

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.Ломоносова

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В.Скобелева

На правах рукописи  
УДК 539.1.074.55

Короткова Наталья Александровна

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ  
КРЕМНИЕВЫХ МИКРОСТРИПОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Специальность: 01.04.23 – физика высоких энергий,  
01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва - 2006

Работа выполнена в Научно-исследовательском институте ядерной физики имени Д.В.Скобельцына Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова.

Научный руководитель:

**Башинджагян Георгий Леонович**  
кандидат физико-математических наук  
НИИЯФ МГУ

Официальные оппоненты:

**Новиков Лев Симонович**  
доктор физико-математических наук, профессор  
НИИЯФ МГУ

**Воробьев Александр Павлович**  
доктор физико-математических наук  
ГНЦ Институт физики высоких энергий, г. Протвино

Ведущая организация:

Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

Защита состоится « 12 » октября 2006 г. в 15<sup>00</sup> часов на заседании диссертационного совета К501.001.03 при Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119992, Москва, Воробьевы горы, НИИЯФ МГУ, корпус 19, ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ.

Автореферат разослан « 7 » сентября 2006 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета К501.001.03

Манагадзе А.К.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Применение кремниевых микростриповых детекторов (КМД) в физике высоких энергий расширяется с каждым годом. Если 10-15 лет назад общая площадь таких детекторов в больших установках составляла порядка  $1 \text{ м}^2$  (DELPHI, ALEPH), то в современных она достигает сотен, а в проектируемых – тысяч квадратных метров.

Популярность КМД объясняется их важными достоинствами: малой толщиной, удобством применения и возможностью регистрировать заряженные частицы с пространственным разрешением, достигающим до 1 микрона. Эти преимущества столь существенны, что компенсируют сравнительно высокую стоимость КМД – порядка 10 Евро за  $1 \text{ см}^2$ . Но затраты на производство самих КМД являются лишь частью общей стоимости системы. В настоящее время главная статья расхода – электроника. Стоимость используемых вместе с КМД многоканальных электронных чипов составляет около 1 Евро на канал регистрации. В то же время при средней длине 10 см и шаге стрипов 50 мкм на  $1 \text{ см}^2$  КМД приходится 20 каналов регистрации или около 20 Евро. Если к этому добавить высокую стоимость соединений КМД-чип, то оказывается, что стоимость самих КМД составляет лишь 25-30% в системе КМД-чип.

Учитывая, что в современных установках физики высоких энергий число регистрирующих каналов достигает десятков миллионов, оптимизация структуры КМД и системы считывания информации в зависимости от условий и задач конкретного эксперимента позволяет в 5-10 раз уменьшить число каналов электроники, что дает огромную экономию. Одновременно со стоимостью снижается и потребляемая мощность, что позволяет упростить и удешевить систему охлаждения электроники. Уменьшение числа каналов регистрации ведет к соответствующему сокращению числа соединений, при этом надежность системы резко возрастает.

Оптимизация алгоритмов определения координаты ионизирующей частицы в КМД дает дополнительный выигрыш в разрешении, особенно существенный при больших углах падения частиц и для детекторов с высоким уровнем шума.

Совокупность всех этих факторов позволяет говорить о важности данной работы для новых экспериментов физики высоких энергий.

Целью настоящей работы является:

1. Оптимизация структуры КМД и системы считывания информации в зависимости от условий и задач конкретного эксперимента.

2. Оптимизация алгоритма определения координаты ионизирующей частицы в КМД.
3. Оптимизация дизайна КМД для нового вершинного детектора MVD установки ZEUS (DESY, Гамбург). Моделирование КМД в рамках разработки нового вершинного детектора MVD, позволившее оценить пространственное разрешение и эффективность работы КМД различной структуры, с разными параметрами и выбрать уникальный вариант КМД с пятью промежуточными пассивными стрипами.

Научная новизна и практическая ценность работы. Кремниевые микростриповые детекторы с одним промежуточным (пассивным) стрипом используются во многих экспериментах, позволяя вдвое уменьшить число электронных каналов. В данной работе впервые проведен физический анализ работы детектора с любым числом промежуточных стрипов. Разработанные на его основе программы позволяют моделировать функционирование и пространственное разрешение детектора при любом шаге и числе промежуточных стрипов, любом расстоянии между считывающими стрипами. Кроме того, учитываются практически все параметры, влияющие на пространственное разрешение: флуктуации ионизации, шумы электроники и самих детекторов, углы, под которыми частица пересекает детектор и т. д. Для правильного учета диффузии носителей в объеме детектора было проведено специальное исследование, позволившее рассчитать влияние нагрева носителей в электрическом поле на процесс диффузии.

Применение разработанного пакета программ и полученных зависимостей позволяет выбрать оптимальную структуру детектора, исходя из условий конкретного эксперимента. Оптимизация самих КМД и системы считывания информации в рамках поставленной физической задачи позволяет в 5-10 раз уменьшить число каналов электроники, что резко упрощает всю систему и дает огромную экономию.

Достоверность полученных результатов подтверждена испытаниями новых кремниевых микростриповых детекторов на ускорителе и успешной эксплуатацией нового вершинного детектора MVD установки ZEUS. Полученные в ходе эксперимента физические данные находятся в полном соответствии с результатами проведенного автором моделирования и доказывают, что система КМД может успешно работать даже в том случае, когда информация считывается лишь с каждого шестого стрипа.

Личный вклад автора. Все перечисленные в работе результаты были получены

при личном участии автора. Автор являлся основным исполнителем в разработке и физическом обосновании методики съема информации с КМД, позволяющей увеличить шаг считывания практически без ущерба для пространственного разрешения детектора. Лично автором было исследовано влияние всех основных параметров на работу КМД с промежуточными стрипами. Им была разработана программа и проведено моделирование пространственного разрешения детектора с произвольным числом промежуточных стрипов для разных углов падения ионизирующих частиц. Автор лично участвовал в проведении моделирования и оптимизации структуры КМД в рамках разработки нового вершинного детектора (MVD) установки ZEUS (DESY).

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на научных семинарах в международном исследовательском центре DESY (Гамбург, Германия) и в НИИЯФ МГУ, на 7-ом и 8-ом Международных рабочих совещаниях по вершинным детекторам (International Workshop On Vertex Detectors) в 1998 и 1999 гг., на Международных конференциях по физике высоких энергий (International Europhysics Conference on High-Energy Physics) в 1999 и 2001 гг., на 7-ой Международной конференции по аппаратуре для физики на сталкивающихся пучках (International Conference On Instrumentation For Colliding Beam Physics) в 1999, 8-ом Совещании по современным детекторам в Пизе (Pisa Meeting On Advanced Detector: Frontier Detectors For Frontier Physics) в 2000 г., были опубликованы в журналах «Приборы и Техника Эксперимента», «Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (Section A)», а также в виде препринтов НИИЯФ МГУ и коллаборации ZEUS (DESY, Германия).

На защиту выносятся следующие основные результаты:

1. Методика съема информации с кремниевых микростриповых детекторов, в рамках которой между активными, подключенными к каналу регистрации стрипами расположено большое количество (2-10) пассивных стрипов. В этом случае пространственное разрешение прибора определяется в основном расстоянием между пассивными стрипами, а число активных стрипов и электронных каналов регистрации резко сокращается.
2. Программа моделирования работы детектора, учитывающая практически все его параметры: толщину детектора, удельное сопротивление кремния, способ считывания информации (AC/DC, бинарный/аналоговый), коэффициент диффузии

и дрейфовую подвижность носителей заряда, шаг стрипов, шаг считывания, межстриповые емкости, емкости стрипов на обратную сторону, переходные емкости, флуктуации ионизации, шумы детектора и электроники, а также угол наклона трека ионизирующей частицы.

3. Учет эффекта нагрева носителей заряда в электрическом поле детектора при моделировании процессов диффузии и дрейфа носителей заряда.
4. Полученные в результате моделирования зависимости пространственного разрешения от:
  - шага считывания (расстояния между активными стрипами), числа промежуточных (пассивных) стрипов и расстояния (шага) между ними,
  - величины межстриповой емкости,
  - уровня шумов электроники и самого детектора,
  - угла наклона трека ионизирующей частицы.
5. Зависимости пространственного разрешения КМД от алгоритмов, используемых для определения координаты частицы. Показано, что наилучшим алгоритмом для малых углов прихода частицы является  $\eta$ -алгоритм, а при больших углах оптимальным является так называемый «head-tail» алгоритм, в котором используется информация только из крайних каналов кластера.
6. Результаты детального моделирования КМД в рамках разработки нового вершинного детектора (MVD) установки ZEUS (DESY) с целью достижения требуемого пространственного разрешения MVD (не хуже 20 мкм в широком диапазоне углов  $0^\circ < \theta < 70^\circ$ ) при минимальном числе каналов считывающей электроники. На основе моделирования были выбраны и применены в эксперименте ZEUS уникальные КМД с пятью промежуточными стрипами.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Она содержит 141 страницу с 71 рисунком, 3 таблицами. Список цитируемой литературы состоит из 57 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обосновывается актуальность темы, обсуждается научная новизна и практическая ценность работы, формулируется ее цель и приводятся основные результаты.

В первой главе рассматриваются структура и физические принципы работы кремниевых детекторов, их основные параметры и технология производства.

Детектирование заряженных частиц с помощью кремниевых детекторов основано на том, что в процессе ионизации частицы передают часть своей энергии среде, в которой они движутся. Средние ионизационные потери заряженной частицы пропорциональны квадрату заряда частицы и не зависят от ее массы  $M$ . Зависимость средних ионизационных потерь заряженных частиц от величины  $\frac{pc}{M} = \gamma\beta$  имеет минимум при  $\gamma \sim 3$ , затем логарифмически увеличивается и выходит на плато, которое в твердых веществах всего на  $\sim 10\%$  больше, чем минимального значения.

Флуктуации ионизационных потерь обусловлены тем, что столкновения частиц с атомами среды происходит на разном расстоянии, причем часть столкновений происходит на близком расстоянии, и выбитые электроны ( $\delta$ -электроны) получают энергию, достаточную для того, чтобы, проходя через среду, самим образовывать ионы. Вследствие этого распределение флуктуаций ионизационных потерь резко асимметрично. Оно имеет «хвост», простирающийся до значений, много больших, чем наиболее вероятные значения потерь.

Высокомный кремний в наибольшей степени пригоден для использования в качестве твердотельного наполнителя ионизационного детектора. Средняя энергия, расходуемая заряженной частицей на образование одной пары носителей в кремнии ( $\sim 3.6$  эВ), мала по сравнению с газами, в которых для образования одной пары ионов требуется несколько десятков электрон-вольт. Поэтому генерируемый частицей заряд в кремнии гораздо выше, чем в газе, а его флуктуации в несколько раз меньше. Значение наиболее вероятных потерь ионизирующей частицы в кремнии составляет  $\sim 28$  кэВ на 100 мкм. Отсюда следует, что на этой длине образуется примерно 8 тысяч электронно-дырочных пар. Время сбора заряда в кремниевых детекторах ( $\sim 10$  нс) много меньше типичного времени рекомбинации ( $\tau_r \sim 1$  мс). Поэтому неравновесные заряды, генерированные частицей, полностью собираются на электродах, что обеспечивает максимально возможную величину сигнала, его стабильность и пропорциональность потерянной частицей энергии.

Для регистрации заряда, создаваемого частицей в детекторе, необходимо минимизировать ток утечки детектора, поскольку от него зависит собственный шум детектора. Однако практически невозможно получить кремний с удельным сопротивлением выше  $\sim 1.5 \cdot 10^4$  Ом см. Достаточно малый ток утечки обеспечивается созданием переходной области между полупроводниками с различными типами проводимости ( $p$ - $n$ -переход), которая запирается обратным напряжением.

Поверхностно-барьерные детекторы (с переходом металл-полупроводник) в настоящее время практически не используются, поскольку они имеют обратные токи на один-два порядка больше, чем детекторы с  $p$ - $n$ -переходом.

Ширину обедненной области  $p$ - $n$ -перехода можно приближенно выразить через приложенное напряжение  $U$ , которое должно быть намного больше скачка напряжения на переходе, и удельное сопротивление кремния  $\rho$  (Ом см):  $d \approx a\sqrt{\rho U}$  (мкм), где  $a=0.32$  для сильно легированной  $n$ -области в слабо легированном  $p$ -кремнии при комнатной температуре;  $a=0.53$  для сильно легированной  $p$ -области в  $n$ -кремнии.

Для производства кремниевых микростриповых детекторов в настоящее время применяется так называемая планарная технология, разработанная для микроэлектроники. Основы применения планарной технологии для детекторов с  $p$ - $n$ -переходом были заложены Д. Кеммером в начале 80-х годов. Главным достижением явилась адаптация технологических процессов, используемых в микроэлектронике.

Детекторы, изготовленные по планарной технологии, обладают высокой стабильностью, имеют малые обратные токи (1-10 нА/см<sup>2</sup> при толщине чувствительного слоя 300 мкм и напряжении смещения  $\sim 100$  В). Благодаря применению фотолитографии для формирования рабочих областей (областей с  $p$ - $n$  переходом) на поверхности детектора может быть достигнута точность на уровне долей микрона. Это позволяет создавать микростриповые детекторы, в которых области  $p$ - $n$ -перехода имеют вид узких (до 5 мкм) полосок (стрипов), разделенных столь же узкими промежутками. При этом стоимость детектора практически не зависит от формы и размеров рабочих областей.

Основными параметрами кремниевых детекторов являются: толщина детектора, удельное сопротивление кремния, ориентация кристаллографических осей, способ считывания информации (бинарное и аналоговое считывание), шаг считывания и шаг стрипов, емкость стрипов на обратную сторону, межстриповая и переходная емкости, шумы детектора.

Во второй главе описываются и сопоставляются различные виды кремниевых детекторов.

При создании современных установок физики высоких энергий решение о выборе размера и формы кремниевого микрострипового детектора принимается исходя из требований конкретной физической задачи и геометрии установки. Для



снижения стоимости стараются использовать всю площадь кремниевых пластин, которые обычно имеют форму диска диаметром 100 или 150 мм. В пределах одной установки часто применяются детекторы различной формы. Как правило, детекторы для цилиндрических поверхностей имеют прямоугольную форму, а для торцевых дисков – трапециевидную. Рассмотрены примеры использования детекторов различных размеров и форм в новом вершинном детекторе установки ZEUS на коллайдере HERA (DESY, Германия) и в трекаре D0 на коллайдере Tevatron (FNAL, США).

Наряду с односторонними микроstriповыми детекторами, у которых имеющие форму полосок *p-n*-переходы, сформированы только на одной (лицевой) стороне пластины, находят широкое применение двусторонние микроstriповые детекторы, где стрипы формируются на обеих сторонах пластины. Несмотря на то, что двусторонние детекторы намного дороже, а их изготовление и монтаж существенно сложнее, с их помощью можно получить вдвое большую информацию о положении трека ионизирующей частицы при том же количестве вещества в детекторе, что очень важно в ряде экспериментов из-за проблемы многократного рассеяния частиц.

В физике высоких энергий применяются детекторы, как с гальваническим, так и с емкостным съемом сигнала (DC и AC детекторы). Характерной особенностью детекторов с гальваническим съемом сигнала или DC детекторов является то, что в них активные области (стрипы или пады) гальванически связаны с покрывающим их слоем алюминия, к которому при сборке привариваются проводники и подключается электроника. В другом варианте между детектирующим элементом и электроникой вводится переходная емкость, а подача напряжения на детектор осуществляется через специальный резистор. Детекторы, в которых переходная емкость и сопротивление интегрируются в сам детектор в процессе его изготовления, называются детекторами с емкостным съемом сигнала или AC детекторами. К этому типу относится большинство микроstriповых детекторов, где на одном сантиметре размещается до 500 стрипов, и подключение к каждому стрипу гибридного сопротивления и емкости является невыполнимой задачей.

При выборе оптимального типа детектора большое значение имеет способ считывания информации. В случае бинарного метода информация на выходе может быть лишь "0" или "1". При этом координатное разрешение  $\sigma$  (среднеквадратичная ошибка при нахождении координаты) определяется стандартным образом, как

ширина шага считывания  $p_{readout}$ , деленная на  $\sqrt{12}$ . Здесь улучшить разрешение можно лишь, уменьшая шаг считывания, т. е. увеличивая число каналов электроники.

При аналоговом считывании, когда измеряется амплитуда сигнала в каждом канале регистрации, открываются большие возможности, позволяющие существенно улучшить разрешение при том же числе каналов регистрации, сравнивая амплитуды сигналов в соседних каналах, или, наоборот, уменьшить число каналов регистрации в 2-10 раз, практически без ухудшения пространственного разрешения детектора.

Третья глава посвящена моделированию происходящих в КМД процессов: емкостного деления и сбора заряда, диффузионно-дрейфового переноса носителей заряда, флуктуаций ионизации и шума считывающей электроники. Получены аналитические выражения для расчета сигнала с детектора с произвольным числом промежуточных стрипов, а также требования к величинам (соотношению величин) емкостей: межстрипной емкости  $c_i$ , емкости на обратную сторону  $c_b$ , емкости  $c_a$ , на которую нагружен активный стрип, обеспечивающие наиболее эффективный сбор заряда в детекторе с промежуточными стрипами.

Подробно рассмотрен процесс емкостного деления и передачи заряда в микростриповом детекторе с различным числом промежуточных стрипов, в котором регистрация осуществляется с помощью зарядово-чувствительного усилителя. Эквивалентная электрическая схема детектора с пятью промежуточными стрипами изображена на рис. 1а. Допустим, что частица пересекла детектор в области пассивного стрипа  $n$ , и на нем был собран заряд  $q$ . Заряд  $q$  разделится на три части в соотношении, пропорциональном соотношению емкостей  $c_b, c_{nL}, c_{nR}$ , где  $c_{nL}$  и  $c_{nR}$  – эквивалентные емкости всей электрической цепи, расположенной соответственно слева и справа от данного стрипа  $n$  (рис. 1б). Небольшая часть заряда,

$q_b = \frac{c_b}{c_b + c_{nL} + c_{nR}} q$ , останется на емкости  $c_b$  стрипа  $n$  и уже не попадет на вход канала

регистрации. Заряды  $q_{nL} = \frac{c_{nL}}{c_b + c_{nL} + c_{nR}} q$  и  $q_{nR} = \frac{c_{nR}}{c_b + c_{nL} + c_{nR}} q$  появятся на соседних

стрипах  $(n-1)$  и  $(n+1)$ . Небольшие части каждого из этих зарядов останутся на емкостях  $c_b$  стрипов  $(n-1)$  и  $(n+1)$ , но в основном эти заряды будут переданы дальше

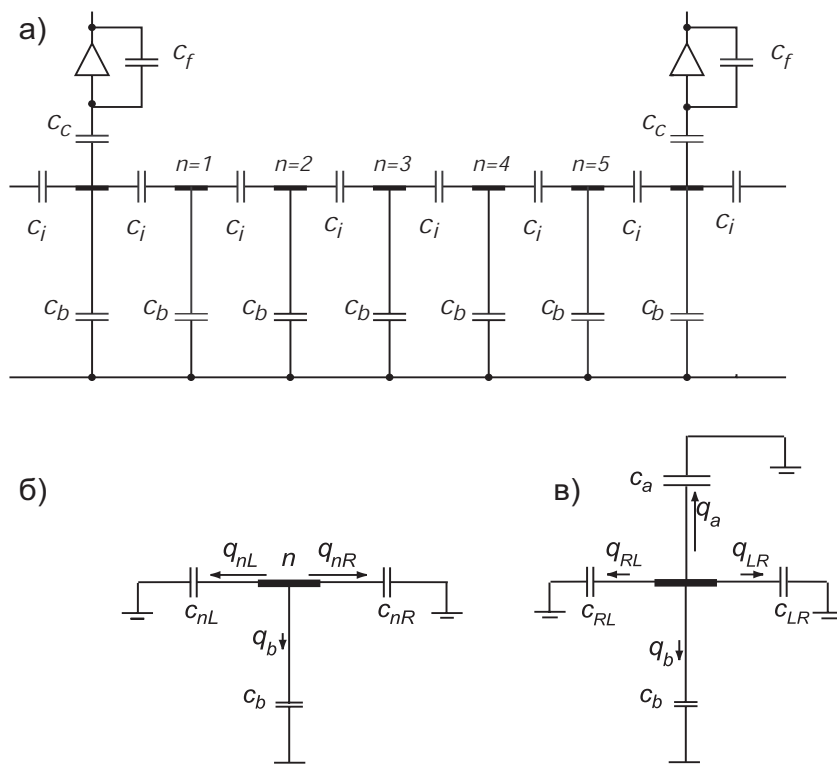
по цепи. Заряд  $\frac{c_{(n-1)L}}{c_b + c_{(n-1)L}} \frac{c_{nL}}{c_b + c_{nL} + c_{nR}} q$  попадет на стрип  $(n-2)$ , заряд

$$\frac{c_{(n+1)R}}{c_b + c_{(n+1)R}} \frac{c_{nR}}{c_b + c_{nL} + c_{nR}} q \text{ попадет на стрип } (n+2).$$

Процесс емкостного деления будет повторяться до тех пор, пока заряды не достигнут входов ближайших усилителей и не будут захвачены их большой емкостью  $c_a$ . В результате на вход усилителя, подключенного к левому активному стрипу, придет заряд  $k_{nL} q$ , к правому стрипу – соответственно  $k_{nR} q$ , где  $k_{nL}$  и  $k_{nR}$  – коэффициенты передачи сигнала от промежуточного стрипа  $n$  на вход соответствующего (левого или правого) усилителя.

Эквивалентные емкости  $c_{nL}$  и  $c_{nR}$ , входящие в выражения для коэффициентов  $k_{nL}$  и  $k_{nR}$ , могут быть найдены последовательно из рассмотрения электрической цепи.

Суммарный заряд, достигший входов ближайших усилителей, всегда будет меньше исходного заряда  $q$ . В процессе его транспортировки через ряд промежуточных стрипов происходят потери заряда на емкостях стрипов на обратную сторону  $c_b$ . Чем меньше будут емкости  $c_b$  по сравнению с емкостями  $c_{nL}$  и  $c_{nR}$ , тем меньший заряд "оседет" на промежуточных стрипах. Минимальное значение имеют эквивалентные емкости  $c_{1R}$  и  $c_{nL}$ , где  $n_t$  – число промежуточных (пассивных) стрипов между соседними считывающими. Значение этих емкостей можно оценить



**Рис. 1.** а) Эквивалентная электрическая схема детектора с пятью промежуточными стрипами. б) Упрощенная электрическая схема для расчета емкостного деления заряда в случае, когда частица прошла через промежуточный стрип  $n$ ; в) через считывающий стрип.

как  $\frac{c_i}{n_{tot}}$ . Требование  $c_b \ll c_{nL} (c_{nR})$  приводит к  $c_b \ll \frac{c_i}{n_{tot}}$ .

Для уменьшения потерь заряда  $q_a$ , пришедшего на считывающий стрип (рис. 1в), требуется, чтобы емкость  $c_a$ , на которую нагружен активный стрип, была много больше эквивалентной емкости электрической цепи, расположенной справа  $c_{RL}$  или слева  $c_{LR}$  ( $c_{LR}=c_{RL}$ ) от считывающего стрипа. Это приводит к условию:  $c_a \gg \frac{c_i}{n_{tot} + 1}$  или  $c_i \ll c_a (n_{tot} + 1)$ .

Для более эффективного сбора заряда в микростриповом детекторе с  $n_{tot}$  промежуточными стрипами, желательно, чтобы для емкостей  $c_i$ ,  $c_b$  и  $c_a$  выполнялись следующие соотношения:  $c_b n_{tot} \ll c_i \ll c_a (n_{tot} + 1)$ .

Для расчета влияния диффузии на распределение носителей заряда, индуцированных ионизирующей частицей, была использована модель, в которой учитывался процесс нагрева носителей в электрическом поле детектора, что позволило повысить ее достоверность и избежать проведения подгоночных процедур.

Вдоль трека ионизирующей частицы образуется тонкая трубка носителей радиусом  $\sim 1$  мкм. В процессе дрейфа в электрическом поле детектора за счет диффузии трубка носителей расширяется, формируя пространственное распределение собираемого заряда.

Как правило, время измерения заряда ( $\tau_{meas} \geq 20$  нс) превосходит типичное время дрейфа носителей к электродам ( $\tau_{dr} \sim 10$  нс), так что все носители успевают собраться на электродах. Согласно теореме Рамо полный индуцируемый носителями заряд будет распределен между стрипами так же, как и число носителей, достигших этих стрипов. Поскольку время жизни носителей ( $\tau_r \sim 1$  мс) намного больше времени дрейфа, процесс рекомбинации можно не учитывать.

Время  $t_{dr}(z)$ , в течение которого происходит диффузия носителей, образовавшихся на глубине  $z$ , т. е. время, в течение которого они дрейфуют к соответствующей стороне детектора, определяется путем интегрирования выражения

для дрейфовой скорости  $v$ :  $v = \frac{\partial z}{\partial t} = \mu E(z)$ , где  $\mu$  – дрейфовая подвижность

носителей,  $E(z) = \frac{(U - U_d)}{d} + \frac{2U_d}{d^2} z$  напряженность электрического поля  $E$  в режиме

полного обеднения, зависящая от глубины  $z$ ,  $U_d$  – напряжение полного обеднения,

$U$  – приложенное к детектору напряжение,  $d$  – толщина детектора.

Распределение концентрации носителей  $C(x,y,t)$  в плоскости  $(x,y)$ , перпендикулярной полю  $\mathbf{E}$ , в момент времени  $t$  можно получить из уравнения непрерывности :  $\frac{\partial C}{\partial t} = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right)$ , где  $D$  – коэффициент диффузии носителей.

Концентрация в начальный момент времени для вертикально летящих частиц:  $C(x,y,t=0) = N_0 \delta(x) \delta(y)$ , здесь  $N_0$  – число электронно-дырочных пар, образовавшихся на единице длины трека (в кремнии  $N_0 \sim 80$  мкм<sup>-1</sup>),  $\delta(x)$  и  $\delta(y)$  –  $\delta$ -функции Дирака.

Во время дрейфа в электрическом поле носители приобретают дополнительную энергию, или «нагреваются» до эффективной температуры  $T_E$ :

$$\frac{T_E}{T_0} = \frac{1}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi}{8} \left( \frac{\mu_0 E}{v_s} \right)^2} \right), \text{ где } T_0 = 300 \text{ К – температура кристалла, } v_s \text{ – скорость звука}$$

в кремнии. Коэффициент диффузии носителей зависит от эффективной температуры

согласно соотношению Эйнштейна:  $D = \mu(T_E) \frac{k_B T_E}{e}$ , где  $\mu(T_E) = \mu_0 \sqrt{\frac{T_0}{T_E}}$  – дрейфовая

подвижность носителей,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $e$  – элементарный заряд.

Концентрация носителей, образовавшихся на глубине  $z$ , в плоскости  $(x,y)$  в момент времени  $t = t_{dr}(z)$ :  $C(x,y,t_{dr}) = \frac{N_0}{2\pi l^2(t_{dr})} \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2 l^2(t_{dr})}\right)$ , где введено

обозначение  $l(t_{dr}) = \sqrt{2 \int_0^{t_{dr}} D dt}$ , имеющее смысл среднего квадратичного радиуса

распределения концентрации к моменту времени  $t_{dr}$ . Значение коэффициента диффузии  $D$  под интегралом соответствует напряженности электрического поля в той точке, где в момент  $t$  ( $0 \leq t \leq t_{dr}$ ) находятся носители.

Путем интегрирования выражения для концентрации по длине стрипов (по  $y$ ), по всей глубине детектора  $z$ , а также по  $x$  в пределах ширины стрипа  $X \pm p/2$ , где  $X$  координата середины стрипа, а  $p$  – шаг стрипов, находим заряд, который соберется на каждом стрипе после пролета ионизирующей частицы:

$$q = \frac{eN_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{X-p/2}^{X+p/2} dx \int_0^d \frac{dz}{l(t_{dr})} \exp\left(-\frac{x^2}{2l^2(t_{dr})}\right).$$

Если частица пересекает детектор под некоторым углом  $\theta$  и в некоторой точке с координатой  $a$ , то  $x$ -координата носителей заряда в начальный момент определяется выражением:  $x_0 = tg(\theta)(z_0 - d/2) + a$ . Это можно легко учесть, заменив в приведенном выше выражении  $x$  на  $(x-x_0)$ .

Проведено сравнение результатов моделирования диффузионного дрейфа носителей с данными измерений нескольких экспериментов. Представленная в работе модель хорошо описывает экспериментальные данные без использования каких-либо подгоночных параметров.

Флуктуации ионизации моделируются методом Монте-Карло отдельно для разных участков трека, образующихся при пересечении частицей областей детектора, принадлежащих разным интервалам считывания. Предполагается, что электронно-дырочные пары равномерно распределены вдоль каждого участка трека, флуктуации ионизации описываются функцией Ландау, причем ширина на полувысоте этого распределения зависит от длины участка трека.

Шумовые флуктуации электроники моделируются независимо (отдельно) для каждого считывающего канала методом Монте-Карло. Полагается, что распределение шумов является нормальным со стандартным отклонением, равным эквивалентному шумовому заряду  $\sigma_{noise}$ .

В четвертой главе проводится моделирование пространственного разрешения кремниевых микростриповых детекторов с использованием описанных выше моделей диффузионно-дрейфовой транспортировки носителей, емкостного деления и передачи заряда, флуктуаций ионизации и шума электроники. На основе результатов моделирования исследуется зависимость пространственного разрешения КМД от расстояния между считывающими стрипами, числа промежуточных стрипов, величины межстриповой емкости, уровня шумов считывающей электроники, угла, под которым частица пересекает детектор.

Уменьшить число каналов регистрации можно за счет увеличения расстояния между стрипами, используя разницу амплитуд сигналов со стрипов, ближайших к треку частицы. Однако при значительном увеличении шага считывания  $p_{readout}$  появляются области, где весь заряд собирается только одним стрипом, и определение координаты по разнице сигналов в соседних каналах становится невозможным. Где бы внутри этой "слепой" области не пролетела частица, ей будет приписана координата середины стрипа. С увеличением  $p_{readout}$  "слепая" область расширяется,

возрастает вероятность попадания в нее частиц, и координатное разрешение ухудшается.

Допустим, ионизирующая частица вертикально пересекает детектор между двумя считывающими стрипами (условно назовем их «левым» и «правым»). Координата частицы может быть найдена с использованием зависимости амплитуд сигналов  $Q_L$  и  $Q_R$ , зарегистрированных в этих каналах от места пролета частицы. Для вертикально летящих частиц удобно использовать разность этих амплитуд, нормированную на суммарный зарегистрированный заряд, т. е.  $\frac{Q_R - Q_L}{Q_R + Q_L}$  (или величину

$$\eta = \frac{Q_R}{Q_L + Q_R}).$$

График зависимости  $\frac{Q_R - Q_L}{Q_R + Q_L}$  от положения частицы между двумя считывающими стрипами принципиально различается для детекторов с разным шагом считывания и разным числом промежуточных стрипов. Например, при считывании с каждого стрипа при  $p_{readout}=20\div 30$  мкм зависимость близка к линейной. При увеличении шага считывания в местах расположения стрипов появляются и расширяются плоские участки, так называемые «слепые» области, в пределах которых сигналы перестают зависеть от координаты трека частицы. Так, при  $p_{readout}=120$  мкм «слепые» области занимают уже около 50% графика, что резко ухудшает разрешение.

Ситуация кардинально улучшается при наличии между считывающими стрипами промежуточных (пассивных) стрипов. Анализ результатов моделирования показывает, что при наличии одного промежуточного стрипа ширина «слепых» участков при  $p_{readout}=120$  мкм сокращается примерно в 1.5 раза, при этом координатное разрешение улучшается более чем в 2 раза. При наличии трех промежуточных стрипов, шаг между которыми составляет 30 мкм, «слепые» участки, практически исчезают. Разрешение для детектора с  $p_{readout}=120$  мкм становится почти таким же, как и при считывании с каждого стрипа при  $p_{readout}=30$  мкм. Располагая между считывающими промежуточные стрипы с шагом 20 мкм при достаточно высоком отношении сигнал/шум (более 20) можно довести разрешение детектора с  $p_{readout}=120$  мкм до  $3\div 5$  мкм.

Негативное влияние большого количества промежуточных пассивных стрипов сводится к потере части заряда при его транспортировке на входы усилителей в

процессе многократного емкостного деления. Наибольшие потери сигнала происходят в детекторах с большим числом промежуточных стрипов и в том случае, когда частица пролетает посередине между считывающими стрипами и заряд транспортируется через большее количество промежуточных стрипов. Если при двух промежуточных стрипах потери зарегистрированного сигнала от частицы, прошедшей посередине промежутка между считывающими стрипами, составляют около 20%, то при пяти промежуточных стрипах эти потери возрастают до 30%, а при одиннадцати – уже до 50%.

Как было показано, сбор заряда в микростриповом детекторе происходит с наибольшей эффективностью, если выполняются следующие условия:  $c_b n_{tot} \ll c_i \ll c_a (n_{tot} + 1)$ , где  $n_{tot}$  число промежуточных стрипов между соседними считывающими стрипами. Единственный параметр, который технологически может быть изменен, это межстриповая емкость  $c_i$ . Поэтому оптимизация величины  $c_i$  является основным способом повышения эффективности сбора заряда в микростриповом детекторе с фиксированным шагом считывания и фиксированным числом промежуточных стрипов.

Существует несколько способов увеличения межстриповой емкости.

- Увеличение ширины стрипа  $w$  (ширины области имплантации) при фиксированном шаге между стрипами  $p$  или в общем случае увеличение отношения  $w/p$ .
- Формирование дополнительных емкостей между стрипами путем металлизации пассивных стрипов. При этом между металлическими полосками, нанесенными поверх областей имплантации, параллельно  $c_i$  создается дополнительная емкость.
- Формирование металлических перекрытий между стрипами. Емкость между стрипами в этом случае определяется как  $c_i + c_{overlap}$ , где  $c_{overlap}$  – дополнительная емкость, которая по сути представляет собой последовательное соединение двух емкостей между металлическим перекрытием и стрипом и зависит от площади, на которой осуществляется перекрытие.

Пространственное разрешение микрострипового детектора в значительной степени определяется отношением амплитуды сигнала в отдельном канале к собственному шуму канала. В электронных системах, чувствительных к заряду, уровень шума обычно характеризуется эквивалентным шумовым зарядом  $\sigma_{noise}$ . Типичное значение  $\sigma_{noise}$  обычно лежит в пределах от нескольких сотен до нескольких тысяч электронов. Оно определяется параметрами предусилителя и емкостью



считывающего стрипа:  $\sigma_{noise} = \sigma_{noise0} + a c_{out}$ , где  $\sigma_{noise0}$  представляет собой шумовой вклад усилителя при нулевой емкости детектора,  $c_{out}$  – внешняя емкость на входе усилителя,  $a$  – множитель, представляющий собой наклон шумовой характеристики. Шумовым вкладом самого детектора можно пренебречь, если ток утечки мал ( $I_d \cong 1 \div 5$  нА). Однако в процессе эксплуатации на современных мощных коллайдерах из-за радиационных повреждений  $I_d$  возрастает, и шум детектора уже приходится учитывать при расчете  $\sigma_{noise}$ .

Результаты моделирования, проведенного методом Монте-Карло для разных углов пролета частицы с учетом флуктуаций ионизации, диффузии носителей, емкостного деления заряда, показывают, что разрешение для всех углов ухудшается почти линейно с ростом уровня шума. Шумовые флуктуации приводят не только к размыванию сигнала от частиц, но и к появлению ложных срабатываний (когда шумовая флуктуация сравнима по величине с сигналом от частицы).

Наклон трека частицы, который характеризуется углом  $\theta$  между траекторией частицы и нормалью к поверхности детектора, может как положительно, так и отрицательно сказываться на пространственном разрешении в зависимости от параметров детектора (толщина, шаг стрипов и шаг считывания, межстриповая емкость, отношение сигнал/шум), а также от алгоритма, используемого для обработки сигналов.

Наклон трека в плоскости, параллельной стрипам, означает удлинение пути ионизирующей частицы в кремнии, что ведет к увеличению сигнала, отношения сигнал/шум и, следовательно, к улучшению координатного разрешения. Зависимость разрешения от угла наклона трека в плоскости, перпендикулярной к стрипам, гораздо сложнее. Более подробно рассмотрен именно этот случай, как самый невыгодный с точки зрения отношения сигнал/шум. (При этом угол  $\theta$  характеризует наклон в плоскости, перпендикулярной к стрипам.)

Небольшой наклон траектории, когда проекция трека на плоскость детектора остается в пределах шага считывания, способствует тому, что носители собираются не на одном, а на двух и более соседних стрипах. Это положительный эффект, особенно если шаг стрипов превышает ширину диффузии (это  $20 \div 25$   $\mu\text{m}$  при толщине детектора  $d=300$   $\mu\text{m}$ ). В этом случае наклон трека позволяет избежать «слепых» областей внутри стрипа, и при хорошем отношении сигнал/шум в зависимости разрешения от угла  $\theta$  появляется минимум. Положение минимума  $\theta_{min}$

приближенно можно найти из условия  $\operatorname{tg}\theta_{\min} \sim p_{\text{readout}}/d$ , приравняв проекцию трека и шаг считывания.

При увеличении угла  $\theta$  ( $\theta > \theta_{\min}$ ) в сборе заряда участвует все большее число каналов регистрации. При этом заряд, приходящийся на каждый канал, и, следовательно, отношение сигнал/шум уменьшаются, что негативно сказывается на разрешении детектора. Ухудшение разрешения наступает быстрее для детекторов с меньшим шагом считывания, поскольку при том же угле кластеры в них состоят из большего числа каналов.

Разрешение детектора сильно зависит от того, какой алгоритм используется для восстановления положения трека частицы. В пятой главе анализируются различные алгоритмы определения координаты частицы, включая алгоритмы поиска кластера внутри системы микроstriповых детекторов. Приводятся основные приемы по выбору оптимального алгоритма для большого диапазона углов. Показано, что использование оптимизированного алгоритма позволяет улучшить разрешение в несколько раз.

Как правило, алгоритмы по поиску кластеров включают в себя два основных этапа: 1) поиск всех возможных кандидатов в кластеры, когда выявляются все каналы (или группы каналов), сигнал в которых превышает некоторый порог  $T_1$ ; 2) отбор «настоящих» кластеров, т. е. тех, которые образовались в результате пролета частиц, а не шумовых флуктуаций.

Один из основных методов отбора настоящих кластеров базируется на анализе суммарного заряда кластера  $Q_{\text{tot}} = \sum_k Q_k$ , т. е. суммы зарядов  $Q_k$  всех каналов  $k$ , вошедших в кластер. На величину  $Q_{\text{tot}}$  вводится еще один порог  $T_2$ , который выбирается так, чтобы наилучшим образом отделить гистограмму с частицами от шумовой гистограммы. Если отношение сигнал/шум недостаточно велико, то существует значительная область пересечения двух гистограмм. Смещая порог  $T_2$  вдоль этой области перекрытия вправо, можно уменьшить примесь ложных кластеров, правда, потеряв при этом часть настоящих.

Выбор порогов  $T_1$  и  $T_2$  зависит от многих факторов, и в конечном итоге оптимизируется для условий конкретной задачи. В частности, дискриминацию кластеров по суммарному заряду  $Q_{\text{tot}}$  можно оптимизировать, если ввести несколько разных порогов  $T_2$  для кластеров с разным числом каналов.

Подробно рассмотрены несколько наиболее употребительных алгоритмов поиска

координаты частицы, проведен анализ координатного разрешения, достижимого при использовании этих алгоритмов, а также указаны условия, при которых эти алгоритмы дают наилучшие результаты.

При бинарном (0 или 1) считывании информации может быть использован единственный «бинарный» алгоритм. При этом разрешение не может быть лучше, чем  $\frac{P_{readout}}{\sqrt{12}}$ .

Разрешение, которое может быть достигнуто с помощью аналогового алгоритма «поиска центра тяжести», можно в общем виде записать как  $\sigma_x = a p_{readout} \frac{\sigma_{noise}}{Q_\theta}$ , где под  $\sigma_x$  подразумевается среднеквадратичная ошибка в определении координаты  $x$ ,  $\sigma_{noise}$  – эквивалентный шумовой заряд электроники,  $Q_\theta$  – усредненное значение сигнала в канале в центральных каналах кластера, числовой коэффициент  $a$  зависит от числа стрипов, включенных в кластер, от угла падения частиц  $\theta$ , от параметров деления заряда между стрипами. В частности, для двухканального кластера, вертикально летящих частиц и отношения сигнал/шум  $\sim 10$ :

$$\sigma_x \cong \sqrt{\frac{2}{3}} p_{readout} \frac{\sigma_{noise}}{Q_0} \cong 0.08 p_{readout}.$$

При использовании аналогового алгоритма «голова-хвост» («head-tail») «взвешиваются» сигналы только в первом («голова») и последнем («хвост») каналах кластера. Среднеквадратичная ошибка определения координаты при этом складывается из среднеквадратичных ошибок, с которыми определены сигналы  $Q_{head}$  и  $Q_{tail}$ . Основной вклад в отклонения  $Q_{head}$  и  $Q_{tail}$  от своих наиболее вероятных значений дают два источника: шум электроники  $\sigma_{noise}$  и флуктуации ионизации.

$$\frac{\sigma_x}{p_{readout}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{noise}}{\bar{Q}_\theta}\right)^2 + \frac{1}{4k^2} \left\{ \left(\pi(l_{head}) \frac{l_{head}}{l_\theta}\right)^2 + \left(\pi(l_{tail}) \frac{l_{tail}}{l_\theta}\right)^2 \right\}}, \text{ где } l_\theta = \frac{p_{readout}}{\sin \theta} \text{ длина}$$

участка трека, проекция которого на плоскость детектора равна шагу считывания,  $\bar{Q}_\theta$  – наиболее вероятное значение ионизации, выделяющейся на длине  $l_\theta$ ,  $l_{head}$  ( $l_{tail}$ ) – длина участка трека, с которого собирается заряд  $Q_{head}$  ( $Q_{tail}$ ),  $\pi(l)$  – отношение ширины на половине высоты распределения флуктуаций ионизации на длине  $l$  к наиболее вероятному значению ионизации на этой длине.

Точность определения координаты с помощью «head-tail» алгоритма для малых

углов ограничена тем, что в нем не учитывается нелинейная зависимость величины сигнала от места его появления между считывающими стрипами. Преимущества «head-tail» алгоритма по сравнению с алгоритмом поиска «центра тяжести» проявляются при больших углах, когда кластеры состоят из пяти и более стрипов. «Head-tail» алгоритм использует только крайние каналы кластера, более чувствительные к изменению координаты, т. е. наиболее информативные.

Основным преимуществом аналогового  $\eta$ -алгоритма является то, что он учитывает нелинейность деления заряда между соседними каналами.  $\eta$ -алгоритм особенно эффективно работает при малых  $\theta$ , когда кластеры состоят в основном из двух каналов.  $\eta$ -функция имеет вид  $\eta = \frac{Q_R}{Q_L + Q_R}$ , где  $Q_L$  и  $Q_R$  – заряды, зарегистрированные в каналах кластера, и является нелинейной функцией координаты частицы  $x$ .

Координата частицы восстанавливается по формуле:  $x_{rec} = x_L + p_{readout} f(\eta)$ , где  $x_L$  координата «левого» стрипа в кластере,  $f(\eta)$  монотонно растущая обратная функция  $\eta(x)$ , причем  $f(0) = 0$ ,  $f(1) = 1$ . Зависимость  $f(\eta)$  в каждом конкретном случае может быть найдена моделированием отклика детектора при пролете ионизирующей частицы на разном расстоянии по отношению к считывающим стрипам или экспериментально, для чего плоскость детектора сканируется или равномерно засвечивается пучком вертикально падающих частиц. В последнем случае распределение событий по значениям переменной  $\eta$  описывается некоторой функцией  $N(\eta)$ , где  $N$  – число треков с данным значением  $\eta$ . Функция  $f(\eta)$  вычисляется следующим образом:  $f(\eta) = \frac{1}{N_{tot}} \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta'} d\eta'$ , где  $N_{tot} = \int_0^1 \frac{dN}{d\eta} d\eta$  полное число событий, равномерно распределенных по  $x$  (по промежутку считывания).

Аналитическая оценка разрешения, которое дает  $\eta$ -алгоритм, приводит к следующему выражению:  $\sigma_x^2 = p_{readout}^2 \frac{\sigma_{noise}^2}{Q_0^2} \int_0^{p_{readout}} R^2(x) dx$ , где  $R(x) = \frac{1}{N_{tot}} \frac{dN}{d\eta} \sqrt{2\eta^2 - 2\eta + 1}$ ,  $\eta = \eta(x) = f^{-1}\left(\frac{x}{p_{readout}}\right)$ ,  $Q_0$  наиболее вероятное значение сигнала в канале, если частица проходит вертикально через его середину.

Для углов  $\theta > 0$ , когда кластеры состоят более, чем из двух каналов возможны модификации  $\eta$ -алгоритма, где в качестве сигналов  $Q_L$  и  $Q_R$  берутся сигналы в первом

и последнем каналах кластера, или суммарные сигналы в «левой» и «правой» частях кластера, или (как промежуточный вариант) суммарные сигналы нескольких первых и нескольких последних каналах кластера.

На основе результатов моделирования были построены и проанализированы угловые зависимости координатного разрешения для основных алгоритмов ( $\eta$ -алгоритм, поиск «центра тяжести», «head-tail» алгоритм).

В шестой главе приводится моделирование микрострипового детектора в рамках конкретного эксперимента – нового вершинного детектора MVD установки ZEUS на коллайдере HERA (DESY, Германия). Проведенное моделирование позволило определить пространственное разрешение прибора для различных шагов считывания, для различного числа промежуточных пассивных стрипов и выбрать в качестве рабочей уникальную систему с пятью промежуточными стрипами. Здесь же проводится сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными в ходе тестирования готовых модулей вершинного детектора MVD.

ZEUS – многоцелевая экспериментальная установка, построенная на коллайдере HERA для изучения  $e^+p$ -взаимодействий. Детектор ZEUS практически полностью перекрывает телесный угол  $4\pi$  вокруг точки взаимодействия, за исключением узкой области в непосредственной близости от оси пучка. Из-за большого дисбаланса импульсов протонов и электронов большинство продуктов взаимодействия вылетает в направлении импульса налетающих протонов (в прямом направлении), поэтому структура детектора ZEUS резко асимметрична относительно точки взаимодействия.

Ближайший к оси пучка компонент установки ZEUS – новый вершинный детектор MVD (сокр. от англ. *MicroVertex Detector*), в разработке которого принимала активное участие группа из НИИЯФ МГУ. Он значительно улучшил разрешение трековой системы в целом и дал возможность идентифицировать вторичные вершины, образующиеся от распада долгоживущих частиц ( $c\tau \sim 100$  мкм). MVD был разработан с таким расчетом, чтобы обеспечить пространственное разрешение не хуже 20 мкм в широком диапазоне углов ( $10^\circ < \theta < 70^\circ$ ), для каждого трека проводить измерения трех точек в двух проекциях и разделять два трека на расстоянии 200 мкм. Помимо этого MVD удовлетворяет жестким требованиям по геометрическому размеру, поскольку он располагается внутри центрального трекера STD, внутренний радиус которого  $r = 324$  мм, а также по радиационной стойкости, т. к. MVD должен работать в непосредственной близости от точки взаимодействия

при возросшей светимости коллайдера в течение, минимум, пяти лет.

Группа НИИЯФ МГУ, включая автора диссертационной работы, принимала активное участие в разработке MVD и, в частности, в оптимизации параметров микроstriповых детекторов. На основе моделей, описанных в главах 3 и 4, был разработан пакет оригинальных программ, позволяющий моделировать отклик микроstriповых детекторов, задавая практически любые параметры детекторов и электроники, в том числе: шаг стрипов и шаг считывания, емкостные характеристики, напряжение обеднения, приложенное напряжение, уровень шума считывающей электроники, наклон трека ионизирующей частицы.

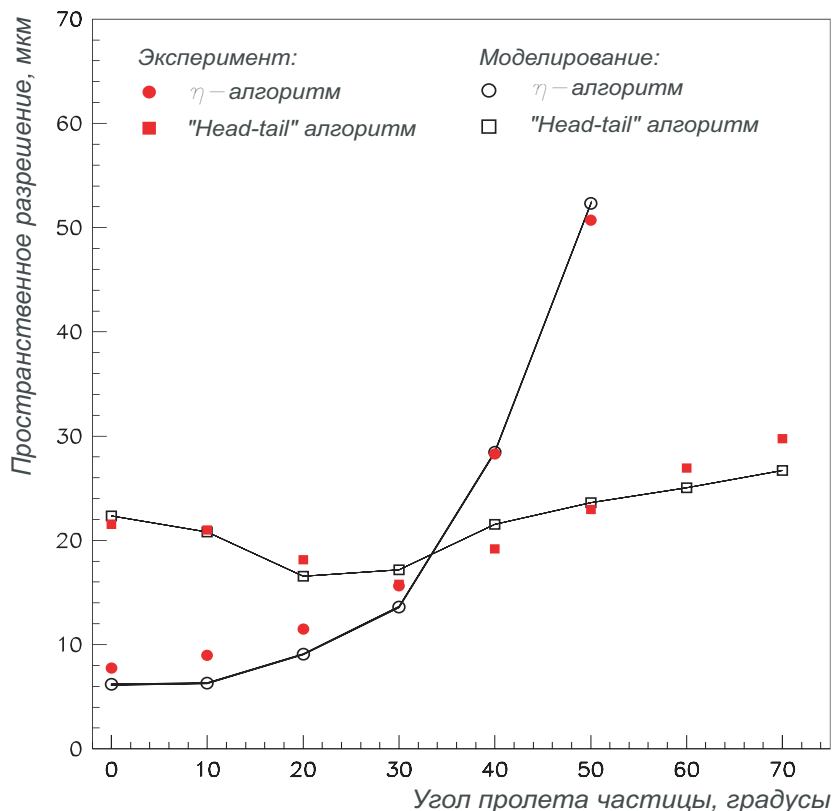
В процессе разработки и оптимизации детекторов для MVD было проведено всестороннее моделирование микроstriповых детекторов с шагом считывания  $p_{readout}=120$  мкм и шагом стрипов  $p=20, 30, 40$  мкм, а также  $p_{readout}=240$  мкм и  $p=30, 40, 60$  мкм. Программное обеспечение позволило моделировать пространственное разрешение микроstriповых детекторов при использовании различных алгоритмов нахождения координаты частицы. Была проделана большая работа по анализу разных алгоритмов и оптимизации алгоритма в зависимости от угла падения частицы и параметров детектора.

Результаты моделирования показали, что требованиям MVD удовлетворяют детекторы с шагом считывания  $p_{readout}=120$  мкм и шагом стрипов  $p=20$  мкм,  $p=30$  мкм и даже  $p=40$  мкм. В конечном итоге для нового вершинного детектора установки ZEUS был выбран шаг  $p=20$  мкм, который дает наилучшее разрешение на малых углах ( $\sim 7$  мкм при  $\theta \sim 0^\circ$  и уровне шума  $\sigma_{noise}=1500$  электронов).

Перед окончательной сборкой и установкой вершинного детектора MVD была реализована обширная программа по проверке детекторов и электроники и измерению основных характеристик системы. Одним из основных пунктов этой программы было исследование отдельных детекторов и базовых структур (полумодулей, модулей) на выведенном пучке электронов  $2\div 6$  ГэВ ускорителя DESY II.

Для электронов с энергией 6 ГэВ при нормальном падении было получено, что разрешение детектора с шагом считывания 120 мкм и пятью промежуточными стрипами равно 7.2 мкм. Этот результат практически совпадает с тем, что дает моделирование (7.3 мкм).

Разрешение детектора как функция угла падения электронов показано на рис. 2.



**Рис. 2.** Разрешение детектора с шагом считывания 120 мкм и пятью промежуточными стрипами как функция угла падения частицы. Кружками отмечены точки, полученные при использовании  $\eta$ -алгоритма, квадратами – head-tail алгоритма. Точки, обозначенные закрашенными символами, соответствуют данным измерений на пучке электронов 6 ГэВ. Точки, обозначенные открытыми символами, получены по результатам моделирования.

Для реконструкции положения трека использовались два алгоритма:  $\eta$ -алгоритм и «head-tail» алгоритм. Как и следовало ожидать,  $\eta$ -алгоритм эффективно работает только на малых углах, когда заряд от частицы собирается в основном на двух соседних каналах. При  $\theta > 30^\circ$ , когда кластеры состоят из трех и более каналов, лучший результат дает «head-tail» алгоритм. Закрашенные кружки и квадраты получены по экспериментальным данным, открытые – по результатам моделирования, проведенного автором в 1998-99 гг. Из рис. 2 видно, что результаты моделирования находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертации.

1. Проведенный анализ различных вариантов КМД и методов считывания информации показал, что применение КМД с емкостным делением заряда и аналоговым считыванием является перспективным путем снижения затрат на системы с КМД. Использование методики съема информации, когда между активными, т. е. подключенными к каналу регистрации, стрипами располагается

несколько (до 10) пассивных стрипов, позволяет резко сократить число электронных каналов прибора практически без потерь в разрешении, что в свою очередь дает возможность значительно упростить и удешевить системы, используемые в физике высоких энергий для определения траектории заряженной частицы (трековые установки, вершинные детекторы).

2. Разработана программа моделирования работы детектора, учитывающая все параметры, влияющие на его разрешение: толщину детектора, удельное сопротивление кремния, способ считывания информации (АС/DC, бинарный/аналоговый), коэффициент диффузии и дрейфовую подвижность носителей заряда, шаг стрипов, шаг считывания, межстриповые емкости, емкости стрипов на обратную сторону, переходные емкости, флуктуации ионизации, шумы детектора и электроники, угол наклона трека ионизирующей частицы. Программа позволяет моделировать основные физические процессы: емкостное деление и сбор заряда, диффузионно-дрейфовый перенос носителей, флуктуации ионизации и шумы считывающей электроники.

При моделировании процессов диффузии и дрейфа образовавшихся в кремнии носителей заряда удалось учесть эффект нагрева носителей заряда в электрическом поле детектора, что позволяет избежать применения подгоночных параметров. Получено хорошее совпадение с экспериментальными данными.

3. В результате проведенного моделирования получены зависимости пространственного разрешения от основных параметров КМД:
  - Шага считывания (расстояния между активными стрипами) и шага стрипов (расстояния между пассивными стрипами).

Показано, что пространственное разрешение КМД с промежуточными пассивными стрипами определяется в основном расстоянием между пассивными стрипами.

- Величины межстриповой емкости.

Если в КМД без промежуточных стрипов или с одним промежуточным стрипом большая межстриповая емкость может ухудшить разрешение, то в системе КМД с двумя и более промежуточными стрипами координатная точность возрастает с ее увеличением. Рассмотрены методы увеличения межстриповой емкости.

- Уровня шумов электроники и самого детектора.
- Угла, под которым частица пересекает плоскость детектора.



4. Совокупность полученных зависимостей и распределений позволяет оптимизировать структуру КМД и систему считывания, исходя из условий и задач конкретного эксперимента.
5. Анализ различных алгоритмов определения координаты частицы позволил выработать ряд практических рекомендаций по выбору оптимального алгоритма или комбинации алгоритмов, исходя из конкретной геометрии и параметров прибора, а также физических задач эксперимента. Показано, что оптимальным является алгоритм, в котором используются данные измерений лишь наиболее информативных каналов, т. е. наиболее чувствительных к изменению координаты, и с хорошим отношением сигнал/шум.
6. В рамках разработки конкретного прибора – нового вершинного детектора MVD установки ZEUS (DESY) проведен анализ физических аспектов проблемы и выполнен большой объем моделирования работы КМД на основе оригинальных программ. Основной задачей физического анализа и моделирования являлась оптимизация структуры кремниевых микростриповых детекторов с целью достижения требуемого пространственного разрешения MVD (не хуже 20 мкм) в широком диапазоне углов  $0^\circ < \theta < 70^\circ$  при минимальном числе каналов считывания электроники. В итоге для нового вершинного детектора установки ZEUS была выбрана уникальная система КМД с пятью промежуточными стрипами. Результаты эксперимента подтвердили правильность разработанных методик и рекомендаций и доказали, что существенное сокращение числа электронных каналов (в 5 раз) может быть достигнуто практически без потерь в пространственном разрешении прибора. Новый вершинный детектор MVD был интегрирован в установку ZEUS в 2001 году и успешно эксплуатируется.

Основные материалы диссертации опубликованы в работах:

- 1) Г.Л. Башинджагян, Д.Е. Карманов, Н.А. Короткова, В.М. Мананков, М.М. Меркин, Моделирование диффузионно-дрейфового переноса носителей заряда в кремниевых микростриповых детекторах, Приборы и Техника Эксперимента № 2 т. 42 (1999), с. 200.
- 2) Г.Л. Башинджагян, Д.Е. Карманов, Н.А. Короткова, М.М. Меркин, Моделирование и оптимизация кремниевых микростриповых детекторов для нового вершинного детектора установки ZEUS на коллайдере HERA, Препринт НИИЯФ МГУ 99–15/573 (1999).

- 3) G. Bashindzhagyan, N. Korotkova, Simulations of silicon microstrip detector resolution for ZEUS vertex upgrade, DESY/ZEUS–Note-99-023 (1999).
- 4) U. Koetz (for the ZEUS Microvertex group), Test of silicon strip detectors for the ZEUS microvertex detector, Nucl. Instr. and Meth. A 461 (2001) p. 210.
- 5) C. Coldewey (for the ZEUS Microvertex group), The ZEUS microvertex detector, Nucl. Instr. and Meth. A 447 (2000) p. 44.
- 6) A. Garfagnini (for the ZEUS Microvertex Detector group), The ZEUS microvertex detector, Nucl. Instr. and Meth. A 435 (1999) p. 34.
- 7) V. Chiochia (on behalf of the ZEUS MVD group), The ZEUS Micro Vertex Detector, Nucl. Instr. and Meth. A 501 (2003) p. 60.
- 8) R. Klanner (for the ZEUS-Microvertex Group), The ZEUS Microvertex Detector, Proc. of EPS-HEP 99, Tampere, Finland (1999) p. 988
- 9) U. Koetz (for the ZEUS Microvertex Group), The ZEUS Microvertex Detector, Proc. of International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2001), Budapest, Hungary (2001).
- 10) C. Coldewey (on behalf of the ZEUS microvertex group), Test of silicon strip detectors for the ZEUS microvertex detector, Nucl. Instr. and Meth. A 453 (2000) p. 149.
- 11) Г.Л. Башинджагян, Н.А. Короткова, Применение емкостного деления заряда в кремниевых микростриповых детекторах, Приборы и Техника Эксперимента №3 т. 49 (2006), с. 27.
- 12) Г.Л. Башинджагян, Н.А. Короткова, Определение координаты ионизирующей частицы в системе кремниевых микростриповых детекторов, Приборы и Техника Эксперимента №3 т. 49 (2006), с. 41.

Работа поступила в ОНТИ 5 июня 2006 г.  
Цифровая печать. Тираж 70 экз.  
Заказ № Т-00000134

Отпечатано в типографии КДУ.  
Тел.: (495) 939-40-36. E-mail: [press@kdu.ru](mailto:press@kdu.ru)