

# ДЕТЕКТОРЫ ИЗЛУЧЕНИЙ С ИЗМЕРЕНИЕМ КООРДИНАТ ТРЕКОВ ЧАСТИЦ ПО ЦЕНТРУ ТЯЖЕСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЗАРЯДА

*Л. С. Барабаш*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре приведен анализ характеристик детекторов излучений с измерением координат треков частиц по центру тяжести распределений, возникающих после прохождения частицы через чувствительный объем детектора. Рассмотрены особенности каждого типа детекторов, форма распределений, точность регистрации треков, систематические погрешности, возникающие при вычислении координат, условия оптимизации соотношения между точностью регистрации и количеством каналов регистрации информации.

The review contains the analysis of the characteristics of charge particle detectors with measurement of the track coordinates by the center of gravity of the distributions, which arise in the detector after passing a charge particle through the sensitive detector volume. The following features of each type of these detectors are considered in this review: distribution shape, precision of track registration, systematic errors in the calculated coordinates, an optimum relation between track precision and the number of electronic channels.

## ВВЕДЕНИЕ

При большом разнообразии типов детекторов заряженных частиц, применяющихся в настоящее время в физике высоких энергий для регистрации координат треков, по принципу регистрации информации их можно разделить на две группы: детекторы с дискретным и аналоговым представлением информации. Вообще говоря, такая классификация носит условный характер, ибо, в конечном счете, информация из любого детектора регистрируется в дискретном виде, а входные устройства имеют общую аналоговую часть — усилители. Однако далее, после входного усилителя, в детекторах первой группы используется пороговая электроника и информация об амплитуде сигналов теряется. В детекторах, которые мы условно относим ко второй группе, присутствует амплитудный анализ входных сигналов.

Детекторы с дискретным представлением информации о координатах треков заряженных частиц нашли широкое применение в экспериментальной физике. Созданы установки, имеющие в своем соста-

ве десятки тысяч и даже сотни тысяч каналов пороговой электроники. Прогресс в этой области обусловлен успешным развитием элементной базы и, следовательно, относительно низкой стоимостью канала регистрации информации, сравнительно простыми способами обработки информации из детекторов.

Однако при повышении требований на точность регистрации треков частиц количество каналов регистрации информации на единицу измеряемой координаты значительно возрастает, а в некоторых случаях, как, например, в газонаполненных детекторах, даже значительное увеличение количества каналов не может решить проблему повышения точности. Возникает необходимость в применении новых методов регистрации координат треков. Одним из таких решений является применение детекторов с измерением координат по центру тяжести распределений заряда.

В связи с этим в последнее время значительный вес в составе аппаратуры установок занимают детекторы с аналоговым представлением информации о координатах треков, и вес этот заметно растет, что определяется возможностью получения высокой точности измерения координат и способностью работать при больших нагрузках. Однако полная реализация этих особенностей требует понижения уровня шумов до  $10^{-15}$  Кл с тем, чтобы обеспечить точность регистрации амплитуды зарядов в каналах  $\cong 1\%$  и перейти на меньшие коэффициенты газового усиления.

В настоящем обзоре мы обсудим возможности метода измерения координат треков частиц по центру тяжести вторичных распределений, возникающих в детекторах после прохождения заряженной частицы через объем детектора. Не вызывает сомнения, что при повышении точности регистрации треков практически в любом детекторе мы приходим к необходимости использовать этот метод измерения координат треков. Эта методика достаточно широко применяется в экспериментальных установках в последнее время, несмотря на сложность канала регистрации информации, который должен иметь аналоговую линию задержки сигналов с чувствительных элементов детектора и анализ амплитуды сигналов.

Кроме сложности и, следовательно, стоимости канала регистрации информации, ограничение на применение методики центра тяжести накладывает сложность обработки регистрируемых распределений. Для реализации возможностей такой методики измерения координат треков система регистрации информации должна обладать достаточно высоким вычислительным интеллектом.

В обычных детекторах, при дискретном шаге регистрации координат треков (например, пропорциональные камеры со считыванием информации с анодных проволок, «микростриповые» полупроводниковые детекторы или дрейфовые камеры с пороговой электроникой), погрешность в измеряемой координате определяется выражением

$$\sigma = W \sqrt{12}, \quad (1)$$

где  $W$  — пространственный или временной интервал считывания координаты.

Улучшение точности регистрации треков частиц в таких детекторах возможно только за счет уменьшения шага  $W$ , что приводит к значительному увеличению количества каналов регистрации информации на единицу измеряемой координаты.

Погрешность регистрации координаты для рассматриваемых в обзоре детекторов может быть оценена по формуле [3—5]:

$$\sigma = (\Delta Q/Q) W, \quad (2)$$

где  $\Delta Q = \alpha \sigma_n$ ;  $\sigma_n$  — погрешность измерения заряда в канале регистрации информации (шумы каналов электроники);  $Q$  — регистрируемый полный заряд;  $\alpha > 1$  — коэффициент, который определяется методом вычисления координаты.

Для метода средневзвешенного, когда координата оценивается по формуле

$$x_0 = \frac{\sum n_i Q_i}{\sum Q_i}, \quad (3)$$

$\alpha \simeq \sqrt{n}$ , где  $n$  — количество каналов, по которым вычисляется координата. Формула (2) справедлива для случая, когда расстояние между центрами считывающих электродов  $W$  примерно равно среднеквадратичному отклонению регистрируемого распределения. При вычислении координаты с использованием формулы (3) в случае, когда распределение заряда регистрируется 3—5 электродами,  $\alpha \simeq 2$ . Фитирование распределений приближенными функциями позволяет получать  $\alpha$  близким к единице.

Из формулы (2) следует, что точность регистрации при заданном шаге считывающих электродов определяется относительной погрешностью в измерении полного заряда. В связи с этим использование малощумящих входных устройств в канале регистрации информации является необходимым условием, ибо в этом случае удается наиболее полно реализовать преимущества этого метода измерения координаты: высокое разрешение по измеряемой координате при минимальном количестве каналов считывания и регистрации информации.

Одним из первых решений, предложенных для регистрации координат, например, в пропорциональных камерах с катодным считыванием информации [1], было применение аппаратных методов вычисления центра тяжести индуцированных на катодах камеры распределений заряда. Для этой цели использовались линии задержки, в которых импульсы, индуцированные на отдельных катодных проволоках, со сдвигом во времени линейно суммировались, и по задержке вершины суммарного импульса относительно момента пролета частицы через плоскость камеры определялась координата трека.

Метод измерения координат событий по центру тяжести широко применяется в калориметрии заряженных и нейтральных частиц [2] в ячеистых структурах при регистрации ливней. В обзоре в основном

мы рассмотрим детекторы, в которых регистрируется трек одиночной заряженной частицы:

пропорциональные камеры, координата трека в которых вычисляется по центру тяжести распределений заряда, индуцированного на катодах;

детекторы с формированием распределений заряда на резистивном электроде (пластиковые дрейфовые трубки, микростриповые полупроводниковые детекторы с резистивным электродом);

сцинтилляционные детекторы, координата трека частицы в которых измеряется по центру тяжести распределения интенсивности света в сцинтилляторе;

дрейфовые камеры с измерением временной координаты по центру тяжести импульсов с сигнальных проволок.

### 1. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ С КАТОДНЫМ СЧИТЫВАНИЕМ ИНФОРМАЦИИ

Одним из наиболее изученных и применяемых в настоящее время детекторов такого класса являются пропорциональные камеры с катодным считыванием информации.

На рис. 1, взятом из работы [6], показана схема размещения электродов в такой камере. Анод камеры представляет собой массив, выполненный из тонких проволок, расстояние между которыми определяется требованием получения необходимого коэффициента газового усиления. На расстоянии  $D$  от анода расположены катоды камеры, один из которых выполнен в виде полосок (стрипов), расстояние между центрами стрипов  $W$ .

Уже в первых работах по исследованию пропорциональных камер было отмечено [7], что при образовании электронной лавины вблизи анодной проволоки на всех остальных близлежащих электродах, как то соседние анодные проволоки и катоды камеры, наводятся импульсы положительной полярности. Сразу же было предложено использовать этот эффект для регистрации второй координаты в пропорциональных камерах, чему и посвящен ряд работ.

Так, в работе [8] изучены распределения индуцированных на соседних с сигнальной проволокой электродах, в частности на одиночной проволоке и группе из десяти объединенных катодных проволок. Показано, что амплитуда индуцированного сигнала зависит от места образования электронной лавины.

Возможность точного измерения координаты трека частицы

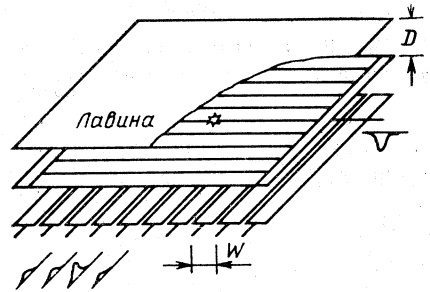


Рис. 1. Схема пропорциональной камеры с катодным считыванием информации

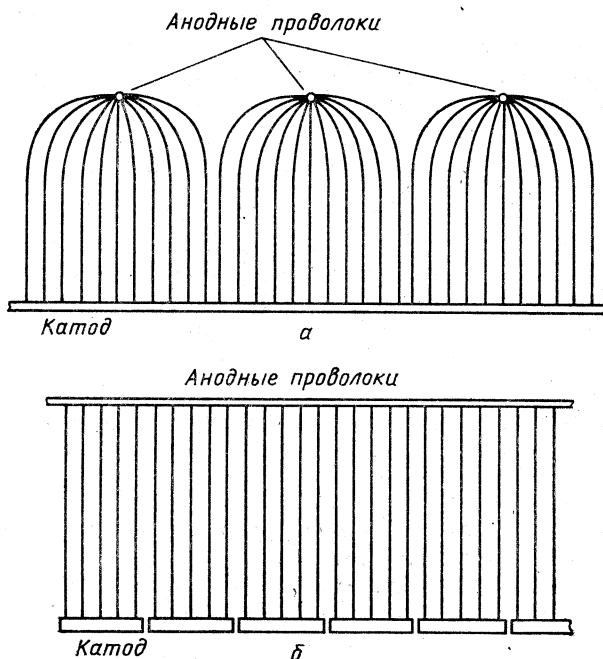


Рис. 2. Распределение электрического поля в пропорциональной камере:  
 а — по координате, нормальной анодным проволокам; б — по координате, параллельной  
 анодным проволокам

в пропорциональных камерах с катодным считыванием информации показана в [1]. На рис. 2, а, б, взятом из этой работы, приведены распределения электрических полей в камере по координате, нормальной сигнальным проволокам (рис. 2, а), и по координате, параллельной анодным проволокам (рис. 2, б). Как видно из рисунка, по координате, параллельной анодным проволокам, электрическое поле однородно, что и определяет возможность точного измерения координаты электронной лавины.

Исследования выполнены на пропорциональной камере, анодные проволоки которой имели диаметр 25 мкм, шаг намотки анода 2 мм. Катоды камеры были изготовлены из проволоки диаметром 100 мкм. Камера наполнялась газовой смесью  $\text{Ag} + \text{CH}_4$  (93 : 7).

Для регистрации индуцированных на катодных проволоках сигналов использовалась специальная многоходовая линия задержки [9]. Катодные проволоки подключались ко входам линии задержки через разделительные конденсаторы. Время задержки сигналов в линии составляло 33 нс/мм. Сигналы, наведенные на разных катодных проволоках, суммировались со сдвигом во времени, что позволяло преобразовать пространственную координату во временную. Суммарные сигналы с концов линии задержки усиливались и далее

поступали на входы дискриминаторов, фиксировавших моменты времени, соответствующие вершине импульсов (координате лавины). Погрешность регистрации треков в камере была получена равной 150 мкм, разрешение двух треков — 30 мм.

В дальнейшем метод считывания информации с катодов пропорциональной камеры с помощью линий задержки исследован в работах [10, 11]. В работе [11] описана система пропорциональных камер детектора МД-1, установленного на ускорителе ВЭПП-4. При размерах камер порядка  $500 \times 200$  мм на газовой смеси  $\text{Ar} + 25\% \text{C}_4\text{H}_{10} + 3\% \text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2 + 0,25\% \text{CF}_3\text{Br}$  получена погрешность регистрации треков  $\sigma = 90$  мкм при максимальном высоком напряжении на камерах и  $\sigma = 150$  мкм — для рабочего режима.

В работе [12] предложен потенциометрический метод измерения координат с использованием сигналов с катодных электродов. Исследования выполнены на пропорциональной камере размером  $160 \times 160$  мм. Анод камеры был изготовлен из нихромовой проволоки диаметром 50 мкм, расстояние между анодными нитями 5 мм. Катоды были намотаны проволокой диаметром 100 мкм на расстоянии 4 мм друг от друга, направление намотки их перпендикулярно направлению анодных проволок. Зазор между электродами камеры  $D = 10$  мм. Анод и катоды камеры представляли собой единые зигзагообразные нити, что позволило использовать для измерения координат треков метод деления заряда. В результате исследований показано, что пространственное разрешение при считывании информации о координате лавины с катодов камеры составляет 0,8 мм при ширине пучка от радиоактивного источника 0,6 мм. Предложено описание и измерена форма распределения индуцированного на катоде заряда.

Наиболее широкое применение нашел способ считывания информации с катодов пропорциональной камеры, при котором несколько катодных проволок объединяются в катодные полоски и с каждой полоски (стрипа) информация регистрируется отдельным амплитудно-цифровым преобразователем (АЦП).

Для исследований, описанных в работе [13], были изготовлены три пропорциональных камеры, анодные проволоки которых были намотаны проволокой из золоченого вольфрама диаметром 15 мкм и шагом намотки 2,54 мм. Катоды камер были изготовлены из  $\text{Cu} - \text{Be}$ -проволоки диаметром 100 мкм, расстояние между проволоками 1,27 мм. Проволоки катодных электродов ортогональны анодным. Точность фиксации проволок в конструкции камер  $\pm 15$  мкм, расстояние между анодом и катодами камер  $D = 5$  мм. Для наполнения камер использовалась газовая смесь  $\text{Ar} + \text{изо-C}_4\text{H}_{10} + \text{метилал}$  с процентным содержанием компонентов (67 : 30 : 3). Исследования проведены в пучке частиц с импульсом  $p \approx 1,5$  ГэВ/с.

Проволоки катодных электродов объединялись в стрипы по четыре проволоки в каждом. Расстояние между центрами стрипов, таким образом, составляло  $W = 5$  мм. Каждый стрип подключался к зарядо-чувствительному усилителю с крутизной 0,25 В/пКл. С выходов

усилителей сигналы поступали в кабельную линию задержки и далее подавались на входы АЦП. Шумы каналов, регистрировавших амплитуды импульсов с катодных стрипов, составляли  $\sigma = 2,5$  канала АЦП. Амплитуда сигналов с анодов камер также могла быть измерена. Кроме того, имелась возможность измерять задержку анодных сигналов относительно импульса, вырабатывавшегося системой сцинтилляционных счетчиков, регистрировавших частицы пучка. Импульс, стробировавший входы АЦП, мог быть сформирован по импульсу от сцинтилляционных счетчиков или по сигналам с анодов камер.

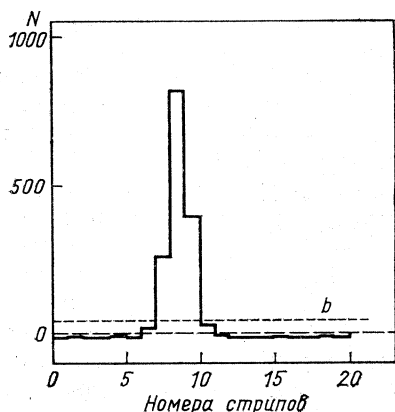


Рис. 3. Распределение заряда, регистрируемое катодными стрипами:

$b$  — порог, по которому выбираются стрипы для вычисления координаты трека

На рис. 3 показано распределение заряда, регистрируемое системой катодных стрипов. Координата трека частицы вычислялась по формуле

$$x_0 = \frac{\sum (q_i - b) x_i}{\sum (q_i - b)} \text{ для } (q_i - b) > 0,$$

где  $q_i$  — заряд, регистрируемый  $i$ -м катодным стрипом;  $x_i$  — координата  $i$ -го катодного стрипа;  $b$  — порог в амплитуде сигналов, по превышению которого определялись номера стрипов, регистрировавших электронную лавину.

Подробно исследованы зависимости точности регистрации треков от полного заряда  $Q = \sum (q_i - b)$  при нормальном по отношению к пучку положении камеры и в зависимости от угла входа частицы в камеру. Приводятся измеренные распределения индуцированного заряда в зависимости от напряжения питания камеры. Показано, что зависимость точности регистрации координаты частицы имеет минимум в области, соответствующей среднему значению регистрируемого заряда. При положении камер, нормальном направлению пучка, погрешность в регистрации треков составляла 50 мкм.

Большое значение, на наш взгляд, имеют результаты исследований по измерению временных координат треков, которые оценивались

по задержке сигналов с анода камеры относительно импульсов, вырабатывавшихся системой сцинтилляционных счетчиков. Погрешность регистрации треков частиц при этом получена равной  $\sigma = 120$  мкм. Изучены зависимости между амплитудами сигналов с анодных проволок и полными зарядами, регистрируемыми катодными стрипами, и показано, что они жестко коррелированы между собой.

Таким образом, было проведено исследование работы пропорциональной камеры в режиме минидрейфовой камеры, продемонстрирована возможность создания нового детектора — минидрейфовой камеры, в которой возможно измерение двух координат трека частицы с высокой точностью. Следует отметить еще одно важное качество такого детектора. В связи с тем что при измерении координат трека заряд, выделенный в лавине, регистрируется и на аноде, и на катодных стрипах, в детекторе не возникает проблемы «ложных» треков в случае регистрации камерой нескольких треков.

**Форма распределения заряда, индуцированного на катоде.** При вычислении координаты трека частицы аппаратными способами или при использовании простых методов типа средневзвешенного знание формы распределения заряда, индуцированного на катодах камеры, вообще говоря, необязательно. Необходимость в достаточно хорошем описании формы индуцированного заряда возникает при использовании для вычисления координаты метода наименьших квадратов (МНК). Применение МНК связано с желанием реализовать наиболее полно одно из основных достоинств пропорциональных камер с катодным считыванием информации — минимальное количество каналов регистрации информации при высокой точности регистрации координаты треков частиц.

В [14] для описания заряда, регистрируемого отдельным стрипом, предложена формула

$$Q_j = \frac{cQ_0}{\pi} (\theta_1 - \theta_2),$$

где  $j$  — номер стрипа;  $Q_0$  — полный заряд, выделенный в лавине;  $\theta_{1,2}$  — углы, определяемые геометрией размещения стрипа относительно электронной лавины.

Нормированный заряд, регистрируемый стрипом, имеет вид

$$f = (\theta_1 - \theta_2)/\pi.$$

Формы индуцированного напряжения и тока, когда для регистрации координаты лавины используются катоды, выполненные в виде линии задержки, исследованы в [15]. Амплитуда напряжения, наведенного на элементе линии, описывается выражением

$$E(b) = \frac{1}{x_h} \frac{\sin \frac{\pi c}{b}}{\operatorname{ch} \frac{\pi Z}{b} + \cos \frac{\pi c}{b}}.$$



Индукцированный импульс тока для случая  $c \ll b$  ( $c$  — размеры лавины,  $b$  — расстояние между лавиной и катодом) определяется соотношением

$$j(z, t) = \frac{\pi}{2b^2} \frac{dc}{dt} \left[ \frac{2}{\cos \frac{\pi z}{b} + 1} \right].$$

На рис. 4, взятом из работы [16], показаны распределения плотности заряда как функция  $X/D$ , где  $D$  — расстояние между анодом

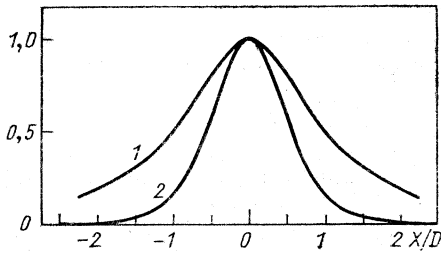


Рис. 4. Распределение плотности индуцированного заряда в направлении, ортогональном стрипам пропорциональной камеры

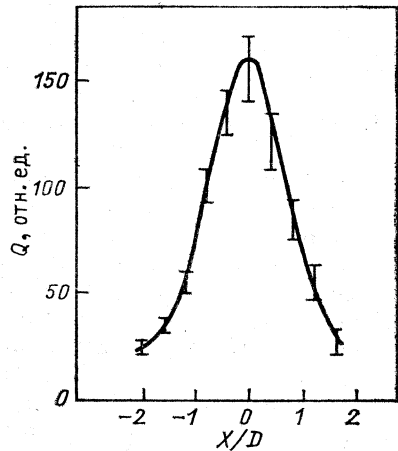


Рис. 5. Распределение заряда, индуцированного на катоде пропорциональной камеры:

сплошная кривая — результаты расчета формы распределения индуцированного заряда по формуле (4); точки — эксперимент

и катодами камеры. Кривая 1 рассчитана по формулам, предложенным в [14], кривая 2 — результаты расчетов по работе [15].

Приближенный расчет методом электростатического отражения, приведенный в работе [12], дает распределение индуцированного заряда в виде

$$f(x) = \sum_{i=1}^{\infty} (-1)^{i+1} \operatorname{arctg} \frac{WD(2i-1)}{D^2(2i-1) + x_k - \frac{W^2}{4}}, \quad (4)$$

где  $x$  — расстояние  $k$ -й катодной проволоки от проекции центра лавины на плоскость катода;  $W$  — расстояние между соседними катодными проволоками. При расчете катодные проволоки заменены стрипами, ширина которых равна расстоянию между проволоками.

На рис. 5 приводится распределение заряда, регистрируемое на катоде камеры (экспериментальные точки), и сплошной кривой показана форма распределения индуцированного заряда, вычисленная по формуле (4).

В работах [17, 18] при вычислении координаты трека частицы для фитирования распределения заряда использована формула

$$f(x) = \frac{A}{\text{ch}^2 \frac{\pi}{S} (x - x_0)} \quad (5)$$

где  $A$  — величина, пропорциональная полному заряду, выделенному в лавине;  $S$  — свободный параметр, характеризующий ширину распределения заряда, индуцированного на катоде камеры.

Конструкция исследуемых камер была аналогична описанным в работе [13], расстояние между анодом и катодами равно 4 мм, стрипы образованы объединением двух проволок (шаг намотки катодов 1 мм), и расстояние между центрами катодных стрипов  $W = 2$  мм. В этом случае  $W$  меньше ширины распределения индуцированного заряда, и при регистрации события в камере распределение заряда фиксировалось 11—12-ю стрипами. Такое расстояние между катодными стрипами выбрано с тем, чтобы иметь возможность исследовать форму распределения индуцированного заряда достаточно хорошо.

Для описания распределений заряда использовались и другие функции, в частности распределение Гаусса

$$f(x) = A \exp \left[ -\frac{(x - x_0)^2}{2S^2} \right] \quad (6)$$

и распределение Коши

$$f(x) = \frac{A}{(x - x_0)^2/S^2 + 1} + q, \quad (7)$$

где  $x_0$  — координата лавины;  $S$  — полуширина на полувысоте регистрируемого распределения заряда;  $A$  — значение функции в максимуме;  $q$  — постоянное смещение индуцированного распределения относительно нуля, возникающее в камере и определяющееся наличием емкости между анодом и катодами.

Если  $x_i$  — координата центра  $i$ -го стрипа и  $W$  — расстояние между центрами стрипов, то проинтегрированным распределением Коши является функция

$$F_i = \int_{x_i - W/2}^{x_i + W/2} f(x) dx.$$

Вид функции, использованной для фитирования индуцированного распределения заряда, слабо сказывался на точности регистрации треков частиц, однако  $\chi^2$  был наименьшим для функции, определяемой формулой (5).

Очевидно, что расстояние между катодными стрипами  $W = 2$  мм при зазоре между электродами  $D = 4$  мм не является оптимальным с точки зрения количества каналов регистрации информации и может быть выбрано большим 2 мм. В дальнейшем исследования проведены

с  $W = 6$  мм [19], точность регистрации при этом получена не хуже, чем в камерах с  $W = 2$  мм.

В работе [20] для описания индуцированного распределения заряда использовано распределение Коши [см. формулу (6)].

Расстояние между анодами и катодами камеры было  $D = 7$  мм, расстояние между центрами стрипов  $W = 18$  мм. Стрипы были изготовлены из проводящей краски. Для фитирования регистрируемых распределений использовались также и функции вида (5) и (6). Выбор формулы (7) определялся тем, что при использовании ее для фитирования систематические погрешности в вычисленной координате треков были минимальны.

Сравнение результатов исследований формы распределения индуцированного заряда, приведенных в [17, 20], показывает, что последняя зависит от того, каким образом изготовлены катоды камеры, используются плоские электроды или проволочные массивы, и, при попытке получить форму индуцированных распределений в аналитическом виде, это обстоятельство должно быть учтено.

**Точность регистрации и многотрековое разрешение пропорциональных камер с катодным считыванием информации.** Одним из основных достоинств пропорциональных камер с катодным считыванием информации является возможность получения высокой точности регистрации заряженных частиц. В работах [17, 20] получены результаты по точности регистрации при использовании для вычисления координат метода средневзвешенного и МНК.

Для вычисления координат треков методом средневзвешенного использовалась формула (3) в виде

$$x_0 = \frac{\sum (q_i - q) x_i}{\sum (q_i - q)}, \quad (8)$$

где  $q_i$  — заряд, регистрируемый  $i$ -м стрипом;  $q$  — смещение распределения заряда, определяемое наличием емкости между стрипами и анодом камеры.

На рис. 6 показано распределение величины  $\Delta = (x_1 - x_2) - (x_2 - x_3)$  для трех камер, где  $x_{1, 2, 3}$  — координаты трека, вычисленные по формуле (8). Погрешность регистрации при условии, что камеры имеют одинаковые погрешности измерения координат треков, составляет  $\sigma = 65$  мкм.

Фитирование распределений индуцированного заряда формулой (5) позволяет получить погрешность, равную  $\sigma = 50$  мкм. На рис. 7 приводится распределение второй разности  $\Delta$ , полученное для координат, вычисленных по МНК.

Преимущества использования МНК по сравнению с методом средневзвешенного особенно заметны в случае применения камер с широкими стрипами. На рис. 8 [20] показана зависимость точности регистрации координат лавины в пропорциональной камере с шириной стрипов  $W = 18$  мм ( $D = 7$  мм,  $W/D = 2,57$ ) от напряжения

на камере. Видно, что использование МНК позволяет улучшить точность примерно в 3 раза.

Зависимость точности регистрации координат треков от полного заряда, регистрируемого стрипами, приведена на рис. 9. Кривые

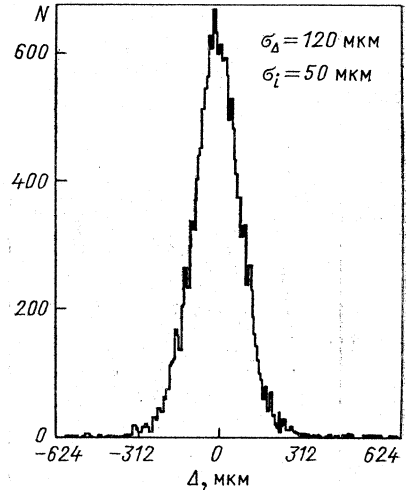
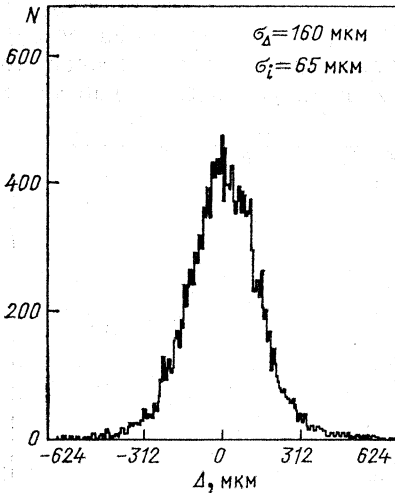


Рис. 6. Распределение второй разности  $\Delta$  для координат, вычисленных по средневзвешенному распределению индуцированного заряда

Рис. 7. Распределение  $\Delta$  для координат, вычисленных с использованием приближения (5)

получены для трех значений напряжений на исследуемой камере. Погрешность в вычисленной координате в области, прилегающей к среднему значению полного заряда, получена равной  $\sigma = 37$  мкм. Резкое ухудшение точности регистрации при больших значениях

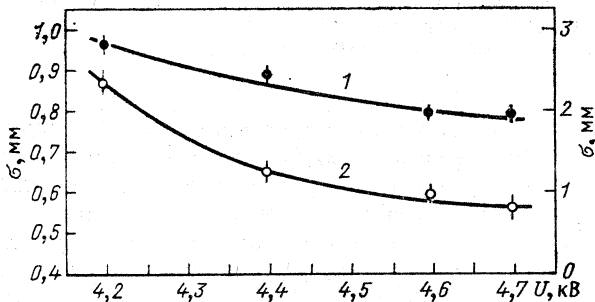


Рис. 8. Зависимость точности регистрации треков в пропорциональной камере с катодным считыванием информации от напряжения на камере ( $D = 7$  мм,  $W = 18$  мм) [20]:

1 — координаты вычислены по центру тяжести индуцированных распределений (правая шкала); 2 — с использованием распределения Гаусса (левая шкала)

заряда определяется рождением  $\delta$ -электронов в газе, наполняющем камеру. Рост погрешности регистрации координат при малых значениях заряда в лавине обусловлен ростом относительной погрешности  $(\Delta Q/Q)$  в измерении заряда, выделенного в лавине [см. формулу (2)].

В исследованиях формы распределений заряда, регистрируемых на катодных стрипах [1, 13, 14], отмечалось, что ширина распределений (FWHM) составляет не менее  $2D$ , где  $D$  — расстояние между анодом и катодами камеры. При использовании простых методов вычисления координат треков это приводит к тому, что два рядом лежа-

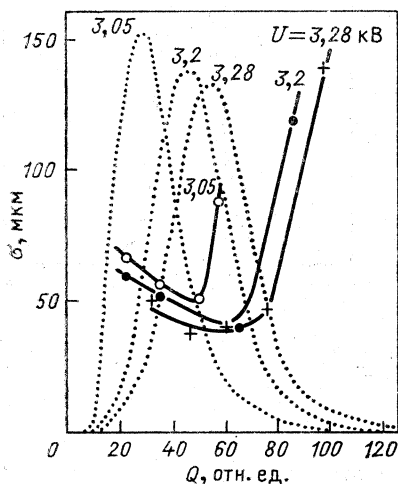


Рис. 9. Зависимость точности регистрации координат треков в пропорциональной камере от заряда, регистрируемого на катоде при разных значениях напряжения пунктиром показаны распределения заряда при этих напряжениях

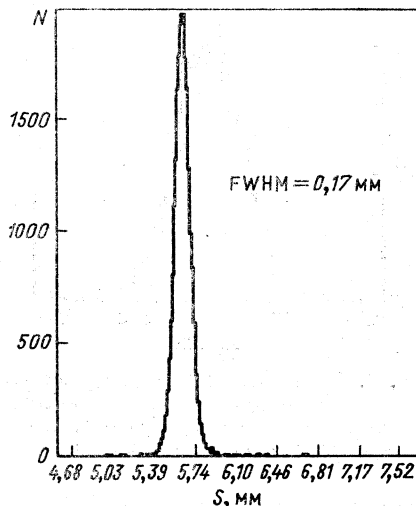


Рис. 10. Распределение параметра  $S$ , характеризующего ширину регистрируемых катодными стрипами распределений заряда

щих трека возможно разрешить при расстояниях между ними больше  $2D$ . Однако еще в ранних работах по исследованию пропорциональных камер с катодным считыванием информации было отмечено, что форма регистрируемого на катодных стрипах заряда весьма стабильна, и эта особенность камер может быть использована для улучшения многотрекового разрешения, что подтверждено исследованиями, выполненными в работе [18]. На рис. 10, взятом из этой работы, показано распределение параметра  $S$  [см. формулу (5)], характеризующего ширину распределений заряда для событий, регистрируемых в камерах. Из рисунка видно, что ширина распределения заряда, определяемая геометрией электродов камеры, в случае регистрации

одной частицы является стабильной величиной. Среднеквадратичное отклонение составляет 70 мкм при среднем значении параметра  $S = 5,65$  мм. Это обстоятельство может быть использовано для улучшения разрешения двух треков в камерах с катодным считыванием информации.

Заряд, регистрируемый системой катодных стрипов, и ширина индуцированного распределения могут быть использованы как дополнительные независимые критерии для улучшения точности камер. В табл. 1 [17] приводятся результаты влияния на точность обрез-

Таблица 1. Влияние ограничений по амплитуде регистрируемого полного заряда и ширине распределений на точность и эффективность регистрации треков в исследуемой камере [17]

Q, отн. ед.	S, мм	$\sigma$ , мкм	$\epsilon$ , %
0—200	4,5—7,7	50	99,9
0—85	4,5—7,7	42	93,7
0—200	5,35—5,8	44	98,4
40—80	5,35—5,8	37	77,4

ний по этим параметрам. Естественно, введение ограничений по ширине распределения и полному заряду влияет на эффективность регистрации треков, и для получения высокой эффективности необходимо переопределение в количестве камер.

**Систематические погрешности в измерении координат треков.** Как указывалось ранее, одной из привлекательных особенностей обсуждаемых детекторов является возможность получать высокую точность регистрации координат треков при минимальном количестве каналов регистрации информации. Однако при использовании широких стрипов (по отношению к ширине индуцированного распределения заряда) наблюдается систематическое смещение вычисленной координаты относительно истинной, которое имеет вид периодической функции. Период функции равен расстоянию между центрами катодных стрипов  $W$ , узлы функции расположены по центрам стрипов и на границе между ними.

Основным источником, приводящим к систематическим погрешностям, является наличие емкости связи  $C_m$  между катодными стрипами [14], амплитуда отклонений вычисленной координаты от истинной зависит от коэффициента связи  $K = C_m/C$ , где  $C$  — сумма емкостей стрип — заземленный экран, и входной емкости усилителя, подключенного к стрипу [17, 20]. Емкостная связь между стрипами приводит к перераспределению зарядов на соседних стрипах, величина которого пропорциональна разности регистрируемых зарядов. При этом для событий, координаты которых совпадают с центрами стрипов ( $x_0 = 0,5 Wn$ ) либо лежат на границе двух стрипов ( $x_0 = Wn$ ), реги-

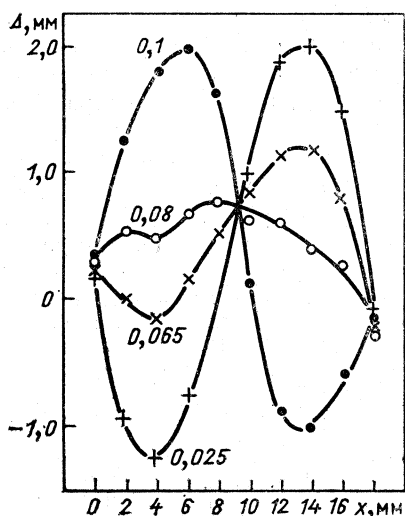


Рис. 11. Изменение среднего значения параметра  $\Delta = C_1 - C_2$  в зависимости от координаты лавины в камере при различных коэффициентах связи между стрипами (напряжение на камере 4,6 кВ)

стрируемое распределение симметрично и погрешность в вычисленной координате не возникает. Погрешности максимальны для событий с координатами  $x_0 = 0,25 Wn$  и  $x_0 = 0,75 Wn$  и имеют разный знак для этих групп событий.

В работе [20] проведены исследования систематических погрешностей, возникающих при регистрации лавины широкими стрипами ( $W = 18$  мм,  $W/D = 2,57$ ). Для вычисления поправок в измеренные

амплитуды зарядов с разных стрипов использовалось матричное уравнение, учитывавшее коэффициенты связи между стрипами. Индуцированные лавинной сигналы регистрировались независимо системами стрипов верхнего и нижнего катодов камеры, сдвинутыми по координате на  $0,5W$ , что позволяло оценить точность регистрации лавины по распределению  $\Delta = C_1 - C_2$ , где  $C_{1,2}$  — координаты лавины, вычисленные по разным катодам, и измерить систематические погрешности по поведению среднего значения  $\Delta$  в зависимости от координаты лавины.

На рис. 11 показано изменение величины  $\Delta$  в зависимости от места прохождения трека при разных коэффициентах связи. Как видно из рисунка, правильным учетом коэффициента связи систематические погрешности в вычисленной координате могут быть сведены до минимума. Очевидно, что необходимо иметь коэффициент связи между стрипами как можно меньше. Для этой цели желательно применять в канале регистрации информации зарядово-чувствительные усилители с большой динамической емкостью входа.

Кроме того, коэффициент связи имеет временную зависимость, что связано с дифференцированием наведенного на стрип сигнала в цепи  $C_m$  и  $R_{bx}$ . Поэтому при изменении длительности импульса, стробирующего входы АЦП, или задержки его относительно триггера значение коэффициента связи должно быть измерено заново.

## 2. ДЕТЕКТОРЫ С ФОРМИРОВАНИЕМ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЗАРЯДА НА РЕЗИСТИВНОМ ЭЛЕКТРОДЕ

В пропорциональных камерах с катодным считыванием информации ширина распределения заряда, индуцированного на катоде, оп-

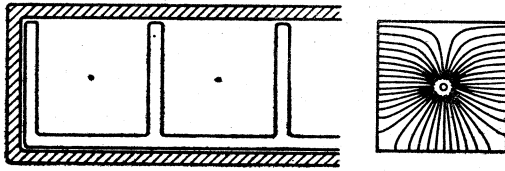


Рис. 12. Конструкция пластиковых дрейфовых трубок

ределяется конструкцией камеры и может быть изменена только изменением расстояния между анодом и катодами камеры  $D$ . Дополнительная возможность формирования заданного распределения заряда появляется при использовании в детекторах резистивных электродов. Распределение заряда, индуцированное на электроде, представляющем собой распределенное поверхностное сопротивление, уширяется со временем за счет диффузии заряда с постоянной, определяемой поверхностным сопротивлением  $R_{\square}$  и погонной емкостью  $C_{\square}$ . Распределение заряда регистрируется системой внешних электродов (стрипов или площадок), ширина регистрируемого распределения может изменяться дополнительно изменением длительности импульса, стробирующего входы АЦП, и задержки строба относительно времени пролета частицы через детектор. Из этого класса детекторов мы рассмотрим дрейфовые трубки с резистивными катодами и «микростриповые» полупроводниковые детекторы с резистивным электродом.

**Дрейфовые трубки с резистивными катодами.** Эти детекторы наиболее широко применяются в экспериментальных установках, что определяется оригинальными решениями, предложенными в конструкции последних [21]. Применение распределенных поверхностных сопротивлений в качестве катода, прозрачных для излучения, возникающего при образовании лавины, позволило разделить собственно детектор и его газовый объем от системы электродов, регистрирующих координату. Использование в конструкции детекторов пластиковых профилей, получаемых экструзией поливинилхлорида, позволило автоматизировать процесс создания детекторов, значительно снизить их стоимость.

Наиболее широко применяемая конструкция пластиковых дрейфовых трубок приведена на рис. 12. Трубка содержит восемь отдельных газовых счетчиков сечением  $9 \times 9$  мм, в качестве анодов используется проволока диаметром  $0,1 - 0,2$  мм, расстояние анод — катод  $D = 4,5$  мм. Для обеспечения стабильности анодная проволока фиксируется через  $0,5$  м на специальных поддерживающих элементах. Катод выполнен из проводящей краски, которая наносится на поверхность гребенчатого профиля. Гребенчатый профиль заключен в герметичный пенал, имеющий газовые вводы для продува детектора рабочей газовой смесью, и разъем для подключения высоковольт-



ного источника к анодным проволокам, резистивное покрытие имеет потенциал земли. Излучение лавины регистрируется системой внешних электродов, которые изготавливаются методом печатного монтажа на листах тонкого стеклотекстолита или поливинилхлорида. Другая, достаточно распространенная конструкция пластиковых дрейфовых трубок имеет крышку, также покрытую проводящей краской и замыкающую гребенчатый профиль.

Исследование точности регистрации координат треков в пластиковых дрейфовых трубках проведено в [22]. Измерения выполнены на

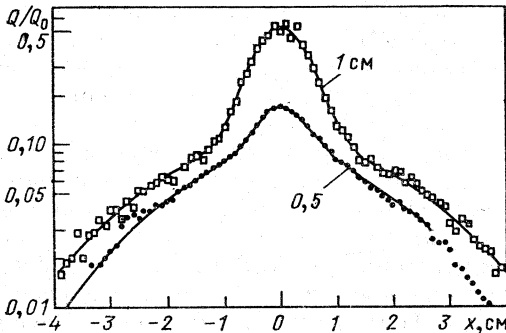


Рис. 13. Форма индуцированных распределений заряда, измеренная системами катодных стрипов с  $W = 0,5$  см и  $W = 1$  см

координатной плоскости размером  $40 \times 40$  см, составленной из пяти дрейфовых трубок с резистивным покрытием, равным  $150\text{--}200$   $\text{кОм}/\square$ . Резистивное покрытие было нанесено только на гребенчатый профиль.

Координаты треков измерялись системами плоских стрипов, расположенных с разных сторон плоскости детектора, образованного пластиковыми трубками. Со стороны гребенчатого профиля располагалась система стрипов с шириной стрипа 4 мм и шагом  $W = 5$  мм, с противоположной стороны — система стрипов с шириной стрипа 8 мм и  $W = 10$  мм. Обе системы были ориентированы нормально направлению анодных проволок. Координаты треков, вычисленные по регистрируемым распределениям, сравнивались с координатами, определенными по внешним мониторирующим камерам, разрешение которых было 100 мкм.

При вычислении координаты методом средневзвешенного наблюдались систематические погрешности, имеющие вид периодической функции. Погрешность регистрации треков системой стрипов составила 1 мм.

Лучшие результаты получены при фитировании регистрируемых распределений приближенной функцией. При фитировании использовалась форма распределения индуцированного заряда, измеренная в эксперименте. На рис. 13 показаны результаты измерения формы регистрируемых распределений для систем стрипов с  $W = 5$  мм и  $W = 10$  мм.

Индукцированные распределения хорошо описывались суперпозицией двух распределений Гаусса с разными ширинами:

$$f(y) = \frac{f_n}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} \exp\left[-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_n^2}\right] + \frac{f_b}{\sqrt{2\pi}\sigma_b} \exp\left[-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_b^2}\right], \quad (9)$$

где символом  $n$  обозначены параметры «узкого» распределения и символом  $b$  — параметры «широкого» распределения.

Из экспериментально измеренных зарядовых распределений получены следующие значения:

$$\sigma_n = 4,4 \text{ мм}, \quad \sigma_b = 21,5 \text{ мм при } W = 10 \text{ мм};$$

$$\sigma_n = 4,5 \text{ мм}, \quad \sigma_b = 19,2 \text{ мм при } W = 5 \text{ мм};$$

$$f_n (f_n + f_b) = 52\% \text{ при } W = 10 \text{ мм};$$

$$f_n (f_n + f_b) = 20\% \text{ при } W = 5 \text{ мм}.$$

Результаты измерений формы распределений индуцированного заряда можно интерпретировать следующим образом. Параметры «узкого» распределения Гаусса определяются индуцированным излучением лавины и геометрией электродов трубок, на что указывают значения, полученные для  $\sigma_n$ . Появление «широкого» распределения Гаусса связано с диффузией заряда на резистивном слое.

Фитирование регистрируемых распределений функцией (9) позволило существенно подавить систематические погрешности и получить погрешность регистрации треков  $\sigma = 0,6$  мм. Такие значения погрешностей измерения координат определяются технологией изготовления пластиковых дрейфовых трубок, которая не позволяет получить достаточную однородность поверхностных сопротивлений и обеспечить точную фиксацию анодных проволок.

Для наполнения пластиковых дрейфовых трубок используются газовые смеси, позволяющие реализовать режим ограниченного стримерного разряда (СГС-режим). Большая амплитуда сигналов, получаемых в СГС-режиме, позволяет упростить входную часть канала регистрации информации. Малая относительная ширина распределения заряда дает возможность иметь линейную зависимость от количества частиц при регистрации ливней в калориметрах.

Очевидно, что при использовании детекторов с резистивными катодами, в которых для регистрации треков заряженных частиц используются эффекты газового усиления на тонких анодных проволоках, минимально возможная ширина регистрируемого распределения заряда может быть получена при следующих условиях:

$$\tau_{\square} = R_{\square} C_{\square} \rightarrow \infty \text{ при } \tau_0, \tau_s \rightarrow 0,$$

где  $\tau_0$  — задержка стробирующего входа АЦП импульса;  $\tau_s$  — длительность строба.

В этом случае ширина распределения заряда, регистрируемого системой внешних электродов, соответствует ширине распределений,

получаемых в пропорциональных камерах с катодным считыванием информации. Однако следует заметить, что даже при использовании высокоомных поверхностных сопротивлений ( $R_{\square} \sim 10^6 \text{ Ом}/\square$ ) FWHM зарядовых распределений достаточно велика [23]. Это обстоятельство определяет применение детекторов с резистивными катодами в основном в калориметрии заряженных частиц.

**Микростриповые полупроводниковые детекторы с резистивным электродом.** Этот класс детекторов заряженных частиц привлекает внимание возможностью получения высокой точности регистрации координат треков, что определило их широкое применение в экспериментальной ядерной физике, особенно в физике высоких энергий, где микростриповые полупроводниковые счетчики используются в вершинных детекторах.

В обычных микростриповых полупроводниковых детекторах [24], в которых информация регистрируется с каждого стрипа, точность регистрации координаты определяется формулой (1). Очевидно, что получение микронной точности для детекторов с размерами 3—5 см требует значительного количества каналов считывающей электроники. Один из путей уменьшения числа каналов — метод емкостного деления, предложенный и реализованный в работах [25, 26], — позволяет снизить их количество в несколько раз за счет того, что считывание осуществляется с интервалом 3—6 стрипов. Очевидно, что в этом случае точность определения координаты не может быть получена лучше, нежели определяемая формулой (1).

Точность регистрации треков можно улучшить, если использовать распределение заряда, возникающее вследствие диффузии носителей в процессе сбора в полупроводнике. Ширина распределения заряда, обусловленная диффузией носителей, исследована в [27]. В исследуемом детекторе расстояние между считывающими стрипами  $W = 20 \text{ мкм}$ , информация регистрировалась из 12 стрипов. Каналы считывающей электроники содержали зарядово-чувствительный преусилитель, линию задержки, усилитель и АЦП. Суммарная крутизна усилителей каждого канала была  $S = 1 \text{ В}/(4 \cdot 10^{-15}) \text{ Кл}$ , шумы усилителей, подключенных к стрипам, составляли  $\sigma \sim 1,2 \cdot 10^{-16} \text{ Кл}$ . Таким образом, относительная погрешность измерений амплитуды зарядов в отдельном канале  $\Delta Q/Q \sim 3\%$ . На рис. 14, а—в показаны схема детектора, распределение электрического поля и распределение собираемого на стрипах заряда соответственно. Детектор был установлен в зазоре магнита, что позволяло проводить исследования в магнитном поле и без него. Направление силовых линий магнитного поля совпадало с направлением стрипов (координата  $z$ ). После прохождения частицы через объем детектора, в момент времени  $t = 0$ , носители в полупроводнике распределены однородно по координате  $y$  и как  $\delta$ -функция по координатам  $x$  и  $z$ . Под действием электрического поля дырки собираются на стрипы, электроны — на заземленную подложку. При дрейфе за время сбора формируется распределение заряда, ширина которого определяется коэффициентом попереч-

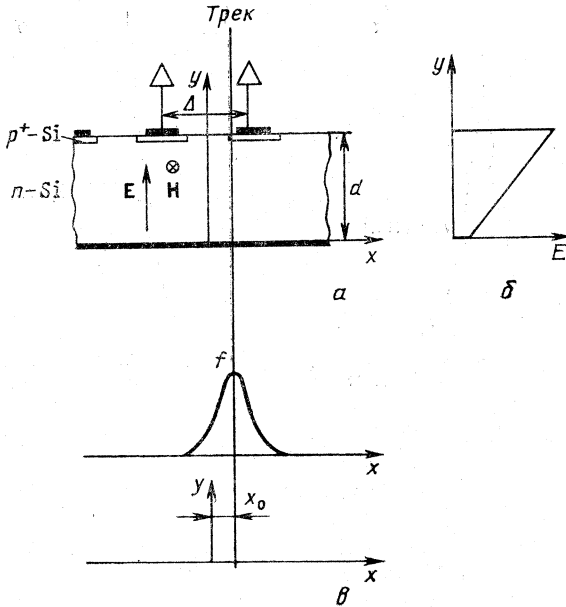


Рис. 14. Полупроводниковый микростриповый детектор:

*a* — схема включения электродов детектора; *б* — распределение электрического поля в кристалле; *в* — форма распределения заряда, формирующаяся за счет диффузии

ной диффузии  $D_h$ . При включении магнитного поля носители дрейфуют под углом Лоренца  $\theta_L$ , определяемым выражением

$$\operatorname{tg} \theta_L = \mu_h H,$$

где  $\mu_h$  — холловская составляющая скорости дырок в кремнии;  $H$  — напряженность магнитного поля.

Распределение заряда, регистрируемое стрипами, определяется выражением

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_h d}} \int_0^d \frac{dy}{\sqrt{t+t_0}} \exp \left[ -\frac{(x-y \operatorname{tg} \theta_L)^2}{4D_h(t+t_0)} \right]. \quad (10)$$

На рис. 15 приводятся распределения заряда, регистрируемые стрипами при напряжениях на детекторе 120 В (рис. 15, *a*) и 200 В (рис. 15, *б*). Сплошными кривыми показаны результаты расчета распределений заряда с использованием приближения (10).

При отборе событий, использованных для получения экспериментальных распределений заряда, применялась следующая процедура. Для обработки отбирались события, в которых на каком-либо стрипе был зарегистрирован заряд не менее 0,25 от амплитуды заряда, оставленного в детекторе минимально ионизирующей частицей

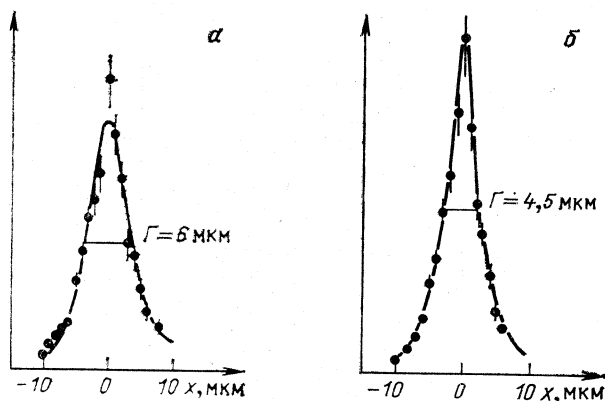


Рис. 15. Распределение заряда, регистрируемого на полосках полупроводникового детектора при расстоянии между центрами полосок  $W = 20$  мкм:  
 а —  $U = 120$  В; б —  $U = 200$  В, сплошные кривые — результаты расчетов по формуле (10)

(МИ). В случае, если на соседних полосках были зарегистрированы амплитуды более 0,1 МИ, номера этих полосок включались в кластер, и далее по выбранным полоскам определялся полный заряд, оставленный частицей в детекторе. Из рассмотрения исключались события с полным зарядом более 1,7 МИ. Предполагалось, что большие амплитуды зарядов определяются рождением  $\delta$ -электронов в детекторе. События, когда частицы проходили между полосками  $L$  и  $R$ , отбирались для вычисления координаты по центру тяжести регистрируемых распределений. Авторы отмечают, что после такого отбора оставались случаи, в которых в основном заряд регистрировался 4 полосками. Амплитуды зарядов  $PH(L)$  и  $PH(R)$ , по которым вычислялась координата частицы, получались попарным суммированием амплитуд на полосках, попавших в кластер. В связи с этим эффективное расстояние между полосками бралось равным  $\Delta = 40$  мкм. Для отобранных событий вычислялась величина

$$\eta = \frac{PH(R)}{PH(L) + PH(R)}.$$

На рис. 61, а представлена зависимость  $\Delta N / \Delta \eta = f(\eta)$  по всем отобранным событиям, на рис. 16, б — зависимость вычисленной координаты  $x_0$  от  $\eta$ . Видно, что при вычислении координат частиц возникает систематическая погрешность, которая приводит к тому, что равномерный по интервалу  $\Delta$  спектр пучка превращается в распределение с двумя пиками.

Результаты исследований, приведенные на рис. 16, показывают, что  $FWHM$  распределений заряда составляет  $\approx 5$  мкм. В этом случае, в зависимости от координаты трека относительно координат полосок, в кластер должны входить 1 или 2 полоски. Появление кластеров

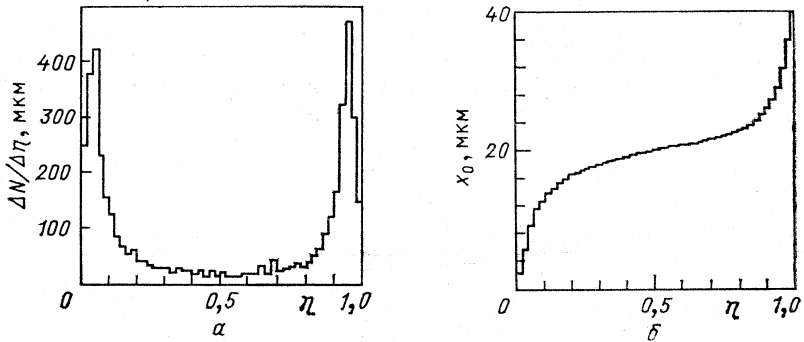


Рис. 16. Экспериментальные зависимости:  
 а —  $\Delta N/\Delta\eta = f(\eta)$ ; б — вычисленной координаты  $x_0$  от  $\eta$  (б — получено интегрированием распределения а при напряжении на детекторе 200 В)

с количеством более двух стрипов обусловлено влиянием емкости связи между стрипами  $C_m$ . Учет перераспределения заряда по стрипам позволили бы значительно подавить систематические погрешности в вычисленных координатах, и, при использовании фита, представляется возможным получение в таком детекторе погрешности регистрации треков  $\sim 1$  мкм [ $\Delta Q/Q \sim 3-5\%$ ].

Использование формулы (10) дает возможность оценить точность регистрации полупроводниковых детекторов с разными расстояниями между центрами стрипов в случаях, если на стрипы собираются дырки или электроны. Результаты расчетов и полученные экспериментальные данные приведены в табл. 2. При сборе электронов на сторону,

Таблица 2. Расчетные и экспериментальные данные по точности регистрации треков в микростриповых полупроводниковых детекторах в зависимости от шага считывания координаты  $W$  [27]

Тип детектора	$W$ , мкм	Устройство диода	Погрешность регистрации, мкм	
			Расчет	Измерения
<i>a</i>	20	Сбор носителей на стрипы	2,8	—
<i>b</i>	60	То же	3,6	4,5
<i>c</i>	120	» »	5,9	7,9
<i>d</i>	20	Обратная сторона	0,8	—
<i>e</i>	60	То же	2,8	—
<i>f</i>	120	» »	5,6	—

противоположную  $p-n$ -переходу, FWHM распределения заряда становится равным около 15 мкм. Это обстоятельство позволяет реализовать высокую точность регистрации в детекторе.

Оценку ширины распределения заряда, формирующегося в полупроводнике за счет диффузии, можно получить из данных, приведенных в [28]. Исследования выполнены на детекторах толщиной 300 мкм, шаг стрипов  $W = 100$  мкм. Для регистрации импульсов со стрипов использовался канал, содержащий зарядово-чувствительный усилитель и АЦП. Пороги по срабатыванию стрипов вводились при дальнейшей обработке информации. При пороге  $Q = 1,0$  фКл для треков, нормально направленных к плоскости детекторов, количество кластеров, при котором срабатывали два соседних стрипа, было равно 3%. Опираясь на эти измерения, можно утверждать, что FWHM распределения заряда, формирующегося за счет диффузии, составляет около 5 мкм, что хорошо согласуется с результатами, полученными выше. Однако эта оценка также завышена, поскольку в ней не учтено уширение распределения заряда за счет емкости связи между стрипами [измеренный коэффициент связи составлял 7—12%].

Улучшение точности регистрации треков, полученное в [26, 27], можно интерпретировать следующим образом. При использовании амплитудного анализа информации со стрипов в детекторе появляются две области с разной точностью регистрации. Одна область расположена на границе между стрипами, в ней регистрируется распределение заряда, возникающее за счет диффузии. Погрешность регистрации в этой области может быть малой и определяется формулой (2). Вторая область расположена вблизи центров стрипов, и погрешность регистрации треков в ней определяется формулой (1). Далее, при обработке результатов измерений, в зависимости от расстояния между стрипами  $W$ , вклады от этих двух областей детектора усредняются со своими весами, определяемыми отношением ширин областей. В результате усредненная по детектору погрешность меньше, нежели определенная по формуле (1). При введении фиксированного порога в каналы регистрации информации этот эффект также должен давать вклад в улучшение точности регистрации, так как регистрация кластеров позволяет получить эффективный бин считывания координаты меньше  $W$  (например, при равенстве ширин ранее обсужденных областей эффективный шаг считывания информации составляет  $1/2 W$ ).

Привлекательным, на наш взгляд, решением вопроса оптимизации соотношения точность — количество каналов является использование деления собираемого в детекторе заряда на резистивном слое между соседними стрипами [29]. Исследование этого метода регистрации информации произведено на детекторе, который выглядел следующим образом. На стороне, обратной  $p - n$ -переходу, были нанесены алюминиевые стрипы шириной 120 мкм с шагом 330 мкм. При включении на детектор напряжения несколько ниже, чем напряжение, при котором кристалл детектора полностью обедняется, между стрипами образуются зоны необедненного кремния. Это эквивалентно появлению между стрипами сопротивлений, которые определяются удельным

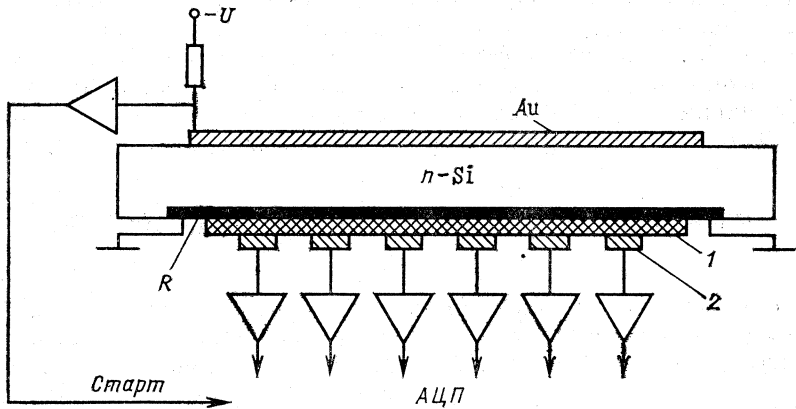


Рис. 17. Схема вывода информации из полупроводникового детектора с резистивным электродом:

$R$  — резистивный слой; 1 — изолятор; 2 — система внешних стрипов

сопротивлением кристалла и могут быть использованы для измерения координаты в этой области методом деления заряда. Точность регистрации треков в этом случае определяется формулой (2). Использование такого подхода позволило получить  $\sigma = 22$  мкм при расстоянии между стрипами  $W = 330$  мкм. При заметном уменьшении числа каналов считывающей электроники описанный метод имеет недостаток, а именно погрешность, определяемая формулой (2), получается только для межстриповых промежутков. Для областей детектора непосредственно под стрипами погрешность регистрации по-прежнему определяется формулой (1).

В работах [5, 30] предложена и исследована схема полупроводникового детектора, построенного по принципам, аналогичным построению детекторов на пластиковых дрейфовых трубках. Схема детектора приведена на рис. 17. Основой детектора является плоский диод, изготовленный из  $n$ -кремния с удельным сопротивлением  $13 \text{ кОм} \times \text{см}$ . Выпрямляющий контакт диода выполнен по традиционной технологии поверхностно-барьерных детекторов — напылением золота в вакууме. На противоположной  $p$  —  $n$ -переходу стороне, за счет неполного обеднения, формируется резистивный слой, имеющий заземленные контакты.

Считывание информации о треке частицы производится системой внешних электродов, изготовленных в виде стрипов на отдельной печатной плате и изолированных от резистивного слоя детектора пленкой майлара. Сигналы, наведенные на стрипах, усиливались гибридными зарядово-чувствительными усилителями ( $\sigma_n \sim 1 \text{ кэВ}$  для Si при  $C_{\text{вх}} = 0$ ) и далее подавались на входы АЦП, которые стробировались импульсом с выпрямляющего контакта диода. Для оценки ди-



намики диффузии заряда по резистивному слою использовалась модель, развитая для непрерывных позиционно-чувствительных детекторов [3]. Процессы диффузии заряда и вид регистрируемых системой внешних стрипов распределений могут быть оценены из решения диффузионного уравнения с граничными условиями ( $U = 0$  для  $x = 0, L$ ;  $L$  — длина резистивного слоя по измеряемой координате):

$$U(x_0, x, t) = \frac{2Q}{C} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{n\pi x_0}{L} \sin \frac{n\pi x}{L} \exp(-n^2\pi^2 t/RC),$$

где  $Q$  — полный заряд, собираемый на резистивном электроде;  $C$  — полная емкость детектора;  $R$  — сопротивление резистивного слоя.

Исследования зарядовых распределений, регистрируемых стрипами, были выполнены при шаге

стрипов  $W$ , равном 1,25 и 0,5 мм в пучке  $\alpha$ -частиц от радиоактивного источника  $^{239}\text{Pu}$ . Детектор работал в режиме полного обеднения, сопротивление резистивного слоя при этом составляло  $R = 2$  МОм, суммарная емкость детектора системой стрипов и подключенными усилителями  $C \approx 270$  пФ. Длительность стробировавшего входа АЦП импульса была равна 50 нс, задержка относительно импульса с выпрямляющего контакта диода — 100 нс. Результаты исследований формы распределения заряда, регистрируемого системой стрипов, представлены на рис. 18. При шаге стрипов 1,25 мм FWHM распределения заряда получена равной 1,5 мм при  $W = 0,5 \div 0,7$  мм.

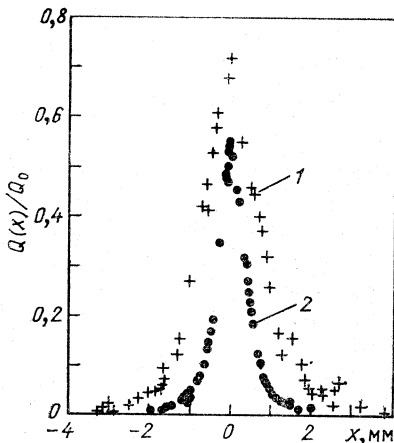


Рис. 18. Форма распределений заряда на резистивном электроде, регистрируемая системой стрипов:

1 —  $W = 1,25$  мм; 2 —  $W = 0,5$  мм

По спектру пучка, падающего на детектор через щелевой коллиматор, оценена погрешность регистрации, которая при  $W = 0,5$  мм была равной 25 мкм.

Описанная выше схема полупроводникового микрострипового детектора привлекает внимание тем, что позволяет иметь высокую точность регистрации координаты при значительно меньшем по сравнению с обычными микростриповыми детекторами количестве каналов регистрирующей электроники и сравнительной простоте технологии изготовления детекторов.

### 3. СЦИТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ С ИЗМЕРЕНИЕМ КООРДИНАТ ТРЕКОВ ЧАСТИЦ ПО ЦЕНТРУ ТЯЖЕСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В СЦИТИЛЛЯТОРЕ

Детекторы с измерением координат треков по центру тяжести распределения интенсивности света в сцинтилляторе, камеры Анжера [31], нашли широкое применение в медицине. В связи с тем, что они используются как приборы для диагностики, в них в основном применяются аппаратные методы вычисления координат событий.

Одним из приложений, в которых широко используется метод центра тяжести, является регистрация ливней, рожденных нейтральными частицами в годоскопических черенковских спектрометрах полного поглощения (ГАМС). Спектрометр набирается из отдельных радиаторов (стекло из тяжелого флинта), просматриваемых фотоумножителями. Информация из ФЭУ поступает в спектрометрические каналы, регистрирующие черенковское излучение, возникающее в радиаторах. Координаты ливней вычисляются по центру тяжести распределений интенсивности света в радиаторах.

В работе [2] приводятся результаты исследований в пучке электронов с энергией 25 ГэВ прототипа черенковского спектрометра ГАМС, имевшего радиаторы из стекла TF-1 размерами  $34 \times 34$  мм и длиной 36 см (15 радиационных длин). Эффективная ширина ливней, регистрируемых спектрометром, значительно меньше размеров радиаторов, что приводит к систематической погрешности в вычисленной координате. На рис. 19 показано распределение вычисленных ко-

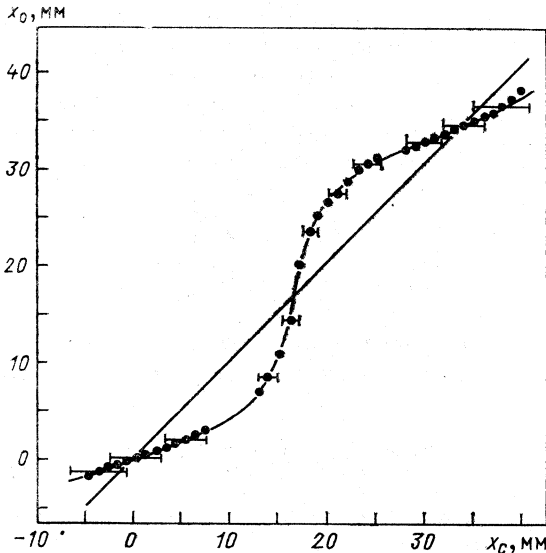


Рис. 19. Зависимость вычисленных координат центра ливня от точки входа электрона в детектор

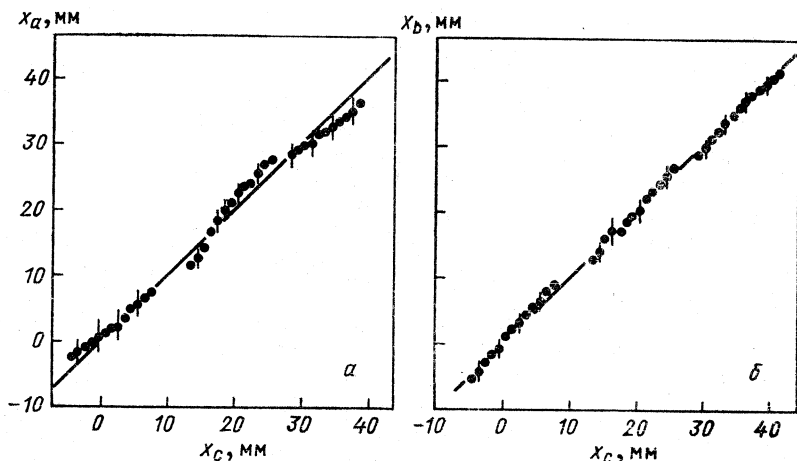


Рис. 20. Результаты коррекции систематических погрешностей в координате центра ливня:

*a* — формула (11); *б* — формула (12)

ординат центров ливней в зависимости от точки входа электрона в спектрометр. Систематическая погрешность минимальна для  $x_c$ , соответствующих центру радиатора и на границе между радиаторами, и достигает  $\pm 7$  мм для  $x_c = 0,5 \Delta$ , где  $\Delta = 17$  мм (полуширина радиатора). Соответственно статистическая погрешность измерения координат равна  $\sigma \leq 1$  мм на границе и  $\sigma \approx 3$  мм в центре радиатора.

Для вычисления координаты ливня применялись методы, в которых использованы отношения амплитуд, регистрируемых радиатором, через который прошел центр ливня ( $A_i$ ), и соседних с ним ( $A_{i-1}$ ,  $A_{i+1}$ ). Координата ливня определялась из выражений

$$x_a = \frac{1}{2} b \ln \left( \frac{A_{i+1}}{A_{i-1}} \right); \quad (11)$$

$$x_b = \Delta - b \ln \frac{1}{2} \left( \frac{A_i}{A_{i+1}} \right). \quad (12)$$

Значения  $b$  в этих выражениях были разными, и в случае описания формы ливня при помощи двухэкспоненциальной модели вида

$$A(x - x_c) = a_1 \exp \left( -\frac{x - x_c}{b_1} \right) + a_2 \exp \left( -\frac{x - x_c}{b_2} \right)$$

для выражения  $x_a$  значение  $b \approx b_2$  (периферия ливня), для  $x_b$  значение  $b \approx b_1$  (ядро ливня).

Результаты вычисления координат по вышеприведенным формулам представлены на рис. 20. Как следует из рисунка, систематичес-

кие погрешности значительно подавлены. Статистическая погрешность измерения координаты получена равной  $\sigma = 2$  мм.

Лучшие результаты дает применение МНК, статистическая погрешность в этом случае  $\sigma = 1,5$  мм.

Особый интерес представляют детекторы, в которых регистрируются треки одиночных частиц. В [32] приводится описание одномерного позиционно-чувствительного сцинтилляционного детектора, созданного на основе кристалла NaI (Tl) размером  $13 \times 50 \times 400$  мм. Кристалл оптически соединен со световодом из стекла, который просматривался ФЭУ и имел площадь  $50 \times 400$  мм. Толщина световода, расположенного между кристаллом и ФЭУ, была 6 и 25 мм.

Исследования проведены для двух типов ФЭУ, отличавшихся диаметром фотокатода (44 и 23 мм). ФЭУ с большим фотокатодом размещались в одну линию, и шаг считывания координаты составлял 44 мм, ФЭУ с малым диаметром фотокатода размещались зигзагом, и шаг считывания был 11, 5 мм. Для считывания информации с ФЭУ использовалась линия задержки, сигналы в которой линейно суммировались, и по максимуму суммарного импульса измерялась координата события. Измерение разрешения по координате было выполнено с радиоактивным источником  $^{137}\text{Cs}$ . Пучок  $\gamma$ -квантов от источника коллимировался щелью размером  $1 \times 10$  мм.

Вычисление координаты события в кристалле может быть произведено по формуле

$$x = \frac{Q_1 x_1 + Q_2 x_2 + Q_3 x_3 + \dots}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + \dots},$$

где  $Q_i$  — амплитуды импульсов с анодов ФЭУ;  $x_i$  — координаты центров фотокатодов ФЭУ.

Амплитуда импульса  $Q_i$  может быть представлена в виде

$$Q_i = G_i \eta_i \Omega_i N,$$

где  $G_i$  — коэффициент усиления ФЭУ;  $\eta_i$  — квантовая эффективность фотокатодов;  $\Omega_i$  — телесный угол, под которым видит событие  $i$ -й ФЭУ;  $N$  — полное количество фотонов от  $\gamma$ -кванта в кристалле (для энергии  $\gamma$ -квантов 660 кэВ  $N$  равно  $2,2 \cdot 10^4$ ).

На рис. 21 показана зависимость телесного угла, в котором фотокатод отдельного ФЭУ видит точку взаимодействия  $\gamma$ -кванта, от расстояния между центром фотокатода и точкой взаимодействия для трех толщин световодов  $Z$ . FWHM распределений интенсивности составляет около 22 мм. Из рисунка видно, что использование ФЭУ с диаметром фотокатода 23 мм является более оптимальным решением, нежели ФЭУ с фотокатодами 44 мм. При шаге считывания координаты 11,5 мм средняя погрешность регистрации координат  $\gamma$ -квантов в детекторе составляет 5,8 мм (FWHM). Авторы отмечают, что разрешение детектора зависит от координаты события. Точность регистрации лучше в областях детектора на границе между фотокато-

дами и ухудшается к центру фотокатодов. В частности, для ФЭУ с диаметром фотокатодов 44 мм эти модуляции достигают 4 мм, от 6 мм — на границе между фотокатодами до 10 мм (FWHM) — к центру последних. Этот эффект объясняется большим шагом считывания по координате, который, кроме модуляций по разрешению, приводит дополнительно к систематической погрешности в измеряемой

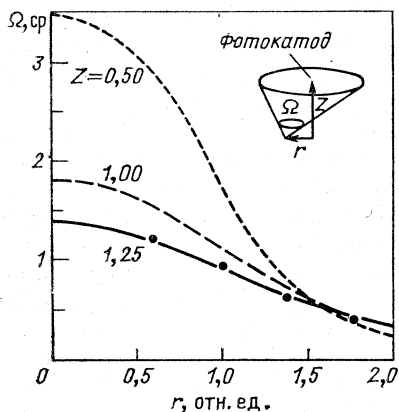


Рис. 21. Зависимость телесного угла  $\Omega$ , под которым фотокатод ФЭУ видит точку взаимодействия  $\gamma$ -кванта, от расстояния до точки взаимодействия при разных толщинах световода  $Z$  ( $r$  и  $Z$  даны в единицах отношения к диаметру фотокатода ФЭУ)

координате. В результате при облучении детектора равномерным пучком  $\gamma$ -квантов (рис. 22) в регистрируемом распределении наблюдаются модуляции интенсивности (пунктирная линия), отсутствующие при шаге считывания  $W = 11,5$  мм (сплошная линия).

При облучении детектора  $\gamma$ -квантами с энергией 411 кэВ ( $^{198}\text{Au}$ ) и 279 кэВ ( $^{203}\text{Hg}$ ) получены разрешения в измеряемой координате 5,6 и 10 мм (FWHM) соответственно. Ухудшение точности регистра-

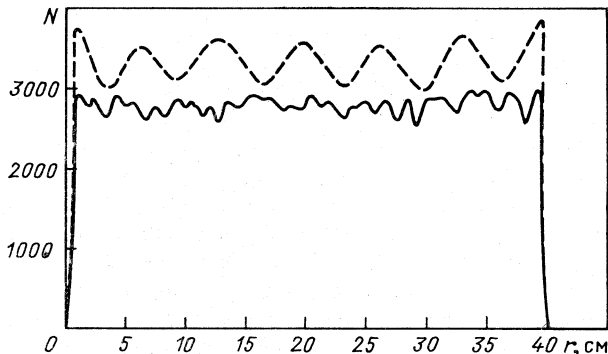


Рис. 22. Распределение координат событий, регистрируемых сцинтилляционным детектором при облучении равномерным пучком  $\gamma$ -квантов:

пунктир — диаметр фотокатодов ФЭУ 44 мм; сплошная линия — диаметр 23 мм

ции связано с уменьшением энергии  $\gamma$ -квантов и соответственно, уменьшением интенсивности световых вспышек в сцинтиляторе.

Для регистрации треков заряженных частиц в [33] предложен сцинтилляционный счетчик, конструкция которого приведена на рис. 23. Между двумя сцинтилляторами толщиной  $L = 40$  мм размещена система полосковых световодов, выполненных из полистирола с добавками преобразователя частоты, образующих координатную систему. Полосковые световоды были изолированы друг от

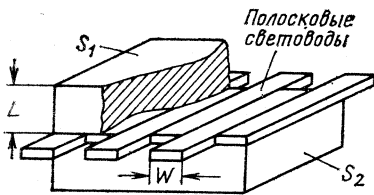


Рис. 23. Схема позиционно-чувствительного сцинтилляционного счетчика

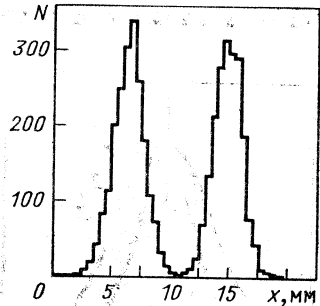


Рис. 24. Распределение координат событий, регистрируемых полосковыми световодами, при двух положениях светодиода.

друга по свету и имели ширину, равную  $W = 20$  мм. Каждый световод имел оптический контакт с фотоумножителем, импульсы с выходов ФЭУ подавались на входы АЦП, стробировавшиеся сигналами триггера длительностью 15 нс.

Для оценки точности регистрации использовались коллимированный радиоактивный источник  $^{106}\text{Ru}$  и светодиод, имитировавший заряженные частицы. Координаты треков определялись по центру тяжести распределения интенсивности света, зарегистрированного полосковыми световодами, и при регистрации электронов от источника  $^{106}\text{Ru}$  погрешность в измерении координат получена равной  $\sigma = 3$  мм. При имитации частиц коллимированным светодиодом, который давал световую вспышку по амплитуде, соответствующую треку в сцинтиляторе длиной 40 мм и ширине коллиматора 0,8 мм, погрешность регистрации составляла  $\sigma = 1,3$  мм. На рис. 24 показаны распределения координат, вычисленных по центру тяжести интенсивности света, регистрируемые полосковыми световодами, при двух положениях коллимированного светодиода.

В работе приводятся результаты измерений формы распределений интенсивности света от электронов источника  $^{106}\text{Ru}$  и космических частиц (рис. 25). Полная ширина на полувысоте FWHM распределений интенсивности света от частиц космического излучения составляет 25 мм.

Ширина регистрируемого полосковыми световодами распределения интенсивности света может быть изменена как изменением толщины сцинтиллятора, так и методом, предложенным в [32], т.е. изменением расстояния между сцинтиллятором и плоскостью, образованной полосковыми световодами. Повышение точности регистрации возможно применением полупроводниковых фотодиодов для регистрации света из полосковых световодов, что позволило бы уменьшить шумы каналов измерения амплитуд сигналов. Используя эти пути, можно оптимизировать детектор по параметрам точность регистрации — количество каналов. Необходимо отметить еще одну осо-

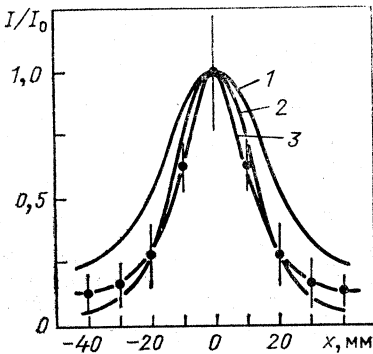


Рис. 25. Форма распределения интенсивности света в сцинтилляторе от электронов  $^{106}\text{Ru}$  (кривая 1), от светодиода (кривая 2), от космического излучения (кривая 3)

бенность такого детектора. При использовании для считывания системы полосковых световодов не требуется иметь хорошую прозрачность сцинтиллятора. Более того, изменением прозрачности сцинтиллятора можно формировать в некоторых пределах распределение интенсивности света, регистрируемое полосковыми световодами.

Представляется привлекательным создание таких сцинтилляционных систем детекторов для выработки быстрого интеллектуального триггера в экспериментальных установках.

#### 4. ДРЕЙФОВЫЕ КАМЕРЫ С ИЗМЕРЕНИЕМ КООРДИНАТ ПО ЦЕНТРУ ТЯЖЕСТИ ИМПУЛЬСОВ С СИГНАЛЬНЫХ ПРОВОЛОК

В последнее время в экспериментальной технике бурно развивается еще одно направление, в котором используется аппарат метода центра тяжести. Речь идет об измерении временных интервалов в системах с дрейфовыми камерами. Обычно в этом случае используется пороговая электроника и измерение времени прихода импульса с сигнальных проволок относительно сигнала триггера производится с помощью время-цифровых преобразователей (TDC). С появлением быстрых аналого-цифровых преобразователей (FADC), которые позволяют вести оцифровку временных сигналов с частотами до 100 МГц,

возникла возможность использовать метод центра тяжести для измерения временных координат треков частиц в дрейфовых камерах.

Так же как и при измерении пространственных координат, точность измерения временных координат можно оценить, используя формулу (2), в которой в этом случае  $W$  означает период оцифровки амплитуды импульса. Как видно из формулы (2), при измерении временных координат также возникает вопрос об оптимальном периоде считывания амплитуды сигнала при известной его длительности. Это обстоятельство является весьма важным, поскольку определяет глубину памяти FADC, используемых для запоминания информации, и степень сложности дальнейшей обработки информации. Наиболее существенными преимуществами, которые дает использование метода центра тяжести при измерении временных координат по сравнению с обычной пороговой электроникой, является высокое двухтрековое разрешение.

Для сравнения этих методов измерения координат событий рассмотрим результаты исследования характеристик прототипа центральной дрейфовой камеры SLD-детектора [34].

Камера наполнялась смесью  $\text{CO}_2 + \text{C}_4\text{H}_{10}$  (92:8), измерения проводились в режимах с газовым усилением  $\sim 10^5$ . Скорость дрейфа электронов в этой смеси была равна 9 мкм/нс. При регистрации 16 кластеров на проволоку точность регистрации треков, усредненная по дрейфовому промежутку, составляла 55 мкм.

Для регистрации импульсов с сигнальных проволок использовались два параллельных канала. Один выход усилителя подавался на дискриминатор и далее на вход TDC, второй выход — на вход FADC (CFD), который оцифровывал сигналы с проволок с частотой 100 МГц. На рис. 26 показаны временные диаграммы сигналов с проволоки, полученные с помощью FADC, в случае регистрации одного трека (рис. 26, а) и при регистрации многотрекового события (рис. 26, б).

На рис. 27, взятом из [34] приводится зависимость погрешности регистрации от координаты треков в камере при измерении времени дрейфа с использованием пороговой электроники и быстрого анализа амплитуды сигналов. Видно, что оба метода дают примерно одинаковые результаты и позволяют реализовать высокую точность регистрации треков.

Результаты измерений двухтрекового разрешения, в которых анализировалась форма сигналов с проволок, представлены на рис. 28. Минимальное расстояние, на котором можно разрешить два трека при 90%-ном уровне достоверности, составляет около 1 мм. Аналогичные результаты по разрешению рядом идущих треков с использованием FADC получены в [35, 36]. Такое разрешение в случае применения пороговой электроники получить затруднительно, ибо сумма длительности формируемого импульса и мертвого времени дискриминатора должна быть порядка 50—100 нс.

В системе считывания и обработки информации из время-проек-



ционной дрейфовой камеры (ТРС) установки РЕР-4 [37, 38] для считывания информации с сигнальных проволок и катодных площадок в канале регистрации информации использована память на ПЗС-регистрах. Система регистрации содержит 2196 каналов измерения вре-

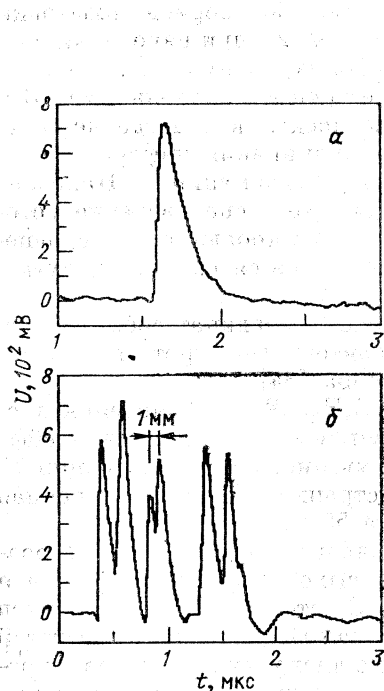


Рис. 26. Временные диаграммы импульсов с сигнальной проволоки дрейфовой камеры, регистрируемые FADC:  
а — одна частица; б — несколько частиц

менных координат и 13 824 каналов измерения пространственных координат. Импульсы с сигнальных проволок (или с катодных площадок) поступают на вход предусилителя, далее в усилителе формируются импульсы с длительностью около 0,5 мкс, которые подаются на вход ПЗС-регистра. Сдвиг информации в ПЗС-регистрах осуществляется с тактом 100 нс (10 МГц), и, таким образом, входной импульс занимает 5-6 разрядов ПЗС-линейки. По сигналу триггера информация об амплитуде сигналов с выходов ПЗС-регистров анализируется быстрым АЦП и записывается в память.

Для наполнения камеры использовалась газовая смесь  $Ag + CH_4$  (80 : 20), скорость дрейфа электронов в которой составляла 50 мкм/нс.

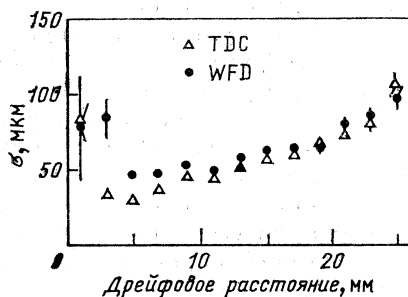


Рис. 27. Зависимость погрешности регистрации треков в камере от координат треков в дрейфовом промежутке:

△ — координаты измерены с использованием пороговой электроники; ● — измерения с применением FADC

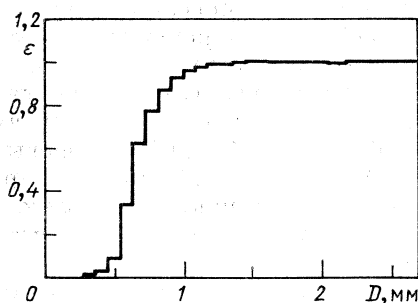


Рис. 28. Измерения разрешения двух треков в дрейфовой камере

Определение временных интервалов производилось фитированием параболы трех аналоговых сигналов, имеющих максимальную амплитуду. Погрешность регистрации, усредненная по дрейфовому промежутку, составляла  $\sigma = 340$  мкм, что соответствует средней погрешности измерения времени  $\sigma = 6,8$  нс при такте считывания временной координаты 100 нс.

Как видно из приведенных данных, применение ПЗС-регистров совместно с FADC позволяет реализовать схему канала регистрации информации из детекторов, которая имеет аналоговую задержку на триггер в установке, позволяет осуществить мультиплексирование каналов и существенно сократить количество блоков FADC в системе регистрации, получить лучшие результаты по точности регистрации треков за счет использования метода центра тяжести.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрим ограничения, накладываемые на точность регистрации в разных типах детекторов, описанных в обзоре.

Общими ограничивающими физическими процессами являются рождение  $\delta$ -электронов в чувствительном объеме детектора и диффузия носителей при сборе заряда. Видно, что возможность измерения амплитуды заряда и формы распределений в обсужденных детекторах позволяет значительно подавить эти эффекты.

Для детекторов, использующих эффекты газового усиления на тонких проволоках, вторым основным ограничением является статистика кластеров, регистрируемых сигнальными проволоками [35, 39]. Увеличение количества кластеров на проволоку возможно получить снижением коэффициента газового усиления, повышением удельной плотности газов за счет давления [40] или температуры. При регистрации частиц высоких энергий увеличение статистики кластеров возможно использованием протяженных по пучку детекторов, что позволит увеличить длину отрезков треков, с которых собираются электроны, рожденные в первичных актах ионизации.

В полупроводниковых и сцинтилляционных детекторах количество электронов и фотонов, рождаемых частицами, достаточно для получения высокой точности регистрации. Техника усилителей с малыми шумами, применяемых в полупроводниковых детекторах в настоящее время, хорошо развита. Основные пути оптимизации соотношения количество каналов — точность регистрации мы попытались обсудить в обзоре, и кажется, что именно в этой области детекторов возможно дальнейшее значительное продвижение в точности регистрации треков частиц.

В сцинтилляционных детекторах ограничение на точность регистрации в настоящее время накладывают шумы фотоэлектронных умножителей. Развитие техники полупроводниковых фотоприемников позволяет надеяться на дальнейший прогресс и в этой области детекторов.

Анализ исследований в области детекторов с измерением параметров вторичных распределений, темпы совершенствования техники систем регистрации показывают, что такие типы детекторов в ближайшем будущем станут основными в физике высоких энергий. В связи с этим развитие методов регистрации с использованием метода центра тяжести, систем регистрации информации, адекватных этим типам детекторов, представляется крайне интересным и важным. Применение таких детекторов в физических экспериментах и в смежных областях науки, использующих детекторы излучений, позволит реализовать качественно новый уровень исследований.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grove R., Lee K., Perez-Mendez V., Sperinde J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1970. Vol. 89. P. 257—262.
2. Akopdjanov G. A., Inyakin A. V., Kachanov V. A.e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 140. P. 441—445.
3. Kalbitzer S., Melzer W.//Nucl. Instrum. and Methods. 1967. Vol. 56. P. 301—304.
4. Apollinari G., Bosi F., Belforte S.e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1989. Vol. A277. P. 138—146.
5. Барабаш Л. С., Бельцаж Е., Гуров Ю. Б., и др. Препринт ОИЯИ 13-89-445. Дубна. 1989: Barabash L. S., Belcarz E., Gurov Yu. B. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods, 1990. Vol. A288. P. 375—378.
6. Gatti E., Longoni A., Okuno H., Semenza P.//Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 163. P. 83—91.
7. Charpak G., Bouclier R., Bressani T.e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1968. Vol. 62. P. 262—268.
8. Charpak G., Rahm D., Steiner H.//Nucl. Instrum. and Methods. 1970. Vol. 80. P. 13—34.
9. Rindi A., Perez-Mendez V., Wallace R. I.//Nucl. Instrum. and Methods. 1970. Vol. 77. P. 325—327.
10. Бондарь А.Е., Онучин А.П., Тельнов В.И. Препринт ОИЯИ Д13-11807. Дубна, 1978.
11. Aulchenko V. M., Bondar A. E., Filimonov G. S.e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A252. P. 267—271.
12. Бирюков В. А., Зинов В. Г., Кюнин А. Д., Пономарев А. Н.//ПТЭ. 1972. № 5. С. 40—42.
13. Charpak G., Melchart G., Petersen G., Sauli F.//Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 167. P. 455—464.
14. Fischer G., Plch J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1972. Vol. 100. P. 515.
15. Lee D. M., Sobottka S.E., Thiessen H.A.//Nucl. Instrum. and Methods. 1972. Vol. 104. P. 179—188.
16. Breskin A., Charpak G., Dimierre D.e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 143. P. 29—40.
17. Барабаш Л. С., Баранов А. М., Бондаренко Г. Б. и др. Препринт ОИЯИ Р9-82-724. Дубна. 1982.
18. Barabash L. S., Baranov A. M., Bondarenko G. B. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A236. P. 271—273.
19. Барабаш Л. С., Баранов А. М., Бондаренко Г. Б. и др. Препринт ИФВЭ 83-182. Серпухов, 1983.
20. Барабаш Л. С., Вишнеvский А. В., Власов Н. В. и др. Сообщение ОИЯИ Р13-81-554. Дубна, 1981.
21. Iarocci E.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 30—42.
22. De Agostini G., De Boer W., Frenkel A.e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A252. P. 431—434.

23. Барабаш Л. С., Месарош Л., Чалышев В. В. Сообщение ОИЯИ P13-86-563. Дубна, 1986.
24. Heijne E., Jarron P. // Proc. of a Workshop held at Fermilab, October 15—16, 1981. P. 1—5; Heijne E., Higon E., Jarron P. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 226. P. 63—67; Alberganti R., Chesi E., Gerke G. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A248. Vol. 337—353.
25. England J.B.A., Hyams B. D., Hubbeling L.e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 185. P. 43—48.
26. Hyams B., Koetz U., Belau E.e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 205. P. 99—105.
27. Belau E., Klanner R., Lutz G.e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 214. P. 253—260.
28. Boettcher H., Donat A., Leiste R.e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 226. P. 72—77.
29. Amendolia S. R., Bedeschi F., Bertolucci E.e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 226. P. 82—84.
30. А.с. 1220461 СССР, G 01 T 1/24, H 01 L31/02. Полупроводниковый позиционно-чувствительный детектор/Л. С. Барабаш, В. В. Чалышев // Открытия. Изобретения, 1990. № 24. С. 273.
31. Anger H. O. e.a. // J. Nucl. Med. 1963. Vol. 4. P. 326.
32. Maddox B. J., Galvin J. M., Kase K. R.e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 190. P. 377—384.
33. Barabash L. S., Chalishov V. V., Chirikov-Zorin I. E. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 211. P. 331—334.
34. Atwood W. B., Carr J., Chadwick G.e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A252. P. 295—298.
35. Alexander J., Hayes K., Hoard C. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A252. P. 350—356.
36. Fischer M., Hauschild M., Hartmann H.e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A252. P. 331—342.
37. Aihara H., Alston-Garnjost M., Badtke D.H.e.a. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. Vol. NS-30. P. 76—81; 162—166.
38. Kamae T., Aihara H., Enomoto R.e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1986, Vol. A252. P. 423—430.
39. Walenta A. H. BNL-25153, 1970.
40. Fischer J., Radeka V., Smith G. C. // Nucl. Instrum. and Methods. 1986, Vol. A252. p. 239—245.