифровом виде, удобном для передачи в ЭВМ и быстрого анализа;

возможность предварительного отбора информации с помощью специализированных цифровых и аналоговых систем;

возможность использования большого набора различных детекторов (сцинтилляционных счетчиков, полупроводниковых де-

текторов, счетчиков полного поглощения, черенковских счетчиков и т.п.) совместно с бесфильмовыми камерами;

большое разнообразие конструкций и размеров.

Использование ЭВМ на линии с бесфильмовыми камерами и другими детекторами позволило на несколько порядков увеличить скорость получения информации. На основе бесфильмовых камер во многих исследовательских центрах созданы и успешно функционируют крупные многоцелевые экспериментальные установки, обладающие высокой степенью автоматизации и большим быстродействием.

Свойства бесфильмовых камер широко обсуждались в обзорных статьях [1—3], отдельных книгах [4—6] и в трудах конференций [7—13]. Эта статья посвящена основным свойствам бесфильмовых искровых, пропорциональных и дрейфовых камер и особенностям их применения в физике высоких энергий. Такие камеры открывают также новую область исследований в астрономии, медицине, биологии, кристаллографии и др.

Обзор не претендует на полноту, поскольку из-за ограниченности объема в нем освещены не все опубликованные по данной тематике работы.

1. БЕСФИЛЬМОВЫЕ ИСКРОВЫЕ КАМЕРЫ

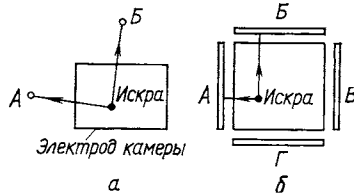
В настоящее время существует более десяти методов съема информации с бесфильмовых искровых камер (ИК) [14—31]. Часть из них не нашли широкого применения, так как были вытеснены более совершенными. Ниже рассмотрены основные типы бесфильмовых камер, которые используются или использовались при создании крупных экспериментальных установок.

Акустические камеры. При пробое искры ударная волна распространяется со скоростью звука в газе камер. Координату искры можно определить измерением временного интервала между моментом образования пробоя и приходом ударной волны к акустическим преобразователям, установленным в нескольких точках камеры [14, 15]. В качестве преобразователя можно использовать пьезоэлектрический кристалл или электростатический конденсатор, позволяющие получать амплитуду сигнала порядка нескольких десятков милливольт.

В простейшем случае необходимы всего лишь два преобразователя для регистрации одной искры (рис. 1, а). Однако для устранения неопределенности используют не менее трех преобразователей (рис. 1, б). Временные интервалы измеряют путем счета импульсов от ВЧ-генератора (20 Мгц) с помощью счетчиков. Скорость звука в газе зависит от давления газа и температуры. При $T = 0^\circ\text{C}$ она равна 435 м/сек в неоне, 319 м/сек в аргоне, 965 м/сек в гелии и 500 м/сек в неон-гелиевой смеси [Ne (90%) и He (10%)].

Изменение температуры на 1°C вызывает изменение скорости звука на $0,2\%$. Поэтому в процессе проведения эксперимента необходимо постоянно контролировать скорость звука в камере с помощью тестов.

Рис. 1. Схематическое изображение акустической камеры с двумя точечными микрофонами (А, Б) (а) и с четырьмя протяженными микрофонами (А, Б, В, Г) (б)



Этот метод характеризуется нечувствительностью к магнитному полю, но его трудно использовать для регистрации большого числа искр в камере.

Метод позволяет получить пространственное разрешение $0,2-0,3$ мм, но обладает невысоким быстродействием.

Телевизионные камеры (телевизионный метод съема информации). В этом случае оптическое изображение искры с помощью телевизионной камеры (видикона) преобразуется в электрические сигналы [16]. Рис. 2 поясняет принцип действия видиконной камеры. Изображение искрового промежутка проектируется с помощью оптики на фотопроводящий слой, поверхность которого сканируется электронным лучом. Искра вызывает разряд локальной емкости фотопроводящего слоя, и при сканировании этой области электронным лучом на выходе появляется электрический сигнал.

Такой метод благодаря высокой плотности информации, которая может запоминаться фотопроводящим слоем, пригоден для съема информации с большого числа искровых промежутков.

В промышленных видеоконках используются 625 растровых линий на кадр, но для съема информации с ИК количество линий может соответствовать числу искровых промежутков [17]. Здесь также измеряется временной интервал между началом сканирования растровой линии и моментом появления электрического сигнала от изображения искры, который соответствует координате искры.

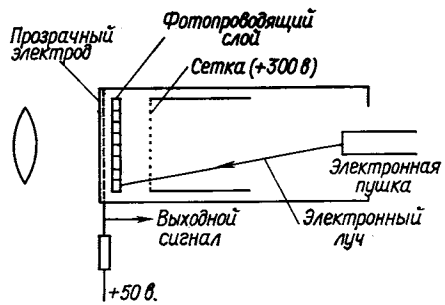


Рис. 2. Схематическое изображение видиконной камеры

Пространственное разрешение определяется размерами искровой камеры и составляет $\approx 0,1\%$ полной длины сканирования. В экспериментах получено пространственное разрешение 0,3—0,5 мм. Разрешение двух искр лучше 1% для видиконов и $\approx 0,2\%$ для камер с трубками типа «Плюмбикон».

Этот метод пригоден для съема информации с ИК, помещенных в магнитное поле, однако видикон должен располагаться вне поля. Видикон чувствителен к изменению температуры (погрешность $\approx 0,7\%$ на 1°C), поэтому в эксперименте необходимо использовать реперные отметки. Для получения достаточной яркости изображения необходимо иметь большой ток в искре, что отрицательно сказывается на многоискровой эффективности (см. с. 646). Скорость срабатывания $\approx 25 \text{ сек}^{-1}$.

Телевизионный метод отличается невысокой стоимостью, особенно для больших систем, и используется в нескольких лабораториях [18—20].

Проволочные камеры. В экспериментальной физике высоких энергий наиболее широкое применение получили проволочные ИК.

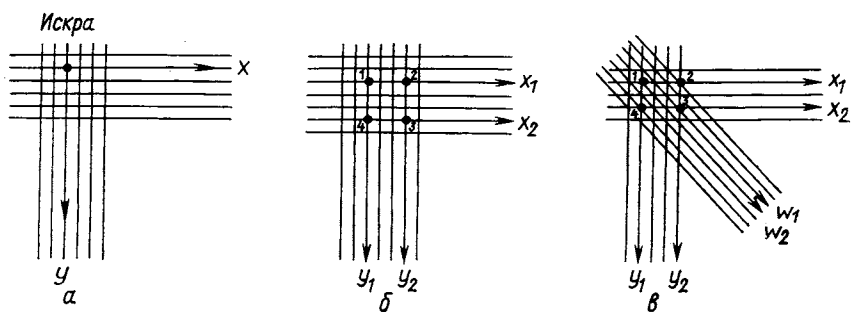


Рис. 3. Координаты искр, получаемые с помощью проволочных электродов. Введение третьего проволочного электрода позволяет устранить неопределенность при регистрации нескольких искр

Электроды таких камер изготавливаются из проволочек диаметром $\sim 0,1 \text{ мм}$ с шагом намотки $\sim 1 \text{ мм}$. Один конец проволочного электрода подсоединен к общей шине. При возникновении искры в камере ток протекает по одной или нескольким проволочкам, поэтому можно применить систему пространственного кодирования. Искровой промежуток, образованный двумя взаимно перпендикулярными проволочными электродами, позволяет определить координаты x и y искры (рис. 3, а).

Если в камере возникают, например, две искры (рис. 3, б), то регистрируемые координаты x_1, x_2 и y_1, y_2 не позволяют однозначно определить положение двух искр, т. е. возникает неопределенность. Однако если ввести третью координату (рис. 3, в), неопре-

деленность практически полностью устраняется. В этом случае координаты x_1, x_2, y_1, y_2, w_1 и w_2 однозначно указывают положение двух искр.

На рис. 4 [35] показана вычисленная неопределенность, получающаяся при регистрации до 10 одновременных треков.

В некоторых экспериментальных установках используются проволочные камеры площадью более 10 м^2 . Кроме плоских проволочных ИК созданы цилиндрические проволочные камеры различных размеров.

Камеры с ферритовыми кольцами. Ферритовые кольца для считывания информации с проволочной

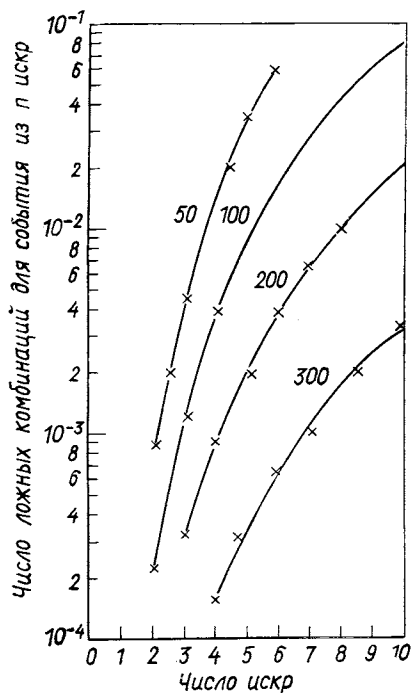


Рис. 4. Число ложных комбинаций, вычисленных для трехэлектродной проволочной ИК, в зависимости от числа искр. Числа около кривых — количество проволочек в плоскости электрода

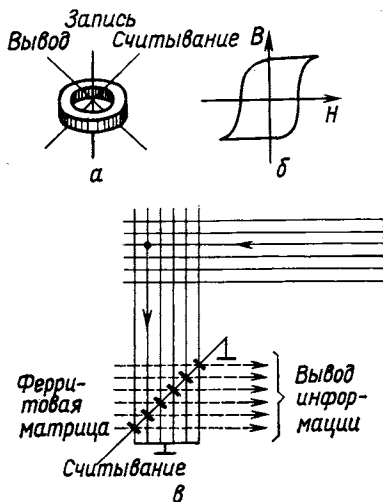


Рис. 5. Принцип действия проволочной камеры с ферритовыми кольцами:

а — одно ферритовое кольцо; б — прямоугольная петля гистерезиса для феррита; в — схематическое изображение проволочной камеры с ферритовыми кольцами

ИК впервые были использованы в работе [21] в 1963 г. На каждую проволочку заземленного электрода камеры помещается кольцо с прямоугольной петлей гистерезиса. В исходном состоянии все кольца намагничены в одном направлении. Ток искры, протекающий по одной или нескольким проволочкам, перемагничивает соответствующие кольца, и таким образом получается действительная проекция трека в пространстве.

Типичное пространственное разрешение для камер этого типа 0,3—0,5 мм. В работе [37] оно составляло 0,2 мм для заземленного электрода и 0,28 мм для высоковольтного электрода при шаге намотки проволочных электродов 1 мм. Для перемагничивания ферритового сердечника требуются небольшие токи — единицы ампер. Это обеспечивает высокую многоискровую эффективность камер и большую скорость срабатывания.

Некоторые трудности возникают при считывании с помощью ферритовых колец. Так, в случае достаточно большой собственной емкости искровой камеры ток в искре может иметь значительные «переколебания», которые перемагничивают ферритовые кольца в исходное (нулевое) состояние. Этот весьма неприятный эффект можно устранить следующими методами: приданием высоковольтному импульсу, прикладываемому к камере, соответствующей формы (задний фронт), препятствующей обратному перемагничиванию колец [38, 39]; ограничением тока искры с помощью резисторов, которые подсоединяются к каждой проволочке высоковольтного электрода и позволяют также увеличить многоискровую эффективность камеры [40]. (Этот метод практически не пригоден для использования в магнитных полях, так как поле напряженностью 50—100 э перемагничивает кольца.) При создании камер больших размеров возникают также трудности, связанные с монтажом ферритовых матриц.

На основе проволочных камер с ферритовыми кольцами в различных лабораториях создан ряд крупных экспериментальных установок, обладающих высокой многоискровой эффективностью и значительным быстродействием [36, 39—42].

Камеры с магнитострикционным считыванием. Магнитострикционный метод считывания информации с проволочных камер завоевал большую популярность и применяется во многих экспериментах [46—51, 53, 54, 57]. Его с успехом используют в системах ИК больших размеров. Метод, впервые предложенный в 1964 г. в работе [22], основан на том, что электромагнитное поле искры вызывает звуковую волну в проволочках из магнитострикционного материала, из которых изготовлены электроды камеры. Координата искры измеряется по времени распространения звука в проволочках. В 1965 г. был предложен значительно более простой и удобный метод [23], в котором магнитострикционная линия помещалась на конце электрода, изготовленного из любой проводящей проволоки.

Принцип действия проволочной ИК с выводом информации при помощи магнитострикционной линии показан на рис. 7, а. Здесь схематически изображен проволочный электрод, все проволочки которого с одной стороны соединены друг с другом при помощи общей шины. Перпендикулярно к проволочкам, образующим электрод, в непосредственной близости от них помещается

линия из магнитоэластичного материала, на одном конце которой расположена приемная катушка (ПК). Концы линии закреплены в демпферах (Д). Приемная катушка находится в поле поляризованного магнита (М). При пробое искры в камере, например

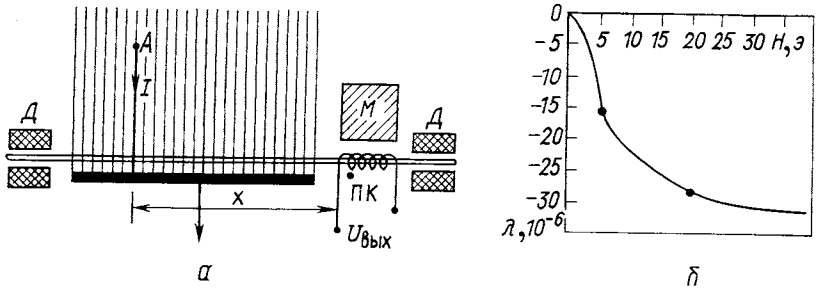


Рис. 7. Схематическое изображение проволочной ИК с выводом информации при помощи магнитоэластичной линии (а) и зависимость относительной деформации никеля от напряженности магнитного поля (б)

в точке А, через соответствующую проволочку протекает ток I . Если проволочки электродов имеют диаметр d , а лента расположена на расстоянии Δ от проволочек, то напряженность магнитного поля в линии

$$H = \frac{I}{2\pi (d/2 + \Delta)}.$$

Это магнитное поле обуславливает местное растяжение или сжатие участка магнитоэластичного материала вблизи проволочки, по которой протекает ток.

На рис. 7,б показана зависимость относительной деформации $\lambda = (\Delta l)/l$ от напряженности магнитного поля для никеля. Знак деформации (растяжение или сжатие) не зависит от направления магнитного поля, а определяется только свойствами материала. У никеля происходит сжатие, у сплавов железа и кобальта — расширение. Импульс механической деформации распространяется вдоль линии в обе стороны со скоростью звука. В линиях из сплава Fe — Со скорость звука $v \approx 5 \text{ мм/мксек}$. Импульс, распространяющийся влево, гасится демпфером, а импульс, распространяющийся вправо, через интервал времени $t = x/v$ достигает приемной катушки. В момент прохождения механического импульса под катушкой магнитная проницаемость линии, находящейся внутри катушки, изменяется (обратный магнитоэластичный эффект), следовательно, меняется и поток индукции. Изменение потока индукции вызывает в приемной катушке появление ЭДС (сигнала). Таким образом, измеряя промежуток времени между моментом пробоя искры в камере и моментом появле-

ния импульса напряжения на приемной катушке, можно определить координаты искры.

Форма импульса механического напряжения в магнитострикционных линиях показана на рис. 8, а. Длительность механического импульса $\tau_{и} \approx l_1/v$, где l_1 — расстояние от проволочки, на

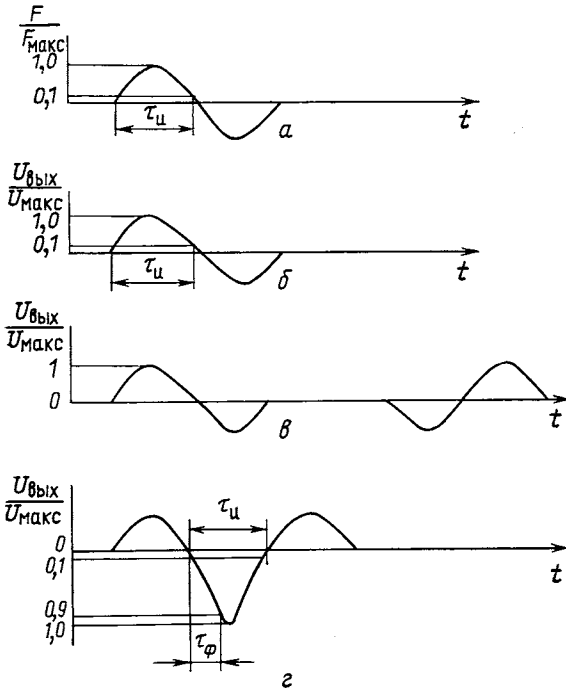
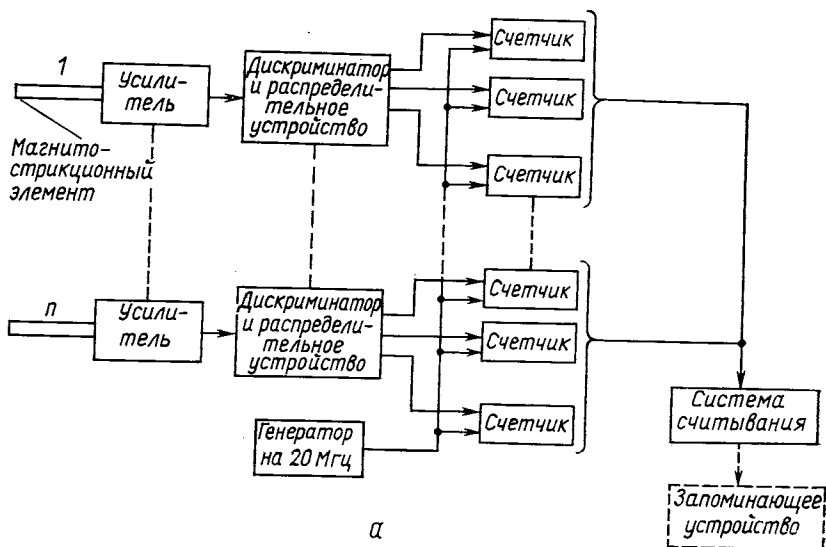


Рис. 8. Форма импульса механического напряжения F в магнитострикционной линии и выходного сигнала

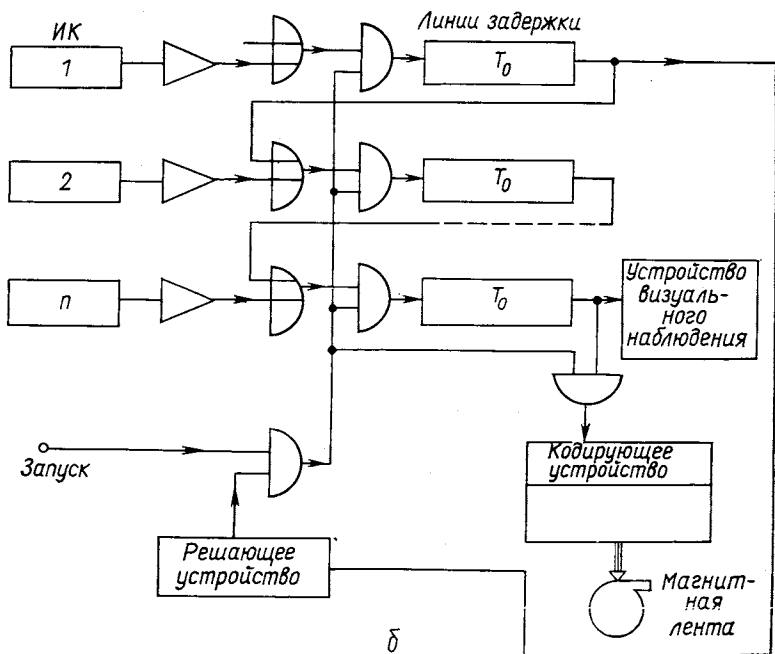
котором напряженность магнитного поля в линии уменьшается в 10 раз; v — скорость звука в линии. Обозначим l_2 эффективную длину приемной катушки (с учетом рассеянных полей). Выходные сигналы в случаях, когда $l_2 \ll l_1$, $l_2 \gg l_1$ и $l_2 \approx l_1$, показаны на рис. 8, б, в, г соответственно. При $l_2 \approx l_1$ выброс одной полярности имеет удвоенную амплитуду.

Основные характеристики различных магнитострикционных линий подробно рассмотрены в работе [56].

Вывод информации из магнитострикционных камер можно организовать параллельно или последовательно. Параллельный способ построения системы считывания, предложенный в работе [22], показан на рис. 9, а. Сигналы с магнитострикционных пре-



а



б

Рис. 9. Функциональная схема регистрирующей аппаратуры параллельного (а) и последовательного (б) типов

образователей усиливаются и формируются. Запоминание временной информации о координатах искр осуществляется на двоичных счетчиках. В момент запуска ИК счетчики начинают заполняться импульсами от 20-Мгц генератора. Импульсы с магнито-стрикционного преобразователя «закрывает» вход счетчика, и, таким образом, его показания соответствуют координате искры. Если используются m преобразователей, которые регистрируют максимальное число искр k , то общее число счетчиков $n = mk$. Регистрирующие системы параллельного типа отличаются высоким быстродействием, простотой организации и управления. Однако если суммарное число искр, регистрируемых в камерах, на одно событие достаточно велико, общая стоимость регистрирующей аппаратуры становится выше стоимости аналогичных систем последовательного типа.

Для последовательных систем запоминание информации осуществляется на магнито-стрикционных динамических линиях задержки, в которых информация, поступающая одновременно со всех линий, преобразуется в последовательную. Для каждого элемента выбирается задержка $T_0 > L/v$, где L — максимальный размер ИК; v — скорость звука в магнито-стрикционных линиях.

На рис. 9, б показана схема регистрирующей аппаратуры последовательного типа [43]. Время вывода информации $T \approx NT_0$, где N — полное число преобразователей в системе, T_0 — задержка одного элемента. Очевидно, что в этом случае время вывода информации из камер достаточно велико.

Компромиссным вариантом являются последовательно-параллельные системы, в которых используются несколько параллельных каналов с последовательным выводом информации. Время вывода информации в такой системе $T \approx NT_0/P$, где P — число каналов.

Амплитуды сигналов с магнито-стрикционных преобразователей в зависимости от условий могут меняться в широком диапазоне. Поэтому, чтобы избежать дополнительной погрешности измерения временного интервала, связанной с разбросом амплитуд сигналов, используют дискриминаторы нуля, с помощью которых осуществляется временная «привязка» к вершине магнито-стрикционного импульса.

Диаграммы обработки магнито-стрикционных сигналов в тракте усилителя-дискриминатора показаны на рис. 10 [44, 45].

Для устранения погрешностей, связанных с изменением скорости звука в магнито-стрикционных линиях от температуры, используют реперные датчики, установленные на камере. Пространственное разрешение, получаемое с помощью этого метода считывания, составляет в экспериментах 0,25–0,3 мм для заземленных электродов и 0,4–0,5 мм для высоковольтных электродов [47–50].

В магнитоотрижционных камерах используются в основном продольные механические импульсы, возникающие в линии. Однако дисперсия импульса накладывает ограничения на максимальную длину линии задержки. Влияние дисперсии можно свести к минимуму, если выбрать диаметр линии достаточно малым по сравнению со средней длиной волны импульса. Однако при этом уменьшается амплитуда сигнала. В работе [66] использовались низкочастотные торсионные импульсы, которые не испытывают дисперсии. Торсионные волны распространяются со скоростью, которая составляет 2/3 скорости продольных волн.

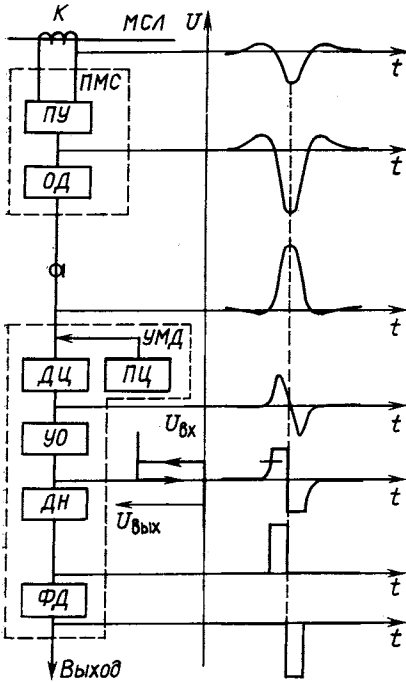


Рис. 10. Структурная схема и временные диаграммы в тракте усилителя-дискриминатора:

МСЛ — магнитоотрижционная линия; К — приемная катушка; ПМС — блок предусилителя, установленного на магнитоотрижционной камере; ПУ — предусилитель; ОД — элемент, обеспечивающий отсечку выбросов сигнала; УМД — блок усилителя-дискриминатора сигналов; ДЦ, ПЦ — дифференцирующая цепь, обеспечивающая привязку к центру сигнала; УО — усилитель-ограничитель; ДН — дискриминатор нуля; ФД — формирователь выходного сигнала

Итак, основные достоинства магнитоотрижционного метода считывания можно сформулировать следующим образом [52]: простота конструкции магнитоотрижционных преобразователей; простота съема информации с высоковольтных электродов камер; относительно малая чувствительность магнитоотрижционных линий к магнитному полю.

Недостаток метода — более низкая чувствительность (к току искры) магнитоотрижционных линий по сравнению с ферритовыми кольцами. Чтобы получить достаточно большие сигналы, требуются токи искры $\approx 10-20$ а.

Камера со статической памятью на магнитоотрижционных линиях. В 1968 г. в работе [30] был предложен способ съема информации с проволочных ИК с помощью статического запоминающего устройства, выполненного на магнитоотрижционных линиях.

На рис. 11 схематично изображена проволочная ИК, на одном

из электродов которой расположена магнитострикционная линия для статического запоминания информации. Линия из магнитострикционного материала закрепляется в демпферах D_1 и D_2 ; приемные катушки r_1 и r_2 помещены в поле поляризующих магнитов C_1 и C_2 . Сначала через рабочий участок линии (между точками A и B) пропускается импульс тока I_L , который вызывает круговую поляризацию линии. В этом состоянии намагниченности линия может находиться длительное время. При пробое искры в камере

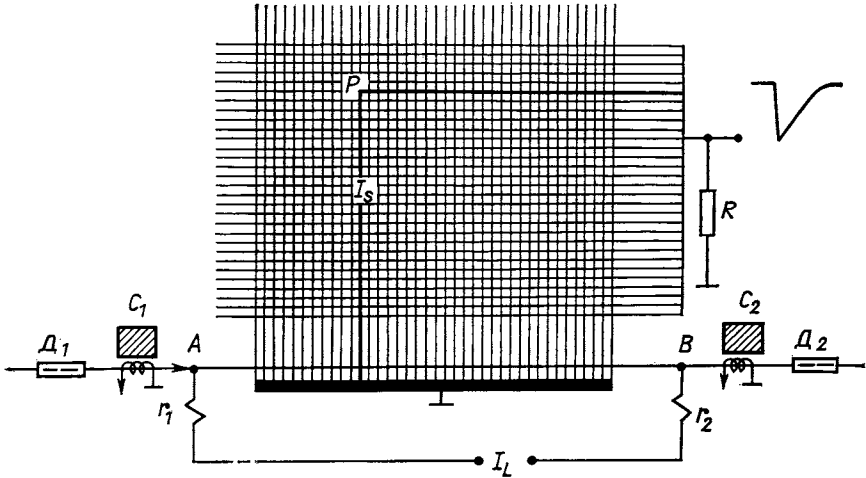


Рис. 11. Схематическое изображение проволоочной ИК с магнитострикционной линией для статического запоминания информации

(в точке P) магнитное поле тока искры I_S , протекающего по соответствующей проволочке, производит локальное разрушение круговой намагниченности. Если после этого через линию (между точками A и B) снова пропустить импульс тока, то вследствие магнитострикционного эффекта в точке локальной перемагниченности возникнет импульс деформации, который будет распространяться по направлению к приемным катушкам, как в случае обычного магнитострикционного считывания.

В зависимости от амплитуды считывающего тока считывание может осуществляться как с разрушением информации в линии, так и без разрушения. Лучшие результаты получены для магнитострикционной линии сечением $0,35 \times 0,05$ мм из сплава Fe (49%), Co (49%) и Va (2%), которая подвергалась специальной термической обработке. Эффективность и точность регистрации координат в проволоочной ИК с таким методом считывания не хуже, чем в случае обычных магнитострикционных камер.

Достоинства этого метода считывания таковы:

в магнитострикционной ИК осуществляется статическое запоминание информации, как это имеет место в камере с ферритовыми сердечниками, однако магнитострикционная память получается предельно простой;

существенно упрощается регистрирующая электронная аппаратура.

Недостаток метода — высокая чувствительность к магнитному полю (как и в случае использования ферритовых колец).

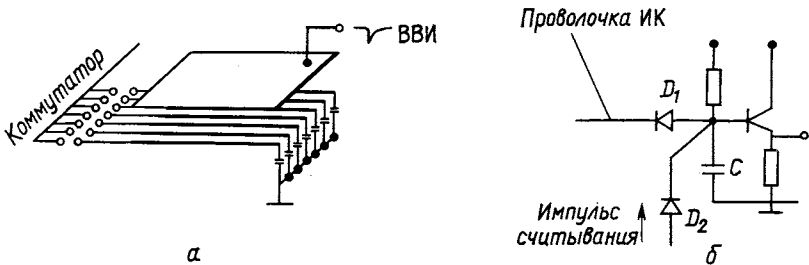


Рис. 12. Схематическое изображение проволочной ИК с емкостным считыванием (ВВИ — высоковольтный импульс) (а) и схема одного считывающего элемента (б)

Метод статического запоминания информации на магнитострикционных линиях был применен в экспериментах на ускорителе Аргонской национальной лаборатории (США) [34].

Камеры с емкостным считыванием. Метод предложен в 1966 г. [24]. Каждая проволочка электрода камеры подсоединяется к земле через конденсатор емкостью несколько тысяч пикофарад. Ток искры, протекающий по проволочке, заряжает соответствующий конденсатор до напряжения несколько вольт (рис. 12,а). Потенциал на конденсаторе анализируется, считывается через транзистор и затем через диод D_2 сбрасывается до нуля. Диод D_1 предотвращает разряд конденсатора (рис. 12,б) [25].

В SLAC создан большой спектрометр с проволочными камерами размером до $2,2 \times 2$ м с емкостным считыванием [55] (для съема информации использовались только заземленные электроды). Каждая проволочка высоковольтного электрода подсоединяется к высоковольтной шине через резистор сопротивлением 500 ом для ограничения тока искры.

Камеры с емкостным считыванием обладают высокой многоискровой эффективностью и нечувствительны к магнитному полю. Однако стоимость больших систем с таким методом считывания в 2—3 раза выше стоимости систем со считыванием информации с помощью ферритовых сердечников [3].

Проволочные камеры в магнитных полях. Хотя проволочные ИК большей частью применяют в магнитных спектрометрах, их обычно располагают вне области сильного магнитного поля. В магнитном поле напряженностью несколько сот эрстед ферритовые сердечники перестают перемагничиваться. Иногда эту проблему обходят, выводя токи из области поля с помощью вспомогательных линий [58], однако для камер больших размеров такой метод затруднителен. Тем не менее его

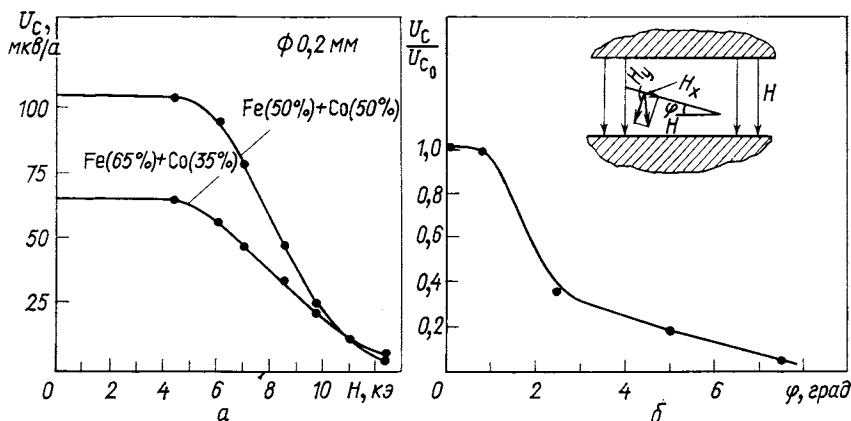


Рис. 13. Зависимость амплитуды сигнала с магнитострикционной линии от напряженности магнитного поля для двух образцов (а) и относительная зависимость амплитуды сигнала с магнитострикционной линии от угла наклона линии ϕ к полюсам магнита (б)

использовали для системы, содержащей 50 тыс. проволочек. Выходные линии были соединены с компактной матрицей из ферритовых сердечников, которую оказалось довольно легко экранировать от магнитного поля [59].

В работе [60] показано, что матрицы сердечников, заключенные в экраны и расположенные в пазах полюсов магнита, могут работать в полях напряженностью до 14 кэ. Однако действующей системы, основанной на этом методе, создано не было.

Как показано в работе [61], для этого более предпочтительны магнитострикционные линии. В работе определено влияние поля на прямой и обратный магнитострикционные эффекты для различных сплавов. Для магнитострикционных линий, расположенных перпендикулярно к направлению магнитного поля, насыщение, приводящее к уменьшению сигнала, начинает сказываться при напряженности магнитного поля ≈ 5 кэ (рис. 13,а). Наилучшими амплитудными свойствами в магнитных полях напряженностью более 10 кэ обладают линии из материала, содержащего 65% Fe

и 35% Со. Однако если магнитострикционная линия повернута на малый угол относительно нормали к направлению магнитного поля, то, как показано на рис. 13,б, сигнал быстро уменьшается.

Работа магнитострикционной камеры в однородном поле магнита напряженностью 15 кэ на пучке π^- -мезонов с импульсом 4 Гэв/с показала, что эффективность и точность регистрации координат искр не ухудшаются по сравнению с теми же характеристиками для камер, расположенных вне магнитного поля, при условии, что магнитострикционная линия расположена перпендикулярно к направлению магнитного поля с погрешностью не более 1° .

Если магнитострикционные линии помещать в относительно слабые поля, как, например, в ядре магнита, то магнитострикционное считывание можно использовать для больших систем в магнитном поле [62]. Кроме того, можно осуществлять экранирование магнитострикционных линий. Подтверждением этому является успешная работа компактного спектрометра [63] в магнитных полях напряженностью до 110 кэ.

Большой интерес представляет метод, основанный на регистрации ультразвуковых колебаний в немагнитном звукопроводе, возникающих в результате взаимодействия тока искры в камере с внешним магнитным полем [64]. Этот метод используется при создании 6-метрового спектрометра ИТЭФ на основе проволочных ИК, устанавливаемых в зазоре магнита, и позволяет применять такую же электронику считывания, как и в случае магнитострикционных камер.

Емкостное считывание, нечувствительное к наличию магнитного поля, используют для систем проволочных камер больших размеров. Этот метод привлекателен также и тем, что допускает использование такой же системы считывания, как и в случае ферритовых сердечников.

Следует упомянуть об искрострикционном методе. Искрострикция предложена в работах [31, 65]. Здесь главный промежуток искровой камеры чередуется с одним или двумя дополнительными промежутками, где на металлической проволочке (например, из сплава Ве — Си), по которой распространяются звуковые сигналы, происходит вспомогательный искровой разряд. В этом методе сочетаются свойства акустической камеры с преимуществами проволочной камеры. Однако метод не получил широкого распространения.

Многоискровая эффективность. Термин *многоискровая эффективность* подразумевает эффективность регистрации рабочих треков (составляющих искомое событие) в зависимости от числа фоновых искр в камере. Многоискровая эффективность проволочных камер определяется конструкцией ИК, па-

раметрами системы высоковольтного питания и методом считывания информации.

Опыт изготовления и эксплуатации больших проволочных ИК, накопленный в последние годы, позволил выработать определенные правила работы с этими детекторами. Система питания таких камер должна быть выполнена весьма тщательно, чтобы обеспечить малое время задержки и отсутствие искажения формы высоковольтного импульса. Если за время прохождения по проволочному электроду импульс искажается, то эффективность камеры

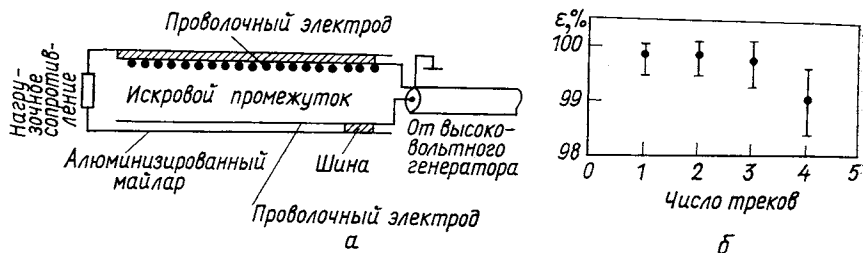


Рис. 14. Электрическая схема магнестрикционной ИК с распределенными параметрами (а) и многоискровая эффективность такой камеры (б)

зависит от положения искры. Искажения импульса приводят к появлению в камере «ложных» пробоев или уменьшают многоискровую эффективность.

Этот недостаток в значительной степени устраняется, если камера выполнена в виде линии с распределенными параметрами, импеданс которой составляет несколько ом. На рис. 14 показаны электрическая схема магнестрикционной камеры с распределенными параметрами и ее многоискровая эффективность [66].

Для уменьшения тока в искре и увеличения быстродействия в газ ИК вводят гасящие добавки (например, пары этилового спирта).

В работе [40] приведена электрическая схема камеры с ферритовыми кольцами (рис. 15,а), в которой используется метод «развязки» проволочек камеры с помощью резисторов. При этом получается высокая многоискровая эффективность (рис. 15,б), однако диапазон изменения амплитуды высоковольтного импульса невелик из-за возникновения в камере ложных пробоев.

В работах [47—49, 67] показано, что при выборе оптимальных параметров элементов съема информации в магнестрикционных камерах можно получать в экспериментах высокую многоискровую эффективность даже в тех случаях, когда камеры не выполняются в виде распределенных линий. На рис. 16 приведена многоискровая эффективность двухкоординатной магнестрикционной камеры размером 1×1 м [49].

Дальнейшие успехи в создании проволочных ИК больших размеров связаны с использованием конструкций с пересекающимися под небольшим углом проволочками, что позволяет одно-

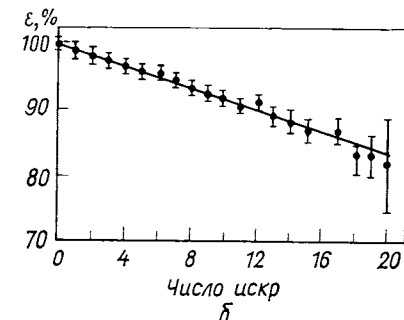
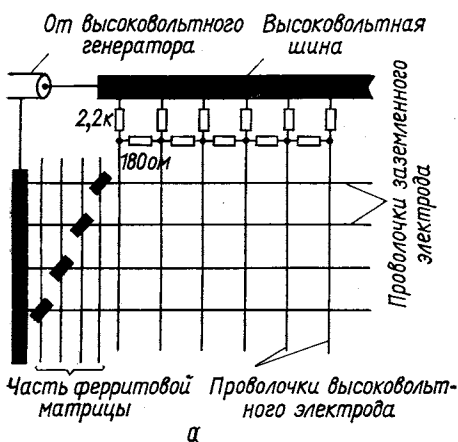


Рис. 15. Электрическая схема камеры с ферритовыми кольцами, в которой используется метод «развязки» проволочек с помощью резисторов (а) и многоискровая эффективность такой камеры (б)

временно измерять две координаты искры в межэлектродном промежутке и устраняет причины искажения высоковольтного импульса по площади камеры.

Пространственное разрешение проволочных ИК определяется шириной искрового промежутка, углом наклона траектории частиц, шагом намотки проволочных электродов, давлением газа и ионизирующей способностью частиц.

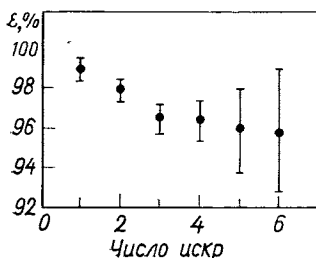


Рис. 16. Многоискровая эффективность двухкоординатной магнитоэлектрической ИК размером 1×1 м

разрешение получается, когда среднее число таких проволочек — полуцелое. В этом случае $\sigma \approx s/4$, где s — шаг намотки сигнальных проволочек. Пространственное разрешение ухудшается с увеличением угла между траекторией частицы и нормалью к электро-

дам камеры. На рис. 17 показаны зависимости пространственного разрешения и эффективности проволоочной ИК от угла наклона траекторий частиц [3].

В работе [70] исследована проволоочная ИК, которую использовали в качестве детектора фокусирующего спектрометра. Электроды такой камеры имели 40 проволоочек на 1 см, а пространст-

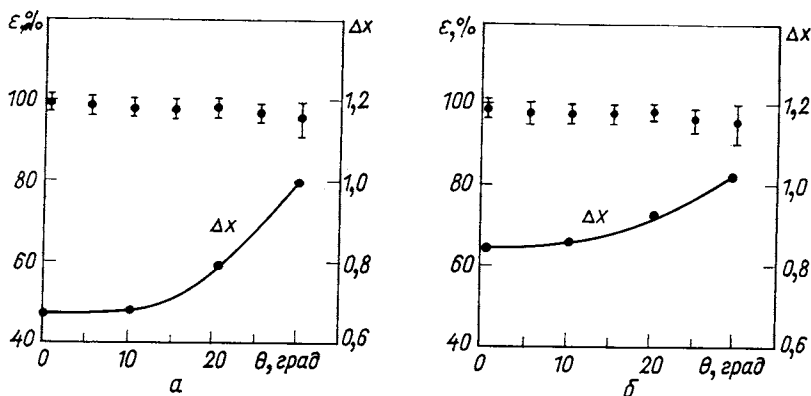


Рис. 17. Зависимость пространственного разрешения Δx (в единицах s) и эффективности проволоочной ИК со считыванием информации с помощью ферритовых сердечников от угла наклона траекторий частиц θ для заземленного (а) и высоковольтного (б) электродов ($s = 1,5$ мм)

венное разрешение Δx (полная ширина на половине высоты распределения) для перпендикулярных к электродам камеры треков сильноионизирующих частиц составляло 0,07 мм. Однако несмотря на малую ширину искрового промежутка (рис. 18) пространственное разрешение быстро ухудшается с увеличением угла наклона траекторий частиц

Хорошие результаты получены при работе с камерами высокого давления [71]. Поскольку диффузия электронов обратно пропорциональна корню квадратному из величины давления газа в камере, размеры искры должны быть меньше, чем при обычных условиях.

Исследовалась камера размером 4×4 см с межэлектродным промежутком 1,2 мм при давлении до 20 атм. Проволоочный электрод, изготовленный фотохимическим способом (рис. 19), имел восемь проволоочек на 1 мм. Считывание — магнитострикционное. Амплитуда высоковольтного импульса составляла 4—7 кВ в зависимости от давления в камере. Пространственное разрешение $\approx 0,075$ мм. Камера обладала также высокой многоискровой эффективностью.

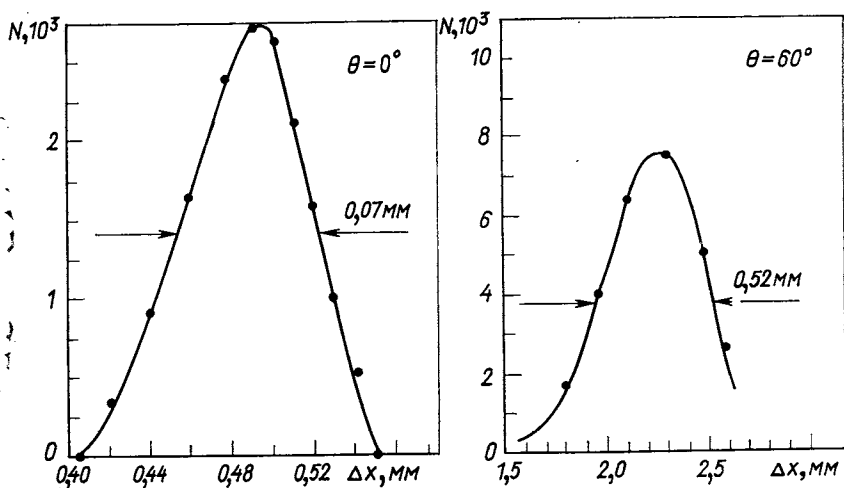


Рис. 18. Пространственное разрешение магнестрикционной ИК [размер камеры $450 \times 12 \times 1,6$ мм; газовая смесь; Ne + He (10%) + этиловый спирт (1,5%); N — число событий]

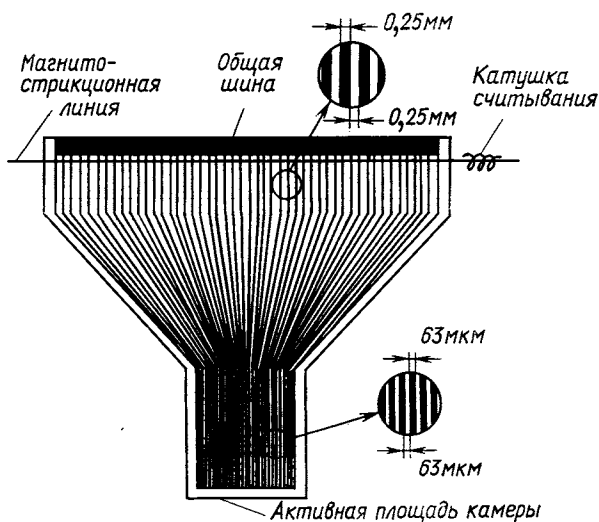


Рис. 19. Схематическое изображение проволочного (печатного) электрода для камеры с высоким давлением

В работе [72] показано, что диффузию электронов и отклонение искры от реальной траектории частицы можно значительно уменьшить при низкой температуре в проволочной ИК с узким межэлектродным зазором. Исследовались четыре камеры с магнито-стрикционным считыванием. Межэлектродный промежуток 2,5 мм. Конструкция электродов такая же, как показана на рис. 19. При $T = 118^\circ \text{K}$ получено пространственное разрешение (полная ширина на полувысоте) $\approx 0,07 \text{ мм}$.

Временное разрешение. Поскольку проволочные ИК, так же как и любые ИК с узким межэлектродным зазором, в физических экспериментах могут использоваться при интенсивности пучка до 10^6 част/сек , важным параметром является временное разрешение, или «время памяти» камер. Этот вопрос подробно изучен в ранних работах с узкозазорными ИК. Хорошее временное разрешение камер можно получить с помощью постоянного очищающего поля или путем добавления в камеру электроотрицательных газов. На практике применяют оба метода вместе.

В работах [67, 73] показано, что зависимость эффективности проволочной ИК от времени задержки может иметь медленно спадающий хвост, увеличивающий «память» камеры на 30—40%. Это связано с тем, что проволочные ИК герметизируются с помощью майларовой пленки, расположенной на некотором расстоянии от проволочных электродов. Ионы, образованные частицей, проходящей в областях между электродами и пленкой, могут за счет диффузии проникать в искровой промежуток через свободные участки между проволочками. Добавка $\approx 8 \cdot 10^{-3} \%$ фреона-12 в камеру позволяет полностью устранить этот эффект.

В экспериментальных установках временное разрешение проволочных ИК составляет $\approx 2\tau_a$, где τ_a — время задержки между пролетом частицы и появлением на камере высоковольтного импульса. Реальное временное разрешение проволочных ИК в экспериментах больше или равно 1 мксек.

Время восстановления искровой камеры — это интервал времени после искрового разряда, по прошествии которого высоковольтный импульс может быть снова приложен к камере.

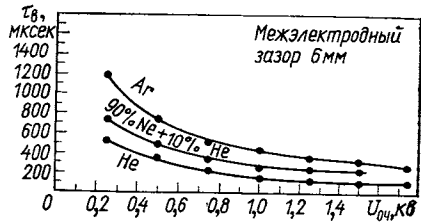


Рис. 20. Зависимость времени восстановления (95%) τ_v проволочной камеры с ферритовыми кольцами от амплитуды импульсного очищающего поля для различного газового состава камеры. Во всех случаях использовалась добавка этилового спирта 1,5%. Амплитуда высоковольтного импульса 0,6 кВ для Ar, 5 кВ для Ne и 4,2 кВ для смеси Ne — He

К этому моменту все электроны, ионы и возбужденные атомы, образованные в результате искрового разряда, должны отсутствовать в камере, чтобы высоковольтный импульс не вызвал пробоя по «старому» треку.

Чтобы уменьшить время восстановления ИК, определяемое главным образом наличием медленных положительных ионов и метастабильных атомов, к искровой камере прикладывают импульсное очищающее поле амплитудой ≈ 1 кВ и длительностью несколько миллисекунд. Кроме того, в газовую смесь камеры вводят гасящую добавку (пары этилового спирта).

На рис. 20 показана зависимость времени восстановления проволочной камеры со считыванием на ферритовых кольцах от амплитуды импульсного очищающего поля для различных газовых смесей [74]. Очевидно, что время восстановления камер должно быть меньше мертвого времени всей экспериментальной установки, которое также определяется системой считывания информации, скоростью передачи данных в ЭВМ и т. п.

2. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ

К настоящему моменту пропорциональные камеры (ПК) получили широкое распространение во многих физических лабораториях. Это стало возможным благодаря ряду привлекающих качеств этих детекторов: высокому временному разрешению (≈ 50 нсек) и малому мертвому времени (≈ 1 мксек), хорошему пространственному разрешению ($\approx 0,6$ мм), постоянной чувствительности, возможности работы в магнитном поле, возможности измерения ионизации. Фактически ПК уже вытесняют такие широко распространенные детекторы, как сцинтилляционные годоскопы и ИК.

ПК использовались в экспериментах еще в 1952—1956 гг. группой А. И. Алиханова [76]. Многослойная система ПК применялась для идентификации частиц высоких энергий. Между двумя плоскими катодами из латунной фольги толщиной 0,1 мм располагались 25 молибденовых проволочек диаметром 0,1 мм (12 сигнальных и 13 экранирующих, при этом сигнальные проволочки были разделены экранирующими). Расстояние между сигнальной и экранирующей проволочками 12 мм, промежутки между катодами 12 мм. Камеры наполнялись метаном.

Далее, в 1958 г. многоканальная система пропорциональных счетчиков с разрешающим временем 10^{-7} сек использовалась в магнитном гамма-спектрометре [77] и магнитном спектрометре для заряженных π -мезонов [78]. Однако громоздкость и недостаточная надежность ламповых усилителей длительное время сдерживали развитие техники больших систем пропорциональных счетчиков. Успехи в развитии транзисторной и интегральной электро-

ники позволили поставить вопрос о создании относительно недорогого усилителя и формирователя импульсов для каждой из проволочек ПК.

Активный интерес к методике ПК появился в 1968 г. после работы Шарпака и его коллег [75], которые показали, что каждую проволочку в многопроволочном электроде ПК (без экранирующих проволочек) можно использовать как отдельный счетчик. Если усилители чувствительны к импульсам только отрицательной полярности, то проволочки ПК представляют собой независимые пропорциональные счетчики с чувствительным объемом, ограниченным половиной расстояния между двумя соседними проволочками. В 1968 г. таким методом было достигнуто пространственное разрешение 0,6 мм [75]. В результате появился инструмент, который широко внедряется в технику современного физического эксперимента.

Принцип действия. На рис. 21, *a* показана конструкция ПК, предложенная в работе [75]. Механическая конструкция камеры

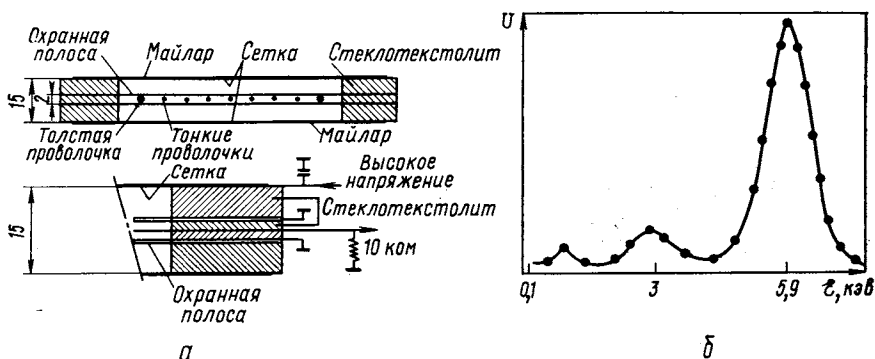


Рис. 21. Детали конструкции прототипа ПК (*a*) и амплитудный спектр, полученный с одной проволочки ПК от источника ^{59}Fe (*b*). Расстояние между сигнальными проволочками 3 мм, напряжение на катодах 3,75 кВ

выполнена на основе стеклотекстолитовых рам. Внешние электроды (катоды) представляют собой сетку из нержавеющей стали (диаметр проволочки 0,05 мм, размеры ячейки 0,5 × 0,5 мм). Сигнальные проволочки (диаметр 0,04 мм, нержавеющая сталь) центрального электрода (анода) намотаны с шагом 2 мм. Расстояние между анодом и катодами 7,5 мм. Охранные полосы установлены вблизи сигнальных проволочек и находятся под потенциалом земли. Они предотвращают пробой на сигнальные проволочки вдоль поверхности диэлектрика. Толстые проволочки, расположенные по краям сигнальных проволочек, служат для снижения градиента электрического поля на краях камеры. Объем камеры изолирован с помощью майларовой пленки.

Каждая сигнальная проволочка подсоединена к транзисторному усилителю с входным сопротивлением 10 ком и коэффициентом усиления ≈ 200 .

Камера продувается аргоном с многоатомными добавками (этиловый спирт, *n*-пентан или гептан). На катоды подается постоянное отрицательное напряжение. При коэффициенте усиления в камере ≈ 5000 сигнал с проволочки на конденсаторе емкостью 30 пф составляет $\approx 5,5$ мв. Амплитудный спектр сигналов, полученный с одной проволочки при облучении камеры фотонами с энергией 5,9 кэв от источника ^{55}Fe , показан на рис. 21, б. Хорошо различаются два пика с энергиями 5,9 и 3 кэв. Было получено энергетическое разрешение $\approx 15\%$.

различаются два пика с энергиями 5,9 и 3 кэв. Было получено энергетическое разрешение $\approx 15\%$.

Проблемы электростатики. Эквипотенциальные линии в ПК с двумя внешними электродами и анодом, состоящим из тонких проволочек, показаны на рис. 22, а [75]. Видно,

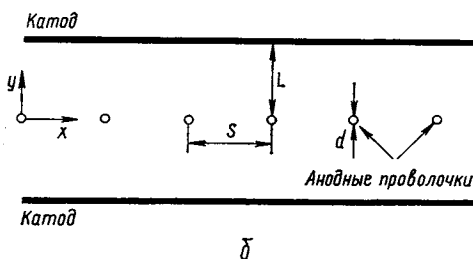
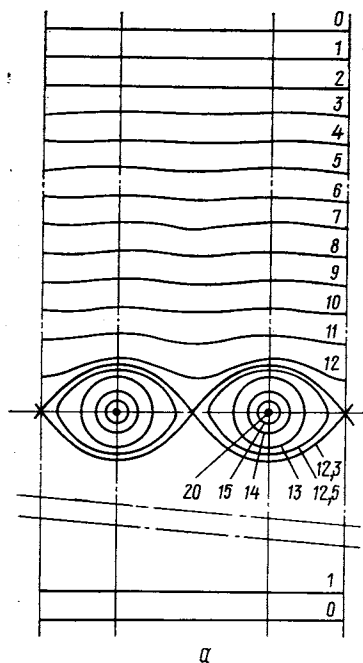


Рис. 22. Эквипотенциальные линии в ПК (диаметр проволочек $d = 40$ мкм, расстояние между сигнальными (анодными) проволочками $S = 3$ мм, расстояние между анодом и катодом $L = 7,5$ мм) (а) и схематическое изображение ПК (б)

что внешние эквипотенциальные линии практически параллельны, в то время как возле сигнальных проволочек они концентрические — так же, как в цилиндрических пропорциональных счетчиках.

В ПК (рис. 22, б), когда плоскость проволочного электрода находится на равных расстояниях от двух внешних электродов и $L > S > d$, выражение для действительной части потенциала V можно записать в виде [79]

$$V \approx q \{ (2\pi L/S) - \ln [4 \sin^2 (\pi x/S) + 4 \text{sh}^2 (\pi y/S)] \},$$

где $q = (V_0/2) [\pi L/S - \ln(\pi d/S)]^{-1}$ — заряд, приходящийся на единицу длины проволоочки [82]; V_0 — потенциал, приложенный к камере.

Если на камеру подан потенциал 4 кв, то напряженность электрического поля вблизи проволоочки для $S = 2$ мм и $L = 8$ мм равна $2,2 \cdot 10^5$ в/см [80]. Заряд проволоочки зависит от ее диаметра и шага намотки (см. таблицу) [80]. Чем меньше расстояние между проволоочками, тем больший потенциал необходимо прикладывать к камере для получения такого же коэффициента усиления, что может вызвать пробой в камере.

Если одна из проволоочек сигнального электрода будет смещена, то ее заряд и заряды соседних проволоочек изменятся. На рис. 23 показано изменение величины $(\Delta q)/q$ в зависимости от смещения проволоочки вдоль осей x и y . Видно, что в случае смещения проволоочки в плоскости электрода ее заряд изменяется незначительно, но зато это очень

Таблица
Емкость проволоочки C , пф/м, сигнального электрода по отношению к катодам для $L = 7$ мм

Диаметр проволоочки, мм	S , мм		
	3	2	1
20	4,97	3,85	2,25
30	5,21	3,96	2,28
40	5,30	4,04	2,31
50	5,41	4,11	2,34

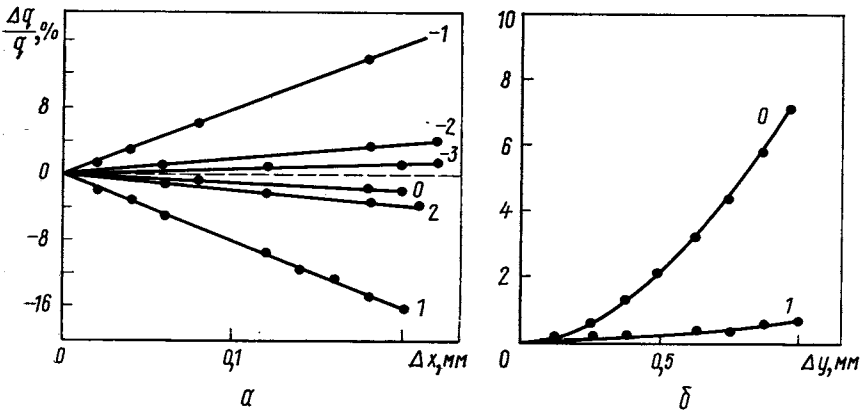


Рис. 23. Влияние смещения проволоочки вдоль осей x (а) и y (б) на заряд, индуцированный на смещенной и соседней с ней проволоочках (0 — смещенная проволоочка)

сильно сказывается на зарядах соседних проволоочек. В камере с $L = 8$ мм, $S = 2$ мм, $d = 20$ мм, наполненной смесью $Ag + CO_2$ в отношении 3 : 1, смещение порядка 0,01 мм приводит к тому, что коэффициенты усиления на двух соседних со

смещенной провололочках различаются на 30%. Изменение заряда пропорционально смещению проволоочки, а усиление зависит от заряда экспоненциально. Смещение вдоль оси y влияет на усиление гораздо меньше. В случае изменения диаметра проволоочки на Δd ее заряд изменится на Δq :

$$\frac{\Delta q}{q} \approx - \frac{1}{\ln(\pi d/8L)} \frac{\Delta d}{d}.$$

Изменение диаметра проволоочки на 10% вызывает изменение коэффициента усиления на 25% для смеси $\text{Ag} + \text{CO}_2$ в отношении 13 : 5 и на 12% для смеси $\text{Ag} +$ изобутан в отношении 3 : 1 [3].

Газовое усиление и процесс образования импульса. Размеры области, в которой происходит пропорциональное усиление в камере, равны по порядку величины диаметру проволоочки. Напряженность электрического поля, как и в обычном цилиндрическом счетчике, равна $2q/r$. Электроны, образованные после прохождения частицы в наполняющем камеру газе, дрейфуют в однородном электрическом поле к сигнальному электроду. Вблизи проволоочки они двигаются в области с непрерывно изменяющейся напряженностью электрического поля, вследствие чего меняется и характер их движения. В связи с увеличением напряженности электрического поля электроны начинают испытывать неупругие столкновения и образуется лавина.

В работе [81] дана формула коэффициента газового усиления:

$$A = \exp [(2aN)^{1/2}] f(r_0) \sqrt{V_0} [(V_0/V_s)^{1/2} - 1],$$

где V_0 — потенциал приложенного внешнего поля; V_s — пороговый потенциал, при котором вблизи поверхности проволоочки начинаются неупругие столкновения; r_0 — радиус проволоочки; N — концентрация атомов газа, см^{-3} ; a — скорость роста сечения ионизации в зависимости от энергии, а $f(r_0)$ можно записать в виде [3]

$$f(r_0) = [\pi L/S - \ln(2\pi r_0/S)]^{-1/2}.$$

Зависимость коэффициента газового усиления от различных параметров проверена для цилиндрических пропорциональных счетчиков в случае разных газов. Так же ведут себя и многопроволочные ПК.

Большая часть электронов образуется вблизи анода. Они проходят малую разность потенциалов, тогда как положительные ионы должны пройти полную разность потенциалов, поэтому заряд, индуцированный в проволочном электроде, определяется в основном положительными ионами. Вблизи проволоочки напряженность электрического поля настолько велика, что, несмотря на меньшую, чем у электронов, подвижность, положительные ионы дают основной вклад в образование импульса в течение первых 100 *нсек*.

Время накопления заряда в цилиндрическом пропорциональном счетчике определено в работе [83]; этот результат использован для ПК [3]. Заряд n положительных ионов, одновременно уходящих с сигнального электрода, определяется как

$$Q(t) = (qne/V_0) \{ \ln \{ \exp [2\beta(t + t_0)] - 1 \} - \ln \{ \exp (2\beta t_0) - 1 \} \},$$

где q — заряд на единицу длины проволоочки; w — подвижность положительных ионов;

$$\beta = 2q\pi^2 w/S^2; \quad t_0 = (1/\beta) \ln \operatorname{ch} (\pi d/2S).$$

Например, если принять, что $S = 2$ мм, $L = 8$ мм, $V_0 = 3$ кВ и подвижность положительных ионов в аргоне составляет $1,3$ см² × сек⁻¹ · в⁻¹, то получим, что ионы собираются за время $t_{\max} = 145$ мксек, тогда как $t_0 = 1,8$ нсек и $\beta = 7$ мксек [80]. Для времени много большего 7 мксек формула сводится к следующей:

$$Q(t) = (qne/V_0) \ln [(t + t_0)/t_0].$$

Нарастание импульса со временем можно представить следующим образом [80]:

$t, \text{ нсек}$	1	2	10	50	100	500	1000	10 000	100 000	145 000
Q/Q_{\max}	0,015	0,026	0,065	0,120	0,140	0,180	0,200	0,320	0,775	1,0

В работе [80] рассчитано влияние параметров электрической цепи на форму импульсов, возникающих в ПК. Показано, что за первые 10 нсек индуцируется такой же заряд, как и за следующие 90 нсек. Эта «быстрая» передняя часть импульса может использоваться во временных измерениях.

При прохождении частицы через камеру первичные электроны, образованные в наполняющей камеру газе, находятся на различном расстоянии от сигнального электрода. Время образования лавин от каждого электрона лежит в пределах от 0 до 100 нсек. В результате импульс, образующийся на аноде, представляет собой суперпозицию импульсов за 100 нсек. Импульс нарастает линейно с изменением времени, причем время нарастания зависит от ширины промежутка L , угла наклона траектории частицы, шага намотки проволоочек S и состава газовой смеси.

Видно, что отрицательный импульс с сигнальной проволоочки получается вследствие дрейфа положительных ионов от проволоочки. В дополнение к этому положительный импульс образуется на катоде камеры. Кроме того, на соседних сигнальных проволоочках также индуцируется положительный сигнал.

Обычно коэффициент усиления в ПК составляет 10^4 — 10^5 , амплитуда выходного импульса с сигнальной проволоочки равна нескольким милливольтам ($R_H \approx 1$ ком, $C_H = 15$ пф). В некоторых случаях, о которых говорится ниже, коэффициент газового

усиления может быть значительно выше при потере линейности. Заряд на сигнальной проволочке может быть порядка $1,2 \times 10^{-11}$ к/мм [80].

Предел пропорциональности усиления. В работе [84] показано, что в цилиндрических пропорциональных счетчиках происходит нарушение строгой пропорциональности амплитуды выходного сигнала и первичной ионизации, если индуцированный заряд превышает некоторое критическое значение. Это явление объясняется влиянием пространственного заряда. Если заряд положительных ионов становится равным по порядку величины заряду сигнальной проволочки, происходит ослабление поля и усиление прекращается. При этом кривая изменения амплитуды импульса в зависимости от напряжения стремится к насыщению. Авторы показали, что критическое значение произведения коэффициента газового усиления и ионизационных потерь составляет $Q_{кр} \approx 10^8$ эв.

В более поздней работе [85] показано, что нарушение пропорциональности амплитуды выходного сигнала и первичной ионизации (использовались источники α -частиц с энергией ~ 5 Мэв) в цилиндрическом пропорциональном счетчике наблюдается при $Q_{кр} \approx 1,4 \cdot 10^7$ эв. Для многопроволочной ПК эта величина, определенная в работе [86], соответствует $\approx 3 \cdot 10^7$ эв.

Каково предельное значение коэффициента газового усиления, если не требовать сохранения линейной зависимости амплитуды выходного сигнала от потерь энергии?

Для фотонов с энергией 5,9 кэв этот предел соответствует коэффициенту усиления $3 \cdot 10^6$, т. е. $1,8 \cdot 10^9$ элементарных зарядов. В работе [87], где использовались газовые смеси $Ag + CO_2$ и $Ag +$ изобутан, получены импульсы с амплитудой до 400 мв, что соответствует коэффициенту усиления $0,5 \cdot 10^6$. Однако использование камеры в этом режиме затруднительно из-за возможности возникновения искры.

Газовые смеси. Основной задачей при выборе проходящей газовой смеси для ПК являются получение достаточно высокого коэффициента газового усиления при данном катодном напряжении и обеспечение длительного и стабильного режима работы камеры.

В большинстве случаев при работе с ПК используют газовые смеси на основе аргона с различными добавками. Аргон, являясь благородным газом, имеет нулевое сродство с электронами и позволяет получать высокий коэффициент разложения. Кроме того, это достаточно дешевый газ. Различные многоатомные добавки, используемые в смесях с аргоном, обладают гасящими свойствами, т. е. нейтрализуют положительные ионы и предотвращают вторичную электронную эмиссию с катодов. В качестве многоатомных добавок чаще всего используют углекислый газ, изобутан и метан.

В работе [87] были проведены измерения коэффициента газового усиления, порога усилителей, установленных на проволочках, и диапазона рабочих напряжений, прикладываемых к катодам камеры. Показана также зависимость амплитуды сигнала в камере от катодного напряжения (рис. 24). Использовалась камера с шагом намотки сигнальных проволочек 2 мм и расстоянием между анодом и катодами 7 мм. Большие добавки углекислого газа и изобутана (до 60%) расширяют диапазон рабочих

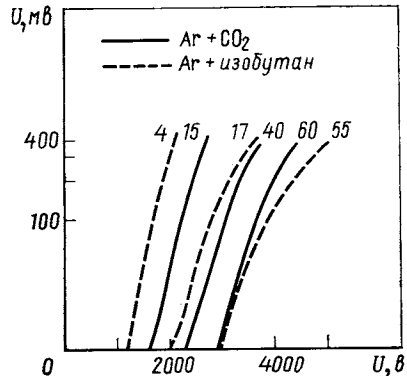


Рис. 24. Зависимость амплитуды импульса в ПК от катодного напряжения для разных газовых смесей. Камера облучалась источником ^{55}Fe , нагрузка 100 ком, 35 пф. Числами обозначено процентное содержание CO_2 или изобутана

напряжений. Диапазон амплитуд импульсов с сигнальных проволочек 0,5—200 мс соответствует коэффициенту газового усиления $10^3 \leq A \leq 10^6$.

«Магический» газ, обеспечивающий чрезвычайно высокий коэффициент газового усиления, впервые был применен в работе [88]. В результате исследования характеристик различных смесей аргона, изобутана, углекислого газа, фреона-12 (CCl_2F_2), фреона-13 (CClF_3), фреона-13В₁ (CF_3Br) и фреона-12В₁ (CClF_2Br) авторы нашли, что смесь $\text{Ar} + \text{изобутан}$ (16%) + фреон-13В₁ ($\approx 0,3\%$) может обеспечивать коэффициент усиления порядка 10^8 . По-видимому, в такой смеси образуются стабильные тяжелые отрицательные ионы фреона, которые и компенсируют влияние положительного пространственного заряда. Кроме того, фреон сильно поглощает фотоны ультрафиолетового излучения и замедляет процесс распространения стримеров. В результате развития лавины возникает слабая звуковая волна, которую можно зарегистрировать. Выделяемая в этом процессе энергия сравнима с энергией, выделяемой в гейгеровском режиме, при значительно лучшем времени нарастания фронта импульса и практическом отсутствии мертвого времени. Фреон-13В₁ делает также работу безопасной, так как подавляет возникновение искровых разрядов, вызываемых фотонами. Несмотря на электроотрицательные свойства газа, эффективность камеры близка к 100%.

Однако после длительной работы камеры с магическим газом при больших потоках частиц наблюдалось значительное ухудшение характеристик камеры — примерно на порядок увеличился «темновой» ток камеры, сокращалась рабочая область «плата» по напряжению, в камере возникали искровые разряды [89]. Кроме того, на катодах камеры появлялся осадок, вызванный, по-видимому, полимеризацией изобутана. Эти эффекты наблюдались после облучения камеры (интегральная интенсивность $I \sim 10^7 \text{ част/см}^2$). Для устранения подобных явлений стали вводить в камеру неполимеризующуюся добавку с потенциалом ионизации ниже, чем у изобутана. Тогда, вследствие обменного процесса, на катоды поступают только ионы этой безвредной компоненты. Хорошие результаты получены с пропиловым спиртом

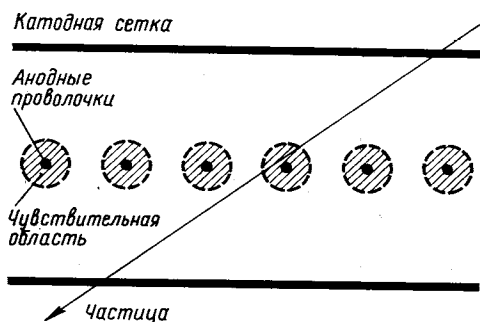


Рис. 25. Уменьшение чувствительной области с помощью электроотрицательных добавок. В случае наклонного трека «срабатывает» только одна проволоочка

(потенциал ионизации $\approx 10 \text{ эв}$) и метилалем (потенциал ионизации $9,7 \text{ эв}$). Добавка метилала $[(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2]$ в количестве 4% не меняла свойств магического газа, и характеристики камеры не ухудшались после облучения ($I \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ част/см}^2$) [90].

В работе [91] предложена газовая смесь $\text{Ne} + \text{Ar}$ (8%) + CO_2 (20%) + $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ (3,5%), которая уступает магическому газу по максимальному коэффициенту усиления в два раза, однако имеет в 1,3 раза меньшее рабочее напряжение, обеспечивает лучшее временное разрешение и устойчива к воздействию облучения.

При добавлении к аргону электроотрицательных газов можно уменьшить зону чувствительности вокруг сигнальных проволоочек до узкого цилиндра (рис. 25) [92]. Авторы использовали в качестве добавки этилбромид, с помощью которого они могли уменьшить чувствительную область до 3 мм в диаметре при расстоянии между проволоочками 5 мм. Вне этой области первичные электроны захватываются тяжелыми ионами этилбромида. Этот метод удобен для регистрации наклонных треков в камере и получения хорошего временного разрешения. Электроотрицательны-

ми добавками могут служить различные галогеносодержащие компоненты.

Эффективность. Эффективность регистрации частиц с помощью ПК определяется главным образом удельной ионизацией в газе, заполняющем камеру, а она зависит от состава и толщины слоя газа. При отсутствии в камере электроотрицательных примесей все первичные электроны дрейфуют под действием электрического поля к ближайшим анодным проволочкам, где они вызывают образование лавины. Скорость дрейфа электронов составляет $\approx 5-10$ см/мксек, поэтому первичные электроны, образованные вблизи катода, достигнут анода через значительное время. Разрешающее время, полученное при работе с ПК, указывает, что электроны, используемые для регистрации частиц, образуются, как правило, в слое газа толщиной 2 мм. Поэтому, применяя камеры с расстоянием между проволочками 2 мм, можно выбрать расстояние между катодом и анодом 2 мм, так что эффективность будет приблизительно постоянной для частиц, падающих под разными углами.

При работе с частицами минимальной ионизации необходимо регистрировать сигналы, образованные небольшим числом первичных электронов. Эффективность камеры определяется как $1 - \exp(-kL)$, где k — число первичных δ -электронов с энергией, превышающей порог регистрации, а L — расстояние между анодом и катодом. Ниже показано, как меняется эффективность камеры в зависимости от порога регистрации [3]:

Порог регистрации (пар ионов)	1	8	10	15	18	28
Неэффективность регистрации в слое аргона толщиной 2 мм, 10^{-3}	3	3	8	36	47	63

Для минимального числа пар ионов эффективность должна составлять 99,7%, а для 15 пар — 96,4%.

На практике ПК обеспечивают в широком диапазоне напряжений эффективность близкую к 100% [80, 90, 92—99]. В качестве иллюстрации на рис. 26 приведена эффективность шести ПК, полученная в эксперименте [99].

Эффективность ПК практически не зависит от числа регистрируемых частиц. Как показано в работе [93], она выше 99% для четырех одновременно регистрируемых частиц.

В связи с тем что часть первичных электронов попадает на соседние сигнальные проволочки, даже если частица пересекает камеру под углом 90° к ее плоскости, регистрируется определенное число так называемых *кластеров*, т. е. случаев, когда «срабатывают» несколько соседних проволочек. На рис. 27, а показана эффективность двух соседних проволочек, когда камера, облучаемая хорошо сколламированным пучком, передвигалась таким

образом, что пучок попадал сначала в зону чувствительности одной проволоочки, а затем — в зону чувствительности второй.

```

          REQUEST #   129
          -----
EVENT = 1003      A = 2      H = 1      B = 8
SIGMA = 1        AVERAGE X = 3

      8  UNDER *****O*****O*****O***
      8   2 *****O*****O*****O***
     12   3 A *****O*****O*****O*****O*****O*****O
      8   4 *****O*****O*****O***
      8   5 *****O*****O*****O***
      7   6 *****O*****O*****
      0   7
      0  OVER
  
```

```

          REQUEST #   132
          -----
N EVENT = 1003      WPC - EFFECT

XOZ-PLANE          2-POINT TRACKS= 12      3-POINT TRACKS= 984
1-TRACK/EV= 983    2-TRACK/EV= 5           3-TRACK/EV= 1
EFF(X1) = 99.797%  EFF(X2) = 99.193%      EFF(X3) = 99.797%

YOZ-PLANE          2-POINT TRACKS= 8       3-POINT TRACKS= 989
1-TRACK/EV= 979    2-TRACK/EV= 9           3-TRACK/EV= 0
EFF(Y1) = 99.697%  EFF(Y2) = 99.597%      EFF(Y3) = 99.898%
  
```

Рис. 26. Таблица, характеризующая эффективность шести ПК. Вверху — количество отказов (нулей) для каждой камеры. Внизу — эффективности всех камер, полученные методом восстановления прямой

Эффективность камеры и доля случаев, когда «срабатывают» две и три сигнальные проволоочки в зависимости от напряжения на катоде, показаны на рис. 27, б [99].

Временное разрешение. Фронт нарастания импульса в ПК определяется временем, которое необходимо первичным электронам, чтобы достигнуть анода и образовать лавины, а также временем дрейфа положительных ионов от анода. Если заряженная частица проходит через камеру с $L = 7$ мм, то время собирания всех первичных электронов составляет ≈ 100 нсек. Каждый электрон образует лавину, и выходной импульс является суммой сигнала

лов всех лавин. Как указано на с. 657, за первые 10 *нсек* импульс нарастает до 6,5% полной величины.

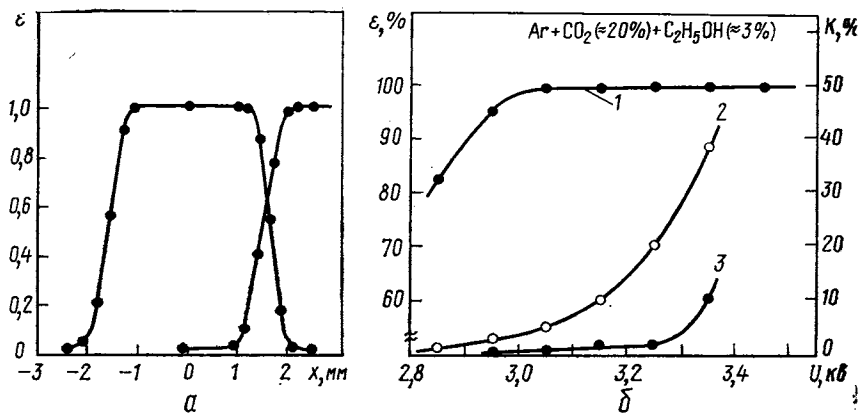


Рис. 27. Зависимости эффективности ϵ каждой проволочки от положения x пучка (а) и эффективности камеры, полученной на пучке, от напряжения на катоде (б) (1); 2 и 3 — доля случаев K , когда «срабатывают» две и три нити соответственно (шкала справа)

В камере с расстоянием между сигнальными проволочками 2 мм частица может пройти на расстоянии до 1 мм от проволочки. Максимальное время задержки, т. е. время между прохождением

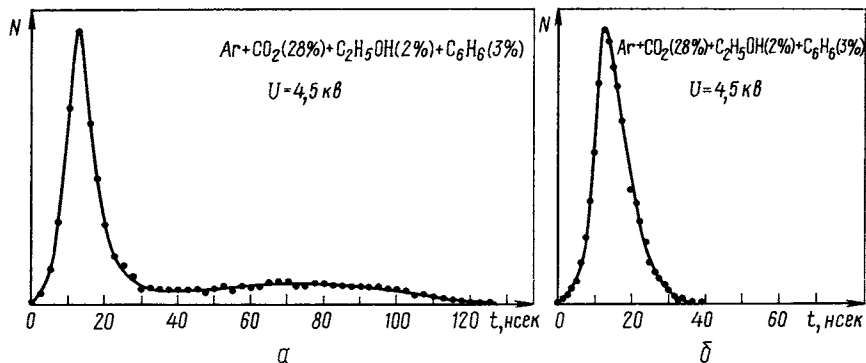


Рис. 28. Типичные временные спектры сигналов для камеры с шагом намотки сигнальных проволочек 2 мм для одного канала камеры (а) и для четырех параллельных каналов (б)

частицы и появлением выходного импульса, определяется временем дрейфа электрона на пути 1 мм. Оно составляет примерно 10—20 *нсек*. Поэтому ширина временного распределения будет

соответствовать этому значению. На рис. 28 приведены типичные временные спектры сигналов с одной и нескольких сигнальных проволочек [98]. Спектр с одной проволочки имеет длинный «хвост», который соответствует траекториям, пересекающим среднюю плоскость камеры вне чувствительной области рассматриваемой проволочки, и не дает вклада в увеличение эффективности [100]. Он исчезает, если соединить сигнальные проволочки параллельно.

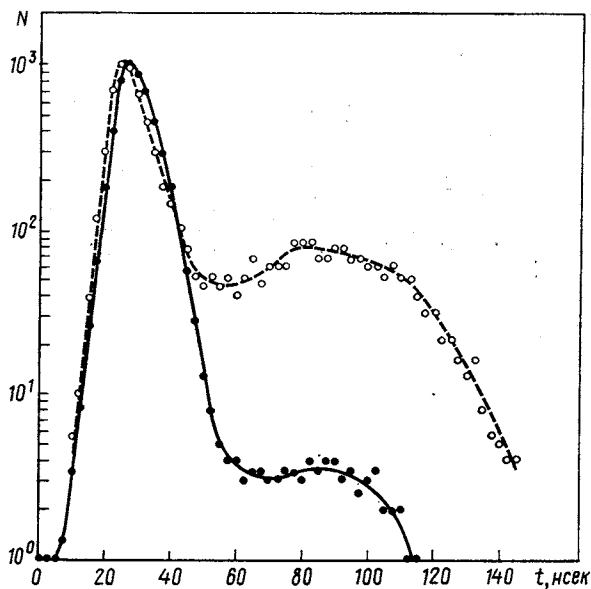


Рис. 29. Временные спектры сигналов с одного (пунктир) и четырех (сплошная линия) каналов камеры, построенные в полулогарифмическом масштабе

На рис. 29 показаны те же спектры, построенные в полулогарифмическом масштабе. Видно, что для получения эффективности не хуже 99,5% разрешающее время данной камеры не может быть меньше ≈ 45 нсек.

Типичные зависимости эффективности камеры от задержки стробированного сигнала приведены на рис. 30 [98].

Различные газы позволяют получить практически одинаковое разрешающее время. Однако даже в том случае, когда ширины двух распределений на половине высоты приблизительно одинаковы, вблизи оснований этих распределений ширины, отвечающие эффективности 99%, могут различаться. Это отмечено в работе [91], где показано, что временной спектр для смеси $\text{Ne} + \text{Ar}$ (8%) + CO_2 (20%) + $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ (3,5%) имеет ширину по

основанию ≈ 23 нсек, а для смеси (Ag + C₄H₁₀) (24%) + + SF₃Br (0,5%) + метилаль (4%) — 50 нсек.

Введение электроотрицательных добавок в газовую смесь камеры уменьшает чувствительную область вокруг сигнальных проволок и позволяет значительно улучшить временное разрешение, однако при этом ухудшается и эффективность камеры [101].

Временное разрешение можно улучшить при использовании нескольких камер, сдвинутых друг относительно друга. Так, с помощью четырех камер с шагом намотки сигнальных проволок 1 мм, сдвинутых на 0,25 мм, удалось получить временное разрешение несколько наносекунд [80].

В работе [104] приведены характеристики ПК при низком давлении. Использовалась стандартная камера ЦЕРНа с различным газовым наполнением (углекислый газ, изобутан, пентан и гептан) и давлением от 3 до 30 мм рт. ст. При эффективности около 100% получено временное распределение сигналов с камеры, полная ширина которого на полувысоте составляла 2,5 нсек для α -частиц с энергией 5,5 Мэв.

Пространственное разрешение. Пространственное разрешение ПК со съемом информации с каждой сигнальной проволоки определяется главным образом расстоянием между проволочками S. Погрешность в определении координаты частицы, пересекающей камеру перпендикулярно к электродам, соответствует $\sigma \approx \pm S/3$. Это проверено в работе [80], где использовались четыре ПК и прямая восстанавливалась по трем камерам.

На рис. 31 из работы [97] показаны распределения отклонений координат трека в ПК от прямой, проведенной с помощью проводочных ИК. Шаг намотки сигнальных проволок в ПК 3 мм, $\sigma \approx 1$ мм.

В настоящее время в большинстве экспериментов используют камеры с расстоянием между сигнальными проволочками 2 мм.

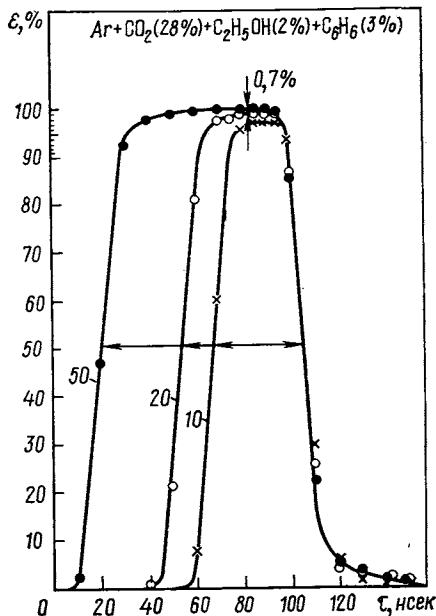


Рис. 30. Зависимость эффективности камеры от задержки стробирующего сигнала. Расстояние между сигнальными проволочками 2 мм. Около кривых указана длительность стробирующего импульса в наносекундах

Уменьшение этого расстояния, особенно для камер больших размеров, связано с рядом проблем, о которых сказано ниже.

С увеличением угла наклона частицы σ не меняется, так как такая частица регистрируется большим числом проволочек. При

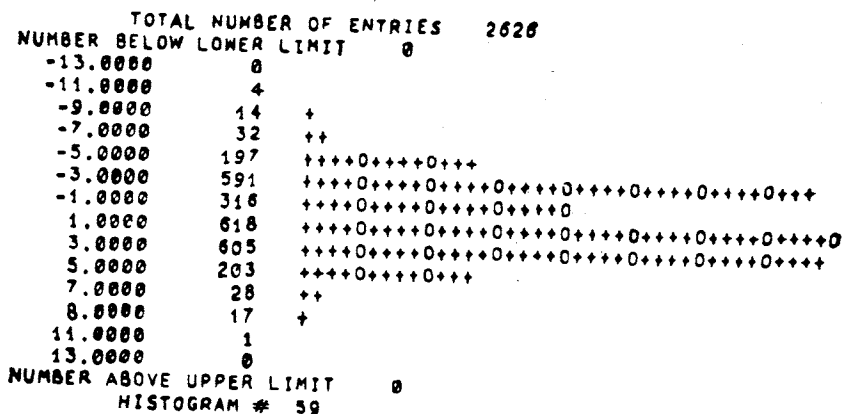
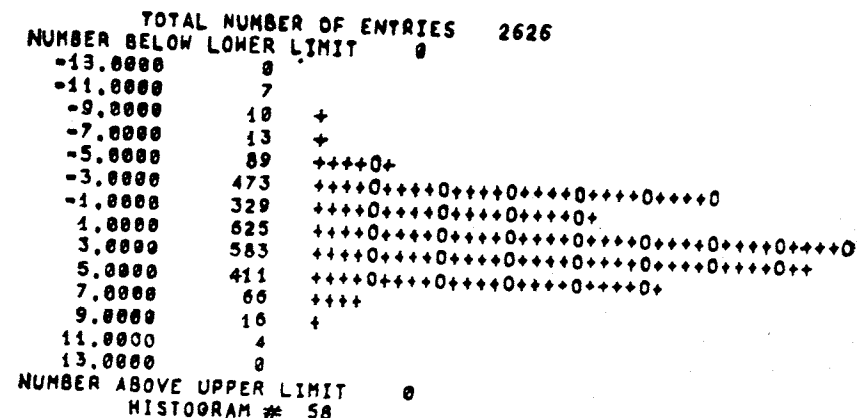


Рис. 31. Распределение, характеризующее пространственное разрешение ПК x (вверху) и y (внизу). Шаг гистограмм 0,52 мм

отсутствии электроотрицательных примесей число этих проволочек зависит от длины следа частицы и разрешающего времени. Очевидно, что с уменьшением разрешающего времени число соседних проволочек, регистрирующих частицу (размер кластера), уменьшается. Добавки электроотрицательного газа дают такой же эффект.

Если развернуть камеру на небольшой угол φ вокруг оси, параллельной сигнальным проволочкам, то вероятность образования кластеров увеличивается. В работе [102] показано, что при $\varphi = 11,5^\circ$ точность определения координаты повышается и составляет (полуширина на полувысоте) $\pm S/4$.

В работе [103] испытана камера с расстоянием между сигнальными проволочками 0,2 мм. Длина проволочек 1,5 см, диаметр 5 мкм. Использовалась магическая смесь. Однако авторы не привели результатов, характеризующих пространственное разрешение камеры.

Значительное улучшение пространственного разрешения получается при использовании нескольких камер, располагаемых на пучке таким образом, что сигнальные проволочки каждой последующей камеры смещены относительно предыдущей.

ПК в магнитных полях. При наличии электрического и магнитного полей электроны дрейфуют в направлении, определяемом векторным произведением $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$. Если сигнальные проволочки камеры располагаются параллельно направлению силовых линий магнитного поля, электроны, прежде чем они соберутся на одной из проволочек, испытают боковое смещение. Для полей с индукцией выше 3 кгс экспериментально обнаружено, что скорость дрейфа электронов в аргоне меняется в соответствии с эмпирическим соотношением [80] $w = 0,9 V (\text{кгс}) \cdot 10^5 \text{ см/сек}$.

Если разрешающее время камеры составляет, например, 50 нсек, то регистрируются только те электроны, которые оказались вблизи проволочки, и боковое смещение электронов в поле с индукцией 20 кгс не превышает в этом случае 1 мм. Такое смещение должно вызвать только увеличение числа соседних проволочек, регистрирующих частицу, и не ухудшает точность. Камеры испытывали в полях с индукцией до 45 кгс [80].

В том случае, когда электрическое и магнитное поля параллельны, смещения электронов не происходит.

Большая система ПК спектрометра SFM работает в магнитном поле с $B \approx 12 \text{ кгс}$ [105, 106], система цилиндрических ПК используется в детекторе PLUTO в поле с B до 20 кгс [107]. Разрабатываются новые установки на основе ПК, предназначенные для работы в зазоре магнитов МД-1 [108], АРЕС [109] и др.

Проблемы, связанные с конструкцией камер. Большинство разработчиков ПК для изготовления рамок камер используют стеклотекстолит. Сигнальные проволочки изготавливают из золоченой вольфрамовой проволоки или проволоки из специальной нержавеющей стали, которые после намотки распаиваются на печатные электроды, приклеенные к рамкам. Катодные плоскости наматывают проволокой из бериллиевой бронзы диаметром 50—100 мкм с шагом 1—2 мм.

Натяжение сигнальных проволочек диаметром 20 мкм составляет ~50 г, а катодных, диаметром 100 мкм, — 200 г и больше. Как упоминалось выше, расстояние между сигнальными проволочками необходимо выдерживать с очень высокой точностью.

Перед окончательной сборкой детали камеры (анод, катоды и рамки) тщательно очищают и промывают. После сборки камера

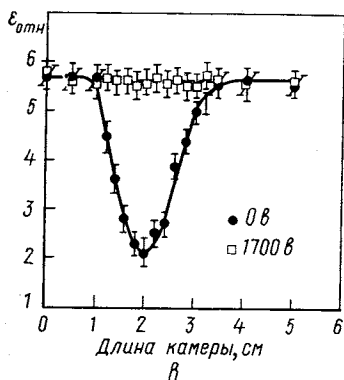
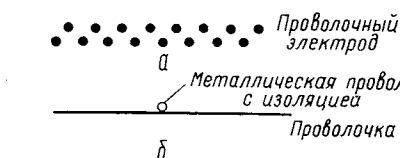


Рис. 32. Смещение сигнальных проволочек из-за электрического расталкивания (а), расположение поддерживающей линии относительно сигнальной проволочки (б) и эффективность ПК в области поддерживающей линии при разных потенциалах на металлической проволочке (в)

сигнальных проволочек диаметром 20 мкм из вольфрама с натяжением 50 г и шагом намотки 2 мм не превышает 40—60 см в камерах обычной конструкции.

При создании камер больших размеров используют поддерживающие линии, натянутые перпендикулярно к сигнальным проволочкам через 40—60 см. Если в качестве поддерживающей линии используется, например, капроновая нить, то вблизи этой нити эффективность камеры значительно уменьшается из-за накопления заряда в диэлектрике. Вместо капроновой нити можно использовать виниловую изоляцию, внутри которой помещена металлическая проволочка (рис. 32, б). На рис. 32, в приведена эффек-

т проходит испытания, в которых определяют ее эффективность, шумовые сигналы с анодных проволочек, диапазон значений рабочего напряжения для данной газовой смеси. В случае необходимости осуществляют разборку камеры и производят дополнительную очистку или замену некоторых проволочек, после чего испытания повторяют.

Одна из серьезных проблем, возникающих при создании ПК больших размеров, связана с электростатическими силами. Анодные проволочки, имеющие положительный заряд, стремятся занять положение, показанное на рис. 32, а [88]. В работе [110] рассмотрен этот эффект расталкивания проволочек и показано, что для проволочек длиной l натяжение определяется формулой

$$T \geq V^2 l^2 / (4\pi^2 S^2) \text{ дин},$$

где V — потенциал катода.

Поэтому максимальная длина

тивность камеры вблизи поддерживающей линии при различных потенциалах, подаваемых на металлическую проволоку [88].

Можно значительно увеличить максимальный размер камеры без применения поддерживающих линий, если для сигнальных проволочек использовать более прочную вольфрамовую проволоку. Как показано в работе [108], вольфрамовая проволока ВР-20 диаметром 28 мкм (предел ее упругой деформации составляет 150—200 г) позволяет создавать камеры с длиной проволочек 86 см.

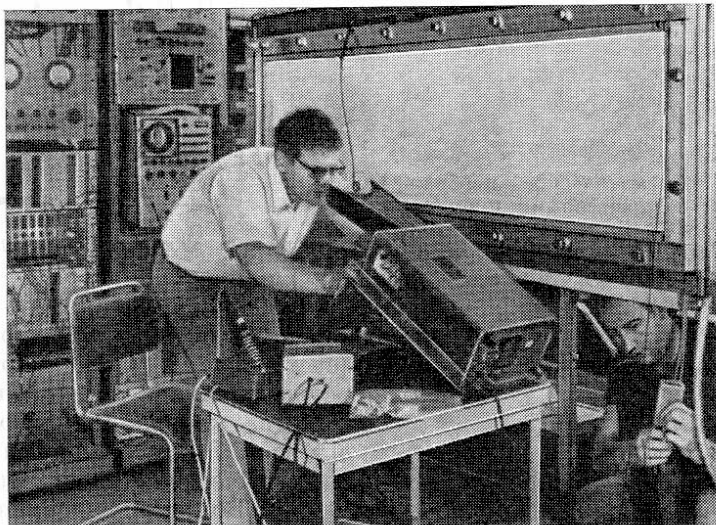


Рис. 33. Большая ПК группы ЦЕРН — Гейдельберг

Авторы показали, что при одинаковом коэффициенте усиления в камерах с диаметром проволочек 20 и 28 мкм напряжения на камерах относятся как $U_{20} : U_{28} = 1 : 1,28$. Поэтому с точки зрения конструкции авторы считают более выгодным увеличивать диаметр проволоки, так как ее прочность на разрыв растет пропорционально квадрату диаметра, а необходимое минимальное натяжение растет как квадрат прикладываемого напряжения. Однако это ведет к уменьшению максимально допустимого коэффициента усиления и уменьшает диапазон значений рабочего напряжения на камере. Общий вид ПК, используемой группой ЦЕРН — Гейдельберг для эксперимента по изучению нейтральных каонов, показан на рис. 33 [111].

Ионизационные измерения и идентификация частиц. При проведении ионизационных измерений с помощью ПК трудно добиться хорошего разрешения из-за флуктуаций коэффициента газового

усиления и флуктуаций потерь энергии частицы, распределение которых имеет большую ширину. Как было показано в 1956 г.

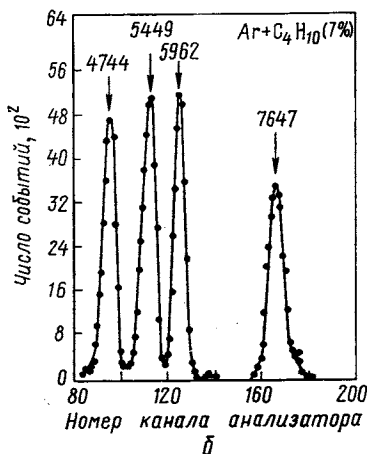
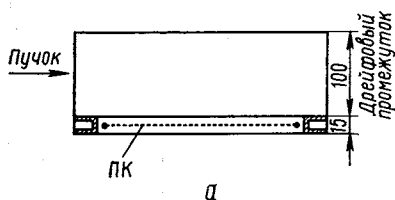


Рис. 34. Схематическое изображение ПК с дрейфовыми промежутками (а) и ее энергетическое разрешение (б). Числа на рис. 34, б — энергия α -частиц, кэв

[76], точность измерений можно значительно повысить при использовании большого числа ПК

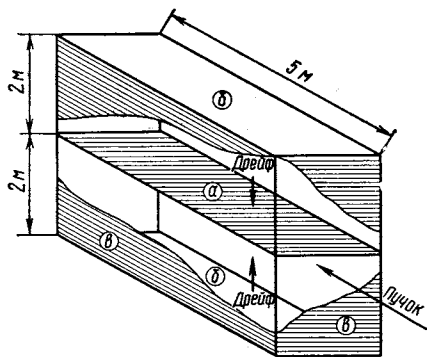


Рис. 35. Схематическое изображение детектора ISIS:

а — ПК; б — дрейфовые промежутки; в — стенки детектора с резисторами для получения распределенного потенциала в дрейфовом объеме

значительно повысить при использовании большого числа ПК (счетчиков). С помощью 50 ПК осуществлялась идентификация пионов, каонов и протонов с энергией 7 Гэв. Было получено энергетическое разрешение $\pm 4\%$. Вопросы, связанные с энергетическим разрешением, подробно обсуждаются в работах [112—120].

В работе [121] предложена ПК с дрейфовым промежутком (рис. 34, а) для измерения ионизации частиц. Верхний катод ПК «прозрачен» для электронов, образовавшихся в дрейфовом промежутке. Детектор этого типа можно успешно использовать для регистрации частиц отдачи (в газовом объеме дрейфового промежутка). Как показано в работе [86], для α -частиц, останавливающихся в дрейфовом промежутке, энергетическое разрешение (полная ширина на полувысоте) такого детектора составляет $\approx 3\%$ (рис. 34, б).

На основе ПК с дрейфовым промежутком в настоящее время создается детектор ISIS [116], объем которого $\approx 40 \text{ м}^3$, для иденти-

фикации частиц высоких энергий (рис. 35). Авторы предполагают получить энергетическое разрешение $\approx 6-7\%$ для надежного разделения пионов, каонов и протонов с импульсом от 5 до 100 Гэв/с. Число каналов спектрометрической электроники — 330. Однако максимальная интенсивность пучка частиц, при которой можно использовать детектор, ограничена значением 10^5 част/сек.

Другой прибор «ячеечной структуры», создаваемый для этих же целей [117—119], состоит из 4096 (32×128) пропорциональных счетчиков и имеет размеры $5 \times 2 \times 0,6$ м. Он может работать при более высокой интенсивности, однако требует большее число каналов электроники.

Считывание информации. Организация систем считывания информации с ПК определяется условиями конкретного физического эксперимента — интенсивностью пучка, скоростью вывода

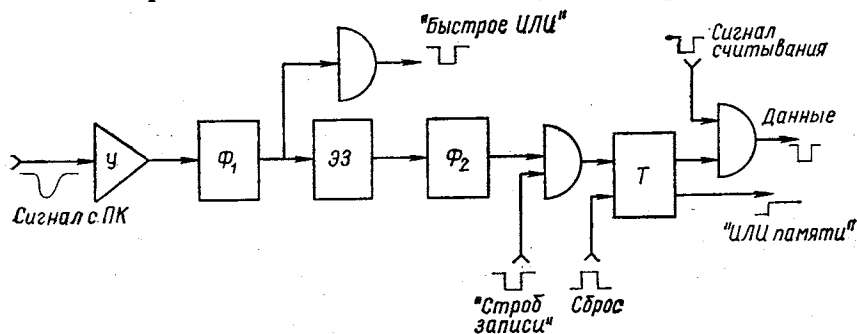


Рис. 36. Структурная схема регистрирующего тракта для ПК:

У — усилитель; Ф — формирователь; ЭЗ — электронная задержка; Т — триггер

информации, необходимостью создания выборочного запуска и т. п. Безусловно, очень важна стоимость электронной аппаратуры.

Системы считывания можно разделить на две основные группы: системы дискретного и аналогового типов.

Системы дискретного типа. В таких системах к каждой сигнальной проволочке ПК подключают тракт, выполняющий следующие функции: усиление сигналов с проволочек камеры до уровня дискриминации; задержку сигналов для компенсации запаздывания в схемах формирования триггерного импульса; временную селекцию сигналов; запоминание сигналов с последующим считыванием; формирование логических сигналов «Быстрое ИЛИ» (при использовании камеры для запуска установки) и «ИЛИ памяти» (для ускорения опроса памяти). На рис. 36 показана типичная структурная схема такого тракта. Следует заметить, что задержку сигналов с ПК можно осуществлять как с помощью электронных схем, так и на кабелях (коаксиальных, плоских, скрученных парах).

В зависимости от особенностей экспериментальной установки применяют следующие способы размещения электронной аппаратуры для ПК: на камерах устанавливают всю электронику тракта регистрации [123]; непосредственно на камерах устанавливают только сигнальные усилители (или предусилители), а всю остальную электронику размещают в «измерительном домике». Передача сигналов с усилителей осуществляется по кабелям, на которых может выполняться и компенсирующая задержка [96, 123].

Предпочтительным кажется второй метод размещения, так как часто экспериментатор в процессе эксперимента не имеет доступа к детекторам в течение длительного времени; кроме того, организация такой системы проще, чем в первом случае.

В системе ПК детектора SFM на 70 тыс. проволочек [105, 124] используют кабели типа скрученных пар, передающие сигналы от предусилителей, расположенных на камере до блоков регистрации, на расстояние до 66 м.

Стоимость дискретных систем высока (≈ 30 р. на канал), но их универсальность, быстродействие и возможность использования в высокоинтенсивных пучках играют определяющую роль при создании крупных многоцелевых экспериментальных установок.

Во многих физических лабораториях разработан и применяется в экспериментах широкий набор электронной аппаратуры для систем дискретного типа. Успешно используются специализированные интегральные схемы, у которых в одном корпусе содержится регистрирующий тракт для сигнальной проволочки.

Системы аналогового типа. Аналоговые методы позволяют существенно уменьшить объем регистрирующей электроники и, следовательно, сократить стоимость системы. Однако при этом не используются такие важные свойства ПК, как временное разрешение, быстродействие, многотрековая эффективность. Рассмотрим кратко основные аналоговые методы.

1. Применение электромагнитной линии задержки. В этом случае координата частицы, зарегистрированной ПК, определяется измерением времени задержки (время между появлением сигналов на обоих концах линии [126]). Специальная линия задержки с сосредоточенными параметрами [125] накладывается на электроды камеры (рис. 37, а). При съеме сигналов с анодного электрода пространственное разрешение определяется расстоянием между сигнальными проволочками. Если съем сигналов осуществляется с катодной плоскости камеры (проволочки которой перпендикулярны к анодной), можно получить высокое пространственное разрешение ($\approx 0,15$ мм).

В работах [127, 128] катодные электроды камеры выполнены в виде спирально намотанной вокруг анодной плоскости проволоки, образующей распределенную линию задержки, с которой осуществляется съем сигналов (рис. 37, б).

Недостатки этих методов: временное разрешение ПК не меньше, чем время распространения сигнала по линии задержки; трудность регистрации нескольких частиц.

Достоинства — возможность получения высокого пространственного разрешения (по одной координате) и регистрации второй координаты (с худшей точностью) в одной камере.

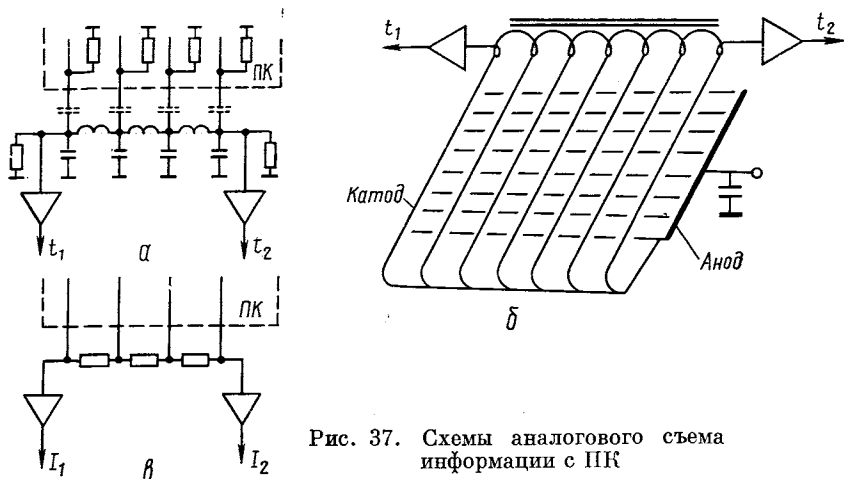


Рис. 37. Схемы аналогового съема информации с ПК

ПК с таким методом считывания могут конкурировать с дрейфовыми камерами [129].

2. Метод деления тока сигнала. В этом случае сигнальный электрод изготавливают из проволоки с высоким омическим сопротивлением или между сигнальными проволочками включают резисторы, образующие делитель тока сигнала (рис. 37, б). Координата определяется по соотношению токов сигнала на концах делителя [130, 131].

Недостатки метода — необходимость использования кодировщика отношения двух сигналов, а также трудность регистрации нескольких частиц.

Достоинство — хорошее пространственное разрешение ($\approx 0,3$ мм).

3. Метод регистрации координаты по времени нарастания фронта сигнала. Сигнальная проволочка выполняется из проволоки с высоким омическим сопротивлением, и передний фронт сигнала линейно зависит от места прохождения частицы, что и позволяет определить ее координату [132, 133]. В этом методе, дающем хорошее пространственное разрешение ($\approx 0,15$ мм), также затруднена регистрация нескольких частиц.

4. Метод регистрации координат по «центру тяжести лавины». В этом случае катоды выполняют в виде полосок, перпендикуляр-

ных или параллельных сигнальным проволочкам. Амплитуда индуцированного сигнала с каждой полоски измеряется с помощью соответствующего аналого-цифрового преобразователя. Вычисление с помощью ЭВМ центра тяжести лавины по показаниям кодировщиков позволяет точно определить координаты частиц [134]. Точность регистрации координат $\approx 0,15$ мм.

Недостатки метода — сложность электронной аппаратуры и трудность регистрации нескольких частиц.

Области применения ПК. Можно выделить ряд областей применения ПК [135].

1. Определение профилей пучков, точного направления первичной частицы. Здесь в основном применяются камеры небольших размеров. Системы контроля пучков с растянутым и быстрым сбросом используют в различных лабораториях [95, 136—139].

2. Спектрометры с высоким разрешением для изучения пространственного или углового распределения заряженных частиц [140—142].

3. Спектрометры с большим телесным углом для детектирования вторичных частиц. Здесь используют большие и сложные системы, причем размер камер может достигать нескольких квадратных метров [105—107, 122, 143].

4. Детектирование частиц в фокальной плоскости магнитных спектрографов. В таких установках требуется высокое пространственное разрешение, хотя используются камеры небольшого размера [127, 144, 145].

5. Детектирование излучения с малой энергией. Сюда относится прежде всего детектирование длинноволнового рентгеновского и γ -излучения, что можно использовать в прикладных исследованиях [146—149].

ПК можно также применять для ионизационных измерений и идентификации частиц высоких энергий [116—119]. Кроме того, отметим еще несколько важных областей применения этих детекторов.

Решающие устройства на основе пропорциональных камер. Высокое быстродействие установок с ПК часто ограничивается скоростью передачи данных и быстродействием ЭВМ. Поэтому возникает необходимость в быстрых процессорах, обеспечивающих предварительную фильтрацию информации, поступающей с ПК, до передачи в ЭВМ. В некоторых случаях ПК применяют для выборочного запуска других, более медленных систем, в частности искровых камер. Это позволяет сочетать высокое временное разрешение ПК и хорошее пространственное разрешение искровой камеры. Время, необходимое для выработки «решения» с помощью специальных электронных схем, составляет десятки доли микросекунды.

В 1971 г. в эксперименте по изучению упругого μ -рассеяния

при энергиях 40 и 50 Гэв использовали систему выборочного запуска на основе шести ПК [142]. Был применен вариант аналогового решающего устройства, вырабатывающий сигнал для запуска искрового спектрометра за 0,3 мксек. Позднее стали применять быстрые цифровые решающие устройства (процессоры), обладающие более высокой стабильностью и точностью [150].

Детектирование переходного излучения. При переходе к энергии выше нескольких сот гигаэлектронвольт идентификация частиц на основе черенковских счетчиков

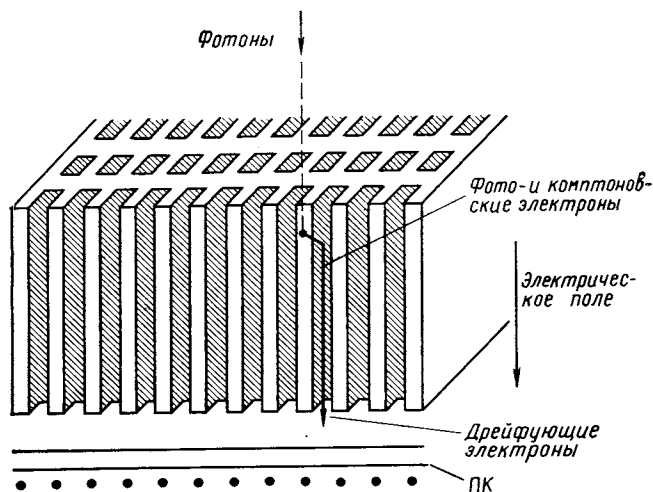


Рис. 38. Схема, поясняющая устройство и принцип действия детектора на основе ПК для регистрации нейтральных частиц высоких энергий

становится затруднительной, так как эти счетчики чувствительны к скорости заряженной частицы.

Интенсивность переходного излучения [151—153] пропорциональна релятивистскому фактору $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, и, следовательно, требуются менее точные измерения для идентификации заряженных частиц различной скорости в релятивистском диапазоне. Весьма перспективным детектором переходного излучения является ПК, заполненная газообразным ксеноном [154—156].

Детектирование нейтральных частиц. Представляет интерес возможность использования ПК для детектирования нейтральных частиц. На рис. 38 показан принцип действия такого прибора. Конвертор (или набор конверторов) с большим количеством отверстий помещен в электрическое поле дрейфового промежутка. Электроны, образованные в результате

конверсии фотона, дрейфуют в электрическом поле к ПК, которая дает информацию о точке конверсии и о полной энергии электронов ливня. Детекторы подобного типа после их создания смогут конкурировать с большими калориметрами для нейтральных частиц высоких энергий [157].

3. «ГИБРИДНЫЕ» КАМЕРЫ

Рассмотрим очень кратко еще один тип бесфильмового детектора — «гибридную» камеру, в которой сочетаются свойства ПК и проволочной ИК [158, 159].

Гибридная камера (рис. 39) состоит из промежутка, в котором осуществляется газовое усиление, дрейфового промежутка и ИК.

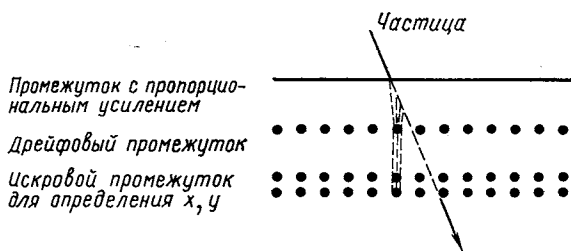


Рис. 39. Схематическое изображение гибридной камеры

Считывания информации из промежутка с пропорциональным усилением не производится. Большое количество электронов ливни проникает из пропорционального в дрейфовый промежуток, который служит для компенсации задержки, необходимой для подачи высоковольтного импульса на ИК. Из дрейфового промежутка электроны втягиваются в узкий зазор ИК.

Искровая камера позволяет регистрировать координаты x и y с помощью обычных методов. Разрешающее время гибридной камеры определяется временем дрейфа электронов в пропорциональном промежутке. Время восстановления ИК значительно меньше, чем в обычном случае, так как узкий межэлектродный зазор позволяет быстро очищать промежуток от ионов, остающихся после искрового разряда.

В работе [158] показано, что камера размером 15×15 см с проволочками в пропорциональном промежутке (6,3 мм) диаметром 50 мкм и шагом намотки 0,6 мм имеет разрешающее время ≈ 75 нсек (при задержке ≈ 250 нсек) и ≈ 85 нсек (при задержке ≈ 350 нсек). Эффективность искровой камеры с зазором 1,6 мм составляет 97%, время восстановления ≈ 80 мсек. Пространственное разрешение $\approx 0,3$ мм (считывание магнитострикционное).

Гибридная камера имеет хорошее временное и пространственное разрешение и недорогую электронику считывания. Время восстановления лучше, чем у обычных проволочных ИК, однако значительно хуже, чем у ПК.

4. ДРЕЙФОВЫЕ КАМЕРЫ

Идея определения координат траектории частицы по времени дрейфа первичных электронов в электрическом поле высказана впервые в работе [160]. Авторы проводили исследования этого

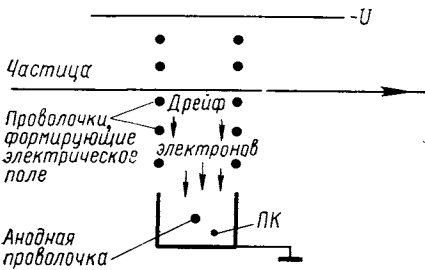
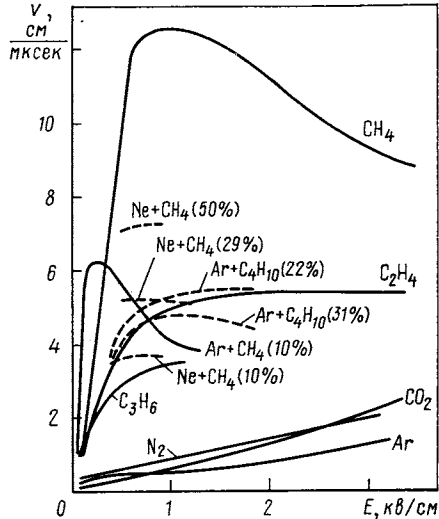


Рис. 40. Схема, поясняющая принцип действия дрейфовой камеры

Рис. 41. Зависимость скорости дрейфа электронов от напряженности электрического поля для различных газов



метода с помощью камеры, конструкция которой аналогична показанной на рис. 34, а. Камера наполнялась газовой смесью Ar (97%) + пропан (3%). Было получено пространственное разрешение $\approx 0,4$ мм для частиц, проходящих на расстоянии 2 см от катода ПК.

В дальнейшем конструкция дрейфовой камеры была модифицирована. Принцип действия дрейфовой камеры показан на рис. 40. Электроны, образованные частицей, дрейфуют в однородном электрическом поле с постоянной скоростью по направлению к сигнальной проволочке пропорционального счетчика. Интервал между моментами прохождения частицы и появления импульса с сигнальной проволочки определяет положение траектории частицы.

Дрейфовые камеры позволяют получать высокое пространственное разрешение ($\approx 0,1$ мм) и могут одновременно регистрировать несколько треков. В зависимости от длины дрейфового про-

межутка число регистрирующих каналов в дрейфовой камере может быть сравнительно небольшим.

Основные требования к газовым смесям. 1. Прежде всего газовая смесь в дрейфовой камере должна обеспечивать малый коэффициент диффузии D электронов, так как пространственное разрешение σ ухудшается с увеличением пути дрейфа: $\sigma = \sqrt{2Dt}$, где t — время дрейфа.

В работе [161] показано, что для пути дрейфа ≈ 50 см (при атмосферном давлении и напряженности электрического поля ≈ 830 в/см) $\sigma = 9$ мм для аргона; 1,5 мм для метана и 1,2 мм для этилена.

2. Скорость дрейфа электронов в газе должна быть достаточно высокой для увеличения быстродействия детектора, хотя при этом требуется более дорогая электронная регистрирующая аппаратура. На рис. 41 показаны зависимости скорости дрейфа электронов от напряженности электрического поля для различных газов [6, 162, 163]. Предпочтительнее использовать смеси, в которых при достаточной напряженности электрического поля скорость дрейфа мало меняется при изменении поля. К ним относятся аргон-изобутановые смеси и смесь аргона с метаном (с добавками этилового спирта). Скорость дрейфа в этих смесях в рабочих условиях составляет $\approx 5-7$ см/мксек [163, 164].

3. Газовая смесь должна обеспечивать хорошую линейность коэффициента усиления и не иметь электроотрицательных примесей, чтобы захват дрейфующих электронов был минимальным.

4. Требуется высокая линейность зависимости времени дрейфа от пути. Этот параметр в большой степени определяется также значением и однородностью напряженности электрического поля.

5. Необходимо иметь хорошую стабильность и воспроизводимость характеристик, что главным образом определяется постоянством скорости дрейфа.

Модификации дрейфовых камер. На рис. 42, а показана схема дрейфовой камеры с однородным потенциалом катода [165]. Основная ячейка формируется катодными плоскостями и двумя потенциальными проволочками P . Анодная проволочка A помещена в центре. Зависимость времени дрейфа электронов от пути в такой камере показана на рис. 43. В подобной конструкции катодные плоскости можно заземлить; на аноды подают высокое напряжение. Типичное пространственное разрешение в камерах такого типа с дрейфовым промежутком 10 мм составляет 0,3 мм [165]. Главное достоинство этой конструкции — простота изготовления. Недостаток — невысокое пространственное разрешение. В работе [166] представлены результаты испытаний дрейфовой камеры размером 4×4 м. В качестве катодов авторы использовали металлические пластины с зазором 5 см. Максимальный путь дрейфа в каждой ячейке составил 5 см. Потенциальные и анодные прово-

лочки диаметром 0,1 мм из молибденовой проволоки с золотым покрытием имели натяжение 150 г. Использовалась газовая смесь

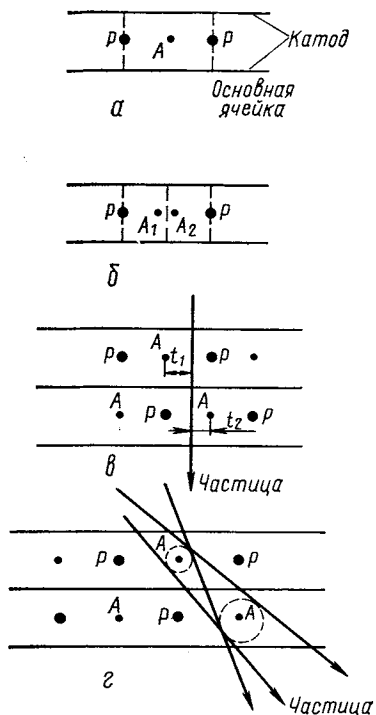


Рис. 42. Схематическое изображение дрейфовой камеры с однородным потенциалом катода (а), с двумя анодными проволочками (б), две сдвинутые дрейфовые камеры для устранения лево-правой неопределенности (в) и неопределенность для наклонных треков в двух дрейфовых камерах (г)

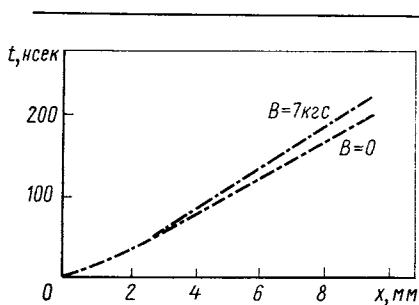


Рис. 43. Зависимость времени дрейфа от пути в камере с однородным потенциалом катода

этилен + аргон (20%). На анодные проволочки подавался потенциал +6 кВ, на потенциальные от -1 до -2,5 кВ, катоды заземлялись. На рис. 44 показаны эффективность камеры и линейная зависимость времени дрейфа от пути. Получено пространственное разрешение $\approx 0,35$ мм.

Очевидно, в дрейфовой камере нельзя однозначно определить, слева или справа от анодной проволочки прошла частица. Конструкция с двумя анодными проволочками [165], помещенными на небольшом расстоянии друг от друга (рис. 42, б), позволяет устранить лево-правую неопределенность. Другой вариант устранения неопределенности показан на рис. 42, в. Две камеры сдвинуты таким образом, что анодная проволочка одной камеры находится напротив потенциальной проволочки другой камеры. Времена дрейфа t_1 и t_2 для частицы, прошедшей перпендикулярно к плоскости камер, однозначно определяют ее траекторию. Кроме того, $t_1 + t_2 = t_{\text{макс}}$, где $t_{\text{макс}}$ — максимальное время дрейфа.

Однако для наклонных треков здесь снова появляется неопределенность (рис. 42, г) [167]. Если разместить три дрейфовых каме-

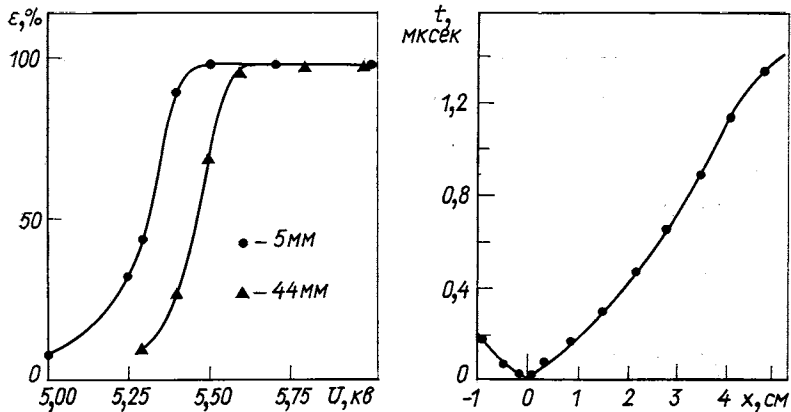


Рис. 44. Зависимости эффективности камеры от напряжения на аноде для частиц, проходящих на расстоянии 5 и 44 мм от анодной проволочки, и времени дрейфа от пути

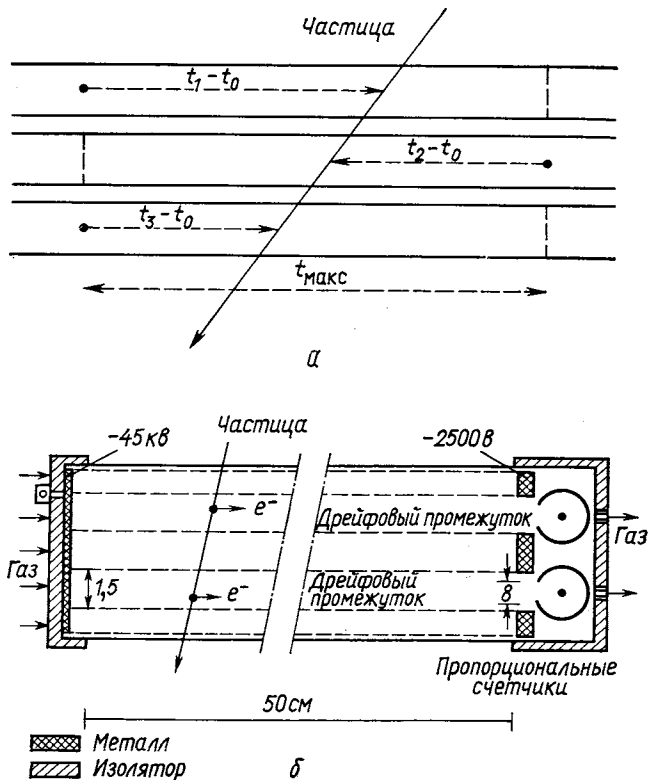


Рис. 45. Три дрейфовые камеры (центральная сдвинута) для устранения неопределенности при регистрации наклонных треков (а) и камеры с длиной дрейфового промежутка 50 см (б)

ры, как показано на рис. 45, *a*, то неопределенность для наклонных треков полностью устраняется [163].

Неудовлетворительная линейность зависимости времени дрейфа от пути в камерах с однородным потенциалом катода определяется неоднородностью напряженности электрического поля в дрейфовом промежутке. Значительно лучшая линейность получается в камерах с распределенным потенциалом катода. В этом

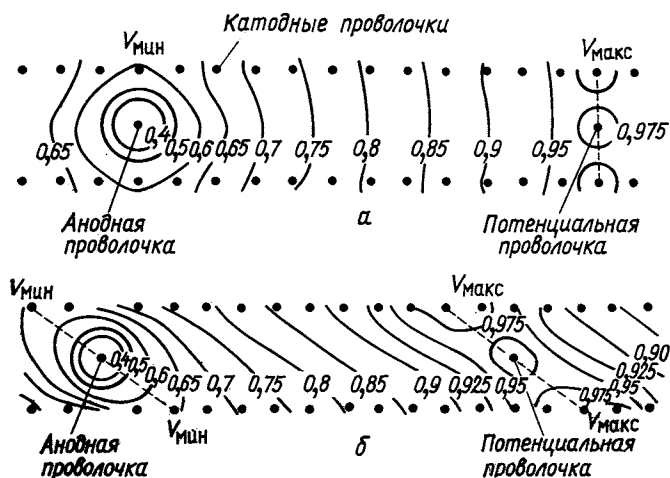


Рис. 46. Дрейфовые камеры с проволочным катодом, имеющим распределенный потенциал (*a*), и с распределенным потенциалом катода с наклоном силовых линий для использования в магнитном поле (*b*)

случае вдоль дрейфового промежутка, длина которого может составить несколько десятков сантиметров, напряженность поля одинакова. На рис. 45, *b* показаны две дрейфовые камеры с длиной дрейфового промежутка 50 см [161, 162]. Катоды выполнены в виде полос, подключенных через резисторный делитель к источнику высокого напряжения — 45 кв. При этом напряженность поля в промежутке ≈ 820 в/см. Электроны дрейфуют к пропорциональным счетчикам, на сигнальные проволочки которых (диаметр 40 мкм) подается потенциал +700 в. Получено пространственное разрешение (полная ширина на полувысоте) 0,4; 0,7; 1,25; 1,3 мм для пути дрейфа 7, 17, 37, 50 см соответственно. Такой детектор использовался в пучке с интенсивностью до 10^8 част/сек [161].

На рис. 46, *a* показана схема дрейфовой камеры с проволочными катодами, нити которых параллельны сигнальным. На катоды подан распределенный отрицательный потенциал от $V_{\max} = 1$ до $V_{\min} = 0,58$ отн. ед., анодная проволочка диаметром 20 мкм заземлена [163]. Расстояние между потенциальной и анодной

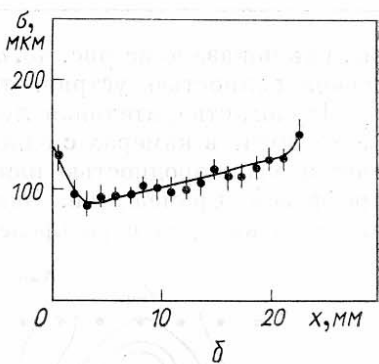
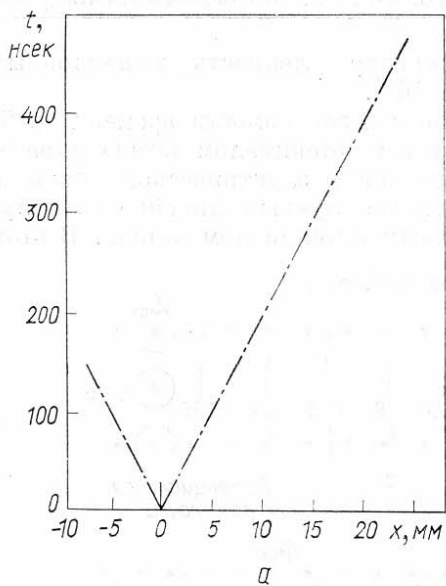


Рис. 47. Зависимости времени дрейфа (а) и пространственного разрешения (б) от пути дрейфа для камеры с распределенным потенциалом катода

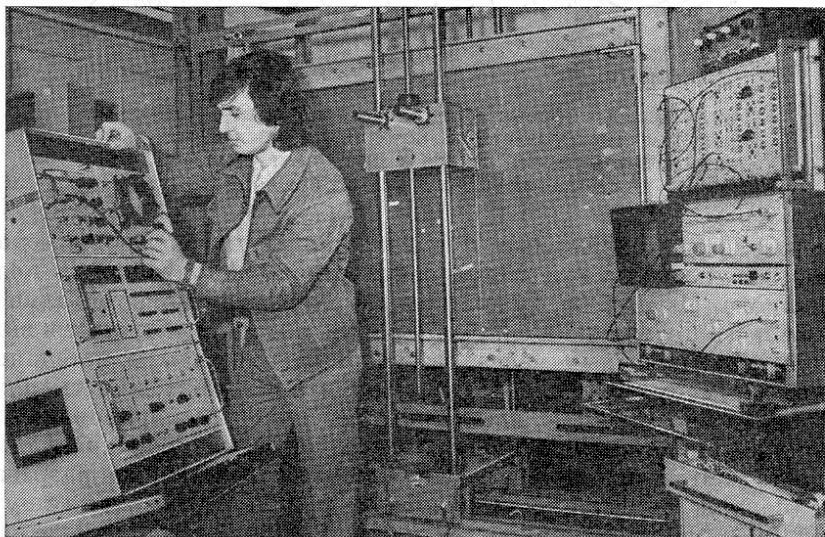
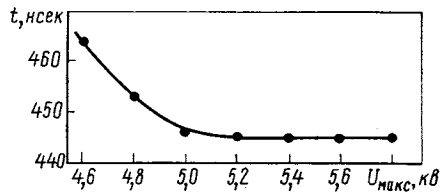


Рис. 48. Дрейфовая камера с распределенным потенциалом катода

проволочками 24 мм, расстояние между катодами 6 мм. Катодные проволочки диаметром 100 мкм намотаны с шагом 2 мм. Линейность зависимости времени дрейфа от пути в такой камере очень хорошая (рис. 47, а) и позволяет получить пространственное разрешение $\approx 0,1$ мм (рис. 47, б) [163, 168, 169]. Порог регистрации сигналов ≈ 3 мв обеспечивает хорошую эффективность регистрации релятивистских частиц. Энергетическое разрешение камеры для

Рис. 49. Зависимость времени дрейфа от $U_{\text{макс}}$. Путь дрейфа ≈ 23 мм, $U_{\text{мин}} = 1,2$ кВ



фотонов с энергией 5,9 кэв от источника ^{55}Fe (полная ширина на полувысоте) $\approx 17\%$. Измерения проводились для смеси Ag (75%) + + изобутан (25%).

На рис. 48 показан общий вид дрейфовой камеры размером $1,5 \times 1$ м [170] с распределенным потенциалом катода. Сигнальные проволочки длиной 1,5 м из золоченой вольфрамовой проволоки диаметром 30 мкм намотаны с шагом 48 мм. Зависимость времени дрейфа от напряжения для этой камеры показана на рис. 49. Использовалась газовая смесь Ag (90%) + изобутан (10%).

Пространственное и временное разрешение. Пространственное разрешение дрейфовых камер определяется однородностью электрического поля в дрейфовой области, диффузией и временем дрейфа электронов. В камерах с распределенным потенциалом катода, исследованных в работах [163, 168, 169], получено пространственное разрешение 0,1 мм для смеси Ag + изобутан и расстояния между сигнальной и потенциальной проволочками 24 мм.

В работе [171] показано, что пространственное разрешение камеры со смесью Ag + CO_2 составляет $\approx 0,15$ мм для пути дрейфа $\approx 5-7$ мм и ухудшается до $\approx 0,5$ мм при пути дрейфа ≈ 50 мм. Для смеси Ag + изобутан и пути дрейфа ≈ 50 мм получено $\sigma \approx 0,24$ мм [172].

Как показано в работе [173], пространственное разрешение можно улучшить, если в камерах с распределенным потенциалом вместо потенциальной проволочки для улучшения однородности электрического поля помещать полоски из алюминиевой фольги. Получено $\sigma \approx 80$ мкм для дрейфового промежутка 10 мм. Использовалась газовая смесь C_2H_2 (22%) + Ag — CH_4 (78%) [90% Ag + + 10% CH_4].

Пространственное разрешение $\sigma \approx 75$ мкм достигнуто в работе [174] для дрейфового промежутка длиной 5 мм. В работе [175]

получено пространственное разрешение $\sigma \approx 60$ мкм для смеси Ag + + изобутан и дрейфового промежутка ≈ 20 мм. Пространственное разрешение ухудшалось с увеличением интенсивности пучка и составляло ≈ 85 мкм при «загрузке» $\approx 10^5$ част/сек на проволочку. По мнению авторов, лучшее, чем в работах [163, 168, 169], пространственное разрешение получено благодаря более точной электронике [считывания].

Хорошее пространственное разрешение в дрейфовых камерах можно получить в процессе эксперимента при обеспечении высокой стабильности скорости дрейфа. Необходимо учитывать, что изменение температуры на 10° С приводит к изменению скорости дрейфа на 0,3%, а это вносит погрешность ≈ 60 мкм при измерении пути дрейфа 20 мм. Кроме того, изменение количества изобутана на 10% также вызовет изменение дрейфовой скорости на 1%. Поэтому стабильность газовых компонент в смеси должна выдерживаться с высокой точностью [168, 169].

Временное разрешение дрейфовых камер определяется скоростью дрейфа электронов и длиной дрейфового промежутка. При скорости дрейфа ≈ 5 см/мксек и расстоянии между сигнальной и потенциальной проволочками 25 мм временное разрешение составит $\approx 0,5$ мксек. Однако при использовании сдвинутых камер для устранения лево-правой неопределенности (см. рис. 42, в) и учета условия $t_1 + t_2 = t_{\text{макс}}$ можно с погрешностью несколько наносекунд разделять «рабочий» и фоновый треки, зарегистрированные дрейфовыми камерами [165, 166].

Считывание второй координаты. Измерение времени дрейфа электронов с высокой точностью дает информацию об одной координате траектории частицы. Во многих экспериментах нет необходимости точно измерять вторую координату.

В камерах с однородным потенциалом катода считывание второй координаты можно выполнить, если катоды изготовлены в виде полос (ширина 1 см), расположенных перпендикулярно к анодным проволочкам [176]. Сигналы с полос регистрировались с помощью усилителей ($Z_{\text{вх}} \approx 50$ ом). Получено пространственное разрешение (полная ширина на полувысоте) по второй координате $\approx 3,4$ мм.

В камерах с распределенным потенциалом катода, где катодные проволочки параллельны анодным, для считывания второй координаты можно использовать линии задержки [168, 177—179]. Зигзагообразная линия шириной 4 мм, изготовленная фотохимическим способом из пластика толщиной 0,1 мм с двусторонним медным покрытием, помещается вместо трех катодных нитей над анодной проволочкой [178]. Координату измеряют по времени задержки сигнала с линии. Время распространения сигнала 2,1 нсек/см. В этом случае можно получить пространственное разрешение по второй координате ≈ 2 мм.

В работе [177] описана линия задержки — медная проволока диаметром 0,05 мм, намотанная на полую керамическую трубку диаметром 5 мм, внутренняя поверхность которой покрыта медью. Импеданс линии $\approx 1,5$ ком, время задержки ≈ 12 нсек/см, время нарастания сигнала ≈ 18 нсек. Такая линия располагается на расстоянии 3,5 мм параллельно анодной проволочке в объеме камеры, и к ней прикладывается соответствующий потенциал. Авторы получили пространственное разрешение по второй координате 0,15 мм.

Зигзагообразная линия задержки шириной 10 мм и длиной 50 см, изготовленная фотохимическим способом из майлара толщиной 0,065 мм с двусторонним медным покрытием, имела импеданс ≈ 75 ом и время задержки $\approx 2,2$ нсек/см [179]. Линии задержки помещались вместо потенциальных проволочек перпендикулярно к плоскости камеры. Была достигнута точность измерения по второй координате ≈ 5 мм.

Если используется дрейфовая камера с двумя анодными проволочками для устранения лево-правой неопределенности (см. рис. 43, б), то подобную линию задержки можно помещать между двумя близко расположенными анодными проволочками.

Дрейфовые камеры в магнитном поле. Если анодные проволочки дрейфовой камеры расположены параллельно направлению силовых линий магнитного поля, то дрейфующие электроны под действием скрещенных электрического и магнитного полей стремятся покинуть дрейфовую ячейку, что приводит к уменьшению эффективности камеры и ухудшению линейности зависимости времени дрейфа от пути при большом дрейфовом промежутке.

Камеры с однородным потенциалом катода и максимальной длиной дрейфа 1 см использовались без ухудшения эффективности в магнитном поле, параллельном анодным проволочкам, напряженностью 7 кэ [180]. Получено пространственное разрешение $\approx 0,3$ мм. Градуировочная зависимость времени дрейфа от пути изменилась не более чем на 10% (см. рис. 43).

В работе [174] исследовались камеры с однородным потенциалом катода и дрейфовым промежутком 7,5 мм в магнитном поле. Анодные проволочки камеры помещались параллельно направлению магнитного поля. Авторы показали, что при пороге регистрирующей электроники $\approx 0,33$ мв эффективность не ухудшается и пространственное разрешение составляет 75 мкм в полях напряженностью до 15 кэ. Градуировочные зависимости времени дрейфа от пути при различной напряженности магнитного поля использовались при обработке результатов измерений.

Характеристики камер с распределенным потенциалом катода и длиной дрейфового промежутка несколько сантиметров хорошо изучены в работах [163, 169, 181]. Для компенсации сил Лоренца, вызывающих смещение электронов, предложена конфигурация

распределенного электрического поля с наклонными силовыми линиями (см. рис. 46, б) [163]. Такая конфигурация электрического

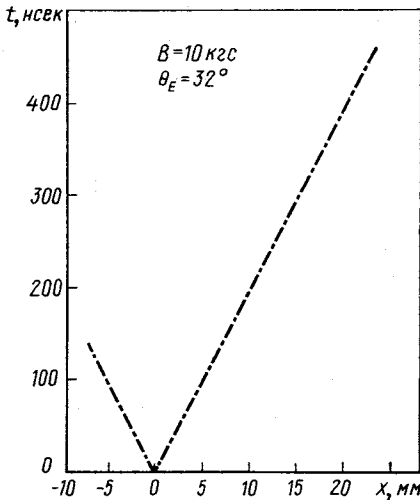


Рис. 50. Зависимость времени дрейфа от пути в магнитном поле

пропорциональных камерах существенно ограничивает верхний предел интенсивности пучка. Если плотность объемного заряда возле анодной проволоочки увеличивается выше определенного значения, то коэффициент газового усиления (а следовательно, и эффективность) значительно уменьшается. В пропорциональных камерах с шагом намотки сигнальных проволоочек 1 мм верхний предел интенсивности для нормального режима работы камер составляет $\sim 10^4 \text{ част}/(\text{мм}^2 \cdot \text{сек})$ [169, 182]. Это серьезное ограничение для пучковых детекторов [181].

Сцинтилляционные камеры [183—185] позволяют значительно увеличить верхний предел интенсивности. Принцип действия сцинтилляционной дрейфовой камеры можно понять из рис. 51 [183]. Электроны дрейфуют в электрическом поле к детектирующему промежутку, который образован двумя близко расположенными сетками или проволоочными электродами. Напряженность поля в этом промежутке на порядок выше, чем в дрейфовом. Детектирующий промежуток «просматривается» ФЭУ, чувствительным к ультрафиолетовому излучению, или обычным ФЭУ с соответствующим фильтром. В некоторых газах при большой напряженности электрического поля первичные электроны начинают возбуждать атомы и молекулы газа. Под действием внутренних механиз-

поля достигается с помощью соответствующих делителей на верхнем и нижнем катодах. Угол наклона линий составляет 32° при напряженности электрического поля $1,5 \text{ кв/см}$ для магнитного поля с индукцией 10 кГс [169]. Линейная зависимость времени дрейфа от пути в магнитном поле приведена на рис. 50. Показано, что в магнитном поле, параллельном анодным проволоочкам, с индукцией 20 кГс эффективность камеры с дрейфовым промежутком 25 мм не ухудшается и пространственное разрешение составляет 100 мкм [181].

Сцинтилляционная дрейфовая камера. Объемный заряд в дрейфовых и пропор-

циональных камерах существенно ограничивает верхний предел интенсивности пучка. Если плотность объемного заряда возле анодной проволоочки увеличивается выше определенного значения, то коэффициент газового усиления (а следовательно, и эффективность) значительно уменьшается. В пропорциональных камерах с шагом намотки сигнальных проволоочек 1 мм верхний предел интенсивности для нормального режима работы камер составляет $\sim 10^4 \text{ част}/(\text{мм}^2 \cdot \text{сек})$ [169, 182]. Это серьезное ограничение для пучковых детекторов [181].

Сцинтилляционные камеры [183—185] позволяют значительно увеличить верхний предел интенсивности. Принцип действия сцинтилляционной дрейфовой камеры можно понять из рис. 51 [183]. Электроны дрейфуют в электрическом поле к детектирующему промежутку, который образован двумя близко расположенными сетками или проволоочными электродами. Напряженность поля в этом промежутке на порядок выше, чем в дрейфовом. Детектирующий промежуток «просматривается» ФЭУ, чувствительным к ультрафиолетовому излучению, или обычным ФЭУ с соответствующим фильтром. В некоторых газах при большой напряженности электрического поля первичные электроны начинают возбуждать атомы и молекулы газа. Под действием внутренних механиз-

мов, связанных с девозбуждением атомов и молекул, возникают световые кванты в ультрафиолетовом диапазоне, которые регистрируются ФЭУ. Вследствие этого в ксеноне с добавками азота в детектирующей промежутке возникают световые кванты, интенсивность которых достаточна для эффективной регистрации частиц минимальной ионизации. Время высвечивания составляет $\approx 30-50$ нсек. Напряженность электрического поля в детектирующей промежутке ниже критической, необходимой для газового усиления. Авторы показали, что при интенсивности пучка до $2,3 \times 10^6$ част./ $(\text{мм}^2 \cdot \text{сек})$ режим работы такой камеры не меняется.

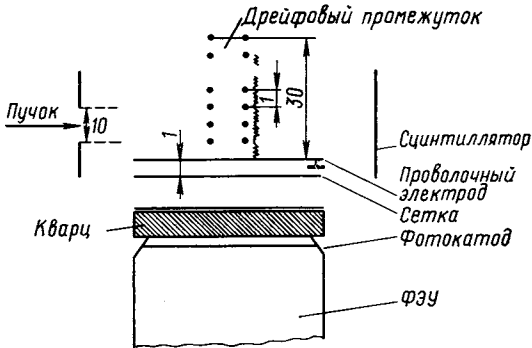


Рис. 51. Принципиальная схема сцинтилляционной дрейфовой камеры

Сцинтилляционная камера обладает еще одним важным свойством — позволяет регистрировать первичную сцинтилляцию газа в момент прохождения частицы, что можно использовать при регистрации γ -квантов. Пространственное разрешение камеры с дрейфовым промежутком 30 мм лучше 0,3 мм [183]. Ионизационные измерения в таких детекторах выполняют с более высокой точностью [186].

Основные требования к электронике. Если необходимо реализовать основные преимущества дрейфовых камер (высокое пространственное разрешение, высокая эффективность многотрековых событий), то требуется очень быстродействующая электронная аппаратура. Усилители сигналов с анодных проволочек должны иметь минимальное время задержки и небольшое мертвое время. Если, например, время дрейфа электронов составляет ≈ 20 нсек (на 1 мм), для получения пространственного разрешения $\approx 0,1$ мм и высокого быстродействия системы нужно использовать регистрирующую электронику с частотой счета ≈ 500 Мгц. Стоимость такой электроники высока, однако число сигнальных проволочек на единицу площади камеры невелико.

Электронную аппаратуру для дрейфовых камер можно разделить на три основные группы:

цифровые системы, основанные на измерении временных интервалов с помощью быстрых счетчиков «прямого заполнения»; аналоговые системы, в которых с помощью время-амплитудных преобразователей временной интервал преобразуется в амплитуду и измеряется сравнительно медленно действующей аппаратурой; системы с расширением временных интервалов, в которых используются довольно простые элементы для расширения в фиксированное число раз временного интервала, измеряемого электроникой с относительно небольшим быстродействием.

Конкретные условия каждого физического эксперимента определяют выбор соответствующей регистрирующей системы.

Наилучшим быстродействием обладают «цифровые системы, в которых на каждую сигнальную проволочку камеры устанавливают быстродействующий усилитель-формирователь и один или несколько (в зависимости от числа регистрируемых треков) преобразователей временных интервалов «прямого заполнения». Это наиболее дорогие регистрирующие системы.

Более дешевые аналоговые системы и системы с расширением временных интервалов имеют ограниченное быстродействие, однако позволяют измерять временные интервалы с более высокой точностью. Кроме того, временная и температурная нестабильность аналоговых систем требует тщательного контроля в процессе эксперимента.

5. БЕСФИЛЬМОВЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На основе бесфильмовых искровых, пропорциональных и дрейфовых камер созданы и проектируются крупные многоцелевые спектрометры для физических экспериментов на протонных ускорителях высоких и сверхвысоких энергий и на ускорителях с накопительными кольцами [49, 53, 54, 105—109, 122, 187—194]. Ниже в качестве иллюстрации рассмотрены несколько спектрометров.

Спектрометр MPS. В Брукхейвенской национальной лаборатории (США) в 1975 г. введен в строй многоцелевой многочастичный магнитный спектрометр MPS [187, 189]. В программу физических исследований на спектрометре входят: систематическое изучение бозонных резонансов, проверка обменных моделей в двухчастичном рассеянии, изучение экзотических обменных реакций. Схема расположения аппаратуры спектрометра показана на рис. 52.

Жидководородная мишень длиной 30 и диаметром 5 см, окруженная цилиндрическими ПК и 16 проволочными ИК с емкостным считыванием, находится в «магнитном объеме». Используется

С-образный магнит с объемом поля $4,6 \times 1,85 \times 1,3$ м и $B \approx 10$ кэс. Проволочные ИК (36 промежутков) в магните развернуты на угол $\pm 12^\circ$. Размер камер $\approx 1,7 \times 1,7$ м. После магнита расположены большие магнитоотрицательные ИК размером до 4×3 м, черенковский и сцинтилляционный годоскопы. Информация с ПК после анализа специальным процессором используется в схеме

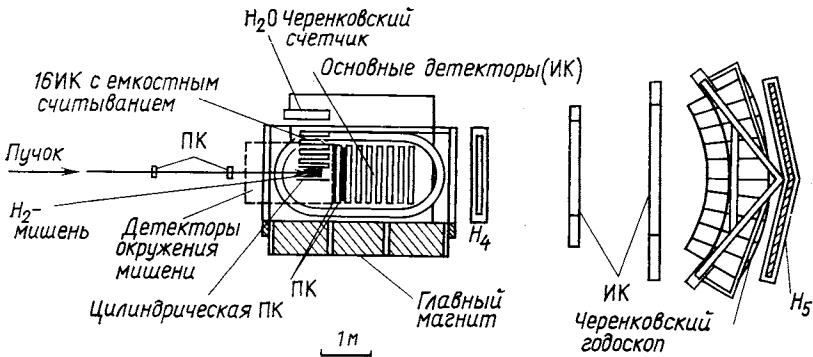


Рис. 52. Схема расположения аппаратуры спектрометра MPS:

H_4 , H_5 — сцинтилляционные годоскопы

запуска. Предполагается в дальнейшем ввести в состав аппаратуры дрейфовые камеры. Информация с детекторов поступает через буфер емкостью 32К в ЭВМ РДР-10, где осуществляются контроль работы аппаратуры, запись информации на магнитную ленту и частичная обработка событий. Пространственное разрешение проволочных камер в магните ≈ 1 мм. Мертвое время спектрометра ≈ 40 мсек. Скорость набора статистики ≈ 50 запусков за цикл работы ускорителя.

Двухплечевой спектрометр «Фотон». Для исследования электромагнитных распадов резонансов в 1975 г. в ЛВЭ ОИЯИ создан многоцелевой спектрометр «Фотон» [49, 99, 190]. Схема расположения основных элементов установки приведена на рис. 53. В состав аппаратуры входят шесть ПК, жидководородная мишень длиной ≈ 1 м и диаметром 6 см, два блока (по 16 в каждом) двухкоординатных магнитоотрицательных ИК размером 1×1 м, два блока (по 45 в каждом) черенковских спектрометров полного поглощения, используемых для определения энергии γ -квантов, электронов и позитронов, и два десятиканальных сцинтилляционных годоскопа.

Восемь ИК в каждом плече развернуты на угол $\approx 16^\circ$. На рис. 54 показаны два блока (по 16 в каждом) ИК. Информация с детекторов, регистрируемая электронной аппаратурой, передается в ЭВМ НР-2116В. ЭВМ контролирует работу аппаратуры,

осуществляет запись информации на магнитную ленту, проводит частичную обработку информации и представляет данные на

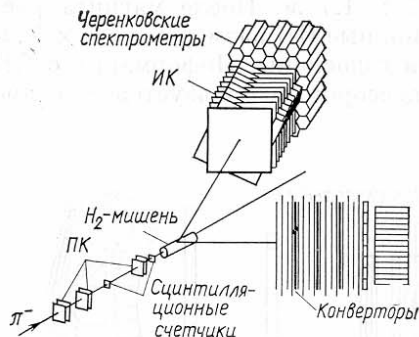


Рис. 53. Схема расположения основных элементов двухплечевого спектрометра «Фотон». После четвертой, восьмой и двенадцатой искровых камер установлены латунные конверторы

дисплей. На рис. 55 приведены две картинки с дисплея, когда установка регистрирует заряженные частицы (вверху) и γ -кванты (внизу), вылетевшие из мишени.

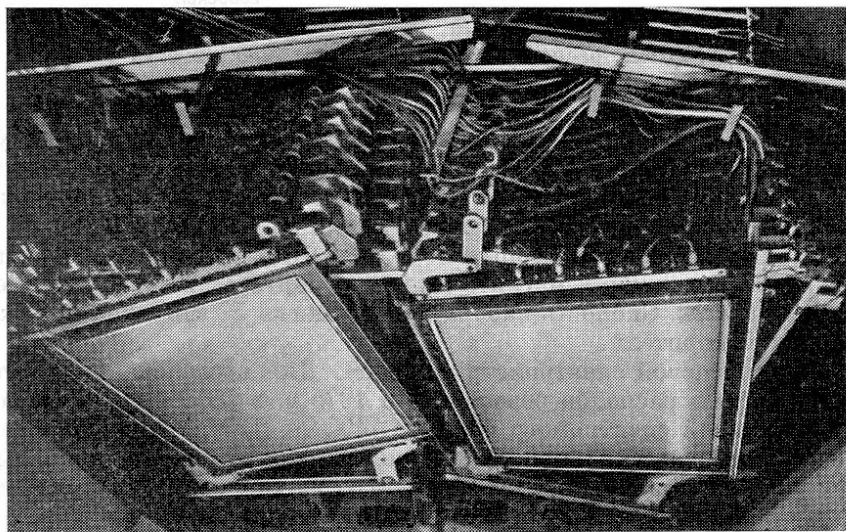


Рис. 54. Два блока двухкоординатных магнитострикционных ИК размером 1×1 м

Пространственное разрешение ИК $\approx 0,4$ мм, время памяти $\approx 1,5$ мксек. Временное разрешение ПК ≈ 80 нсек, пространственное разрешение $\approx 0,9$ мм. Мертвое время установки ≈ 15 мсек.

Спектрометр SFM. В 1974 г. в ЦЕРНе для изучения многочастичных конечных состояний в pp -взаимодействиях, поисков

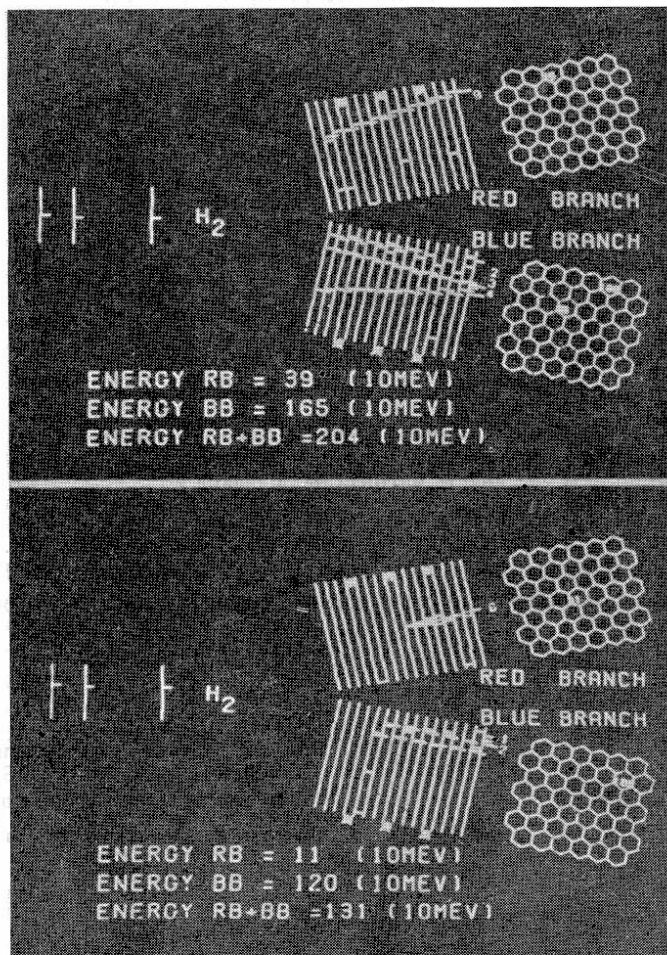


Рис. 55. Топография событий, зарегистрированных установкой (снимки с дисплея). Вверху — запуск от заряженных частиц, образованных в мишени. Внизу — запуск от γ -квантов. Звездочками показаны места, где установлены конверторы. В «синем» плече (верхний снимок) камеры зарегистрировали также фоновый трек

кварков и т. п. введен в строй многоцелевой магнитный спектрометр SFM, который используется на встречных пучках и перекрывает телесный угол около 4π [105, 106, 187].

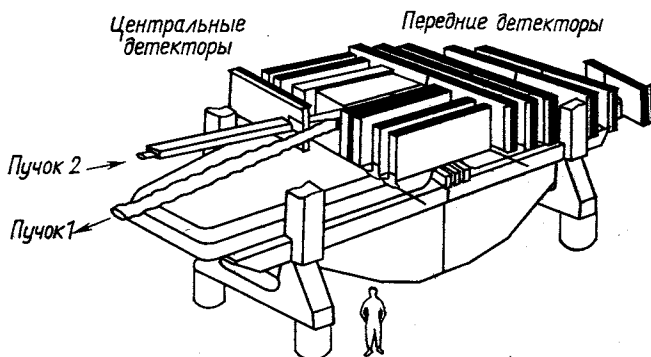


Рис. 56. Схема расположения ПК в спектрометре SFM. Показаны центральные и передние детекторы. Верхняя часть магнита не показана

Схематический вид спектрометра показан на рис. 56. Объем магнита размерами $10 \times 3 \times 1$ м ($B \approx 12$ кГс) заполнен ПК размером 2×1 м. Особенностью камер является малая ширина ра-

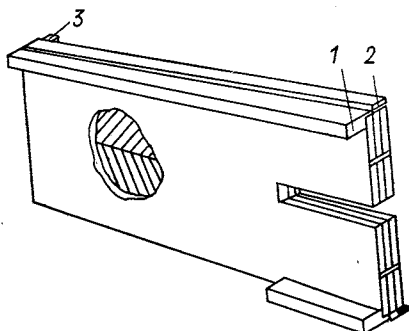


Рис. 57. Детали конструкции типовой ПК спектрометра SFM:

1 — электроника для вертикальных проволочек; 2 — электроника для катодных полосок; 3 — электроника для горизонтальных проволочек

мок (≈ 5 мм), что позволяет практически полностью использовать магнитный объем для детектирования. Катодные плоскости камер выполнены на основе легкого материала (типа пенопласта). Каждая камера измеряет четыре координаты: горизонтальную и вертикальную с помощью сигнальных проволочек, а также две дополнительные наклонные координаты с полосок катодов. Детали камеры показаны на рис. 57. Всего в спектрометре используется ≈ 70 тыс. каналов ПК. Эффективность камер $\approx 99\%$, загрузка $\sim 10^6$ част/сек на нить. Временное разрешение камер ≈ 90 нсек.

Спектрометр SPEAR. В SLAC (США) в течение нескольких лет на электрон-позитронных накопительных кольцах успешно функционирует спектрометр SPEAR, с помощью которого в конце 1974 г. были открыты Ψ_1 -частица (одновременно с открытием в Брукхейвене) с массой 3,1 Гэв, затем Ψ_2 -частица с массой 3,7 Гэв и в 1976 г. — частица с массой 1,865 Гэв [191]. Детекторы перекрывают телесный угол, близкий к 4л.

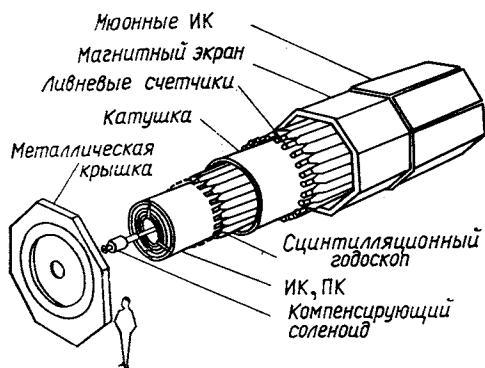


Рис. 58. Схематический вид основных элементов спектрометра SPEAR

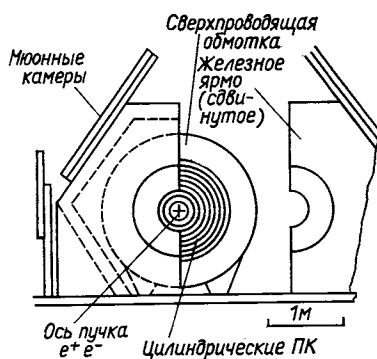


Рис. 59. Схематический разрез спектрометра PLUTO

Схематический вид элементов спектрометра SPEAR показан на рис. 58 [187]. Внутри соленоидального магнита (диаметр 3,2 м; длина 3,6 м; $B = 4$ кгс) помещены цилиндрические ПК (две) и проволочные ИК (16 промежутков) с магнитострикционным считыванием, а также сцинтилляционный годоскоп и ливневые счетчики. Снаружи магнит окружен мюонными ИК. В цилиндрических ПК (диаметр 35, длина 50 см и диаметр 45, длина 82 см) информация снимается с сигнальных проволочек (по 512 в каждой) и катодных полосок (по 64 в каждой) [192]. Предполагается замена ИК дрейфовыми для обеспечения лучшего пространственного разрешения и увеличения быстродействия.

Спектрометр PLUTO. В DESY (ФРГ) создан магнитный спектрометр PLUTO с телесным углом ~ 4 л для изучения продуктов e^+e^- и e^-e^- -взаимодействий в широком диапазоне значений энергии [107]. Внутри сверхпроводящего соленоидального магнита (диаметр 1,4 м; $B = 20$ кгс) помещены 14 цилиндрических ПК, снаружи располагаются мюонные ПК (рис. 59). Диаметр цилиндрических камер от 23 до 135 см. Съем информации осуществляется с сигнальных проволочек и катодных полосок. На рис. 60 показана одна из цилиндрических камер спектрометра в момент сборки. Общее число каналов пропорциональных плоских и цилиндри-

ческих камер составляет ≈ 15 тыс. Камеры продуваются смесью Ar (90%) + пропан (10%) с добавкой метилала. Информация

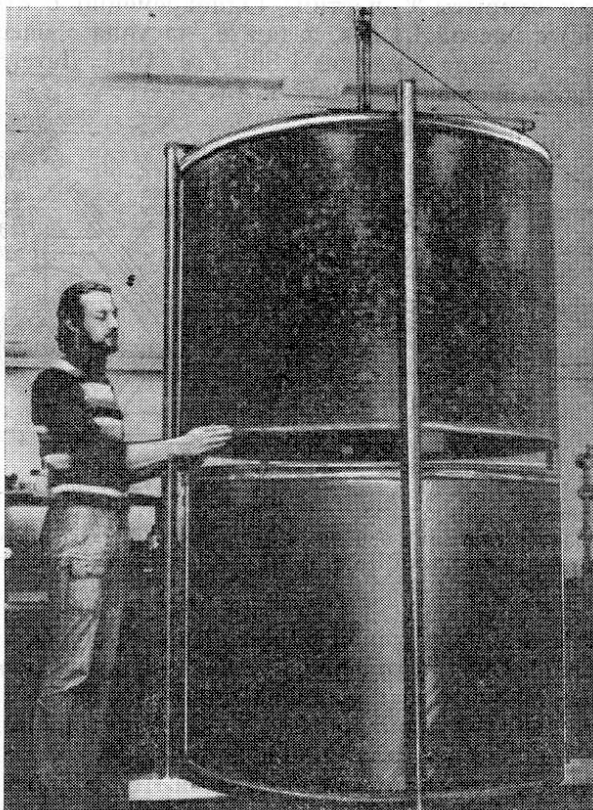


Рис. 60. Цилиндрическая пропорциональная камера спектрометра PLUTO в процессе сборки

с детекторов передается в ЭВМ РДР-11/45. Скорость набора статистики $\sim 10^3$ событий/сек.

6. БЕСФИЛЬМОВЫЕ КАМЕРЫ В ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Попытки использования бесфильмовых камер для прикладных исследований были предприняты около десяти лет назад. В 1965 г. Альварец предложил применить проволочные ИК для поиска скрытых полостей в египетской пирамиде Хефрена (высота пирамиды ≈ 145 м). Две магнитострикционные камеры размером 2×2 м и набор сцинтилляционных счетчиков располагались

в нижней части пирамиды (рис. 61, а). Изучалось угловое распределение космических мюонов. Увеличение интенсивности в одном направлении могло бы указать на наличие полости в верхней части пирамиды [195]. Однако анализ двух миллионов треков мюонов не подтвердил существование полости.

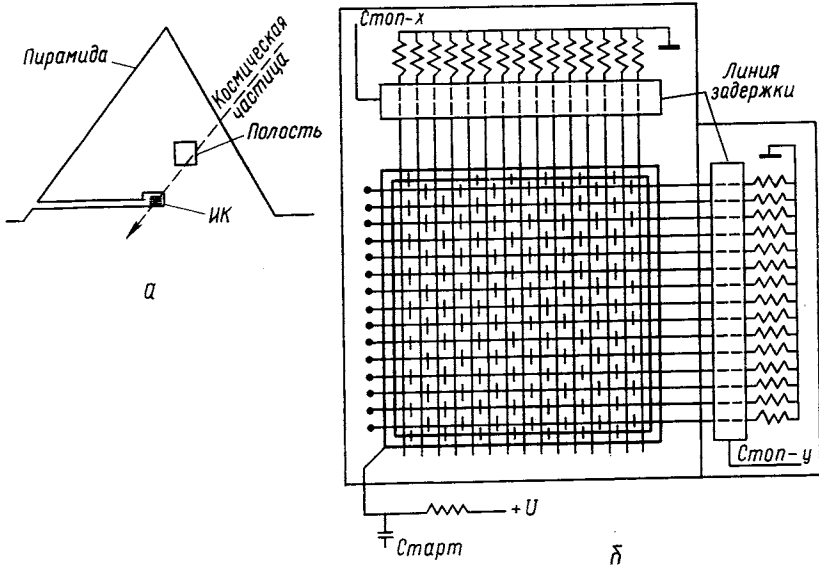


Рис. 61. Исследование полостей в пирамиде Хефрена с помощью проволочных ИК (а) и схематическое изображение ИК для прикладных исследований (вид сверху) (б)

Проволочные ИК успешно используют в гамма-астрономии. Телескопы из проволочных камер, сцинтилляционных и черенковских счетчиков поднимают в верхние слои атмосферы с помощью искусственных спутников или воздушных шаров [197]. Разрабатывались проволочные ИК и для использования в медицине [196]. Однако низкая эффективность регистрации рентгеновского излучения ($\xi = 60 \div 360 \text{ кэв}$), а также недостаточно высокое быстродействие ($\sim 10^3 \text{ сек}^{-1}$) ограничивают применение ИК в этой области.

Как показано выше, ПК с соответствующим газовым наполнением обладают высокой эффективностью регистрации длинноволнового рентгеновского и γ -излучения и имеют высокое быстродействие ($10^5 - 10^6 \text{ сек}^{-1}$). Именно поэтому в последние несколько лет во многих лабораториях проводят исследования с целью внедрения ПК в следующие прикладные области [149]: радиографию с помощью рентгеновского излучения и тепловых нейтронов, медицину, кристаллографию, гамма-астрономию.

Во всех перечисленных случаях ПК имеют незначительные конструктивные различия, разное газовое наполнение или (в некоторых случаях) твердые конверторы. ПК (рис. 61,б) [146, 147] имеет три проволочных электрода, расстояние между анодом и катодом может меняться от 3 до 10 мм, шаг намотки сигнальных проволочек 1—5 мм в зависимости от размера камеры и требуемого пространственного разрешения. На анодные проволочки подают высокое напряжение, съем информации осуществляют с двух взаимно перпендикулярных катодов с помощью линий задержек. Стартовый сигнал снимается с анодной плоскости. Сигналы «старт» и «стоп» поступают на время-амплитудные преобразователи, с помощью которых на катодно-лучевой трубке получается изображение исследуемого объекта. Кроме того, информацию можно вводить в ЭВМ и после анализа результаты представлять на дисплей или телевизионный монитор. Загрузка в камеру может достигать $\sim 10^5 \text{ сек}^{-1}$, но при этом необходимо отбирать те случаи, когда камера регистрирует только одну частицу. Мертвое время определяется параметрами линии задержки и регистрирующей электроники.

Если в качестве газовой смеси в камере использовать ксенон при атмосферном давлении, то эффективность регистрации фотонов ($\mathcal{E} \approx 10 \text{ кэв}$) составляет $\approx 50\%$. Эффективность можно повышать с помощью дополнительного дрейфового промежутка, выполненного в виде полусферы, или увеличивая давление в камере. На рис. 62,а показаны рентгенограммы объектов, полученных с помощью ПК [147]. Энергия фотонов $\approx 22 \text{ кэв}$. В работе [198] для получения рентгенограмм использовался пропорциональный счетчик диаметром 10 см, заполненный ксеноном под давлением 15 атм. Координата x в счетчике регистрировалась по времени нарастания фронта сигнала. Сколламированный пучок от радиоактивного источника (в форме клина) облучает часть объекта. Стол с пациентом передвигается в одном направлении (координата y). Таким образом производится сканирование объекта. Информация со счетчика (синхронно с движением стола) обрабатывается электронной аппаратурой и представляется на телевизионный монитор (рис. 63,а). Получено пространственное разрешение $\approx 1 \text{ мм}$, эффективность регистрации фотонов ($\mathcal{E} \approx 140 \text{ кэв}$) составляет $\approx 45\%$. Этот метод удобен для исследования больших объектов.

На рис. 62,б показана рентгенограмма находящихся в саквояже предметов, полученная с помощью такого метода. Все детали предметов очень четко различаются.

Для нейтронной радиографии внутренняя поверхность камеры покрывается веществом, конвертирующим нейтроны в заряженные частицы (например, бором). Эффективность регистрации тепловых нейтронов $\approx 7\%$ [149, 201].

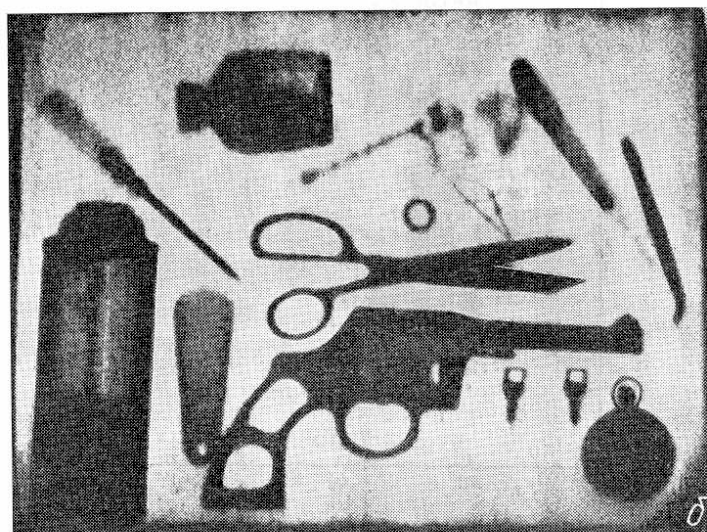
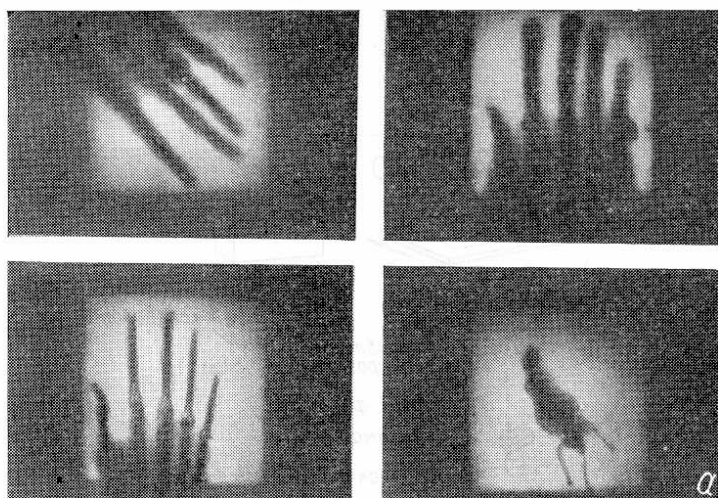


Рис. 62. Рентгенограммы руки одного из авторов работы [147], полученные с экрана катодно-лучевой трубки, при различных дозах облучения (внизу справа — снимок жука) (а) и предметов, находящихся в саквояже (снимок с телевизионного экрана) [198] (б)

В кристаллографии для изучения рентгеновской дифракционной картины, получаемой при исследовании органических кристаллов, также можно использовать ПК дискретного и аналогового

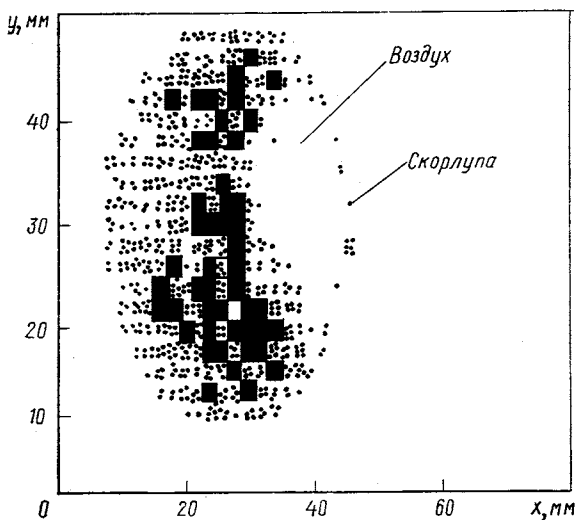
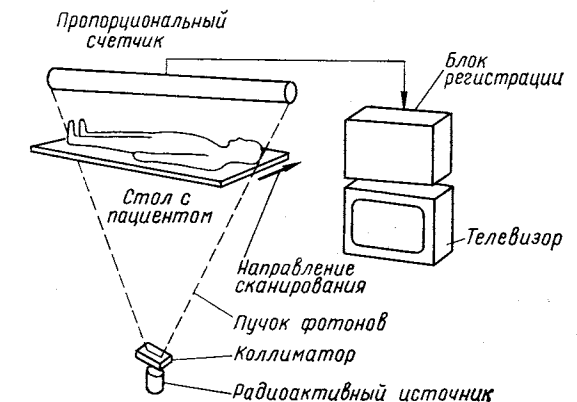


Рис. 63. Схематическое изображение установки для диагностики больших объектов [198] (а) и изображение яйца в разрезе, восстановленное с помощью ЭВМ [202] (б). Хорошо видно наличие воздушной полости в яйце, желток выделен темным

типов [199, 200]. В этом случае камера должна работать при потоке $\sim 10^6$ част/сек, обладать пространственным разрешением

≈ 1 мм и высокой эффективностью регистрации фотонов. Неоднородность эффективности по площади камеры не должна превышать нескольких процентов. Информация с камеры вводится в ЭВМ.

ПК можно также успешно использовать в хроматографии для радиоизотопного анализа объектов и в гамма-астрономии [149].

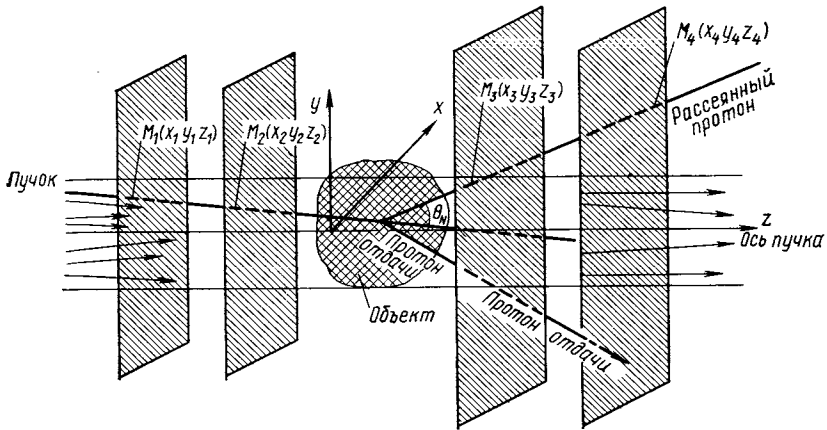


Рис. 64. Схема установки с дрейфовыми камерами для диагностики объектов в протонном пучке

Дрейфовые камеры, обладающие высоким пространственным разрешением, начинают применять для медицинской диагностики объектов в пучках протонов средней энергии (до 1 Гэв) [202]. На рис. 64 показана схема такой установки. Две дрейфовые камеры до объекта определяют траекторию первичного протона, а две после объекта — траектории рассеянного протона и протона отдачи. Стандартные системы сбора и анализа данных можно использовать для реконструкции вершины взаимодействия. Так как вероятность ядерного рассеяния пропорциональна плотности, число взаимодействий на единицу объема обеспечивает получение трехмерной картины распределения плотности объекта. Объемная точность метода, ограничиваемая кулоновским рассеянием, ≈ 1 мм³. В качестве теста для протонной радиографии использовалось вареное яйцо. Хотя белок и желток имеют практически одинаковую плотность (в пределах 1%), содержание водорода в них различное. После короткого облучения было проанализировано и восстановлено $\approx 3 \cdot 10^4$ событий. На рис. 63,б показан разрез яйца, восстановленный с помощью ЭВМ.

Подобные диагностические исследования начаты на пучках многозарядных ионов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Бесфильмовые искровые, пропорциональные и дрейфовые камеры находят все более широкое применение в экспериментальной физике высоких энергий. Они не только составляют основу современных электронных физических установок, но и успешно внедряются в эксперименты с пузырьковыми камерами. Весьма примечательно, что эти камеры, созданные в физике высоких энергий, с успехом используются в прикладных областях науки и техники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lederman L. M. «Commerc. Nucl. Particles Phys.», 1969, v. 3, p. 101.
2. Charpak G. e.a. Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation. V. 1. Ed. by Farley. Amsterdam, North-Holland Publ. Comp., 1965.
3. Charpak G. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1970, v. 20, p. 195.
4. Allkofer O. C. Spark chambers. Munchen, Karl Thiernig Verlag, 1969.
5. Дайон М. И. и др. Искровая камера. М., Атомиздат, 1967.
6. Rice-Evans P. Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers. Lond., The Richelieu Press Limited, 1973.
7. Proc. of the Intern. Conf. on Instrum. for High-Energy Physics, Stanford, 1966.
8. Proc. of the Intern. Symp. on Nucl. Electronics. Versailles, Paris, Sept., 1968.
9. Материалы Совещания по бесфильмовым искровым и стримерным камерам, ОИЯИ 13-4527, Дубна, 1969.
10. Труды Междунар. конф. по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, сентябрь 1970.
11. Proc. of the Intern. Conf. on Instrum. for High-Energy Physics. Frascati, Italy, 1973.
12. Труды рабочего совещ. по методике пропорциональных камер. Препринт ОИЯИ 13-7154, 1973.
13. Труды Междунар. совещ. по методике проволочных камер. Препринт ОИЯИ Д13-9164, 1975.
14. Fulbright H. e.a. Univ. Rochester Rept. NYO-9560, 1961.
15. Maglic B. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1962, v. 17, p. 49.
16. Gelertner H. «Nuovo cimento», 1961, v. 22, p. 631.
17. Crowford J. F. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 52, p. 243.
18. Hinks E. P. e.a. In: [7], p. 63.
19. Anderson J. e.a. См. [9], с. 93.
20. Garvey J. e.a. In: [11], p. 463, 487.
21. Krienen F. «Nucl. Instrum. and Methods», 1963, v. 20, p. 168.
22. Gianelli G. «Nucl. Instrum. and Methods», 1964, v. 31, p. 29.
23. Perez-Mendez V. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1965, v. 33, p. 141.
24. Quercigh E. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1966, v. 41, p. 355.
25. Nuemann M. J. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 62, p. 121. Pizer H. I. См. [9], с. 227.
26. Charpak G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1962, v. 15, p. 318.
27. Bertsch G. F. «Nucl. Instrum. and Methods», 1965, v. 34, p. 175.
28. Charpak G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1963, v. 24, p. 501.
29. Springer K. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1969, v. 69, p. 240.
30. Bepalova T. V. e.a. In: [8], v. 3, p. 39.
31. Kaufman L. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1966, v. NS-13, p. 578.
32. Diambini G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1966, v. 41, p. 56.

33. Quercigh E. e.a. Proc. of the Informal Meeting on Film-Less Spark Chambers Techniques and Associated Computer Use, 1964, CERN, 64-30, p. 345.
34. Longo M. e.a. Univ. of Michigan, UM-HE-71-5, 1971.
35. Miyamoto S. «Nucl. Instrum. and Methods», 1964, v. 30, p. 361.
36. Higinbotham W. A. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1965, v. NS-12, N 1, p. 386.
37. Galster S. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 46, p. 208.
38. Golutvin I. A. e.a. Preprint JINR E-2366, 1965.
39. Аникина М. Х. и др. Препринт ОИЯИ 13-4123, 1968.
40. Faissner e.a. In: [8], v. 3, p. 16.
41. Coombes R. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 98, p. 17.
42. Niebergall F. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 101, p. 321.
43. Brautti G. CERN 66-30, 1966.
44. Chicovani G. E. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 47, p. 273.
45. Голутвин И. А. и др. См. [9], с. 221.
46. Chuvilo I. V. e.a. In: [7], p. 479.
47. Басяладзе С. Г. и др. Препринт ОИЯИ P1-5361, 1970.
48. Adulov G. T. e.a. Препринт ОИЯИ E13-6658, 1972.
49. Заневский Ю. В. и др. Препринт ОИЯИ P13-8668, 1975.
50. Schubelin P. e.a. In: [8], v. 3, p. 27.
51. Graye G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 99, p. 579.
52. Заневский Ю. В. В кн: Тр. Междунар. семинара по ядерной электронике, Варна, 1969, с. 371.
53. Антипов Ю. М. и др. «Ядерная физика», 1972, т. 16, вып. 5, с. 996.
54. Antipov Yu. M. e.a. Препринт ИФВЭ, 74-99, 1974.
55. Coombes R. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1970, v. NS-17, N 3, p. 50.
56. Беспалова Т. В. и др. Препринт ОИЯИ 13-3656, 1968.
57. Foley K. J. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 108, p. 33.
58. Бару С. Е. и др. См. [9], с. 168.
59. Boucherie A. e.a. In: [8], v. 3, p. 17.
60. Mukhin S. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 77, p. 159.
61. Golutvin I. A. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1969, v. 67, p. 257.
62. Джеблядин Р. И. и др. Препринт ИТЭФ № 908, 1971.
63. Fischer J. e.a. In: [8], v. 3, p. 4.
64. Корольков И. Я. и др. Препринт ИТЭФ № 922, 1972.
65. Grove R. L. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 62, p. 105.
66. Grove R. L. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1969, v. 70, p. 306.
67. Григалашвили Т. С. и др. «ПТЭ», 1971, № 2, с. 75.
68. Galster S. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 46, p. 208.
69. Bleser E. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1966, v. 44, p. 1.
70. Fischer J. e.a. In: [8], v. 3, p. 5.
71. Willis W. J. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 91, p. 33.
72. Atas M. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1974, v. NS-21, N 1, p. 65.
73. Канавец В. П. и др. Препринт ИТЭФ № 806, 1970.
74. Fischer J. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1965, v. NS-12, N 4, p. 37.
75. Charpak G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 62, p. 235.
76. Alikhanov A. I. e.a. Proc. of the Intern. Conf. for High-Energy Physics, CERN, 1956, p. 87.
77. Баюков Ю. Д. и др. «ПТЭ», 1958, № 6, с. 23.
78. Флягин В. Б. и др. «ЖЭТФ», 1958, т. 35, с. 854.
79. Морс П., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 2. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1958, с. 231.
80. Charpak G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 80, p. 13.
81. Rose M. E. e.a. «Phys. Rev.», 1941, v. 59, p. 850.
82. Erskine G. A. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 105, p. 565.
83. Wilkinson D. H. Ionization Chambers and Counters. Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1960.

84. Hanna G. C. e.a. «Phys. Rev.», 1949, v. 75, p. 985.
85. Ichimori R. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 127, p. 571.
86. Головатюк В. М. и др. Препринт ОИЯИ P13-9914, 1976.
87. Bouclier R. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 88, p. 149.
88. Bouclier R. e.a. CERN NP Intern. Rept. 70-2, Jan. 1970.
89. Ash W. e.a. CERN NP Intern. Rept. 71-1, Feb. 1971.
90. Fischer H. G. e.a. In [11], p. 275.
91. Грошев В. Р. и др. См. [13], с. 120.
92. Grunberg C. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 78, p. 102.
93. Vemporad C. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 80, p. 205.
94. Koester L. J. e.a. Proc. of the Ispra Symp. on Nucl. Electronics, Ispra, 1969, p. 247.
95. Dieperink J. H. e.a. CERN NP Intern. Rept. 69-28, 1969.
96. Zanevsky Yu. V. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 94, p. 233.
97. Zanevsky Yu. V. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 100, p. 481.
98. Peshkhonov V. D. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 100, p. 505.
99. Заневский Ю. В. и др. Препринт ОИЯИ P13-8283, 1974.
100. Steffen P. e.a. CERN NP Intern. Rept. 69-29, Oct. 1969.
101. Charpak G. См. [10], т. 1, с. 217.
102. Воробьев А. А. и др. См. [13], с. 163.
103. Dhawan S. e.a. In: [11], p. 313.
104. Binon F. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 94, p. 27.
105. Bouclier R. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 115, p. 235.
106. Bell W. e.a. См. [13], с. 113.
107. Criegee L. e.a. Там же, с. 76.
108. Грошев В. Р. и др. См. [13], с. 81.
109. Кравчук Н. П. и др. Там же, с. 71.
110. Trippie T. CERN NP Intern. Rept. 69-18, June 1969.
111. Charpak G. «CERN Courier», 1972, v. 12, N 11, p. 362.
112. Fran zen W. e.a. Nuclear Instruments and Their Uses. Ed. by A. H. Snell. V. 1 N.Y.—Lond., J. Wiley, 1956.
113. West D. «Progr. Nucl. Phys.», 1953, v. 1, p. 3.
114. Ramanamurthy P. V. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 56, p. 93.
115. Онучин А. П. и др. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 120, p. 365.
116. Allison W. W. M. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 119, p. 499.
117. Jeanne D. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 111, p. 287.
118. Aderholz M. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 118, p. 419.
119. Aderholz M. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 123, p. 237.
120. Allison W. W. M. См. [13], с. 128.
121. Amato G. e.a. См. [9], с. 257.
122. Dieperink J. H. e.a. См. [10], т. 1, с. 251.
123. Amato G. e.a. Там же, с. 257.
124. Jones D. F. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 98, p. 535.
125. Grove R. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 89, p. 257.
126. Charpak G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 65, p. 217.
127. Lee D. M. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 104, p. 173.
128. Lee D. M. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 120, p. 153.
129. Зинов В. Г. См. [13], с. 211.
130. Зинов В. Г. Авт. свид. № 241553 — «Бюлл. изобрет.», 1969, № 14.
131. Бирюков В. А. и др. «ЖЭТФ», 1970, т. 58, с. 104.
132. Borkowski C. J. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1970, v. NS-17, N 3, p. 340.
133. Borkowski C. J. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1972, v. NS-19, N 3, p. 161.
134. Charpak G. e.a. CERN 74-4, 1973.
135. Горенченко С. М. См. [12], с. 9.
136. Amato G. e.a. CERN 68-33, 1968; «CERN Courier», 1970, v. 10, p. 153.
137. Bellinghausen P. P. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 98, p. 269.
138. Lehraus I. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 97, p. 187.

139. Chernenko S. P. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 114, p. 597.
140. Andrews D. E. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 864.
141. Bloom E. D. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 99, p. 255.
142. Guzik Z. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 104, p. 337.
143. Burns R. R. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 106, p. 171.
144. Becker H. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 95, p. 525.
145. Markham R. G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 129, p. 131.
146. Kaufman L. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1971, v. NS-18, p. 64.
147. Kaplan S. N. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 106, p. 397.
148. Charpak G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 122, p. 307.
149. Perez-Mendez V. См. [13], с. 177.
150. Деревщиков А. А. и др. Препринт ИФВЭ 72-4, 1972.
151. Гинзбург В. Л., Франк И. М. «ЖЭТФ», 1949, т. 16, с. 15.
152. Гарибян Г. М. «ЖЭТФ», 1959, т. 37, с. 527.
153. Аликханян А. И. «Вопросы физики элементарных частиц» (Ереван), 1966, т. 5, с. 651.
154. Uto H. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 97, p. 389.
155. Yuan L. C. L. e.a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 40, N 6, p. 689.
156. Bamberger A. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 43, N 2, p. 153.
157. Jeavons A. P. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 124, p. 491.
158. Fischer J. e.a. См. [10], т. 1, с. 270.
159. Bohmer V. e.a. «CERN Courier», 1971, v. 11, p. 231.
160. Bressani T. e.a. См. [9], с. 275.
161. Saudinos J. In: [11], p. 316.
162. Chaminade R. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 111, p. 77.
163. Charpak G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 108, p. 413.
164. Асхабадян Р. А. и др. Препринт ОИЯИ Р13-8383, 1974.
165. Walenta A. H. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 92, p. 373.
166. Cheng D. C. e.a. In: [11], p. 268.
167. Walenta A. H. См. [13], с. 38.
168. Breskin A. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 119, p. 9.
169. Breskin A. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 124, p. 189.
170. Головатюк В. М. и др. Препринт ОИЯИ Р13-9423, 1975.
171. Борисов А. А. и др. Препринт ИФВЭ СЭФ 74-72, 1974.
172. Говорун Н. Н. и др. Препринт ОИЯИ Р13-9349, 1975.
173. Atac M. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1975, v. NS-22, p. 306.
174. Sadoulet B. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 124, p. 349.
175. Nigmanov T. S. e.a. FERMILAB-76/26, Batavia, 1976.
176. Walenta A. H. Proc. of the Meeting at Cosener's House, Abington. RHEL/M/H21, 1972.
177. Breskin A. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 125, p. 321.
178. Charpak G. In: [11], p. 247.
179. Atac M. e.a. FERMILAB FN-286, 2562.000, Batavia, 1975.
180. Heard K. S. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 327.
181. Sauli F. См. [13], с. 11.
182. Makovski B. e.a. CERN/D Ph. 11/Phys. 73-3, 1973.
183. Charpak G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 126, p. 371.
184. Policarpo A. J. P. L. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 102, p. 337.
185. Policarpo A. J. P. L. См. [13], с. 302.
186. Conde C. A. N. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 124, p. 307.
187. Michelini A. In: [11], p. 633.
188. Panofsky W. K. H. См. [10], т. 1, с. 73.
189. Lindenbaum S. J. BNL-20202, Brookhaven, 1975.
190. Асвацатуров Р. Г. и др. Препринт ОИЯИ Р1-7309, 1973.
191. «CERN Courier», 1976, v. 16, N 6, p. 211.
192. Sadoulet B. См. [13], с. 55.

193. Ayres D. S. ANL/HEP, 73-14, 1973.
194. Armstrong G. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1972, v. NS-20, p. 342.
195. Alvarez L. e.a. «Science», 1970, v. 167, p. 832.
196. Kaufman L. e.a. «Phys. Med. and Biol.», 1971, v. 16, p. 417.
197. Fichtel C. E. e.a. «Astrophys. J.», 1972, v. 171, p. 31.
198. Borkowski C. J. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1975, v. NS-22, N 89, p. 6.
199. Cork e.a. «Appl. Crystallogr.», 1973, v. 7, p. 319.
200. Бары С. Е. и др. «Докл. АН СССР», 1976, т. 227, № 1, с. 82.
201. Valentine K. e.a. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1974, v. NS-21, N 1, p. 178.
202. Sauli F. См. [13], с. 204.