

14492



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

13-2010-70

На правах рукописи
УДК 539.1.074:621.382

M-748

МОИСЕНЗ
Петр Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ
КАТОДНО-СТРИПОВЫХ КАМЕР ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОЙ
МЮОННОЙ СТАНЦИИ УСТАНОВКИ
«КОМПАКТНЫЙ МЮОННЫЙ СОЛЕНОИД» (CMS)
НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ (LHC)

Специальность: 01.04.01 — приборы и методы
экспериментальной физики

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2010

C 344.1 к 1

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий Объединённого института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

Клименко Станислав Владимирович

доктор физико-математических наук

Семёнов Сергей Владимирович

доктор физико-математических наук

Тяпкин Игорь Алексеевич

Ведущая организация:

Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН), г. Москва

Защита диссертации состоится "___" _____ 2010 г. в ___ часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 в Лаборатории физики высоких энергий Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛФВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 2010 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета



Арефьев Валентин Александрович

Общая характеристика работы.

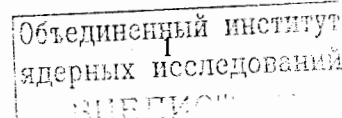
Актуальность.

Согласно Стандартной модели (СМ) материя состоит из трёх поколений элементарных частиц — лептонов и кварков, участвующих в трёх типах фундаментальных взаимодействий — электромагнитном, слабом и сильном ядерном.

Стандартная модель была неоднократно проверена с высокой точностью во многих экспериментах, вплоть до максимальных энергий столкновений, доступных современным ускорителям частиц. Подвергалась она проверкам и в неускорительных (пассивных) экспериментах. Вместе с тем, несмотря на массу достоинств теоретического плана, мощную предсказательную силу и тщательную экспериментальную проверку, СМ обладает рядом недостатков и нерешенных проблем, что не позволяет считать ее окончательным вариантом теории:

1. В рамках самой СМ остается открытым вопрос приобретения массы частицами — стандартный механизм приобретения массы частицами (механизм Хиггса) все еще не подтвержден экспериментально — бозон Хиггса не обнаружен;
2. В описании присутствует большое число свободных параметров (а именно — 19), не фиксируемых в рамках самой СМ, как и число поколений фундаментальных частиц;
3. СМ определённо не может быть верной для всего диапазона энергий взаимодействия, вплоть до бесконечно больших значений. Это связано с наличием бесконечно больших поправок к массе хиггсовского бозона и требованием определенной подстройки теории, чтобы эти поправки сократить;
4. СМ не включает в себя гравитацию, четвертое из существующих фундаментальных взаимодействий.

Основные нерешенные проблемы СМ требуют привлечения более широких групп симметрий или других совершенно новых концепций (наподобие теории струн или сделанных "в духе" теории струн моделей с дополнительными пространственными измерениями). В настоящее время были сформулированы несколько теорий для того, чтобы ответить на вопросы, не охватываемые Стандартной Моделью. Наиболее популярна в настоящее время теория суперсимметрии (SUSY), основанная на гипотезе симметрии бозонов и фермионов. В рамках этой гипотезы предсказывается существование суперсимметричных партнеров всех обычных частиц СМ, а так же бозонов Хиггса, число которых больше по сравнению с СМ, например, 5 в наиболее популярной реализации SUSY - минимальном суперсимметричном расширении Стандартной Модели (MSSM). Другими возможными теоретическими предположениями, лежащими за рамками СМ, являются так называемые расширенные калибровочные модели теории великого объединения (ТВО), основанные на более широких группах калибровочных симметрий, чем СМ. В последние десятилетия широкое распространение получили гипотезы



многомерности нашего пространства и связанные с этим модели с дополнительными пространственными измерениями.

С помощью нового поколения физических установок на Большом Адронном Коллайдере (LHC), созданном в Европейском Центре Ядерных Исследований (CERN), может быть решён вопрос о существовании бозона Хиггса как одного из принципиальнейших вопросов Стандартной Модели, суперсимметричных частиц, дополнительных тяжелых калибровочных бозонов, возбужденных резонансных состояний гравитона и выполнена широкая программа физических исследований [С1].

Феноменология для различных вариантов сценариев за рамками СМ различна, однако есть общие черты, свойственные всем моделям, от самых простых до максимально изошрённых. Практически все модели за рамками СМ предсказывают существование новых частиц или явлений, которые могут быть обнаружены в каналах с мюонами в конечном состоянии. К настоящему времени в физике элементарных частиц выработалась устойчивая схема проведения исследований – сигналы "новой" физики ищутся по отклонениям от предсказаний стандартной модели (величина этих отклонений иногда не превышает нескольких процентов). Регистрация и анализ подобных событий невозможны без высокой точности и эффективности реконструкции мюонов, что налагает повышенные требования к характеристикам детекторов, поэтому в качестве базового детектора для торцевых мюонных систем эксперимента CMS [С2] выбрана многопроволочная пропорциональная камера с катодным считыванием информации со стрипов (катодно-стриповая камера, CSC). Катодно-стриповая камера сочетает в себе все необходимые для решения физической задачи свойства:

- определение координаты мюона с точностью лучше 50 мкм;
- высокое быстродействие, необходимое для формирования триггера первого уровня. Время сбора электронов первичной ионизации не превышает 100 нс;
- возможность работы в условиях высоких фоновых загрузок порядка нескольких кГц/см^2 ;
- возможность работы в магнитном поле порядка нескольких Тесла;
- приемлемая стоимость.

С точки зрения производства и стоимости детектора важным является наличие наработанных технологий изготовления.

Координатная точность камер мюонной станции ME1/1 играет определяющую роль в обеспечении необходимого импульсного разрешения торцевой мюонной системы установки CMS. Необходимость объединения частей трека в мюонной системе и трекаре, близкое расположение станции к внутреннему трекару определяют высокие требования к эффективности и точности определения пространственных координат мюона. Большое количество каналов регистрации и ограниченное место для размещения детектора и элементов регистрации влекут за собой ряд особых требований к их разработке и эксплуатации.

Цель диссертационной работы.

Исследование применения катодно-стриповых камер для точной реконструкции координаты мюона в азимутальном направлении (не хуже 75 мкм [С3] в общей системе координат установки) и момента пролета (с точностью не хуже 4 нс) в условиях неоднородного магнитного поля величиной 3 Тл и фоновых загрузок до 1 кГц/см^2 в торцевых областях детекторов на Большом Адронном Коллайдере (LHC). Данное исследование предполагает:

1. Теоретическое и экспериментальное исследование методов перехода от сигналов к координате в катодно-стриповых камерах;
2. Теоретическое и экспериментальное исследование влияния неоднородного магнитного поля, электромагнитного сопровождения и некоррелированного фона на координатную точность и временные свойства катодно-стриповых камер. Анализ экспериментальных данных для исследования методов компенсации влияния магнитного поля на координатную точность;
3. Разработку и экспериментальное исследование методов, обеспечивающих состоятельность оценок параметров реконструированных траекторий мюонов;
4. Оптимизацию геометрических параметров катодно-стриповых камер для достижения требуемой точности, временных характеристик и эффективности реконструкции мюонного трека;
5. Разработку и создание программы моделирования координатного разрешения катодно-стриповой камеры учитывающей величину зазора анод-катод камеры, шаг анодных проволочек и их диаметр, свойства используемой газовой смеси, величину магнитного поля и величину газового усиления;
6. Теоретическое и экспериментальное исследование методов определения параметров локальных систем координат детекторов мюонных станций ME1/1 в общей системе координат установки CMS;
7. Анализ экспериментальных данных для подтверждения соответствия параметров камеры требованиям эксперимента CMS в условиях, близких к реальным на LHC.

Научная повизна работы.

Впервые выполнено комплексное исследование и экспериментально показано, что катодно-стриповая камера обеспечивает точность регистрации координаты мюона в азимутальном направлении не хуже 75 мкм и времени пролета с точностью лучше 4нс в условиях неоднородного магнитного поля величиной 3 Тл и фоновых загрузок до 1 кГц/см² в торцевых областях установки «Компактный мюонный соленоид».

В диссертационной работе разработаны оригинальные методы и приведены новые результаты теоретических и экспериментальных исследований характеристик катодно-стриповой камеры:

- впервые детально исследованы методы перехода от сигналов к координате частицы, получены аналитические выражения для координатной точности, зависимость точности от переполнения амплитудно-цифрового преобразователя, объяснено поведение точности поперёк и вдоль стрипа. Предложена и реализована процедура оптимизации геометрических параметров CSC для достижения требуемой координатной точности;
- впервые выполнено исследование и даны практические рекомендации по оптимизации временного шага считывания амплитуды выходного сигнала катодного тракта;
- для установок типа телескоп впервые выполнен оригинальный математический анализ задачи определения параметров локальных систем координат детектора в общей системе координат установки. Осуществлен выбор минимальных требований для однозначного решения задачи;
- впервые применён метод максимума правдоподобия для достижения оптимальных оценок параметров траекторий в CSC;
- впервые исследовано влияние магнитного поля CMS (3 Тл) на координатное разрешение камеры;
- впервые исследовано влияние электромагнитного сопровождения, индуцируемого мюонами высоких энергий в веществе, на координатное разрешение камеры и эффективность реконструкции мюонных треков в магнитном поле CMS;
- впервые исследовано влияние утечек адронного ливня на фоновую загрузку ME1/1;
- впервые исследованы временные свойства CSC в условиях, близких к LHC.

Практическая ценность работы.

Данная работа содержит методы решения основных задач связанных с использованием катодно-стриповых камер в эксперименте.

На основе полученных результатов выполнена оптимизация геометрических параметров камеры для достижения требуемой точности, эффективности регистрации мюонов и момента пролёта мюонов.

Предложены и экспериментально реализованы оригинальные методы изучения характеристик камер мюонной станции ME1/1 в условиях, приближенных к реальным в установке CMS.

Разработанные методы применены для разработки и легли в основу создания уникального детектора — мюонной станции ME1/1.

Полученные результаты применимы также для:

- газовых детекторов, принцип действия которых основан на анализе наведённого заряда на сегментированном катоде (Gas Electron Multiplier, micromegas, Time Projection Chamber,...);
- предливневых детекторов с сегментированной детектирующей частью;
- проективных калориметров для восстановления координат центра ливня;
- дрейфовых камер для восстановления передаточной функции.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации изложены в 25 работах, список которых приведен в конце автореферата. К списку, рекомендованному ВАК РФ, относятся [3], [10], [12], [14], [15], [17], [18], [19], [20]. К докладам, опубликованным в материалах международных конференций, относятся [2], [5], [6], [16], [22], [24]. Результаты исследований неоднократно докладывались на общелабораторных семинарах в ЛФЧ, ЛФВЭ ОИЯИ, на семинарах коллаборации CMS в ЦЕРН (Женева, Швейцария), а также на следующих международных совещаниях и конференциях:

1. Proceedings of the 9th International Conference Computing in High Energy Physics 91, p.511–514, Tsucuba, Japan, 1991.
2. Proceedings of the 10th International Conference Computing in High Energy Physics 92, p.316–318, Annecy, France, 1992.
3. First Annual RDMS CMS Collaboration Meeting, CERN, Geneva, Switzerland, December 11–15, 1995.
4. Second Annual RDMS CMS Collaboration Meeting, CERN, Geneva, Switzerland, December 16–17, 1996.
5. Third Annual RDMS CMS Collaboration Meeting, CERN, Geneva, Switzerland, December 16–17, 1997.
6. Fifth Annual RDMS CMS Collaboration Meeting, ITEP, Moscow, Russia, November 22–24, 2000.
7. CMS Endcap Muon Meeting, CERN, Geneva, Switzerland, June 14, 1998.
8. Proceedings of ME1/1 Engineering Design Review, CMS Document 99–047, CERN, Geneva, Switzerland, June 21–23, 1999.
9. Proceedings of the 7th International Conference on Advanced Technology @ Particle Physics (ICATPP-7), World Scientific, 2002, pp.347–351.
10. Proceedings of the 7th International Conference on Advanced Technology @ Particle Physics (ICATPP-7), World Scientific, 2002, pp.347–351.
11. Endcap Muon CSC-ME1/1 Meeting at CERN, Geneva, Switzerland, June 06, 2004.

12. Ninth Annual RDMS CMS Collaboration Meeting, NC PHEP, Minsk, Belarussia, November 29-December 01, 2004.
13. Tenth Annual RDMS CMS Collaboration Meeting, PNPI, St. Petersburg, Russia, September 12-17, 2005.
14. Endcap Muon CSC-ME1/1 Meeting at CERN, Geneva, Switzerland, June 18, 2005.
15. CMS HCAL Software Preparedness Review, CERN, Geneva, Switzerland, February 23, 2006.
16. Eleventh Annual RDMS CMS Collaboration Meeting, Varna, Bulgaria, September 12-15, 2006.
17. Endcap Muon CSC-ME1/1 Meeting at CERN, Geneva, Switzerland, February 26, 2007.
18. Endcap Muon CSC-ME1/1 Meeting at CERN, Geneva, Switzerland, June 16, 2007.

Структура и объём диссертации. Диссертация объёмом 253 страниц состоит из введения, четырёх глав и заключения. Содержит 11 таблиц, 167 рисунков и список цитируемой литературы из 106 ссылок.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 25 работ, в том числе в журналах «Письма в ЭЧАЯ», «JINR Rapid Communications», «Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A» и материалах международных конференций («Computing in High Energy Physics 1991, 1992», «International Conference on Advanced Technology @ Particle Physics 2002», «International Conference in High Energy Energy Physics 1993», «International Conference on Calorimetry in High Energy Energy Physics 1994»).

Содержание диссертации.

Во введении рассмотрена актуальность исследований, сформулированы цели и задачи диссертационной работы.

В первой главе приведено краткое описание и основные характеристики «Большого Адронного Коллайдера» (ЛHC). Рассмотрено назначение создаваемых для работы на ЛHC экспериментальных установок. Дано краткое описание установки «Компактный мюонный соленоид» (CMS). Общий вид установки CMS показан на рис.1. Торцевая часть мюонного спектрометра состоит из 4 станций. Первая станция ME1 состоит из колец детекторов — ME1/1, ME1/2 и ME1/3. Передняя станция ME1/1 (являющаяся предметом исследования данной диссертации) — самое внутреннее кольцо детекторов — расположена на расстоянии 6 метров от точки взаимодействия пучков и на расстоянии 1 метр от оси пучков. Она находится непосредственно за адронным калориметром и перекрывает диапазон по псевдобыстротам от 1,6 до 2,4. В отличие от остальных станций ME1/1 расположена в аксиальном магнитном поле соленоида 3 Тесла.

Для достижения требуемого разрешения по импульсу ($\Delta P/P \approx 10\%$ для мюонов 1 ТэВ/с) всей торцевой мюонной системы, камеры мюонной станции ME1/1 должны обеспечивать координатное разрешение $\sigma \sim 75$ мкм. Эффективность восстановления треков мюонов должна быть близка к 100%. Для определения момента столкновения пучков необходимо временное разрешение ~ 4 нс. Камеры мюонной станции ME1/1 должны работать в аксиальном магнитном поле соленоида величиной ~ 3 Тл с радиальной составляющей $\sim 0,3$ Тл. Станция должна обеспечить требуемые параметры при фоновых нагрузках от заряженных частиц порядка 1 кГц/см^2 . В этой главе обсуждаются пропорциональные камеры с катодным считыванием информации со стрипов в качестве базового детектора для торцевых мюонных спектрометров эксперимента CMS. Сформулирована программа теоретических и экспериментальных исследований, обеспечивающих точную регистрацию мюонов станцией ME1/1 в условиях неоднородного магнитного поля и больших фоновых нагрузках.

Вторая глава посвящена оптимизации параметров CSC (для достижения требуемой координатной точности) и исследованию основных характеристик (точность, эффективность и временные свойства).

Координатная точность (σ_x) регистрирующего слоя CSC

$$\sigma_x^2 = \sigma_{\text{meth}}^2 + \sigma_{B_r}^2 + \sigma_{B_z}^2 + \sigma_{\text{diff}}^2 + \sigma_{\text{rest}}^2,$$

где σ_{meth} — метод перехода от сигналов катодно-стриповой камеры к координате, σ_{B_r} — влияние радиальной составляющей магнитного поля на точность, σ_{B_z} — влияние нормальной составляющей магнитного поля на точность, σ_{diff} — влияние диффузии электронов на точность и σ_{rest} — влияние качества изготовления и точности положения детектора (alignment) в системе координат установки.

В данной главе детально исследованы метод отношений и метод фитирования [1,2] для перехода от информации со стрипов катодно-стриповой камеры к координате мюона (передаточная функция). На рис. 2 представлено типичное событие зарегистрированное шестислойной CSC в условиях отсутствия фона.

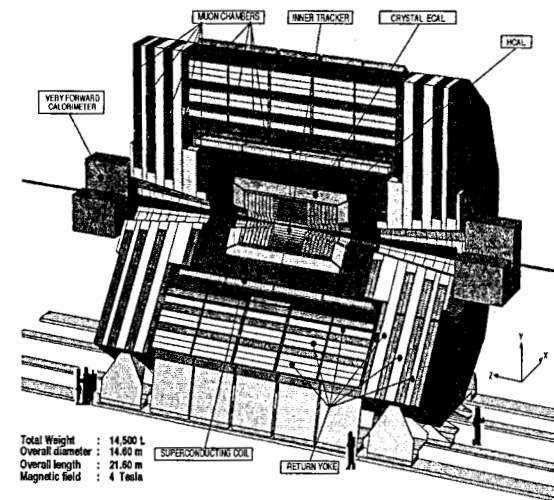


Рис.1 Общий вид установки «Компактный мюонный соленоид» (CMS)

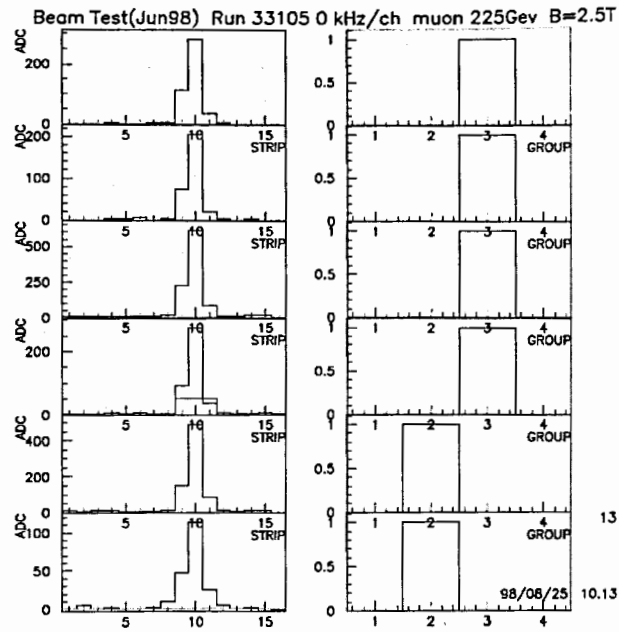


Рис. 2. Регистрация одиночного мюона CSC в условиях отсутствия фона. Слева – информация с шести катодных плоскостей, справа – работавшие анодные группы, состоящие из набора анодных проволок

Мюоны, проходя через газ, рождают электроны первичной ионизации, которые дрейфуют к анодным проволокам вдоль силовых линий электрического поля. Вблизи анодных проволок исходные электроны порождают электронно-ионную лавину. В результате движения положительных ионов от анода к катодам на последних индуцируется заряд Q_i (i - номер стрипа). На практике в качестве исходной информации мы располагаем не Q_i , а $Q_i + P_i + \epsilon$, где P_i – пьедестал канала электроники, ϵ - случайная ошибка (шум электроники). $P_i + \epsilon$ - случайная величина, распределенная по нормальному закону. В условиях отсутствия регистрируемых частиц, анализируя плотность распределения $P_i + \epsilon$, легко найти значение величины P_i и дисперсию $\sigma^2(\epsilon)$. После подстановки величины P_i , в качестве исходной информации мы располагаем $Q_i + \epsilon$, в дальнейшем эту величину обозначим Q_i .

Назовем кластером непрерывную последовательность стрипов с уровнем $Q_i > 3\sigma$, ограниченную справа и слева парой стрипов с уровнем $Q_i \leq 3\sigma$. Через Q_c обозначим наибольший (центральный) Q_i в кластере, а правый и левый соответственно $Q_r = Q_{i+1}$, $Q_l = Q_{i-1}$. Соотношение значений величин Q_r и Q_l характеризует положение мюона относительно центра стрипа с зарядом Q_c . Суть различных вариантов метода отношений состоит в том, что конструируется некоторая величина α на основе величин Q_r , Q_l и Q_c , и затем

восстанавливается передаточная функция $x=f(\alpha)$, где x – координата мюона относительно центра стрипа с зарядом Q_c . Например, рассмотрим α в виде

$$\alpha = \frac{Q_r - Q_l}{2Q_c - Q_r - Q_l},$$

Значение параметра α не зависит от пропорционального или систематического изменения зарядов Q_r , Q_l и Q_c и изменяется в интервале $[-1, 1]$, а передаточная функция $f(\alpha)$ – непрерывная, нечетная, монотонно возрастающая, изменяющаяся в интервале $[-0,5W, 0,5W]$, где W - расстояние между центрами соседних стрипов. Задача восстановления $f(\alpha)$ при условии, что x – известная величина традиционна и хорошо разработана. Рассмотрим случай, когда x – неизвестно. Пусть $p(\alpha)$ – плотность распределения α , $P(x)$ – плотность распределения x и $\alpha = \psi(x)$. Тогда, как это известно, из теории вероятностей,

$$P(x) = p(\psi(x)) \cdot \psi'(x).$$

Когда $P(x)$ – равномерна, для произвольного α_x легко найти соответствующий x через функции распределения x и α

$$x = \frac{-W}{2} + W \int_{-1}^{\alpha_x} p(\alpha) d\alpha.$$

Таким образом, передаточная функция представляет собой функцию распределения α , умноженную на ширину стрипа и сдвинутую на половину стрипа для случая равномерной плотности распределения координат мюонов поперек стрипа. Последнее условие выполнимо для большинства экспериментов. На рис.3 представлены плотность распределения и функция распределения (ядро передаточной функции) α .

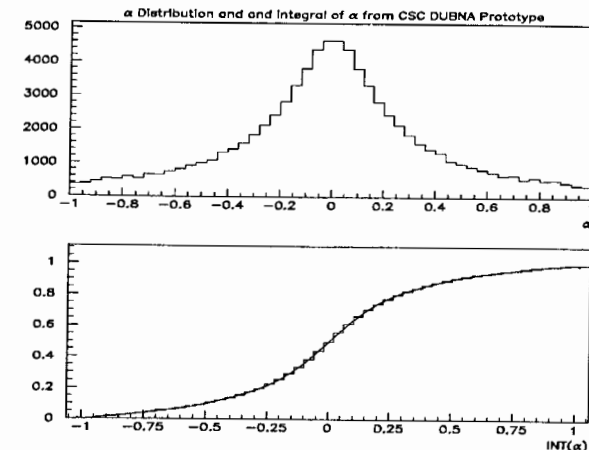


Рис. 3 Плотность распределения и функция распределения α

Для аппроксимации функции распределения α достаточно полинома седьмого порядка либо можно воспользоваться подходом [3-6].

Основные параметры CSC были исследованы на прототипах P0-P4 [7, 8]. С помощью прототипа P0 была показана возможность точной реконструкции координат мюонов (рис. 4) в радиальном магнитном поле величиной 3 Тл. Прототип P0 представлял собой 4-х слойную пропорциональную камеру прямоугольной формы размером $0,5 \times 0,5 \text{ м}^2$, т.е. состоял из 4 идентичных субкамер. Величина зазора анод-катод была равна 2,5 мм. Диаметр анодных проволочек — 30 мкм, шаг проволочек — 2,5 мм. Один из катодов в каждой плоскости был выполнен в виде параллельных стрипов с шагом считывания 5,08 мм. Механическая точность сборки камеры (несоосность стрипов для разных плоскостей камеры) была обеспечена на уровне не хуже 40 мкм. Использовалась быстрая рабочая газовая смесь с добавкой CF_4 — $\text{Ar}(30\%)+\text{CF}_4(20\%)+\text{CO}_2(50\%)$.

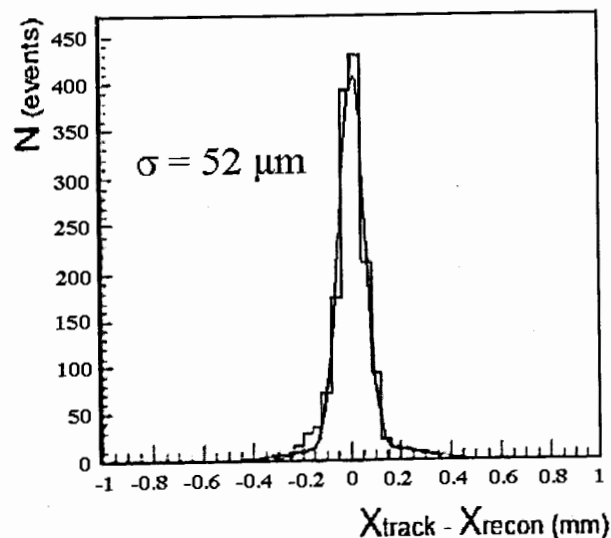


Рис. 4 Координатное разрешение для одной плоскости прототипа P0

Точность определения координаты σ_R можно представить как

$$\sigma_R = \frac{\sigma \sqrt{(Q_c - Q_r)^2 + (Q_c - Q_l)^2 + (Q_l - Q_c)^2}}{Q'_r(Q_c - Q_l) - Q'_l(Q_c - Q_r) - Q'_c(Q_r - Q_l)}$$

где Q_c, Q_r, Q_l — измеренные на стрипах заряды, а σ^2 — дисперсия шума электроники. Рассмотрим два специальных случая, когда $x = 0$ и $x = \pm 0,5W$, т.е. мюон проходит через центр стрипа и между стрипами. В этих случаях

$$\sigma_R = \frac{\sigma}{\sqrt{2 \cdot Q'_r}} = \frac{\sigma}{\sqrt{2 \cdot Q \cdot q'_r}}$$

где Q — полный заряд, измеренный на катоде,

q'_r — производная от доли индуцированного в правом стрипе заряда.

Таким образом, координатная точность определяется отношением сигнала к шуму Q/σ и величиной изменения доли заряда в боковом стрипе. С известной долей упрощения Q определяется величиной высокого напряжения и газовым составом, q'_r — геометрией детектора, σ — качеством исполнения (“шум”) электронного канала. Рассмотрим подробнее поведение q'_r . Например, на рис. 5 представлено распределение доли индуцированного в стрипе заряда в зависимости от расстояния между координатой мюона и центром стрипа (прототип P4 [8], $W=5,6 \text{ мм}$).

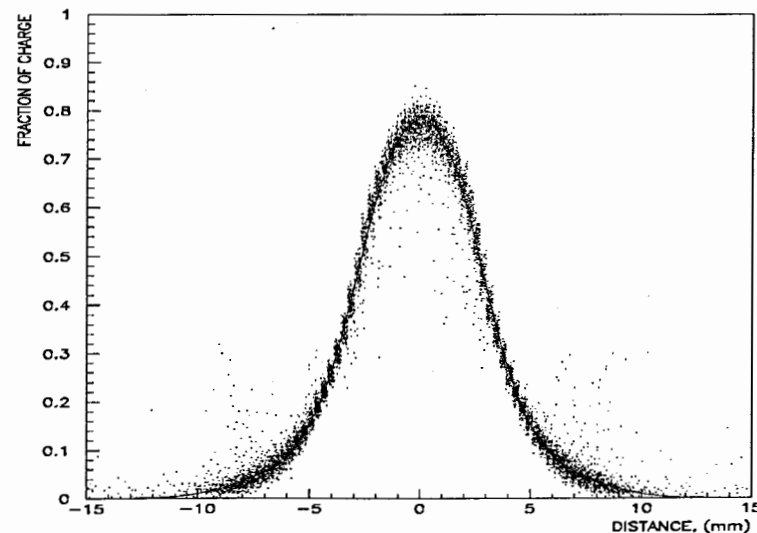


Рис. 5 Зависимость доли измеренного в стрипе заряда q от расстояния между координатой мюона и центром стрипа

Для случая $x=0$ необходимую производную следует взять в точке $-5,6 \text{ мм}$, для $x=2,8 \text{ мм}$ в точке $-2,8 \text{ мм}$. Легко заметить, что производная в первом случае меньше чем во втором. Отсюда следует, что координатная точность поперек стрипа не постоянна, более того, точность в центре хуже точности между стрипами (рис. 6 (а)). Аналогично можно показать, что координатная точность не постоянна и вдоль радиуса (рис. 6 (б)). Моделирование, результаты которого представлены на рис. 6(б), выполнено автором с использованием программ GEANT3 [C4], NEED [C5], MAGBOLTZ [C6]. Оптимальная ширина стрипа (с точки зрения координатной точности) равна расстоянию анод-катод [1, 2].

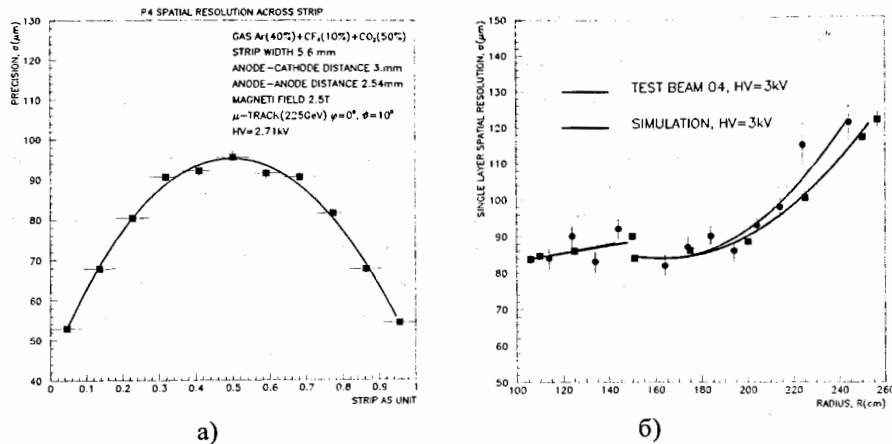


Рис. 6 Изменение координатной точности: а) поперек стрипа для прототипа P4 [8], б) вдоль радиуса для финальной версии камеры (испытания на пучке мюонов ЦЕРНа в 2004 году и результаты моделирования)

В рамках метода фитирования [1,2] необходимая координата мюона (x) и заряд, измеренный на катоде (Q), определяются из условия минимума F , где

$$F(x, Q) = \sum_{i=1}^n (Q_i^{mea} - Q q_i(x))^2,$$

n – число стрипов в кластере, принятых в рассмотрение,
 i – номер стрипа в кластере,
 Q_i^{mea} – измеренный заряд в стрипе,
 q_i – доля индуцированного на стрипе заряда.

Поскольку ошибки измерения распределены по нормальному закону, то полученные оценки Q и x являются несмещенными. Точность восстановления координаты σ_G можно представить как

$$\sigma_G = \frac{\sigma}{Q \sqrt{\sum_{i=1}^n q_i^2 \cdot \left(1 - \frac{\sum_{i=1}^n q_i q_i^2}{\sum_{i=1}^n q_i^2 \cdot \sum_{i=1}^n q_i^2} \right)}}$$

Для частного случая, когда мюон проходит через центр стрипа либо между стрипами

$$\sigma_G = \frac{\sigma}{\sqrt{2Q} \sqrt{\sum_{i=1}^{n/2} q_i^2}}$$

Далее, для n , равных 2 либо 3, получим $\sigma_G = \frac{\sigma}{\sqrt{2} \cdot Q \cdot q_i}$.

Таким образом, для кластеров, шириной 2 либо 3 стрипа, координатные точности метода отношений и метода фитирования совпадают, если мюон проходит через центр стрипа либо между стрипами. Все основные замечания относительно точности метода отношений поперек стрипа как качественно можно перенести на метод фитирования.

Предложенные методы восстановления передаточной функции и оценки координатной точности применимы для любых газовых детекторов, принцип действия которых основан на анализе наведенного заряда на сегментированном катоде (Gas Electron Multiplier, micromegas, Time Projection Chamber,...). Более того, эти методы были автором успешно применены для анализа данных с предливневого детектора (ПД) прототипа электромагнитного калориметра типа «шашлык» [3-6]. ПД предназначен для подавления фона гамма квантов, образованных от распада π^0 и обеспечивает высокую координатную точность (≈ 300 мкм) определения центра ливня за счет применения кремниевых стриповых детекторов с шагом ≈ 2 мм. Следует

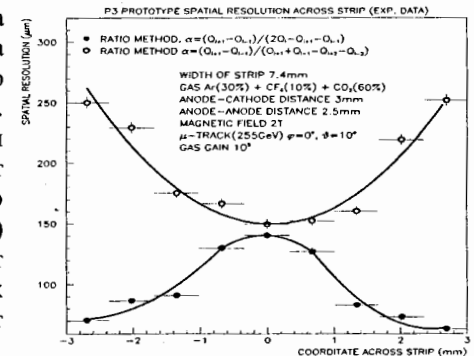


Рис. 7 Сравнение изменения координатной точности поперек стрипа для случая переполюсовки амплитудно-цифрового преобразователя (открытые окружности) со случаем без переполюсовки (закрашенные окружности)

заметить, что исследования поведения точности поперек и вдоль стрипа объясняют аналогичное поведение координатной точности в проективных калориметрах [6, С7].

Далее во второй главе для случая переполюсовки амплитудно-цифрового преобразователя, предложен метод восстановления координаты и показано, что в этом случае наилучшая точность достигается в центре стрипа, а наихудшая — между стрипами (рис. 7) [С2, 2, 9].

Исследовано влияние ёмкостных связей (кросс-токов) между стрипами, а так же анодом и катодом на форму выходного сигнала (рис. 8а) и координатную точность (рис. 8б) [1, 2]. Предложены методы оценки

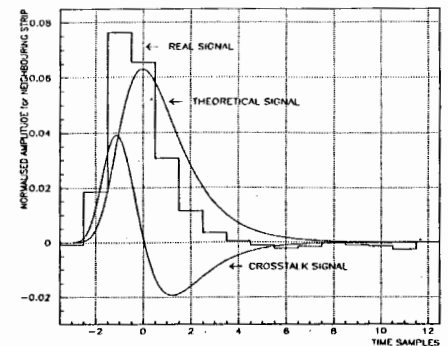


Рис. 8а Разложение реального сигнала со стрипа на теоретический сигнал и кросс-ток

параметров кросс-токов. Предложены методы восстановления теоретической формы выходного катодного сигнала как поперёк стрипов, так и во времени.

Предложена методика и исследовано влияние δ -электронов на регистрацию мюонов [10]. Показано, что вероятность образования δ -электронов в отдельном регистрирующем слое (субкамере) составляет $11,8\% \pm 1,2\%$, а вероятность поглощения δ -электронов в субкамере - $78,8\% \pm 12\%$. Из-за δ -электронов координатная точность ухудшается [11]. Негативное влияние δ -электронов компенсируется увеличением числа субкамер. Аналитически показано, что минимальное число субкамер для условий ME1/1 – шесть. С помощью прототипа P2 было изучено влияние электромагнитного сопровождения, генерируемого высокоэнергетичными мюонами проходящими через адронный калориметр, на эффективность реконструкции мюонных треков. Показано, что наличие 6 субкамер также наиболее оптимально с точки зрения эффективности реконструкции треков мюонов с электромагнитным сопровождением (рис. 9) [12] и стоимости детектора.

Далее во второй главе показано, что для достижения оптимальных оценок параметров треков в CSC наряду с методом робастного фитирования следует использовать метод максимального правдоподобия. Выполнены необходимые исследования и даны практические рекомендации по применению (рис. 10) [1,2].

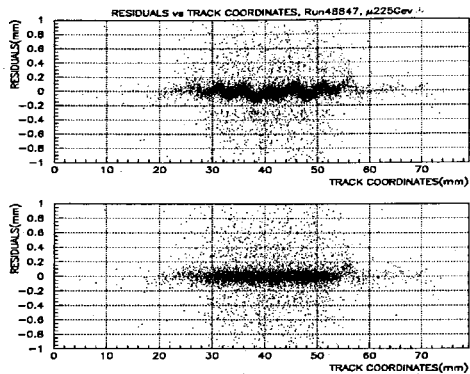


Рис. 8б Корреляция между координатой трека мюона и ошибкой вычисления этой координаты до и после введения поправок из-за кросс-токов

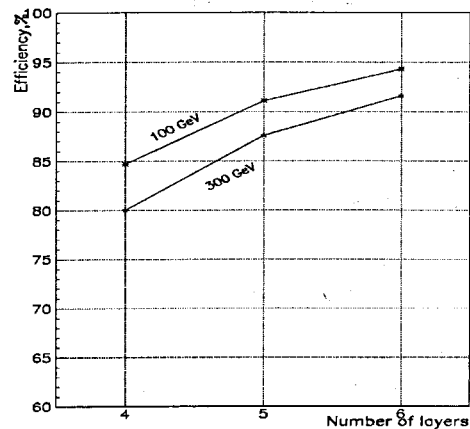


Рис.9 Зависимость эффективности реконструкции мюонных треков от количества плоскостей в камере

Особенность считывания данных с мюонных детекторов установки CMS состоит в том, что в специализированной аналоговой памяти хранится история развития сигнала, записанная через равные промежутки времени (25 нс), позволяющая, в случае необходимости, разделять наложившиеся сигналы от различных частиц, что повышает качество функционирования детектора в условиях фона. Точности восстановления координаты мюона и момента пересечения (временной характеристики) им CSC зависят от количества и периода измерений формы сигнала. Было выполнено теоретическое исследование и получены аналитические оценки точности для следующих задач [11]:

- деградация точности восстановления координаты одиночного мюона для случая однократного измерения формы сигнала;
- зависимость точности восстановления координаты одиночного мюона от числа измерений формы сигнала;
- зависимость точности восстановления координаты мюона от числа измерений формы сигнала (случай двух частиц);
- зависимость точности восстановления координаты и временной характеристики одиночного мюона от числа измерений формы сигнала;
- зависимость точности восстановления координаты и временной характеристики мюона от числа измерений формы сигнала (случай двух частиц);
- зависимость точности восстановления координаты и временной характеристики одиночного мюона от числа измерений формы сигнала в условиях некоррелированного фона;
- зависимость точности восстановления ширины стрипа (радиуса), координаты и временной характеристики одиночного мюона от числа измерений формы сигнала в условиях некоррелированного фона.

По результатам выполненного исследования даны практические рекомендации по оптимизации временного шага считывания сигнала катодного тракта для различных условий [11]. Показано, что шаг считывания в 50 нс не приводит к существенной деградации координатной точности, но позволяет сократить объём считываемой с CSC информации. На рис. 11 представлена зависимость относительной точности восстановления координаты мюона для случая двух

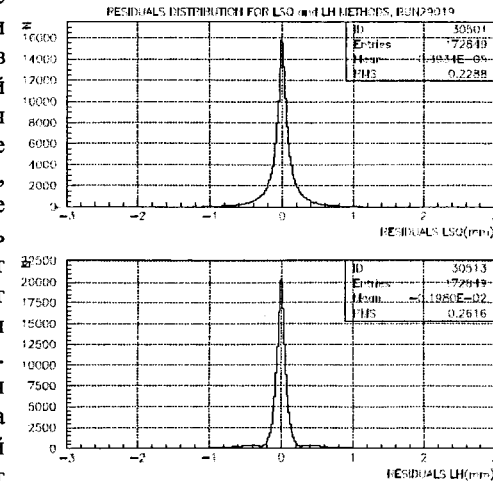


Рис. 10 Распределение ошибок вычисления координаты для метода наименьших квадратов (верхний рисунок) и метода максимального правдоподобия (нижний рисунок)

частиц. Предполагалось, что ширина стрипа – 5 мм, расстояние между анодом и катодом – 3 мм, расстояние между анодными проволоками – 2,5 мм и радиус проволоки – 15 мкм. Хорошо видно, что координатная точность деградирует, если расстояние между соседними частицами меньше 5 мм, и они разнесены во времени менее, чем на 100 нс.

Перейдем к исследованию влияния радиальной и нормальной составляющих магнитного поля на координатную точность (σ_{Br}, σ_{Bz}). Катодно-стриповая камера является газовым детектором, в котором электроны ионизации, дрейфующие в электрическом поле к анодной проволоке, под действием магнитного поля сносятся, что приводит к потере точности восстанавливаемой координаты мюона. Поворот камеры либо анодной проволоки на соответствующий угол относительно оси камеры (центрального стрипа) позволяет в основном сохранить точность. Традиционные методы экспериментального определения необходимого угла поворота основаны на использовании специализированных детекторов (например, с механически поворачиваемой плоскостью анодных проволок и т. п.).

Предложена принципиально новая методика по экспериментальному вычислению угла наклона [С2, 13, 14]. Подробно исследовано влияние различных вариантов магнитного поля (нормальное, радиальное и комбинированное) на снос электронов. Отрицательное влияние радиального поля (вдоль стрипа) компенсируется поворотом детектора на угол, зависящий от величины магнитного поля. Для определения угла поворота исследовалась координатная точность детектора в зависимости от угла наклона трека и величины магнитного поля. Результаты оценки тангенса угла Лоренца для радиального поля представлены на рис. 12. Видно, что тангенс угла поворота линейно зависит от магнитного поля. Отрицательное влияние нормального (перпендикулярного плоскости детектора) поля на координатную точность компенсируется поворотом анодной проволоки. Для оценки угла исследовалась зависимость координатной точности детектора с повернутой анодной проволокой от величины магнитного поля. Положение минимума этой зависимости дает необходимую связь между углом поворота и магнитным полем. Зависимость координатной точности для одной плоскости камеры от

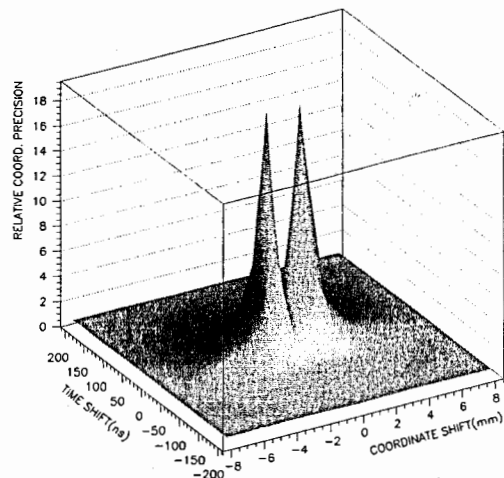


Рис. 11 Зависимость относительной точности восстановления координаты мюона (случай двух частиц)

величины магнитного поля для угла проволоки $\alpha_L=21,2^\circ$ приведена на рис. 13. Зависимость величины угла Лоренца ($\tan \alpha_L$) от величины нормальной составляющей магнитного поля для газовой смеси $Ag/CF_4/CO_2$ разного процентного состава приведена на рис. 14. Видна слабая зависимость величины угла от состава газовой смеси [13, 14]. На основе экспериментальных результатов построена линейно-кусочная зависимость угла Лоренца для различных соотношений нормальной и радиальной составляющих магнитного поля и разного процентного состава газовой смеси $Ag/CF_4/CO_2$.

С целью оптимизации угла наклона анодных проволок была создана программа моделирования координатного разрешения камеры учитывающая величину зазора анод-катод камеры, шаг анодных проволок и их диаметр, свойства используемой газовой смеси, величину магнитного поля и величину газового усиления [14].

Результаты моделирования неоднократно проверены экспериментальными данными, полученными при исследовании различных прототипов. Зависимость величины координатного разрешения по площади для одной из плоскостей камеры (субкамеры) приведена на рис. 15 [14]. Моделирование выполнено для газовой смеси $Ag(30\%)+CF_4(10\%)+CO_2(60\%)$, газового усиления $G \sim 10^5$, величины магнитного поля ~ 3 Тл, соотношения радиальной и нормальной компонент магнитного поля $\sim 0,1$ и величины зазора анод-катод 3,5 мм, шага анодных

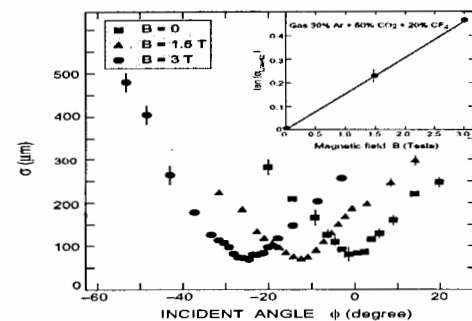


Рис. 12 Зависимость точности реконструированной координаты мюона от угла наклона трека для различных значений радиальной составляющей магнитного поля

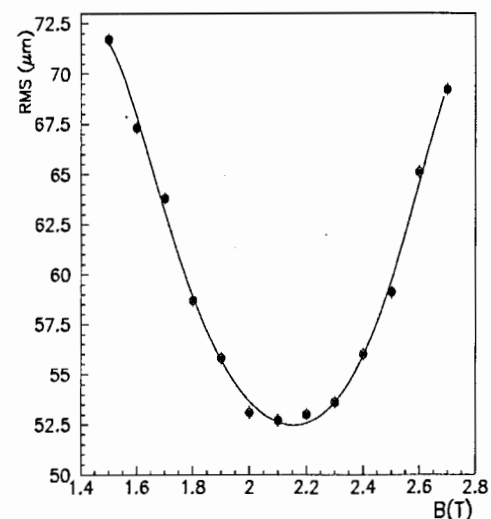


Рис. 13 Зависимость координатного разрешения для одной плоскости прототипа P2 от величины магнитного поля

проволочек 2,5 мм и их диаметра 30 мкм. Оптимальная величина эффективного угла наклона анодных проволочек равна $\alpha_L=27^\circ$ [C2, 14].

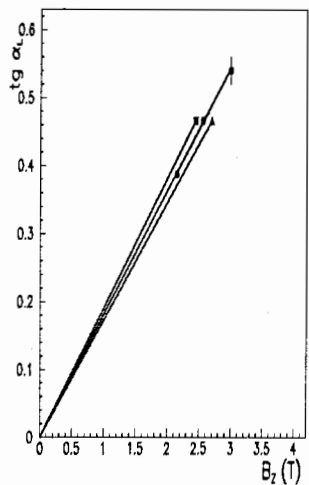


Рис. 14 Зависимость величины угла Лоренца ($\text{tg } \alpha_L$) от величины нормальной составляющей магнитного поля для газовой смеси $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{CO}_2$ различного процентного состава: ■ - 40:10:50, ● - 30:20:50, ▲ - 30:10:60

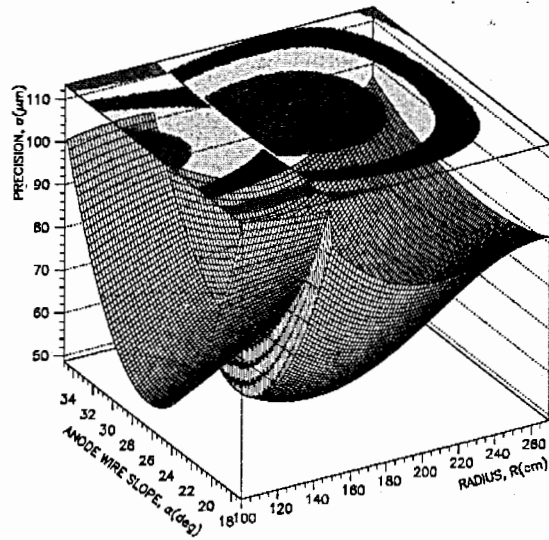


Рис. 15 Зависимость величины координатного разрешения по площади для одной плоскости камеры (моделирование)

Выполненные исследования позволяют оптимизировать расстояние между анодом и катодом (h), а также угол наклона анодной проволоки по величине координатной точности. Предположим, что за счет поворота анодной проволоки в основном компенсировано негативное влияние нормальной составляющей магнитного поля, тогда точность восстановления координаты мюона σ_{sum} (субкамеры) можно представить как

$$\sigma_{sum}^2 = \sigma_{meth}^2 + \sigma_{Br}^2 + \sigma_{wire}^2 + \sigma_{diff}^2 + \sigma_{mec}^2,$$

где σ_{meth} – метод перехода от сигналов CSC к координате, σ_{Br} – влияние радиальной составляющей магнитного поля на точность, σ_{wire} – влияние нормальной составляющей магнитного поля на точность (из-за геометрии субкамеры), σ_{diff} – влияние диффузии электронов точность и σ_{mec} –

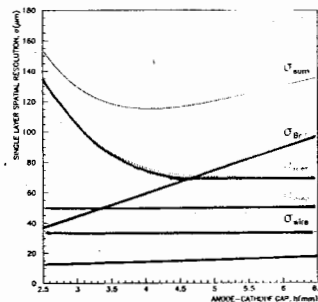


Рис. 16 Зависимость координатной точности и ее составляющих от расстояния между анодом и катодом для $\text{Ar}(40)+\text{CF}_4(10)+\text{CO}_2(50)$

влияние качества производства. На рис. 16 представлена зависимость точности (σ_{sum}) и ее составляющих от h для верхней части субкамеры и газовой смеси $\text{Ar}(40)+\text{CF}_4(10)+\text{CO}_2(50)$. Из рис. 16 видно, что в качестве h можно взять 3,5 мм.

Перейдем к выбору угла наклона анодной проволоки станции ME1/1 для $h=3,5\text{мм}$. Особенность задачи состоит в том, что в рабочем объеме станции плотность мюонов непостоянна, эффективный угол (ψ) меняется в зависимости от изменения магнитного поля, существует неопределенность параметров магнита и радиальная структура станции не позволяет полностью компенсировать влияние магнитного поля по всей площади на координатную точность. Средняя координатная точность по всему рабочему объему может быть вычислена как

$$\overline{\sigma(\psi)} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^2(\psi, B, R, \varphi, z) P_b(B) P_\mu(R, \varphi, z) d(B) d(R) d(\varphi) d(z)},$$

где σ – стандартное отклонение плотности распределения ошибок измерения координаты мюона, P_b – плотность, характеризующая неопределенность параметров магнита, P_μ – плотность распределения мюонов в рабочем объеме, B – значение магнитного поля в центре CMS, R – радиус, φ – азимутальный угол, z – продольная координата. На рис. 17 представлена зависимость средней координатной точности в объеме ME1/1 от эффективного угла для равномерной плотности P_b в интервале (3,5 – 4,0 Т) и газовой смеси $\text{Ar}(40)+\text{CF}_4(10)+\text{CO}_2(50)$. Из рис. 16 следует, что угол наклона $\approx 29^\circ$.

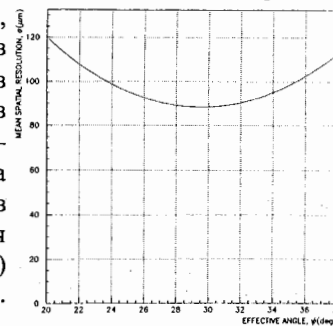


Рис. 17 Зависимость координатной точности станции ME1/1 от угла наклона анодной проволоки для ширины стрипа $W=7,6$

Временное разрешение камеры было исследовано экспериментально [15, 16]. При исследованиях прототипов P3 и P4 [7-8] использовалась электроника регистрации со стрипов на основе специализированных больших интегральных схем КАТОД-1 [C10] и КАТОД-3. Анодная электроника была изготовлена на базе токового предусилителя-формирователя MSD-2 [C9]. Прототип P3 был развернут на угол $\theta=10^\circ$ к оси пучка для имитации геометрии положения камеры в установке CMS (рис. 18).

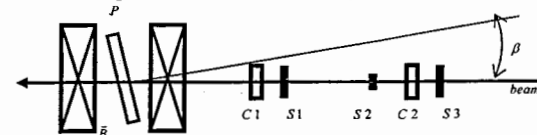


Рис. 18 Схема установки для измерения временного разрешения (P – прототип, $C1, C2$ – пучковые камеры, $S1, S2, S3$ – триггерные сцинтилляционные счетчики, β – угол поворота прототипа)

Временные спектры сигналов с анодных каналов и быстрых катодных каналов регистрации имеют похожую форму с шириной по основанию около 30 нс и 40 нс соответственно (рис.19).

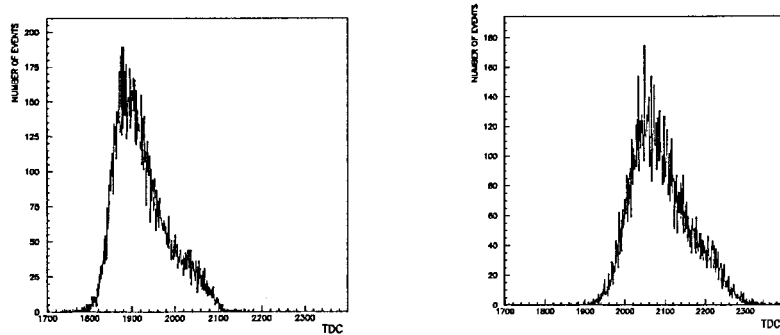


Рис.19 Форма временного спектра для одной плоскости прототипа P3 при считывании информации с анода (слева) и стрипов (справа). Цена деления ВЦП — 0,1 нс/канал

На рис. 20 представлены временные распределения для шести последовательно приходящих по времени сигналов с 6 анодных плоскостей камеры. Величина временных спектров по основанию (для 99% событий) составляет значение для 1-го сигнала — 10,5 нс, для 2-го — 12 нс, для 3-го — 14 нс, для 4-го — 16,5 нс, для 5-го — 22,5 нс для 6-го — 26,5 нс.

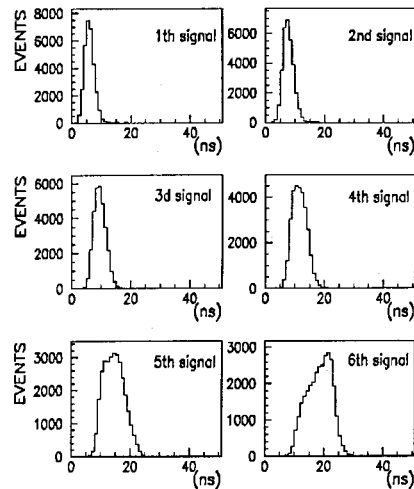


Рис.20 Временные распределения для шести последовательно приходящих сигналов с 6 анодных плоскостей прототипа P3

Теоретические и экспериментальные исследования на прототипах P0- P4 показали, что:

- координатное разрешение для одной плоскости камеры в магнитном поле величиной ~ 3 Тл равно $\sigma \sim 50$ мкм. Влияние нормальной составляющей магнитного поля компенсируется путем поворота анодных проволочек на соответствующий угол Лоренца относительно стрипов;
- для обеспечения высокой эффективности реконструкции мюонных треков необходимо наличие как минимум 6 субкамер в камере;
- возможна однозначная привязка событий к времени взаимодействия пучков в коллайдере за время 25 нс, при этом первые пять анодных сигналов могут служить временной меткой события. Мажоритарные совпадения (4/6) сигналов с 6 анодных и 6 катодных плоскостей камеры в заданной геометрии определяют принадлежность события к треку от заряженной частицы.

Третья глава посвящена описанию исследования характеристик прототипов P2–P4 и финальной версии камеры [C11] мюонной станции ME1/1 в условиях, близких к реальным в эксперименте CMS.

Эффект влияния коррелированного фона (электромагнитного сопровождения, генерируемого высокоэнергетичными мюонами, проходящими через материал поглотителя адронного калориметра) исследовался с помощью прототипа P2 и финальной версии камеры на канале H2, ЦЕРН, без магнитного поля и в магнитном поле величиной 3 Тл (рис.21).

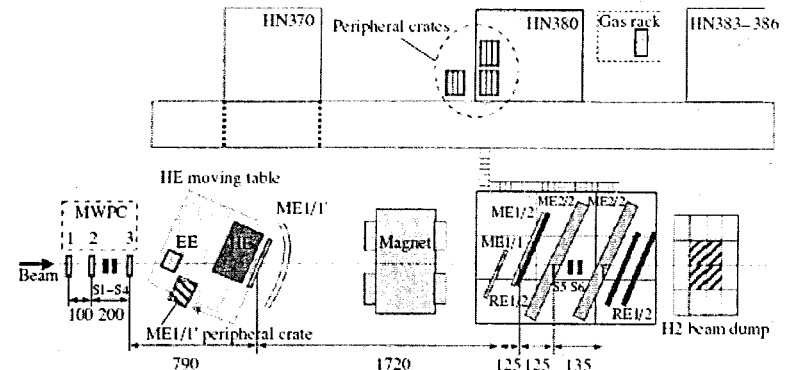


Рис. 21 Блок-схема эксперимента для исследования влияния вторичных частиц на ME1/1

На рис. 21 EE — электромагнитный калориметр (кристаллы $PbWO_4$), HE — торцевой адронный калориметр (многослойная конструкция из латуни и сцинтилляторов), ME1/1' (ME1/1) — катодно-стриповая камера. ME1/1 использовалась для исследования вклада вещества камеры в изучаемые эффекты. Система сбора информации и триггер полностью соответствовали CMS. Сборка EE+HE+ME1/1' по геометрии и количеству вещества также соответствовали CMS ($\eta=1,7$, $\phi=1,54$). В период теста были набраны данные

для мюонов с энергиями 30, 50, 100, 150, 300 ГэВ. Измеренная вероятность образования вторичных треков в ME1/1' от электромагнитного сопровождения мюона составила величину 21% для мюонов с импульсом 100 ГэВ/с и 27% для мюонов с импульсом 300 ГэВ/с [17]. Таким образом, электромагнитное сопровождение из HE составляет примерно 7% (на рис. 22 обозначено окружностями). Многослойные катодно-стриповые камеры позволяют сохранить высокую координатную точность ($\sigma \sim 75$ мкм) и эффективность реконструкции треков мюонов (на уровне 92–94%) в условиях присутствия электромагнитного сопровождения (рис.23) [12].

Адронный ливень рождается взаимодействием заряженных пионов с веществом поглотителя калориметров (EE, HE). Вторичные частицы этого взаимодействия могут проникать и регистрироваться в ME1/1. Необходимые измерения были выполнены вместе с измерениями электромагнитного сопровождения на той же экспериментальной установке [17]. Было исследовано взаимодействие π^+ (энергий 50, 100, 150, 300 ГэВ/с) для HE+ME1/1' и энергий 300 ГэВ для EE+HE+ME1/1'. Для корректного анализа мюонные события в первичном пионном пучке ($\approx 10\%$), были подавлены по величине отклика в HE (<70 fC). На рис. 24 представлена вероятность регистрации утечек адронного ливня в ME1/1'. Как видно из рисунка пионы

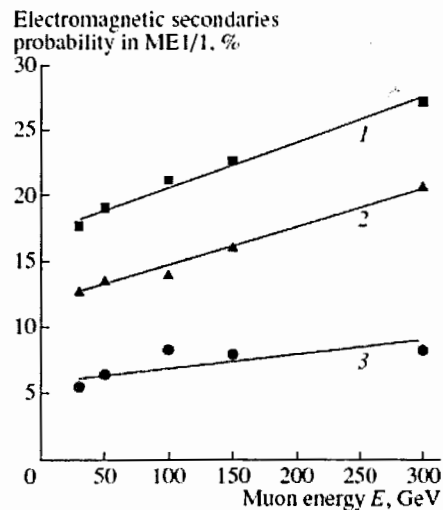


Рис. 22 Доля событий с электромагнитным сопровождением в ME1/1' в зависимости от энергии мюона. 1-ME1/1 смонтирована на HE, 2-ME1/1' за магнитом, 3-смонтирована на HE (электромагнитное сопровождение из HE)

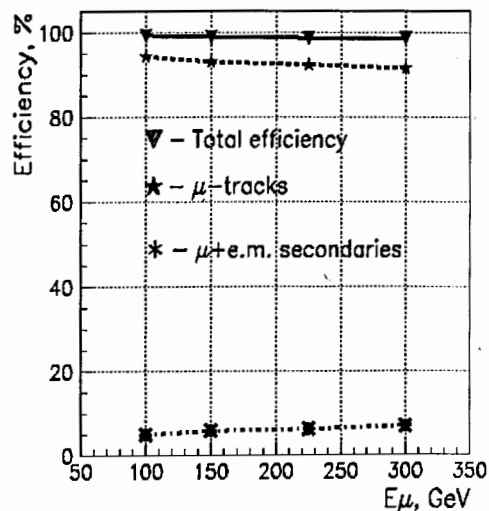


Рис.23 Зависимость эффективности реконструкции мюонных треков от их энергии

300 ГэВ/с порождают 38% событий в ME1/1' для HE+ME1/1' и 17% для EE+HE+ME1/1' [17].

Влияние некоррелированного фона на характеристики камеры исследовалось на прототипах P3 и P4 (с электроникой КАТОД-1 [С3]) с помощью пионного пучка высокой интенсивности на канале H2, ЦЕРН [18], а также в ЛФЧ ОИЯИ на космических лучах [18] с помощью модернизированного прототипа P0 (с электроникой GASPLEX [С8]) с окном в первой плоскости для подсветки радиоактивным источником (рис.25), где ХТ - рентгеновская трубка (Cu Kα, 8 КэВ) или радио-активный источник Ru-106/Fe-55 S1, S2 - сцинтилляционные счетчики; CSC – пропорциональная камера с катодным считыванием).

На рис. 26 представлено влияние некоррелированного фона (для прототипа P0) на распределение ошибок измерений координаты космического мюона, на рис. 27 представлено отношение числа событий с некоррелированным фоном к общему числу событий для различной электроники считывания.

Исследование влияния некоррелированного фона на прототипах P3 и P4 показало (рис.28), что при загрузках ~ 100 кГц/канал (1 кГц/см^2):

- координатное разрешение для одной плоскости камеры равно $\sigma \sim 70$ мкм при эффективности реконструкции треков пионов $\sim 96\%$;
- эффективность регистрации треков для одной плоскости камеры по информации с быстрых катодных каналов (с точностью $\pm 0,5$ ширины стрипа) составила величину $\sim 94\%$.

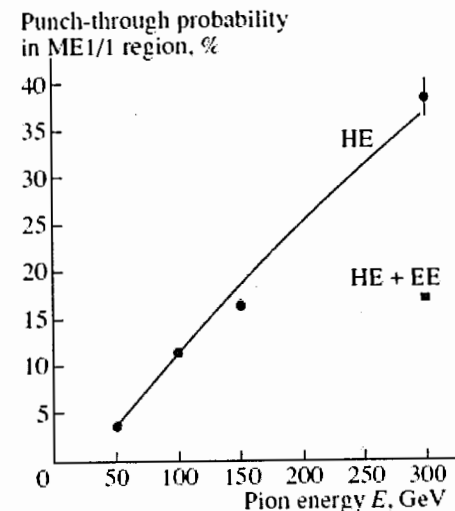


Рис. 24 Доля событий с утечками адронного ливня в ME1/1' в зависимости от энергии пионов для HE+ME1/1 конфигурации (окружности) и EE+HE+ME1/1 (квадрат)

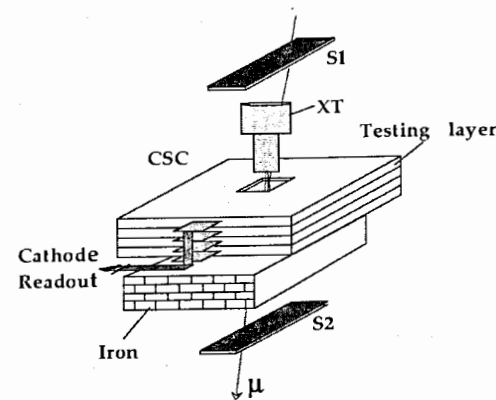


Рис. 25 Схема исследования прототипа P0 на стенде ЛФЧ ОИЯИ

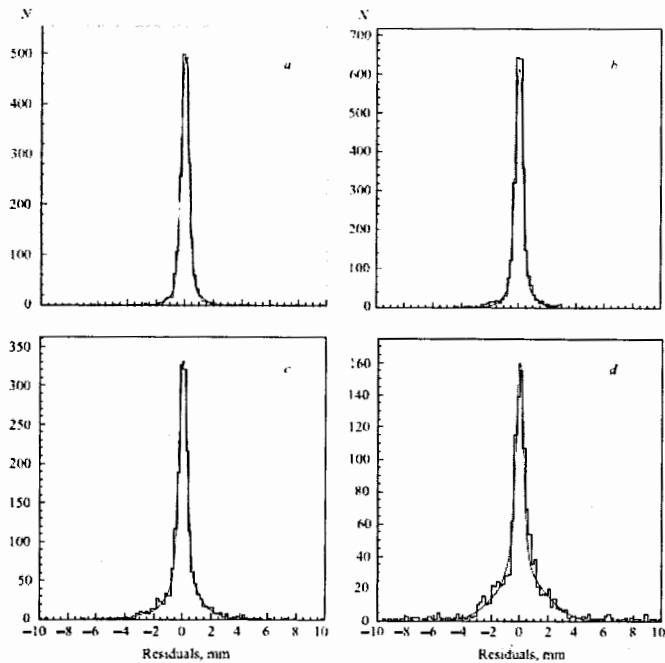


Рис. 26 Влияние некоррелированного фона (прототип P0) на распределение ошибок измерений координаты космического мюона, а) уровень фона -0 кГц/стрип, б) 16 кГц/стрип, в) 38 кГц/стрип, д) 90 кГц/стрип

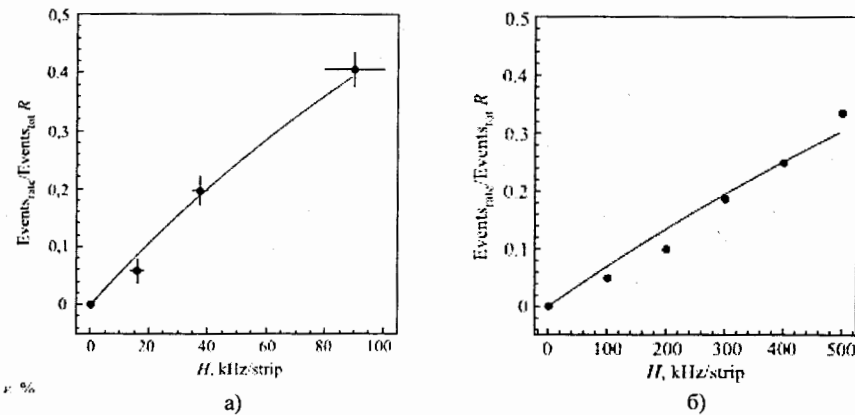


Рис. 27 Отношение числа событий с некоррелированным фоном к общему числу событий для различной электроники считывания (а) –GASPLEX, б) –KATOD1)

Исследования прототипа P3 на стенде «Gamma irradiation facility» (GIF, ЦЕРН) с высокоинтенсивным гамма источником Cs^{137} ($N=2 \times 10^6$ $\gamma/\text{с} \times \text{см}^2$, $E_\gamma=662$ кэВ) дали возможность изучить нагрузочную способность камеры в условиях близких к LHC. Дegradация временного разрешения камеры при считывании информации с анодных проводочек исследовалась в зависимости от интенсивности некоррелированного фона, создаваемого гамма источником. Набор поглощающих фильтров с диапазоном ослабления $K=1-10^4$ обеспечивал изменение интенсивности фонового излучения. Фактор ослабления $K=34 \pm 1$ соответствует максимальной величине ожидаемых нагрузок для мюонной станции ME1/1 ~ 100 кГц на канал считывания.

Полученные результаты демонстрируют работоспособность камеры и электроники считывания при фоновых нагрузках более чем на порядок превышающих ожидаемые в эксперименте. Временное разрешение камеры начинает деградировать при факторе ослабления 10. Фоновые загрузки при этом превышают ожидаемые в 3,5 раза (рис.29) [C2, 19].

Прототип P4 [8] представляет собой шестислойный полномасштабный прототип камеры мюонной станции ME1/1. Особенность P4 состоит в том, что он создан с использованием технологии,

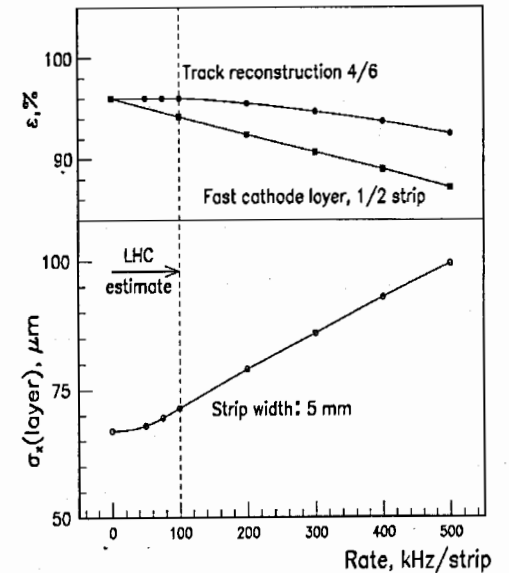


Рис.28 Зависимость координатного разрешения для одной плоскости камеры и эффективности реконструкции мюонов от величины некоррелированного фона для прототипа P4

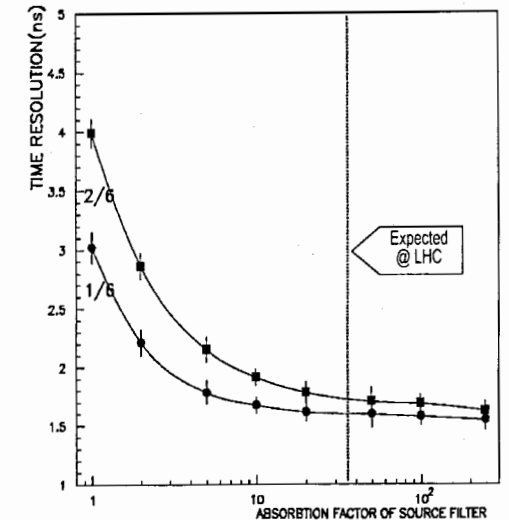


Рис.29 Зависимость временного разрешения прототипа P3 от величины некоррелированного фона

материалов и оборудования, предназначенных для серийного изготовления камер. Величина зазора анод-катод увеличена до 3,0 мм. Скорректирован угол наклона анодных проволочек. Изменено количество каналов считывания со стрипов для каждой плоскости — в верхней части камеры стало 80 каналов, а в нижней — 48.

Катодная информация считывалась с помощью 96-канальной системы, разработанной на базе микросхем КАТОД-1 и КАТОД-3. Для регистрации информации с анодных проволочек была разработана 24 канальная плата на основе микросхемы АНОД.

Прототип Р4 был исследован в мюонном пучке (канал Н2, ЦЕРН) при наличии магнитного поля величиной ~ 3 Тл.

Экспериментальные результаты, характеризующие работу прототипа Р4 в зависимости от значений высокого напряжения на камере (газового усиления Gas gain), представлены на рис.30 [С2, 8].

Проведен ряд экспериментов по изучению характеристик прототипа Р4 в условиях, приближенных к реальным, в установке CMS. В отсутствие коррелированного фона определены основные значения параметров камеры. Показано, что при использовании газовой смеси Ar(30%)+CF₄(10%)+

CO₂(60%), газовом усилении ~ 6x10⁴, наличии магнитного поля величиной ~ 3 Тл и величине некоррелированных фоновых нагрузок до 100 кГц на канал регистрации камера обеспечивает:

- координатное разрешение для мюонов σ не хуже 100 мкм на одну плоскость камеры (субкамеру) при эффективности реконструкции треков ~ 96%;
- временное разрешение камеры по анодным каналам регистрации — σ ~ 3 нс и быстрым катодным каналам — σ ~ 4,5 нс;
- точность определения координаты трека на плоскость камеры (субкамеру) по быстрым сигналам со стрипов равна σ ~ 0,54 мм при эффективности регистрации в пределах $\pm 1/2$ ширины стрипа ~ 94%.

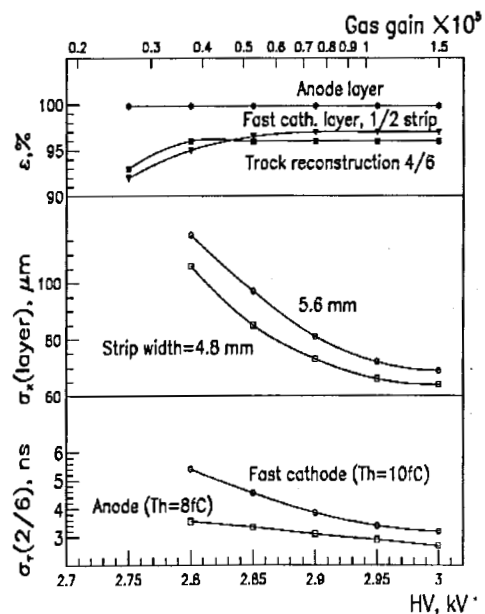


Рис.30 Зависимость эффективности регистрации, координатного и временного разрешения прототипа Р4 от высокого напряжения на камере (коэффициента газового усиления)

Выполненное исследование позволило оптимизировать структуру станции ME1/1. Отдельная станция состоит из 36 камер трапецеидальной формы каждая из которых содержит шесть субкамер, в которых расстояние между анодом и катодом равно 3,5 мм, расстояние между анодными проволоками равно 2,5 мм, проволоки повернуты на угол 29°. Верхняя часть субкамеры содержит 64 катодных стрипа, нижняя — 48. Общая чувствительная площадь камер около 34 м².

Комплексное тестирование установки CMS (на поверхности) с включённым магнитным полем (рис. 31) выполнено на космическом мюонах в период проведения Magnet Test and Cosmic Challenge (MTCC). На рис. 32 (а) представлена зависимость координатной точности от радиуса при номинальном магнитном поле 3 Тл (в районе ME1/1) и напряжении 2.95 кВ. Получено отличное совпадение с результатами 2004 года. Подчеркнём, что видимое различие в 10 мкм объясняется различием высокого напряжения в 50 В. На рис.32 (б) представлена зависимость эффективности реконструкции трека в ME1/1 от высокого напряжения [20].

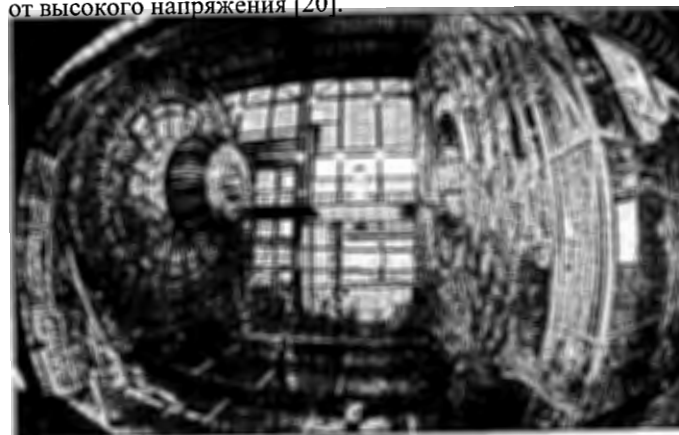


Рис. 31 Фрагменты торцевой и центральной частей установки CMS в период подготовки MTCC

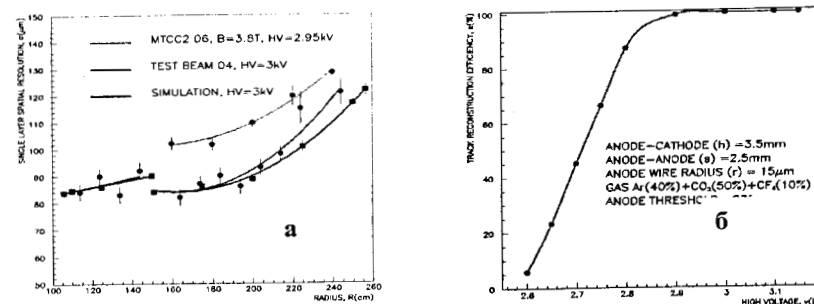


Рис. 32 Зависимость координатной точности отдельной субкамеры от радиуса (а) и зависимость эффективности реконструкции трека в ME1/1 от высокого напряжения (б)

Четвертая глава посвящена проблеме определения параметров локальных систем координат детекторов в общей системе координат установки (alignment).

Предположим, что задана некоторая декартова система координат XYZ, в которой расположены m детекторов. С каждым детектором связана локальная система координат $X_i Y_i$ ($i=1, 2, \dots, m$) такая, что для плоскости $X_i O_i Y_i$ угол нутации равен нулю, при этом каждая локальная система координат $X_i Y_i$ повернута относительно XY на угол α_i , начало O_i имеет координаты (S_i^x, S_i^y, Z_i) . Не ограничивая общности рассуждений, заменим Z_i на k_i ($k_i = \frac{Z_i - Z_1}{Z_m - Z_1}$). Параметры $\alpha_i, S_i^x, S_i^y, k_i$ могут быть найдены из условия минимума функционала

$$\phi = \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^{m-1} \left[y_{ij} \cos \alpha_i + x_{ij} \sin \alpha_i + S_i^y - (1 - k_i)(y_{1j} + \varepsilon_{1j}^y) \cos \alpha_1 + (x_{1j} + \varepsilon_{1j}^x) \sin \alpha_1 + S_1^y \right]^2 + \left[-k_i((y_{mj} + \varepsilon_{mj}^y) \cos \alpha_m + (x_{mj} + \varepsilon_{mj}^x) \sin \alpha_m + S_m^y) \right]^2 + \sum_{j=1}^N \sum_{i=2}^{m-1} \left[x_{ij} \cos \alpha_i - y_{ij} \sin \alpha_i + S_i^x - (1 - k_i)(x_{1j} + \varepsilon_{1j}^x) \cos \alpha_1 - (y_{1j} + \varepsilon_{1j}^y) \sin \alpha_1 + S_1^x \right]^2 + \left[-k_i((x_{mj} + \varepsilon_{mj}^x) \cos \alpha_m - (y_{mj} + \varepsilon_{mj}^y) \sin \alpha_m + S_m^x) \right]^2,$$

где

- N – количество прямолинейных треков, пересекающих m локальных систем координат;
- x_{ij} (y_{ij}) – зарегистрированные координаты (j – номер трека, i – номер детектора);

ε^x (ε^y) – случайная ошибка измерения X(Y) координаты с нулевым средним.

После упрощений из условия минимума ϕ получается окончательная система уравнений

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^m c_{li} (\alpha_i - \alpha_1) \left[\sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^N (x_{kj} x_{ij} + y_{kj} y_{ij} - x_{ik} x_{ij} - y_{ik} y_{ij}) - (\delta_{li} + \delta_{mi})(\delta_{li} + \delta_{mi}) N(N-1)(D_i^x + D_i^y) \right] = \\ & \sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^N c_{li} (x_{ij} y_{kj} - x_{kj} y_{ij} + x_{ik} y_{ij} + x_{ik} y_{ij} - x_{ij} y_{ik}), \\ & \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^N (x_{ij} \sin \alpha_i + y_{ij} \cos \alpha_i + S_i^y) c_{li} = 0, \\ & \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^N (x_{ij} \cos \alpha_i - y_{ij} \sin \alpha_i + S_i^x) c_{li} = 0, \\ & \sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^N c_{li} [(\alpha_i - \alpha_1)(x_{ij} y_{kj} - y_{ij} x_{kj} + y_{ij} x_{ik} - x_{ij} y_{ik}) - (\alpha_i - \alpha_m)(x_{ij} y_{mj} - y_{ij} x_{mj} + y_{ij} x_{mk} - x_{ij} y_{mk})] = \\ & \sum_{i=1}^m c_{li} \left[\sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^N (x_{ij} x_{kj} + y_{ij} y_{kj} - x_{ik} x_{ij} - y_{ik} y_{ij}) - \delta_{li} N(N-1)(D_i^x + D_i^y) \right] - \\ & \sum_{i=1}^m c_{li} \left[\sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^N (x_{ij} x_{mj} + y_{ij} y_{mj} - x_{ij} x_{mk} - y_{ij} y_{mk}) - \delta_{mi} N(N-1)(D_m^x + D_m^y) \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

где D_i^x и D_i^y — дисперсии ошибок измерений, $l=1, 2, \dots, m$, c_{li} — элементы матрицы

$$C = \begin{pmatrix} -\sum_{i=2}^{m-1} (1-k_i)^2, (1-k_2), (1-k_3), \dots, (1-k_{m-1}), -\sum_{i=2}^{m-1} k_i(1-k_i) \\ -(1-k_2), 1, 0, \dots, 0, -k_2 \\ \vdots \\ -(1-k_{m-1}), 0, 0, \dots, 1, -k_{m-1} \\ -\sum_{i=2}^{m-1} k_i(1-k_i), k_2, k_3, \dots, k_{m-1}, -\sum_{i=2}^{m-1} k_i^2 \end{pmatrix}.$$

Первые три уравнения системы (1) соответствуют задаче поиска α_i, S_i^x, S_i^y .

Таким образом, решение этой традиционной задачи, связанное с решением нелинейной системы уравнений, практически свелось к решению линейных систем [21, 22]. Анализ рангов соответствующих матриц даёт следующее:

- для углов поворота α_l ($l=1, 2, \dots, m$) необходимо, чтобы один из этих углов был задан;
- для определения всех S_i^x (S_i^y) необходимо задать два из них;
- для определения всех z_i необходимо также задать два из них.

Заметим, что определение необходимых параметров возможно при условии, что траектории частиц неколлинеарны и дисперсии координат треков в каждом детекторе ненулевые.

Включение в исходный функционал (ϕ) независимых случайных ошибок ($\varepsilon_1, \varepsilon_m$) является необходимым условием корректного применения метода наименьших квадратов. Игнорирование их приводит к потере свойства состоятельности оценок определяемых параметров. Аналогичный подход был применен для восстановления передаточных функций [23, 24] дрейфовых камер установки «Нейтронный детектор», что также обеспечило состоятельность реконструированных параметров.

В этой главе предложен и протестирован метод восстановления необходимых параметров для детекторов станции ME1/1 [2, 25]. Исследовано качество производства и сборки катодно-стриповых камер мюонной станции ME1/1. Описаны аппаратные возможности контроля положения детекторов CMS на базе специализированной лазерной системы.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

1. Теоретически и экспериментально исследовано применение катодно-стриповых камер для высокоточной реконструкции координат мюонов и времени пролета в торцевых областях детекторов на Большом Адронном Коллайдере (LHC):
 - а. Выполнено теоретическое исследование методов перехода от сигналов к координате в CSC и влияния основных параметров камеры (геометрия, газовое усиление, шум канала электроники) на координатную точность в условиях неоднородного магнитного поля (до 3 Тл), электромагнитного сопровождения и фоновых загрузок CMS (до 1 кГц/см²). Предложенные методы оптимизации геометрических параметров камер и компенсации влияния магнитного поля CMS на координатную точность экспериментально подтверждены. Выполнена оптимизация геометрических параметров камеры;
 - б. Разработанное программное обеспечение применено для анализа экспериментальных данных прототипов камер станции ME1/1;
 - в. Разработана программа моделирования координатного разрешения катодно-стриповой камеры. Результаты моделирования подтверждены экспериментальными исследованиями;
 - г. Точностные и временные параметры катодно-стриповых камер ME1/1 в условиях торцевых областей CMS исследованы экспериментально и полностью соответствуют требованиям эксперимента;
 - е. Для установок типа "телескоп" впервые разработан оригинальный математический анализ задачи определения параметров локальных систем координат детектора в общей системе координат установки. Выполнено необходимое исследование для станции ME1/1;
2. Результаты исследований вошли в основные документы эксперимента CMS. "The Compact Muon Solenoid Technical Proposal" [C12], "CMS. The Muon Project, Technical Design Report" [C3] "CMS. Detector Performance and Software. Physics Technical Design Report, Volume I" [C13] и легли в основу разработки и создания прецизионной мюонной станции (ME1/1), которая обеспечивает точность реконструкции координаты мюона не хуже 75 мкм (при эффективности реконструкции трека выше 90%) [C14] и времени пролета лучше 4 нс, что обеспечивает импульсное разрешение $\approx 10\%$ для мюонов 1 ТэВ/с и точность восстановления массы в димюонных событиях ($\approx 1\%$ для 100 ГэВ/с²);

3. Разработанные методы, помимо CSC, применимы для:

- газовых детекторов, принцип действия которых основан на анализе наведённого заряда на сегментированном катоде (Gas Electron Multiplier, micromegas, Time Projection Chamber, ...);
- предливневых детекторов с сегментированной детектирующей частью;
- проективных калориметров для восстановления координат центра ливня;
- дрейфовых камер для восстановления передаточной функции.

Цитированная литература

- C1. G. L. Bayatian, ..., P. V. Moisez et al., CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., Vol. 34, № 6, 2007, pp. 995–1519
- C2. R. Adolphi, ..., P. Moisez et al., The CMS experiment at the CERN LHC, Journal of Instrumentation (JINST), Vol. 3, S08004, 2008, pp. 1–263
- C3. G.L. Bayatian, ..., P.V. Moisez et al. CMS. The Compact Muon Solenoid. Muon Technical Design Report, CERN/LHC 97-32 CMS TDR 3, 15 December 1997.
- C4. GEANT3: CERN Program Library, entry W5013, CERN, Geneva, Switzerland (1993).
- C5. I. Smirnov, HEED: Simulation of ionization losses in gas mixture, version 1.01 (1996)
- C6. S. F. Biagi, Accurate solution of the Boltzmann transport equation, Nucl. Instr. & Methods A283 (1989) pp 716-722.
- C7. И.А. Голутвин, А.В. Зарубин, В.Ф. Конопляников, П.В. Моисенз, С.В. Шматов, Измерение пространственного разрешения торцевой части адронного калориметра CMS по результатам испытаний на пучке CMS HCAL 2003 года, Письма в ЭЧАЯ. 2008. Т.5, №4(146), С.642–647.
- C8. J.C.Santiard et al., Gasplex a low-noise analog signal processor for read-out gaseous detectors. ECP/94-17, CERN, 1994.
- C9. P. Jaron and M. Goyot. A fast current sensitive preamplifier (MSD-2) for the silicon microstrip detector, Nucl.Inst. and Meth. 226 (1984) pp.156-162.
- C10. V. Tchekhovski Status of ME1/1 Chip Design in Minsk, Proc. Of the 2nd Annual RDMS CMS Collaboration Meeting, Dec. 16–17, 1996, CERN, 1996, p.439.
- C11. Yu. Erchov, ..., P. Moisez et al., Cathode Strip Chamber for CMS ME1/1 Endcap Muon Station, Письма в ЭЧАЯ. 2006. Е.3, №3(132). С.73–80.

- C12. G.L. Bayatian, ..., P.V. Moisenz et al., CMS. The Compact Muon Solenoid. Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38 LHCC/P1, 15 December 1994.
- C13. G.L. Bayatian, ..., P.V. Moisenz et al., CMS. Detector Performance and Software. Physics Technical Design Report, Volume I, CERN/LHCC 2006-001 CMS TDR 8.1, 2 February 2006.
- C14. S. Chatrchyan, ..., P. Moisenz et al., Performance of the CMS cathode strip chamber with cosmic rays, Journal of Instrumentation (JINST), Vol. 5, T03018, 2010, pp. 1–39.

Диссертация основывается на следующих опубликованных работах:

1. К.А.Зубов, В.Ю.Каржавин, С.А.Мовчан и П.В.Моисенз, Математическое обеспечение многопроволочной пропорциональной камеры с катодным считыванием информации, Сообщение ОИЯИ P10-99-118, Дубна, 1999.
2. I.Golutvin, ..., P. Moisenz et al., Cathode strip chamber data analysis, Proceedings of the 7th International Conference on Advanced Technology @ Particle Physics (ICATPP-7), World Scientific, 2002, pp.282–288.
3. P. Aspell, ..., P. Moisenz et al., Energy and spatial resolution of a Shashlik calorimeter and silicon preshower detector, Nucl. Inst. and Meth. A364 (1995) pp.473–487.
4. A. Cheremukhin, ..., P. Moissenz et al., Beam test results of a preshower detector with silicon strips as the active media, CERN-ECP-94-09, Geneva, Switzerland, 1994. Presented at 1st International Conference of Radiation Hardness and Large Scale Application of Semiconductor Detectors, 5-11 July 1993, Florence, Italy.
5. RD36 Collaboration (P. Moisenz), Proceeding of 4th International Conference in High Energy Energy Physics, Isola d'Elba (1993), Italy, p. 158-164.
6. RD36 Collaboration (P. Moisenz), Proceeding of Fifth International Conference on Calorimetry in High Energy Energy Physics, Brookhaven National Laboratory, September 25 – October 1 (1994), USA, p. 177-184.
7. Ю.В.Ершов, И.А.Голутвин, В.Ю.Каржавин и др., Р3-полномастбный прототип КСК ME1/1, Сообщение ОИЯИ E13-99-296, Дубна, 1999.
8. Ершов Ю.В., Глonti Л.Н., Голутвин И.А., ..., Моисенз П.В. и др., Р4-предсерийный прототип КСК ME1/1, Сообщение ОИЯИ E13-2000-26, Дубна, 2000.
9. S.Movchan, K. Moissenz and P. Moissenz, Cathode Strip Chamber Transmission Function and Single Layer Spatial Resolution for Clusters with Overflow. JINR P10-2000-108, Dubna, Russia, 2001.
10. C.Albajar, ..., P. Moisenz et al., Electromagnetic secondaries in the detection of high energy muons, Nucl.Inst. and Meth. A364 (1995) pp.473–487.

11. S. Movchan, P. Moissenz and S. Khabarov, The Influence of Readout Number of Samples in Analog Pipeline to Muon Spatial and Timing Resolution of Cathode Strip Chamber of the Compact Muon Solenoid Set Up (CMS). JINR P10-2000-183, Dubna, Russia, 2000.
12. I. Golutvin, I. Gramenitsky, P. Moissenz et al., Increasing of muon track reconstruction efficiency in ME1/1 Dubna prototype for the CMS/LHC, Краткие сообщения ОИЯИ №1[93]-99 С.48-55.
13. П.В. Моисенз, Е.М. Негодаева, Катодно-стриповые камеры ENDCAP CMS. Работа в магнитном поле. Препринт №47, ФИАН, Москва, 1998.
14. С.А. Мовчан, П.В. Моисенз, Методика вычисления угла наклона анодной проволоки первой мюонной станции (ME1/1) установки Компактный мюонный соленоид (CMS), Письма в ЭЧАЯ. 2001. №4[106] С.82–92.
15. И.А. Голутвин, И.М. Граменицкий, В.Ю. Каржавин, А.В. Зарубин, П.В. Моисенз, С.А. Мовчан и др., Временное разрешение камер с сегментированным катодом мюонной станции ME1/1 компактного мюонного соленоида и идентификация момента взаимодействия пучков коллайдера, Письма в ЭЧАЯ, 2001, №4[107], стр.54–62. CMS Collaboration (P. Moisenz), Cathode strip chamber for the CMS endcap muon system, Nucl.Inst. and Meth. A384 (1996) pp.207–210.
16. Yu. Erchov, I. Golutvin, N. Gorbunov, ..., P. Moisenz et al., Cathode strip chamber performance of the CMS ME1/1 muon station, Proceedings of the 7th International Conference on Advanced Technology @ Particle Physics (ICATPP-7), World Scientific, 2002, pp.347–351.
17. Belotelov, A. Golunov, I. Golutvin, ..., P. Moisenz et al., Electromagnetic Secondaries and Punch-Through Effects in the CMS ME1/1, Physics of Particles and Nuclei Letters, Vol. 4, No. 4, JINR, Dubna, Russia, 2007, pp.343–349.
18. I. Golutvin, N.V. Gorbunov, V. Yu. Karjavin, V.S. Khabarov, G.V. Mescheriakov, P.V. Moissenz, S.A. Movchan et al., The rate capability of the CSC readout electronics, Письма в ЭЧАЯ. №4[107]-2001, С.45–53.
19. Golutvin, ..., P. Moisenz et al., Study of the Anode Self-trigger ability of the ME1/1 CMS Endcap Cathode Strip Chamber, Письма в ЭЧАЯ. 2007. Т.4, №3(139) С.428–437.
20. I. Golutvin, ..., P. Moisenz et al., ME1/1 Cathode Strip Chamber for CMS Experiment, Письма в ЭЧАЯ. 2009. Т.6, №4, С.566–571.
21. Ю.Л. Вертоградова, И.М. Иванченко, П.В. Моисенз. Определение параметров локальных систем координат дискретных детекторов. ОИЯИ, P10-89-149, Дубна, 1989.
22. P.V. Moissenz, Determining the Local Coordinate System Parameters of Detectors. In Proceeding of the International Conference on Computing in High Energy Physics'92, pp. 316–318, Annecy, France, 21–25 September 1992, CERN 92-07, Geneva, Switzerland, 21 December 1992.

23. И.М. Иванченко, П.В. Моисенз Об одном методе определения параметров передаточной функции для дрейфовых камер установки Нейтринный детектор. ОИЯИ, 310-89-148, Дубна 1989.
24. I. Ivanchenko, P. Moissenz About One Method for Determining Transmission Function Parameters for Drift Chambers of the Neutrino Detector Type. Computing in High Energy Physics 91, pp. 511–514, Tsucuba, Japan, 1991.
25. S. Movchan, K. Moissenz and P. Moissenz, Alignment of the First Muon Station (ME1/1) of the Compact Muon Solenoid Set-up (CMS). JINR P10-2001-50, Dubna, Russia, 2001.

Получено 4 июня 2010 г.