

НОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ В РАЗВИТИИ ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР

Б. Ситар

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматриваются новые направления в развитии дрейфовых камер (ДК). Обсуждаются основные факторы, определяющие координатную точность ДК. Проанализированы новые способы улучшения пространственного разрешения ДК. Описаны характеристики больших многослойных ДК, применяемых в последние годы в экспериментах по физике высоких энергий на коллайдерах и выведенных пучках. Проанализированы факторы, влияющие на быстродействие таких камер, способы их калибровки, действие в магнитном поле. Описаны широкозазорные, в том числе и безэлектродные камеры, и возможности их применения в современном физическом эксперименте.

New trends in drift chamber (DC) development are considered. Basic processes in drift chambers are reviewed. New methods for obtaining high spatial resolution in DC are analysed. The characteristics of large Time-projection chambers working on colliders and fixed-target experiments are described. Factors influencing counting rate characteristics, work of these chambers in magnetic field and their calibration are discussed. Wide-gap and electrodelles drift chambers are described as well. Their characteristics and possibilities of using them in high-energy physics experiments are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Дрейфовые камеры используются уже свыше пятнадцати лет в физических экспериментах.

Впервые определение координаты частиц на основе измерения времени дрейфа электронов было предложено группой Шарпака [1, 2]. Первые дрейфовые камеры были созданы Валентой и др. [3] и Саудино и др. [4] в начале 70-х годов. С того времени они стали одним из основных видов координатных детекторов на крупных установках в физике высоких энергий. Дрейфовые камеры отличаются высоким пространственным разрешением, относительно небольшим количеством каналов электроники и несложной конструкцией.

К настоящему времени имеются монографии и обзорные статьи, в которых освещаются основные принципы работы дрейфовых камер, например [5—9].

Несмотря на то что характеристики дрейфовых камер хорошо изучены, в последнее время появляется немало новых идей по их усовершенствованию. Выделяется несколько новых направлений развития дрейфовых камер.

1. Высокоточные дрейфовые камеры. В них стараются разными путями достигнуть предельного пространственного разрешения около 30 мкм и разрешения двух треков 100—200 мкм.

2. Многослойные дрейфовые камеры. Это крупные координатные детекторы с объемом, разделенным на много слоев, в которых многократно измеряются координаты треков в пространстве. Кроме того, в таких камерах идентифицируются заряженные частицы методом многократного измерения ионизационных потерь энергии [9]. Многослойные дрейфовые камеры используются как центральные детекторы заряженных частиц практически во всех крупных установках на встречных пучках.

3. Широкозазорные дрейфовые камеры. Их часто называют «экономными» дрейфовыми камерами. Специфика таких камер заключается в большой длине дрейфа электронов и небольшом количестве каналов электронной аппаратуры. Их используют в крупных установках в физике высоких энергий прежде всего в составе электромагнитных или адронных калориметров, мюонных детекторов; они могут найти применение в крупных детекторах нейтрино и подземных детекторах при поиске распада нуклонов или новых явлений в физике космических лучей.

4. Камеры с продольным дрейфом электронов. В таких камерах электроны дрейфуют вдоль траектории частицы. Их используют в целях идентификации заряженных частиц на основе счета числа кластеров первичной ионизации. Камеры с продольным дрейфом электронов описываются, например, в [9].

5. Дрейфовые камеры в самогасящемся стримерном режиме [10]. Использование самогасящегося стримерного режима вместо пропорционального в дрейфовой камере приводит к упрощению каналов электронной аппаратуры. Эти вопросы освещаются в [11].

В данном обзоре описываются новые направления в развитии дрейфовых камер с целью их дальнейшего усовершенствования.

1. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР

Основные факторы, определяющие координатную точность дрейфовых камер. Координата трека x в направлении, нормальном к плоскости анодных проволочек, в дрейфовой камере определяется изменением временного интервала между моментом пролета частицы через камеру t_0 и моментом t_1 прихода электронного роя от трека частицы на анод:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w_d dt \quad (1)$$

и при постоянной скорости дрейфа w_d

$$x = w_d t_d, \quad (2)$$

где время дрейфа электронов $t_d = t_1 - t_0$.

Постоянную скорость дрейфа в определенном интервале напряженности электрического поля можно обеспечить подбором газовой

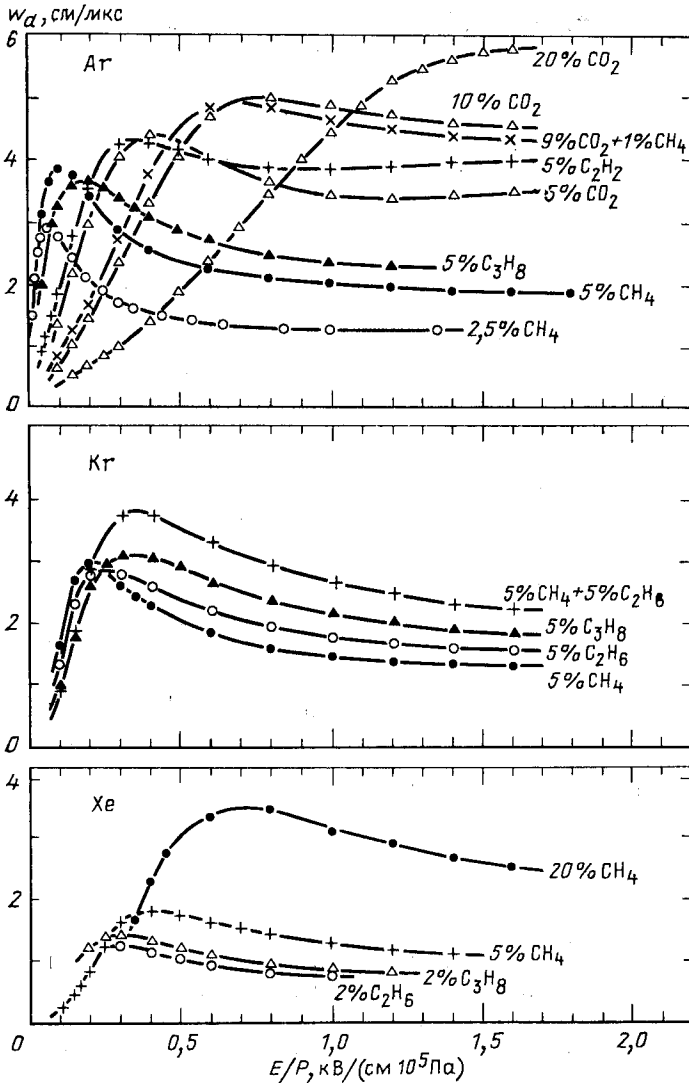


Рис. 1. Скорость дрейфа электронов w_d в смесях Ar, Kr, Xe с углеводородами и CO₂ [90]

смеси. В ряде газовых смесей удается обеспечить постоянную скорость дрейфа в широком диапазоне напряжений (рис. 1). Зависимости скорости дрейфа от напряженности для большого количества смесей можно найти в [12]. Другим условием для точной работы дрейфовой камеры является однородность электрического поля в дрейфовом объеме ($E(x) \approx \text{const}$).

Основные типы конструкции пропорциональных и дрейфовых камер показаны на рис. 2. На рис. 2, а приведена схема пропорциональной камеры. Схема без полеформирующих электродов (рис. 2, б)

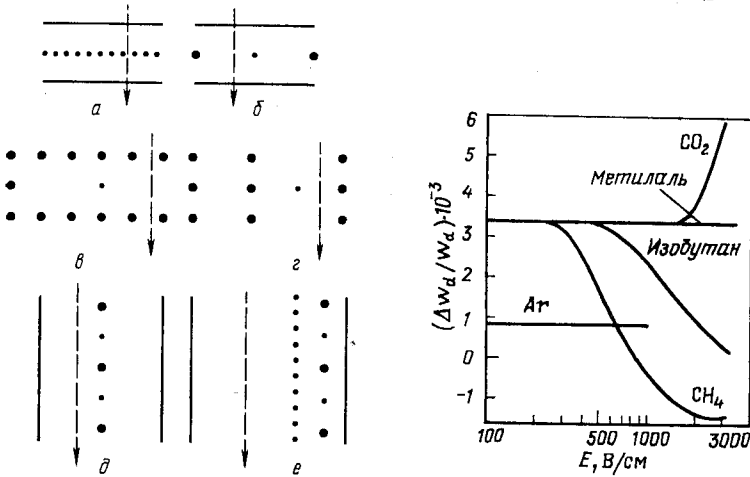


Рис. 2. Схема расположения проволочек в различных типах камер:

а — пропорциональная камера; б — плоская дрейфовая камера (ДК); в — ДК с полеформирующими электродами; г — элемент цилиндрической ДК; д — ДК типа JET; е — ДК типа TRC; ● — полеформирующие электроды; * — сигнальные проволочки; сплошная линия — катод; штрихованная линия — траектория частицы

Рис. 3. Относительное изменение скорости дрейфа $\Delta w_d/w_d$ при росте температуры на 1 °C при нормальных условиях как функция E [13]

применяется обычно в узкоазорных дрейфовых камерах, предназначенных для точного определения координат траекторий в интенсивных потоках частиц. Дрейфовая камера с полеформирующими проволочками, на которые подается линейно падающий потенциал (рис. 2, е), характеризуется высокой однородностью электрического поля. Такая геометрия проволочек применяется в большинстве плоских дрейфовых камер, служащих в качестве координатных детекторов. Конфигурация электродов типа рис. 2, г используется в некоторых цилиндрических дрейфовых камерах (ЦДК). Расположение электродов на рис. 2, д типично для многослойных дрейфовых камер (например, цилиндрических камер типа JET) [9].

Для обеспечения более высокой однородности поля дрейфовый объем в камерах типа TRC (Time projection chamber) [9] отделяется

от области сигнальных проволочек плоскостью дополнительных проволочек (рис. 2, е).

Постоянная скорость дрейфа электронов является необходимым условием точного измерения координат в дрейфовой камере, причем время дрейфа должно линейно зависеть от координаты трека [см. (2)]. Такое условие в большинстве дрейфовых камер удается реализовать с высокой точностью по всему объему, за исключением областей, близких к сигнальной проволочке, и на краю камеры, где наблюдается сильный градиент электрического поля. Условие (2) справедливо для треков частиц, перпендикулярных к направлению дрейфа электронов.

При длительной работе ДК необходимо сохранить постоянство скорости дрейфа, для чего следует стабилизировать напряженность электрического поля, состав газа, его давление и температуру. Относительное изменение скорости дрейфа $\Delta w_d/w_d$ при изменении температуры как функция напряженности электрического поля приведено на рис. 3. Для ряда органических газов при небольшой напряженности поля отношение $\Delta w_d/w_d = 3,4 \cdot 10^{-3}/^\circ\text{C}$ не зависит от E [13].

Среднеквадратичная погрешность измерения координаты траектории частицы в дрейфовой камере σ_x определяется выражением

$$\sigma_x^2 = \sigma_s^2 + \sigma_D^2 + \sigma_A^2, \quad (3)$$

которое учитывает погрешности, обусловленные распределением кластеров первичной ионизации [9] вдоль траектории частицы (σ_s), диффузией электронного роя в электрическом поле (σ_D), аппаратурными ошибками (σ_A), включающими аппаратурное разрешение, флуктуации газового усиления и т. п.

Оценим значения этих погрешностей. Пусть частица пролетела на некотором расстоянии x от проволочки и на 1 см длины трека создала в газе N_c кластеров первичной ионизации (рис. 4). Первый электрон (кластер) достигнет проволочки за время $t_1 = x_1/w_d$, где x_1 — длина его траектории. Вероятность найти электрон на расстоянии y_1 от оси координат

$$\mathcal{P}(y_1) = 2N_c e^{-2N_c y_1}, \quad (4)$$

откуда среднеквадратичное отклонение распределения длин x_1 [14]

$$\sigma_s = \sqrt{\frac{5}{16} \frac{1}{N_c^2 x}} \quad (5)$$

для $x \gg 1/N_c$.

В σ_s дает вклад также разброс электронов вокруг трека после их термализации, характеризуемый величиной σ_{xt} . Энергия электронов, приобретенная при ионизационных соударениях частицы с атомами газа в процессе термализации за счет неупругих соударений с атомами, снижается до средней энергии $\epsilon_e = 3/2 kT$, соответствующей равновесному тепловому движению электронов в газе.

Средняя длина смещения электрона вследствие термализации (длина термализации) l_t в пропорциональном детекторе невелика. Например, в аргоне при нормальных условиях и $E = 1$ кВ/см, $\epsilon_e \approx 4$ эВ: $l_t \approx 0,5$ мкм для электрона из M -оболочки, около 1 мкм из L -оболочки, приблизительно 15 мкм из K -оболочки [15]. Известно, что траектории частиц в газе содержат прежде всего одиночные электроны (около 80%) [16] с пробегом ≤ 1 мкм. Электроны с более высокой энергией (δ -электроны) возникают редко и обычно их пробеги

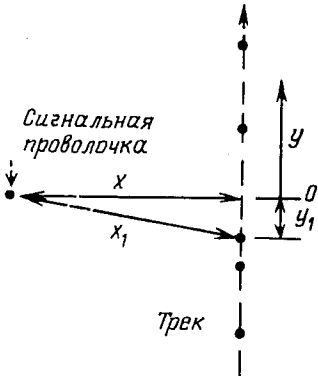


Рис. 4. Схема распределения электронов на треке частицы в дрейфовой камере

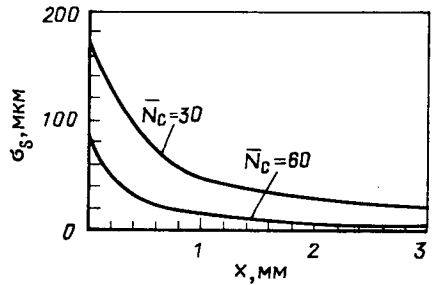


Рис. 5. Зависимость σ_s от длины дрейфа электронов x [14]

≤ 200 мкм, что почти не влияет на измерение координат частиц в дрейфовых камерах. В аргоне при $E \approx 1$ кВ/см величина σ_{xt} порядка нескольких микрон, причем среднее расстояние между кластерами ≈ 300 мкм, так что $\sigma_{xt} \ll \sigma_s$. Расчетная зависимость σ_s от длины дрейфа x приведена на рис. 5. Напомним, что в аргоне $\bar{N}_c \approx 30$ см⁻¹.

При большой длине дрейфа электронов основной вклад в пространственное разрешение дает диффузионный член σ_D . Измеренные в дрейфовых камерах значения σ_D существенно отличаются от значения σ_D , определенного известным соотношением

$$\sigma_D(t_d) = l_D = \sqrt{2Dt_d}, \tag{6}$$

где D — коэффициент диффузии. Величину l_D называют диффузионным смещением электрона. Определение коэффициента диффузии и его значения для многих газов можно найти в монографиях и статьях, например [9, 10, 17—21]. Коэффициент диффузии можно вычислить на основе решения уравнения Больцмана [13, 20, 22—24]. Коэффициент диффузии для смеси газов

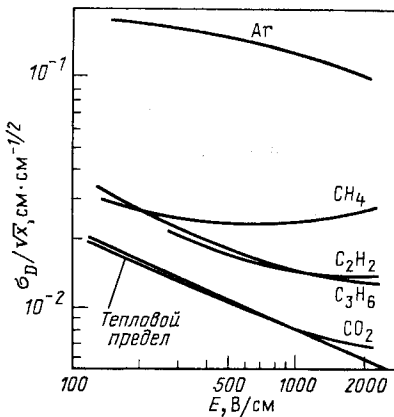


Рис. 6. Зависимость σ_D/\sqrt{x} от напряженности электрического поля [14]

$$D = \left(\sum_j a_j / D_j \right)^{-1}, \quad (7)$$

где a_j — концентрация (относительное парциальное давление), а D_j — коэффициент диффузии j -й компоненты.

Среднеквадратичное отклонение при измерении координаты x при длине дрейфа электронов $x = w_d t_d$

$$\sigma_D = \sqrt{2D(E) x / w_d}, \quad (8)$$

где коэффициент диффузии $D(E)$ отвечает повышенной температуре электронов в электрическом поле с напряженностью E .

Зависимости $\sigma_D(E)$ для ряда газов даны на рис. 6. Значения σ_D заметно различаются вследствие различия в энергии, приобретаемой электронами в электрическом поле. В некоторых так называемых холодных газах (CO_2 , NH_3 , изобутан, пары метилалая) энергия электронов остается тепловой вплоть до относительно высоких значений напряженности электрического поля. Это связано с большим сечением упругих столкновений в таких газах. Например, в CO_2 и изобутане максвелловское распределение энергий электронов сохраняется вплоть до $E = 200 \div 300 \text{ В/см}$, в NH_3 — даже до $\approx 700 \text{ В/см}$. В этих газах скорость дрейфа электронов линейно зависит от E/p :

$$w_d = \mu E / P, \quad (9)$$

где $\mu = \text{const}$ — подвижность электронов в газе при давлении P . В холодных газах справедливо уравнение Нернста — Таусенда [20], которое при $P = 10^5 \text{ Па}$, $T = 300 \text{ К}$ имеет вид

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} = \frac{2}{3} \bar{\epsilon}_e \approx 0,026 \text{ эВ}. \quad (10)$$

С учетом (8) и (9) среднеквадратичная погрешность σ_D при $p = 10^5 \text{ Па}$

$$\sigma_D(E) = \sqrt{2kTx/(eE)}. \quad (11)$$

Точность измерения координаты в дрейфовой камере не может превосходить указанную величину, которую называют «тепловым пределом», обусловленным диффузией.

Коэффициент диффузии оказывается различным в направлениях вдоль и поперек электрического поля. Во многих газах коэффициент продольной диффузии (в направлении силовых линий электрического поля) $D_L < D$ (см. [12]). В качестве примера

на рис. 7 приведены зависимости $D/\mu(E)$ и $D_L/\mu(E)$ для газовой смеси, часто применяемой в дрейфовых камерах.

Уменьшение диффузии в направлении, параллельном E , объясняется тем, что электроны на переднем фронте облака диффундируют преимущественно в направлении движения электронного роя и поэто-

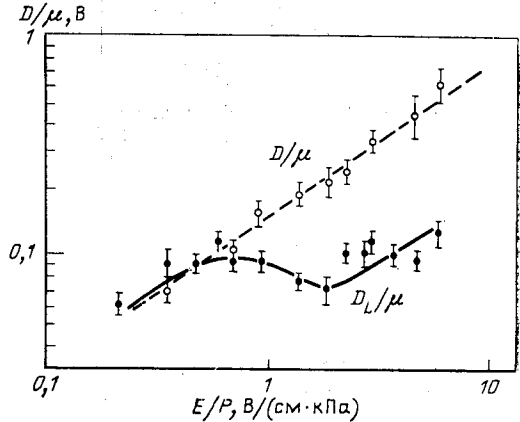


Рис. 7. Коэффициенты электронной диффузии $D(E)/\mu$ и $D_L(E)/\mu$ как функция напряженности электрического поля в дрейфовой камере JADE [30], содержащей 87,2 % аргона, 10 % метана и 2,8 % изобутана при $p = 404$ кПа

му электрическое поле их более сильно ускоряет. Вследствие этого уменьшается их средний пробег l_e , что приводит к уменьшению их скорости дрейфа [6, 13]:

$$w_d \approx \frac{2}{3} \frac{eEl_e}{m_e \bar{v}_e},$$

где m_e — масса электрона и \bar{v}_e — его средняя скорость.

Наоборот, электроны на дальнем конце роя диффундируют преимущественно в направлении, обратном движению роя, электрическое поле их «замедляет», поэтому растет их пробег l_e , что вызывает увеличение скорости их дрейфа. Эти процессы приводят к сжатию электронного роя в направлении его дрейфа и являются причиной того, что $D_L(E) < D(E)$. Соотношение между $D_L(E)$ и $D(E)$ зависит от поведения функций $l_e(\epsilon_e)$ (или сечения упругих столкновений электронов с атомами газа $\sigma_e(\epsilon_e)$). Если l_e уменьшается при увеличении энергии электронов ϵ_e , то $D_L(E) < D(E)$; при обратной зависимости $l_e(\epsilon_e)$ возможно, что $D_L(E) > D(E)$. Поэтому отношение $D_L(E)/D(E)$ зависит от напряженности электрического поля (рис. 7).

Различия между $D_L(E)$ и $D(E)$ впервые обнаружили Вагнер и др. [25]. Вычисления коэффициента продольной диффузии были проведены Паркером и Ловке [26] и Скуллерудом [27].

В аргоне при некоторых E/P различие $D_L(E)$ и $D(E)$ весьма значительно: $D(E) \approx 7D_L(E)$ [26]. В криптоне и ксеноне функции $D_L(E)/\mu(E)$ и $D(E)/\mu(E)$ близки к значениям для аргона. В других газах отношение $D(E)/D_L(E)$ не столь велико. Однако при оценке

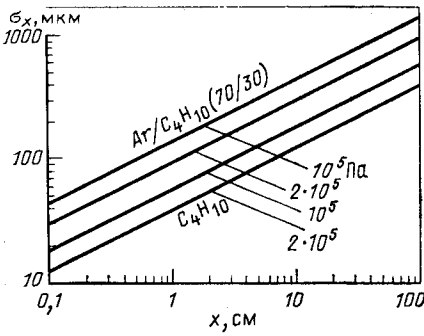


Рис. 8. Расчетная зависимость σ_x (с учетом $D_L(E)$) от длины дрейфа электронов [14]

влияния диффузии на точность измерения координат в дрейфовой камере необходимо учитывать продольную компоненту диффузии, поэтому (8) принимает вид

$$\sigma_D = \sqrt{2D_L(E) t_d} = \sqrt{2D_L(E) x/w_d}. \tag{12}$$

Результаты измерений зависимости $D_L(E/P)$ для различных газов и их смесей можно найти, например, в [12, 28].

Вследствие диффузии пространственное разрешение ухудшается с длиной дрейфа x пропорционально \sqrt{x} (рис. 8), но улучшается при увеличении давления газа.

Различие между σ_D и σ_D' связано с тем, что электроны от различных участков трека приходят на сигнальную проволочку неодновременно. Действительно, электрическое поле вблизи проволочки не однородное, а цилиндрически симметричное, поэтому путь электронов от края слоя к сигнальной проволочке длиннее, чем путь электронов от центра слоя. На рис. 9 сплошными линиями показаны траектории электронов в камере JADE, а штрихованными линиями — изохроны. Видно, что электроны различных участков траектории частицы приходят на сигнальную проволочку в разное время. Это необходимо учитывать при определении пространственного разрешения дрейфовой камеры.

Пространственное разрешение зависит также от способа регистрации электронного роя на сигнальной проволочке. При запуске электронной аппаратуры передним фронтом сигнала и минимальном пороге регистрации пространственное разрешение, соответствующее приходу первого электрона на про-

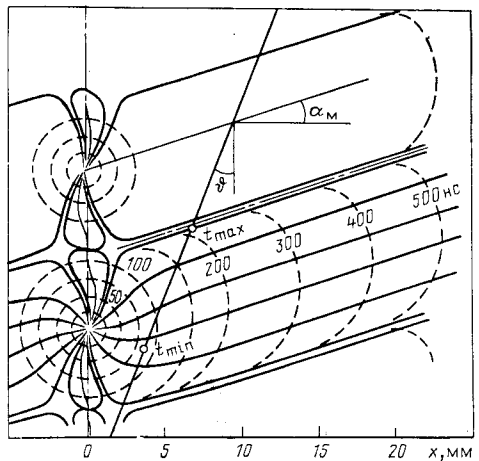


Рис. 9. Траектории электронов в дрейфовой камере JADE [30]

волочку [13]:

$$\sigma_1 = \frac{1,28\sigma_D}{\sqrt{2 \ln N_c}}. \quad (13)$$

Другой способ основан на временной привязке к центру тяжести собираемого заряда. В этом случае среднеквадратичная погрешность при измерении координаты x

$$\sigma_G = \sigma_D / \sqrt{N_c}. \quad (14)$$

На рис. 10 приведены зависимости $\sigma_1(x)$ и $\sigma_G(x)$ для $\sigma_D = \sqrt{2\epsilon_k x / eE}$. Видно, что в реальном детекторе зависимость $\sigma_{D'}(x)$ лежит между

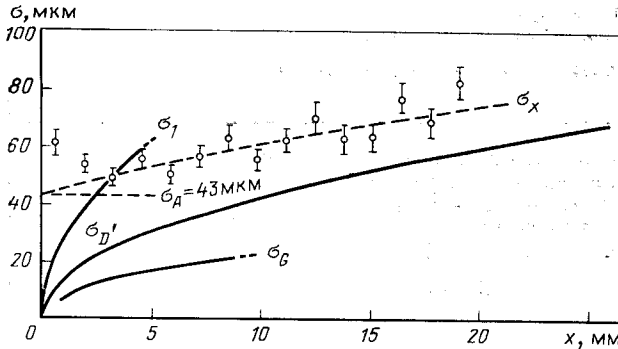


Рис. 10. Зависимости σ_1 , σ_G , $\sigma_{D'}$, σ_A и σ_x от длины дрейфа. Точками обозначены экспериментальные данные для пионов с $p = 150$ ГэВ/с [13]

крайними случаями σ_1 и σ_G , так как запуск электронной аппаратуры обычно происходит после прихода на сигнальную проволочку нескольких электронов. В результате $\sigma_{D'}$ оказывается в 2—3 раза меньше, чем σ_D .

Аппаратурное разрешение σ_A зависит прежде всего от точности изготовления камеры и качества электронной аппаратуры. Для прецизионных дрейфовых камер $\sigma_A = 20 \div 50$ мкм.

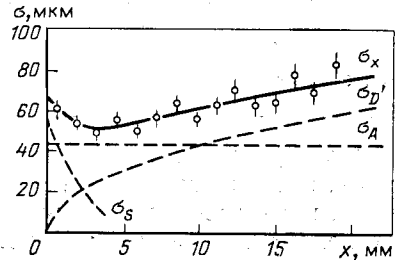


Рис. 11. Пространственное разрешение дрейфовой камеры σ_x и его слагаемые $\sigma_{D'}$, σ_A , σ_s как функция длины дрейфа электронов [29]

Суммарное действие всех рассмотренных причин определяет среднеквадратичную погрешность σ_x измерения координаты в ДК (3). Зависимость σ_x от длины дрейфа приведена на рис. 11, который пока-

зывает, что на расстоянии несколько миллиметров от проволоочки точность определения координаты составляет порядка 50 мкм [29].

Условия, реализованные в [14] при получении разрешения $\sigma_x \approx 50 \div 55$ мкм, перечислены в табл. 1.

Таблица 1. Вклад различных факторов в пространственное разрешение $\sigma_x = 50 \div 55$ мкм, достигнутое в высокоточной ДК [14]

Факторы, влияющие на разрешение ДК	Вклад в σ_x , мкм
Механические неточности: установка проволоочки гравитационный прогиб проволоочки (40 мкм) электростатическое смещение проволоочки	10 5 5 <hr/> 12
Неточности при измерении времени дрейфа: определение времени старта (0,2 нс) время пролета частицы (0,1 нс) задержка сигнала (0,1 нс) калибровка ВЦП (0,1 нс) разрешение ВЦП (0,2 нс)	10 5 5 5 <hr/> 10 17
Параметры камеры: колебания высокого напряжения (10 В) колебания температуры (1° С) колебания давления (≈ 700 Па) разброс M в каждом слое	10 10 10 5 <hr/> 18
Точность измерения времени дрейфа: разрешение внутреннее неточность соотношения время дрейфа — координата	40 20 <hr/> 45
Разрешение ДК	50—55

Пространственное разрешение в больших ДК в 2—3 раза хуже предельного значения $\sigma_x \approx 50$ мкм. Это связано с неточностью установки проволоочек, колебаниями давления и температуры, трудностями калибровки больших камер, зависимостью разрешения от угла наклона трека и т. п.

Важной характеристикой ДК является разрешение близких треков — x_{12} , т. е. минимальное расстояние между треками, при котором с высокой достоверностью (80—90%) их можно

отделить друг от друга. Типичное значение $x_{12} \approx 1$ см. Если электронная аппаратура регистрирует с каждой сигнальной проволочки только один сигнал, то x_{12} задается расстоянием между проволочками. В камерах с электроникой, способной обработать много сигналов с одной проволочки, величина x_{12} обусловлена прежде всего длительностью сигнала (обычно $150 \div 200$ нс).

2. ВЫСОКОТОЧНЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ КАМЕРЫ

Дрейфовая камера является одним из наиболее точных координатных детекторов, но в ряде физических задач, например при исследовании распадов очарованных частиц с временем жизни $\sim 10^{-13}$ с, необходимо еще более улучшить их точность. Для таких задач необходимо иметь $\sigma_x < 50$ мкм и $x_{12} \leq 500$ мкм. Во многих лабораториях мира прилагают большие усилия для улучшения пространственного разрешения ДК. Главным преимуществом высокоточных ДК по сравнению с полупроводниковыми микростриповыми детекторами является их невысокая стоимость и возможность сконструировать ДК большого размера.

С целью достижения высокой точности в ДК применяются:

1) «холодные» газы; 2) повышенное давление; 3) выбор коротких участков трека; 4) измерение времени дрейфа кластеров; 5) многократное измерение координат трека.

В прецизионных ДК обычно используется комбинация перечисленных мер.

Холодные газы. Основной вклад в пространственное разрешение ДК дает диффузия электронов в газе. В высокоточных ДК необходимо применять газы с малым коэффициентом диффузии. Как уже говорилось, такими являются холодные газы: CO_2 , NH_3 , диметилафир ($\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$), метилал ($(\text{CH}_3\text{O})_2\text{CH}_2$), изобутан (*изо*- C_4H_{10}). Эти газы обладают большим сечением переноса импульса $\sigma_m \approx 10^{-14} \div 10^{-13}$ см² [20], поэтому электроны в них остаются тепловыми даже при большой напряженности электрического поля и их характерная энергия $\epsilon_h = kT$. Вследствие этого скорость их дрейфа невелика (несколько мм/мкс) даже при $E \approx 1$ кВ/см и σ_D близко к тепловому пределу (11). Зависимость $\sigma_D(E)$ в холодных газах приведена на рис. 12. Применением холодных газов в ДК можно улучшить ее пространственное разрешение примерно в 2 раза.

Использование медленного дрейфа электронов в камере, заполненной диметилафиром, при атмосферном давлении позволило достигнуть разрешения $\sigma_x/\sqrt{x} \approx 16$ мкм/см^{1/2} [31].

Повышенное давление. Пространственное разрешение улучшается с повышением давления, если обеспечить соответствующее увеличение E так, чтобы выполнялось условие $E/P = \text{const}$. Тогда из (8)–(10):

$$\sigma_D = \sqrt{\frac{2D(E)x}{\mu E}} = \sqrt{\frac{2kT}{eE/P}} \sqrt{\frac{x}{P}}. \quad (15)$$

Зависимость $\sigma_x(x)$ для различных давлений газа показана на рис. 13. Зависимость σ_x от давления CO_2 , измеренная группой из МИФИ [32], приведена на рис. 14.

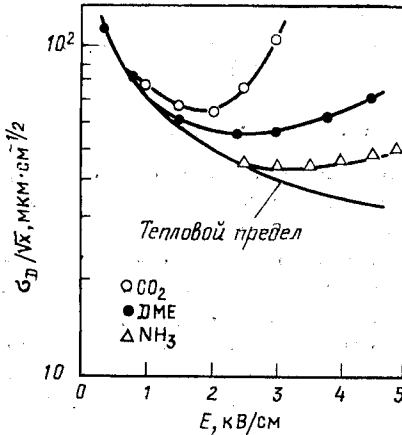


Рис. 12. Зависимость $\sigma_D(E)/\sqrt{x}$ в холодных газах [32]

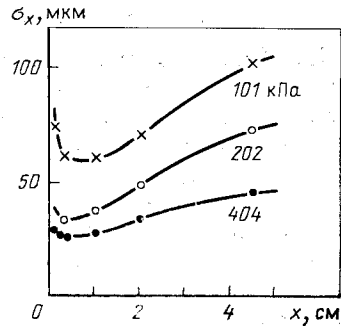


Рис. 13. Зависимость пространственного разрешения σ_x от длины дрейфа и давления [30] в смеси 75 % C_3H_8 и 25 % C_2H_4

В дрейфовой камере, заполненной холодным газом при давлении $(4-5) \cdot 10^5$ Па, можно достигнуть пространственного разрешения $\sigma_x/\sqrt{x} \approx 25 \div 30$ мкм·см^{-1/2} и разрешения близких треков (с эф-

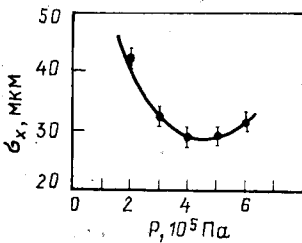


Рис. 14. Зависимость σ_x от давления CO_2 при длине дрейфа $x = 8$ мм [32]

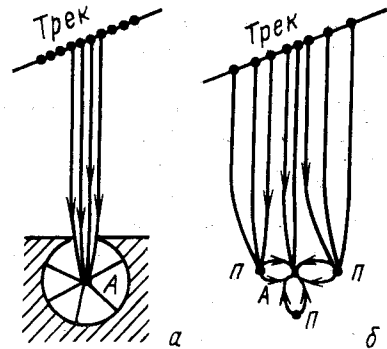
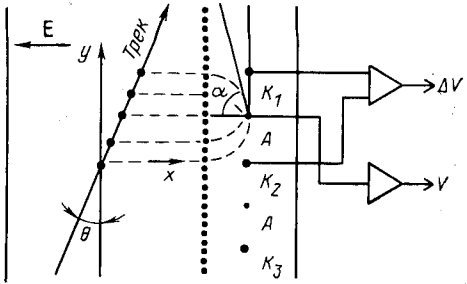


Рис. 15. Выбор части траектории частицы:

а — механическим ограничителем; б — электрическим полем; А — анод; П — полеформирующие проволоочки

фективностью 70%) $x_{12} \approx 100$ мкм [32]. Та же группа при сверхвысоких давлениях, например при $P = 3 \cdot 10^7$ Па, достигла разрешения $\sigma_x/\sqrt{x} = 10 \div 15$ мкм·см^{-1/2}.

Рис. 16. Принцип измерения координат кластеров в дрейфовой камере



Выбор коротких участков трека. Величину σ_s [см. (3)] можно уменьшить, если для определения координаты использовать только небольшой участок трека, ближайший к сигнальной проволочке. Тем самым разницу во времени прихода электронов на сигнальную проволочку можно свести к минимуму. Выбор нужного участка трека можно провести механически (рис. 15, а) или с помощью электрического поля (рис. 15, б). Например, в [32] использовались первый способ, выбирая щель шириной 0,9 мм так, чтобы $\sigma_s \leq \sigma_D$, при $x = 2$ мм. Такой метод улучшает пространственное разрешение, но повышает требования к электронной аппаратуре.

Измерение времени дрейфа кластеров. Наиболее радикальный подход к достижению предельной пространственной точности в дрейфовой камере предложили Валента и др. [33]. Метод основывается на определении координаты каждого кластера, причем трек реконструируется проведением прямой линии через полученные точки. Точность определения координаты трека при этом

определяется по формуле (16), где N_c — число зарегистрированных кластеров на измеряемом участке трека. Таким образом, в стандартной газовой смеси, где $N_c \approx 30/\text{см}^{-1}$, можно теоретически достигнуть 3–5-кратного улучшения пространственного разрешения.

$$\sigma_x = \sigma_1 / \sqrt{N_c}, \quad (16)$$

где N_c — число зарегистрированных кластеров на измеряемом участке трека. Таким образом, в стандартной газовой смеси, где $N_c \approx 30/\text{см}^{-1}$, можно теоретически достигнуть 3–5-кратного улучшения пространственного разрешения.

Принцип действия ДК для измерения координат кластеров показан на рис. 16.

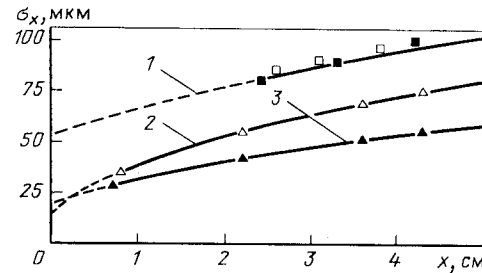


Рис. 17. Зависимость пространственного разрешения σ_x от длины дрейфа в ДК при измерении координат кластеров [8]; кривые соответствуют $\sigma_x = \sqrt{\sigma_{D'}^2 x + \sigma_A^2}$.

1 — $\sigma_{D'} = 40 \text{ мкм} \cdot \text{см}^{-1/2}$, $\sigma_A = 54 \text{ мкм}$; 2 — $\sigma_{D'} = 36 \text{ мкм} \cdot \text{см}^{-1/2}$, $\sigma_A = 14 \text{ мкм}$; 3 — $\sigma_{D'} = 25 \text{ мкм} \cdot \text{см}^{-1/2}$, $\sigma_A = 19 \text{ мкм}$

В ней измеряется время дрейфа кластеров, а также угол α попадания кластеров на сигнальную проволочку. Угол α соответствует положению кластера вдоль трека частицы. Он определяется сравнением зарядов, индуцированных на электродах K_1 , K_2 , расположенных на небольшом расстоянии от сигнальной проволочки (A). Валента [33] таким способом определял угол α с погрешностью $\pm 2,3^\circ$. На рис. 17 приведено пространственное разре-

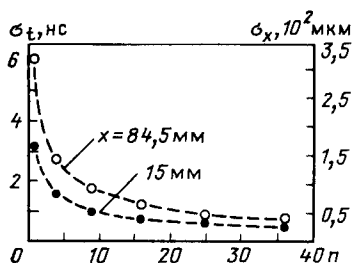


Рис. 18. Пространственное σ_x и временное σ_t разрешения в n -слойной дрейфовой камере [36]

шение, полученное в камере с измерением времени дрейфа кластеров в смеси 80% CO_2 + 20% *изо*- C_4H_{10} . Разрешение близких треков в такой камере $x_{12} \approx \approx 0,2 \text{ мм}$ [8].

Для измерения времени дрейфа кластеров необходима быстрая электроника с мертвым временем $\approx 15 \text{ нс}$ [5, 34, 35]. Существенная особенность такой электроники — необходимость формирования сигналов и устранения их длинных хвостов.

Многokратное измерение координат трека. Прецизионную локализацию траекторий высокоэнергетических частиц, для которых характерно небольшое многokратное рассеяние, можно провести многokратным измерением их координат в многослойной ДК. Такой подход был проверен экспериментально [36], и оказалось, что разрешение $\sigma_x(n)$ улучшается соответственно с числом n точек измерения: $\sigma_x(n) = \sigma_x/\sqrt{n}$. Зависимость $\sigma_x(n)$ приведена на рис. 18. Принцип многokратного измерения координаты используется в высокоточных ДК (например, в «микро-джет» камере Вавры и др. [37] или в [38]).

Для многих крупных установок на встречных пучках и экспериментов с фиксированной мишенью разрабатываются вершинные детекторы на основе высокоточных ДК [32, 33, 36—40]. В них применяют комбинации перечисленных способов, улучшающих пространственное разрешение с целью достигнуть разрешения $\sigma_x/\sqrt{x} \approx 40 \div 50 \text{ мкм/см}^{1/2}$ и $x_{12} \approx 500 \text{ мкм}$ при давлении 10^5 Па и $\sigma_x/\sqrt{x} \approx \approx 20 \div 30 \text{ мкм/см}^{1/2}$ и $x_{12} = 100 \div 200 \text{ мкм}$ при повышенном давлении*.

К классу высокоточных дрейфовых относятся также узкоазорные ДК и электролюминесцентные ДК. Оба типа камер предназначены для работы в интенсивных потоках частиц.

Узкоазорные дрейфовые камеры [42—44] отличаются небольшой длиной дрейфа электронов ($< 10 \text{ мм}$) и отсутствием полеформирующих электронов (см. рис. 2, б). При соблюдении вышеуказанных условий работы в них достигают высокое пространственное разрешение. Недостатком рассматриваемых камер [42, 43] является большое число каналов электронной аппаратуры.

В электролюминесцентных дрейфовых камерах [45—48] для регистрации времени прихода электронов на анод используют фотоны, возникающие при люминесценции газа в процессе газового усиления.

* После написания обзора была опубликована интересная работа [41] о высокоточных ДК.

Фотоны обычно регистрируют с помощью ФЭУ. Главным преимуществом таких камер являются их быстродействие и работа при небольшом газовом усилении, что позволяет их использовать в интенсивных пучках частиц. В электролюминесцентной ДК было достигнуто превосходное пространственное разрешение 16 мкм при давлении $2 \cdot 10^5$ Па [46]. Высокое быстродействие таких камер позволяет регистрировать отдельные кластеры первичной ионизации на треке частицы [48]. К недостаткам электролюминесцентных ДК относится сложная конструкция вследствие необходимости эффективного сбора света со всей площади камеры (обычно с помощью ФЭУ). Это обстоятельство затрудняет создание электролюминесцентных камер больших размеров и до сих пор не работает ни одна большая такая система [8].

3. МНОГОСЛОЙНЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ КАМЕРЫ

Многослойная дрейфовая камера (МДК) представляет собой большой газовый объем с однородным электрическим полем, в котором электроны от треков частиц дрейфуют к системе многих сигнальных проволочек, где регистрируют время их прихода (рис. 19). Объем над каждой сигнальной проволочкой называется слоем. Многослойные дрейфовые камеры называют также картинными камерами (pictorial chambers) или времяпроекционными камерами (time projection chambers — TPC). Они обеспечивают трехмерную реконструкцию событий с высокой множественностью и позволяют идентифицировать вторичные заряженные частицы на основе многократного измерения ионизационных потерь энергии [9]. Качество изображения треков частиц в МДК очень высокое, что иллюстрируется рис. 20.

Идея создания крупных МДК родилась в начале 70-х годов [50, 51]. Первые камеры (ISIS [52], TPC [53], JADE [54], UA-1 [55]) ввели в действие в начале 80-х годов.

МДК делятся на два основных типа: плоские многослойные дрейфовые камеры и цилиндрические многослойные дрейфовые камеры.

Плоские МДК используют обычно как внешние идентификаторы заряженных релятивистских частиц в магнит-

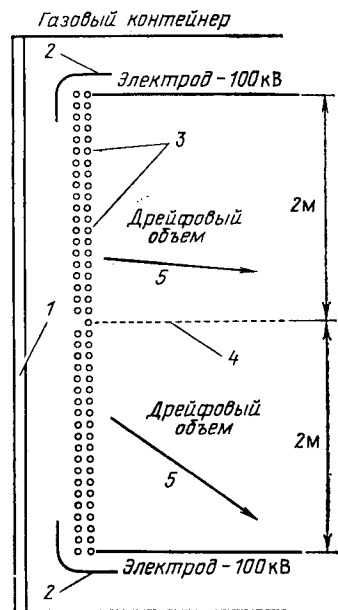


Рис. 19. Схема многослойной дрейфовой камеры ISIS [49]:

1 — майларовое окно; 2 — электрод; 3 — полеформирующие электроды; 4 — сигнальные проволочки; 5 — трек

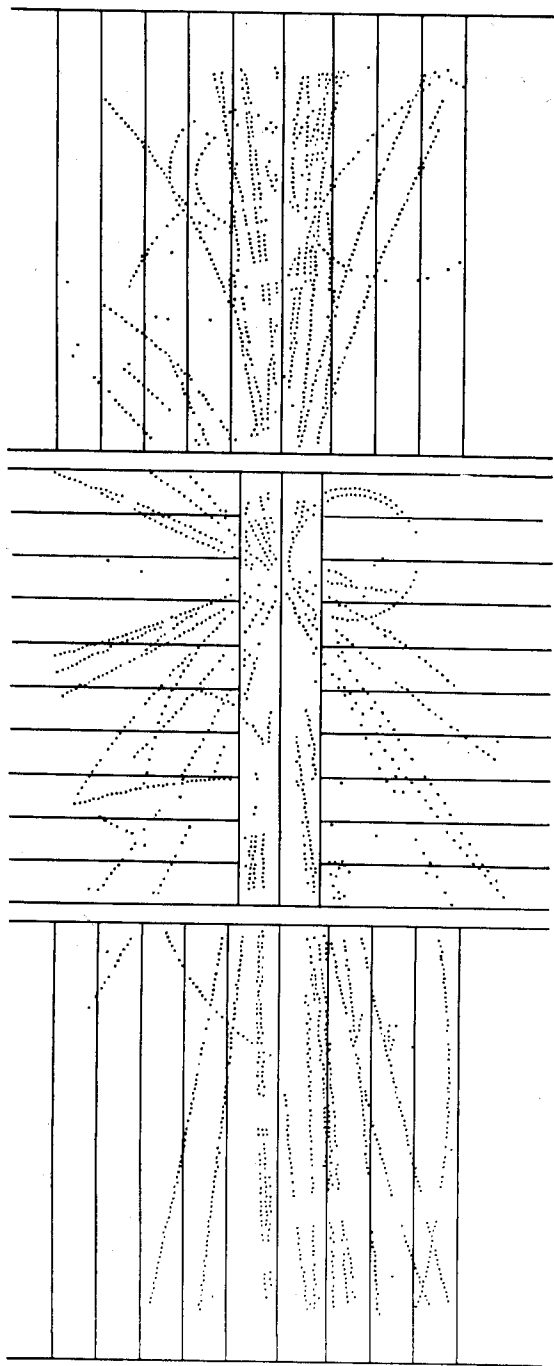


Рис. 20. Многоотречковое событие $p\bar{p}$ при энергии 540 ГэВ, зарегистрированное в МДК установки UA-1 [55]

ных спектрометрах с фиксированной мишенью, например, камера ISIS [52, 56] в составе Европейского гибридного спектрометра в ЦЕРН, CRISIS [57] в Батавии, разрабатывается АСТРОН [58] в ИТЭФ. Их используют также в качестве вершинных детекторов, например, на установке Европейской мюонной колаборации (ЕМС) [59] в ЦЕРН, камера ИКС [60] на установке MAPS в Дубне или камера ТРС [61] на установке ОМЕГА в ЦЕРН. МДК используют также для измерения пробегов тяжелых ионов [62]. Основные параметры ряда плоских МДК приведены в табл. 2.

Пространственное разрешение σ_x (координата $x \parallel E$ определяется по измерению времени дрейфа электронов) задано длиной дрейфа. Координата вдоль проволочки определяется различными способами, поэтому среднеквадратичная ошибка при ее измерении σ_y варьирует в широких пределах. Разрешение близких треков x_{12} обусловлено прежде всего длиной сигнала.

Цилиндрические МДК. Камеры этого типа, помещенные в магнитное поле, обеспечивают точное определение углов вылета и измерение импульсов заряженных частиц в экспериментальных установках на встречных пучках. Их называют обычно центральными детекторами. Требование большой компактности детекторов на встречных пучках приводит к сильному ограничению радиальных размеров центрального детектора, и для достижения необходимого импульсного разрешения нужно обеспечить высокую точность измерения траекторий частиц.

Существуют различные типы конструкций цилиндрических МДК. В настоящее время имеются четыре основные разновидности таких камер:

- 1) ТРС — с аксиальным дрейфом электронов;
- 2) JET — с азимутальным дрейфом электронов (с небольшой длиной дрейфа);
- 3) ЦДК — камеры с «классической» конфигурацией проволочек в цилиндрических слоях;
- 4) ШДК — цилиндрическая камера разделена на плоские широкозазорные дрейфовые камеры.

Эти обозначения цилиндрических МДК используются в табл. 3, где приведены их основные параметры. Более подробное описание типов цилиндрических МДК можно найти, например, в [9, 63].

Крупные камеры ТРС используют на установке PEP-4 — ТРС [51, 53, 64] на встречных e^+e^- -пучках PEP в СЛАК и разрабатывают для детекторов DELPHI [65] и ALEPH [66], которые будут работать на e^+e^- -пучках LEP в ЦЕРН и TOPAZ [67] на e^+e^- -пучках TRISTAN. Эти камеры отличаются большой длиной дрейфа электронов, которая определяет точность измерения σ_y координаты y вдоль оси камеры. Азимутальная координата измеряется обычно с высокой точностью ($\sigma_{\phi} \approx 0,2$ мм).

Камеры типа JET предназначены для регистрации событий с большой множественностью треков в интенсивных потоках частиц. В них

Таблица 2. Основные параметры и пространственное разрешение плоских МДК (1985 г.)

Установка	Длина камеры, см	Количество слоев	Максимальная длина дрейфа, см	Длина проволочки, см	Количество каналов электроныки	Магнитная индукция, Тл	σ_x , мм	σ_y , мм	x_{12} , мм	Метод определения координаты вдоль проволочки
ISIS	510	320	200	200	320	—	< 3	—	12	—
CRISIS	300	192	25,4	103	384	—	< 2	—	10—12	—
АСТРОН	450	250	50	100	330	—	$\leq 0,5$	7	8—10	Дополнительные проволочки
EMC	155	325	30	60—145	6260	1,5	≤ 1	0,25	20	Катодные площадки
ИКС	160	80	35	85	240	1,5	$\leq 0,5$	≤ 1	8	Линии задержки
OMEGA—TRC	20	16	16	40	224	1,2	0,25	—	—	Катодные площадки

Таблица 3. Основные параметры и пространственное разрешение крупных цилиндрических МДК (1986 г.)

Установка	Тип камеры	Внутренний — внешний радиус, см	Количество слов	Максимальная длина дрейфа, см	Количество каналов электроники	Матричная индукция, Тл	$\sigma_{r\phi}$, мм	σ_{η} , мм	α_{12} , мм (град)	σ_{r/p^2} , % (ГэВ ² /с ²)	Метод определения координаты вдоль спиральной проволоочки
PEP-4	TRC	20—100	183	100	13 824	1,45	0,16	0,34	10—20	3,7	Катодные площадки
DELPHI	TRC	30—120	188	140	22 000	1,2	$\leq 0,25$	$\leq 0,8$	< 20	0,5—0,7	То же
ALEPH	TRC	30—180	400	220	50 000	1,5	$\leq 0,2$	$\leq 1,5$	12—18	0,12	»
TOPAZ	TRC	36—109	175	150	5496	—	$\leq 0,23$	—	—	1,0	»
CELLO	ЦДК	5—60	12	7,5	6432	1,3	0,21	0,4	3,5°	2,0	»
JADE	JET	21—79	48	7,5	1536	0,45	0,16	13	7	2,2	Деление токов
AFS	JET	20—80	42	2,8	3444	0,5	0,22	14	40	2,0	То же
OPAL	JET	25—185	160	25	7680	0,4	0,12	40	2	—	»
SLD	JET	20—100	80	3	11 648	1,0	0,055	9	1	0,2—0,55	»
H1	JET	20—79,5	64	5,1	5120	1,2	0,1	24	2,5	0,3	»
КМД-2	JET	2,5—29,5	19	2,8	1024	2,0	0,1	2	—	—	»
UA-1	ШДК	10—122	~110	18	12 200	0,7	0,25	8—25	2,5	—	»
ARGUS	ЦДК	15—85	36	9,5	5940	0,8	0,15	—	9	1,2	Проволочки, повернутые на угол
GDF	JET	27—138	84	3,5	10 080	1,5	—	—	< 1	—	То же
MAC	ЦДК	12—45	20	—	833	0,57	—	4	—	6,5	»
TASSO	ЦДК	32—130	8+4+16	1,6	3060	0,5	0,22	3—4	16	1,0	»
MARK-II/SLC	JET	23—145	72	3,3	5832	0,45	0,175	4	≤ 3	1,5	»
MARK-III	JET	14—114	15+18	3	416+1584	0,4	0,25	15	—	1,5	»
CLEO-II	ЦДК	17,5—95	51	7	12 240	1,5	0,18	—	—	0,7	»

электроны дрейфуют в азимутальном направлении на небольшое расстояние, что обеспечивает хорошее пространственное разрешение $\sigma_{r\phi} \approx 0,1 \div 0,25$ мм. Проволочки в этих камерах натянуты вдоль оси камеры, поэтому координата y определяется с невысокой точностью $\sigma_y \approx 15 \div 20$ мм. Такие камеры используют на установке JADE [63, 68] на e^+e^- -пучках PETRA в ДЭСИ, на установке AFS [69] на $p\bar{p}$ -коллайдере ISR в ЦЕРН, на установке MARK-III [70] на e^+e^- -пучках PEP в СЛАК, разрабатываются для установки OPAL [71] e^+e^- -коллайдера LEP в ЦЕРН и установки CDF [72] на $p\bar{p}$ -пучках в лаборатории Ферми, установки SLD [73] на e^+e^- -линейном коллайдере SLC в СЛАК, установки H1 на ep -коллайдере HERA в ДЭСИ [74], установки КМД [75] на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М и MARK-II/SLC [76] на e^+e^- -коллайдере SLC в СЛАК.

Цилиндрические МДК классической конструкции (ЦДК) отличаются небольшой длиной дрейфа и соответственно хорошим разрешением $\sigma_{r\phi} \approx 0,15 \div 0,25$ мм. Камеры этого типа обычно не имеют много слоев (20—40). Их используют, например, на установках ARGUS [77], TASSO [78] и CELLO [79] на e^+e^- -пучках в ДЭСИ и на установках MAC [80] и CLEO-II [81] на e^+e^- -коллайдере CESR в Корнельском университете.

Цилиндрическая МДК [55] установки UA-1 на $p\bar{p}$ -коллайдере SPS в ЦЕРН разделена плоскостями проволочек на прямоугольные участки (тип ШДК). Такая структура камеры выгодна при использовании в составе установки дипольного магнита.

В табл. 3 приводятся также разрешение близких треков x_{12} в направлении дрейфа электронов и разрешение по импульсам частиц σ_{p/p^2} .

Электронная аппаратура для МДК отличается тем, что она способна регистрировать серию сигналов, быстро поступающих из камеры. Аппаратура должна с высокой точностью измерять время прихода каждого из сигналов, а при ионизационных измерениях также их амплитуду.

Время прихода сигналов измеряется с помощью многостопового времяцифрового преобразователя (ВЦП) [82—85] со следующими основными параметрами: измеряемый интервал времени 2—16 мкс, точность измерения времени 1—4 нс, мертвое время 32—64 нс, максимальное количество зарегистрированных сигналов 8—256.

Амплитуда сигналов измеряется с помощью быстродействующего параллельного амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП) [86—88], обладающего следующими основными свойствами: разрешение 6—8 бит, мертвое время 10—100 нс, максимальное количество зарегистрированных сигналов 128—1024.

Более подробно электронная аппаратура для МДК описывается, например, в [9].

Измерение координаты вдоль сигнальных проволочек. В крупных МДК часто возникает необходимость пространственной рекон-

струкции треков. Поэтому наряду с хорошим пространственным разрешением в направлении дрейфа электронов нужно с хорошим разрешением обеспечить и измерение координаты вдоль сигнальных проволочек. В плоских МДК координата (y) вдоль проволочек не всегда измеряется. Многослойные ДК можно по способу измерения координат разделить на несколько классов. В камерах типа ТРС (на установках РЕР-4, DELPHI, ALEPH, TOPAZ см. табл. 3) азимутальная координата (r, φ) определяется измерением центра тяжести сигналов, индуцированных на катодных полосках. Координата вдоль оси камеры (y) определяется по времени дрейфа электронов. В камерах типа JET (на установках JADE, AFS, OPAL, CDF, MARK-III, SLD, H1, КМД-2, а также в других цилиндрических МДК, приведенных в табл. 3, координата ($r\varphi$) измеряется по времени дрейфа, а координата y (вдоль проволочек в этих камерах) измеряется разными способами, которые перечислены далее. Задача эта не из простых. Существует несколько методов определения координаты вдоль сигнальной проволочки.

а. Деление токов. Этот метод, предложенный Шарпаком, основан на измерении токов I_1 и I_2 на обоих концах сигнальной проволочки. Токи разделяются в соответствии с сопротивлениями R_1, R_2 участков проволочки по одну и другую стороны от электронной лавины:

$$I_1/I_2 = R_2/R_1 = (L_w - y)/y, \quad (17)$$

где y — расстояние от начала проволочки до электронного ливня на проволочке; L_w — длина проволочки; ρ_w — ее удельное сопротивление. Координата y вдоль проволочки

$$y = L_w I_2 / (I_1 + I_2). \quad (18)$$

Метод деления токов часто применяется в дрейфовых камерах, и он хорошо изучен [89]. Точность измерения координаты определяется соотношением сигнал/шум, поэтому используются проволочки с более высоким сопротивлением ρ_w (чаще всего из нержавеющей стали). Пространственное разрешение зависит от емкости проволочки C_w и собранного на ней заряда Q [89]:

$$\Delta y/y = 2,54 \sqrt{kTC_w/Q}. \quad (19)$$

Предельная погрешность метода деления токов невысока: $\Delta y/y \approx 1\%$. Применение этого метода приводит также к необходимости использовать относительно большое газовое усиление ($M \approx 10^6$), что при ионизационных измерениях нежелательно. Метод деления токов применяется обычно в камерах типа JET (см. табл. 3).

б. Измерение центра тяжести индуцированного заряда на катодах. Этот метод часто используется в пропорциональных и дрейфовых камерах (в табл. 2 и 3 называются «катодные площадки»). Катоды камеры изготавливают в виде

полосок или площадок (рис. 21) шириной 5—10 мм. На каждой i -й полоске измеряется индуцированный заряд Q_i , и вычисляется координата электронной лавины на проволочке:

$$y = \frac{\sum_i Q_i y_i}{\sum_i Q_i}. \quad (20)$$

Этот метод подробно изучен и часто применяется [8, 64, 90—92], так как обеспечивает высокое пространственное разрешение (было достигнуто $\sigma_y = 20 \div 30$ мкм). В больших ДК предельное разрешение не достигается из-за влияния диффузии, наклона треков и т. п.,

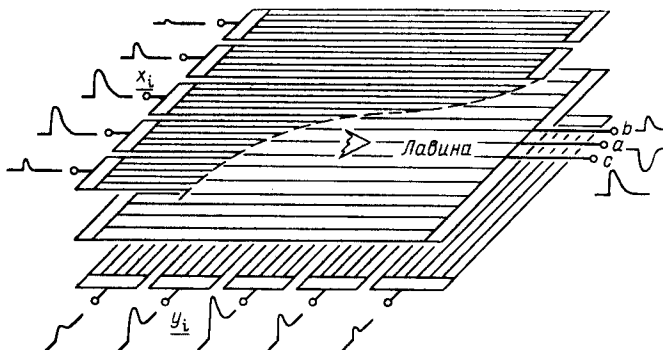


Рис. 21. Схема камеры для измерения центра тяжести индуцированного заряда на катодах [8]

но в крупных камерах типа ТРС получают разрешение 100—200 мкм. Недостатком этого метода является большое число каналов (см. табл. 3), применение дорогостоящей электроники для измерения амплитуд сигналов. Метод центра тяжести индуцированного заряда обычно применяется в камерах ТРС для определения азимутальной координаты. Пространственное разрешение $\sigma_{\text{т.р.}}$, приведенное в табл. 3, получено именно этим методом.

в. Применение линии задержки. В качестве катода используется линия задержки (ЛЗ). Сигнал, индуцированный на ЛЗ, распространяется по обе ее стороны вдоль проволочки с известной скоростью. Координата электронной лавины на проволочке определяется по разнице во времени появления сигнала на анодной проволочке и на конце ЛЗ. Лучше снимать сигналы с обоих концов ЛЗ, в этом случае можно регистрировать несколько частиц, пролетевших одновременно через ДК [60]. Линии задержки в ДК используют часто [5, 89, 93—95]. Их размещают недалеко от сигнальных проволочек, поэтому они должны содержать минимальное количество материала. Это приводит к тому, что полученная с их помощью задержка невелика, т. е. сигнал быстро проходит через ЛЗ (скорость распространения сигнала около 10 мм/нс). С помощью быстрых ЛЗ достигается точность $\Delta y \approx 5$ мм при длине ЛЗ 1—1,5 м. В более мед-

ленных ЛЗ (скорость $0,3 \div 0,5$ мм/нс) достигается хорошее пространственное разрешение $\sigma_y \leq 0,1$ мм при длине ЛЗ 20 см [93].

г. Поворот плоскости сигнальных проволок на небольшой угол. Этот метод используется в цилиндрических ДК (см. табл. 3), где в некоторых слоях сигнальные проволочки поворачивают на небольшой угол α_s ($4-6^\circ$) к оси камеры (рис. 22). Координата y вдоль проволочки определяется с точностью

$$\sigma_y = \sigma_{r\phi} / \text{tg } \alpha_s. \tag{21}$$

Типичное значение $\sigma_y = 20\sigma_{r\phi}$, т. е. $\sigma_y \approx 4 \div 5$ мм [39].

д. Применение проволочек или полосок, перпендикулярных к сигнальным проволочкам. Такой метод используют на установке АСТРОН [58], где регистрируется часть электро-

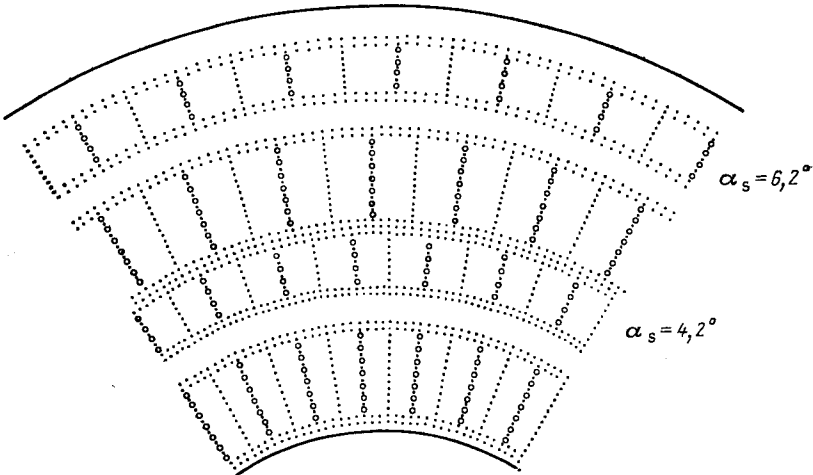


Рис. 22. Схема модуля ЦДК со слоями проволочек, повернутыми на угол α_s

нов от треков частиц (в табл. 2 обозначен как «дополнительные проволочки»). Он обеспечивает пространственное разрешение, равное расстоянию между вспомогательными проволочками (в АСТРОН $\Delta y = 15$ мм). Другой подобный способ заключается в использовании полосок трапециевидальной формы вдоль проволочек. Амплитуда индуцированного заряда на полоске соответствует положению электронного ливня вдоль проволочки [96—98].

Право-левая неоднозначность является неудобным свойством ДК. Чтобы узнать, пришли электроны на проволочку справа или слева, принимают следующие дополнительные меры:

1. Вместо одной сигнальной проволочки устанавливают две на небольшом расстоянии (меньше 1 мм) друг от друга.
2. Две близко стоящие ДК сдвигают друг относительно друга на половину расстояния между сигнальными проволочками.

3. В многослойных камерах типа JET четные проволочки сдвигают в одну сторону, нечетные — в другую от центральной плоскости. В камере JADE этот сдвиг равен 0,15 мм [68], в камере AFS — 0,4 мм [69].

4. Измеряют индуцированный заряд на дополнительных электродах, размещенных по сторонам сигнальной проволочки. Заряд будет больше на электроде, находящемся в той части камеры, где пролетела частица [33].

МДК в магнитном поле. В магнитном поле скорость дрейфа электронов w_M и коэффициент диффузии D_M уменьшаются:

$$w_M = w_d / \sqrt{1 + w_M^2 \tau_M}; \quad (22)$$

$$D_M = D(E) / (1 + \omega_M^2 / \nu_e^2), \quad (23)$$

где $\omega_M = eH/m_e$ — ларморовская частота; $\tau_M(E, H)$ — среднее время свободного пробега электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях и ν_e — частота соударений электронов с атомами газа. Электроны движутся под углом α_M к направлению градиента электрического поля:

$$\operatorname{tg} \alpha_M = \omega_M \tau_M. \quad (24)$$

Поэтому их траектории не перпендикулярны к плоскости сигнальных проволочек, что иллюстрируется на примере дрейфовой камеры JADE (см. рис. 9). В камерах с другой конфигурацией электронов

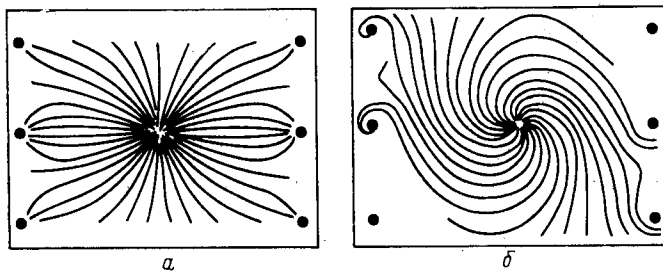


Рис. 23. Траектории электронов в дрейфовой камере CELLO: а — $B = 0$, б — $B = 1,5$ Тл [14]

включение магнитного поля приводит к еще более существенному искажению траекторий электронов (рис. 23), и в этом случае из измеренного времени дрейфа уже трудно восстановить координату трека частицы. Поэтому при работе ДК в магнитном поле необходимо применять дополнительные меры, компенсирующие эти эффекты. В плоских ДК с распределенным потенциалом, схема которых приведена на рис. 2, е, конфигурацию электрического поля меняют таким образом, чтобы скомпенсировать влияние магнитного поля на траектории электронов. Такое смещение направления электрического поля

обеспечивается тем, что одинаковый потенциал подают на пару проволочек, оси которых лежат на линии, расположенной под углом α_M к плоскости сигнальных проволочек [5, 7]. Принцип компенсации магнитного поля электрическим предлагается использовать в больших цилиндрических камерах для встречных пучков ЛЕР в ЦЕРН [15]. Модули камеры типа JET расположены «по спирали», благодаря чему в магнитном поле соленоида электроны дрейфуют в направлении, перпендикулярном к плоскости сигнальных проволочек.

Наиболее благоприятная ситуация возникает в тех ДК, где $E \parallel V$ и траектории электронов при включении магнитного поля практически не меняются. Это условие выполняется в камерах типа ТРС, размещенных в магнитном поле соленоида, что является одним из их основных преимуществ.

Для ДК, работающей в магнитном поле, целесообразно выбирать специальные газовые смеси, в которых угол отклонения траекторий электронов в магнитном поле α_M мал. Таковы смеси на основе холодных газов.

Выражение (24) можно переписать в виде

$$\text{tg } \alpha_M = eH/m_e n_a v_e \sigma_e, \tag{25}$$

где v_e — скорость электронов и σ_e — сечение их упругих соударений с атомами газа. В холодных газах упругое сечение σ_e велико, поэтому значение $\text{tg } \alpha_M \ll 1$ ($\approx 0,03$ в CO_2 ; $\approx 0,01$ в NH_3 и в $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ при $B = 0,5$ Тл [30]). Результаты измерений угла α_M в зависимости от на-

Таблица 4. Угол дрейфа α_M электронов в магнитном поле в различных газовых смесях [100]

CO ₂ , %	изо-C ₄ H ₁₀ , %	Ar, %	E, кВ/см	B, Тл	α_M , град	
					Измерение	Расчет
95	5	—	0,4	0,5	1,0	2,0
95	5	—	0,66	0,5	1,3	2,1
95	5	—	0,8	0,5	1,2	2,1
95	5	—	2,4	0,5	2,5	2,2
95	5	—	2,4	1,0	5,2	4,4
20	—	80	1,0	0,5	14,1	12,5
20	—	80	1,0	0,925	23,8	22,2
90	—	10	0,6	0,5	0,45	2,2

пряженности электрического и магнитного полей в смесях углекислого газа с аргоном и изобутаном представлены в табл. 4. Угол α_M в смесях с большой концентрацией CO_2 почти на порядок меньше, чем в «обычных» смесях, используемых в ДК.

Поперечный коэффициент диффузии D в присутствии магнитного поля заметно уменьшается прежде всего в «быстрых» газах. Интересно отметить, что в магнитном поле не наблюдается уменьшение продольного коэффициента диффузии D_L [99].

4. БЫСТРОДЕЙСТВИЕ МДК

Ограничения на быстродействие МДК. Быстродействие многослойных ДК ограничивают три основных фактора: время сбора электронов, длительность сигнала и накопление пространственного заряда в дрейфовом объеме.

Время сбора электронов задано длиной дрейфа электронов. В камерах с большим дрейфовым объемом оно может быть значительным; например, в камере ISIS с длиной дрейфа до 2 м достигает 50 мкс. Такие камеры (ISIS, CRISIS, EPI) используют в качестве внешних идентификаторов после пузырьковых камер, которые также не терпят больших загрузок. Поэтому плотность потока частиц в этих экспериментах не превышает 10^4 частица/м²·с.

В МДК, работающих на встречных пучках, время сбора выбирается меньше, чем время оборота сгустка частиц в накопительном кольце, например меньше 4,6 мкс на SPS в ЦЕРН и меньше 22,5 мкс на LEP. Отсюда видно, что ограничения на время сбора в этих накопителях не жесткие. В камерах типа JET со временем сбора 1—2 мкс это условие выполняется легко. Более серьезные проблемы могут возникнуть в камерах TPC, где при длине дрейфа 1 м время сбора порядка 20 мкс.

Нужно отметить, что можно работать и при таких загрузках, когда в течение времени сбора электронов через камеру проходит несколько пучковых частиц. Их треки можно при обработке легко исключить, так как они не проходят через вершину взаимодействия. Устранять такие треки помогают также быстрые координатные детекторы, например пропорциональные камеры, размещенные до и после МДК.

Длительность сигналов в дрейфовых камерах, применяемых для измерения ионизации, бывает 100—150 нс, что дает ограничение на поток частиц $\sim 10^6$ частица/с на проволочку.

Влияние пространственного заряда на восстановление следа частицы. Самые серьезные ограничения на допустимый поток частиц дает накопление пространственного заряда в камере. Число положительных ионов N_+ , возникающих в процессе газового усиления вблизи сигнальной проволочки, дается выражением

$$N_+ = \phi P M n_e l \sin^{-1} \theta, \quad (26)$$

где ϕ — число заряженных частиц, регистрируемых одной проволочкой, в единицу времени; M — коэффициент газового усиления; n_e — число электронов на части трека длиной l ; θ — угол наклона трека к плоскости сигнальных проволочек. Время сбора ионов τ_+ в боль-

ших камерах может достигать долей секунды. Таким образом, в объеме V внутри камеры накапливается положительный заряд с плотностью

$$\rho_+ = eN_+\eta_+\tau_+/V, \quad (27)$$

где η_+ — эффективность проникновения ионов из пропорционального в дрейфовый объем. Заряд в объеме V с координатами x, y, z внутри камеры приводит к изменению напряженности электрического поля:

$$\delta E_x = \frac{\rho_+ x}{3\epsilon}; \quad \delta E_y = \frac{\rho_+ y}{3\epsilon}; \quad \delta E_z = \frac{\rho_+ z}{3\epsilon}, \quad (28)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная газа. Это, в свою очередь, ведет к изменениям скорости дрейфа w_d и направления движения электронов, которые становятся заметными, если объемный заряд превышает заряд на единице длины проволоочки q_w [52]:

$$\int \rho_+(x) dx > 10^{-3} q_w. \quad (29)$$

Если ρ_+ возрастает еще больше, то наблюдаются серьезные деформации треков. Например, в камере ISIS допустимая плотность заряда $\rho_+ = 5$ нКл/м³ соответствует плотности потока частиц не более $1,3 \cdot 10^3$ м⁻²·с⁻¹.

Способы увеличения полезной загрузки МДК. Эти способы основаны на ограничении проникновения положительных ионов из пропорционального объема в дрейфовый или на сокращении времени, за которое ионы образуются.

Э к р а н и р о в а н и е д р е й ф о в о г о о б ъ е м а проводится с помощью электрического затвора, который не пропускает электроны из дрейфового объема в пропорциональный и положительные ионы не пропускает обратно. В нормальном состоянии затвор закрыт и открывается при появлении триггерного импульса, когда нужно зарегистрировать полезное событие. Время открывания затвора должно быть малым (несколько сот наносекунд), чтобы не потерять часть электронов, которые поступают в пропорциональный объем со скоростью ≈ 5 см/мкс.

Методы управления МДК типа ТРС с помощью затворов становятся все более распространенными [91, 101—104]. Применяются два типа затворов. В первом случае дрейфовый объем отделяется от пропорционального двумя сетками, расположенными на небольшом расстоянии друг от друга, на которые подается такой потенциал, чтобы в случае открытого затвора электроны свободно проходили через него. Затвор закрывается изменением полярности на внешней сетке (более удаленной от пропорционального объема) по отношению к внутренней. В этом случае электроны не могут дрейфовать через затвор и собираются на внешней сетке.

Другой тип затвора (рис. 24) имеет в открытом состоянии на внешней сетке потенциал, позволяющий электронам свободно проходить через нее. В закрытом состоянии на четные проволоочки подается положительное напряжение $+U_g$, на нечетные — отрицательное $-U_g$. Созданные таким образом силовые линии между соседними проволоочками запирают проход электронам через сетку.

Второй тип затвора оказывается более выгодным. На первый тип затвора нужно подавать напряжение $U_g = 100 \div 200$ В, причем время открывания затвора больше 1 мкс, для второго типа $U_g = 20 \div 50$ В и время открывания около 200 нс [101, 104]. Наводки

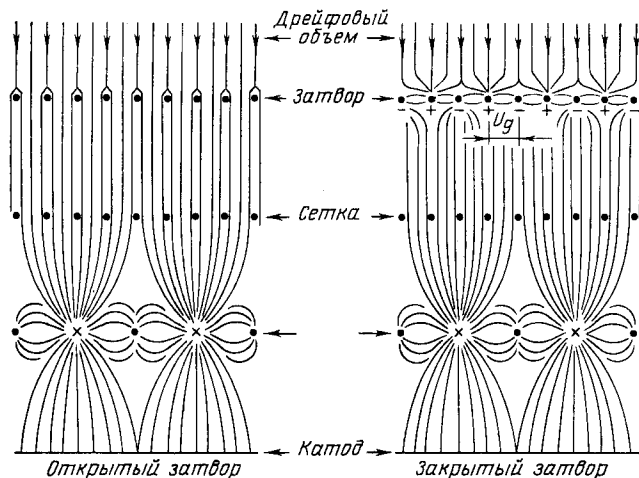


Рис. 24. Принцип действия затвора в камере ТРС
(\times — анодные проволоочки)

на усилители для первого типа затвора также существенно больше. В присутствии сильного магнитного поля напряжение U_g необходимо увеличивать в 2—3 раза [104]. Хорошо отлаженные затворы работают весьма эффективно, что позволяет существенно (приблизительно на два порядка) увеличивать загрузку МДК [103, 104].

Нечувствительная зона в области пучка. В области прохождения пучка создают небольшую нечувствительную зону, из которой электроны не выходят. Этот способ применяется только в МДК, работающих на установках с фиксированной мишенью (в цилиндрических МДК на накопительных кольцах пучок проходит в вакуумной трубе). Создание нечувствительной зоны проводится разными способами:

а. В камере ЕР1 [102] в месте прохождения пучка сигнальные проволоочки покрыты тонким слоем стекла.

б. В МДК на Европейском мюонном спектрометре в ЦЕРН пучок проходит внутри тонкой трубки [59].

в. Между пучком и сигнальными проволочками можно натянуть тонкую металлическую фольгу шириной, равной размерам пучка [60].

В мишени взаимодействует обычно около 10 % пучковых частиц, поэтому после создания нечувствительного объема вокруг пучка полезную загрузку можно увеличить примерно на порядок.

И м п у л ь с н о е а н о д н о е н а п р я ж е н и е. Для увеличения полезной загрузки анодное напряжение (обычно 2—3 кВ) на время, пока нет триггеров, уменьшают приблизительно на 500 В. Этот способ хуже, чем использование затворов, поскольку большие изменения напряжения создают наводки на усилитель во время переключения. Импульсный режим можно использовать, только если МДК работает вместе с медленным прибором, например пузырьковой камерой, которая срабатывает с частотой меньше 10 Гц. Анодное напряжение можно отключать также на время передачи информации в ЭВМ. Импульсный режим, в частности, применяли в камере ISIS, где анодное напряжение включалось только в течение 5 % времени, что позволяло увеличить допустимую плотность потока частиц с $1,3 \cdot 10^3$ до $2,5 \cdot 10^4$ м⁻²·с⁻¹.

И с п о л ь з о в а н и е м и н и м а л ь н о г о г а з о в о г о у с и л е н и я. Загрузка МДК обратно пропорциональна газовому усилению. С другой стороны, для хорошего пространственного разрешения необходимо иметь достаточно большие амплитуды сигналов, следовательно, приходится выбирать оптимальное газовое усиление.

У м е н ь ш е н и е д л и н ы д р е й ф а. При выборе подходящего типа камеры необходимо учитывать максимальный поток частиц на установке. В интенсивных потоках частиц хорошо работают МДК с небольшой длиной дрейфа (например, камеры типа JET). Допустимая загрузка обратно пропорциональна длине дрейфа.

П о л е ф о р м и р у ю щ и е э л е к т р о д ы в д р е й ф о в о м о б ь е м е. Влияние пространственного заряда в дрейфовом объеме можно значительно уменьшить введением полеформирующих электродов. На эти электроды (в виде проволочек) подается напряжение, соответствующее линейно падающему потенциалу. Они компенсируют влияние заряда положительных ионов на движение электронов. Таким способом в камере ТРС на установке «Омега» в ЦЕРН [105] удалось увеличить полезную загрузку примерно на порядок.

Применение перечисленных мер позволяет существенно увеличить загрузку МДК. Обычно их комбинируют вместе, что позволяет работать с МДК в потоках частиц большой интенсивности.

К а л и б р о в к а б о л ь ш и х М Д К. В крупных камерах с большой длиной дрейфа необходимо с высокой точностью знать и контролировать скорость и направление дрейфа электронов. Так, при требуемом пространственном разрешении $\sigma_{\text{рф}} \approx 100$ мкм в камере ТРС с длиной дрейфа 1 м указанные величины должны быть известны с точностью не хуже 10^{-4} . Для этого нужна очень хорошая калибровка прибора.

Скорость и угол дрейфа электронов зависят от напряженности электрического поля, которое может иметь локальные неоднородности статического или динамического характера.

Статические неоднородности возникают из-за неправильного или неточного расположения полеформирующих электродов, сигнальных проволочек и экранирующих сеток, а также из-за неправильного распределения напряжения, поданного на полеформирующие электроды. Эти недостатки можно учесть или устранить с помощью калибровки дрейфовой камеры до начала измерений.

Динамические изменения величин w_d и α_m происходят прежде всего из-за накопления пространственного заряда в дрейфовом объеме камеры, а также вследствие изменений температуры, давления и состава газовой смеси. Учесть эти изменения можно только с помощью постоянной калибровки МДК в течение эксперимента.

Способы калибровки МДК. При восстановлении треков в МДК используют три способа калибровки: пучковыми частицами, автокалибровка и лазерным лучом. Первый способ пригоден только для МДК в экспериментах на ускорителях с фиксированной мишенью, где пучок проходит через камеру. Автокалибровка проводится с помощью треков измеряемых частиц. Если связь между w_d и α_m в каждом слое МДК известна, то на основе их сравнения можно оценить локальные неоднородности электрического поля и внести необходимые поправки при реконструкции треков.

Применение лазерного излучения для калибровки МДК пользуется большой популярностью [15, 40, 106—110]. Лазерный луч имитирует прямолинейный трек с точностью лучше 20 мкм [110]. Этот способ удобен для имитации прямых треков в детекторах, помещенных в магнитное поле. Основная проблема, связанная с использованием лазеров с ультрафиолетовым излучением, заключается в том, что их энергия (например, азотный лазер излучает фотоны с длиной волны 337 нм и энергией $h\nu = 3,7$ эВ) недостаточна для ионизации не только аргона ($I_0 = 15,76$ эВ), но также органических газов, используемых в пропорциональных детекторах. Ионизация лазерным излучением этих смесей объясняется наличием процессов двойного (рис. 25, а) или двухступенчатого поглощения фотонов (рис. 25, б). Ионизация газа лазерным излучением идет с большой вероятностью через второй процесс, который предполагает наличие в молекуле промежуточного состояния с большим временем жизни ($\tau \geq 1$ нс) и сечением $\sigma_1 \approx 10^{-16}$ см². Теория этого явления изложена, например, в [111].

Ионизация лазером возможна только при наличии в газе примесей органических молекул с низким потенциалом ионизации I_0 , например никелоцена ($\text{Ni}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$; $I_0 = 6,5$ эВ); триэтиламина (TEA; C_6H_{15} ; $I_0 = 7,5$ эВ); диметиланилина (DMA; $\text{C}_8\text{H}_{11}\text{N}$; $I_0 = 7,14$ эВ); диэтиланилина (DEA; $\text{C}_{10}\text{H}_{15}\text{N}$; $I_0 = 6,99$ эВ); тетраоксидиметиламиноэтилена (ТМАЕ; $\text{C}_{10}\text{H}_{24}\text{N}_4$; $I_0 = 5,36$ эВ) [112] и др. Эти газы или

пары добавляют в пропорциональные детекторы, причем плотность ионизации лазерным лучом соответствует количеству газа с малым потенциалом ионизации [15, 112].

В [15, 107] было показано, что ионизация газа пропорционального детектора (например, Ag/CO_2 , $\text{Ag}/\text{C}_2\text{H}_6$) происходит эффективно и без добавки газа с низким потенциалом ионизации. Это объясняется тем, что концентрация такого газа может быть совсем небольшой (10^{-12} [15]). Такие малые примеси в газе всегда присутствуют, поскольку чистота смеси коммерческих газов обычно составляет $\sim 10^{-6}$ — 10^{-5} . Для калибровки крупных МДК создают (с помощью надлежащей

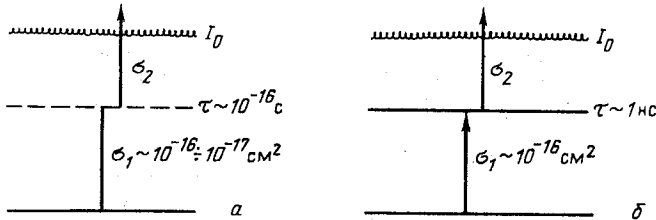


Рис. 25. Процессы двойного (а) и двухступенчатого (б) поглощения фотонов [15].

фокусирующей оптической системы) лазерные пучки протяженностью больше 4 м. Длительность импульса лазера обычно составляет примерно 300 пс. Для создания ионизации, соответствующей удельным ионизационным потерям минимально ионизирующей частицы (в аргоне ≈ 100 электрон/см), необходима плотность энергии лазерного луча ≥ 10 мкДж/мм² [108].

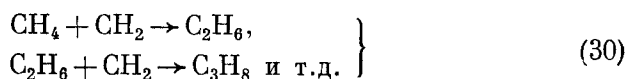
Изменение характеристик ДК при длительной эксплуатации.

При длительной эксплуатации пропорциональных или дрейфовых камер в интенсивных пучках частиц наблюдается уменьшение их эффективности. Такой же эффект, называемый эффектом старения, обнаружен и в больших МДК, которые работают в условиях высокой радиации на встречных пучках. Например, в камере AFS [69] после двух лет работы наблюдалось уменьшение газового усиления на 15 %. За это время на каждый миллиметр проволоки попало $3 \cdot 10^{16}$ электронов. Эффект старения проявляется также в виде смещения измеряемых спектров ионизационных потерь энергии в сторону меньших амплитуд, сокращения плато счетной характеристики и в конечном итоге может привести к разрыву проволочки.

Механизм «загрязнения» проволочек. Эффект старения возникает из-за осаждения и полимеризации органических соединений на поверхности электродов в камере. На рис. 26 в качестве примера показано несколько сигнальных проволочек после длительной работы в пропорциональных камерах, заполненных различными газами.

Полимеризация углеводородов из газовой смеси представляет собой многоступенчатый процесс. Например, в газовой смеси $\text{Ag} +$

+ CH_4 происходят реакции:



Этот процесс продолжается до тех пор, пока не возникнет соединение в твердом состоянии (полимер), которое под действием электрических сил прилипает к проволочке. Радикалы (CH_2), участвующие

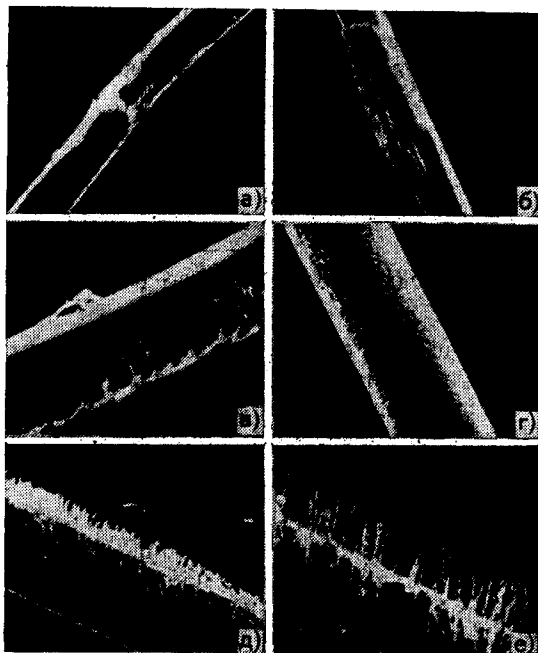


Рис. 26. Осадки на сигнальных проволочках дрейфовых камер, заполненных: а — $\text{Ag} + \text{C}_2\text{H}_2$; б — $\text{Ag} + \text{C}_2\text{H}_2 +$ метилаль; в — $\text{Ag} + \text{CO}_2$; г, д, е — камеры из различных конструкционных материалов, заполненные $\text{Ag} + \text{CO}_2$ [113]

в реакциях типа (30), образуются при диссоциации органических молекул в процессе газового усиления.

При изучении эффекта старения был замечен интересный факт, что главным элементом, образующим осадок на поверхности сигнальных проволочек, был кремний, который входит в состав конструкционных материалов (например, стеклотекстолита) [47, 113, 114]. Это объясняется тем, что полимеры являются нестойкими, они со временем распадаются, углерод и водород высвобождаются и на проволочках остается прежде всего кремний. Было установлено [113], что осадки на проволочках возникают и без углеводов,

например в смеси $\text{Ar} - \text{CO}_2$ (рис. 26, *е*), т. е. на эффект старения влияют многие факторы. В [113] указано, что в смеси 50 % $\text{Ar} + 50$ % C_2H_6 эффект старения стал ощущаться при полном потоке 10^{16} электронов на 1 мм длины проволоочки.

Методы уменьшения старения сводятся к следующим:

1. Использование минимального газового усиления. Эта мера наиболее естественная для продления жизни пропорциональных и дрейфовых камер.

2. Применение добавок газов или паров, которые не подвержены полимеризации. Такой добавкой является, например, метилаль, использование которого в количестве 1—3 % продлевает жизнь камеры в несколько раз по сравнению с применением бинарной смеси аргон + углеводород.

3. Использование газовой смеси без углеводородов. Камера, заполненная $\text{Ar} + \text{CO}_2$, работает стабильно до суммарной загрузки 10^{17} электрон/мм [113].

4. Выбор надлежащего конструкционного материала камеры. В камере, не содержащей стеклотекстолита, в осадке на проволочках кремния не находят и главными компонентами осадков являются сера и хлор. Допустимая загрузка здесь достигает $2 \cdot 10^{16}$ электрон/мм.

5. Применение в качестве катодов металлических электродов вместо проволочек. Такие камеры выдержали самую большую загрузку — $(1,5-2) \cdot 10^{17}$ электрон/мм. Этот эффект авторы [113] не смогли объяснить.

6. Тренировка камер. Она проводится продуванием камеры чистым аргоном при подаче напряжения на проволочки. В атмосфере аргона углеводородная часть осадков «выгорает» и камера после тренировки работает более эффективно.

5. ШИРОКОАЗОРНЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ КАМЕРЫ

Широкоазорные дрейфовые камеры (ШДК) — это плоские дрейфовые камеры с большой длиной дрейфа, обычно 10—20 см, но иногда используют дрейф до одного метра. ШДК называют и экономными дрейфовыми камерами, потому что их главным преимуществом является небольшое число каналов на единицу чувствительной площади.

Широкоазорные дрейфовые камеры стали в последнее время применять во многих экспериментах по физике высоких энергий в составе больших детекторов мюонов [115], электромагнитных и адронных калориметров [116, 117], детекторов нейтрино [118]. ШДК входят в состав гигантских детекторов для поиска распада нуклонов [119, 120]. Применяют их также в астрофизических исследованиях за пределами атмосферы.

Необходимым условием применения ШДК для регистрации многотрековых событий является использование многостопового ВЦП

и быстродействующего параллельного АЦП, о которых уже говорилось в разд. 3. Требования на электронную аппаратуру ШДК и МДК в основном одинаковые.

Пространственное разрешение в ШДК определяется прежде всего диффузионным σ_D и аппаратурным σ_A членами уравнения (3). Поэтому на основе (3) и (12) среднеквадратичная погрешность измерения координаты в ШДК

$$\sigma_x = \sqrt{\sigma_D^2 x + \sigma_A^2}. \quad (31)$$

В качестве примера на рис. 27 приведена зависимость $\sigma_x(x)$, измеренная в ШДК [121]. Значит, в ШДК можно, например, в смеси аргона ($\approx 80\%$) и изобутана ($\approx 20\%$) при насыщенной скорости

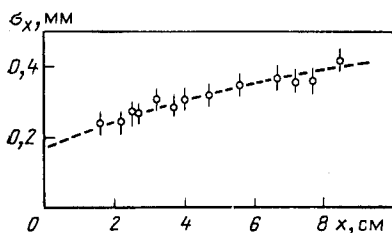


Рис. 27. Зависимость пространственного разрешения σ_x от длины дрейфа в ШДК, заполненной смесью 82 % Ar и 18 % *изо*-C₄H₁₀ [121]. Линия соответствует зависимости $\sigma_x = \sqrt{\sigma_D^2 x + \sigma_A^2}$ для $\sigma_D = 124$ мкм·см^{-1/2} и $\sigma_A = 170$ мкм

дрейфа (для этого необходимо создать поле $E = 500 \div 700$ В/см) иметь пространственное разрешение: $\sigma_x \approx 0,2$ мм при $x = 1$ см; $\sigma_x \approx 0,4$ мм при $x = 10$ см; $\sigma_x \approx 0,9$ мм при $x = 50$ см и $\sigma_x \approx 1,3$ мм при $x = 100$ см.

Электродные ШДК изготавливаются в различных видах. Иногда применяется «классическая» конструкция (см. рис. 2, в) с полеформирующими электродами в виде проволочек, к которым подводится линейно падающий потенциал [122]. Из-за большого количества таких проволочек в крупных камерах необходимо применять массивные рамы, отчего камеры становятся громоздкими. Большие рамы невыгодны прежде всего в калориметрах, где обычно требуется компактность установки.

Одним из способов достижения высокой компактности камер является применение стенок камеры с сотовым заполнением. Такие стенки (толщиной несколько сантиметров) представляют собой основную несущий элемент конструкции камеры — большие рамки не нужны. Такие камеры размером 4×2 м были изготовлены, например, для установки «Нейтринный детектор» [118]. Схема одного модуля такой камеры приведена на рис. 28. В одном объеме размещены сразу четыре камеры, что существенно упрощает конструкцию и увеличивает эффективность регистрации частиц. Право-левую неоднозначность устраняют смещением относительно центра модуля сигнальных проволочек на $\pm 0,75$ мм (четных в одну сторону, нечетных — в другую).

Компактную, легкую конструкцию ШДК можно создать, используя для формирования поля в камере вместо проволочек металлические полоски на стеклотекстолитовой стенке камеры [115, 119, 123]. Схема такой камеры приведена на рис. 29. ШДК с полеформирующими полосками на стеклотекстолите используют в крупных детекторах мюонов [115, 124], в детекторах для поиска распада нуклонов

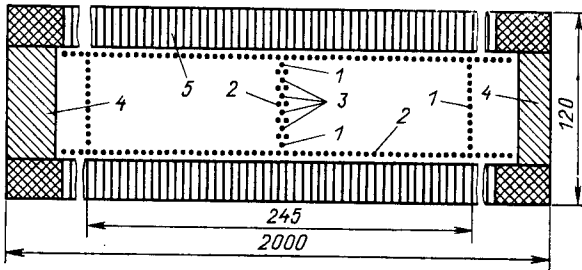


Рис. 28. Схема ШДК [118]:

1 — охранные и катодные проволочки; 2 — полеформирующие проволочки; 3 — сигнальные проволочки; 4 — боковые планки; 5 — сотовые панели

[119, 120] или в астрофизических экспериментах на борту спутников. В таких камерах можно реализовать дрейф электронов на длине свыше 50 см без потери эффективности.

Некоторые авторы заметили искажения поля между полосками именно тогда, когда вблизи от стенки камеры располагается заземленная металлическая плоскость [120, 125]. Так обстоит дело, на-

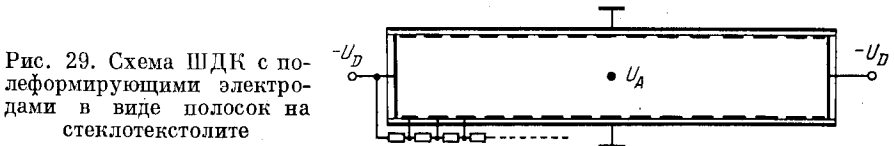


Рис. 29. Схема ШДК с полеформирующими электродами в виде полосок на стеклотекстолите

пример, в калориметрах, где дрейфовые камеры чередуются с большими металлическими плитами. Искажения поля возникают потому, что некоторые силовые линии замыкаются на внешнюю землю, проходя сквозь стеклотекстолит между металлическими полосками. Положительные ионы дрейфуют вдоль этих линий и накапливаются на поверхности диэлектрика. В результате электрическое поле в камере деформируется. Предлагаются разные способы устранения этого эффекта [119, 125], например применение высокого положительного напряжения на аноде и заземление катода [125].

Нужно отметить, что ШДК с полеформирующими электродами в виде полосок работают весьма надежно [123, 124], ярким примером чего служит непрерывная работа в течение пяти лет 618 таких камер в составе детектора мюонов на установке JADE на e^+e^- -коллайдере PETRA в ДЭЗИ [115].

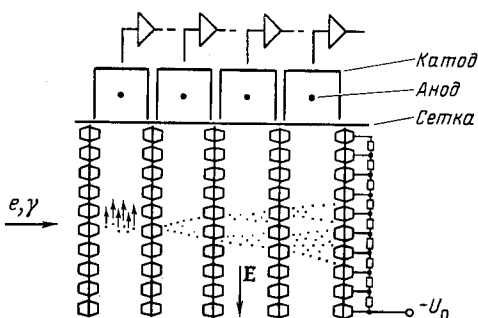


Рис. 30. Схема электромагнитного калориметра на основе дрейфовой проекционной камеры [116]

Очень интересным примером применения ШДК в физике высоких энергий является точное измерение координат высокоэнергетичных электромагнитных ливней от γ -квантов и электронов. Прибором с таким назначением является «высокоплотная проекционная камера» [116, 126], применяемая в качестве электромагнитного калориметра на установке DELPHI в ЦЕРН. Калориметр имеет весьма внушительные размеры, 20 000 проволочек и массу около 100 т.

Схема калориметра показана на рис. 30. Электроны дрейфуют в ка-

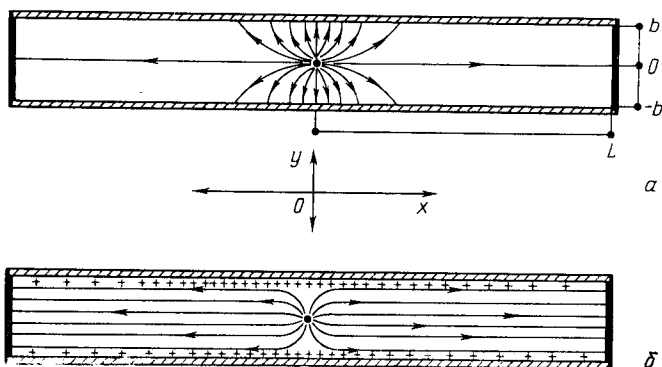


Рис. 31. Схема безэлектродной ДК с изображением силовых линий: а — в момент включения напряжения U_A ; б — в равновесном состоянии с накопленным зарядом на поверхности диэлектрика

налах шириной 8 мм на расстояние до 65 см. Свинцовые стенки каналов являются конверторами γ -квантов, а также служат для формирования электрического поля. На их участки, определенные изолирующим материалом, подается линейно падающее напряжение. Электроны регистрируются в пропорциональных трубках, размещенных непосредственно в конце дрейфовых каналов. Такой калориметр измеряет координаты электромагнитных ливней с очень высокой точностью.

ШДК использовали также в качестве дополнительного координатного детектора в ливневом гамма-детекторе (ЛГД) [117, 127]. Перед ЛГД размещался конвертор и непосредственно после него ШДК. Сигнал из ШДК поступает в быстродействующий параллель-

ный АЦП, с помощью которого получали «изображение» распределения заряда, выделенного электромагнитным ливнем в ШДК. Положение максимума распределения заряда определяет координаты оси ливня [127]. Этим методом было получено рекордное пространственное разрешение для измерения координат электромагнитного ливня [117, 127].

Безэлектродные ШДК. Последнее время появился новый интересный тип ШДК — «безэлектродная дрейфовая камера» [121, 125, 128—131]. Название «безэлектродная» связано с тем, что в камере

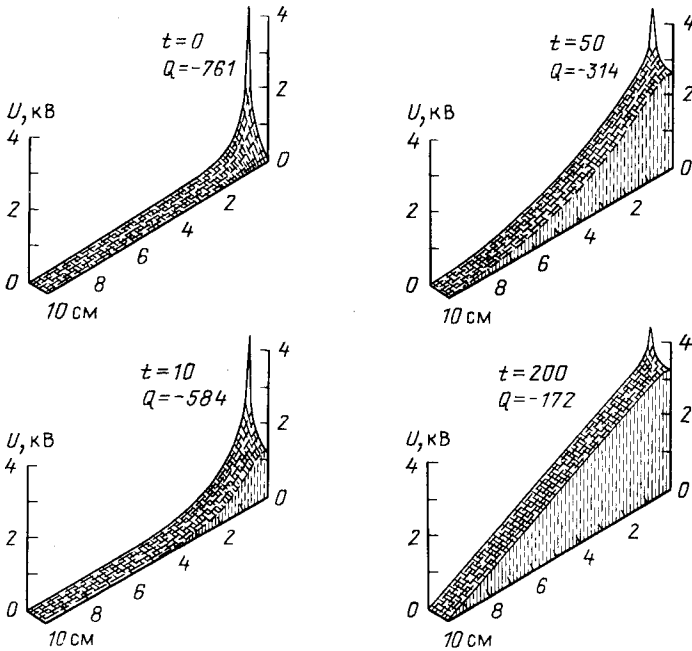


Рис. 32. Расчетный электростатический потенциал в зависимости от расстояния до сигнальной проволоочки x в безэлектродной ДК в различные моменты времени t (отн. ед.) после включения напряжения $U_A = 4$ кВ [125]; Q — заряд на проволочке (отн. ед.)

отсутствуют полеформирующие электроды, а остаются только два основных электрода — анод в форме тонкой проволоочки в центре камеры и катод, размещенный на дальнем конце камеры (рис. 31). Стенки камеры выполнены из диэлектрика (обычно из стеклотекстолита), с наружной стороны они металлизированы и заземлены.

На анод подается положительное напряжение U_A , катод заземлен. В момент включения напряжения силовые линии замыкаются через диэлектрик на внешний заземленный экран (рис. 31, а). Положительные ионы, возникающие в процессе газового усиления

вблизи анода, дрейфуют вдоль силовых линий и оседают на поверхности диэлектрика. Вследствие накопления положительного заряда на поверхности стенок силовые линии станут деформироваться, и в конце саморегулирующегося процесса накопления заряда они все направлены к катоду на дальнем конце камеры (рис. 31, б). Таким образом в дрейфовой камере возникает «идеальное» электрическое поле.

Процесс зарядки изолирующей поверхности был промоделирован в [125]. На рис. 32 показана расчетная временная зависимость распределения потенциала в безэлектродной камере со стенками из идеального изолятора. Электрическое поле в камере в момент включения напряжения на анод ($t = 0$) сильно неоднородное, с большим градиентом вблизи проволоочки. Электрическое поле в дрейфовом объеме увеличивается и становится однородным, причем его градиент вблизи проволоочки уменьшается. Идеальное поле для дрейфовой камеры достигается в равновесном состоянии, показанном на рис. 32 ($t = 200$).

Потенциал в «идеально» заряженной безэлектродной ДК получаем как решение уравнения Лапласа [432]:

$$\Phi(x, y) = U_A \left\{ \frac{L}{b} - \frac{1}{\pi} \ln \left[\sin^2 \left(\frac{\pi y}{2b} \right) + \operatorname{sh}^2 \left(\frac{\pi x}{2b} \right) \right] \right\} / \left[\frac{L}{b} - \frac{2}{\pi} \ln \left(\frac{\pi a}{2b} \right) \right], \quad (32)$$

где координатная система и обозначения соответствуют рис. 31, a — радиус проволоочки. Выражение (32) справедливо для $b \ll L$. Потенциал вблизи проволоочки

$$\Phi(r) = U_A \left[\frac{L}{b} - \frac{2}{\pi} \ln \left(\frac{\pi r}{2b} \right) \right] / \left[\frac{L}{b} - \frac{2}{\pi} \ln \left(\frac{\pi a}{2b} \right) \right]. \quad (33)$$

Потенциал на поверхности диэлектрика в точке x

$$\Phi(x, b) = U_A \left[\frac{L}{b} - \frac{2}{\pi} \ln \operatorname{ch} \left(\frac{\pi x}{2b} \right) \right] / \left[\frac{L}{b} - \frac{2}{\pi} \ln \left(\frac{\pi a}{2b} \right) \right]. \quad (34)$$

Потенциал в точке $(0, b)$

$$\Phi(0, b) = U_A / \left[1 - \left(\frac{2b}{\pi L} \right) \ln \left(\frac{\pi a}{2b} \right) \right]. \quad (35)$$

Напряжение ΔU между сигнальной проволочкой и стенкой камеры [точка $(0, b)$], которое определяет газовое усиление

$$\Delta U = U_A \ln \left(\frac{\pi a}{2b} \right) / \left[\ln \left(\frac{\pi a}{2b} \right) - \frac{\pi L}{2b} \right]. \quad (36)$$

Плотность заряда на поверхности диэлектрика в точке (x, b)

$$q_s(x) = \Phi(x, b) \varepsilon / d, \quad (37)$$

где ε — диэлектрическая постоянная и d — толщина изолятора.

Безэлектродные камеры работают устойчиво и эффективно [121, 125, 128, 129, 131—133]. Для полного заряжения такой камеры достаточно интенсивности космического излучения на поверхности земли. В качестве стенок безэлектродных камер использовали различные материалы: стеклотекстолит [121, 125, 130, 131], эпоксидную смолу [129], полиэтилен [128], полипропилен [128, 133] и оргстекло [128]. Попытка применить оконное стекло [128] была безуспешной. Были исследованы безэлектродные камеры различных конфигураций — плоские камеры с длиной дрейфа до 50 см [125, 128], цилиндрические камеры [129, 133], а также дрейфовые трубки, в которых



Рис. 33. Эффективность работы безэлектродной камеры в зависимости от интенсивности потока частиц [121]

удалось обеспечить эффективный дрейф электронов на расстояние 1,2 м [128, 134]. Принцип автоматической регулировки электрического поля в безэлектродной ДК позволяет создать однородное поле в объемах сложной конфигурации, что может оказаться весьма привлекательным для применения таких камер в рентгенографии, ядерной спектроскопии и т. п.

Первоначально безэлектродные ДК использовали только в малоинтенсивных пучках или в потоке космических лучей. В [121, 131] было показано, что они могут эффективно и надежно работать и в условиях, типичных для ускорителей.

В безэлектродных камерах существуют специфические эффекты, такие, как ток утечки сквозь изолирующую стенку камеры и по ее поверхности, диффузия ионов и т. д. Ток утечки уменьшает плотность заряда на поверхности диэлектрика, что приводит к возникновению фокусирующего электрического поля в камере, с другой стороны, диффузия ионов приводит к увеличению плотности заряда и к появлению дефокусирующего поля. Эти вопросы рассматриваются, например, в [121, 132, 133].

В интенсивных потоках частиц упомянутые выше эффекты играют большую роль: плотность заряда на поверхности диэлектрика растет, ΔU [см. (36)] уменьшается и вследствие этого падает амплитуда сигнала. Однако было показано [121, 131], что в камере возникает новое — динамическое — равновесие, при котором камера работает устойчиво, хотя с меньшим коэффициентом газового усиления M . Особое свойство безэлектродных ДК — это весьма слабая зависимость M от напряжения на аноде. Поэтому амплитуду в таких камерах практически нельзя регулировать изменением U_A . При использовании более чувствительных усилителей безэлектродная ДК может работать с высокой эффективностью в потоке частиц $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ на проволочку [121, 131] (рис. 33), что в условиях коллап-

дера представляет равномерный поток частиц $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Такая загрузка является предельной для ПДК с длиной дрейфа около 10 см (время сбора электронов около 2 мкс), чтобы можно было отличить треки из измеряемого события от треков частиц, пролетевших через камеру раньше или позже.

В безэлектродной ДК можно достигнуть хорошего пространственного разрешения. Например, зависимость пространственного разрешения от длины дрейфа, показанная на рис. 27, была измерена в безэлектродной ДК [121]. Пространственное разрешение и отношение время дрейфа — координата практически не зависят от интенсивности потока частиц [131].

Безэлектродные ДК отличаются простой конструкцией и невысокой стоимостью. Их можно успешно применять в больших детекторах мюонов, в электромагнитных и адронных калориметрах, в экспериментах по поиску распада нуклонов и в детекторах космического излучения.

Автор благодарен Ю. А. Будагову и Г. И. Мерзону за обсуждение рукописи и ценные советы, Л. Ситаровой за помощь при подготовке материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bresani T., Charpak G., Rahm D. e.a. // Proc. Seminar on filmless and streamer chambers. Dubna, 1969. p. 275—280.
2. Charpak G., Rahm D., Steiner H. // Nucl. Instrum. and Methods. 1970. Vol. 80. P. 13—34.
3. Walenta A. M., Heintze J., Schurlein B. // Nucl. Instrum. and Methods. 1971. Vol. 92. P. 373—380.
4. Saudinos J., Duchazeaubeneix J. C., Laspalles C. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1973. Vol. 111. P. 77—81.
5. Заневский Ю. В. Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978.
6. Rice-Evans P. Spark, streamer, proportional and drift chambers. London: Richelieu Press, 1974.
7. Sauli F. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. Preprint CERN 77-09, Geneva, 1977.
8. Charpak G., Sauli F. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1984. Vol. 34. P. 285—349.
9. Мерзон Г. И., Ситар Б., Будагов Ю. А. // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14, вып. 3. С. 648—726.
10. Алексеев Г. Д., Ганичев В. И., Горчаков О. Е. и др. // ПТЭ. 1985. № 2. С. 52—57.
11. Алексеев Г. Д., Круглов В. В., Хазинс Д. М. // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13, вып. 3. С. 703—748.
12. Peisert A., Sauli F. Preprint CERN 84-08, Geneva, 1984.
13. Schultz G., Gresser J. // Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 151. P. 413—431.
14. Jaros J. A. Drift and proportional tracking chambers. SLAC — PUB—2647, SLAC, 1980.
15. Sadoulet B. // Proc. Inter. Conf. on Instrumentation for Colliding beam physics, SLAC, 1982. P. 1—11.
16. Lapique F., Piuз F. // Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 175. P. 297—318.

17. Энгель А. Ионизованные газы.— М: Физматгиз, 1959.
18. Браун С. Ц. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госатомиздат, 1961.
19. Хастед Д. Физика атомных столкновений: Пер. с англ. М.: Мир, 1965.
20. Хаксли Л., Кромитон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах: Пер. с англ. М.: Мир, 1977.
21. Мак Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах: Пер. с англ. М.: Мир, 1967.
22. Frost L. S., Phelps A. V.//Phys. Rev. 1962. Vol. 127. P. 1621—1627.
23. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968.
24. Palladino V., Sadoulet B.//Nucl. Instrum. and Methods. 1975. Vol. 128. P. 323—335.
25. Wagner E. B., Davis F. J., Hurst G. S.//Journ. Chem. Phys. 1967. Vol. 47. P. 3138—3145.
26. Parker J. H., Lowke J. J.//Phys. Rev. 1969. Vol. 181. P. 290—302.
27. Skullerud H. R.//Journ. Phys. B. 1969. Vol. 2. P. 696—699.
28. Piuz F.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 205. P. 425—436.
29. Filatova N. A., Nigmanov T. S., Pugachevich V. P. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 143. P. 17—28.
30. Drumm H., Eichler R., Granz B. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 176. P. 333—344.
31. Villa P.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 273—276.
32. Bobkov S., Cherniatin V., Dolgoshein B. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 226. P. 376—382.
33. Walenta A. H., Fehlmann J., Hofer H. e.a.//Proc. Intern. Conf. on Instrumentation for colliding beam physics. SLAC, 1982. P. 34—40.
34. Boie R. A., Hrisoho A. T., Rehak P.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1981. Vol. NS-28. P. 603—609.
35. Будагов Ю. А., Глянка В., Нагайцев А. П. и др. ОИЯИ. 13-84-337. Дубна, 1984.
36. Duinker P., Guo J. C., Harting D. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 1982. Vol. 201. P. 351—356.
37. Vavra J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 322—326.
38. Commichau V., Dederichs K. H., Deutschmann M. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A239. P. 487—496.
39. Carter A. A., Carter J. R., Ero G. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 225. P. 308—312.
40. Bettoni D., Dolgoshein B., Fabjan C. W. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A236. P. 264—270.
41. Vavra J.//Ibid. 1986. Vol. A244. P. 391—415.
42. Platner E. D.//Proc. Intern. Conf. on Instrumentation for colliding beam physics. SLAC, 1982. P. 24—28.
43. Eiseman S., Etkin A., Foley K. J. e.a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. Vol. NS-50. P. 149—152.
44. Давыдов Ю. И., Сергеев С. В., Стрмень П. и др./Препринт ОИЯИ 13-86-730. Дубна, 1986.
45. Charpak G., Majewski S., Sauli F.//Nucl. Instrum. and Methods. 1975. Vol. 126. P. 381—389.
46. Baskakov V. I., Chernjatin V. K., Dolgoshein B. A. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 158. P. 129—135.
47. Sipilä H., Järvinen M. L.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 298—300.
48. Вояков А. Д., Гребенюк В. М., Залиханов Б. Ж. и др. Препринт ОИЯИ 13-85-418. Дубна, 1985.
49. Allison W. W. M., Wright F. R. S. Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation. Vol. 2/Ed. R. K. Bock, Geneva: European Phys. Soc. 1984. P. E1—42.

50. Allison W. W. M., Brooks C. B., Bunich J. N. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 119. P. 499—507.
51. Clark A. R., Dahl O., Eberhard P. e.a. Proposal for PEP Facility Based on Time projection chamber. PEP Exp. No. 4, 1976.
52. Allison W. W. M.//Phys. Scripta. 1981. Vol. 23. P. 348—353.
53. Lynch G. R., Hadley N. J.//Proc. Intern. Conf. on Instrumentation for colliding beam physics. SLAC. 1982. P. 85—89.
54. Wagner A.//Proc. Intern. Conf. on Instrumentation for colliding beam physics. SLAC, 1982. P. 76—79.
55. Calvetti M., Cennini P., Centro S. e.a.//Proc. Intern. Conf. on Instrumentation for colliding beam physics, SLAC, 1982. P. 16—23.
56. Allison W. W. M., Brooks C. B., Shield P. D.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 224. P. 396—407.
57. Goloskie D., Kistiakowski V., Oh S. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A238. P. 61—73.
58. Бабаев А. И., Барский Д. А., Борис С. Д. и др. Препринт ИТЭФ-103. М., 1978.
59. Braun H. M.//Proc. Worksh. on SPS Fixed—Target Physics, CERN 83-02, 1983. P. 97—112.
60. Будагов Ю. А., Виноградов В. Б., Глинка В. и др. Препринт UKJF 80-30. Братислава, 1980.
61. Benso S., Darbo G., Rossi L. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 194—200.
62. Будилов Д. А., Заневский Ю. В., Зломанчук Ю.//ИТЭ. 1985. № 2. С. 48—51.
63. Wagner A.//Phys. Scripta. 1981. Vol. 23. P.446.
64. Aihara H., Alston J. M., Badtke D. H. e.a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. Vol. NS-30. P. 63—66.
65. Delpierre P.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 225. P. 566—575.
66. Blum W.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 225. P. 557—565.
67. Kamae T., Aihara H., Enomoto R.//Ibid. 1986. Vol. 252. P. 423—430.
68. Heintze J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 196. P. 293—297.
69. Cockerill D., Fabjan C. W., Frandsen P. e.a.//Phys. Scripta. 1981. Vol. 23. P. 649—654.
70. Roehrig J., Einsweiler K., Hutchison D. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 226. P. 319—329.
71. OPAL Collaboration — Technical Proposal CERN/LAPC/83—4, 1983.
72. Theriot D. Prep. FNAL—Conf. 84/71, 1984.
73. Atwood W. B., Carr J., Chadwick G. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A252. P. 295—298.
74. Technical proposal for the H1 detector, DESY, 1986.
75. Auluchenko V. M., Khazin B. I., Solodov E. P., Snopkov I. C.//Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A252. P. 299—303.
76. Hanson G. G.//Ibid. 1986. Vol. A252. P. 343—349.
77. Hasemann M.//Proc. Intern. Conf. on Instrumentation for colliding beam physics, SLAC, 1982. P. 80—84.
78. Boerner M., Fischer H. M., Hartmann H. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 176. P. 151—157.
79. Binder U., de Boer W., Grindhammer G. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 285—289.
80. Ford W. T.//Proc. Intern Conf. on Instrumentation for colliding beam physics, SLAC, 1982.
81. Cassel D. G., Desalvo R., Dobbins J. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A252. P. 325—330.
82. Eggert K., Engster C., Van Koningsveld L. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 176. P. 223—228.
83. Ouimette D.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. Vol. NS-29. P. 290—293.
84. Lagrele C., Lugol J. C.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. Vol. NS-30. P. 297.

85. Budagov Yu. A., Seman M., Semenov A. A. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A234. P. 302—304
86. Hallgren B., Werveij H.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1980. Vol. NS-27. P. 333—337.
87. Будагов Ю. А., Зинов В. Г., Семан М. и др. Препринт ОИЯИ 13-85-585, Дубна, 1985.
88. Бараков А. М., Козак В. Р. Препринт ИЯФ 85-10. Новосибирск, 1985.
89. Radeka V.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1974. Vol. NS-21. P. 51—64.
90. Erskine G. A.//Nucl. Instrum. and Methods. 1972. Vol. 105. P. 565; 1982. Vol. 198. P. 325—336.
91. Nygren D.//Phys. Scripta. 1981. Vol. 23. P. 584.
92. Barabash L. S., Baranov A. M., Bondarenko G. B. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A236. P. 271—273.
93. Janik R., Moucka L., Pesechonov V. D., Sitar B.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 178. P. 71—75.
94. Aronson S. H. Preprint BNL-34525 OG 772, Brookhaven, 1984.
95. Erwin A. R., Chen H., Hasan A. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A237. P. 439—500.
96. Anderson D. F., Arvela H. K. Breskin A., Charpak G. Preprint CERN EP/84-01, 1984.
97. Allison J., Barlow R. J., Canas R. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A236. P. 284—288.
98. Miki T., Itoh R., Kamae T.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A236. P. 64—68.
99. Sauli F. The Time Projection Chamber/Ed. J. A. Mac. Donald N. Y.: Amer. Inst. Phys. 1984. P. 171.
100. Becker U., Capell M., Chen M. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 214. P. 525—530.
101. Nemethy P., Oddone P. J., Toge N., Ishibashi A.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 212. P. 273—280.
102. Lehraus I., Matthewson R., Tejessy W.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 196. P. 361—379.
103. Bryman D. A., Leitch M., Navon I. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A234. P. 42—46.
104. Amendolia S. R., Blum W., Benetta R. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A234. P. 47—53.
105. Dameri M., Darbo G., Lamanna E. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A235. P. 279—284.
106. Sadoulet B.//Phys. Scripta. 1981. Vol. 23. P. 434—445.
107. Hilke H. J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 174. P. 145—149.
108. Lehraus I.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 43—55.
109. Vavra J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 225. P. 13—22.
110. Amendolia S. R., Blum W., Benetta R. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A235. 296—299.
111. Gushchin E. M., Lebedev A. N., Somov S. V.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 228. P. 94—100.
112. Ledingham K. W. D., Raine C., Smith K. M. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 225. P. 319—324.
113. Adam J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 291—297.
114. Turala M., Vermuelen J. C.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 205. P. 141—144.
115. Allison J., Armitage J. C., Baines J. T. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A238. P. 220—229.
116. Cattai A., Fischer H. G., Iversen P. S. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A235. P. 310—313.
117. Budagov Yu. A., Omelyanenko A. A., Semenov A. A. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A238. P. 74—78.
118. Барабаш Л. С., Голутвин И. А., Злобин Ю. А. и др.//Материалы V

- рабочего совещания по нейтринному детектору. ИФВЭ-ОИЯИ, Д1, 2, 13-84-332. Дубна, 1984. С. 108—112.
119. Price L. E., Dawson J., Ayres D. e.a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. Vol. NS-29. P. 383—387.
120. Price L. E.//Proc. Intern Conf. on Instrumentation for colliding beam physics, SLAC, 1982. P. 206—211.
121. Будагов Ю. А., Глаголев В. В., Королев В. М. и др. Препринт ОИЯИ 13-86-565. Дубна, 1986.
122. Rahman M., Meyer I., Dau W. D. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 188. P. 159—163.
123. Будагов Ю. А., Нагайцев А. П., Омеляненко А. А. и др. Препринт ОИЯИ. P1-84-546, Дубна, 1984.
124. Connel K. A., Cunningham R. A., Edwards M. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 144. P. 453—464.
125. Allison J., Barlow R. J., Bowdery C. K. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 201. P. 341—350.
126. Berggren M., Cattai A., Fischer H. G. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 225. P. 477—480.
127. Bitsadze G. S., Budagov Yu. A., Glagolev V. V.//Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A251. P. 61—66.
128. Becker Ch., Weihs W., Zech G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 200. P. 335—339.
129. Franz A., Grupen C.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 200. P. 331—334.
130. Ayres D. S., Price L. E. Preprint ANL-HEB-CP-82-34, 1982.
131. Budagov Yu. A., Nagajcev A. P., Omelyanenko A. A. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A238. P. 245—248.
132. Becker Ch., Weihs W., Zech G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 213. P. 243—249.
133. Dorr R., Grupen C., Noll A.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A238. P. 245—248.
134. Zech G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P.209—212.