

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
“ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б. П. КОНСТАНТИНОВА”

На правах рукописи

УДК 539.1.074:621.382

Кашук Анатолий Петрович

**МЮОННЫЙ ДЕТЕКТОР LHCb-СПЕКТРОМЕТРА.
РАЗРАБОТКА, ИССЛЕДОВАНИЕ, ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ И
РЕЖИМА РАБОТЫ КАМЕР С ПАДОВОЙ СТРУКТУРОЙ РАЗЛИЧНОЙ
ГРАНУЛЯРНОСТИ**

01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
доктора технических наук

Гатчина
2014

Содержание	
Введение.....	8
1. Большой адронный коллайдер.....	8
2. Эксперимент ЛHCб на Большом адронном коллайдере.....	13
<u>Глава 1. Задачи и структура мюонного детектора ЛHCб-спектрометра.</u>	
Теоретические положения и принципы построения высокоэффективных быстродействующих мюонных камер.....	23
1.1. Задачи мюонного детектора ЛHCб-спектрометра.....	23
1.2. Структура и принципы построения мюонного детектора ЛHCб- спектрометра.....	27
1.2.1. Временное разрешение мюонного детектора – определение.....	33
1.2.2. Пространственное разрешение мюонного детектора – определение.....	34
1.2.3. Требования к быстродействию мюонного детектора.....	34
1.3. Многопроволочная пропорциональная камера – базовая технология для создания высокоэффективных мюонных камер.....	35
1.4. Принципы построения мюонных камер с падовой структурой различной гранулярности.....	37
1.5. Выбор рабочего зазора камеры.....	39
1.5.1. Удвоение ионизации в рабочем зазоре – ключевая концепция для построения высокоэффективных быстродействующих мюонных камер с высоким временным разрешением.....	43
1.5.2. Эффективность регистрации частицы на временном интервале $\Delta t < 25$ нс – специальная норма.....	47
1.5.3. Двухслойная мюонная камера как модуль и его свойства.....	49
1.5.4. Четырехслойная мюонная камера – повышение надежности.....	53
1.5.5. Другие схемы с увеличением числа кластеров первичной ионизации в зазоре.....	55
1.6. Пространственная гранулярность и ширина пространственного кластера – специальная характеристика и ее норма.....	56
1.6.1. Емкостные кросстоки в падовых камерах различной гранулярности.....	58
1.7. Оценка влияния на быстродействие многопроволочной камеры пространственного заряда положительных ионов, накапливаемых в зазоре при высоких нагрузках.....	60
1.8. Статистика просчетов из-за мертвого времени канала регистрации.....	62
1.8.1. Неэффективность мюонных камер, обусловленная просчетами...	66
Приложение 1.....	68
П1.1. Электрические поля на электродах многопроволочной пропорциональной камеры.....	68

П1.2. Выбор диаметра сигнальных проволочек.....	69
П1.3. Выбор диаметра охранных проволочек.....	69
П1.4. Выбор шага проволочек.....	70
П1.5. Выбор длины проволочек.....	70
П1.6. Чувствительность камеры к конструктивным несовершенствам..	71
П1.7. К оценке влияния на газовое усиление пространственного заряда.....	73
П1.8. Аналитическая формула пространственного распределения индукции заряда лавины на катод.....	74
Положения главы 1 диссертации, выдвигаемые на защиту.....	76
<u>Глава 2. Исследование на пучках прототипов и опытных образцов многослойных камер с падовой структурой различной гранулярности для мюонного детектора эксперимента LHCb.....</u>	78
2.1. Аprobация проводного объединения двух слоев для удвоения ионизации.....	78
2.2. Исследование на пучках прототипов двухслойных симметричных камер с проволочными падами с удвоением ионизации в зазоре.....	81
2.2.1. Конструкция камер-прототипов и условия измерения основных характеристик.....	81
2.2.2. Результаты измерения временного разрешения и эффективности регистрации частиц на временном интервале $\Delta t < 25$ нс.....	83
2.2.3. Время ухода электронов из рабочего зазора камеры.....	88
2.2.4. Результаты измерения ширины пространственного кластера и электрических кросстоков.....	92
2.3. Исследование на пучках прототипов двухслойных симметричных камер с катодными падами различной гранулярности с удвоением ионизации в зазоре.....	95
2.3.1. Минимизация емкостных связей в конструкции камер.....	95
2.3.2. Ограничение размеров катодного пада принятой нормой ширины пространственного кластера.....	101
2.3.3. Измерение ширины пространственного кластера.....	102
2.3.4. Четырехслойные камеры-прототипы с катодными падами.....	103
2.3.4.1. Особенности конструкции.....	103
2.3.5. Результаты измерения временного разрешения и эффективности регистрации на временном интервале $\Delta t < 25$ нс.....	106
2.3.6. Время ухода электронов из рабочего зазора камеры.....	113
2.4. Исследование на пучках прототипов двухслойных симметричных камер комбинированного (смешанного) типа с удвоением ионизации в зазоре.....	114
2.4.1. Особенности конструкции исследуемых камер-прототипов.....	115
2.4.2. Основные характеристики двухслойной камеры.....	115
2.4.3. Основные характеристики четырехслойной камеры.....	120
2.4.4. Результаты измерения эффективности регистрации мюонов высоких энергий камерами комбинированного (смешанного) типа при	

высоких фоновых загрузках.....	126
2.5. Сравнительное исследование на пучке двухслойной асимметричной камеры и суперсимметричной камеры с катодными падами..	127
2.5.1. Особенности конструкции камеры-прототипа.....	127
2.5.2. Обсуждение результатов сравнительных измерений и выводы....	130
2.6. Сравнительное исследование двух- и трехкаскадного детектора заряженных частиц на основе газового электронного умножителя (ГЭУ).....	134
2.7. Результаты исследования радиационного старения камер мюонного детектора.....	142
2.8. Увеличение шага проволочек и уменьшение добавки CF_4 к газовой смеси в окончательной конструкции мюонных камер – проверка основных характеристик.....	145
2.8.1. Комментарий к работе [73].....	151
Положения главы 2 диссертации, выдвигаемые на защиту	153
<u>Глава 3. Массовое производство камер мюонного детектора.</u>	
Аппаратура и методы контроля качества производства.....	155
3.1. Особенности конструкции камер внутренних регионов мюонного детектора.....	156
3.2. Элементы конструкции и технологии производства четырёхслойных камер.....	158
3.3. Элементы конструкции и технологии производства двухслойных камер.....	164
3.4. Технологическое оборудование и оснастка для массового производства камер.....	165
3.4.1. Аппаратура контроля шага проволочек.....	165
3.4.2. Приборы контроля натяжения проволочек.....	167
3.4.3. Контроль герметичности камер.....	173
3.5. Ускоренный вывод новых камер в область рабочих и максимальных напряжений.....	175
3.6. Обнаружение и подавление паразитной эмиссии с катода в некоторых камерах.....	183
Приложение 3.....	193
ПЗ.1. Панели с пенополиуритановым наполнением.....	193
ПЗ.2. Технологическое оборудование и технологическая оснастка.....	194
ПЗ.3. Проверка однородности газового усиления.....	199
ПЗ.3.1. Измерение тока, созданного гамма-источником ^{137}Cs	199
ПЗ.3.2. Измерение амплитудных спектров, созданных источником ^{241}Am	200
ПЗ.4. Хранение камер.....	201
Положения главы 3 диссертации, выдвигаемые на защиту	202
<u>Глава 4. Разработка электроники, обеспечивающей высокое временное разрешение камер мюонного детектора и близкую к 100% эффективность регистрации частиц на временном интервале 25 нс.....</u>	204
4.1. 16-канальная плата детекторной электроники ASDQ++.....	205

4.1.1. Результаты измерения радиационной стойкости ASDQ++.....	209
4.2. Специализированная радиационно стойкая 8-канальная микросхема CARIOCA.....	210
4.2.1. Микросхема CARIOCA–GEM.....	214
4.3. Специализированная радиационно стойкая 16-канальная микросхема DIALOG.....	215
4.4. 16-канальная плата детекторной электроники CARDIAC.....	217
4.4.1. Зарядовая чувствительность канала регистрации CARDIAC.....	218
4.5. Новый метод реконструкции шумовых распределений в ядерной электронике.....	222
4.5.1. Частота Райса – интенсивность шумового счета при нулевом пороге.....	224
4.5.2. Определение частоты Райса через эквивалентную шумовую полосу частот.....	226
4.5.3. Аналитическое определение частоты Райса для зарядо- чувствительного усилителя с формированием CR-RC2.....	228
4.5.4. Определение параметров шумовых распределений на входе предусилителя и на выходе дискриминатора.....	230
4.5.4.1. Метод фитирования.....	230
4.5.4.2. Метод линеаризации и центрирования.....	233
4.5.5. Пример наилучшего согласования усилителя с детектором.....	234
4.6. Результаты измерения эквивалентного шумового заряда усилителей микросхемы CARIOCA в лаборатории.....	235
Приложение 4.....	238
П4.1. Сигналы в цепях анодных и катодных каналов проволочной камеры.....	238
П4.2. Метод формирования сигнала с подавлением ионного хвоста....	240
П4.3. Стабилизация базовой линии канала регистрации при высоких загрузках.....	242
П4.4. Спектральные характеристики двух схем съема сигнала в проволочной камере – с катода и с анода.....	244
П4.5. Оптимальное формирование для временных измерений.....	246
П4.6. Зарядовая чувствительность, пиковое время, баллистический дефицит, сигнальная полоса частот, эквивалентная шумовая полоса частот...	251
П4.7. Схемотехника узлов микросхемы CARIOCA.....	252
П4.8. Радиационно стойкие стабилизаторы питания детекторной электроники.....	256
П4.9. Формулы Райса.....	257
Положения главы 4 диссертации, выдвигаемые на защиту	262
<u>Глава 5. Предустановочные тесты мюонных камер. Оптимизация режима работы мюонного детектора в шахте.....</u>	264
5.1. Экспериментальная установка для тестирования камер на космических лучах в лаборатории.....	265
5.2. Экспериментальная установка для тестирования камер	

на интенсивном источнике гамма излучения.....	267
5.3. Преустановочные измерения и тесты камер M2R1, M3R1, M2R2, M3R2, M4R1, M5R1 внутренних регионов мюонного детектора.....	269
5.3.1. Четырехслойные камеры M4R1 и M5R1 с катодными падами.....	269
5.3.1.1. Основные параметры конструкции камер.....	269
5.3.1.2. Измерение емкостей $C_{дет}$	269
5.3.1.3. Измерение шумовых характеристик.....	272
5.3.1.4. Тесты на космических лучах.....	273
5.3.1.5. Тесты на интенсивном гамма-источнике.....	276
5.3.2. Четырехслойные камеры комбинированного (смешанного) типа M2R1 и M3R1 с катодными падами и проволочными стрипами.....	279
5.3.2.1. Основные параметры конструкции камер.....	279
5.3.2.2. Измерение емкостей $C_{дет}$	281
5.3.2.3. Измерение шумовых характеристик.....	282
5.3.2.4. Тесты на космических лучах.....	284
5.3.2.5. Тесты на интенсивном гамма-источнике.....	286
5.3.3. Четырехслойные камеры комбинированного типа M2R2 и M3R2 с катодными падами и проволочными стрипами.....	288
5.3.3.1. Основные параметры конструкции камер.....	288
5.3.3.2. Измерение емкостей $C_{дет}$	290
5.3.3.3. Измерение шумовых характеристик.....	290
5.3.3.4. Тесты на космических лучах.....	292
5.3.3.5. Тесты на интенсивном гамма-источнике.....	295
5.3.4. Двухслойные камеры M1R2 с катодными падами.....	296
5.3.4.1. Основные параметры конструкции камер.....	296
5.3.4.2. Измерение емкостей $C_{дет}$ и шумовых характеристик.....	296
5.3.4.3. Тесты на космических лучах.....	299
5.3.4.4. Тесты на интенсивном гамма-источнике.....	300
5.4. Результаты измерения шумовых характеристик каналов в шахте... 302	
5.4.1. Устранение несовершенств экспериментальной установки. 308	
5.4.2. Анализ результатов измерения эквивалентного шумового заряда в шахте.....	311
5.5. Оптимизация режима работы камер мюонного детектора в шахте.....	314
5.5.1. Минимизация газового усиления.....	314
5.5.1.1. Баллистический дефицит усилителя микросхемы CARIOSA.....	316
5.5.2. Определение рабочих напряжений.....	318
Приложение 5.....	324
П5.1. Результаты прецизионного измерения газового усиления камер.....	324
Положения главы 5 диссертации, выдвигаемые на защиту.....	326
Глава 6. Характеристики мюонного детектора, полученные на встречных протонных пучках Большого адронного коллайдера с энергией 3.5 – 4 ТэВ	

на пучок. Основные выводы первой сессии эксперимента LHCb.....	328
6.1. Результаты измерения основных характеристик мюонного детектора в шахте на космических мюонах.....	330
6.2. Основные характеристики мюонного детектора, полученные при энергии сталкивающихся протонов 3.5 ТэВ в сеансах 2010–2011 гг.....	334
6.3. Основные характеристики мюонного детектора, полученные при энергии сталкивающихся протонов 4 ТэВ в 2012 году.....	338
6.4. Результаты измерения эффективности и мертвого времени наиболее загруженных каналов мюонного детектора в специальных сеансах с повышенной светимостью коллайдера.....	341
6.5. Особенности работы эксперимента LHCb в период 2010–2012 гг.....	345
6.6. Основные выводы первой сессии эксперимента LHCb.....	348
Приложение 6.....	350
П6.1. Результаты наблюдения редкого распада B_s и B_d мезонов на $\mu^+\mu^-$.	350
П6.2. Планы предстоящей модернизации мюонного детектора для продолжения LHCb эксперимента при повышенной светимости Большого адронного коллайдера.....	353
Положения главы 6 диссертации, выдвигаемые на защиту	355
Заключение.....	356
Литература.....	365

Введение

1. Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (БАК; англ. сокращение LHC – *Large Hadron Collider*) – новый ускоритель на встречных пучках, предназначенный для столкновения протонов с суммарной энергией $2E = 14 \text{ ТэВ}$ в системе центра масс (с. ц. м.), способный также сталкивать ядра свинца и протоны с ядрами (*pA*-столкновения; *p* – протон, *A* – ядро свинца) [1]. При столкновении ядер свинца энергия соударений при выходе на проектные параметры достигнет $5,5 \text{ ТэВ}$ в системе взаимодействия нуклонов при суммарной энергии взаимодействия 150 ПэВ . Это позволит исследовать новые состояния вещества и закономерности, отвечающие раннему времени развития Вселенной после Большого взрыва.

Коллайдер построен в Европейском центре ядерных исследований ЦЕРН (фр. сокращение CERN – *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) на границе Швейцарии и Франции, вблизи Женевы, см. рис.1. В настоящее время БАК (LHC) является самой крупной ядерно–физической установкой в мире. Его строительство велось 18 лет при участии более чем 70 государств, в том числе России; на его создание израсходовано приблизительно 10 млрд швейцарских франков.

Запуск коллайдера был осуществлен в 2009 году, а с 2010 года ускоритель успешно работает на физику – считается, что началась эра LHC¹. Работа ускорителя на физику началась на пониженной энергии пучков протонов $E = 3.5 \text{ ТэВ}$, а с 2012 года – 4 ТэВ при светимости: $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Первый трехлетний период работы LHC на физику (первую сессию) принято называть “*LHC Run I*”. Переход на проектную энергию $2E = 14 \text{ ТэВ}$ задерживается. По последним данным, во второй сессии *LHC Run II*, которая начнется весной 2015 года, планируется энергия протонов 6.5 ТэВ (13 ТэВ в с. .ц. м.) при той же светимости, которая достигнута в первой сессии. Работа при энергии 14 ТэВ и при

¹ Обнародованы планы работы LHC до 2026 года сессиями по 3 года с остановками по полгода-году на модернизацию.

светимости $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ планируется с 2020 года (*LHC Run III*), а повышение светимости до $2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ планируется осуществить к 2025 году (*LHC Run IV*).

Ускоренные протоны циркулируют по кольцу протяженностью 26.7 км на глубине от 50 до 175 м под землей, удерживаются в кольце 1232 сверхпроводящими дипольными магнитами, охлажденными до температуры 1.9 градуса выше абсолютного нуля – рекордно низкой. Два протонных пучка содержат по 2622 банчей (сгустков) протонов. В каждом банче 10^{11} протонов. Частота столкновения банчей встречных пучков – 40 МГц (период – 25 нс).

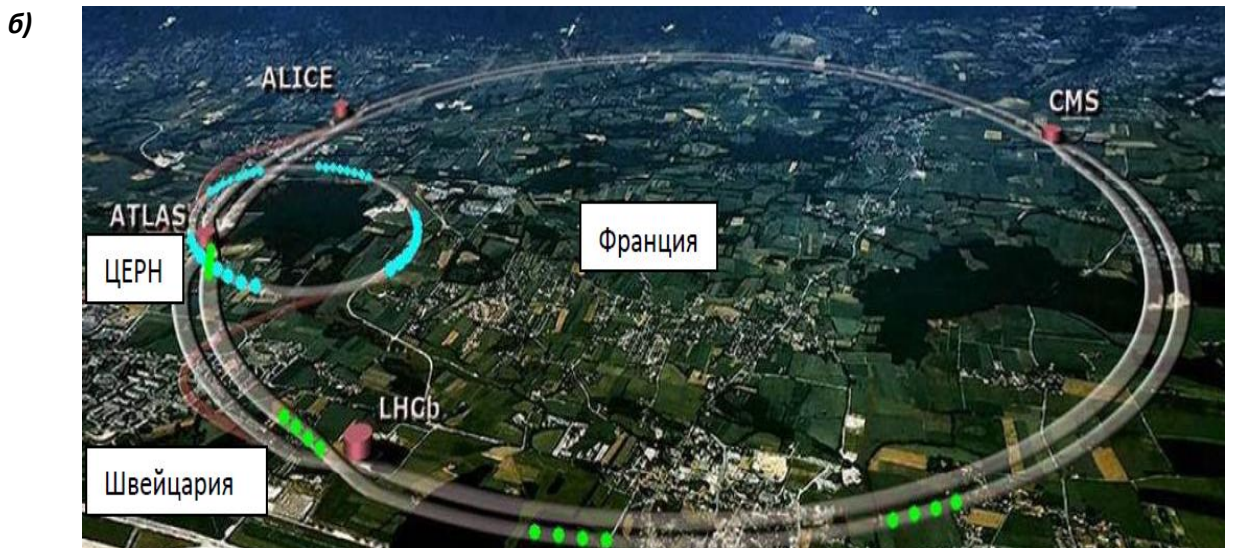
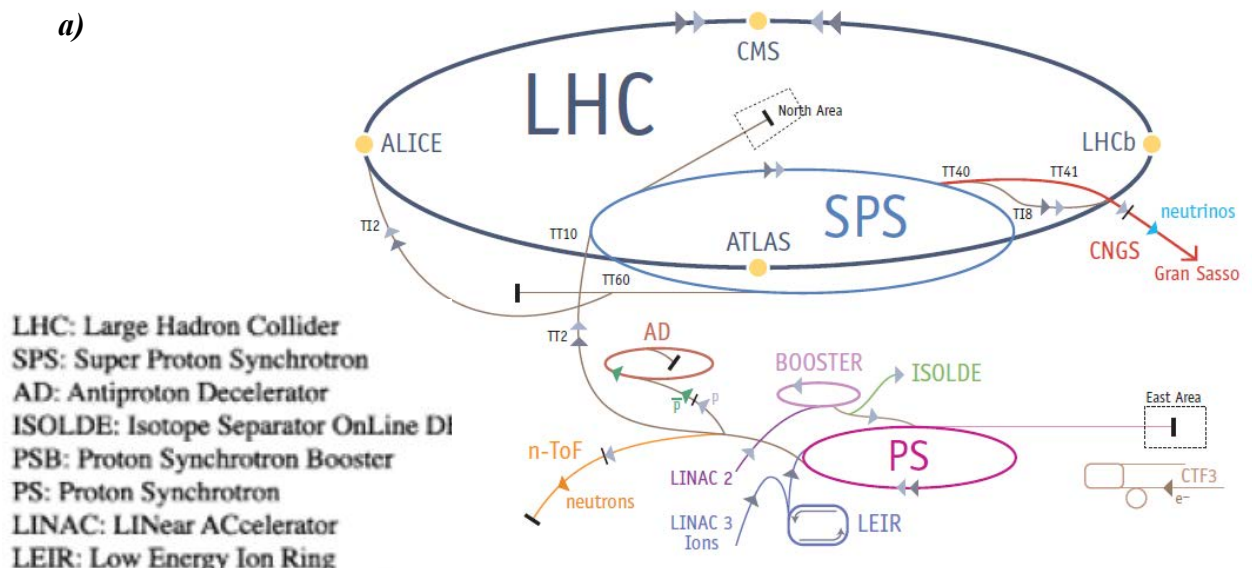


Рис. 1. Схема всего ускорительно–накопительного комплекса CERN (a); фотография на местности кольца LHC с проектной энергией протонов 7 ТэВ на пучок (14 ТэВ в с.ц.м.) и проектной светимостью $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, скорость протонов в кольце LHC достигает 0.999999с (б). В четырех точках встречи пучков находятся четыре главных экспериментальных установки: ATLAS [2], CMS [3], LHCb [4], ALICE [5].

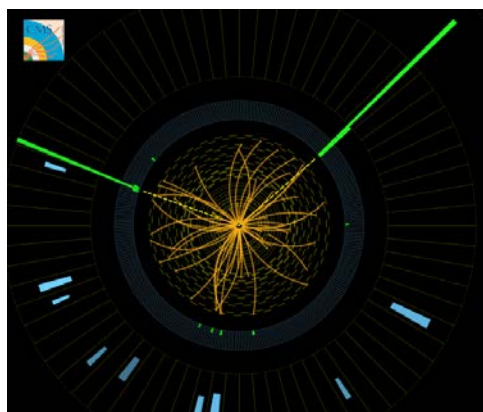
Важнейшим научным достижением нового коллайдера является экспериментальное обнаружение бозона Хиггса (англ. *Higgs boson*) [6, 7]. ЦЕРН напомнил о себе тем, что не только изобрел Интернет – “всемирную паутину”, как окрестили в печати эту сеть передачи больших объемов данных, но и навсегда вписал свое имя в историю науки открытием “частицы Бога”, как ее успела окрестить пресса.

Эта частица была постулирована в 1964 году шотландским физиком Питером Хиггсом². Экспериментальное обнаружение бозона Хиггса было анонсировано 4 июля 2012 года на научном семинаре в ЦЕРН двумя экспериментами: ATLAS и CMS. Измеренная масса новой частицы приблизительно равна $126 \text{ ГэВ}/c^2$. Полученные в экспериментах ATLAS и CMS результаты измерений достаточно уверенно говорят о том, что наблюдается действительно бозон Хиггса, причем с ожидаемыми для этой частицы свойствами [8]. С открытием бозона Хиггса получен ответ на вопрос, что такое масса и откуда она берется. Вопрос о массе до недавнего времени вообще не задавался – масса частицы, как и масса любого тела принималась как данность. Согласно постулату Энглера–Браута–Хиггса, масса возникает из взаимодействия изначально безмассовых частиц с полем Хиггса, носителем которого является Хиггс-бозон. Новая частица является последним недостающим звеном в современной теории элементарных частиц – Стандартной модели (СМ), см. рис. 2. Первая задача, ставившаяся перед ЛНС, – поиск Хиггс-бозона успешно решена в первой же сессии работы нового ускорителя, через 2 года после его запуска. Стандартная модель – величайшее достижение человечества. Она основана на принципе симметрии мира, однако – последняя нарушается. Так, Хиггс-бозон нарушает симметрию СМ, запрещающую частицам иметь массу. Однако СМ никак не объясняет темную материю и темную энергию. Кроме того, СМ не включает гравитацию, содержит слишком много внешних параметров,

² Нобелевская премия 2013 года была присуждена Энглеру и Хиггсу за теоретическое предсказание механизма Энглера–Браута–Хиггса, который обеспечил понимание происхождения масс элементарных частиц, и кванта этого поля – бозона Хиггса.

которые нельзя пока выразить через какие-то более общие фундаментальные величины, поэтому СМ не может являться последним словом в физике элементарных частиц [9]. Считается, что СМ является низкоэнергетическим приближением к какой-то более общей теории, которая, возможно, объединит все виды взаимодействия, будет иметь меньшее число фундаментальных частиц, объяснит то, на что у СМ нет ответа [10]. Поэтому поиск отклонений от Стандартной модели или физики за пределами СМ, т. е. проявлений так называемой "Новой физики" (НФ), является одним из самых активных направлений исследований на ЛНС – вторая главная задача нового коллайдера.

<http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-gev>



масса →	≈2.3 МэВ/с ²	≈1.275 ГэВ/с ²	≈173.07 ГэВ/с ²	0	≈126 ГэВ/с ²
заряд →	2/3	2/3	2/3	0	0
спин →	1/2	1/2	1/2	1	0
	u верхний	c очарованный	t истинный	g глюон	H бозон Хиггса
	≈4.8 МэВ/с ²	≈95 МэВ/с ²	≈4.18 ГэВ/с ²	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
КВАРКИ	d нижний	s странный	b прекрасный	γ фотон	
	0.511 МэВ/с ²	105.7 МэВ/с ²	1.777 ГэВ/с ²	91.2 ГэВ/с ²	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	e электрон	μ мюон	τ тау	Z Z бозон	
ЛЕПТОНЫ	<2.2эВ/с ²	<0.17 МэВ/с ²	<15.5 МэВ/с ²	80.4 ГэВ/с ²	
	0	0	0	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	
	ν_e Электронное нейтрино	ν_μ мюонное нейтрино	ν_τ тау нейтрино	W W бозон	
					КАЛИБРОВОЧНЫЕ БОЗОНЫ

Рис. 2. Экспериментальное обнаружение на ЛНС бозона Хиггса (H), CMS (a). Здесь показан распад H бозона на два Z бозона. Показанные на рисунке лептоны, кварки и бозоны – фундаментальные частицы СМ, с добавлением открытого Хиггс-бозона СМ получила свое завершение.

Что касается решения второй задачи, то вполне может оказаться, что она неразрешима в диапазоне достигнутых на ЛНС энергий. Здесь имеется в виду поиск проявлений суперсимметрии (SUSY), в которой известные частицы, фермионы и бозоны, рассматриваются как части некоторого единого семейства, называемого супермультиплетом частиц в суперпространстве – расширении обычного четырехмерного пространства–времени. Разработано много разновидностей суперсимметричных теорий, которые при низких энергиях

переходят в СМ и не противоречат имеющимся сейчас экспериментальным данным. В обычной СМ Хиггс-бозон единственный, а в суперсимметричной теории – их несколько плюс набор тяжелых суперпартнеров обычных частиц. Суперсимметричные теории обладают рядом особенностей, одной из которых является удвоение числа частиц. Каждая частица приобретает суперпартнера – частицу, обладающую точно такими же свойствами, за исключением спина, отличающегося на $\frac{1}{2}$. То, что суперсимметричных частиц пока не обнаружено, говорит о том, что они очень тяжелые – их массы лежат где-то в $T\bar{E}V$ -ном диапазоне. Если это так, то в таком случае “прямое” рождение суперчастиц будет невозможным на ЛНС, но можно надеяться на “косвенное” обнаружение проявлений НФ, т. е. проявлений взаимодействия новых частиц с известными частицами по отклонению результатов измерения от расчета по СМ. Забегая вперед, отметим как одно из важных достижений эксперимента LHCb, что в конце 2012 года был впервые наблюден крайне редкий распад³ $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [11, 12] (см. Приложение к Главе 6); эксперимент CMS это подтвердил. В отличие от экспериментальных данных, полученных ранее на Тэватроне (FNAL), параметры упомянутого распада, измеренные LHCb, очень точно совпали с предсказанными СМ. Полученный результат почти не оставляет места для самой популярной Минимальной суперсимметричной стандартной модели (MSSM) – одной из теорий суперсимметрии. Однако другие варианты суперсимметричных теорий пока не “закрыты” в диапазоне достигнутых на ЛНС энергий. Эксперимент LHCb будет продолжаться еще много лет, в течение которых статистика будет существенно увеличена.

Диссертация посвящена созданию мюонного детектора для эксперимента LHCb. Мюонный детектор – важнейший элемент установки, поскольку мюоны рождаются во многих распадах B -мезонов. Мюонный детектор является ключевым элементом в поиске и изучении упомянутых редких распадов $B_s^0 \rightarrow$

³ Имя B мезону дает более тяжелый из двух кварков в его составе: $t > b > c > s > d > u$ – от тяжелого кварка к легкому.

$\mu^+\mu^-$ и $B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, где косвенным методом пытаются решить вторую задачу, поставленную перед LHC – обнаружить Новую физику.

2. Эксперимент LHCb на Большом адронном коллайдере

Сокращение LHCb расшифровывается как *Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements for CP Violation and Rare Decays* [4]. Логотип, приведенный на рис. 3, отражает одну из главных задач эксперимента LHCb – изучение нарушений CP -симметрии (или CP -инвариантности) в секторе B -мезонов, т. е. в процессах с участием тяжелых b -кварков (b – прелестный кварк, *beauty*). Коллаборация LHCb состоит из 900 членов из 16 стран-участниц.

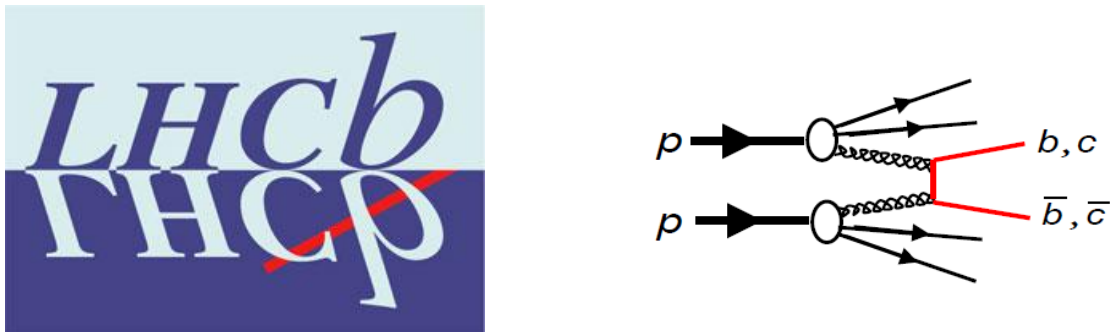


Рис. 3. Логотип эксперимента LHCb выражает одну из главных его задач – изучение эффектов CP -нарушений в секторе B мезонов. Тяжелые кварки (b, c) рождаются в результате pp -взаимодействия парами “кварк-антикварк”, как показано на приведенном справа рисунке, и сразу превращаются в реальные частицы – мезоны или барионы, распады которых регистрируются LHCb-спектрометром.

Научная программа эксперимента LHCb обширная и рассчитана на многие годы. Она включает изучение эффектов нарушения CP -симметрии между материей и антиматерией с целью поиска ответов на фундаментальный вопрос: под воздействием каких механизмов исчезла антиматерия во Вселенной после Большого взрыва, на что СМ не дает ответа [9, 10, 13, 14].

У эксперимента LHCb есть и другая цель: поиск проявлений НФ – физики за пределами СМ в процессах нарушения CP -симметрии и редких распадах B -мезонов.

Эксперимент LHCb начал набор данных в 2010 году при рекордных энергиях сталкивающихся протонов 3.5 ТэВ, а с 2012 года – 4 ТэВ. Уже опубликованы первые научные результаты [15–17] (более 220 статей на конец 2014 года). Эксперимент LHCb оптимизирован для выполнения прецизионных

измерений. Именно “прецизионность”, возможно, позволит обнаружить проявления НФ “косвенным” методом, сравнивая результаты расчета и измерения. Задача “прямой” проверки СМ и поиск суперсимметрии возложены на эксперименты ATLAS [2] и CMS [3].

Задачи научной программы эксперимента ЛНСб следующие [4, 18]:

- Изучение эффектов нарушения CP -симметрии в распадах прелестных адронов (B -мезонов и B -барионов);
- Измерение углов треугольника унитарности в различных процессах;
- Прецизионная проверка предсказаний Стандартной модели и поиск НФ за пределами СМ косвенным методом;
- Изучение редких распадов B - и D -мезонов, измерение вероятностей и кинематических характеристик редких распадов;
- Обнаружение и изучение экзотических (связанных) состояний;
- Другие задачи, включая pA -столкновения.

Величина CP -нарушения определяется площадью так называемого треугольника унитарности⁴, элементы которого (стороны и углы) могут быть независимо определены из различных распадов B -мезонов.

До запуска ЛНС основная информация в области физики B -мезонов поступала с электрон–позитронных коллайдеров, так называемых “мезонных фабрик”, это – эксперименты BaBar (США) и Belle (Япония). Важные результаты (например, обнаружение B_s осцилляций) получены в экспериментах CDF и D0 на Тэватроне (FNAL, США). Тэватрон – кольцевой коллайдер широкого назначения с энергией встречных пучков протонов и антипротонов $2E = 2 \text{ ТэВ}$ в с. ц. м.; остановлен в 2011 году после 28 лет работы. Эксперимент BaBar остановлен еще раньше, в 2008 году, (суммарный набранный интеграл светимости составил 530 фбн^{-1} , обработка накопленных данных продолжается), а эксперимент Belle, набравший 1000 фбн^{-1} , – модернизируется в проект Belle-II.

⁴ За расширение СМ была присуждена Нобелевская премия по физике в 2008 году Е.Намбу, М.Кобаяси, Т.Маскава.

Как источник B -мезонов LHC превосходит как Теватрон, так и выше упомянутые мезонные фабрики, поскольку имеет более высокую энергию. LHC является адронной B -фабрикой и фабрикой t -кварков. Миллионы пар топ-кварков и топ-антикварков зарегистрированы уже в первой сессии – 10^7 пар в год. В настоящее время при энергии протонных пучков $2E = 8 \text{ ТэВ}$ на LHC производится 10^{12} $b\bar{b}$ -пар в год (соответственно, пар B мезонов – частиц и античастиц), 10^5 пар в секунду, а производство $c\bar{c}$ -пар в 20 раз больше чем $b\bar{b}$, на порядок больше, чем производилось на Тэватроне.

Возвратимся к основной задаче эксперимента LHCb – изучению эффектов нарушения CP -симметрии в распадах B -мезонов. Инвариантность относительно операции CP означает, что любой процесс взаимодействия частиц выглядит как зеркальное отображение процесса взаимодействия соответствующих античастиц и характеризуется теми же сечениями, угловыми распределениями, энергетическими спектрами и т. п. Существует внутренняя связь между симметрией и законами сохранения, каждому закону сохранения соответствует определенная симметрия в природе. В 1964 году впервые было экспериментально обнаружено нарушение CP -симметрии в системе нейтральных K -мезонов. В 2002–2007 г. г. к ним прибавились многочисленные наблюдения нарушений CP -симметрии в распадах B_d -мезонов, которые тяжелее K -мезонов. Это сделано благодаря экспериментам BaBar и Belle.

Одной из нерешенных и наиболее актуальных проблем современной физики является проблема барионной асимметрии (бариогенезиса) в нашей Вселенной, которая выражается отношением числа нейтронов и протонов к фотонам. Сам факт существования нашей Вселенной в форме вещества – барионов при отсутствии сколько-либо значимого количества антивещества – антибарионов указывает на существенную неполноту современной картины мира и теории СМ, не объясняющей этот феномен. Решение проблемы CP -нарушений, разгадка механизма его возникновения исключительно важно для понимания законов формирования Вселенной, которая в момент Большого взрыва 15 млрд

лет тому назад состояла в равных количествах из частиц и античастиц. В дальнейшем частицы и античастицы стали аннигилировать. Если бы симметрия была строгой, то процесс аннигиляции прошел бы до конца, и остались бы только фотоны и нейтрино. Однако из-за нарушения CP -симметрии аннигиляция прошла не полностью, осталась одна миллиардная доля частиц в виде протонов, нейтронов и электронов, из которых и состоит в настоящее время Вселенная.

В отличие от e^+e^- столкновений в pp -столкновениях при больших энергиях в реакциях участвуют не точечные объекты, а системы кварков и глюонов, составляющие протоны. Протон состоит из трех кварков и связывающих их глюонов, каждый из которых несет примерно $1/6$ часть энергии протона, причем каждый из кварков как бы окружен шубой постоянно рождающихся из вакуума пар кварков и антикварков [9]. Кварк, если энергии достаточно, вырывает из вакуума дополнительные кварк-антикварковые пары. Эти пары тут же слипаются в бесцветные адроны и мезоны и в виде струй частиц вылетают из области рождения в направлении исходного кварка.

Как уже отмечалось, на ЛНС удастся “производить” за разумное время достаточно большое количество B -мезонов и их античастиц (\bar{B}), что позволяет регистрировать CP -нарушения путем прямых наблюдений. Эксперименту ЛНСб уже принадлежит приоритет в наблюдении прямого CP -нарушения в распаде B_s -мезонов, которые тяжелее B_d -мезонов и не могли наблюдаться на Тэватроне.

В результате pp -столкновений при энергии 8 ТэВ в с. ц. м. рождается полный спектр из девяти B -мезонов и их античастиц. В составе частицы B -мезоны содержат два кварка, один из которых b -антикварк (b -кварк – в составе античастицы):

- B^+ -мезоны содержат в составе частицы u -кварк и b -антикварк;
- B^0 -мезоны содержат в составе частицы d -кварк и b -антикварк;
- B_s^0 -мезоны содержат в составе частицы s -кварк и b -антикварк;
- B_c^+ -мезоны содержат в составе частицы c -кварк и b -антикварк.

Рождается в изобилии также Y -мезон (ипсилон или боттомоний), который содержит b -кварк и b -антикварк.

B -мезоны относятся к адронам, т. е. к сильно взаимодействующим частицам, где кварки в составе B -мезонов связаны глюонами. Из рис. 4а видно, что в результате жестких pp -столкновений рождение $b\bar{b}$ пары происходит в узком угловом конусе, вблизи углов $\theta_b = \theta_{\bar{b}} = 0$ (вперед – *forward*) или $\theta_b = \theta_{\bar{b}} = 180^\circ$ (назад – *backward*) по отношению к направлению встречных пучков. При создании ЛНСб-детектора это кинематическое обстоятельство учитывалось прежде всего. Именно это позволило построить ЛНСб-детектор как одноплечевой форвардный спектрометр (рис.4б), захватывающий один из двух пиков рождения B -мезонов, показанных на рисунке. Из этой кинематической особенности следует, что для изучения B -мезонов не обязательна “закрытая” геометрия детектора, достаточно 4% от 4π .

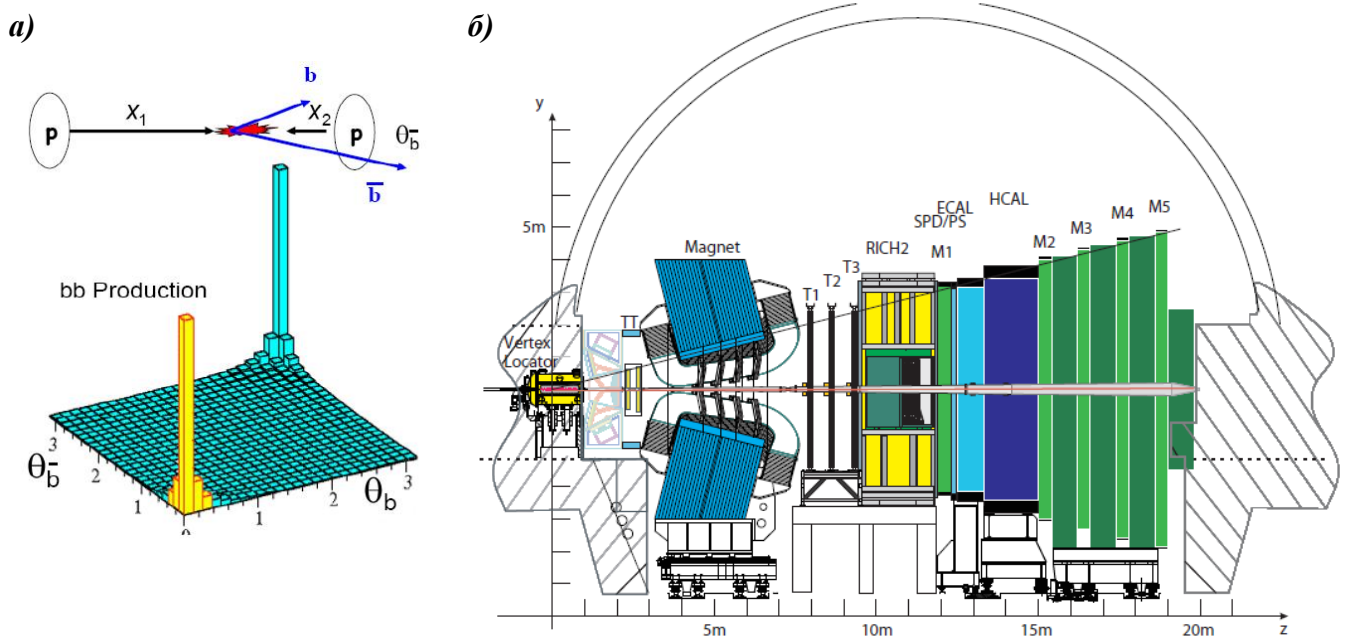


Рис. 4. Особенность ЛНСб установки: распределение вероятности рождения $b\bar{b}$ -пар лежит в узком угловом конусе, вблизи углов $\theta_b = \theta_{\bar{b}} = 0$ (вперед – *forward*) или $\theta_b = \theta_{\bar{b}} = 180^\circ$ (назад – *backward*) по отношению к направлению пучка (а). ЛНСб-спектрометр построен с учетом этой кинематической особенности, захватывает один из двух пиков рождения B -мезонов (б).

Благодаря специализации и “открытой” геометрии ЛНСб-детектор даже превосходит в своей области исследований такие детекторы с закрытой 4π -

геометрией, как ATLAS и CMS. Преимуществом открытой геометрии, как это сделано в LHCb, является меньшая “занятость” детектора частицами, рождающимися в результате pp -столкновений, как следствие – меньшая радиационная нагрузка на элементы и материалы детектора; значит LHCb-детектор существенно меньше подвержен радиационному “старению”, что исключительно важно, т. к. для набора необходимой статистики потребуются многие годы работы детектора.

Условие высокой статистической точности измерений в LHCb заложено изначально. Угловой акцептанс LHCb-детектора: $10 < \theta < 300$ (250) $mrad$ в горизонтальной (вертикальной) плоскости, что в области псевдобыстрот $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$ соответствует $2 < \eta < 5$. При проектной светимости $2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, оптимальной для эксперимента LHCb, число рожденных пар $b\bar{b}$ получим умножением светимости на время и на сечение, что составит $10^{12} b\bar{b}$ пар в год. В телесный угол LHCb установки попадает 40% от общего числа рожденных $b\bar{b}$ пар. При этом различные B -мезоны производятся приблизительно в следующих пропорциях: 40% B^\pm , 40% B^0 , 10% B_c , 10% B_s . В указанном телесном угле LHCb-спектрометра в 20 раз чаще регистрируются D -мезоны, Λ_c , Ξ_c , Ω_c и др. барионы, содержащие более легкие c -кварки (c -антикварки) – *charm*.

Универсальной мерой, характеризующей темп производства и накопления событий на коллайдерах, является интегральная светимость, которая находится умножением светимости на время (обычно это год, 10^7 с). При светимости $2 \times 10^{32} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ произведенная за год статистика соответствует $2 \times 10^{39} \text{ см}^{-2}$, что есть 2 фбн^{-1} ($1 \text{ бн} = 10^{24} \text{ см}^2$, $1 \text{ фбн} = 10^{39} \text{ см}^2$). Статистика же по различным конкретным реакциям из-за существенно различных сечений не может быть общей мерой измерения.

LHCb-спектрометр – это симбиоз подсистем и различных субдетекторов в едином измерительном комплексе с отклоняющим дипольным магнитом, при этом у магнита введена возможность переключения полярности магнитного поля вверх и вниз. LHCb-спектрометр оптимизирован для прецизионного изучения

нарушений CP -симметрии в различных каналах распада B -мезонов [18]. По классификации спектрометров физики высоких энергий ЛHCб-спектрометр – это одноплечевой форвардный спектрометр, измеряющий распределение событий по инвариантной массе известных частиц, регистрируемых в конечном состоянии (продуктов распада). Эксперимент ЛHCб отличается эффективной многослойной системой идентификации частиц, высокой точностью измерения импульсов $\Delta p/p$ и высокой точностью определения масс (достигнута лучшая в мировой практике точность измерения масс B -мезонов). В состав ЛHCб-спектрометра структурно входят следующие субдетекторы [19–29]:

- Вершинный детектор (*Vertex Lokator – VELO*);
- Трековые детекторы (*Inner Tracker* и *Outer Tracker – TT, T1, T2, T3*), образующие совместно с дипольным магнитом (*Magnet*) трековую систему для измерения импульсов и определения знака заряженных частиц;
- Кольцевые черенковские детекторы (*Ring Imaging CHerenkov Detector – RICH1* и *RICH2*);
- Предливневый детектор (*SPD/PS*) и электромагнитный калориметр (*ECAL*);
- Адронный калориметр (*HCAL*);
- Мюонный детектор (*Muon*) – мюонные станции *M1, M2, M3, M4, M5*, чередующиеся с поглощающими фильтрами (железными блоками-абсорберами толщиной 0.8 м).

Вершинный детектор выполняет ключевую функцию в обнаружении вершины рождения B -мезонов – первичной вершины и точки распада B -мезонов по наличию в событии вторичной вершины, см. рис. 5.

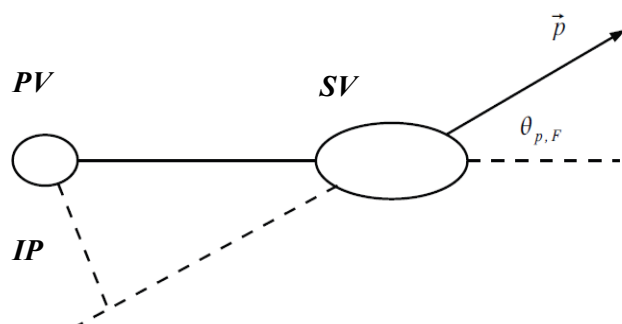


Рис. 5. Характерная особенность распада B -мезона: точка pp -взаимодействия – первичная вершина (PV), вторичная вершина (SV) – распад рожденного в первичной вершине B -мезона; показан прицельный или импакт-параметр (IP) – расстояние между треками в проекции на плоскость.

Для уверенного распознавания протонов, пионов и K -мезонов в широком диапазоне энергий введено два черенковских счетчика с разными энергетическими диапазонами. Для надежного разделения электронов и пионов электромагнитный калориметр дополнен предливневым детектором. Мюонные станции чередуются с железными фильтрами с той целью, чтобы лучше отделить мюоны от адронов высоких энергий, образованных при распаде B -мезонов и прошедших через калориметры без полного поглощения. Поскольку радиационная длина пробега мюонов для данного диапазона энергий превышает линейные размеры ЛНСб-спектрометра, то мюоны, в отличие от остальных частиц, проходят установку на вылет, поэтому любой регистрируемый во всех станциях мюонного детектора трек это – мюон (рис. 6).

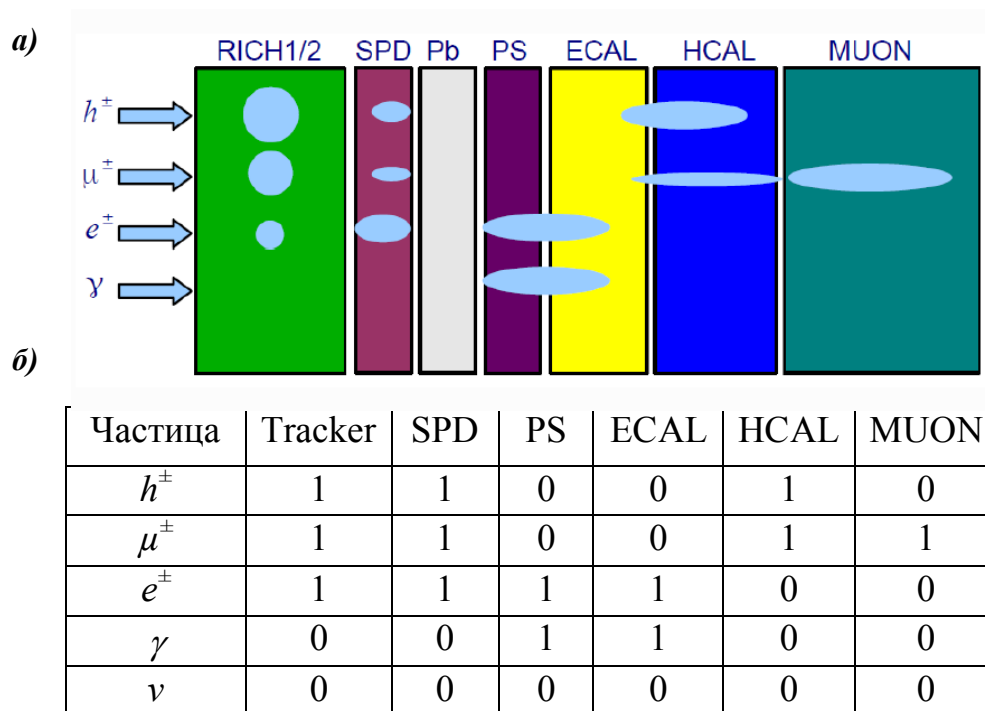


Рис. 6. Принципы, иллюстрирующие многослойную схему идентификации различных заряженных и нейтральных частиц в ЛНСб-спектрометре (а); двоичная таблица принятия решения по идентификации частиц приведенной структурой (б): фотоны (γ) и электроны (e^\pm) обнаруживаются электромагнитным калориметром ECAL, однако фотоны не оставляют следов в трековых камерах (Tracker), а электроны оставляют и полностью теряют свою энергию в электромагнитном калориметре; заряженные адроны (h^\pm) оставляют следы в трековых камерах, а также в электромагнитном и адронном калориметрах (HCAL), причем нейтральные адроны (n, K^0, π^0) оставляют следы только в адронном калориметре, где полностью теряют свою энергию; нейтрино (ν) не оставляет следов нигде; мюоны (μ^\pm) единственные частицы, которые оставляют следы везде, кроме PS и ECAL. Кольцевые черенковские детекторы позволяют по размеру колец отделить друг от друга различные адроны (h^\pm – протоны и антипротоны, π - и K -мезоны).

Субдетекторы LHCb-спектрометра имеют падовую структуру. Такая структура выбрана для определения одновременно двух координат X и Y по номеру пада при регистрации двух и более частиц в событии, что также необходимо для быстрого поиска треков и быстрых вычислений поперечного импульса триггерных частиц – мюона, электрона или пиона по данным соответствующих субдетекторов. Кроме того, падовая структура при соответствующей гранулярности позволяет снизить загрузку каналов электроники с целью минимизации просчетов и минимизации неэффективности каналов из-за мертвого времени.

Мюонный детектор LHCb-спектрометра является важнейшим элементом установки, поскольку мюоны рождаются во многих распадах B - и D -мезонов, как конечные продукты. Следуя схеме “косвенного метода” поиска проявлений НФ по вкладу новых тяжелых частиц, которые могут изменить значения, полученные расчетом по СМ, эксперимент LHCb ставит своей целью поиск целого ряда редких распадов с мюонами в конечном состоянии: $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$; $D^0 \rightarrow \mu\mu$; $B_s^0 \rightarrow \mu\mu\mu$; $B^+ \rightarrow \pi^+\mu\mu$; $\tau \rightarrow \mu\mu$ и др. Величина отклонений может быть очень малой – несколько процентов. Поэтому регистрация и анализ подобных событий невозможны без высокой точности и эффективности реконструкции мюонов, что налагает новые повышенные требования к характеристикам камер, из которых строится мюонный детектор. Не исключено, что, если суперсимметрия существует, то порог рождения “суперчастиц” находится при энергиях существенно выше 1 ТэВ , т. к. низкоэнергетическая суперсимметрия (MSSM) уже практически исключена. В таком случае прямое рождение суперчастиц будет невозможным ни на LHC, ни на проектируемых коллайдерах следующего поколения. Метод же косвенного поиска и прецизионности измерений существенно расширяет энергетическую шкалу, на которой можно заметить НФ. Отклонения от предсказаний СМ в таких процессах могут свидетельствовать о существовании новых элементарных частиц с массами до 100 ТэВ . Для

сравнения, в экспериментах на БАК возможно “прямое” рождение частиц с массой меньше $2 T_{эВ}$.

Автор диссертации участвовал в реализации проекта мюонного детектора для LHCb-спектрометра на всех его этапах в течение 12 лет [30, 31]. Мюонный детектор состоит из 1380 мюонных камер с падовой структурой различной гранулярности. В диссертации суммируются наблюдения, впечатления и накопленный опыт автора по созданию высокоэффективных и быстродействующих мюонных камер с падовой структурой, из которых построен мюонный детектор. Из 14 пунктов–положений, вынесенных на защиту творческого вклада, в восьми автором внесен существенный и определяющий вклад, он – автор базовой концепции и 5 методов, впервые внедренных в мюонном детекторе, о чем свидетельствуют положительные отзывы руководителей проекта по международной коллаборации LHCb.

Глава 1

Задачи и структура мюонного детектора LHCb-спектрометра. Теоретические положения и принципы построения высокоэффективных быстродействующих мюонных камер

Данная работа содержит решения основных задач, связанных с созданием мюонных камер для современного эксперимента в области физики высоких энергий. Мюонный детектор LHCb-спектрометра, разработка и создание которого длилось 10 лет, есть результат труда рабочих групп большого международного коллектива. Кроме того, мюонный детектор уже успешно отработал первый трехлетний сеанс в эксперименте LHCb. Накоплен огромный фактической материал, требующий описания и теоретического обобщения, выводов. В этой главе приведены задачи и описана структура мюонного детектора, сложившаяся на настоящее время. Кроме того, в ней излагаются теоретические положения, концепция и принципы построения высокоэффективных быстродействующих мюонных камер, в разработку которых автором диссертации внесен существенный, а в ряде вопросов – определяющий вклад.

1.1. Задачи мюонного детектора LHCb-спектрометра

Первая задача мюонного детектора – идентификация мюона как частицы. Мюоны (μ^- частица, μ^+ античастица) – слабо взаимодействующие заряженные частицы, обладающие большой проникающей способностью. Для того чтобы решить первую задачу, необходимо иметь пять мюонных станций, чередующихся с абсорберами, выполненными из железа толщиной 0.8 м, см. рис. 1.1 [4]. Согласно цитируемому здесь техническому проекту (TDR – *Technical Design Report*) [28] (проект установки совершенствовался, начиная с “письма о намерениях” [32]) суммарная длина вещества на пути частиц характеризуется следующими величинами: $200 X_0$, где X_0 – радиационная длина, и $20 \lambda_0$, где λ_0 – ядерная длина. В этих условиях эффективность регистрации мюона должна составить не менее 95%, а примесь “немюонов” – меньше 5%. В основном в примеси ожидаются протоны, π - и K -мезоны высоких энергий. Требуемая высокая

эффективность 99% каждой мюонной камеры следует из соотношения $0.99^5 = 0.95$ (определена по пяти независимым станциям M1–M5), причем эта эффективность должна обеспечиваться на временном интервале Δt , не превышающем 25 нс. Последняя характеристика вводится впервые, она связана с частотой столкновения встречных протонных пучков 40 МГц.

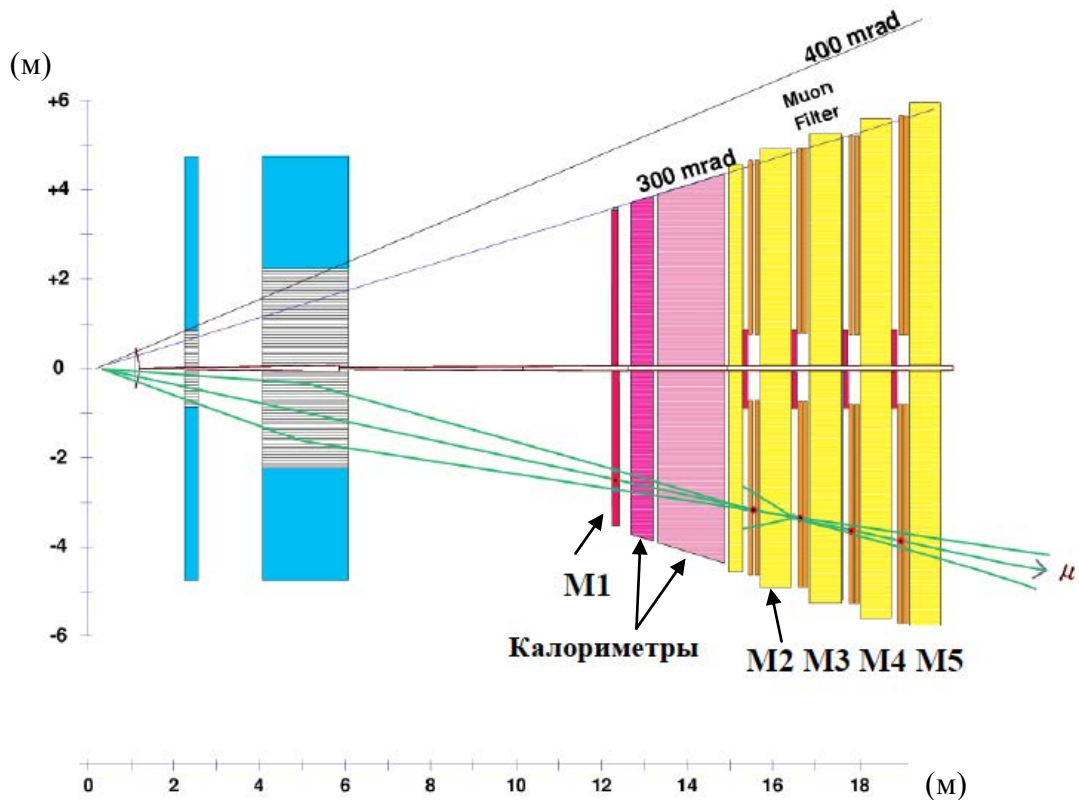


Рис. 1.1. Первая задача мюонного детектора – идентификация мюона как частицы. Мюоны – слабовзаимодействующие заряженные частицы, обладающие большой проникающей способностью, поэтому для их регистрации необходимо как минимум пять мюонных станций (M1–M5), между которыми установлены калориметры, а также фильтры–поглотители из железа толщиной 0.8 м каждый. Грубое определение импульса мюона – вторая задача мюонной системы, что нужно для организации мюонного триггера, т. е. для отбора событий с мюонами в конечном состоянии с импульсом не меньше заданного порогом системы отбора; точное измерение координат и импульса мюона (пары мюонов) выполняет другая подсистема – трековая. На схеме показана схема установки LHCb в горизонтальной плоскости XZ, где Z – ось пучка, и указаны размеры установки.

Высокое временное разрешение и высокая эффективность на временном интервале $\Delta t < 25$ нс необходимы для точной фиксации времени сигнала от мюона в пределах одного банча ускорителя с неопределенностью не хуже $\sigma_t \sim 4$ нс (где σ_t – среднеквадратичное значение); выход за пределы банча приводит к потере корреляции с данными, регистрируемыми другими субдетекторами, что переводит событие в фоновое “немюонное”.

Вторая задача мюонного детектора – мюонный триггер, т. е. задача быстрого определения поперечного импульса мюона или пары мюонов $\mu^+\mu^-$ (димюона) и выработка сигнала на запуск экспериментальной установки, если найденное значение характеризует регистрируемую частицу как частицу с большим поперечным импульсом: для одного мюона $P_T > 1.5 \text{ ГэВ}/c$, для двух мюонов ($\mu^+\mu^-$) $P_T = \sqrt{P_{T1}^2 + P_{T2}^2} > 1.3 \text{ ГэВ}/c$.

Приемлемая погрешность определения поперечного импульса $\Delta p/p$ для триггерной задачи 20%, т. е. достаточно невысокой точности. Подчеркнем, что за нахождение точного импульса мюона отвечает не мюонная система, а трековая. Для решения второй задачи необходима падовая 2D-структура мюонного детектора. При разбиении площади каждой мюонной станции на 100×100 маленьких площадок – падов получим 10 тысяч каналов, а пяти станций – 50 тысяч, физических каналов реально больше, что определяется моделированием триггерной задачи. По номеру пада находятся одновременно две пространственные координаты (X, Y) при регистрации в одном банче нескольких частиц, например, двух мюонов. Это свойство исключительно важно для минимизации времени поиска трека перебором всех возможных комбинаций. При вычислении поперечного импульса используются так называемые “логические” пады (см. рис. 1.2), размеры которых образуются из “физических” падов путем логического объединения последних операциями И и ИЛИ, т. е. “грубые” координаты нужной гранулярности.

Если частица движется под углом α к оси пучка, то ее поперечный импульс равняется $p_T = p \cdot \sin \alpha$. Здесь $p = m \cdot V$ – импульс, m – масса, V – скорость частицы. В общем виде при вычислении p_T необходимо учитывать обе проекции, как на ось X, так и на ось Y. Импульс p_T определяется по радиусу ρ траектории частицы в магнитном поле с известной индукцией B , как $\rho = 3.3p/B$, где ρ измеряется в метрах, индукция – Тл , импульс – $\text{ГэВ}/c$. Ошибка в определении импульса зависит от размеров падов, расстояний между станциями (углового разрешения по телесному углу – порядка 1 мрад), от среднего угла многократного кулоновского рассеяния регистрируемой частицы в том веществе, через которое проходит

частица, а также параметров магнитного поля. Все это учтено на рис. 1.2а, откуда можно видеть, что в широком диапазоне импульсов мюона 10–60 ГэВ/с поперечный импульс p_T с погрешностью 20% находится по трем точкам: данным станций M1, M2 и точке пересечения пучков [33–37]. Значение p_T находится таблично: 7 дв. разрядов плюс знак.

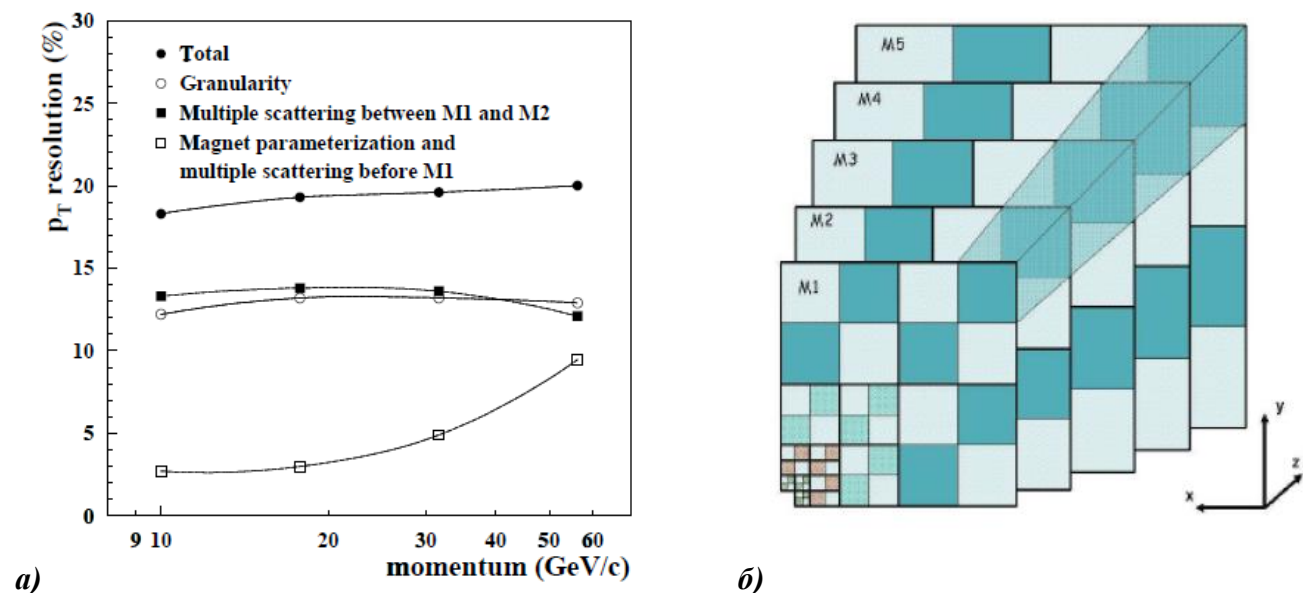


Рис. 1.2. Вклад различных источников в погрешность определения поперечного импульса мюона, доминирующими являются гранулярность и многократное кулоновское рассеяние мюонов на веществе калориметров (а); один из квадрантов мюонного детектора и логические пады (показаны условно большими квадратами – “башнями”); всего четыре квадранта, расположенных симметрично вокруг оси пучка (б).

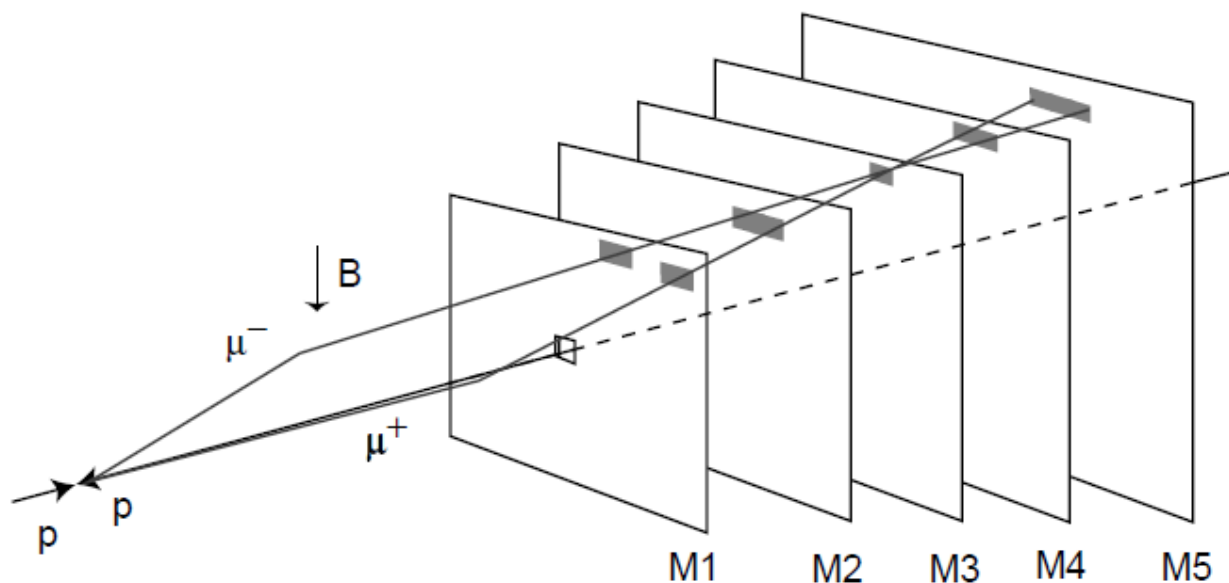


Рис. 1.3. Схема, по которой производится поиск параметров треков пары мюонов μ^+ и μ^- для организации мюонного триггера с привлечением информации со всех мюонных станций M1– M5; поиск трека начинается со станции M3, а вычисление поперечного импульса производится по двум станциям, M1 и M2, с учетом точки пересечения пучков, положение которой грубо известно.

При этом обязательно требуется срабатывание всех пяти мюонных станций, что идентифицирует частицу как мюон и проиллюстрировано на рис. 1.3 [37]. Желательно, чтобы при регистрации частицы камерой срабатывал преимущественно один физический пад. Для этого в качестве специальной характеристики введена норма–ограничение на ширину пространственного кластера. Численно эта норма равняется 1.2 и представляет собой среднее число срабатывающих падов, если равномерно облучать камеру (другими словами, вероятность срабатывания наряду с одним также соседнего пада, которая по этой норме не должна превышать 20%).

Концептуально мюонная система LHCb отличается от мюонных систем других спектрометров, таких как ATLAS, CMS, ALICE. В LHCb-спектрометре точный импульс мюона определяется не мюонной, а трековой системой, где мюоны, как и другие заряженные частицы, оставляют треки, но где достигается высокая координатная точность – 200 мкм, т. к. мюоны еще не испытали многократного кулоновского рассеяния на веществе фильтров–поглотителей. При таком подходе измерение импульса мюона получается не хуже 0.5%, что исключительно важно для нахождения инвариантных масс нестабильных частиц по продуктам распада с мюонами в конечном состоянии.

1.2. Структура и принципы построения мюонного детектора LHCb-спектрометра

На рис. 1.4 приведены схемы, взятые из проекта разных годов [18, 28], откуда следует, что гранулярность мюонного детектора в концептуальном смысле сохранилась, хотя в вопросах практической реализации произошли существенные изменения. В ранних документах в качестве базовых технологий были выбраны две технологии: многопроволочные пропорциональные камеры (англ. аббревиатура MWPC – *Mutiwire Proportional Chambers*) и многослойные резистивные камеры (MRPC – *Multigap Resistive Chambers*). Особенность последних – высокое временное разрешение ($\sigma_t \sim 1$ нс), лучшее, чем у MWPC, при меньшей стоимости. Однако MRPC существенно уступают MWPC по загрузочной

способности. Поэтому MRPC предполагалось разместить в регионах, далеких от пучка (R4), а MWPC – в остальных (R1–R3). В цитируемых здесь документах была впервые произведена оценка числа мюонных станций для решения поставленных выше задач и была определена необходимая сегментация для регистрации мюонов высоких энергий с требуемым пространственным разрешением.

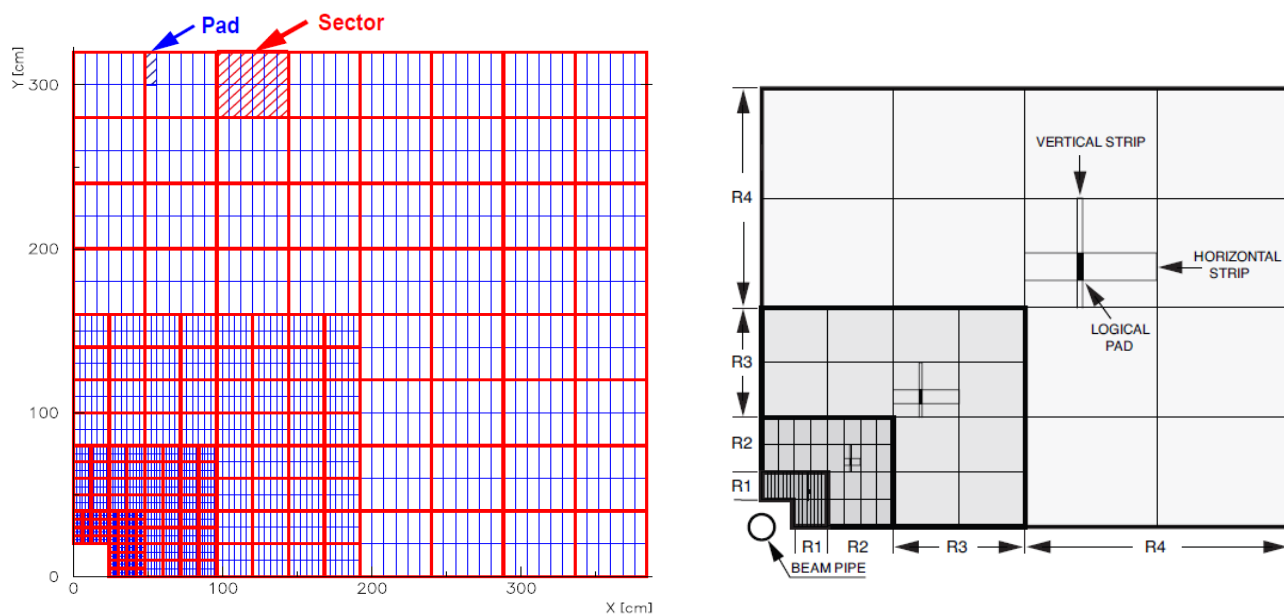


Рис. 1.4. Гранулярность станций мюонного детектора в проекте 1998 года – удвоение размеров падов при переходе от региона R1 к региону R2, от R2 к R3, от R3 к R4 (а); сохранилась в окончательном проекте (б). Однако суммарное число каналов существенно отличается: 236 тысяч – в первом и 122 тысячи – во втором случае.

В проекте 1995 года [32] получено расчетом, что для идентификации мюонов необходимо 6 мюонных станций, а для отбора событий по поперечному импульсу мюонов с порогом 1 ГэВ/с необходимо 45 тысяч (45К) логических падов, а число физических каналов – 236К. Принцип сегментации принимался следующим: мюонные станции разделялись на 4 региона, минимальный пад считался $1 \times 1 \text{ см}^2$ в самом близком к пучку регионе R1 первой мюонной станции, а по мере удаления от пучка и при переходе в регионы R2, R3 и R4 размеры падов увеличивались как 2, 4, 8 соответственно. В техническом проекте 1998 года [18] и в работах, связанных с подготовкой TDR [33–37], уточнялись детали первоначальной концепции. Число мюонных станций было уменьшено до пяти. Однако число физических и логических падов осталось на прежнем уровне – 236К

и 45К соответственно. При определении числа физических падов и каналов электроники принималось, что максимальный физический пад имеет размер 50 см^2 , а максимальная электрическая емкость пада – 75 пФ (определяет шум электроники) [34]. Для создания крупного логического пада физические пады объединялись логическим ИЛИ в логические пады. При таком объединении шум не увеличивается. В этом проекте 1998 года, равно как и в техническом проекте мюонного детектора, опубликованном в 2001 году [28], по-прежнему считалось, что MRPC могут быть применены в мюонном детекторе. Однако интенсивные исследования камер-прототипов, которые проводились в начале 2000-х годов, показали, что MRPC не выдерживают радиационных нагрузок. В 2003 году от MRPC отказались, заменив их на MWPC.

Как показано на рис. 1.5, взятом из проекта установки 2001 года [28], мюонный детектор состоит из пяти станций (M1–M5). Мюонную станцию M1 еще в ранних проектах предполагалось установить перед калориметрами, остальные станции, M2–M5, размещались за адронным калориметром, чередуясь с фильтрами–поглотителями. Минимальная энергия мюона, способного пересечь пять станций, составляет 6 ГэВ . Мюонные камеры установлены на двух “полустанциях”, каждая из которых может перемещаться на монорельсах, расположенных вверху и внизу. Перемещение необходимо для обеспечения доступа к камерам при сборке установки и ремонтных работах. На каждой стороне такой довольно значительной по размерам установки (размеры станции M5 – $12 \times 10 \text{ м}^2$, а полустанции – $6 \times 10 \text{ м}^2$ соответственно, первые числа – размеры в горизонтальной плоскости) камеры предполагалось устанавливать в 2 ряда со сдвигом для перекрытия активных площадей, как это показано на рис. 1.5 на видах сбоку б) и в): 276 камер на одной стороне и 276 – на противоположной стороне металлической стены–панели. Фронтальный вид на мюонную станцию, составленную из двух полустанций, дан на рис. 1.6. Панель, на которой смонтированы камеры, электрически заземлена. Кабели связи, идущие от камер к удаленным стойкам электроники и питания, плотно прилегают к стене для минимизации паразитных контуров в земле.

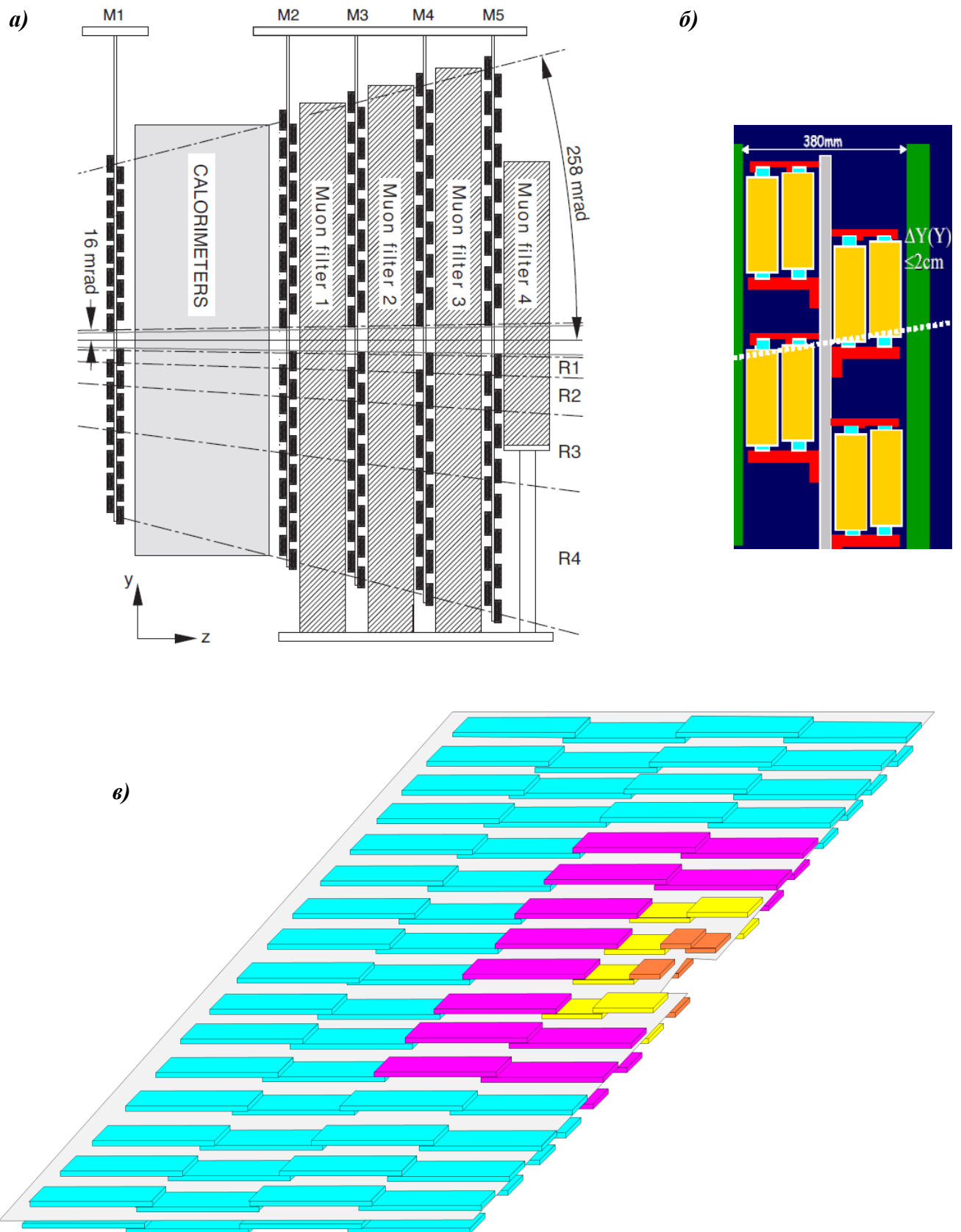


Рис. 1.5. Схема размещения камер мюонного детектора в вертикальной плоскости YZ между мюонными фильтрами-поглотителями в зазорах шириной 380 мм (а); две камеры в ряду сдвинуты друг относительно друга для организации перекрытия активных площадей камер (б): 276 камер установлено на одной стороне и 276 камер - на противоположной стороне стены станции.

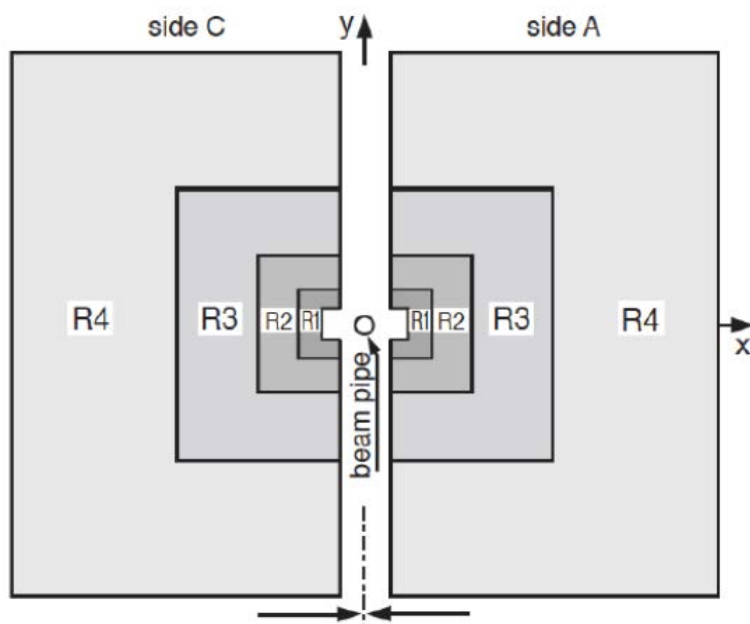


Рис. 1.6. Вид на мюонные станции в вертикальной (фронтальной) плоскости XY : показаны две подвижные полустанции – side A и side C, которые сдвигаются к пучку в рабочем состоянии и раздвигаются на свою ширину для организации доступа к камерам.

Каждая мюонная станция разбита на четыре региона, R1–R4. Внешний регион R4 поделен на 8×8 секторов; такое же разбиение 8×8 секторов, но в 2 раза меньших размеров чем в R4 – в регионе R3; 16×16 секторов в 4 раза меньших размеров, чем в R3 – в регионе R2; наконец, 16×16 секторов в 4 раза меньших размеров, чем в R2 – в регионе R1. Такой выбор размеров секторов произведен исходя из примерно одинакового количества треков, приходящихся на единицу псевдобыстрот η (см. рис. 4). В таблице 1.1, взятой из TDR [28], приведено размещение мюонных станций по оси Z – первая строка (за начало принята точка встречи пучков); размеры мюонных станций в горизонтальной (X_{\max}) и вертикальной (Y_{\max}) плоскости – вторая и третья строка соответственно; число логических падов – в квадратных скобках, их размеры – без скобок соответственно. Фоновые загрузки в различных регионах и станциях мюонного детектора, найденные расчетами¹, сведены в таблицу 1.2. Как видно из приведенных таблиц, мюонная система должна состоять из 20 типов камер с различной гранулярностью (именно гранулярностью определяется тип камеры). Принятая схема наименований камер мюонной системы включает номер

¹ В главе 6 приведены фоновые загрузки, измеренные в реальном эксперименте LHCb.

мюонной станции и регион, например M1R1 – мюонная станция M1, регион R1, M5R4 – мюонная станция M5, регион R4 и др.

Таблица 1.1. Размещение (в см) мюонных станций по оси Z – первая строка (за начало принята точка встречи пучков); размеры мюонных станций в горизонтальной и вертикальной плоскости – вторая и третья строка соответственно; число логических падов – в квадратных скобках, их размеры – без скобок соответственно

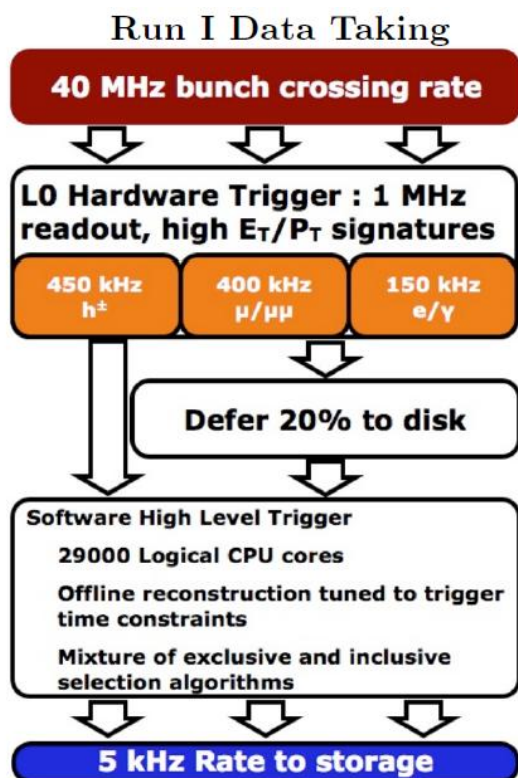
	M1	M2	M3	M4	M5
Z	1210	1527	1647	1767	1887
X_{max}	384	480	518	556	594
Y_{max}	320	400	432	464	495
R1	[24×8] 1×25	[48×8] 0.63×3.1	[48×8] 0.67×3.4	[12×8] 2.9×3.6	[12×8] 3.1×3.9
R2	[24×4] 2×5	[48×4] 1.25×6.3	[48×4] 1.35×6.8	[12×4] 5.8×7.3	[12×4] 6.2×7.7
R3	[24×2] 4×10	[48×2] 2.5×12.5	[48×2] 2.7×13.5	[12×2] 11.6×14.5	[12×2] 12.4×15.5
R4	[24×1] 8×20	[48×1] 5×25	[48×1] 5.4×27	[12×1] 23.1×29	[12×1] 24.8×30.9

Таблица 1.2. Фоновые загрузки в кГц/см² при светимости 5×10^{32} см⁻²с⁻¹, вычисленные с 2-кратным запасом в станции M1 и 5-кратным запасом в остальных станциях

	M1	M2	M3	M4	M5
R1	460	37.5	10	6.5	4.4
R2	186	26.5	3.3	2.2	1.8
R3	80	6.5	1.0	0.75	0.65
R4	25	1.2	0.415	0.25	0.225

На рис. 1.7 приведена блок-схема отбора событий, применяемая в эксперименте LHCb. Она включает два уровня: аппаратный уровень L0 или, так называемый нулевой уровень, и программный – высокий уровень HLT (*High Level Trigger*). Отбор событий на уровне L0 выполняется в конвейерном режиме. Предполагается, что коэффициент отбора событий составит не менее 40, и это снизит нагрузку последующих ступеней системы с 40 МГц до 1 МГц, при этом отбор будет производиться в зависимости от задачи по мюонам, адронам, фотонам и электронам при обнаружении больших поперечных импульсов или энергий. В каждом банче триггерная система L0 принимает 2048 двоичных слов от инспектора наложений, совмещенного с вершинным детектором VELO, 19420 – с калориметров и 25920 – с мюонного детектора; эти данные обрабатываются по

каждому из направлений отбора событий независимо, и на выработку решения тратится 128 тактов по 25 нс каждый, что составляет в сумме 3.2 мкс.



L0 line	
single muon (p_T) [GeV/c]	1.5
dimuon ($\sqrt{p_{T1} \times p_{T2}}$) [GeV/c]	1.3
hadron (E_T) [GeV]	3.5
photon (E_T) [GeV]	2.5
electron (E_T) [GeV]	2.5

Рис. 1.7. Блок-схема триггерной системы эксперимента LHCb. Уровень L0 – аппаратный, работающий в конвейерном режиме с использованием данных мюонного детектора и/или калориметров (в таблице приведены значения порогов по поперечному переданному импульсу и энергии); уровень HLT – программный. Последний состоит из двух подуровней HLT1 и HLT2 и выполняется мультипроцессорной системой – фермой (в 2012 году число процессоров доведено до 29 тысяч, что позволило поднять частоту записи регистрируемых событий до 5 кГц (проект – 2 кГц).

Коэффициент отбора на уровне HLT – порядка 500. Здесь отбор реализуется мультипроцессорной системой (фермой процессоров). Этот уровень состоит из двух подуровней HLT1 и HLT2 и выполняется набором соответствующих программ. В 2012 году число процессоров доведено до 29 тысяч, что позволило поднять частоту записи регистрируемых событий на магнитные диски до 5 кГц (проект – 2 кГц).

1.2.1. Временное разрешение мюонного детектора – определение

Если в какой-то момент времени заряженная частица – мюон пролетает через детектор, то сигнал об этом событии появится на выходе детектора с задержкой через некоторый интервал времени t . Распределение событий по времени характеризуется средним значением \bar{t} и среднеквадратичным отклонением σ_t . Величина σ_t называется временным разрешением детектора. Анализ факторов, определяющих временное разрешение мюонного детектора LHCb-спектрометра – одна из задач настоящей диссертации.

1.2.2. Пространственное разрешение мюонного детектора – определение

Пространственное разрешение мюонного детектора ЛHCb-спектрометра определяется размерами падов (гранулярностью детектора Δx и Δy). Для отбора событий с определенным поперечным импульсом мюона требуется соответствующее импульсное разрешение, которое связано с угловым разрешением в плоскости отклоняющего дипольного магнита, а угловое разрешение, в свою очередь, определяется пространственным разрешением и расстоянием от мюонной станции до вершины события. Для регистрации траектории мюона (мюонов) мюонные станции устанавливаются на определенном расстоянии друг от друга, соответственно, требования к пространственному разрешению будут разными при одинаковом угловом разрешении – чем ближе станция к точке рождения мюона, тем выше требуется пространственное разрешение. Пространственное разрешение определяется среднеквадратичными значениями $\sigma_x = \Delta x / \sqrt{12}$, $\sigma_y = \Delta y / \sqrt{12}$ в горизонтальной и вертикальной плоскости соответственно; за направление z принимается ось пучка, причем $\sigma_z \approx 0$ при определении поперечного импульса с невысокой точностью. Выше отмечалось, что задача мюонного детектора – грубое (20%) измерение поперечного импульса мюона для триггерных целей. В связи с этим, толщина вещества, вносимого мюонными камерами в радиационных длинах, – характеристика не критичная. Точное значение импульса определяет трековая система (с малым количеством вещества) с существенно лучшим пространственным разрешением по X и Y : $\sigma_x = \sigma_y = 200$ мкм, ($\sigma_z \approx 0$ можно не рассматривать, первичная вершина определяется вершинным детектором с высокой точностью).

1.2.3. Требования к быстродействию мюонного детектора

Темп столкновения встречных протонных пучков БАК 40 МГц налагает дополнительное требование – электроны первичной ионизации должны уходить из рабочего зазора мюонных камер за время 25 нс. Быстродействие мюонного детектора характеризуется также допустимой загрузкой, с которой он

“справляется” с допустимым уровнем просчетов, а просчеты определяются мертвым временем каналов регистрации (опять же временем собирания электронов) и загрузкой. Загрузка каналов зависит от гранулярности. Применительно к эксперименту LHCb мюонные камеры внутренней области детектора должны эффективно регистрировать загрузки, достигающие 500 кГц/см^2 . Здесь возможна проблема – образование пространственного заряда в рабочем зазоре.

1.3. Многопроволочная пропорциональная камера – базовая технология для создания высокоэффективных мюонных камер

Многопроволочные пропорциональные камеры MWPC применяются в физике высоких энергий более 45 лет². Как уже отмечалось, наряду с MWPC предполагалось использовать многослойные резистивные камеры MRPC. Последние предполагалось разместить на периферии в регионе R4 из-за того, что они относительно медленные. Однако в 2002 году было принято решение о замене MRPC на MWPC (причина – деградация рабочих характеристик MRPC под воздействием высоких доз радиации), для чего потребовалось дополнительно произвести 480 четырехслойных проволочных камер для региона R4.

На рис. 1.8 приведены основные элементы одного слоя камеры MWPC симметричного типа. В симметричной проволочной камере расстояние между плоскостями анодных проволочек и катодами одинаковые – зазор h . Зазор $2h$ является рабочим зазором.

Две катодные плоскости, между которыми расположена плоскость анодных сигнальных проволочек, – основа камеры. В такой камере при регистрации координат X , Y нескольких частиц по номеру сработавшей проволочки двумя ортогонально расположенными плоскостями возникают неопределенности, отмеченные на рис. 1.9 белыми кружочками. При добавлении третьей плоскости неопределенность при регистрации двух частиц устраняется, но снова появляется при регистрации трех частиц. Наилучшим образом устранение неопределенностей

² Ж. Шарпак удостоен в 1992 году Нобелевской премии по физике за изобретение в 1967 году многопроволочной пропорциональной камеры.

при регистрации нескольких частиц, одновременно прошедших через камеру, достигается в падовой камере; причем чем меньше гранулярность камеры тем лучше разрешаются неопределенности, см. рис. 1.9г.

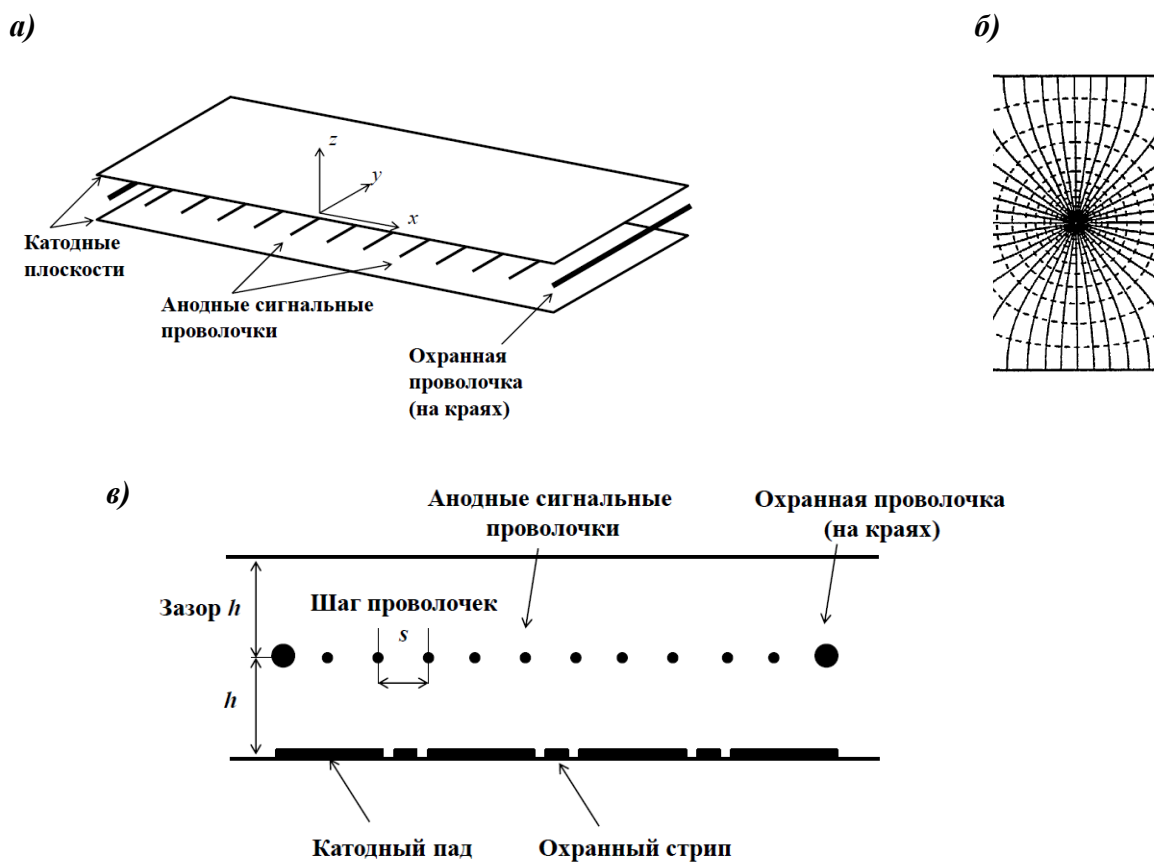


Рис. 1.8. Структура многопроволочной пропорциональной камеры симметричного типа (равенство зазоров h) – один слой (а); напряженность электрического поля в зазоре вокруг анодной проволочки – сплошные линии; пунктирными линиями показаны эквипотенциали (б); сегментированный катод в виде печатных пад, разделенных охранными стрипами (в).

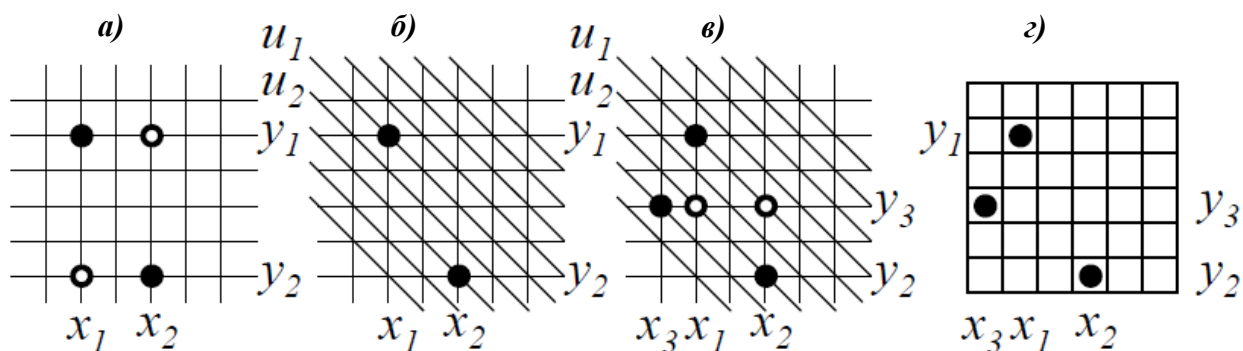


Рис. 1.9. Неопределенности (белые кружочки) при регистрации двух частиц (черные кружочки) по номеру сработавшей проволочки, две ортогональные плоскости не позволяют разрешить эту проблему (а); при добавлении третьей плоскости неопределенность устраняется (б); неопределенность снова появляется при регистрации трех частиц (в); падовой способ регистрации частицы по номеру сработавшего пада (г).

1.4. Принципы построения камер с падовой структурой различной гранулярности

Крупные пады с площадью до 200 см^2 (см. “башни” на рис. 1.2) можно создать из проволочных стрипов или соединенных вместе проволочек, где ширина пада Δx определяется шириной проволочного стрипа, а длина Δy – высотой камеры. Такая камера получила в мюонной коллаборации название WPC – *Wire Pad Chamber* [38] и впервые предложена ПИЯФ для регионов R4 мюонного детектора LHCb-спектрометра. Свойства созданных прототипов таких камер (см. рис. 1.10а) впервые описываются в работе [38].

Камера с сегментированным катодом получила в коллаборации LHCb название CPC – *Cathode Pad Chamber*, см. рис. 1.10б [28]. Это – индукционная проволочная камера с печатными катодными падами, размеры которых могут быть уменьшены до 1 см^2 и, в принципе, даже меньше.

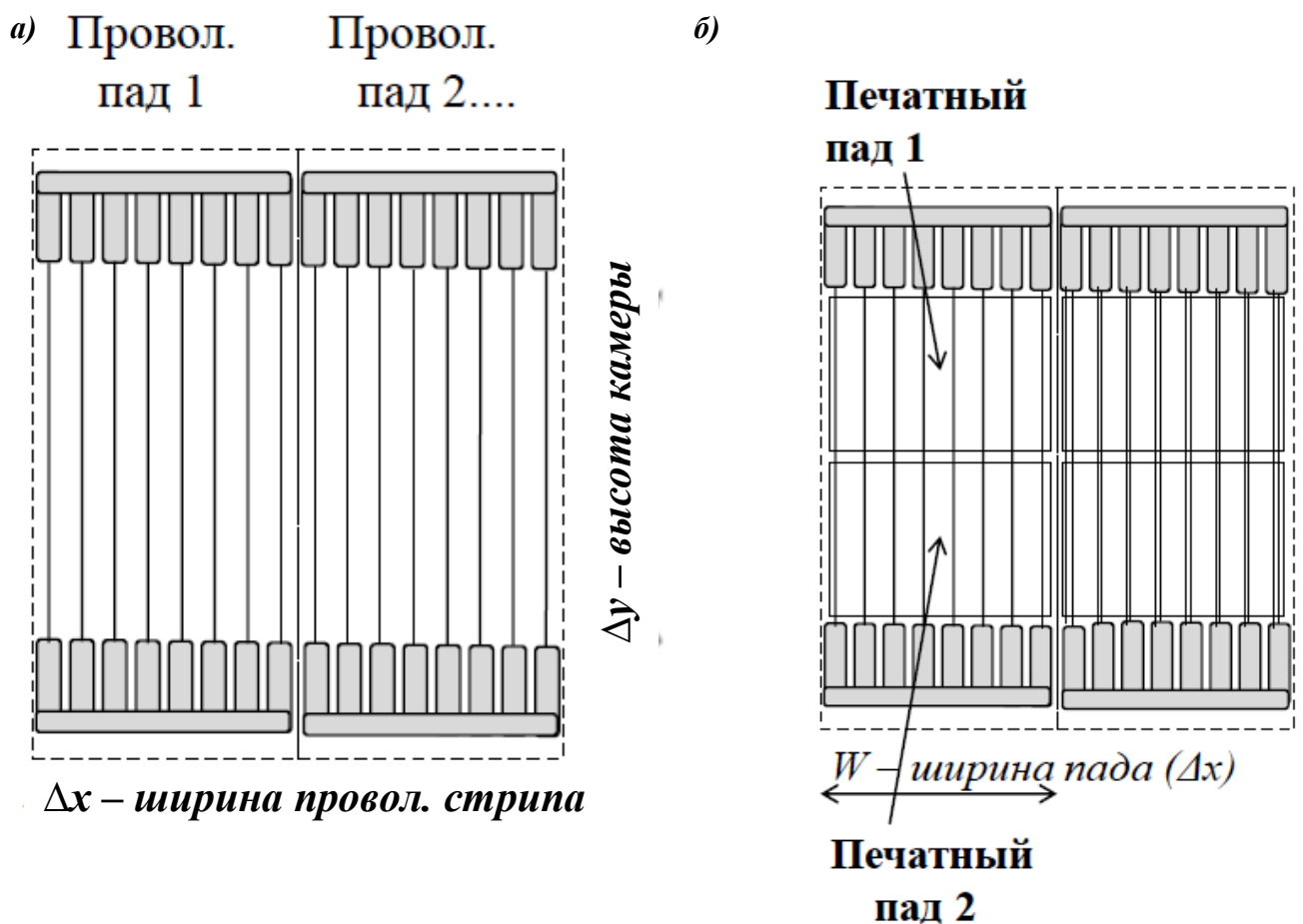


Рис. 1.10. Падовые камеры WPC – *Wire Pad Chamber* (а) и CPC – *Cathode Pad Chamber* (б).

При этом может быть сегментирован один катод – SCRO (*Single Cathode Read Out*) или оба катода – DCRO (*Double Cathode Read Out*) [25]. CPC-DCRO – полностью симметричные камеры, отличаются по свойствам от WPC, хотя сигнал по амплитуде у них такой же.

Третий тип камер – *Cathode-Wire Pad Chamber* (CWPC) комбинированного (смешанного) типа, где “эффективный пад” образуется логическим объединением по И сигналов с “узкого” проволочного стрипа (Δx) и “широкого” катодного пада (Δy), см. рис. 1.11 [28]. Здесь ширина пада может быть уменьшена до долей сантиметра без нарушения заданной нормы (в отличие от CPC) на ширину пространственного кластера 1.2. В мюонном детекторе есть камеры комбинированного (смешанного) типа с одним, CWPC-SCRO, и двумя сегментированными катодами, CWPC-DCRO.

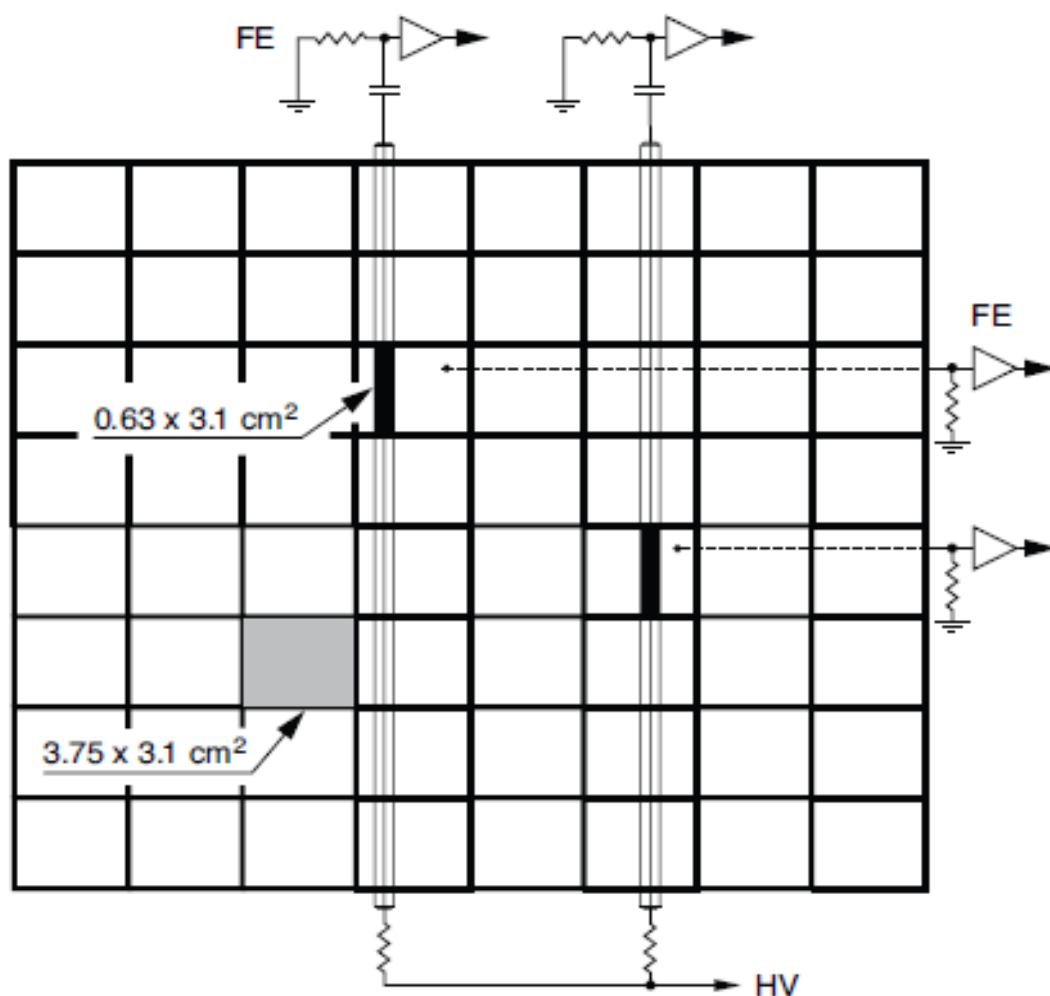


Рис.1.11. Принцип построения камер с падовой структурой комбинированного (смешанного) типа (CWPC – *Cathode-Wire Pad Chamber*) с проволочными стрипами и катодными падами, в которых “эффективный пад” образуется логической операцией И “стрип-пад”.

Камеры CWPC-типа предложены автором диссертации. Нетрудно видеть, что предложенный принцип построения падовых камер комбинированного (смешанного) типа позволяет резко уменьшить число каналов электроники в мюонном детекторе LHCb по сравнению с чисто падовой его организацией (N+M вместо N×M).

1.5. Выбор рабочего зазора камеры

Чем уже зазор, тем быстрее электроны покинут его. Однако при этом меньше электронов первичной ионизации возникнет в зазоре при прохождении частицы через камеру в направлении, перпендикулярном плоскости камеры, значит – уменьшается эффективность камеры. Обсудим это с количественными оценками, как связано одно и другое. На рис. 1.12 приведены точные зависимости статистики³ образования кластеров первичной ионизации на длине трека 5 мм для мюонов высоких энергий для разных газовых смесей. Там же приведено распределение числа электронов в кластере, предоставленное автором работы [39]. Пусть $2h=5$ мм – рабочий зазор однослойной симметричной проволочной камеры, а $4h=10$ мм – двухслойной камеры, показанной схематически на рис. 1.13.

С хорошим приближением считается [40], что распределение числа первичных кластеров (n . кл.), образующихся в зазоре камеры на длине трека x , подчиняется статистике Пуассона:

$$p_k^{(nx)} = \frac{(nx)^k}{k!} e^{-nx}, \quad (1.1)$$

где k – конкретное число кластеров при среднем значении nx на длине трека $0 \leq x \leq 1$. В этой формуле диапазон изменения переменной x пронормирован к ширине зазора h .

Статистика⁴ образования кластеров первичной ионизации такова, что приблизительно в 80% случаев первичный кластер содержит один электрон, в 3%

³ Приведенные данные определены программой HEED, встроенной в GARFIELD Version 7.02, CERN.

⁴ F. Lapique, F. Piuze. Nuclear Instr. and Methods A175 1980 P 297–318.

– два, в 2% – три и далее до десятков и более электронов в кластере, т. е. имеется длинный “хвост”, увеличивающий среднее число электронов в кластере до трех. Это дает и программа HEED (рис. 1.12б), откуда видно, что наиболее вероятен один электрон в кластере.

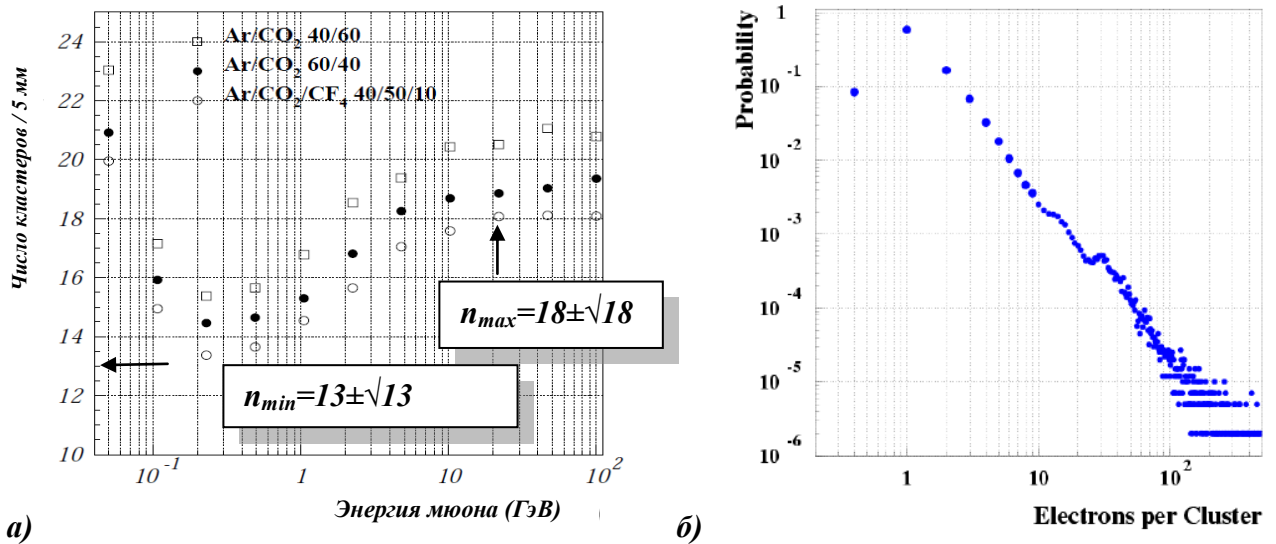


Рис. 1.12. Зависимости образования среднего числа кластеров первичной ионизации в рабочем зазоре камеры $2h=5$ мм от энергии мюона для разных газовых смесей; в смеси $Ar(40\%)CO_2(50\%)CF_4(10\%)$ (нижние кружочки) образуется в минимуме $n=13 \pm \sqrt{13}$ н. кл., а на плато – $18 \pm \sqrt{18}$ н. кл.; распределение числа электронов в кластере (б).

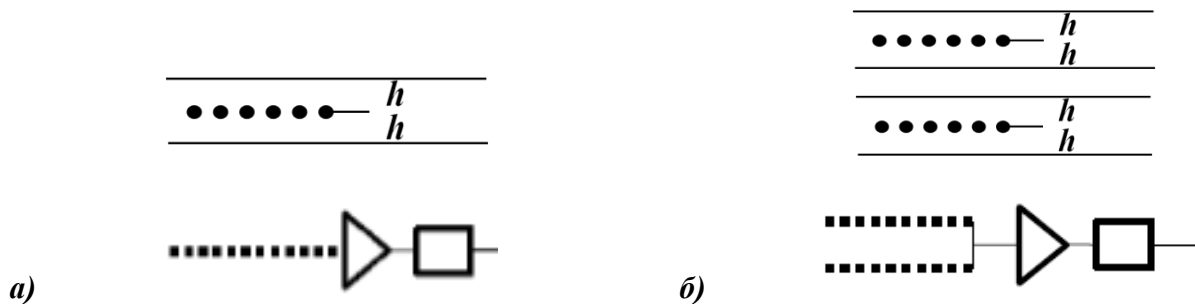


Рис. 1.13. Схема однослойной симметричной проволочной камеры с рабочим зазором $2h$ (а) и схема двухслойной симметричной камеры с проводным объединением двух слоев и удвоением первичной ионизации в рабочем зазоре $4h$, причем уход электронов из зазора в обоих случаях определяется полузазором h (б). Внизу показаны условные схемы, содержащие проволочный электрод (точки), усилитель (треугольник) и дискриминатор (прямоугольник).

Для удобства проведения качественного анализа будем считать в первом приближении, что число первичных электронов (n эл.) в зазоре равно числу первичных кластеров (n кл.), т. е. в кластере один электрон. К тому есть все основания [38], если учесть прилипание электронов еще до их лавинного умножения, что иллюстрирует рис. 1.14. В мюонных камерах ЛНСб применяется

CF_4 (тетрафторид углерода) в качестве добавки к газовой смеси Ar/CO_2 , что повышает скорость дрейфа электронов в слабых электрических полях вдали от проволочек. Но есть и другие свойства такой добавки – CF_4 “чистит” поверхность проволочек, предотвращая старение камер, как показано специальными измерениями в рамках проекта ЛНСб.

Поскольку CF_4 – электроотрицательный газ, то можно показать, что при напряженности электрического поля ниже порога лавинного умножения электронов (вдали от проволочек при $E \sim 20\text{--}40$ кВ/см), прилипание электронов на длине дрейфа 1 мм уменьшает число электронов в $e=2.72$ раз:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \approx \frac{n_0}{e}, \quad (1.2)$$

где λ , η – длина и коэффициент прилипания соответственно.

Такое упрощение позволяет нам в дальнейшем указывать пороги в первичных электронах. Это – более привычно, хотя в общем виде мы будем иметь в виду “кластер”.

Для достижения высокого быстродействия камеры необходимо, чтобы рабочий зазор был достаточно “узким” – таким, чтобы электроны первичной ионизации, возникшие в зазоре при прохождении заряженной частицы через камеру, гарантированно удалялись из рабочего зазора камеры за время 25 нс – априори заданная норма. С другой стороны, зазор должен быть достаточно “широким” – таким, чтобы эффективность регистрации частицы была достаточно высокой. Покажем, что двухслойная структура (рис.1.13б) удовлетворяет этим противоречивым требованиям. Широкий зазор можно разделить на два подзазора половинной ширины, а сигналы с них – объединить. При половинном зазоре время дрейфа электронов от катода до анода уменьшится в два раза (быстродействие камеры). Для того, чтобы “прочувствовать” причинно-следственные отношения при вариациях такого важного параметра конструкции камеры, как рабочий зазор, сделаем ряд простых расчетов без применения сложных аналитических вычислений и программ типа GARFIELD [41] и MAGBOLTZ [42]. Для этого потребуется лишь относительно точное знание

статистики образования кластеров первичной ионизации, что дает программа HEED [39].

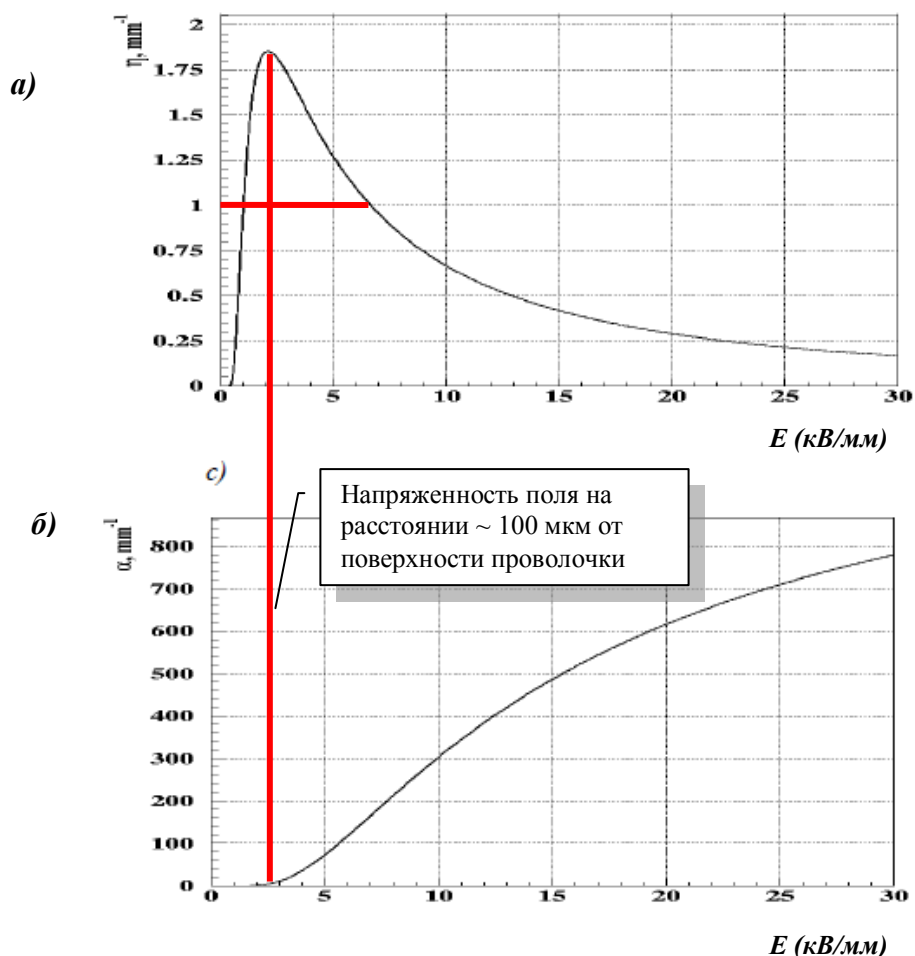


Рис. 1.14. Коэффициент прилипания электронов (а) и первый коэффициент Таундсенда (б) в зависимости от напряженности электрического поля. Красными линиями показаны условия, при которых потеря электронов из-за прилипания составляет $e \approx 2.72$ раз, этот участок по протяженности занимает практически весь зазор от катода до проволоочки.

Из формулы (1.1) можно найти эффективность регистрации частицы в зависимости от k (полагая, что это порог) при известном среднем n :

$$\varepsilon_k^n = 1 - e^{-n} \left(1 + \frac{n}{1!} + \frac{n^2}{2!} + \dots + \frac{n^k}{k!} \right), \quad (1.3)$$

где $k=0, 1, 2, \dots, n$.

Для вычислений факториала воспользуемся формулой Стирлинга для $k! \approx \sqrt{2\pi k} \left(\frac{k}{e}\right)^k \left(1 + \frac{1}{12k}\right)$, отбросив остальные члены за их малостью.

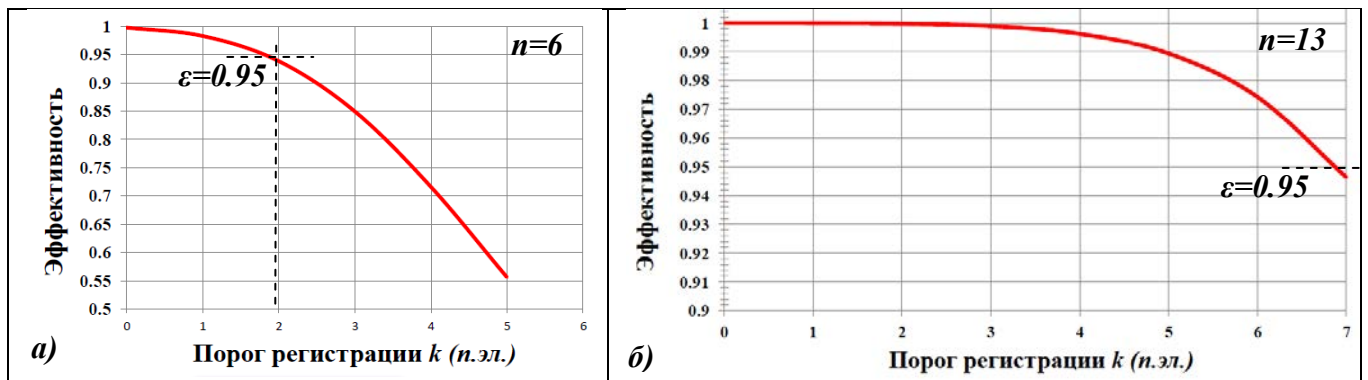


Рис. 1.15. Эффективность регистрации частицы как функция k для $n=6$ (а) и $n=13$ (б). Как видно, различие существенное: слева эффективность $\varepsilon=0.95$ достигается при $k=2$ а справа – при значительно большем пороге $k=7$.

Примеры полученных зависимостей приведены на рис. 1.15, откуда видно, что поведение эффективности существенно зависит от n , при этом эффективность тем выше, чем выше n и ниже k . Например, при $n=6$ в зазоре камеры эффективность $\varepsilon=0.95$ получается при $k=2$, но при $n=13$ (в зазоре $2h$ симметричной камеры, рис.1.14а) $\varepsilon=0.95$ может быть получена при $k=7$. Еще лучше ситуация при объединении двух слоев симметричной проволочной камеры, приводящем к удвоению числа первичных электронов в суммарном зазоре $4h$. Сумма двух распределений Пуассона есть распределение Пуассона со средним, равным сумме средних, эффект улучшения эффективности при удвоении n значительный при относительно малом k . Удвоение ионизации в рабочем зазоре – ключевая концепция для построения высокоэффективных и быстродействующих камер.

1.5.1. Удвоение ионизации в рабочем зазоре – ключевая концепция для построения высокоэффективных быстродействующих мюонных камер с высоким временным разрешением

Еще в 90-е годы было показано [43–46], что асимметричная многопроволочная камера обладает достаточно высоким быстродействием для применения на коллайдерах. Благодаря малому расстоянию анод–ближний катод быстрее удаляются положительные ионы, образованные в окрестности проволоки. Но для мюонного детектора ЛНСб здесь важно еще одно важное свойство асимметричной камеры – “сужается” область индукции на

сегментированный ближний катод, следовательно, улучшается пространственное разрешение и уменьшается ширина пространственного кластера. Двухслойные асимметричные проволочные камеры со съемом информации с катодных стрипов (микро-катодные CPC) предлагались для построения из них внутреннего трекера LHCb-спектрометра, где требовались одновременно и высокое быстродействие, и высокое пространственное разрешение, порядка 100 мкм (среднеквадратичное значение) [44–46].

Двухслойные асимметричные индукционные проволочные камеры со съемом информации с катодных падов рассматривались в первоначальных проектах LHCb [18, 32–36] как базовые строительные модули для мюонного детектора LHCb, т. к. позволяли получить необходимую гранулярность $1 \times 1 \text{ см}^2$ – минимальные размеры катодных падов, которые требовались в регионах R1 вблизи пучка. В цитируемых здесь документах предполагался съемом сигналов с каждого слоя отдельно при последующем объединении цифровых сигналов логическим ИЛИ (даже мажоритарном ИЛИ – три из четырех). Базовая идея показана на рис. 1.16, камера в целом составляется из двух таких модулей.

В процессе исследования двухслойной асимметричной камеры-прототипа, предназначенной для внутреннего трекера LHCb, на пучке в 1997 году автором диссертации было впервые апробировано проводное объединение сигнальных элементов двух слоев. При объединении проволочных электродов двухслойной асимметричной камеры был образован проволочный пад с площадью 100 см^2 и электрической емкостью 200 пФ (эквивалентный шумовой заряд составлял 10000 электронов). Было получено временное разрешение такой камеры $\sigma_t = 3.2 \text{ нс}$ и эффективность регистрации заряженных частиц $\varepsilon = 98\%$ на временном интервале $\Delta t = 25 \text{ нс}$. Заметим, что эти результаты получены для суммарного зазора двухслойной камеры 5 мм, что в 2 раза меньше показанного на рис. 1.12. Кроме того использовалась “небыстрая” бинарная газовая смесь $\text{Ar}(30\%)\text{CO}_2(70\%)$ и относительно медленная электроника с пиковым временем 50 нс (пиковое время продиктовано пространственным разрешением). Эта камера-прототип описана в работе [46] и подробно описана в главе 2. Здесь подчеркнем, что находка автора

диссертации, состоящая в проводном объединении элементов двух слоев, привела к удвоению первичной ионизации в суммарном зазоре, что важно в концептуальном отношении.

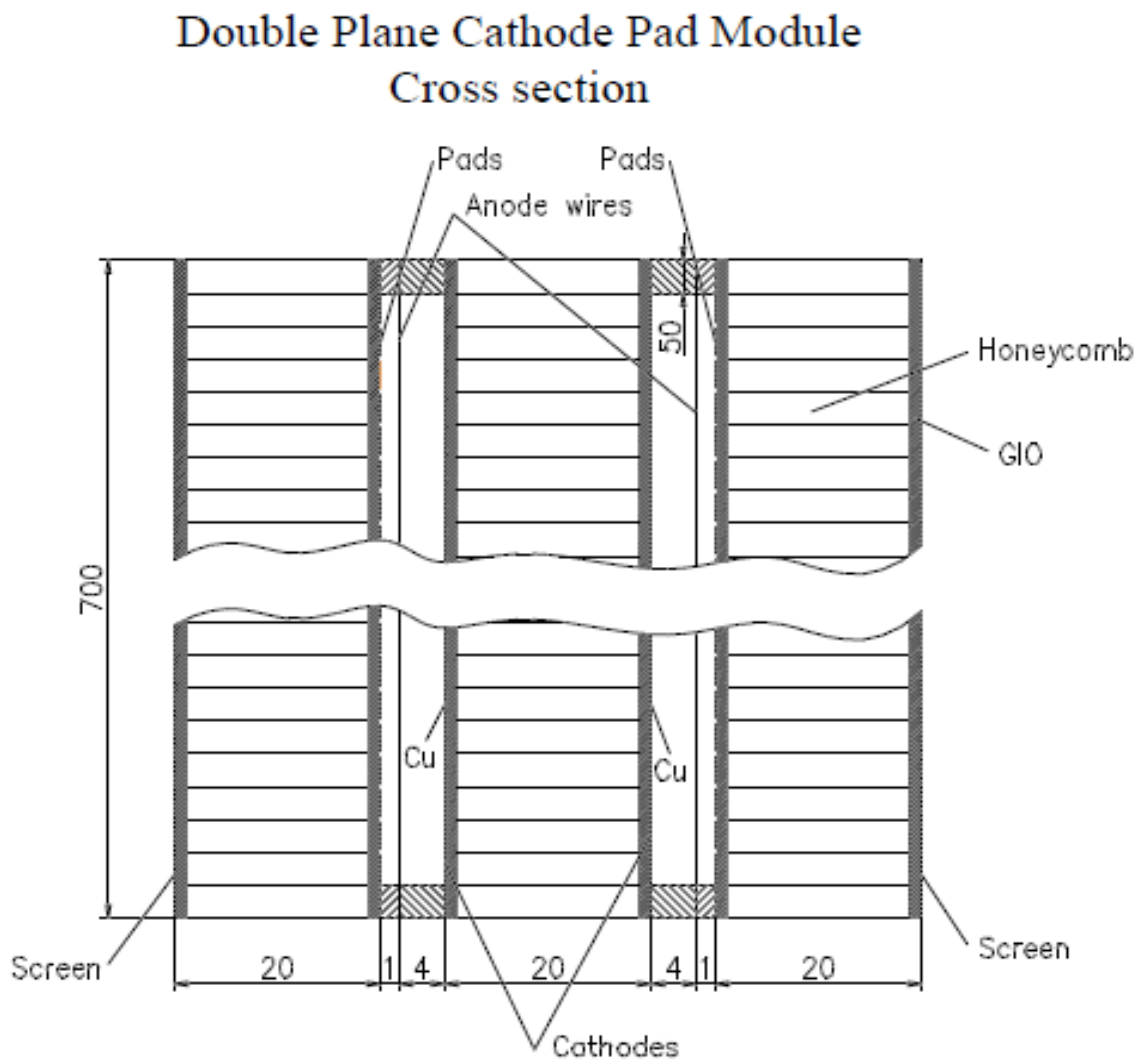


Рис.1.16. Предполагаемый базовый “строительный” модуль: двухслойная СРС-камера (*Cathode Pad Chamber*), выполненная как многопроволочная пропорциональная камера с асимметричным зазором (сегментирован ближний катод), проект 1998 года.

Концепция удвоения первичной ионизации была успешно воплощена впоследствии в симметричных MWPC, созданных впервые в ПИЯФ для мюонного детектора LHCb [38]. Симметричные камеры проще асимметричных в изготовлении и использовании, Новая концепция привела к отказу от логического объединения элементов двух слоев, которая перешла в проект LHCb эксперимента 1998 года [18] из проекта 1995 года. Кроме того, при использовании новой концепции требуется в 2 раза меньше каналов электроники,

а значит существенно уменьшается стоимость⁵. В техническом проекте мюонного детектора 2001 года [28] новая концепция стала базовой.

Асимметричная проволочная камера не имеет преимуществ перед симметричной камерой по временному разрешению при равных полных зазорах и уступает последней по мертвому времени (подробнее об этом в главе 2). Если сравнить, например, зазоры асимметричной камеры проекта 1998 года и симметричной камеры проекта 2001 года, то видно, что время сбора электронов отличается в 1.6 раза.

В обзоре литературы по мюонным камерам нет необходимости. Достаточно проанализировать эволюцию становления проекта LHCb, чтобы убедиться в том, что в фазе научно-исследовательских и конструкторских работ (НИОКР) рассматривались самые передовые технологии и технические достижения, известные на тот период.

В отличие от проволочных камер 70–80 годов, в конструкции мюонных камер конца 90-х годов нет металлических рам, проволочных катодов и майларовых окон⁶, а применены панели, не уступающие металлу по прочности. Например, стеклопластик не уступает алюминиевым сплавам по модулю упругости – модулю Юнга, а по пределу текучести и прочности существенно их превосходит. Для мюонов высоких энергий, слабо взаимодействующих с веществом, количество вещества, составляющего конструкцию мюонной камеры, не критично. В этом заключен и смысл применяемого в диссертации термина “мюонные” камеры (некритичность к количеству вещества). Концептуальные и технические решения периода НИОКР были призваны обеспечить не только высокую эффективность, но и высокую надежность мюонных камер, т. к. предстоит длительная эксплуатация мюонного детектора – не менее 10 лет (на сегодняшний день видно, что потребуются даже больше). Исключительное внимание уделялось проблеме радиационного старения элементов и материалов конструкции в условиях накопления больших доз радиации. Потенциально

⁵ Стоимость мюонной системы LHCb составляет 10 млн швейцарских франков.

⁶ G. Charpak et al. Nuclear Instr. Methods V 62. 1968. P 235; F. Sauli CERN 77-09 (1977).

опасными являются присутствующие в конструкции камер механические напряжения, вызванные натяжением большого количества сигнальных проволочек, и можно ожидать усталости конструкции, а также нежелательных деформаций, что может быть усугублено и ускорено радиацией.

В новом базовом модуле, основанном на двухслойной симметричной камере, взят тот же полный зазор, как и зазор в асимметричной камере проекта 1998 года – 5 мм, и такой же диаметр проволочек – 30 мкм. То же касается выбора в качестве рабочего газа смеси Ar/CO_2 с добавкой CF_4 , которая увеличивает скорость дрейфа электронов в слабых электрических полях и которую планировалось использовать в асимметричных камерах. В конструкции нового базового модуля также применены панели, которые можно выполнить склеиванием двух листов фольгированного стеклотекстолита с ячеистым сотовым материалом типа “*honeycomb*”. Этот материал широко применялся в камерах-прототипах, но в мюонных камерах ЛНСб окончательной конструкции применен другой наполнитель, см. Приложение к главе 3.

1.5.2. Эффективность регистрации частицы на временном интервале $\Delta t < 25$ нс – специальная норма

Допустим, что в рабочем зазоре камеры образуется k кластеров при среднем n . Можно упорядочить каждый кластер с номером j ($1 < j < k$) в заданном треком направлении x ($0 \leq x \leq 1$), которое примем перпендикулярным электродам:

$$D_j^k(x) = \frac{k!}{(k-j)!(j-1)!} (1-x)^{k-j} x^{j-1}. \quad (1.4)$$

В этом порядке сигналы от кластеров поступают на вход усилителя.

Общее выражение для пространственного положения кластера с номером j

$$A_j^n(x) = \sum_{k=j}^{\infty} p_k^n D_j^k(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} n^j e^{-nx}. \quad (1.5)$$

Такое же распределение, как (1.5), с точностью до постоянного множителя n дает формула плотности распределения вероятностей Пуассона (1.1), где $k=j-1$. При нормировании (1.1) на максимум дополнительный множитель n сокращается.

Упорядоченное в пространстве распределение (1.5) можно преобразовать во временное распределение введением скорости дрейфа электронов в электрическом поле зазора. В первом приближении скорость дрейфа электронов w можно взять постоянной (в случае проволочных камер скорость дрейфа электронов увеличивается при движении от катода к аноду, это легко учесть). В предположении постоянной скорости w построены и представлены на рис. 1.17а временные распределения при минимальном $n_{min}=13$, взятом из рис. 1.12, для различных k , где аргументом является не длина x , а время $t=x/w$.

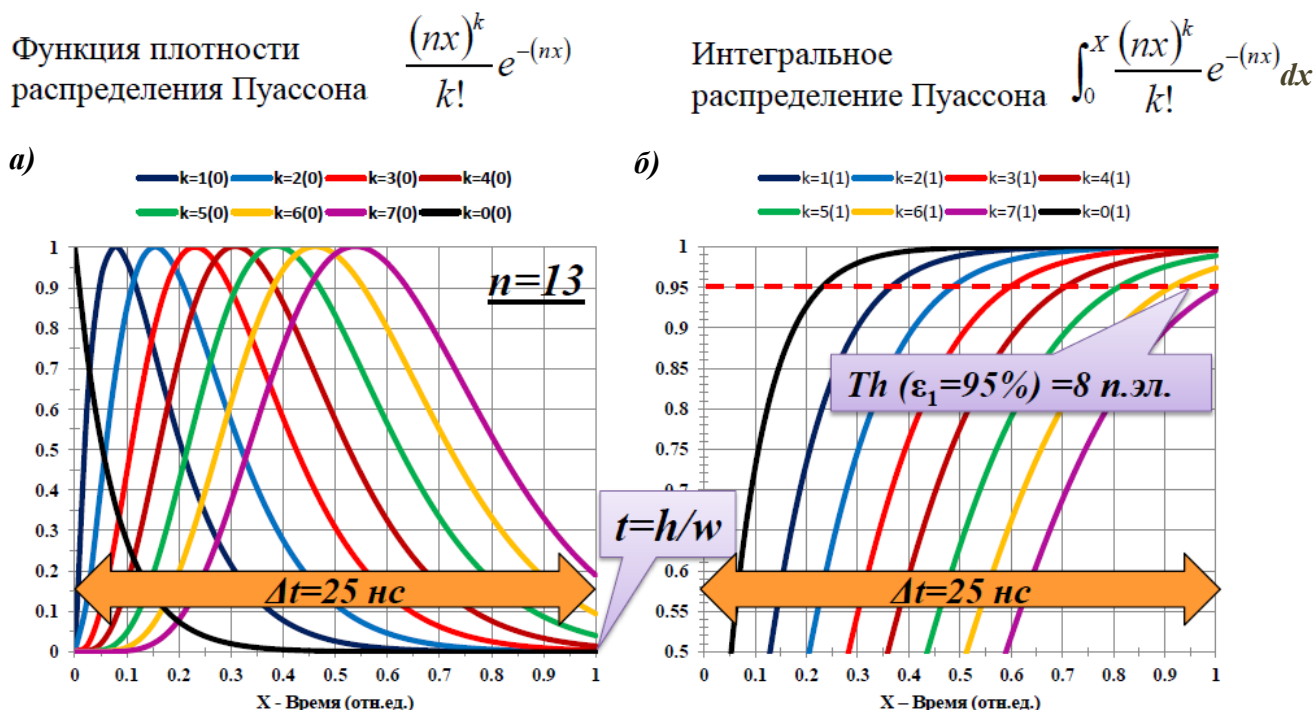


Рис. 1.17. Временные распределения ближайших к собирающему электроду кластеров первичной ионизации, полученные из плотности распределения Пуассона для $n=13$ при различных порогах k (а); зависимости эффективности от k , полученные из интегрального распределения Пуассона для $n=13$ (б). Показан временной интервал $\Delta t=25$ нс в предположении постоянной скорости дрейфа электронов $w=100$ мкм/нс в зазоре $h=2.5$ мм.

Интегральные распределения (рис.1.17б)

$$\int_0^1 \frac{(nx)^k}{k!} e^{-nx} dx \quad (1.6)$$

позволяют определить эффективность на временном интервале Δt . Видно, что эффективность $\varepsilon=0.95$ на временном интервале $\Delta t=25$ нс получается при $k=7$, т. е. при пороге регистрации $Th_{\text{рег}}=j=k+1=8$ н.эл. Неэффективность определяется

долей выхода площади распределения за пределы интервала Δt . При низких порогах эффективность укладывается даже в меньший интервал $\Delta t < 25$ нс, а с увеличением порога можно “вывалиться” за интервал $\Delta t = 25$ нс. В предположении $w = 100$ мкм/нс в зазоре $h = 2.5$ мм максимальный порог, при котором 95% временного распределения для $n_{min} = 13$ н.э. укладывается в интервал $\Delta t = 25$ нс, соответствует $j = 8$.

1.5.3. Двухслойная мюонная камера как модуль и его свойства

На рис. 1.18 приведены временные распределения и эффективности на временном интервале Δt в зависимости от порога регистрации j , полученные по формуле (1) для однослойной камеры, а справа – для двухслойной камеры с проводным объединением слоев и удвоением первичной ионизации в зазоре.

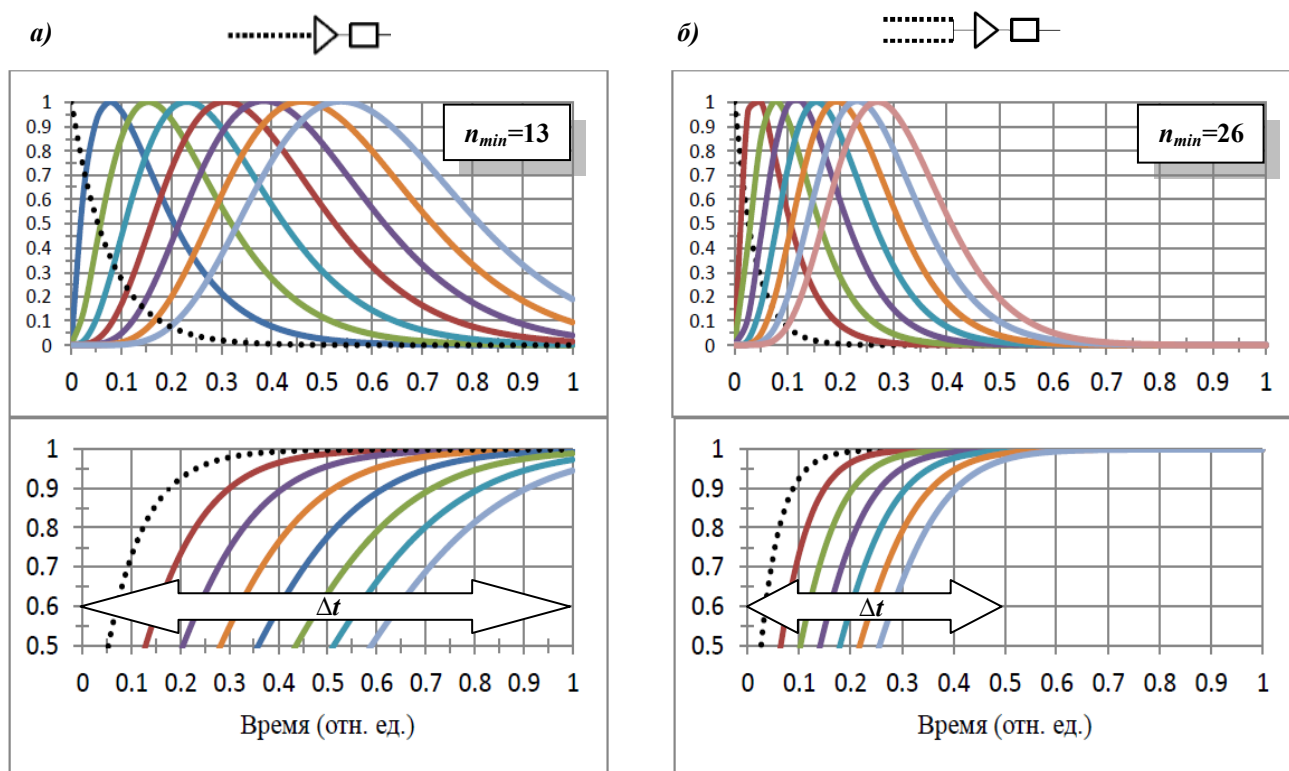


Рис. 1.18. Временные распределения, полученные по формуле (1) при различных порогах регистрации $j = 1, 2, \dots$ при постоянной скорости дрейфа электронов и различных вариантах организации камер с одинаковым расстоянием анод-катод h : однослойная симметричная проволочная камера с зазором $2h = 5$ мм (а); двухслойная камера с проводным объединением двух слоев с зазором $4h = 10$ мм (б). Внизу приведены зависимости эффективности на временном интервале Δt от порога j . Пунктирной линией на распределениях показан предельный порог $j = 1$. Вверху показаны условные схемы двух технических решений, содержащие сигнальный электрод (точки), усилитель (треугольник) и дискриминатор (прямоугольник). Время сбора электронов из рабочего зазора камер одинаковое, т. к. определяется h .

Из рис. 1.12 взято $n_{min}=13$, что касается $n_{max}=18$, то разность между первым и вторым отнесена к “запасу” для надежности. Удвоенным числом кластеров первичной ионизации считается $n_{min}=26\pm\sqrt{26}$. Из рисунка видно, что временные распределения для n_{min} и $2n_{min}$ получаются существенно разными, при этом электроны первичной ионизации в обоих случаях дрейфуют одинаковый путь – полузазор $h=2.5$ мм. Простое удвоение зазора однослойной камеры дало бы такой же результат, как и проводное объединение, но с удвоенным временем ухода электронов из зазора. В камере с широким зазором событие, которое последует через $\Delta t=25$ нс, может наложиться на предыдущее, т. е. камера не “разрешает” события, следующие с интервалом $\Delta t=25$ нс. Так же камера может не “разрешить” два последующих события при высоком пороге регистрации k , уширяющем временное распределение из-за флуктуаций первичной ионизации, в результате чего появляется вероятность того, что сигнал предыдущего события запоздает и попадет в другой банч. Неправильная фиксация времени не будет соответствовать данным других субдетекторов, что переводит событие в “фоновое”.

На рис. 1.19 показано, что ширина распределений при одном и том же пороге в двух рассматриваемых решениях отличается почти в 2 раза.

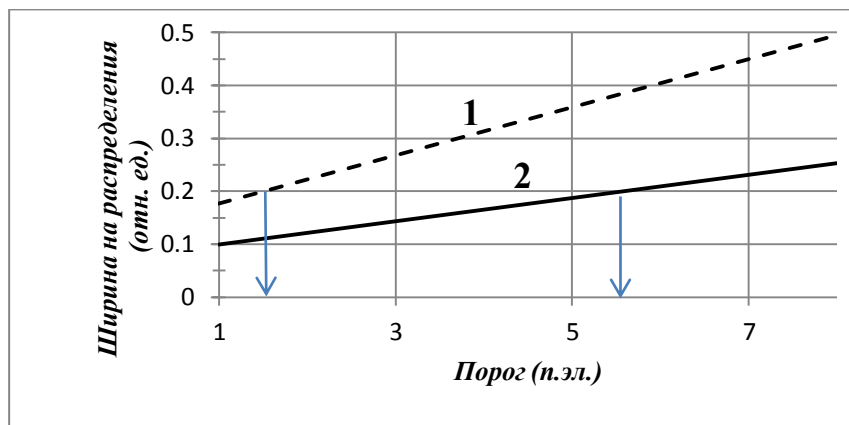


Рис. 1.19. Ширина временного распределения как функция порога регистрации; при одинаковом пороге и одинаковом зазоре анод–катод; в двухслойной камере (линия 2) ширина почти в 2 раза меньше, чем в однослойной камере (линия 1). Стрелки указывают на пороги, которым соответствует одинаковая ширина распределений (пороги отличаются не в 2 раза, а больше).

Для сравнения различных решений на рис. 1.20 приведены распределения, полученные проводным объединением элементов двух слоев, а также объединением сигналов логическим ИЛИ. Здесь ширины распределений на полувысоте отличаются приблизительно в $\sqrt{2}$ раз. Видно, что при одинаковом суммарном рабочем зазоре камеры и том же пороге регистрации в первичных

электронах наименьшее по ширине временное распределение и наилучшая эффективность на заданном временном интервале Δt получаются при проводном объединении. Кроме того, при проводном объединении число каналов электроники в 2 раза меньше, чем при логическом объединении, – существенный аргумент в пользу первого решения.

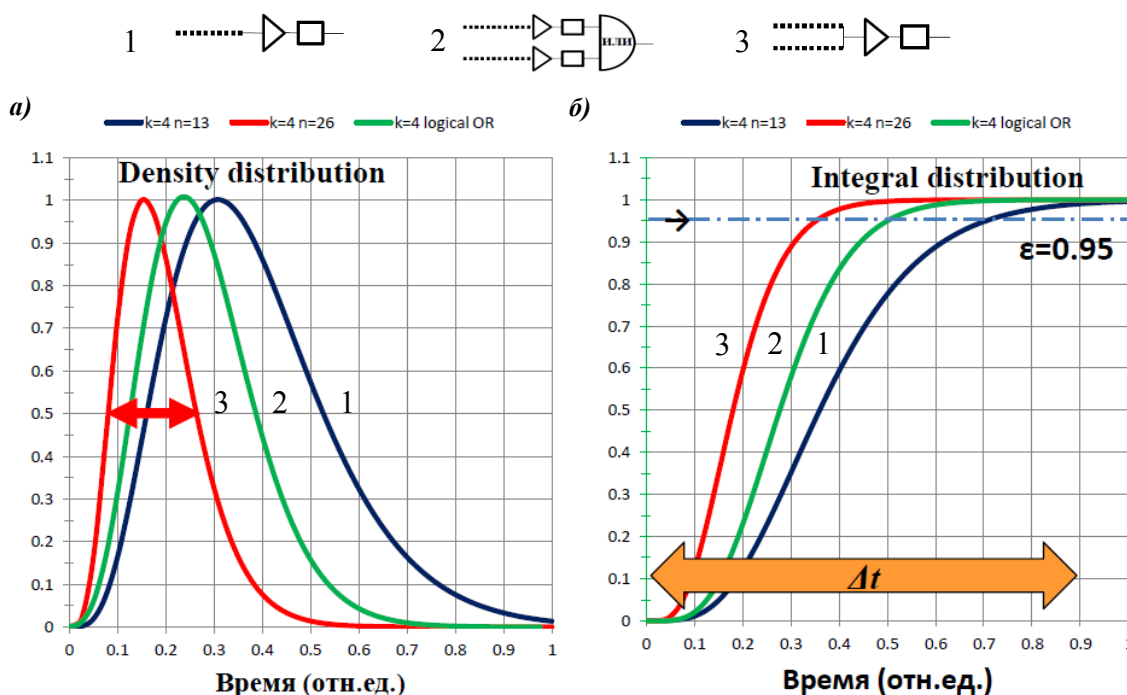


Рис. 1.20. Временные распределения (а) и зависимости эффективности регистрации (б) для трех технических решений при одинаковом пороге регистрации: однослойная камера (1), объединение двух слоев логическим ИЛИ (2), проводное объединение двух слоев (3). Вверху – условные схемы вариантов 1–3. Уровень эффективности $\varepsilon=0.95$ достигается при существенно разных Δt .

Полученный при проводном объединении “запас” по Δt , как это видно из рис. 1.21, позволяет существенно увеличить максимально допустимую емкость детектора, которая приводит к увеличению шумов электроники и может “уширить” распределение. Пользуясь полученным запасом, оценим максимально допустимую емкость детектора. Воспользуемся следующей формулой, связывающей газовое усиление проволочной камеры с порогом электроники $Th_{эл}(эл.)$ в электронах и порогом регистрации частицы в первичных электронах $Th_{рег}(п.эл.)$:

$$G = \frac{N(\text{эл.})}{N(n.\text{эл.})|_{Th}} = \frac{Th_{\text{эл.}}(\text{эл.})}{\delta \cdot Th_{\text{пер.}}(n.\text{эл.})} = \frac{5 \cdot ENC(\text{эл.})}{\delta \cdot Th_{\text{пер.}}(\text{п.эл.})} \quad (1.7-1)$$

и потребуем:

$$\frac{5 \cdot ENC(\text{эл.})}{G \cdot \delta \cdot Th_{\text{пер.}}(\text{п.эл.})} = 1. \quad (1.7-2)$$

Пяти среднеквадратичных отклонений шумового распределения (в формуле ENC – *Equivalent Noise Charge*) достаточно для задания порога электроники $Th_{\text{эл.}}(\text{эл.})$ – об этом подробно в главе 4, где обсуждается электроника.

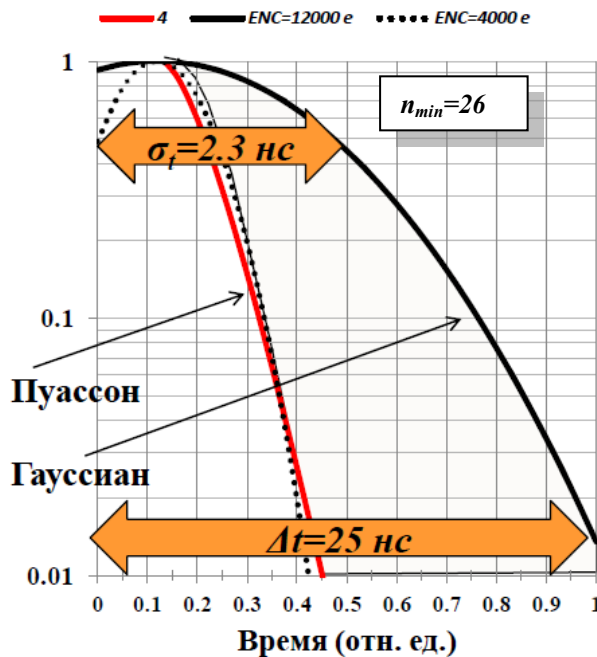


Рис. 1.21. Временное распределение Пуассона без шума (красная линия, лог. шкала) и шумовое распределение Гаусса (пунктирная линия), совпадающее с распределением Пуассона. При больших емкостях шум может изменить форму распределения с Пуассона на распределение Гаусса – более симметричное. В двухслойной камере с проводным объединением слоев при пороге регистрации $Th=4$ п.эл. без выхода за пределы $\Delta t=25$ нс допускается емкость $C_{\text{дет}}=250$ пФ, которая вносит шум $ENC=12000$ эл. – среднеквадратичное значение распределения с формой Гаусса (показано жирной линией).

Порог регистрации сигнала в первичных электронах ($n.\text{эл.}$) это – независимый параметр, значение которого можно принять любым. Шум, в отличие от сигнала, представленный суммой дельта-импульсов, регистрируется без дефицита, в то время как сигнал – с дефицитом. Параметр δ учитывает баллистический дефицит усилителя–формирователя, который здесь принят равным $\delta=0.1$ (для усилителя микросхемы CARIOCA $\delta=0.085$, измерен автором диссертации, см. главу 5, раздел 5.5.1.1). Воспользовавшись соотношением (1.7-2), свяжем ENC в электронах и порог в первичных электронах при типовом газовом усилении $G=0.7 \times 10^5$, откуда получим $ENC(\text{эл.}) \approx 2000 \cdot Th(n.\text{эл.})$.

Нетрудно видеть, что дискретность первичной ионизации вносит заметный вклад во временное распределение, доминирующий до емкости детектора порядка 150 пФ. На рис. 1.21 показано, что при пороге $Th=4$ п.эл. эффективность

регистрации $\varepsilon=95\%$ на интервале $\Delta t = 25$ нс может быть получена при значительном шуме электроники, $ENC=12000$ эл., который соответствует относительно большой емкости детектора (соответственно, большой площади пада). Принимая во внимание, что современные усилители вносят шум 40–50 эл./ $n\Phi$, оценим по полученному ENC емкость детектора. Она получается равной 250 $n\Phi$, что существенно больше величины 75 $n\Phi$, которая принималась в расчет в техническом проекте 1998 года [18] при определении числа каналов электроники.

1.5.4. Четырехслойная мюонная камера – повышение надежности

Для высокой надежности мюонной системы необходимо разумное переопределение – избыточность. На рис. 1.22 приведена схема четырехслойной камеры с логическим объединением по ИЛИ двух двухслойных камер с проводным объединением. Такая схема позволяет получить близкую к 100% эффективность регистрации мюонов высоких энергий на временном интервале $\Delta t < 25$ нс. Так, если каждая двухслойная камера обеспечивает эффективность $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 95\%$, то получим эффективность четырехслойной камеры 99.75% (просчеты при этом не учитываются). Высокой будет и надежность. Если в погоне за эффективностью объединить проводным соединением четыре зазора, то, очевидно, надежность такой системы будет низкой.

Описанная концепция удвоения числа кластеров первичной ионизации в рабочем зазоре, являющаяся ключевой, легла в основу создания целого спектра четырехслойных камер с падовой структурой различной гранулярности для мюонного детектора эксперимента LHCb. Как будет показано в главе 3, по этой концепции выполнены 1104 камеры мюонных станций M2–M5 16-ти типов по гранулярности (рис. 1.22a). По новой концепции суммарное число каналов электроники уменьшено с 236K [18] до 122K [28], соответственно, существенно снижена стоимость мюонного детектора. В то же время 276 камер мюонной станции M1 выполнены с логическим объединением двух однослойных камер

(рис. 1.22б). Камеры этой станции выполнены двухслойными, а не четырехслойными, в соответствии с требованием уменьшения количества вещества на пути частиц, т. к. мюонная станция М1 размещена перед электромагнитным калориметром. Логическое объединение двух слоев повысило надежность мюонной станции М1, но привело к ухудшению временного разрешения по сравнению с проводным объединением (рис. 1.20). При проводном объединении проволочек в случае обрыва закорачиваются оба слоя, чего не происходит в случае логического объединения слоев, одна из камер может функционировать. Считается, что надежность камеры ниже чем электроники.

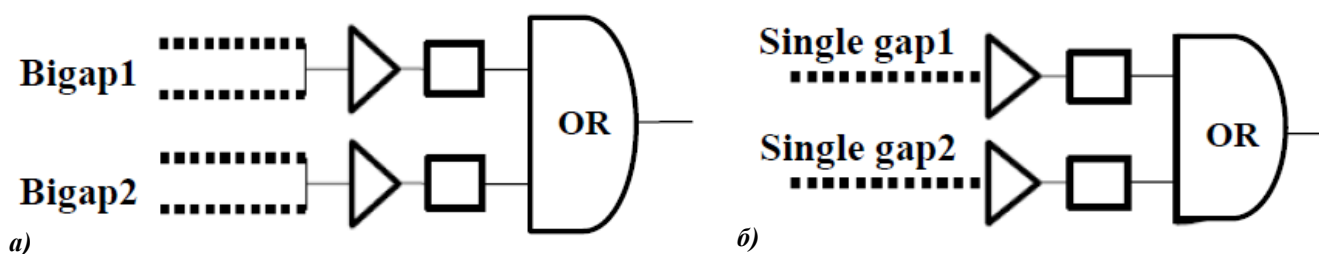


Рис. 1.22. Схема объединения слоев в четырехслойных камерах мюонных станций М2–М5 (а) и схема объединения слоев в двухслойных камерах мюонной станции М1 (б). Точки – сигнальные электроды однослойных камер, треугольник – усилитель, прямоугольник – дискриминатор.

Асимметричная камера не имеет преимуществ перед симметричной, т. к. временное разрешение и эффективность определяются средним числом кластеров первичной ионизации в полном рабочем зазоре камеры n и порогом k , см. формулу (1.3), т. е. камеры идентичны по этим характеристикам. Время же ухода электронов из рабочего зазора в асимметричной камере больше при той же эффективности. Так, при скорости дрейфа электронов вблизи катода 90 мкм/нс , а на расстоянии $l \text{ мм}$ от проволочки – 250 мкм/нс при зазорах 4 мм и 1 мм (см. рис. 1.16) эвакуация электронов из такого несимметричного зазора произойдет за 48 нс , что неприемлемо при темпе следования банчей 25 нс . Однако, ширина пространственного кластера – параметр, где асимметричная камера принципиально превосходит симметричную. Сравнение характеристик двухслойных асимметричной и симметричной проволочных камер, полученных экспериментально на пучке, будет приведено в главе 2. Вопросы выбора шага,

диаметра и длины проволочек обсуждаются в Приложении к главе 1 (П1.1–П1.8). Там же приведены полезные формулы, важные для создания камер.

1.5.5. Другие схемы с увеличением числа кластеров первичной ионизации в зазоре

Дальнейшее уменьшение рабочего зазора с целью уменьшения мертвого времени, а также уменьшения ширины пространственного кластера с условием сохранения высокой эффективности может потребовать других схем. Примеры таких схем, где предложенный выше метод обобщается для камер с предельно узким полузазором $h=1$ мм с малым n , приведены на рис. 1.23.

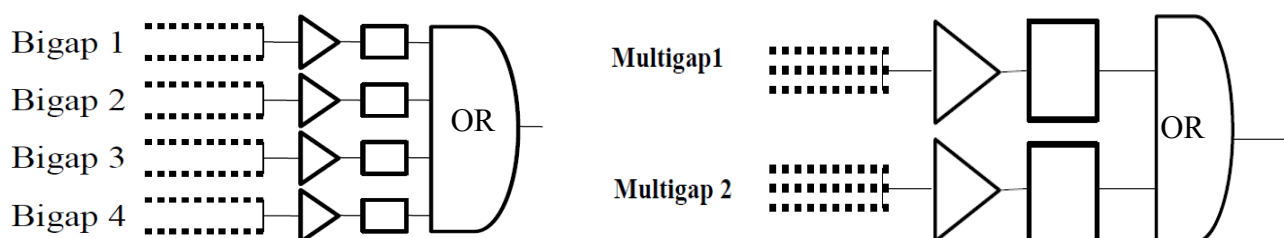


Рис. 1.23. Схемы многослойных структур с предельно узкими рабочими зазорами с проводным объединением элементов слоев и последующим логическим объединением структур по ИЛИ.

Приведенные схемы многослойных камер с предельно узкими рабочими зазорами одного слоя могут быть востребованы при модернизации мюонного детектора для работы эксперимента LHCb при светимости $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ – в 10 раз выше нынешней величины⁷. Чем меньше зазор, тем более жесткие требования к конструкции и труднее сделать проволочную камеру. Автором получен патент на полезную модель многослойного детектора, в котором концепция удвоения числа кластеров первичной ионизации реализована применительно к умножению электронов в отверстиях газового электронного умножителя.

Зависимости эффективности от порога регистрации, которые могли бы быть получены в четырех двухслойных и двух трехслойных структурах, объединенных логическим ИЛИ, приведены на рис. 1.24. Как видно, комбинация проводного с

⁷ Первая такая модернизация мюонного детектора LHCb-спектрометра запланирована на 2018 год.

последующим логическим объединением позволяет получить близкую к 100% эффективность и в этом случае.

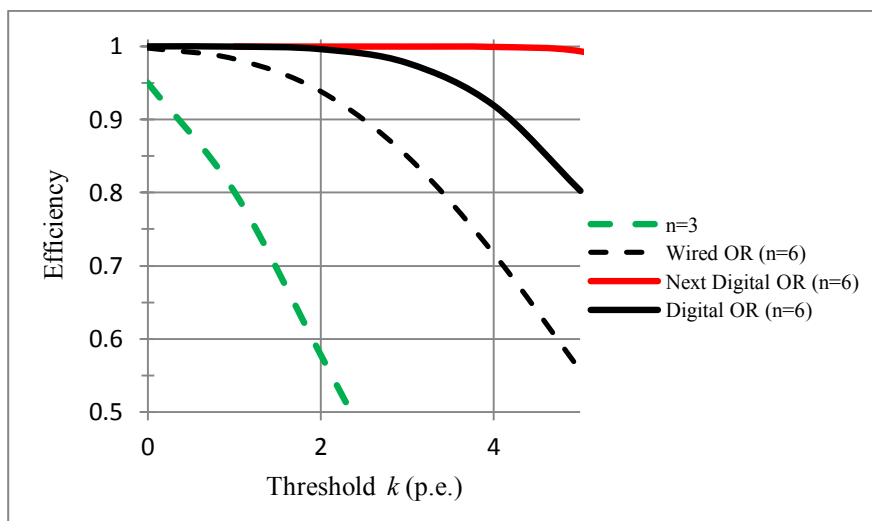


Рис. 1.24. Увеличение эффективности при многократном применении проводного и логического объединений слоев с малым n .

1.6. Пространственная гранулярность и ширина пространственного кластера – специальная характеристика и ее норма

Для быстрого поиска трека мюона при решении триггерной задачи важно, чтобы в камере преимущественно срабатывал один пад. В соответствии с этим требованием, вероятность срабатывания двух соседних каналов не должна превышать 20% при равномерном облучении камеры, что соответствует ширине пространственного кластера 1.2. Очевидно, чем больше расстояние анод-катод, тем шире “охват индукцией” площади катода, тем больше срабатывает катодных каналов одновременно. Указанная предельная вероятность срабатываний соседних каналов определяется суммой следующих эффектов:

- индукцией на сегментированный катод заряда из точки образования лавины, возникающей на проволочке;
- углом к нормали, под которым частица пересекает довольно “толстую” четырехслойную структуру;
- емкостными кросстоками (перекрестными наводками) “канал-канал”.

Первичные электроны, дрейфующие в электрическом поле рабочего зазора камеры, достигают области начала газового усиления без наведения “видимого” заряда куда-либо. Образование значительного заряда происходит на последнем

этапе лавинного умножения в окрестности анодной проволоочки; заряд становится достаточным для его регистрации. Заряд индуцируют положительные ионы, образованные после быстрого ухода электронов на проволоочку. Положительные ионы проходят полный путь, дрейфуя от анода до катода (электронная компонента заряда, такая же по величине, вносит пренебрежимо малый вклад в индукцию, из-за того, что электроны проходят до анода путь порядка 100 мкм).

Аналитические формулы для распределения индукции с проволоочки на катод заимствованы из работ [47, 48] и приведены в Приложении П1.8. Там показано, что пространственное распределение индукции описывается функцией Гатти, которая имеет большие “хвосты”, если ее сравнивать с функцией Гаусса, а хвосты, главным образом, и определяют ширину пространственного кластера. В аналитических формулах ширина распределения зависит от отношения h/s . Чем меньше это отношение, тем уже распределение индукции как в направлении проволоочек, так и поперек. Напомним, что уменьшать ширину рабочего зазора выгодно для минимизации влияния пространственного заряда на газовое усиление (там – квадратичная зависимость) и, как следствие, на эффективность камеры. С другой стороны, чем шире зазор, тем больше кластеров первичной ионизации и тем уже временное распределение и выше эффективность. Отсюда следует, что при разработке камеры и выборе ее рабочего зазора необходим разумный компромисс. Проще воспользоваться не аналитической, а эмпирической формулой, полученной в работе [48], моделирующей процесс индукции. Для симметричной проволоочной камеры с зазором $2h=5$ мм и шагом проволоочек $s=2$ мм ширина пространственного кластера CS определяется шириной пада, а также порогом регистрации:

$$CS = 1 + \frac{0.836}{W}, \quad 1 + \frac{0.6}{W}, \quad 1 + \frac{0.442}{W} \quad (1.9)$$

для порогов $Th_{pez}=1$ н.эл., 3 н.эл., 6 н.эл. соответственно. В формуле (1.9) W – ширина катодного пада в см. Норме $CS=1.2$ удовлетворяет ширина катодного пада W не меньше 3 см (2 см) при пороге $Th_{pez}=3$ н.эл. (6 н.эл.). Для $W=1$ см порог должен быть еще выше, а высокий порог может противоречить условию высокого

временного разрешения (рис. 1.18). Уменьшение зазора h и увеличение шага проволочек s , как показывает аналитическая формула распределения индукции (см. П1.8 [49, 50]), уменьшает CS , однако, начиная с определенного предела может оказаться, что уменьшение h для газовой смеси, содержащей CF_4 , становится невозможным – мало образуется электронов первичной ионизации в зазоре.

1.6.1. Емкостные кросстоки в падовых камерах различной гранулярности

Анализ емкостных кросстоков (перекрёстных наводок канал–канал) применительно к различным типам камер мюонного детектора ЛНСб-спектрометра с целью минимизации их вклада в ширину пространственного кластера выполнялся в работе [51], а автором диссертации, например, в работе [52]. Ширина пространственного кластера увеличивается электрическими кросстоками через емкости связи, от которых полностью избавиться невозможно, заряд последних добавляется к заряду прямой индукции. Для изучения емкостных кросстоков использовалась программа MAXWELL для расчета взаимных электромагнитных связей канал–канал. Эта программа создавала SPICE-модель, далее программа SPICE использовалась для анализа прохождения сигналов в электрических схемах. Рассмотрим для начала более простые аналитические зависимости, описывающие прохождение сигналов в эквивалентных схемах WPC-камеры с проволочными падами и CPC-камеры с печатными катодными падами. Для этого рассмотрим схемы, приведенные на рис. 1.28 и рис. 1.29, где показаны два смежных проволочных канала (пада), C_{wp} – емкость “пад–земля”, C_{pp} – емкость “пад–пад”, i – сигнал (источник тока), направления токов указаны стрелками. Кросстоки характеризуются отношением токов i_2/i_1 , и для приведенных выше схем эти отношения в ветвях регистрации сигналов усилителями принципиально разные для камер WPC и CPC:

$$\frac{i_2}{i_1} \approx \frac{C_{pp}}{2C_{wp}}, \quad (1.10)$$

$$\frac{i_2}{i_1} \approx -\frac{2C_{wp}}{C}. \quad (1.11)$$

В WPC-камере кросстоки той же полярности, а в CPC-камере – противоположной (знак минус). Как видно из формул, их величина определяется разными емкостями. В WPC-камере кросстоки незначительные. В CPC-SCRO кросстоки на порядок больше, чем в WPC, а в камерах CPC-DCRO еще в 2 раза больше.

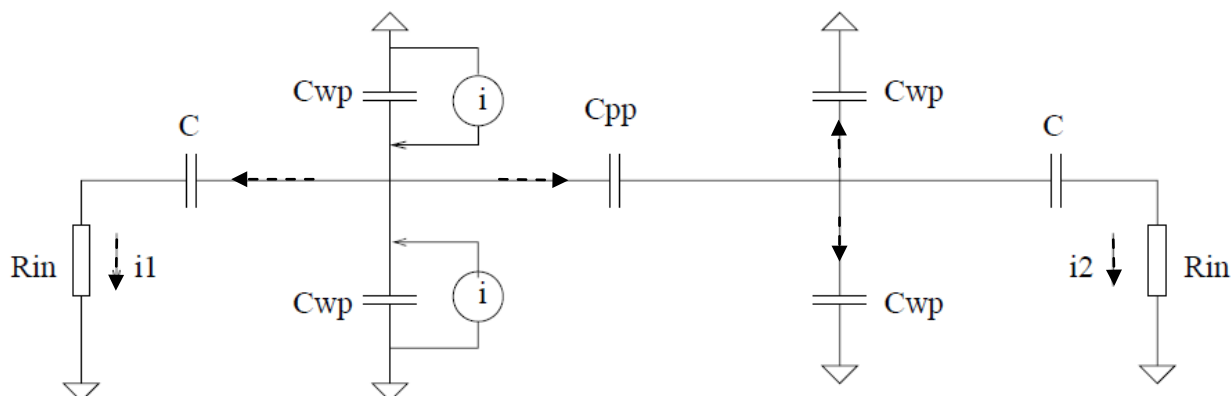


Рис. 1.28. Эквивалентная схема емкостных связей между двумя смежными падами в WPC-камере. C_{wp} – емкость проволочного пада на катоды; C_{pp} – емкость между соседними проволочными падами; C – емкость конденсатора, включенного между проволочным падом и усилителем с входными сопротивлением R_{in} ; i – сигнал (источник тока).

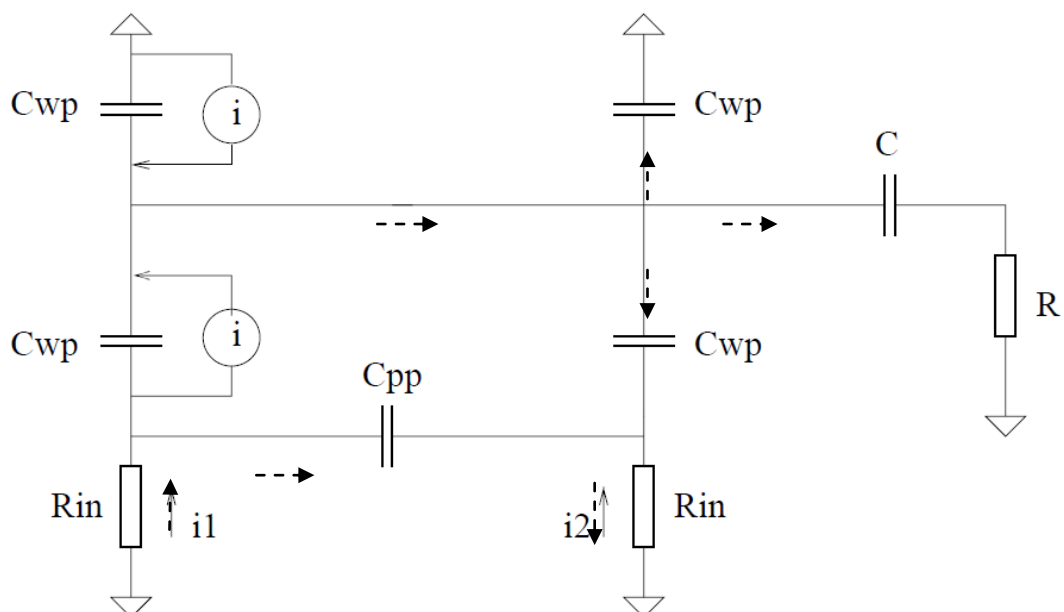


Рис. 1.29. Эквивалентная схема емкостных связей между двумя смежными падами в CPC-камере. C_{wp} – емкость проволочного пада на катоды; C_{pp} – емкость между соседними печатными падами; C – емкость конденсатора, включенного между проволочным падом и сопротивлением R (землей); i – сигнал (источник тока).

Уменьшить кросстоки в СРС–камерах можно надлежащим выбором величины “блокирующей” емкости C , через которую можно “заземлить” по высокой частоте проволочный электрод. О том, что при таком заземлении возникают проблемы (резонансы, вносимые паразитными индуктивностями [52]), – в главе 2.

1.7. Оценка влияния на быстродействие многопроволочной камеры пространственного заряда положительных ионов, накапливаемых в зазоре при высоких загрузках

Как уже отмечалось, проволочная камера с достаточно узким зазором принципиально готова к регистрации события из следующего банча ЛНС, если электроны первичной ионизации покинули рабочий зазор за время $\Delta t = 25$ нс – период столкновения встречных пучков. При рабочем зазоре $h = 2.5$ мм и скорости дрейфа электронов $v = 100$ мкм/нс это условие, очевидно, выполняется и темп регистрации событий может составлять 40 МГц. Однако, имеется еще один фактор, который ограничивает быстродействие проволочной камеры. Это – заряд положительных ионов, накапливаемый в рабочем зазоре при высоких загрузках. Скорость дрейфа положительных ионов в 1000 раз меньше чем электронов, и они за время 25 нс практически остаются на месте. Чтобы положительные ионы из этой области дошли до катода и там нейтрализовались нужны миллисекунды. При статистической загрузке камеры устанавливается динамическое равновесие в накоплении ионов и образовании положительного пространственного заряда, который, “проваливает” за счет индукции на проволочки напряженность электрического поля в той области, где этот заряд образовался. Это вызывает снижение газового усиления в этой области. Снижение газового усиления при фиксированном пороге электроники увеличивает порог регистрации события в первичных электронах, что уширяет временное распределение и приводит к снижению эффективности на временном интервале Δt .

Будем считать, что система находится в равновесном состоянии при заданном потоке частиц через камеру. Связь загрузки R и напряжения ΔV , а также

газового усиления G из-за возникновения в зазоре пространственного заряда приведена в Приложение П1.7:

$$\Delta V = \int_0^h E(r) dr = \frac{h^2}{2\varepsilon_0} \rho = \frac{h^2}{4\varepsilon_0} \cdot \frac{RsnqG}{\pi a \mu E_a} \quad (1.8)$$

Здесь объемная плотность заряда ρ учитывает как собственно заряд ($RsnqG$), так и динамику его образования (μE_a – скорость дрейфа ионов в окрестности проволоочки). В формуле (1.8) умножение R на s – шаг проволочек дает загрузку на единицу длины проволоочки, n – среднее число первичных электронов в зазоре камеры $2h$, G – коэффициент газового усиления, $q=1.6 \times 10^{-19}$ Кл – заряд электрона, a – радиус проволоочки, μ – подвижность положительных ионов, $\varepsilon_0=8.85$ нФ/м – диэлектрическая проницаемость, E_a – напряженность электрического поля на поверхности проволоочки. Из (1.8) видно, что зазор h входит в формулу в квадрате, поэтому для минимизации нежелательного эффекта снижения потенциала, возникающего из-за положительных ионов, h следует уменьшать. Численное значение падения напряжения по формуле (1.8) для $R=500$ кГц/см², $h=2.5$ мм, $s=2$ мм, $n=20$, $G=10^5$, $\mu=1.4$ см²/Вс, $E_a=260$ кВ/см составит $\Delta V=2$ В. В этих расчетах n специально увеличено, т. к. есть фоновые частицы с энергиями меньше 1 ГэВ, что следует учитывать в подобных расчетах; G увеличено – наихудший случай (камеры мюонной станции М1). Найденное выше падение напряжения незначительное, и им можно пренебречь: до загрузок 500 кГц/см² опасного снижения эффективности мюонных камер из-за образования в рабочем зазоре пространственного заряда не предвидится. Однако при загрузках в 10 раз больших, чем нынешние, какие ожидаются в будущем при увеличении на порядок светимости ЛНС, потребуется, по-видимому, уменьшить зазор в камерах регионов R1 мюонных станций М2 и М3. Вспомним, что уменьшение h важно также для снижения времени ухода электронов первичной ионизации из зазора – мертвого времени. Ниже будет показано, что при считывании сигналов с катодных падов уменьшение индукционного зазора анод–катод (h) также важно для уменьшения ширины пространственного кластера.

а дальше импульс спадает примерно столько же времени, т. к. импульс по форме симметричный – полугауссиан. Плюс добавляется пиковое время усилителя-формирователя, T_p – импульсный отклик усилителя на дельта-функцию. Мертвое время канала регистрации образует длительность импульса дискриминатора, которая составляет удвоенное время собирания электронов вместе с пиковым временем усилителя: $2 \times (T_c + T_p)$. В нашем случае это – приблизительно 50 нс. При большом T_p мертвое время канала регистрации определяет пиковое время усилителя-формирователя.

На рис. 1.26 на сигналах с камеры, полученных моделированием, хорошо видны моменты прихода на вход усилителя первого и последнего электрона (случайная величина), по пикам видно и количество первичных электронов в зазоре. Кроме того, виден ионный хвост, созданный движением положительных ионов – плавное спадание тока к нулю, изменяющееся как $1/t$. Усилитель-формирователь сглаживает импульсы, показанные на рис. 1.26, и компенсирует ионный “хвост”.

Методика компенсации ионного хвоста изложена в Приложение П4.2 к главе 4. В главе 4 показано также, что оптимальной формой импульса, при котором достигается максимум отношения сигнал-шум – необходимое условие минимизации функции временного разрешения, является форма близкая к гауссиану. При этом показано, что оптимальное время импульсного отклика усилителя (пиковое время T_p), минимизирующее временную погрешность, является одинаковым для двух основных факторов, вызывающих “размытие” временного распределения. Эти факторы: шум электроники (дрожание – *jitter*) и амплитудный разброс сигналов с камеры (временное гуляние – *time walk*). Биполярное формирование выходного импульса и использование дискриминатора по пересечению нуля, не уменьшают, а увеличивают мертвое время канала [47].

До этого момента мы ограничивались дискретностью первичной ионизации, пренебрегая остальными факторами, влияющими в той или иной степени на временные характеристики камер. Отметим, что в основном в приведенной схеме мертвое время непродлевающегося типа, см. рис. 1.27. Однако цуг первичных

электронов удлиняется при сложении в канале двух событий из разных банчей, в этом случае мертвое время канала продлевается. Если следующее событие происходит в смежном банче в этом же канале, то второе срабатывание (хит – *hit*) теряется. Анализ реального процесса просчетов сложнее из-за флуктуаций ионизации [53]. Задача электроники мюонного детектора LHCb состоит прежде всего в том, чтобы временное распределение момента срабатывания дискриминатора не выходило за пределы интервала $\Delta t < T = 25$ нс (на рисунке $\Delta t < 20$ нс указано с запасом) при заданной норме эффективности регистрации частицы.

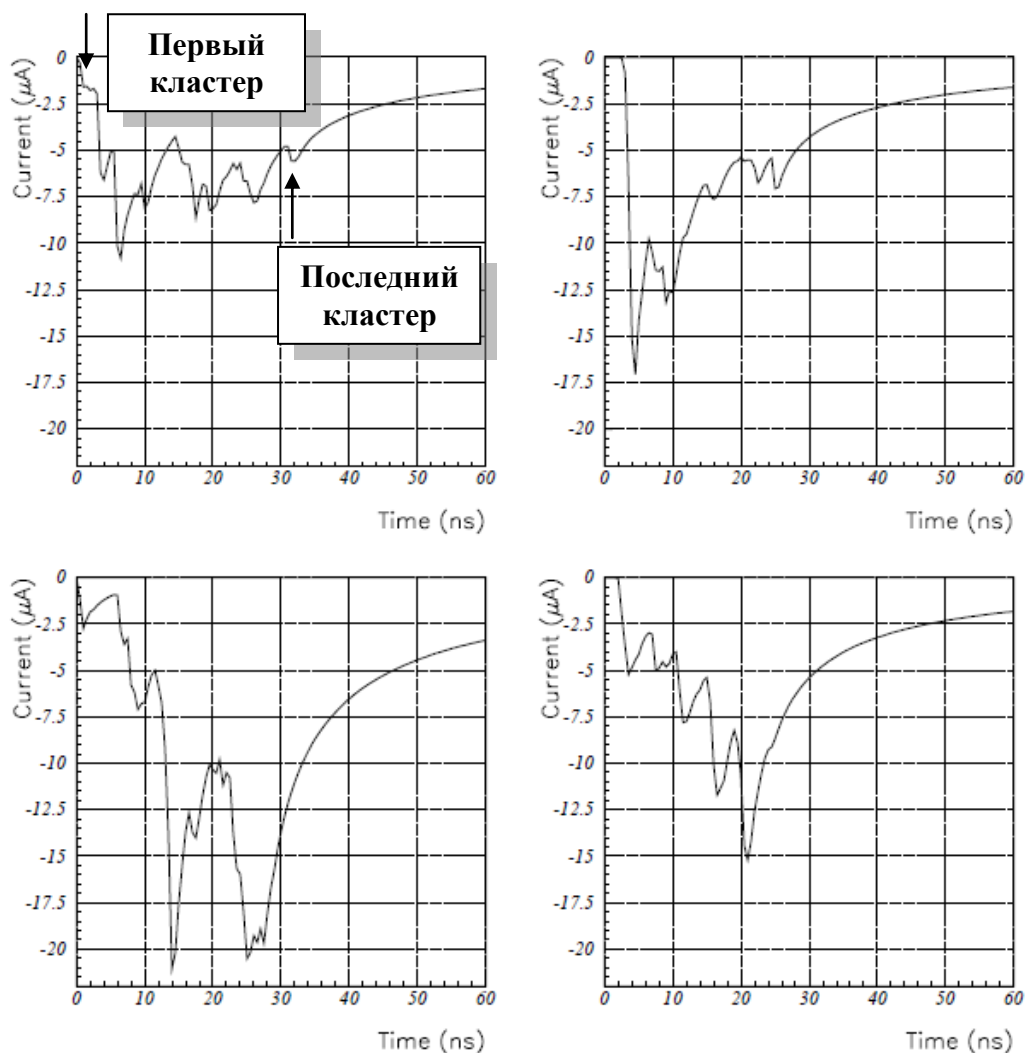


Рис. 1.26. Типичные формы наведенных на проволочках импульсов тока $i(t)$. Спикованность импульсов обусловлена дискретным и случайным прибытием первичных электронов в область лавинного умножения. Хорошо видно количество первичных кластеров – в среднем их немного. Виден также ионный хвост – плавное спадание тока к нулю, изменяющееся по гиперболе как $1/t$.

В регионе R1 мюонного детектора, особенно в мюонных станциях M1 и M2 ожидаются относительно высокие загрузки (до 500 кГц/см^2 при номинальной для эксперимента LHCb светимости), а значит ожидаются повышенные просчеты из-за мертвого времени каналов регистрации, следовательно, возможно снижение эффективности регистрации мюонов.

В главе 4, посвященной детекторной электронике, показано, что в каждый канал по предложению автора диссертации была введена “пересчетка” на 24 двоичных разрядов с рабочей частотой 100 МГц . Это позволяет измерять мертвое время каналов регистрации и осуществлять мониторинг мертвого времени в ходе эксперимента. В главе 6 приведены результаты измерения мертвого времени каналов мюонного детектора и количественно показано влияние мертвого времени на эффективность камер в довольно жестких условиях LHCb эксперимента при “спикованности” светимости в первый год работы эксперимента, а также при светимостях LHC выше номинальных в 5 раз – специальные опыты. Неэффективность детектора входит с систематическими ошибками измерений физических величин. Поэтому внимание к различным источникам неэффективности высокое.

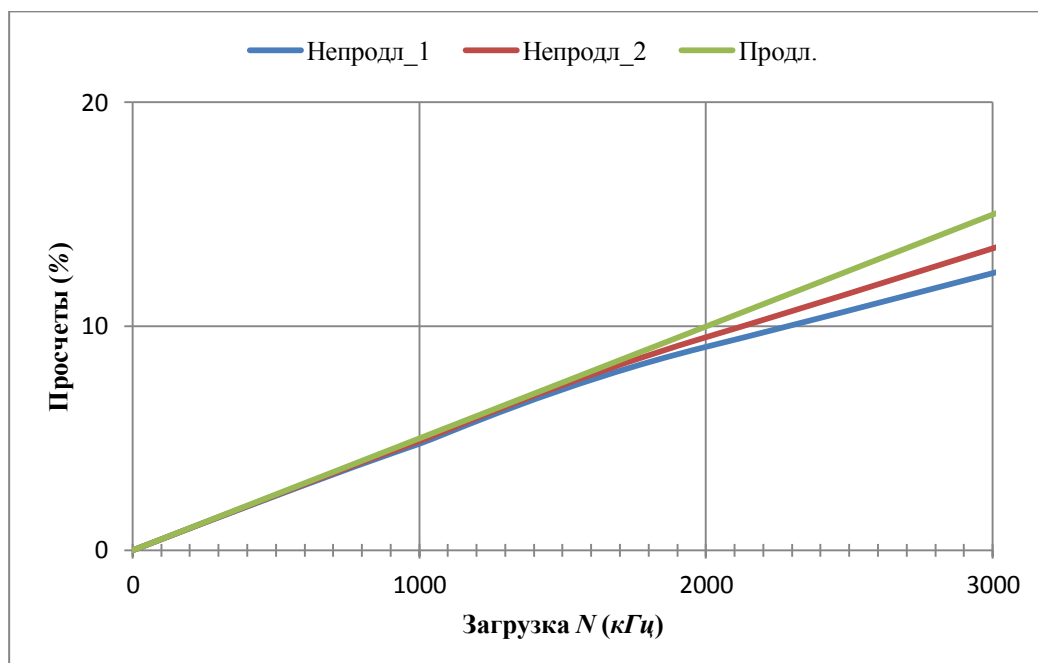


Рис. 1.27. Просчеты для различных типов мертвого времени – продлевающегося и непродлевающегося для $\tau=50 \text{ нс}$ практически одинаковые до загрузок 2 МГц .

1.8.1. Неэффективность мюонных камер, обусловленная просчетами

На рис. 1.28 приведены результаты расчета неэффективности камер в зависимости от загрузки при мертвых временах канала регистрации 20–100 нс, для двух значений временных распределений: $\sigma_t=3$ и 4 нс.

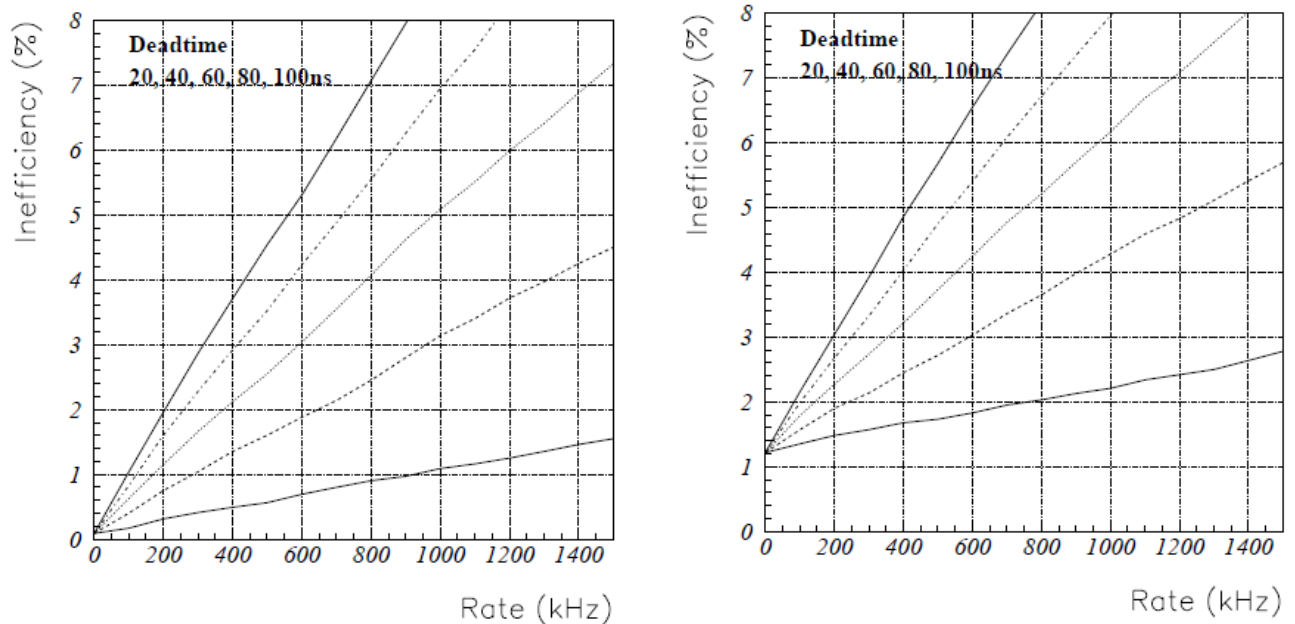


Рис. 1.28. Результаты расчета неэффективности камер в зависимости от загрузки при различных мертвых временах канала регистрации 20, 40, 60, 80 и 100 нс, для двух значений ожидаемых временных распределений: $\sigma_t=3$ и 4 нс.

Из приведенных расчетов видно, что при загрузке до 1 МГц/канал и ожидаемом мертвом времени канала регистрации 50 нс (двойное время собирания электронов из зазора, см. рис. 1.25–1.27) неэффективность самых загруженных камер внутренних регионов мюонного детектора не превышает 4%.

Мюонные камеры LHCb-спектрометра превосходят по быстродействию камеры мюонных детекторов других экспериментов на LHC: ATLAS, CMS, ALICE. Следует оговориться, что это не есть критическое замечание в адрес последних. Мертвое время указанных камер вполне адекватно их загрузкам (меньше 10 кГц/см²). Эти камеры не участвуют в триггерной схеме, как в LHCb, а являются трековыми, где важно прежде всего пространственное разрешение. В шестислойных индукционных камерах ME1 и ME2-4 со съемом сигналов с катодных стрипов типа CSC (CMS) достаточно высокое временное разрешение ($\sigma_t \sim 4$ нс) и близкая к 100% эффективность регистрации частиц. Однако электроны

первичной ионизации не уходят из зазора за время банча из-за широких рабочих зазоров: $2h=7$ мм (ME1) и $2h=9.5$ мм (ME2-4). В этих камерах мертвое время почти в 2 раза больше, чем в мюонных камерах LHCb. Для высоких загрузок, достигающих нескольких сотен $\kappa\Gamma\upsilon/\text{см}^2$, такие зазоры не приемлемы. Мюонные камеры CSC (ATLAS) имеют такие же зазоры, как в камерах LHCb, но пиковое время усилителей выбрано 300 нс, следовательно, мертвое время канала регистрации составляет 600 нс (здесь доминирует пиковое время, а не время собирания электронов). Такое пиковое время соответствует минимуму шума для емкости детектора 150 пФ (см. П4.5) и необходимо для высокого пространственного разрешения. Мюонные камеры спектрометра ALICE со съемом сигналов с катодных падов (CPC) имеют такие же зазоры, как и LHCb, но пиковое время усилителей еще больше – 2 мкс, что и определяет мертвое время каналов регистрации. Выбор пикового времени здесь также определен минимизацией шума электроники для определения координаты по центру тяжести наведенных на падах сигналов и прецизионного измерения импульса мюона. Понятно, что и здесь допустимые загрузки – не выше 1 $\kappa\Gamma\upsilon$.

* * *

На этом рассмотрение теоретических положений, определяющих основные свойства и характеристики мюонных камер, можно прервать. В последующих главах к этому добавятся экспериментальные данные, а также дополнительные важные положения, и вопросы, рассмотренные в главе 1, получат дальнейшее развитие.

Для того, чтобы отделить творческий вклад автора от известных положений, взятых автором из цитируемой литературы, но без которых невозможно обойтись при изложении и обосновании материала диссертации, введены Приложения к главам, где собраны полезные сведения и важные формулы.

П1.1. Напряженности электрического поля на электродах многопроволочной пропорциональной камеры

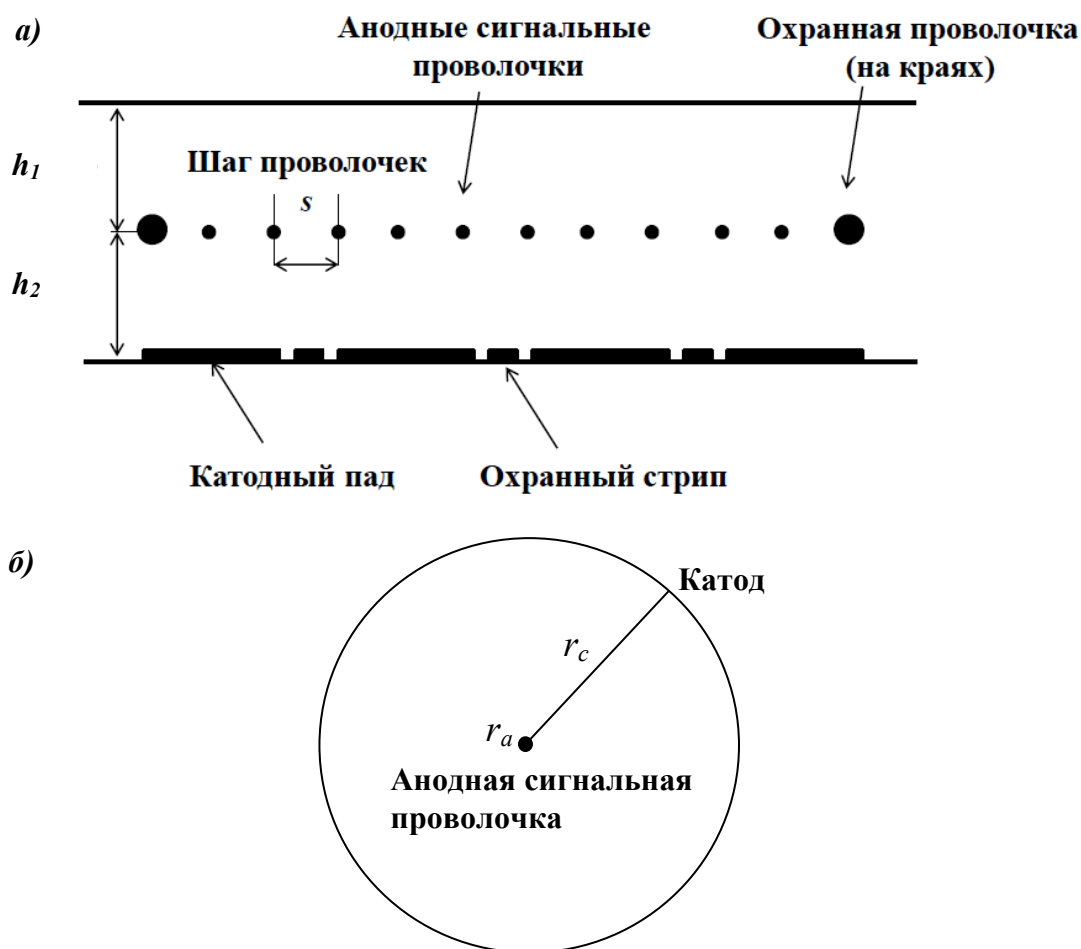


Рис. П1.1. Плоская многопроволочная пропорциональная камера с сегментированным катодом типа SCRO – *Single Cathode Readout* (а) и эквивалентный пропорциональный счетчик (б).

Радиус катода эквивалентного пропорционального счетчика r_c можно найти из следующих формул [47]:

$$\ln r_c = \ln \left(\frac{4\pi}{h} \right) + \ln \cos \left(\frac{ad}{2} \right) - \sum_1^{\infty} L_n, \quad (1)$$

$$\text{где } h = (h_1 + h_2)/2, a = \pi/2h, d = h_1 - h_2, L_n = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\text{ch } ans - 1}{\text{ch } ans - \cos ad} \right). \quad (2)$$

Для симметричной камеры $h_1 = h_2 = h, d = 0, L_n = \ln \text{th} \left(\frac{n\pi s}{4h} \right), \text{ch} \left(\frac{2\pi h}{s} \right) \gg 1$:

$$r_c = \frac{s}{2\pi} e^{\frac{\pi h}{s}}. \quad (3)$$

$$r_c = 16.2 \text{ мм при } h = 2.5 \text{ мм}, s = 2 \text{ мм}, r_a = 15 \text{ мкм}.$$

Напряженность электрического поля на поверхности сигнальной проволоочки при напряжении V_a

$$E_a = \frac{V_a}{r_a \ln(r_c/r_a)}. \quad (4)$$

Напряженность электрического поля на поверхности охранной проволоочки

$$E_o = \frac{V_a}{r_o \ln(r_c/r_o)}. \quad (5)$$

Напряженность электрического поля на поверхности катода ($V_c = 0$)

$$E_c = \frac{V_a \pi}{s \ln(r_c/r_a)}. \quad (6)$$

Формулы (4–6) дают хорошие результаты не только при $h/s \gg 1$, но и в том числе при отношении h/s порядка единицы.

П1.2. Выбор диаметра сигнальных проволоочек

Зазор камеры $2h=5$ мм, шаг проволоочек $s=2$ мм, газовое усиление $G=0.75 \times 10^5$ (жирным шрифтом выделено предпочтительное решение, красным – нежелательные значения).

Диаметр проволоочек (мкм)	10	30	50
HV (кВ)	2.23	2.75	3.11
E_c (кВ/см)	4.33	6.2	7.5
E_a (кВ/см)	<u>552</u>	262	192
t_0^8 (нс)	<u>0.24</u>	1.5	<u>3.4</u>
Заряд (отн. ед.), интегрируемый за пиковое время усилителя 10 нс (%)	20	10	8
Время прибытия последнего электрона при скорости дрейфа электронов 80 мкм/нс – ширина импульса (нс)	<u>31</u>	28	26

П1.3. Выбор диаметра охранных проволоочек

Без охранных проволоочек номинальная напряженность поля $E_a=260$ кВ/см устанавливается на шестой проволоочке от края камеры, начиная с 325 кВ/см, что

⁸ Этот параметр определяет ионный хвост и связан с оптимизацией формы импульса, см. Приложение П.4.

сужает активную область камеры, а также создает перенапряжение на краях камеры. Диаметр охранных проволочек 100 мкм устраняет эту проблему и позволяет получить $E_a=262$ кВ/см уже на следующей за охранной сигнальной проволочке, при этом на поверхности охранной проволочке напряженность электрического поля $E_o=54$ кВ/см.

П1.4. Выбор шага проволочек

Зазор камеры $2h=5$ мм, диаметр проволочек $2r_a=30$ мкм, газовое усиление $G=0.75 \times 10^5$ (жирным шрифтом выделено предпочтительное решение, красным – нежелательные значения).

Шаг проволочек (мм)	1.5	2.0	2.5
HV (кВ)	3.15	2.75	2.53
E_c (кВ/см)	4.8	6.2	4.5
E_a (кВ/см)	262	262	262
t_0 (нс)	1.5	1.5	1.5
Заряд (отн. ед.), интегрируемый за пиковое время усилителя 10 нс (%)	8	10	15
Время прибытия последнего электрона при скорости дрейфа электронов 80 мкм/нс – ширина импульса (нс)	<u>32</u>	25	<u>32</u>
Чувствительность газового усиления камеры к конструктивным несовершенствам	Большая	Меньшая	Меньшая

П1.5. Выбор длины проволочек

На проволочки камеры действуют электростатические и гравитационные силы, при этом первые действуют так, что проволочки отталкиваются друг от друга и притягиваются к катодам, в результате чего выстраиваются в плоскости камеры зигзагообразно. Уменьшить этот нежелательный эффект призвано соответствующее натяжение проволочек. Для симметричной камеры с рабочим зазором $h=2.5$ мм и шагом проволочек $s=2$ мм длина проволочек l радиуса $r_a=15$

мкм должна быть меньше определенной величины l_{max} , которую можно определить по натяжению T в граммах и напряжению V_{max} в кВ [48]:

$$l_{max} \leq \frac{59\sqrt{T}}{V_{max}} \left[h + \frac{s}{\pi} \ln \left(\frac{s}{2\pi r_a} \right) \right]. \quad (7)$$

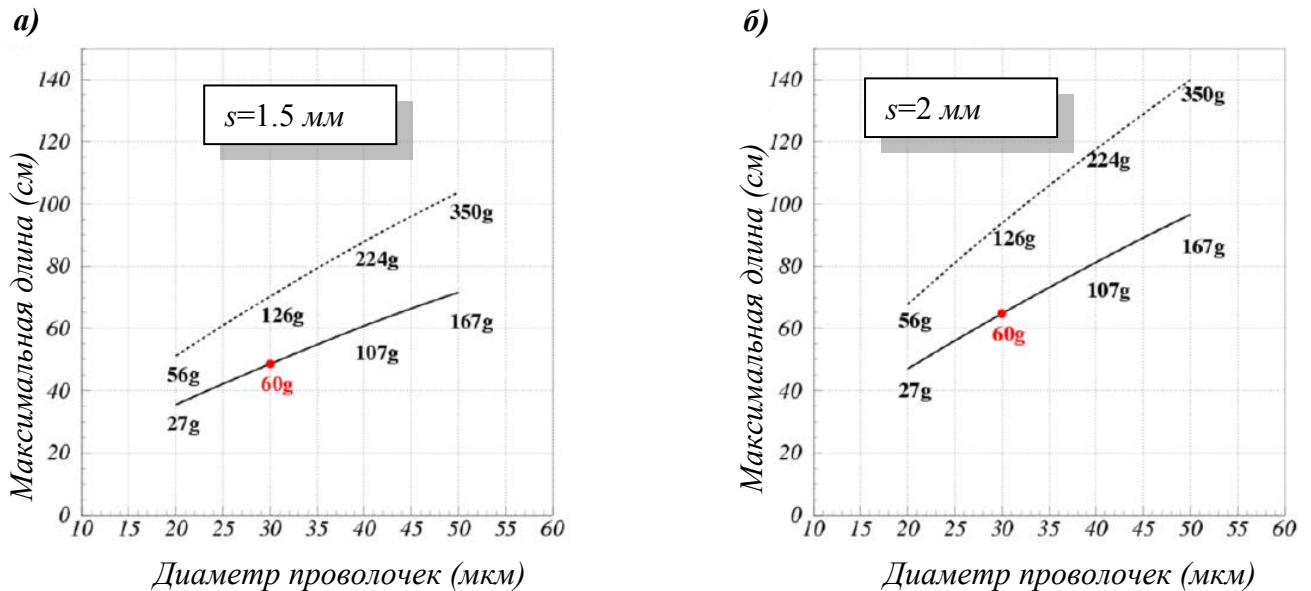


Рис. П1.2. Предельная длина сигнальных проволок с шагом $s=1.5$ мм (а) и 2 мм (б) при различных силах натяжения. Реальное натяжение выбирается приблизительно равным половине предела текучести, который показан пунктиром. В нашем случае для проволок диаметром 30 мкм принята сила натяжения в граммах $T \geq 60$ г, соответствующая согласно (7) максимальной длине $l_{max} < 70$ см.

Как видно, максимальная длина проволоки пропорциональна зазору камеры, шагу проволок и изменяется как функция \sqrt{T} . Длина проволоки должна выбираться меньшей предела, указанного формулой (7), см. рис. П1.2.

П1.6. Чувствительность камеры к конструктивным несовершенствам

Мюонные камеры проектировались таким образом, чтобы газовое усиление на площади 95% находилось в пределах $0.8G_0 - 1.25G_0$, а на оставшихся 5% – в пределах $0.67 G_0 - 1.5 G_0$, т. е. отклонялось не более чем в 1.5 раза от номинального значения G_0 [48].

При изменениях напряженности электрического поля на поверхности сигнальных проволок в относительно небольших пределах $\pm 1.25\%$ ($\pm 2.25\%$) от номинального значения газовое усиление изменяется существенно – в пределах $\pm 1.25G_0$ ($\pm 1.5G_0$), где G_0 – номинальное значение (в скобках – 5% площади).

Скорость дрейфа электронов находится на плато насыщения, поэтому меняется незначительно. На рис. П1.3 показано, как изменяется напряженность поля в зазоре камеры при смещениях отдельных проволочек от своего номинального положения, указанных по горизонтальной оси. На рис. П1.4 приведены зависимости отношения реальной напряженности поля к номинальному значению при смещении всех проволочек (всей плоскости) и вариациях ширины рабочего зазора. На основе приведенных выше зависимостей в таблицу П1.1 сведены технические требования к конструкции камер с полным зазором $2h=5$ мм, шагом проволочек $s=2$ мм и диаметром 30 мкм, при которых разброс указанных параметров не приводит к выходу значений напряженности электрического поля на поверхности сигнальных проволочек за пределы 1.25% (2.25%) от номинала E_0 .

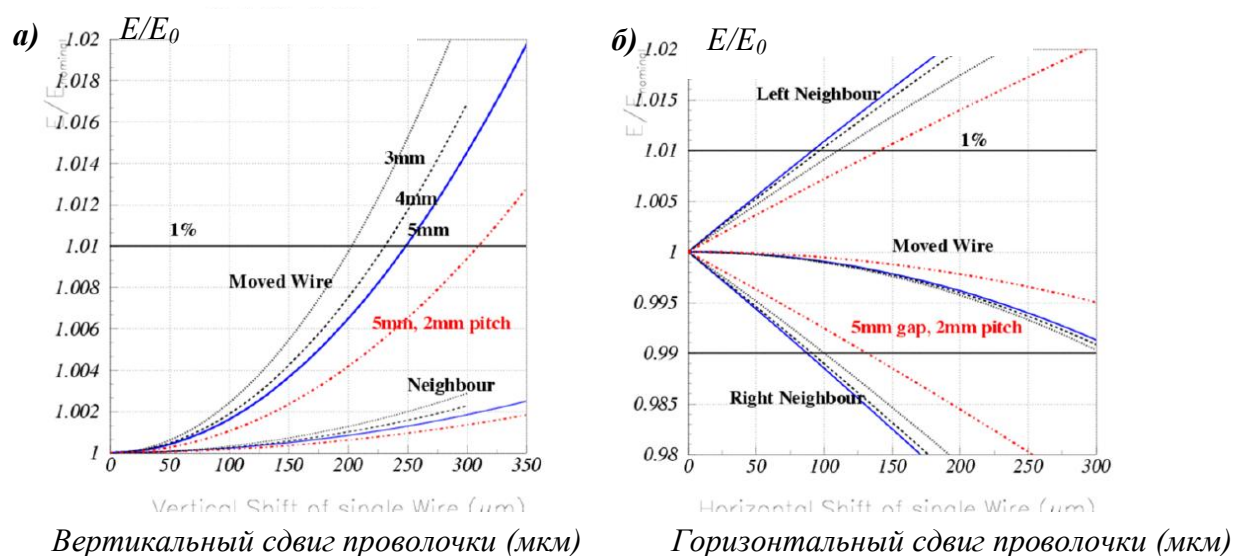


Рис. П1.3. Относительная напряженность поля при смещениях одной сигнальной проволочки в направлении Y (a) и X (б). Ось Y направлена перпендикулярно, ось X – параллельно катоду.

Таблица П 1.1. Технические требования к конструкции камер с зазором $2h=5$ мм, шагом проволочек $s=2$ мм и диаметром 30 мкм, при которых отклонение указанных параметров не приводит к выходу значений напряженности электрического поля на поверхности проволочек за пределы 1.25% (2.25%) от номинала

Зазор h (мкм)	113 (202)
Отклонение единичной проволочки вдоль оси X (мкм)	163 (293)
Отклонение единичной проволочки вдоль оси Y (мкм)	350 (450)
Смещение всех проволочек в зазоре вдоль оси Y (мкм)	370 (490)

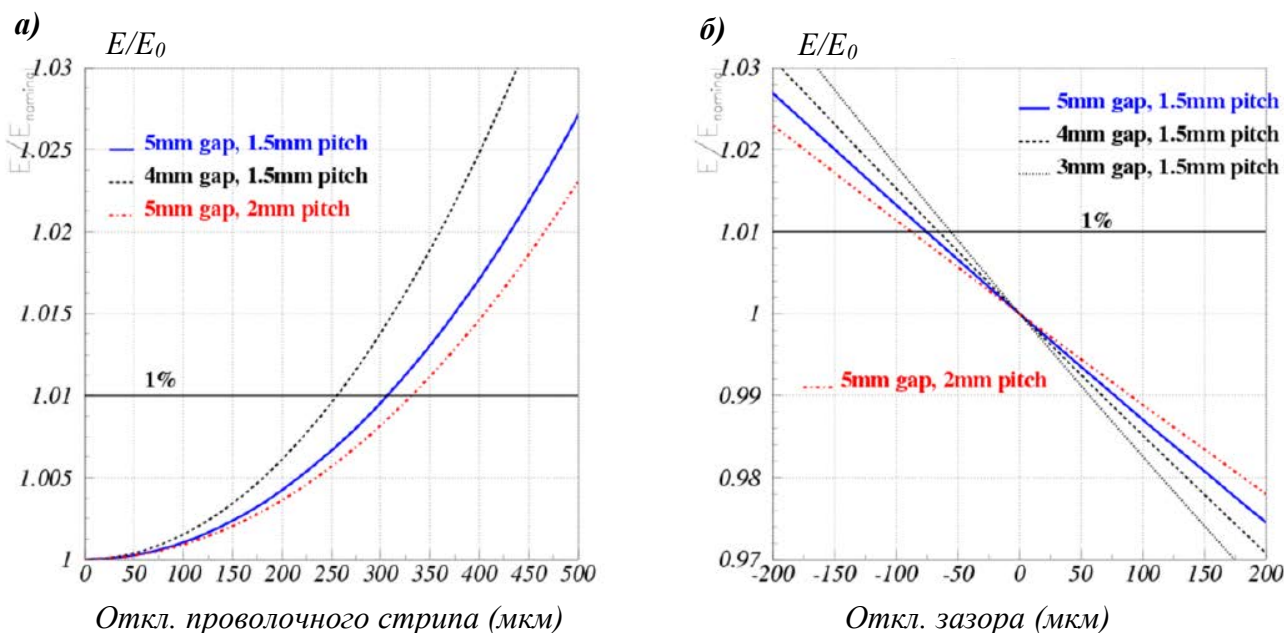


Рис. П1.4. Относительная напряженность поля при смещениях всей плоскости проволок в зазоре (а) и вариациях ширины зазора (б).

П1.7. К оценке влияния на газовое усиление пространственного заряда

На рис. П1.5 приведен фрагмент камеры в окрестности одной проволоочки [47]. Если на место проволоочки поместить заряд Q , то по теореме Гаусса в любом сечении (A_i, E_i) поток силовых линий Φ через поверхность шара A с радиусом r будет постоянным и равным: $\Phi = A \cdot E = 4\pi r^2 E(r) = Q/\epsilon_0$. Откуда найдем аналитическую зависимость $E(r)$:

$$E(r) = \frac{Q}{4\pi r^2 \epsilon_0} = \frac{\rho}{3\epsilon_0} r, \quad (8)$$

Где через ρ обозначена плотность заряда – величина заряда Q , деленная на объем шара радиуса $r - 4\pi r^3/3$.

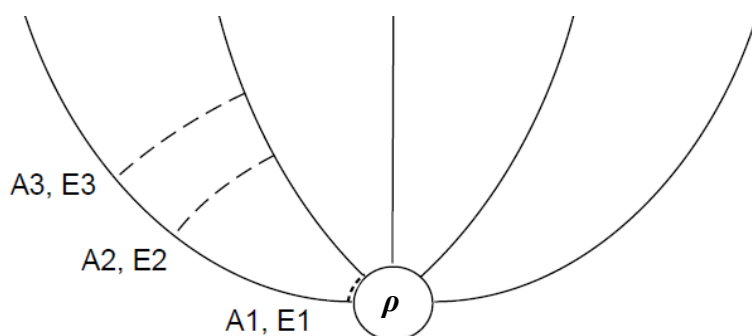


Рис.П1.5. Фрагмент проволочной камеры в окрестности сигнальной проволоочки. Символом A обозначена площадь эквипотенциальной поверхности (пунктирная линия), а символом E – напряженность электрического поля на этой поверхности (сплошная линия).

Интегрируя $E(r)$ в пределах рабочего зазора h , найдем изменение напряжения на сигнальной проволочке под воздействием положительного пространственного заряда [47]:

$$\Delta V = \int_0^h E(r) dr = \frac{h^2}{2\varepsilon_0} \rho = \frac{h^2}{4\varepsilon_0} \cdot \frac{RnqG}{\pi a \mu E_a} \quad (9)$$

В формуле R – число частиц, приходящееся на единицу площади камеры (загрузка); n – среднее число первичных электронов в зазоре камеры $2h$; G – коэффициент газового усиления; q – заряд электрона; ε_0 – электрическая постоянная; a – радиус проволочки; μ – подвижность положительных ионов; E_a – напряженность электрического поля на поверхности проволочки.

П1.8. Аналитическая формула распределения индукции заряда лавины на катод

В первом приближении ширина распределения на полувысоте⁹ равняется удвоенной величине полузазора камеры h . Однако распределение имеет “хвосты”, которые дополнительно удваивают распределение у основания, что необходимо учитывать. Аналитическая формула для распределения индукции наведенного на катод заряда получена в работе [49]:

$$\Gamma(\lambda) = K_1 \frac{1 - th^2 K_2 \lambda}{1 + K_3 th^2 K_2 \lambda}, \quad (10)$$

где $\lambda = x/h$, а параметры K_1 и K_2 выражаются через общий параметр K_3 :

$$K_1 = \frac{K_2 \sqrt{K_3}}{4 \cdot \operatorname{arctanh} \sqrt{K_3}}, \quad K_2 = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2} \right). \quad (11)$$

Параметр K_3 , в свою очередь, однозначно определяется геометрией камеры, как показано на рис. П1.6. Интегральное распределение на один катод симметричной многопроволочной пропорциональной камеры при бесконечных пределах интегрирования:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\lambda) d\lambda = \frac{1}{2}. \quad (12)$$

⁹ А.П.Онучин. Методы экспериментальной физики. Новосибирск, 2007.

При изменении отношения h/s в широких пределах – от 0.1 до бесконечности параметр K_3 изменяется всего лишь от 0.1 до 1, что дает изменение полной ширины распределения на полувысоте и того меньше – в пределах: от $2.8 \cdot h$ до $2.4 \cdot h$. Для катодного стрипа с конкретной шириной W с центром в позиции λ получим сигнал $I(t, \lambda, W)$, интегрируя полный сигнал $I_c(t)$ на катодном стрипе бесконечной ширины, т. е. интегрируя функцию распределения (12) в пределах от $(\lambda - W/2)$ до $(\lambda + W/2)$:

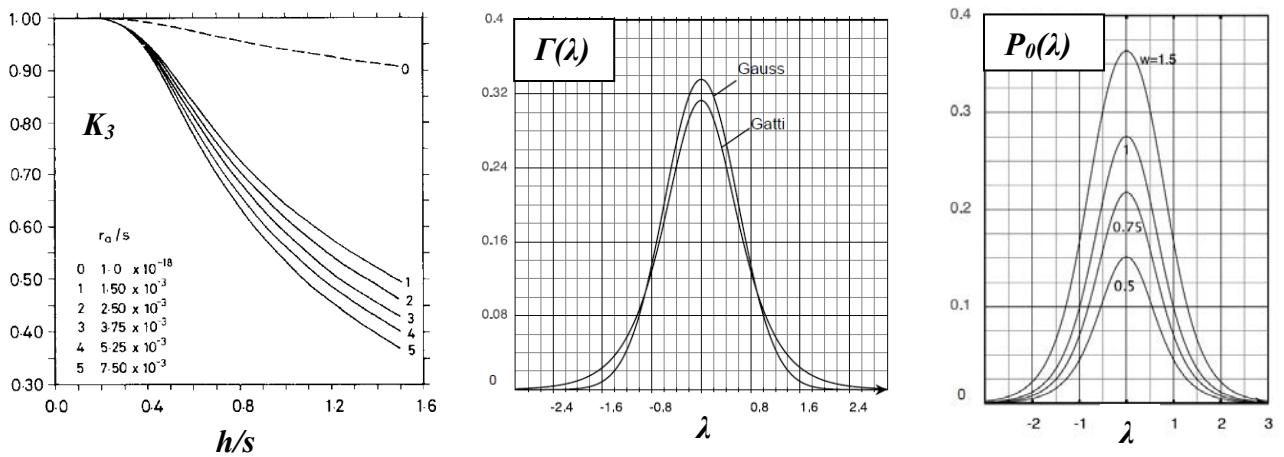


Рис. П1.6. K_3 как функция параметров h/s и a/s , определяющих геометрию камеры (а); распределение индукции $\Gamma(\lambda)$ на один катод в симметричной проволочной камере согласно Гатти¹⁰ для конкретных значений h/s и a/s и сравнение этой функции с функцией Гаусса (б); функция отклика $P_0(\lambda)$ для различных значений ширины катодного пада W (в).

$$I(t, \lambda, W) = I_c(t) \int_{\lambda - W/2}^{\lambda + W/2} \Gamma(\lambda') d\lambda' = I_c(t) P_0(\lambda), \quad (13)$$

где

$$P_0(\lambda) = \frac{K_1}{K_2 \sqrt{K_3}} \left(\operatorname{arcth} \left[\sqrt{K_3} \operatorname{th} K_2 \left(\lambda + \frac{W}{2} \right) \right] - \operatorname{arcth} \left[\sqrt{K_3} \operatorname{th} K_2 \left(\lambda - \frac{W}{2} \right) \right] \right) \quad (14)$$

$$\lim_{W \rightarrow \infty} P_0(\lambda) = \frac{1}{2} \quad (15)$$

– так называемая функция отклика, см. рис. П1.6 (в).

Из рисунка видно, что функция Гатти [43] имеет “хвосты”, причем большие, если ее сравнивать с функцией Гаусса, а хвосты, ширина катодного пада и уровень порога регистрации сигнала главным образом определяют ширину пространственного кластера.

¹⁰ Функция Гатти (E. Gatti) $\Gamma(\lambda)$ – эмпирическое распределение, см. NIM A163 (1979) 83-92; функция отклика $P_0(\lambda)$ – точное распределение (E. Mathieson) [49].

Положения главы 1 диссертации, выдвигаемые на защиту

1. Для создания высокоэффективных быстродействующих мюонных камер с падовой структурой различной гранулярности впервые предложена концепция¹¹ удвоения числа кластеров первичной ионизации в рабочем зазоре, что достигается проводным объединением сигналов с двух слоев.

- Эта концепция позволила получить высокое временное разрешение в двухслойной проволочной пропорциональной камере (ППК) при уменьшении мертвого времени камеры, обеспечив близкую к 100% эффективность регистрации мюонов на временном интервале $\Delta t < 25$ нс (характеристика введена впервые, где 25 нс – период столкновения протонных банчей Большого адронного коллайдера); в итоге – надежно фиксировать принадлежность регистрируемых мюонов к данному банчу коллайдера; лучше идентифицировать мюоны высоких энергий и минимизировать ошибку регистрации немюонов;

- Кроме того, новая концепция привела к уменьшению в 2 раза числа каналов электроники, что значительно снизило стоимость мюонного детектора по сравнению с первоначальным проектом – число каналов уменьшено с 236 до 122 тысяч;

- Концепция впервые внедрена в 1104 камерах мюонных станций М2–М5 мюонного детектора ЛНСб-спектрометра;

- Обобщая предложенный метод, можно объединить три слоя с соответствующим уменьшением зазора одного слоя и т. д. для дальнейшего уменьшения мертвого времени камеры при сохранении высокой эффективности регистрации частиц и высокого временного разрешения (необходим разумный компромисс, т. к. чем меньше зазор, тем более жесткие требования к конструкции и труднее сделать проволочную камеру).

¹¹ Концепция удвоения числа кластеров первичной ионизации в рабочем зазоре с проводным объединением сигнальных элементов двух слоев, улучшающая временное разрешение, эффективность регистрации частиц и повышающая быстродействие детектора, защищена патентом на полезную модель применительно к детектору на основе газового электронного множителя, что свидетельствует об универсальности подхода.

2. Для уменьшения падов до размеров меньше 1 см в горизонтальной (отклоняющей) плоскости ЛНСб-спектрометра с целью улучшения углового разрешения без нарушения установленной нормы 1.2 на ширину пространственного кластера, которая задает предел 2–3 см при расстоянии анод-катод 2.5 мм, впервые предложен принцип, позволивший образовывать “эффективный пад” логической операцией И “стрип-пад” в камере комбинированного (смешанного) типа с узкими проволочными стрипами (например, 3 проволочки в стрипе – 0.6 см) и широкими катодными падами (например, 3 см).

- Этот принцип позволил дополнительно уменьшить число каналов в мюонной системе ($N+M$ каналов вместо $N \times M$), в частности, уменьшить число логических каналов для триггерных целей с 45 до 26 тысяч по сравнению с чисто падовой организацией съема информации;

- На этом принципе впервые выполнены камеры четырех внутренних регионов мюонного детектора (станции М2 и М3, регионы R1 и R2), которые содержат 16128 каналов регистрации информации.

Глава 2

Исследование на пучках прототипов и опытных образцов многослойных камер с падовой структурой различной гранулярности для мюонного детектора эксперимента LHCb

В этой главе собран материал, касающийся экспериментальной проверки теоретических положений, изложенных в предыдущей главе, а также важный для последующих разделов диссертации.

2.1. Апробация проводного объединения двух слоев для удвоения ионизации

Работа [46] выполнялась в рамках эксперимента LHCb в 1997 году, а исследуемая двухслойная камера-прототип предназначалась для внутреннего трекера. В этой работе впервые была апробирована концепция удвоения первичной ионизации в рабочем зазоре камеры, реализованная проводным объединением двух слоев. Результат оказался положительным, было получено достаточно высокое временное разрешение на двухслойной асимметричной проволочной камере $100 \times 100 \text{ мм}^2$, конструкция которой представлена на рис. 2.1. Камера имела суммарный зазор двух слоев 5.2 мм (зазор одного слоя – 2.6 мм) при расстоянии анод – ближний катод 0.6 мм . Зазор одного слоя 2.6 мм не обеспечивал необходимого числа первичных кластеров для получения высокой эффективности. При объединении же всех анодных проволочек обоих слоев был образован удвоенный зазор и крупный пад (*pad*) с площадью $100 \times 100 \text{ мм}^2$ с большой емкостью $C_{det} = 200 \text{ пФ}$ (эквивалентный шумовой заряд составлял 10000 электронов). Камера-прототип, наполненная бинарной газовой смесью $Ar(70\%)CO_2(30\%)$, работала при атмосферном давлении и комнатной температуре. Напряженность электрического поля на поверхности дальнего катода в приведенной конструкции камеры составляла 6 кВ/см , при этой напряженности скорость дрейфа электронов первичной ионизации, как видно из рис. 2.2, составляла 80 мкм/нс . При такой скорости уход электронов из дальнего зазора 2 мм происходил за 16 нс (реально меньше). Вблизи проволочек скорость

дрейфа электронов выше указанной, а это значит, что камера потенциально готова к регистрации частицы из каждого банча LHC, которые следуют через 25 нс. Важно было убедиться, что временное разрешение такого детектора будет достаточно высоким, при котором гарантируется временная привязка сигнала к банчу LHC без выхода сигнала в следующий банч, а эффективность регистрации мюона может быть близка к 1 на временном интервале $\Delta t < 25$ нс.

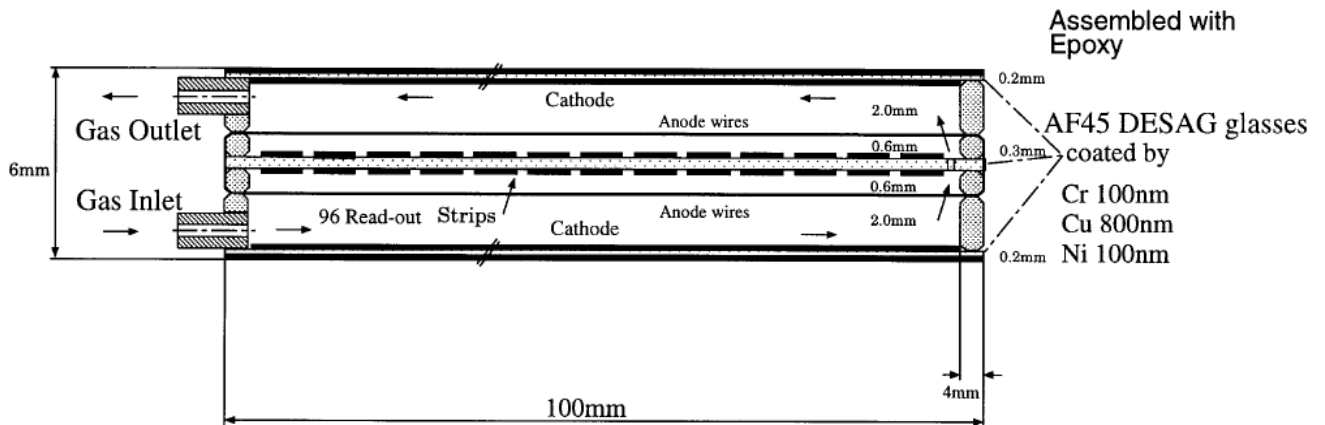


Рис. 2.1. Двухслойная асимметричная проволочная камера 1×1 мм², выполненная с объединенными вместе анодными проволочками двух слоев и считыванием информации с катодных стрипов: шаг катодных стрипов 0.9 мм, шаг анодных проволочек 1.25 мм, диаметр проволочек 20 мкм, расстояние от проволочек до сигнального (ближнего) катода 0.6 мм при зазоре одного слоя камеры 2.6 мм, а двухслойной структуры – 5.2 мм.

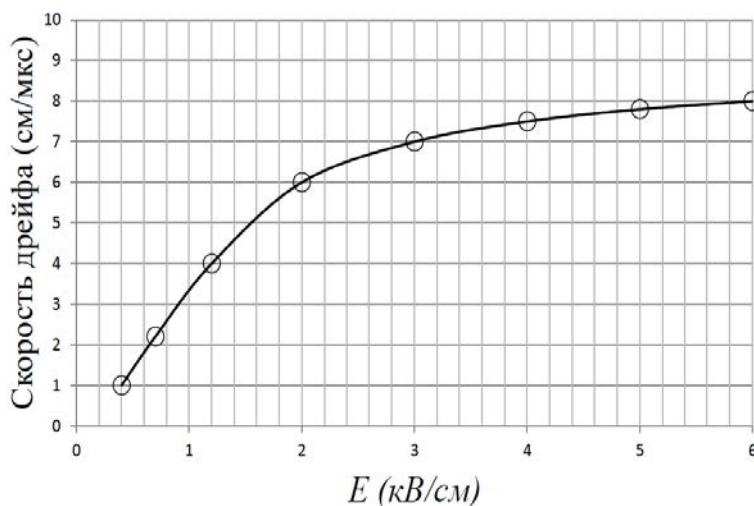


Рис. 2.2. Скорость дрейфа электронов в газовой смеси $Ar(70\%)CO_2(30\%)$ как функция напряженности электрического поля.

Амплитудное и временное распределения, полученные в измерениях на пучке π мезонов с энергией 3 ГэВ, представлены на рис. 2.4. Усилитель-формирователь с пиковым временем 50 нс, использовавшийся в этих измерениях и представленный на рис. 2, не являлся оптимальным для временных измерений

(как показано в главе 4, для этого требуется в 5 раз меньшее пиковое время), но оптимизированным для выполнения амплитудных измерений.

Полученные в эксперименте значения временного спектра σ_t в зависимости от напряжения находилось в пределах 3.2–3.8 нс, что указывает на достаточно высокое быстродействие исследуемой камеры. С полученным временным разрешением эффективность на временном интервале $\Delta t=25$ нс составила 98%.

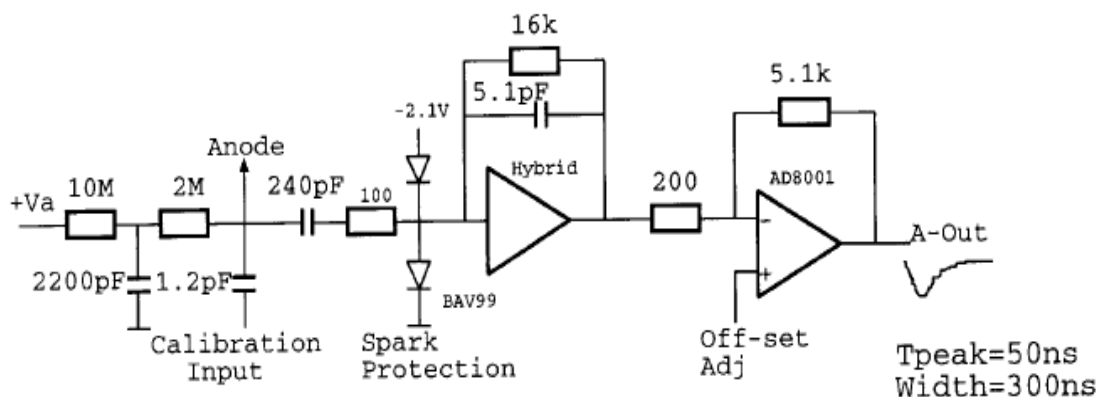


Рис. 2.3. Схема усилителя в анодном канале двухслойной камеры, используемая в эксперименте. Все анодные проволоочки двухслойной камеры, образующие проволочный пад 1 см^2 ($C_{dem}=200 \text{ нФ}$), объединены вместе и подключены к общему усилителю. Для измерения временного разрешения дискриминатором служил модуль *ORTEC 934* (*constant-fraction discriminator*), а время-цифровым преобразователем – модуль *LeCroy 2228A* (11-bit).

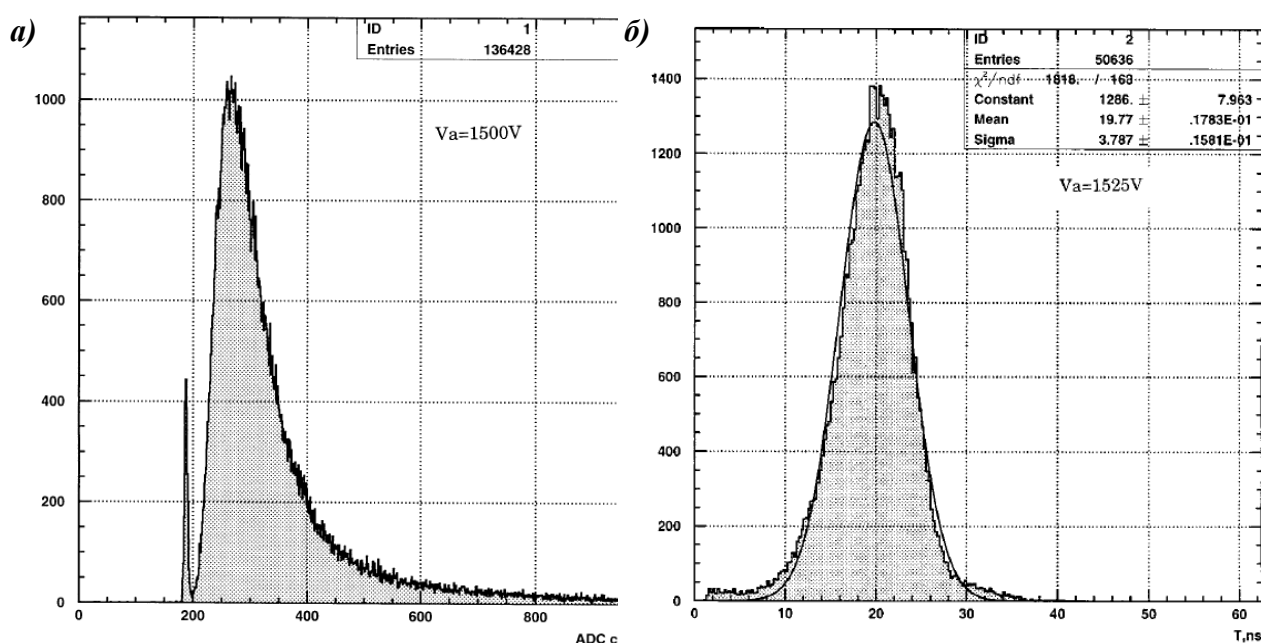


Рис. 2.4. Амплитудное распределение (а) и временное распределение анодных сигналов относительно момента прохождения частицы через зазор камеры (б).

Полученный результат высокого временного разрешения двухслойной камеры с проводным объединением элементов двух слоев – важная “находка” проведенного эксперимента. Это простое концептуальное решение приводит к удвоению ионизации в суммарном рабочем зазоре двухслойной структуры, что является главным выводом приведенной здесь работы (этому способствовала также рабочая смесь без CF_4 без потери электронов первичной ионизации на прилипание). Находка послужила стимулом к использованию описанного метода в мюонном детекторе LHCb-спектрометра.

2.2. Исследование на пучках прототипов двухслойных симметричных камер с проволочными падами с удвоением ионизации в зазоре

2.2.1. Конструкция камер-прототипов и условия измерения основных характеристик

WPC (*Wire Pad Chamber*) это – камера с объединенными вместе анодными проволочками (*strip*, он же – *pad*), см. рис. 1.1. Она отличается от камер с печатными катодными падами большими размерами падов $\Delta x \times \Delta y$, где Δx – ширина проволочного стрипа, а Δy – высота активной области камеры во фронтальной плоскости XY (Z – ось пучка). В 1998 году в ПИЯФ были разработаны и изготовлены первые двухслойные камеры WPC с проводным объединением соответствующих падов из двух слоев, предназначавшиеся для мюонных станций M1–M5 внешних регионов R4 LHCb-спектрометра. Для исследований на пучках было создано несколько камер-прототипов с различными размерами и симметричным зазором (в частности, WPC-1 и WPC-1M), см. рис. 2.5 и рис. 2.6 [38]. Слои камер имели зазоры $2h=5$ мм, диаметр сигнальных проволочек 30 мкм и шаг намотки проволочек 1.5 мм. Камеры-прототипы были выполнены с максимальными размерами падов $8 \times 16 = 128$ см² для региона R4 мюонной станции M2 и $4 \times 16 = 64$ см² для региона R4 мюонной станции M1. Приведенные параметры камер-прототипов и газ $Ar(40\%)CO_2(50\%)CF_4(10\%)$ с добавкой CF_4 были взяты в соответствии с техническим проектом эксперимента LHCb 1998 года [18], но камеры были выполнены симметричными, а не

асимметричными. Ожидалось, что из-за CF_4 будет потеряна значительная часть первичных электронов, поэтому выбран в 2 раза больший рабочий зазор. Учитывалось и то, что с большим зазором проще строить камеры.

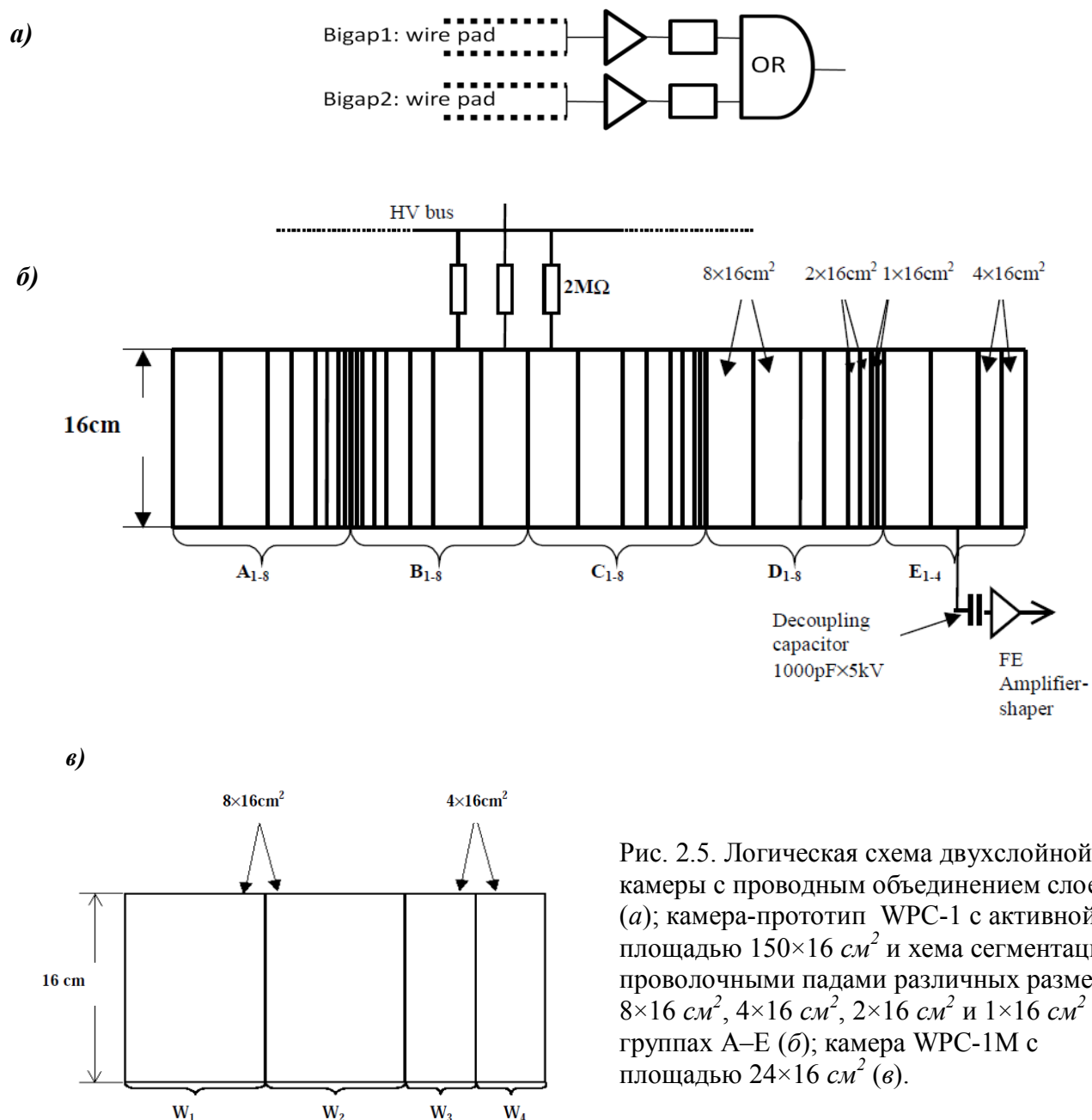


Рис. 2.5. Логическая схема двухслойной камеры с проводным объединением слоев (а); камера-прототип WPC-1 с активной площадью $150 \times 16 \text{ см}^2$ и хема сегментации с проволочными падами различных размеров: $8 \times 16 \text{ см}^2$, $4 \times 16 \text{ см}^2$, $2 \times 16 \text{ см}^2$ и $1 \times 16 \text{ см}^2$ в группах А–Е (б); камера WPC-1М с площадью $24 \times 16 \text{ см}^2$ (в).

Учитывая, что добавка CF_4 приводит к существенной потере первичных электронов еще до размножения Таунсенда, мы предполагали получить временное разрешение не хуже, чем в камере, описанной в разделе 2.1, с зазором в два раза меньшем, но где нет CF_4 . Была выбрана симметричная камера (вопреки проекту 1998 года [18]), в которой уход электронов из рабочего зазора

происходит быстрее, чем в асимметричной камере при том же полном зазоре. Суммарный рабочий зазор двухслойной структуры при проводном объединении проволочных падов с двух слоев на входе общего усилителя получается $4h=10$ мм, причем время дрейфа электронов в такой структуре определяет один полузазор h .

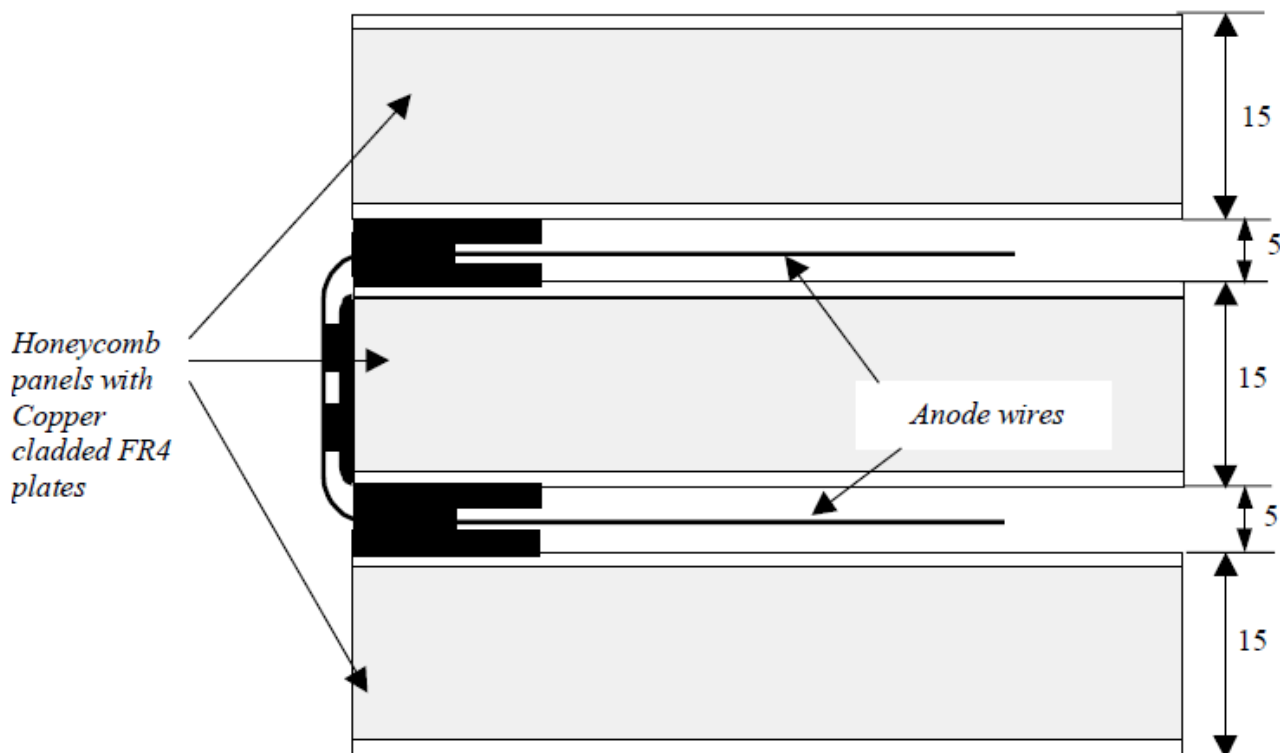


Рис. 2.6. Двухслойная камера-прототип в разрезе; в конструкции применены сотовые панели типа “honeycomb” толщиной 15 мм.

2.2.2. Результаты измерения временного разрешения и эффективности регистрации частиц на временном интервале $\Delta t < 25$ нс

Во введении к работе [38] отмечается, что однослойная камера с указанными выше параметрами конструкции, наполненная газовой смесью $Ar(40\%)CO_2(50\%)CF_4(10\%)$ не дает необходимого временного разрешения. Полученное на пучке разрешение составило 5 нс (среднеквадратичное значение). Это и понятно, сказалось недостаточное количество первичных электронов из-за прилипания.

Целью исследования на пучке первых двухслойных камер-прототипов WPC-1 и WPC-1M было прежде всего измерение временного разрешения и

эффективности регистрации частиц на временном интервале $\Delta t < 25$ нс. Схема экспериментальной установки для исследования камер-прототипов приведена на рис. 2.7. Измерения проводились на пучке π мезонов с энергией 3 ГэВ на ускорителе PS (CERN).

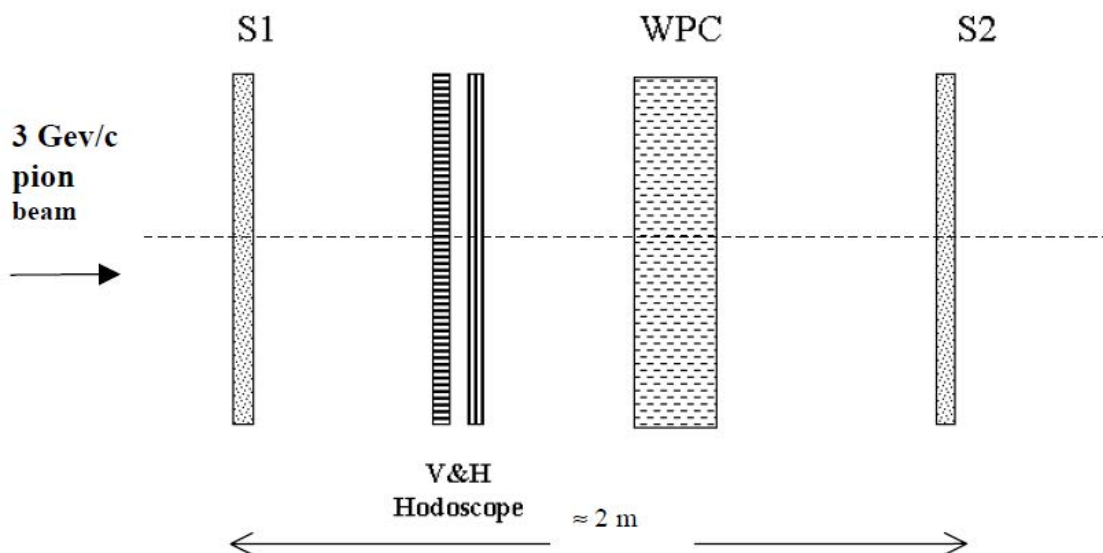


Рис. 2.7. Схема экспериментальной установки, собранная на пучке π мезонов с энергией 3 ГэВ, для исследования двухслойных камер-прототипов WPC-1 и WPC-1М с анодными проволочными падами (размеры детекторов условные). Сцинтилляционные счетчики имели размеры 15×15 см² S1 и 20×20 см² S2 при толщине по пучку 1 см; годоскоп состоял из 16 сцинтилляционных счетчиков: 8 вертикальных и 8 горизонтальных с размерами каждого счетчика 1×8 см² при толщине по пучку 0.5 см.

Применявшиеся в измерениях усилители были выполнены на дискретных элементах и имели следующие параметры: зарядовая чувствительность 5 мВ/фКл при емкости пада 50 пФ и 2.5 мВ/фКл при емкости 200 пФ; эквивалентный шумовой заряд составлял 1 фКл (2 фКл) при емкостях проволочных падов 50 пФ (200 пФ); пиковое время импульсного отклика усилителей-формирователей при нулевой емкости составляло 10 нс (канал *Fast*) и 20 нс (*Slow*). В качестве дискриминаторов использовались модули LeCroy 4416В, пороги которых можно было изменять в широких пределах. Во время тестов на пучке измерялись временные спектры с использованием выходов *Fast* при помощи время-цифрового преобразователя 16-bit TDC (LeCroy 1176) и амплитудные спектры с использованием выходов *Slow* при помощи аналого-цифрового преобразователя

12-bit ADC (LeCroy 1182). Типичные спектры, полученные в эксперименте, представлены на рис. 2.8.

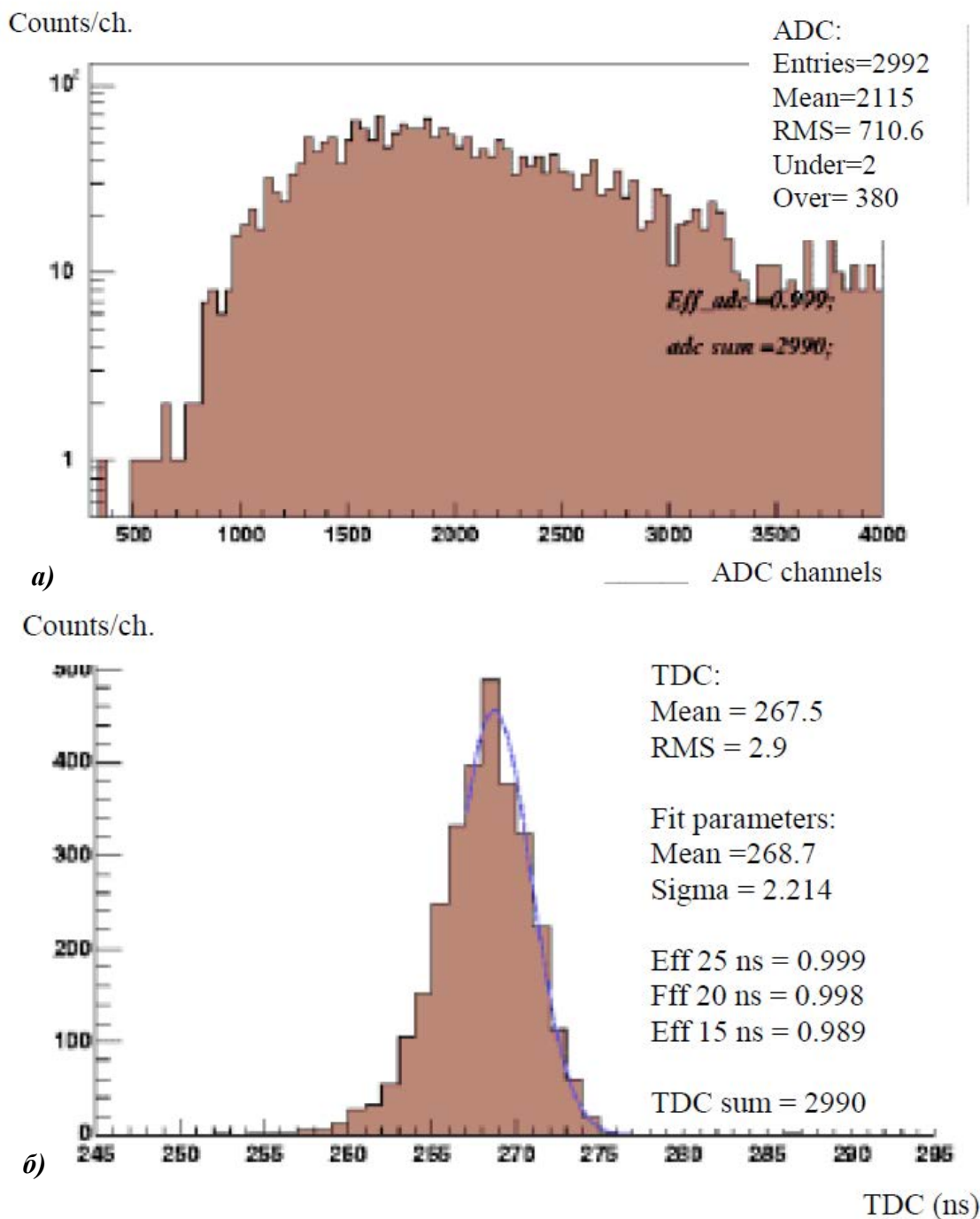


Рис. 2.8. Амплитудный спектр в логарифмическом масштабе (а) и временной спектр (время отсчитывается справа налево), временное разрешение камеры $\sigma_t=2.2$ нс (б). Камера-прототип WPC-1; проволочный пад 4×16 см² ($C_{det}=110$ нФ) при $HV=3.15$ кВ.

Каждый из спектров позволяет определить эффективность регистрации частиц камерой. Однако много больше информации можно извлечь из временного

распределения. Покажем это по ходу обсуждения результатов измерений. Из амплитудного спектра при напряжении $HV=3.15$ кВ получена эффективность 99.9% во временном окне аналого-цифрового преобразователя (*Gate*) 100 нс. Из временного спектра эффективность 99.9% получена интегрированием данных на временном интервале 25 нс, 99.8% – на временном интервале 20 нс и 98.9% – на еще меньшем интервале 15 нс. Порог дискриминатора 20 мВ, использовавшийся в измерениях, соответствовал приблизительно 4 н.эл. при напряжении $HV=3.15$ кВ. Это можно установить по “выполаживанию” зависимости, приведенной на рис. 2.9а, которое произошло в районе $HV=3.35$ кВ, что указывает на то, что достигнут предельный порог регистрации 1 н.эл. Из амплитудных измерений получено, что при увеличении напряжения на 1 В газовое усиление увеличивается в 2 раза. Значит при напряжении $HV=3.25$ кВ порог – 2 н.эл., а при $HV=3.15$ кВ – 4 н.эл. Фитирование начального участка временного распределения формулой Гаусса окончательно дает временное разрешение $\sigma_t=2.2$ нс при пороге регистрации 4 н.эл.

Зависимости эффективности камеры от напряжения на двух временных интервалах 25 нс и 20 нс, приведенные на рис.2.9 для различных углов наклона трека к нормали камеры, показывают, что угол мало влияет на характеристики в этом угловом диапазоне, соответствующем акцептансу ЛНСб-спектрометра. Этого следовало ожидать, поскольку эффективность определяют в данном случае 4 ближайших к проволочкам первичных электрона – порог регистрации.

Значения эффективности регистрации частиц на временных интервалах 15, 20, 25 и 50 нс, измеренные при $HV=3.15$ кВ по TDC относительно ADC и полученные при различных интенсивностях пучка, значительно превышающих ожидаемую в ЛНСб эксперименте интенсивность в регионе R4 мюонной станции M1, сведены в таблицу 2.1.

При проведении исследований добавка CF_4 варьировалась в пределах от 5 до 20% к основной газовой смеси. Как видно из таблицы 2.2, при увеличении в смеси CF_4 временное разрешение улучшается, правда незначительно, 10%, что

связано с увеличением скорости дрейфа электронов в слабых полях вдали от проволочек.

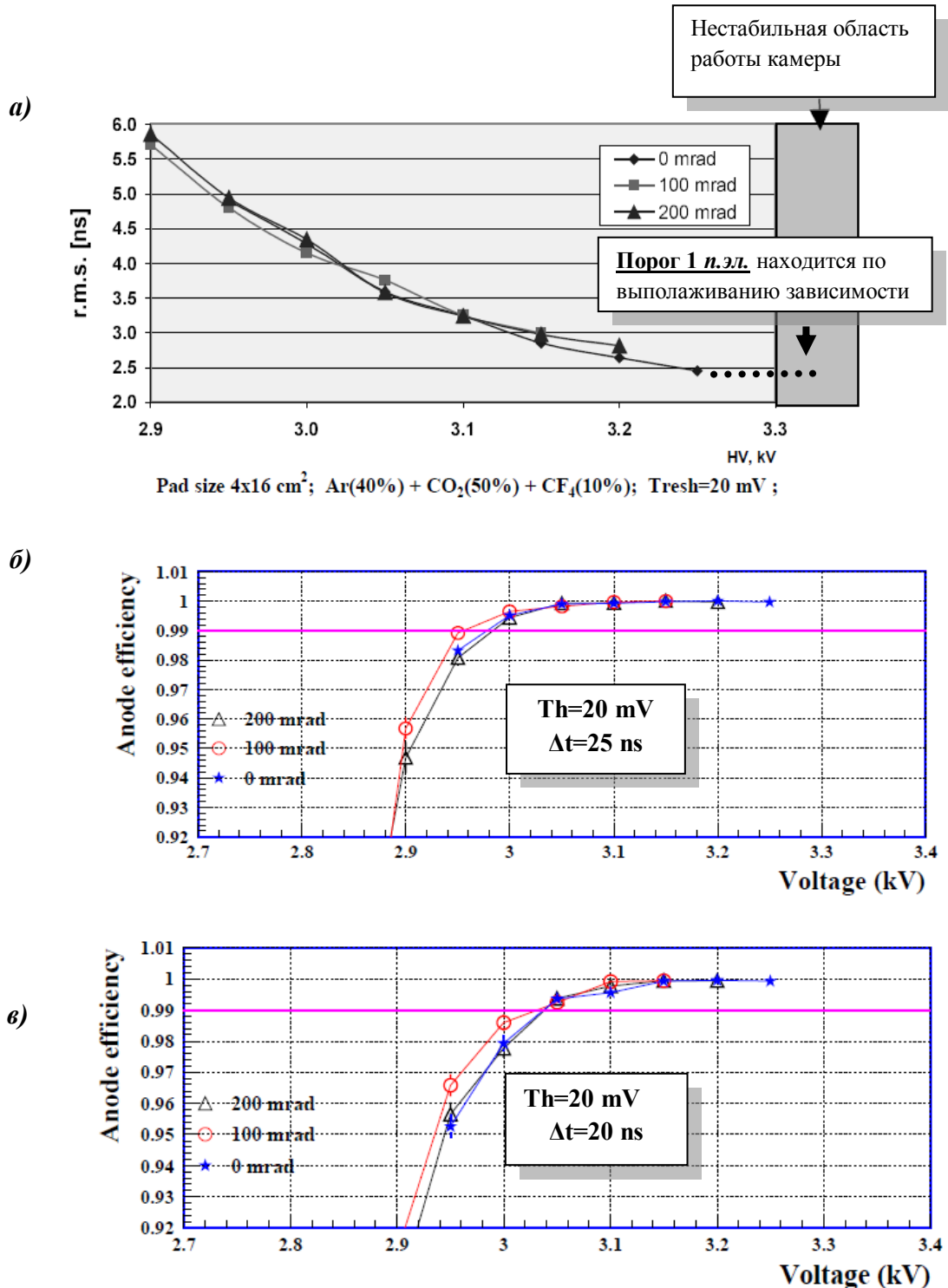


Рис. 2.9. Зависимости среднеквадратичного значения временного распределения от напряжения на камере (а); зависимости эффективности камеры на временном интервале 25 нс от напряжения (б); аналогичные зависимости эффективности на временном интервале 20 нс (в). Видно, что угол наклона трека в пределах $\sim 300 \text{ mrad}$ практически не влияет на временное разрешение и эффективность камеры.

Таблица 2.1. Эффективность, полученная по временным спектрам (ϵ_{TDC}) на заданном временном интервале 15, 20, 25 и 30 нс, измеренная относительно эффективности по амплитудным спектрам (ϵ_{ADC}), при различных интенсивностях пучка, значительно превышающих интенсивность в регионе R4 мюонной станции M1.

Интенсивность пучка (кГц/канал)	ϵ_{ADC} (%)	$\epsilon_{TDC} / \epsilon_{ADC}$ (%)			
		30-ns	25-ns	20-ns	15-ns
54	99.7	99.9	99.8	99.8	98.5
117	99.5	100.0	99.9	99.9	99.0
255	99.5	99.9	99.8	99.6	98.5
365	99.4	99.9	99.9	99.9	98.5
420	99.4	99.8	99.7	99.6	98.0
510	99.5	99.8	99.8	99.6	97.5
700	98.2	99.7	99.7	99.6	97.9

Таблица 2.2. Временное разрешение при различной добавке CF_4 к $ArCO_2$.

Газовая смесь Ar/CO ₂ /CF ₄	Временное разрешение (ср.-кв. значение) нс
40/40/20	3.04
40/45/15	3.07
40/50/10	3.20
40/55/5	3.27
30/60/10	3.13
60/30/10	3.49

2.2.3. Время ухода электронов из рабочего зазора камеры

Как изменяется скорость дрейфа электронов в зависимости от расстояния их до проволочек, можно видеть из рис. 2.1. Здесь нет добавки CF_4 , а подчеркивается другая особенность – видно, что отношение наклона прямых в сильных вблизи и в слабых вдали от проволочек полях для различных газовых смесей $ArCO_2$ достигает 3. Зависимости, приведенные на рис.2.10, касающиеся изменения скорости дрейфа электронов в зазоре камеры, просматриваются также на рис. 2.9а (2.11б) и на рис. 2.12. Покажем в числах, как пользуясь этим наблюдением, можно прокалибровать рабочий зазор камеры h временем и определить полное время ухода электронов из зазора.

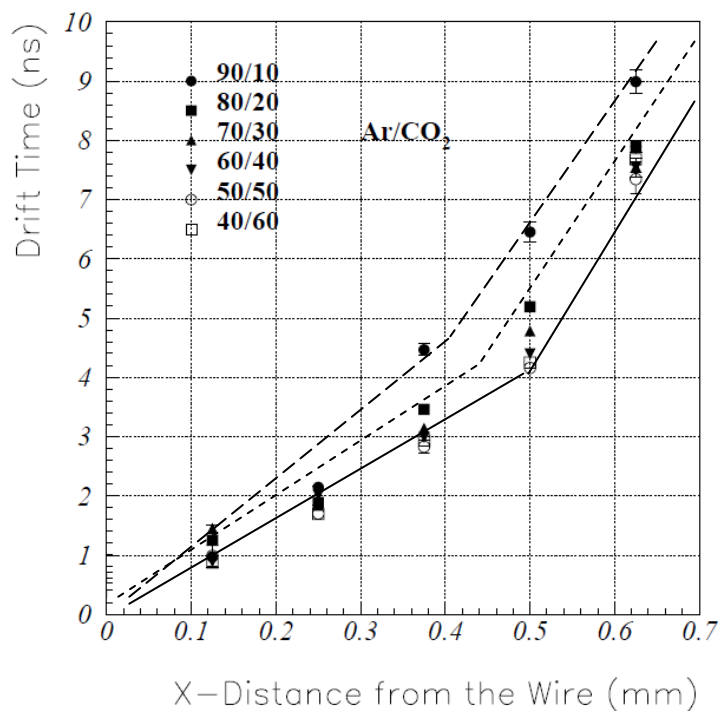


Рис.2.10. Отношение наклона прямых в сильных вблизи и слабых вдали от проволочек полях для различных газовых смесей $ArCO_2$ достигает значения 3 в зависимости от концентрации CO_2 .

Из рис. 2.11в и рис. 2.12 видно, что зависимость временного разрешения от напряжения выполаживается в районе 3.35 кВ , что можно интерпретировать, как достижение предельного значения временного разрешения, которое наступает, если порог в первичных электронах равняется одному электрону. Воспользуемся этим наблюдением для калибровки шкалы напряжений порогами. Фиксируем на графике первый конец зазора h по положению единичного порога ($Th=1n.эл.$). Увеличение в 2 раза газового усиления на каждые 1 В соответствует уменьшению в 2 раза порога в первичных электронах. Известно, что в рабочем зазоре камеры $2h=5 \text{ мм}$ образуется в среднем 16 кластеров первичной ионизации¹. Приведенные измерения выполнены на двухслойной камере с суммарным зазором $4h$, но зависимость, приведенная на рис.2.12, ассоциируется с полузазором h , т. к. собирание электронов происходит с каждого полузазора h параллельно. Из рис. 2.12 видно, что в однослойной камере зависимость начинает “загибаться” при напряжении 3 кВ , что объясняется тем, что порог вплотную приближается к среднему числу образования кластеров на длине трека 5 мм , чего еще не “видит”

¹ Это справедливо для мюонов (см. рис. 1.1), а здесь – π мезоны с энергией $\sim 1 \text{ ГэВ}$, но ионизация приблизительно такая же.

двойной зазор, там вдвое больше электронов. Фиксируем второй конец зазора h . Аппроксимация двумя прямыми зависимостями, приведенной на рис.2.12, показывает, что наклоны прямых отличаются в 2.7 раза, значит скорости дрейфа электронов в зазоре отличаются в 2.7 раза.

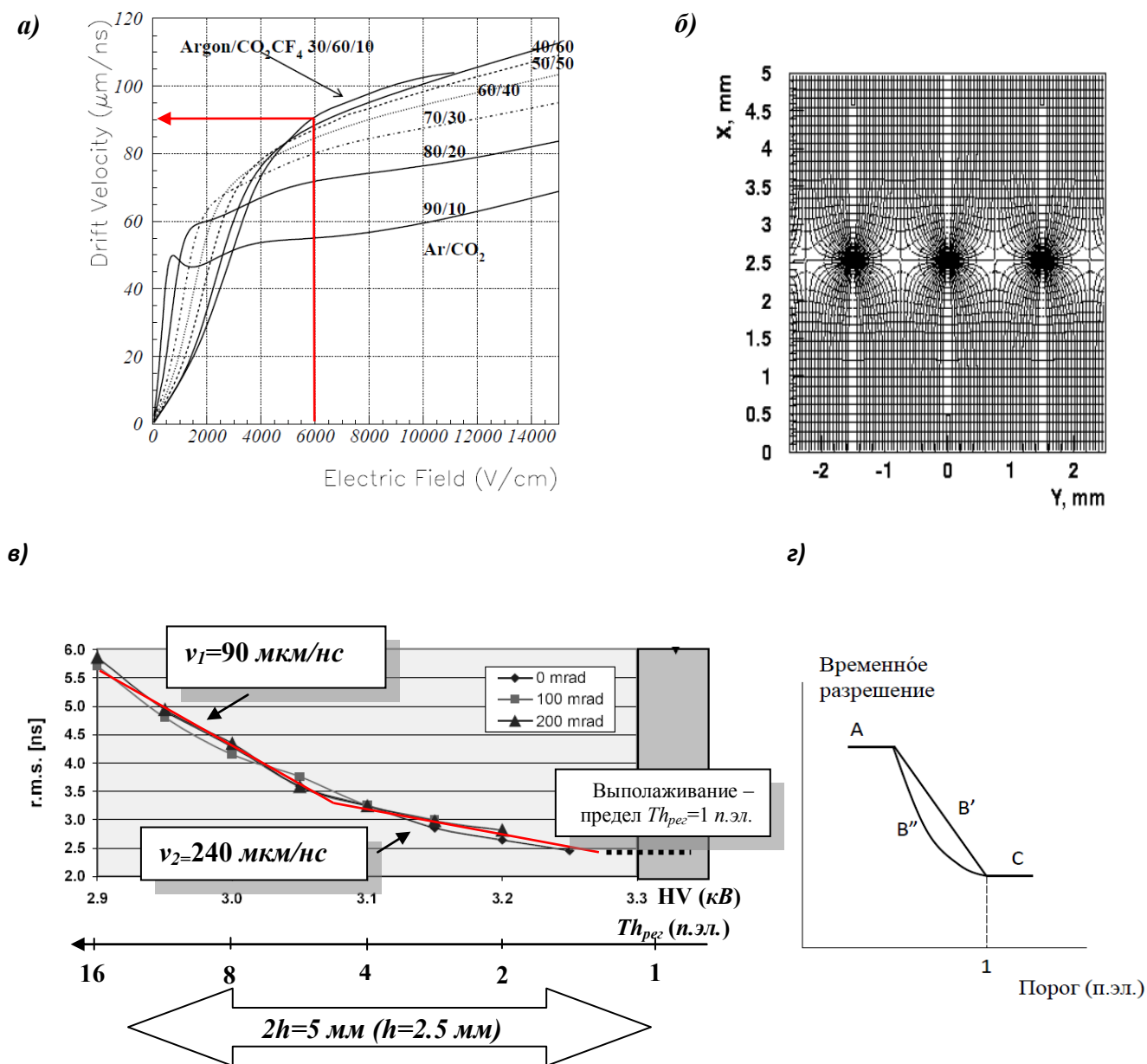


Рис. 2.11. Скорость дрейфа электронов как функция напряженности электрического поля (а); электрическое поле в зазоре (б); калибровка шкалы напряжения порогами регистрации в первичных электронах–кластерах (повторяется рис. 2.9а) (в); три характерных участка (г): А – высокий порог регистрации, достигающий среднего числа образованных в зазоре первичных электронов; В' – линейная, В'' – нелинейная зависимость скорости дрейфа электронов в зазоре; С – предельное временное разрешение, которое достигается при пороге регистрации 1 п.эл.

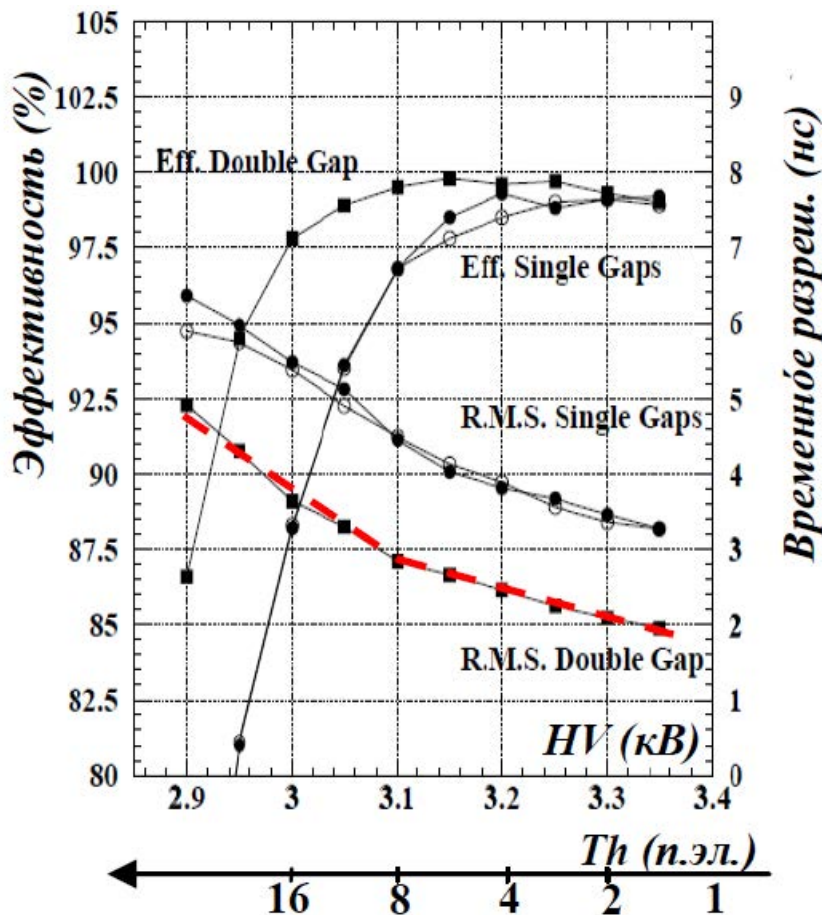


Рис. 2.12. Зависимости временного разрешения и эффективности камеры на временном интервале $\Delta t=20$ нс от напряжения, полученные на пучке для двухслойной WPC-камеры (*Double Gap*) с суммарным рабочим зазором $4h=10$ мм, диаметром проволочек 30 мкм и шагом проволочек $s=1.5$ мм, с размерами проволочного пада $8 \times 16=128$ см², наполненной газовой смесью $Ar(40\%)CO_2(50\%)CF_4(10\%)$.

Приведены аналогичные зависимости для двух однослойных камер (*Single Gap*), составляющих двухслойную камеру.

Напряженность электрического поля на катоде 6 кВ/см (из рис. 2.11а), при которой скорость 90 мкм/нс для применяемой газовой смеси. Значит скорость дрейфа электронов на втором участке – 240 мкм/нс. Зная скорости, определим время ухода электронов из приблизительно равных участков зазора $h/2$ и получим 18.5 нс, что с запасом меньше периода столкновения пучков – 25 нс.

В заключение отметим, что по измеренной зависимости временного разрешения от напряжения извлечено много дополнительной информации: определены пороги регистрации в первичных электронах (это позволяет оптимизировать режим работы камеры, что делается в главе 5 при оптимизации режима работы мюонного детектора); определено, что камера гарантированно освобождается к следующему банчу ЛНС от первичных электронов в рабочем зазоре. Приведенная на рис. 2.1 зависимость (почти линейная), полученная с электроникой PNPI-Slow и SONY с пиковым временем $T_p=20$ нс, такой информации не дает [54]. Возможно, что если бы продлить измерения в область

высоких напряжений, то должен “круче” определиться переход к постоянному (предельному) уровню разрешения, но таких измерений, к сожалению, нет.

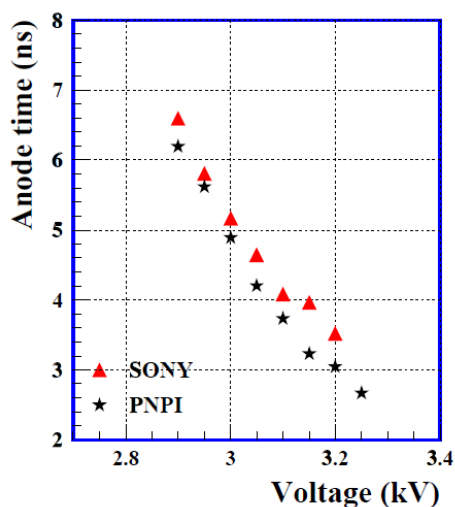


Рис. 2.13. Медленная электроника с пиковым временем $T_p=20$ нс (PNPI-Slow, SONY) менее чувствительна к скорости дрейфа электронов первичной ионизации в зазоре камеры.

2.2.4. Результаты измерения ширины пространственного кластера и электрических кросстоков

Ширина пространственного кластера (параметр) это – характеристика пространственного разрешения камеры. Более удобно для триггерных систем выражать этот параметр в относительных единицах или процентах. Под шириной пространственного кластера понимается среднее число срабатываний одного пада одновременно с соседним падом. Усреднение проводится на интервале расстояний от центра одного пада до центра другого (смежного). Электрическая индукция, в результате которой движущийся в окрестности проволоочки заряд наводит сигналы на всех падах, является причиной образования кластера (группового срабатывания). Вероятность срабатываний двух соседних проволоочных падов будет возрастать при смещении трека от центра пада к его краям и может достичь 50% в случае прохождения частицы между падами, но вероятность такого события не будет превышать отношения шага между проволоочками к полной ширине проволоочного стрипа. В нашем случае при шаге проволоочек 1.5 мм и ширине стрипа 8 см – это должно составить 2%. Допустимой величиной или нормой пространственного кластера для задач мюонного детектора LHCb принято значение 20%. Значит эффектом прямой индукции в

камерах WPC-типа можно пренебречь. Другой причиной, увеличивающей вероятность множественного срабатывания падов, являются емкостные кросстоки пад–пад. Камеры WPC характеризуются относительно низкими емкостными кросстоками. Это можно видеть из анализа эквивалентной схемы, которая приведена в главе 1 на рис.1.28 и формулы (1.1):

$$\frac{i_2}{i_1} \approx \frac{sR_{in}C_{pp}}{1+2sR_{in}C_{wp}} = \frac{C_{pp}}{2C_{wp}} \sim 1\% . \quad (2.1)$$

Значение отношения (2.1) приведено для $C_{pp} = 1 \text{ нФ}$, $C_{wp} = 50 \text{ нФ}$ и $R_{in}C_{wp} > 2.5 \text{ нс}$.

При помощи годоскопа сцинтиляционных счетчиков с размерами ячейки совпадений $1 \times 1 \text{ см}^2$ (см. рис. 2.7) отбирались частицы, попадающие в центр пада W2 с размерами пада $8 \times 16 \text{ см}^2$. Соседними к нему были пад W1 ($8 \times 16 \text{ см}^2$) и пад W3 ($4 \times 16 \text{ см}^2$). Измеренные вероятности множественных срабатываний приведены на рис. 2.14. Отметим, что при определении вероятности множественного срабатывания падов отбрасывались события, сопровождающиеся ливнями, образующимися в веществе окружающих камеру элементов установки, что обнаруживалось по срабатываниям годоскопа и по большим амплитудам в амплитудном спектре – зоны 1–5 на рис. 2.14. Еще одна причина, приводящая к срабатыванию соседних падов, связана с углами треков (максимальный угол 300 мрад) и толщиной четырехслойной структуры. Ограничение этой составляющей кросстоков приводит к толщине панелей, которая должна быть не более 10 мм . Это условие не выполнено в исследовавшейся камере-прототипе с толщиной панелей 15 мм . Однако измерения на пучке показывают [38], что все возможные кросстоки не приводят к ширине пространственного кластера больше чем 1.2. В качестве примера [54] на рис. 2.15 в форме гистограм представлено прямое измерение ширины пространственного кластера как среднего значения полученных распределений (*Mean*). Распределения приведены для различных газовых смесей: $Ar/CO_2/CF_4$ (40/45/15) при $HV=3.15 \text{ кВ}$ и $Ar/CO_2/C_2H_2F_4$ (40/45/15) при $HV=3.25 \text{ кВ}$ и измерены при одинаковых порогах электроники – 20 мВ .

Различия в форме гистограм вызвано неравенством газового усиления и порогов в первичных электронах. Вторая смесь дешевле первой, но она не прошла тесты на радиационную стойкость и впредь приводиться не будет. Важно здесь другое – с уменьшением порога регистрации ширина пространственного кластера увеличивается.

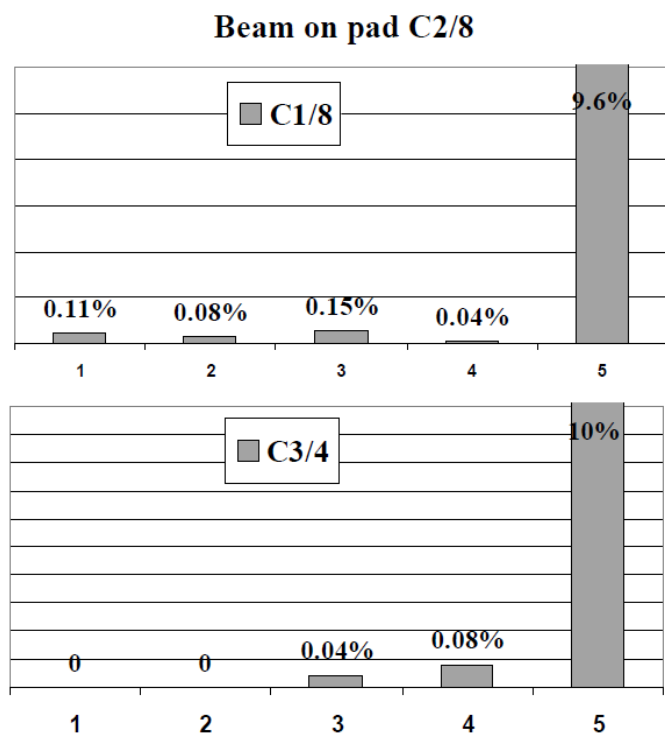


Рис.2.14. Емкостные кросстоки в камере-прототипе WPC-1: пучок находится в центре пада C2 ($8 \times 16 \text{ см}^2$, см. рис. 2.5), приведены вероятности одновременного срабатывания с C2 смежных падов C1 ($8 \times 16 \text{ см}^2$) и/или C ($4 \times 16 \text{ см}^2$) и сумма 11 падов в камере. Показаны пять интервалов амплитудного спектра и статистика событий для указанной комбинации сработавших одновременно падов из полной статистики 10^6 событий.

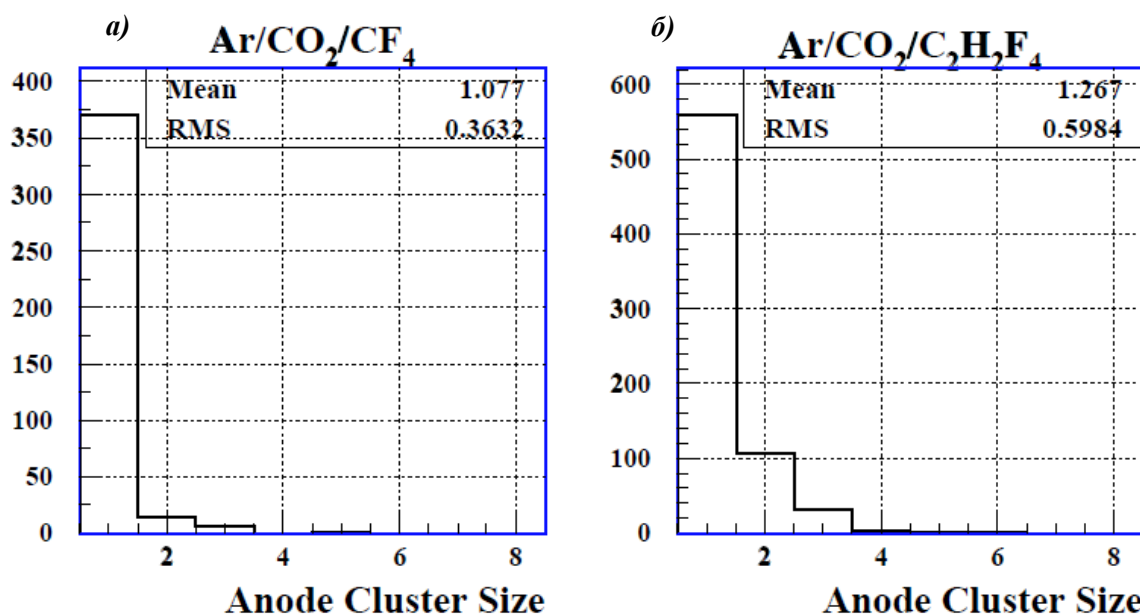


Рис. 2.15. Распределения срабатываний смежных падов для различных газовых смесей: $Ar/CO_2/CF_4$ 40/45/15 при $HV=3.15 \text{ кВ}$ (а) и $Ar/CO_2/C_2H_2F_4$ 40/45/15 при $HV= . 25 \text{ кВ}$ (б). Различия в форме и значении ширины пространственного кластера вызвано неравенством газового усиления (во втором случае усиление больше, пороги регистрации меньше 4 п.эл.).

2.3. Исследование на пучках прототипов двухслойных симметричных камер с печатными катодными падами различной гранулярности с удвоением ионизации в зазоре

2.3.1. Минимизация емкостных связей в конструкции камер

В СРС-камере кросстоки на порядок больше, чем в WPC-камере (см. главу 1, раздел 1.6.1). Поэтому прежде чем рассматривать другие характеристики СРС-камер покажем, как минимизировались емкостные связи. Кросстоки в СРС-камерах определяются отношением:

$$\frac{i_2}{i_1} = -\frac{2C_{wp}}{C} \sim 20\% . \quad (2.2)$$

Знак минус в формуле указывает на то, что полярность кросстоков противоположная сигналам, индуцируемым на проволочках, что отличает данные камеры от WPC. Значение отношения (2.2) приведено для $C_{wp} = 100 \text{ нФ}$ и $C = 1000 \text{ нФ}$. Конструкция первой камеры СРС (*Cathode Pad Chamber*) – такая же, как была приведена на рис. 2.6 для WPC-камеры, но с панелями толщиной 10 мм. В камерах СРС-SCRO (*Single Cathode Readout*) – один сегментированный катод, в камерах СРС-DCRO (*Double Cathode Readout*) – оба катода сегментированы. На рис. 2.16 показано, что в камерах СРС-DCRO сигнал удваивается по сравнению с СРС-SCRO.

Для минимизации C_{wp} уменьшались все составляющие, из которых эта емкость складывается, см. рис. 2.17 [51]. Проволочные электроды в СРС-камерах разделены на стрипы так, что ширина проволочного стрипа равняется ширине катодного пада [52]. Это сделано для уменьшения емкостной связи между катодными падами через общий проволочный электрод. Проволочные стрипы разделяются большими резисторами на общую высоковольтную шину. Вдоль проволочного стрипа в СРС-камерах в регионе R образовано 2, в регионе R2 – 4, а в регионе R1 – 8 катодных падов (рядов). На рис. 2.18 показаны схемы СРС-2 с двумя (M1–M5 регион R3) и СРС-8 с восемью рядами падов (M1–M5 регион R1),

есть и CPC-4 с четырьмя рядами (M4–M5 регион R2). Прямоугольные печатные пады отделены друг от друга с четырех сторон охранными печатными треками.

На рис. 2.19 приведена фотография электродов камеры-прототипа CPC-8 с 192 катодными падами, образующими матрицу 8×24 с восемью катодными падами, вдоль проволочного стрипа. Видно, что источников емкостных связей здесь немало еще и из-за большого числа выводов к электронике. Выводы к усилителям также отделены друг от друга охранными треками.

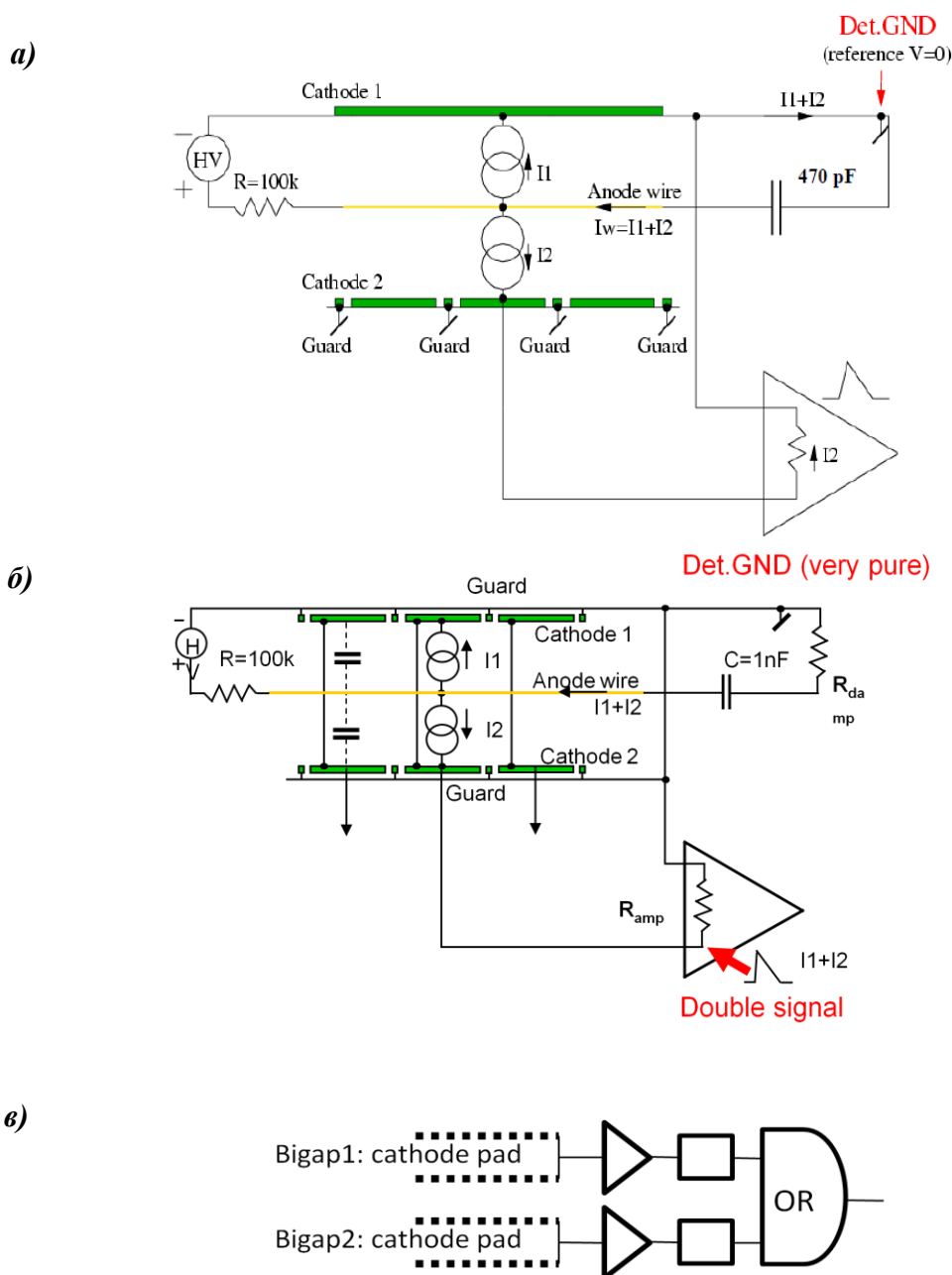


Рис. 2.16. Эквивалентные электрические схемы одного зазора камер CPC-SCRO (*a*) и CPC-DCRO (*б*); логическая схема двухслойной камеры CPC с проводным объединением слоев (*в*).

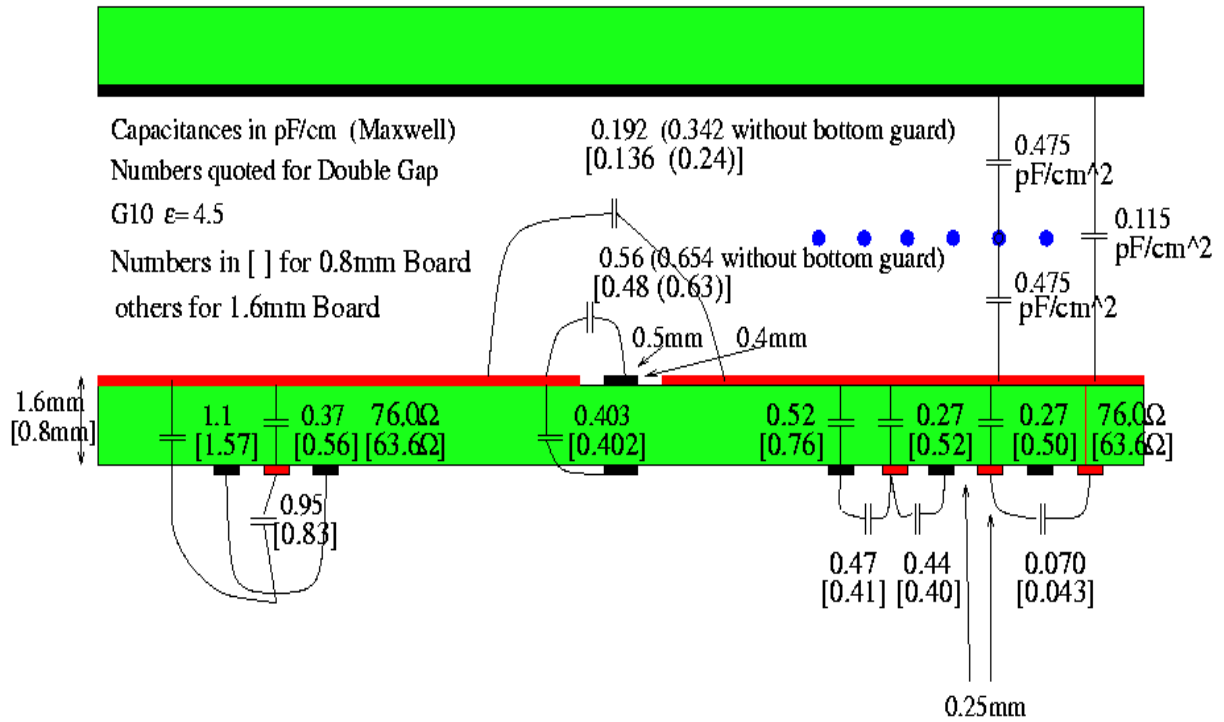


Рис. 2.17. Составляющие емкостных связей в CPC-камерах для двух толщин печатных плат в составе панели. Приведены емкости ($n\Phi$), полученные расчетом по программе MAXWELL [51] применительно к двухслойной CPC-камере с проводным объединением элементов слоев, с диэлектрической проницаемостью $\epsilon=4.5$.

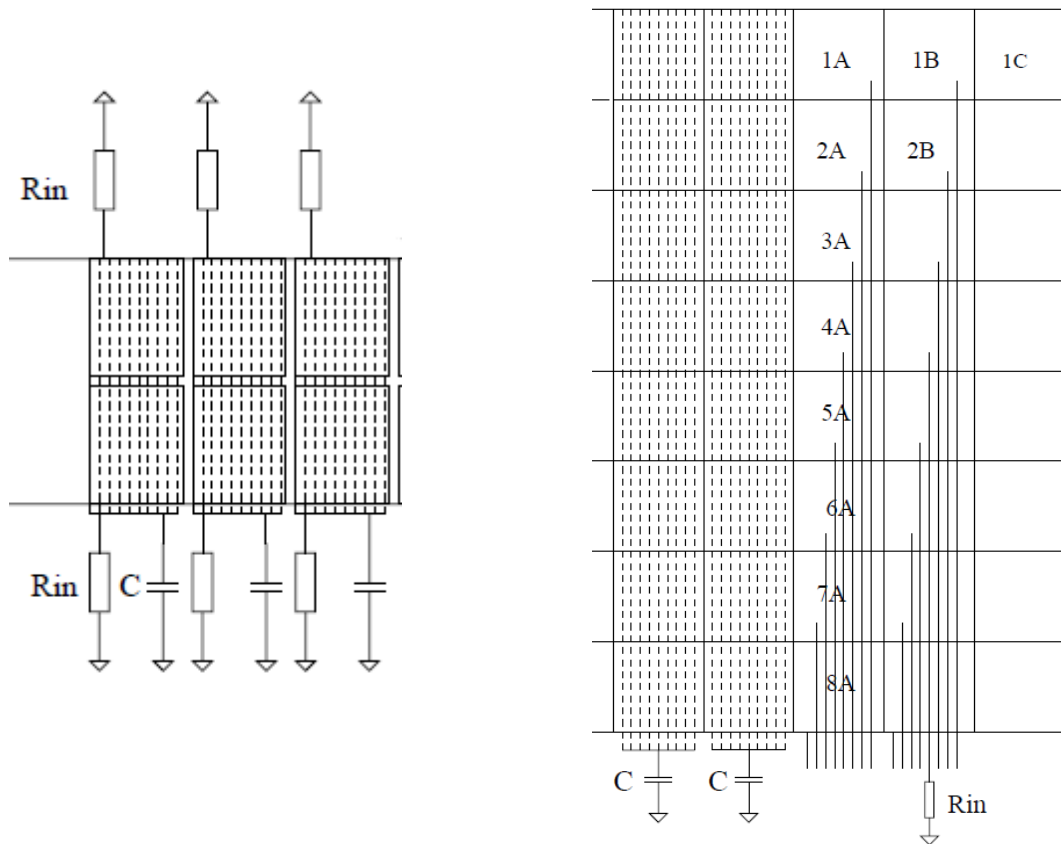


Рис. 2.18. Схемы CPC-камер с катодными падами с двумя (CPC-2) и восемью рядами падов (CPC-8).

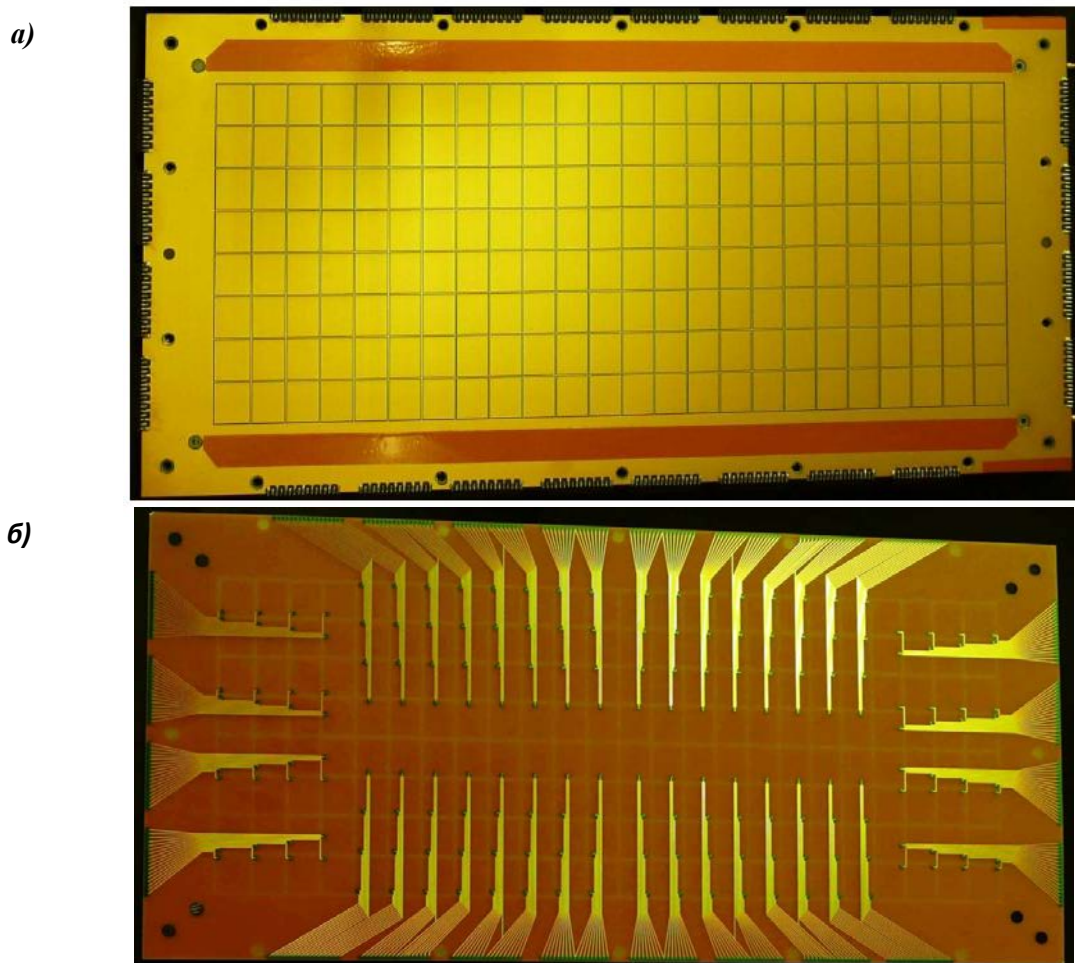


Рис. 2.19. Электроды СРС камеры-прототипа с катодными падами, образующими матрицу 8×24 с восемью катодными падами вдоль проволочного стрипа (а), противоположная сторона электрода – печатные треки для вывода сигналов с падов к электронике (б).

При “заземлении” по высокой частоте проволочного стрипа емкостные кросстоки подавляются полностью, как показывает SPICE-модель, но так – в идеальном случае [52]. На практике этого не получается. На рис. 2.20, показано, что в цепи проволочного стрипа присутствует паразитная индуктивность (L) и эквивалентная емкость (приблизительно $2C_{wp}$), образующие последовательный контур с резонансной частотой $\sqrt{L/C}$. Такая схема может быть и часто является неустойчивой. Для подавления резонанса автором предложено ввести в цепь демпфирующий резистор $R_{damp} > 2\sqrt{L/C}$, численное значение которого составляет приблизительно 20 Ом. Эффективность этого простого технического решения подтверждена экспериментально, без такого резистора в каждом стрипе система срывается в генерацию – неработоспособна, а с резистором – работает устойчиво.

Однако наличие резистора не позволяет убрать кросстоки совсем, т. е. до нуля, почему и необходимо предельно уменьшать паразитную индуктивность.

Кросстоки противоположной полярности в СРС-камерах могут создать второй пик во временном спектре [55], что нежелательно, т. к. увеличивается время занятости канала регистрации, см. рис. 2.21. Пик расположен за пределами временного интервала $\Delta t = 25 \text{ нс}$ [56]. Сигнал кросстока дифференцируется и вызывает срабатывание дискриминатора с задержкой большей чем длительность основного импульса; как оказалось на рис. 2.21, дифференцирование происходило на нелинейной схеме восстановителя базовой линии, который является нелинейным дифференциатором [57].

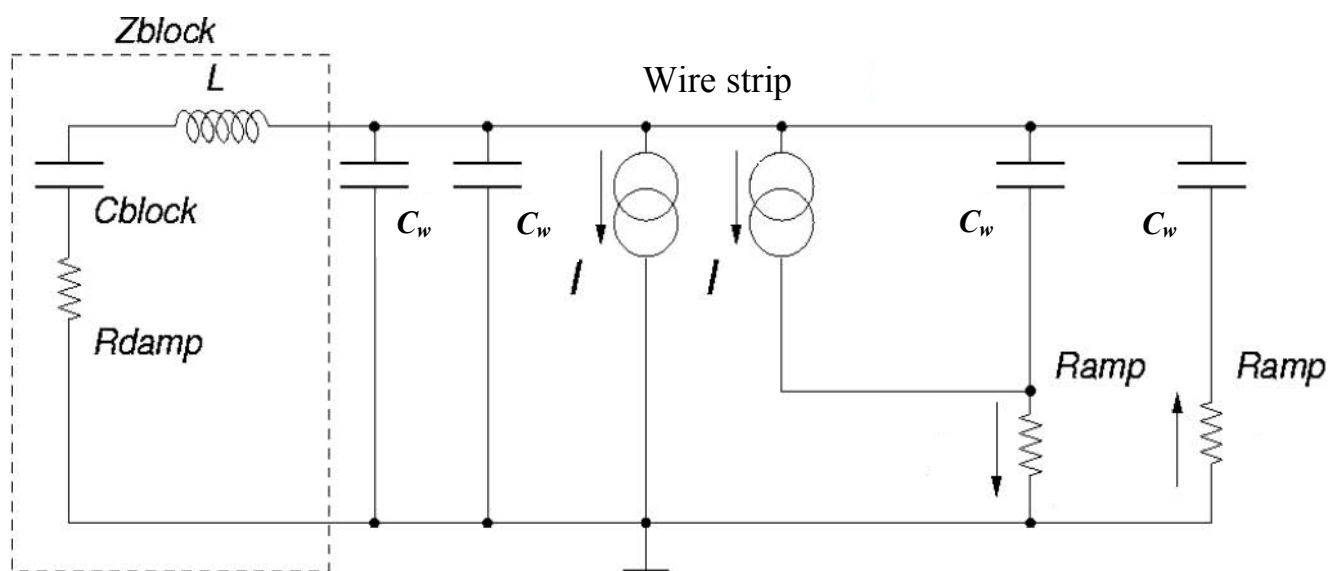


Рис. 2.20. Паразитный LC -контур в цепи проволочного стрипа, образующийся при подключении блокирующего конденсатора C_{block} к земле; L – паразитная индуктивность, R_{damp} – демпфирующий резистор, R_{amp} – входное сопротивление усилителя.

Одним из способов существенного снижения кросстоков, обусловленных емкостной связью между катодными падами через общий проволочный стрип, является уменьшение входного сопротивления усилителя, см. рис. 2.22. Легко показать, что на высоких частотах эффект прямо пропорционален R_{in} . В работе [58] показано, что уменьшением входного сопротивления усилителя с 260 до

25 Ом удалось на порядок уменьшить кросстоки в СРС-камере (подробно об этой схеме усилителя – в главе 4, посвященной электронике).

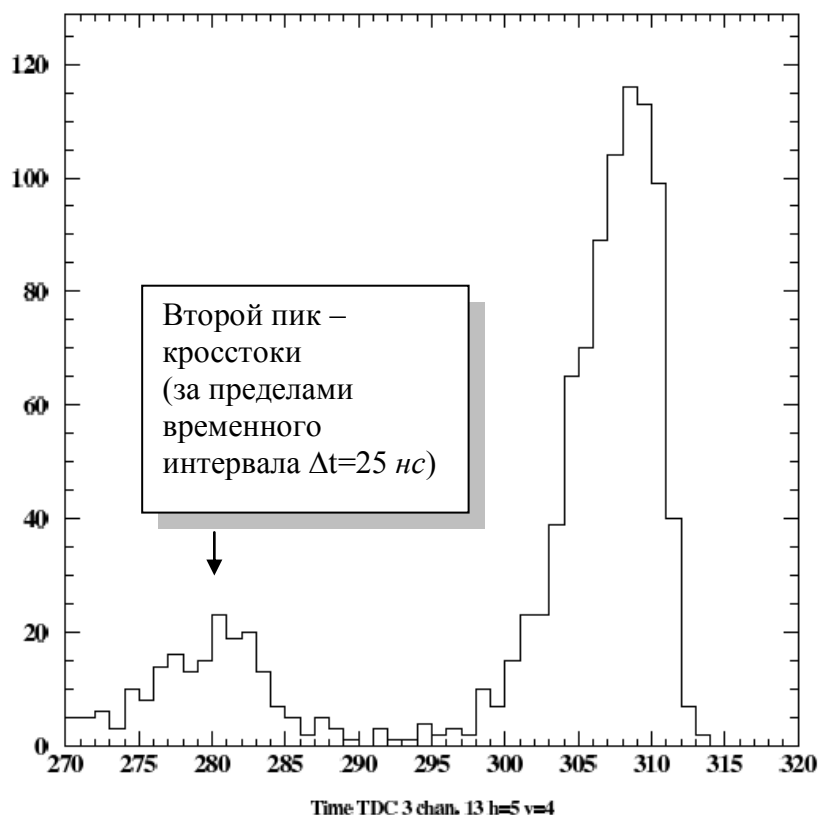


Рис. 2.21. Кросстоки противоположной полярности создают второй пик во временном спектре с задержкой. Здесь время измеряется в TDC справа налево.

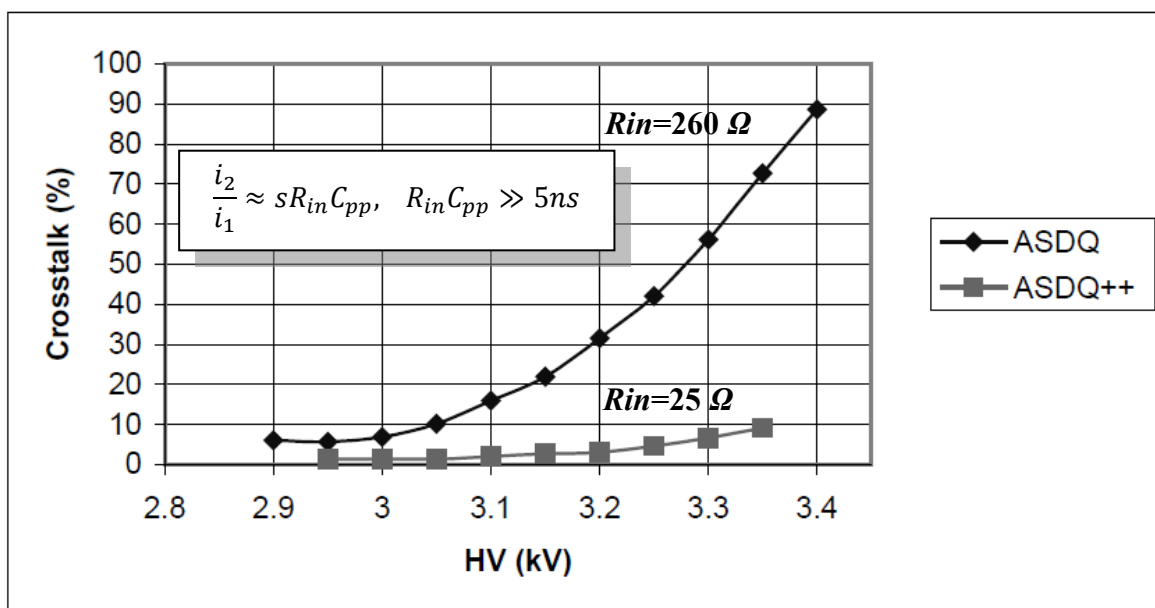


Рис. 2.22. Кросстоки в зависимости от напряжения в СРС-камере при разных входных импедансах усилителей. Здесь применены усилители на базе интегральной микросхемы ASDQ со входным сопротивлением 26 Ом и модификации ASDQ++ со входным сопротивлением на порядок меньшим.

2.3.2. Ограничение размеров катодного пада принятой нормой ширины пространственного кластера

Эмпирическое соотношение для ширины пространственного кластера (1.9), учитывающее “хвосты” распределения индукции, позволяет определить минимальные размеры катодного пада W при выбранном пороге регистрации сигнала в первичных электронах. Для принятого зазора СРС-камеры $h=2.5$ мм и заданного предела на ширину кластера $CS=1.2$ минимальная ширина катодного пада $W=3$ см для порога $Th=3$ п.э. Такой размер пада является приемлемым только для региона R1 мюонных станций M4 и M5, но неприемлем для для региона R1 мюонных станций M1–M.

На рис. 2.23 в порядке иллюстрации приведены распределения срабатываний катодных падов, полученные на пучке [57].

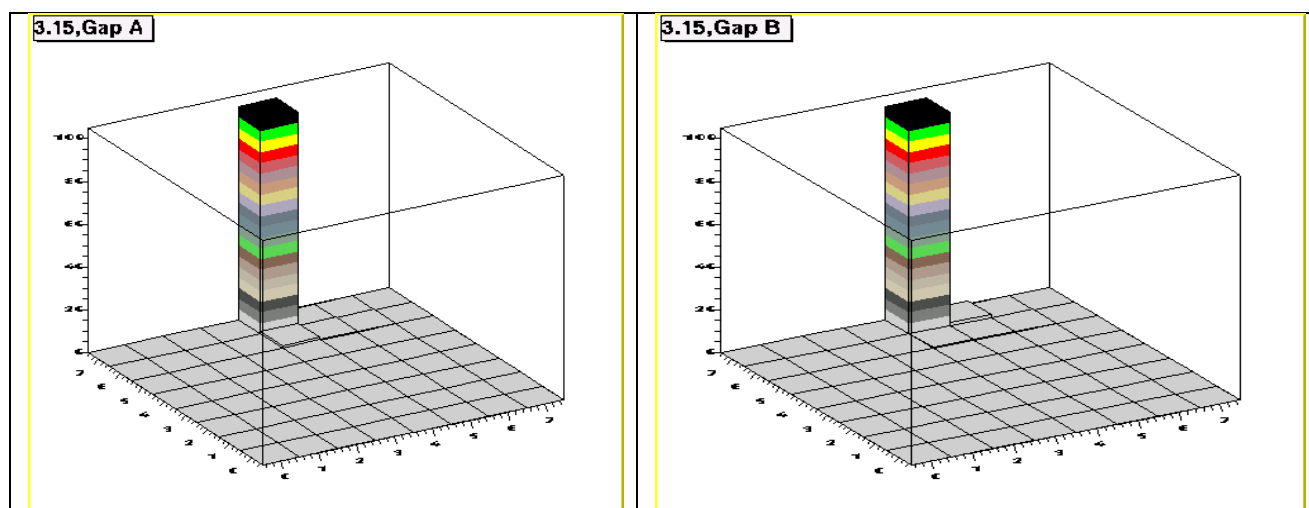


Рис. 2.23. Минимизация ширины пространственного кластера путем оптимизации газового усиления – минимизации порога электроники и максимизации порога регистрации в первичных электронах при условии, что выполняется заданная норма эффективности регистрации частицы на временном интервале $\Delta t < 25$ нс.

Оптимизацию ширины пространственного кластера можно связать с максимизацией порога регистрации в первичных электронах при условии, что последний обеспечивает необходимую эффективность камеры. В обоснование сказанного приведем формулу для газового усиления, справедливую для любых N и определенную здесь на уровне порога Th :

$$G_{\min} = \frac{N(\text{эл.})}{N(n.\text{эл.})} \Big|_{Th} = \frac{Th_{\text{эл.}}(\text{эл.})}{Th_{\text{рег.}}(n.\text{эл.})} = \frac{5 \times ENC \leftarrow \min}{\delta \times Th_{\text{рег.}}(n.\text{эл.}) \leftarrow \max} \quad (2.3)$$

В числителе $Th_{\text{эл.}}$ – минимальный порог электроники, выраженный в *электронах* и определяемый по измеренному эквивалентному шумовому заряду (ENC), в знаменателе $Th_{\text{рег.}}$ – максимальный порог регистрации в *первичных электронах*. Наибольшим порогом в первичных электронах можно принять 4 *п.эл.* (см. рис. 1.18). Но это еще потребуются доказать более строго (см. раздел 5.5.1). Параметр $\delta=0.1$ в формуле (2.3) – баллистический дефицит усилителя. Этот параметр указывает на то, что шумы в виде δ -импульсов и сигналы с “хвостом” от ионизирующей частицы интегрируются неодинаково за пиковое время усилителя T_p – шумы полностью, а сигналы с дефицитом. Предложенный автором диссертации метод оптимизации режима работы камер CPC-типа путем минимизации газового усиления минимизирует ширину пространственного кластера (подробно в главе 5).

2.3.3. Измерение ширины пространственного кластера

Для исследований на пучках была изготовлена серия камер-прототипов с катодными падами, которые предназначались для различных регионов мюонных станций M1–M5. Камеры были намотаны проводом из позолоченного вольфрама диаметром 30 *мкм*, с шагом 1.5 *мм* и имели зазор анод–катод $h=2.5$ *мм*. Исследования проводились с газовой смесью $Ar(40\%)CO_2(50\%)CF_4(10\%)$, хорошо зарекомендовавшей себя при исследовании прототипов WPC-камер. Измерение ширины пространственного кластера, проведенное в работе [56], интегрирует все составляющие, влияющие на этот параметр. На рис. 2.24 показано, что в камере CPC-SCRO, несмотря на повышенные емкостные связи по сравнению с WPC, можно достичь достаточно хороших результатов. Здесь приведены зависимости ширины пространственного кластера от напряжения на камере для различных углов трека в интервале углов $0 \div 4.6^\circ$, соответствующем аксептансу установки LHCb. Следует подчеркнуть, что толщина панелей также внесла вклад в эти

измерения. Видно, что при напряжении $NV=3.05$ кВ (порог 5 п.эл.) ширина пространственного кластера в четырехслойной камере удовлетворяет заданной норме 1.2. Таким образом, увеличивая порог в диапазоне значений 4–6 п.эл., можно снизить кросстоки, т. е. имеется некоторый запас.

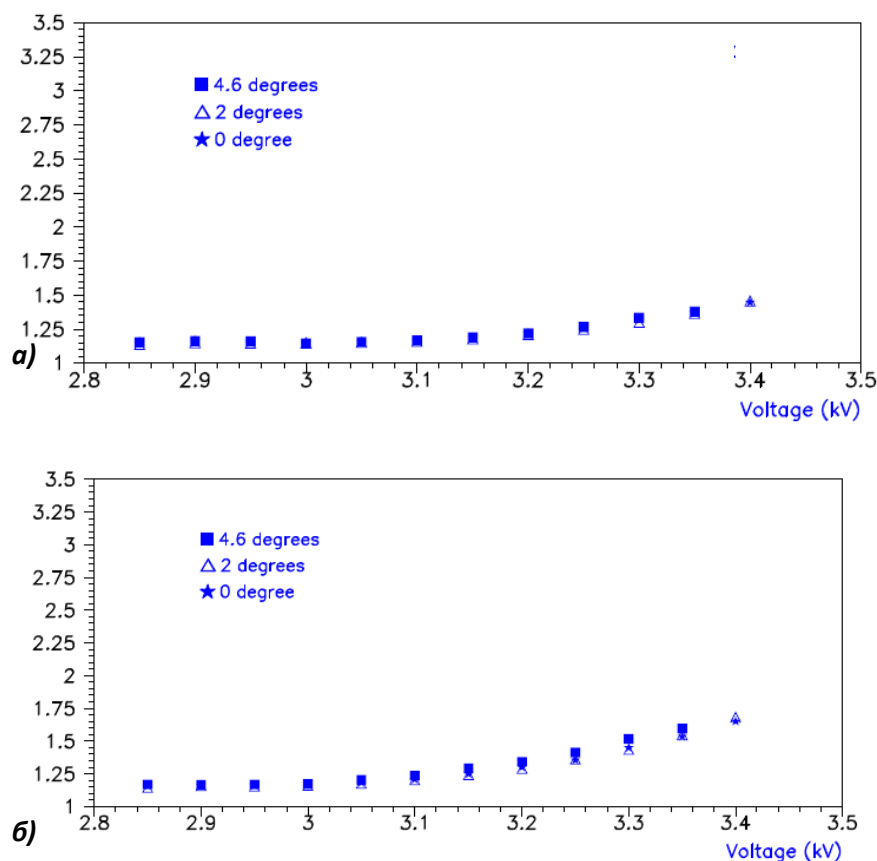


Рис. 2.24. Зависимости ширины пространственного кластера от напряжения для различных углов трека к нормали в интервале 0–4.6 градусов, полученные на двухслойной (а) и четырехслойной камере (б).

В главе 5 подробно описывается предложенный метод оптимизации режима работы камер мюонного детектора с минимизацией газового усиления за счет минимизации порога электроники и максимизации порога регистрации в первичных электронах, который автоматически минимизирует кросстоки любой природы, а также минимизирует ширину пространственного кластера, т. к. последние уменьшаются с уменьшением газового усиления.

2.3.4. Четырехслойные камеры-прототипы с катодными падами

2.3.4.1. Особенности конструкции

На рис. 2.25 приведены две возможные конструкции четырехслойной камеры CPC-SCRO. Первый вариант: пять панелей толщиной 10 мм с печатными катодными падами, на четырех из которых намотаны проволочные электроды,

при сборке вместе образуют четырехслойную камеру. Вторым вариантом – проволочные электроды намотаны на двух центральных панелях с печатными катодными падами с обеих сторон каждой панели. При сборке с остальными тремя панелями, содержащими только сплошные катоды, образуется четырехслойная камера типа CPC-SCRO. По второй схеме были изготовлены для исследования на пучке четырехслойные камеры CPC–2 и CPC–8, имеющие вдоль каждого проволочного стрипа два и восемь рядов катодных падов соответственно.

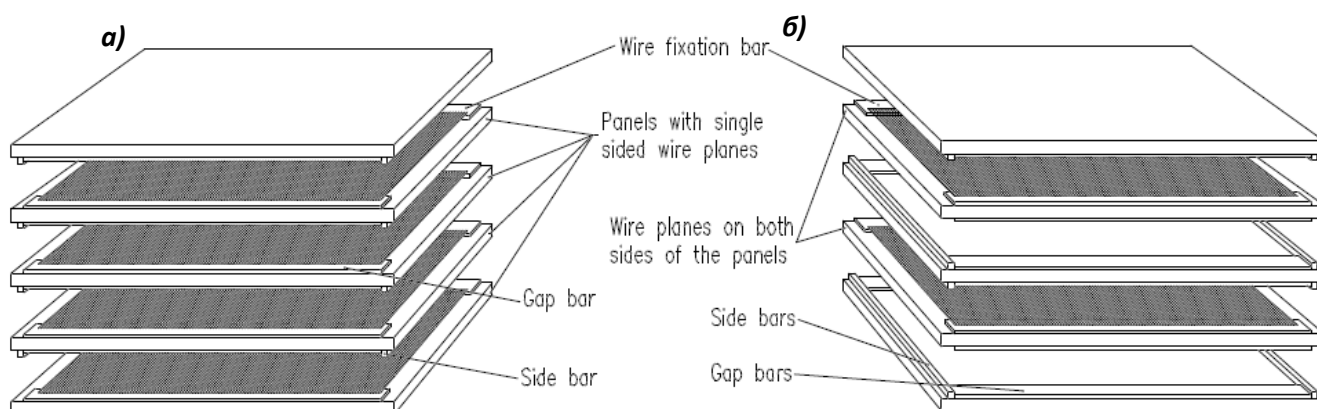


Рис. 2.25. Две конструкции четырехслойной камеры CPC-SCRO. Слева – первый вариант: пять панелей толщиной 10 мм с печатными катодными падами, на четырех из которых намотаны проволочные электроды, при сборке вместе образуют четырехслойную камеру. Справа – второй вариант: на двух центральных панелях с печатными падами с обеих сторон намотаны проволочные электроды, и четырехслойная камера образуется при сборке с остальными тремя панелями, содержащими только сплошные катоды.

Рассмотрим подробно свойства четырехслойной камеры-прототипа CPC–8 [59]. Каждый слой камеры имеет симметричный зазор $2h=5$ мм, диаметр сигнальных проволочек 30 мкм, шаг намотки 1.5 мм, диаметр охранных проволочек 100 мкм. Один из катодов в зазоре сегментирован – матрица 8×12 , что дает 96 (192) падов в однослойной (двухслойной) структуре с размерами катодных падов $\Delta x=2.8$ см и $\Delta y=3.5$ см, см. рис. 2.26в. Двухслойные камеры выполнены с проводным объединением соответствующей пары падов из двух слоев на входе общего усилителя для удвоения первичной мрнизации. Проволочные стрипы по ширине равны катодным падам и состояли из 19 проволочек. Схема четырехслойной камеры образуется логическим ИЛИ двух двухслойных камер, см. рис. 2.26б.

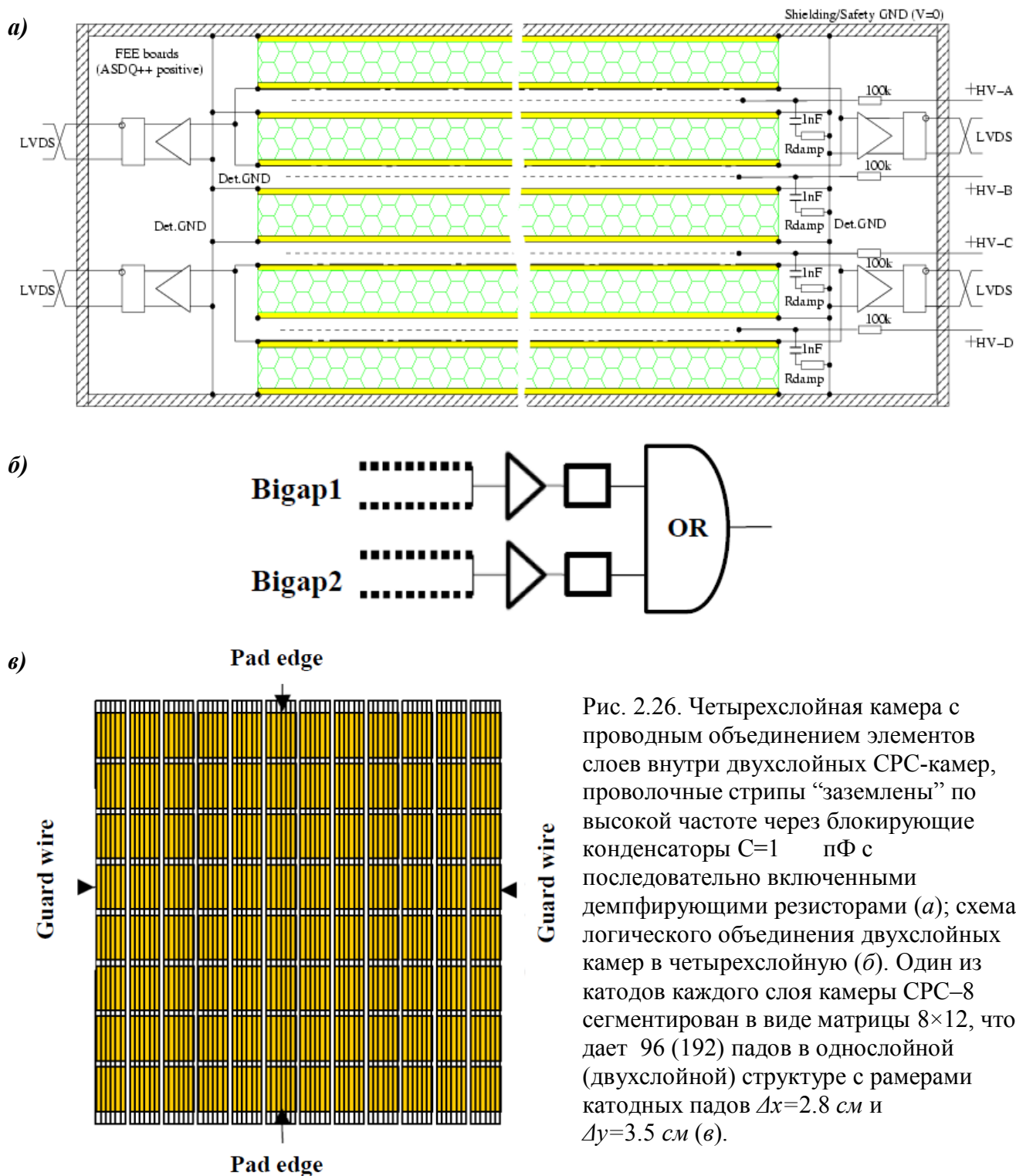


Рис. 2.26. Четырехслойная камера с проводным объединением элементов слоев внутри двухслойных СРС-камер, проволочные стрипы “заземлены” по высокой частоте через блокирующие конденсаторы $C=1$ пФ с последовательно включенными демпфирующими резисторами (а); схема логического объединения двухслойных камер в четырехслойную (б). Один из катодов каждого слоя камеры СРС–8 сегментирован в виде матрицы 8×12 , что дает 96 (192) падов в однослойной (двухслойной) структуре с рамерами катодных падов $\Delta x=2.8$ см и $\Delta y=3.5$ см (в).

В одном зазоре четырехслойной камеры 234 проволочки, которые были натянуты с силой 70 г. Суммарная сила натяжения проволочек четырех зазоров – 65.5 кг. Панели, используемые в конструкции камеры, имели толщину 9 мм и были составлены из наклеенных листов стеклопластика FR4 толщиной . 8 мм на сотовый материал типа “honeycomb”. Панели надежно удерживали сжимающее

усилие в 65.5 кг. Размеры активной области камеры-прототипа 51.6 мм в горизонтальной и 292.8 мм – в вертикальной плоскости. Габаритные размеры всей камеры: 455×445 мм² при полной толщине 105 мм.

2.3.5. Результаты измерения временного разрешения и эффективности регистрации на временном интервале $\Delta t < 25$ нс

Выше было показано, что ширина пространственного кластера укладывается в интервал требований, несмотря на то, что кресточки в CPC-камерах на порядок больше чем в WPC-камерах. На рис. 2.27 представлена экспериментальная установка для измерения основных характеристик – временного разрешения и эффективности регистрации частиц на временном интервале Δt .

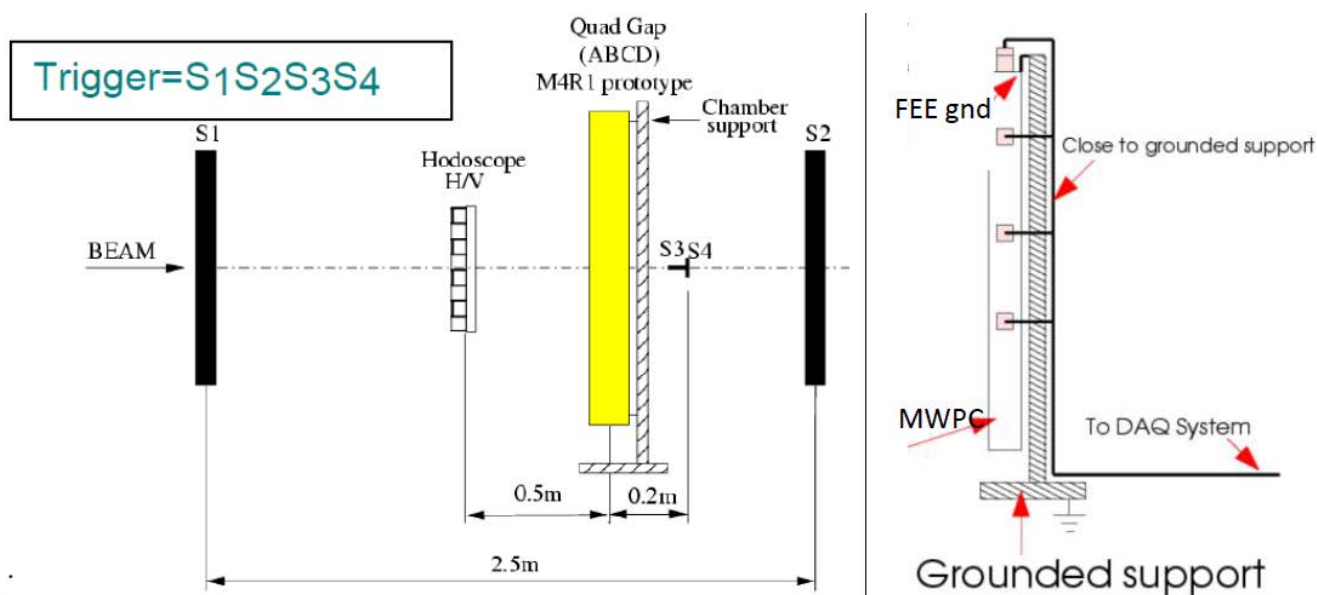


Рис. 2.27. Экспериментальная установка для исследования камеры-прототипа на пучке.

Камера была установлена на металлической платформе, обеспечивающей перемещение камеры поперек пучка (сигнальные проволочки направлены вверх). Кабели связи были прижаты к платформе для исключения паразитных контуров в “земле”. Для запуска установки использовались сцинтилляционные счетчики S₁ S₂, а также пальчиковые счетчики S₃ S₄. Годоскоп с горизонтальными (H) и вертикальными (V) пластинами с шириной пластин 10 мм использовался при анализе событий для позиционирования пучка, а также для исключения “ливней”

при анализе данных. Камера была наполнена рабочей газовой смесью $Ar(40\%)CO_2(40\%)CF_4(20\%)$.

На рис. 2.28 приведены результаты измерения на пучке π мезонов зависимостей эффективности на временном интервале 20 нс и временного разрешения от напряжения на камере при фиксированном пороге электроники 240 мВ (8 фКл). Из рис. 2.28 видно, что каждая двухслойная камера в составе четырехслойной камеры-прототипа выходит на уровень эффективности регистрации $\varepsilon=0.95\%$ при напряжении HV=3.0 кВ. Разброс измерений на рисунке связан с различными номерами катодных падов, которые отличаются емкостью из-за различной длины выводов к электронике.

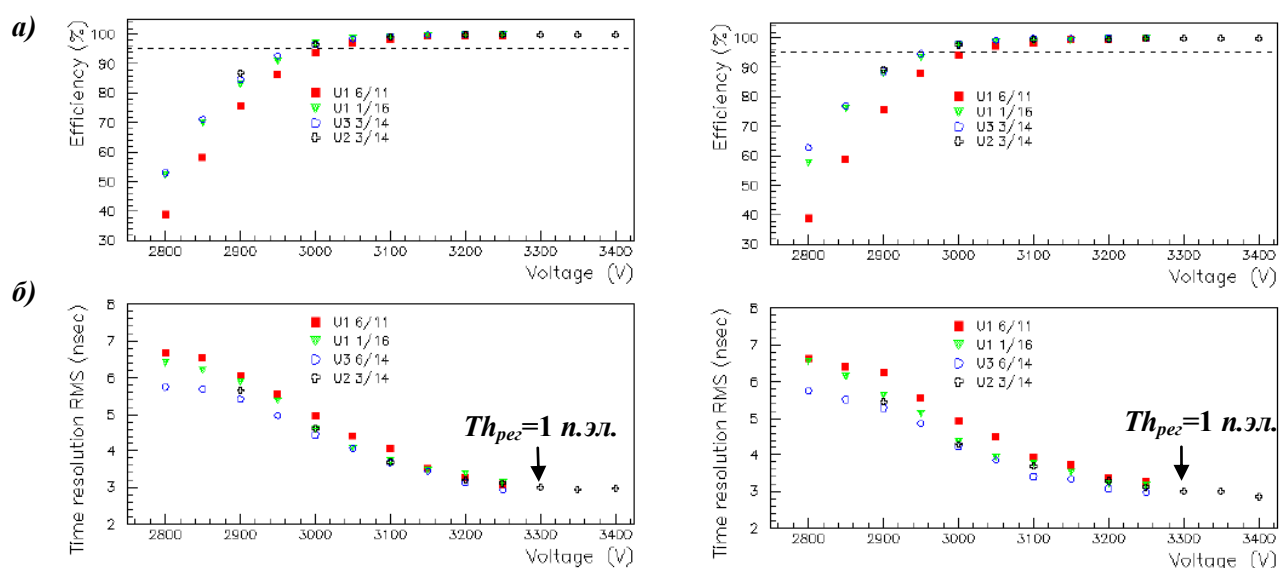


Рис. 2.28. Зависимости эффективности на временном интервале 20 нс (а) и временного разрешения (б) от напряжения на исследуемой камере при фиксированном пороге электроники равном 240 мВ, что соответствует 10 фКл. Слева – слои АВ (Bigap 1), справа – CD (Bigap 2). Здесь видно, что “выполаживание” зависимости временного разрешения, соответствующее порогу регистрации $Th_{рег}=1 \text{ н.э.}$, наступает при HV=3.3 кВ.

Отчетливо видно, что предельное временное разрешение, соответствующее порогу регистрации $Th=1 \text{ н.э.}$, наступает при напряжении HV=3300 В (тем более – при HV=3350 В, последнее согласуется с наблюдением, сделанным раньше, с другой электроникой и меньшей добавкой CF_4 , см. рис.2.9). Наблюдающийся небольшой загиб слева при напряжении ниже 29 В связан с приближением порога в первичных электронах к среднему числу первичных электронов, которые

могут образоваться в зазоре камеры. Заметим, что добавка CF_4 в этом эксперименте 2 – в 2 раза больше чем в измерениях, выполнявшихся раньше. Значит прилипает больше электронов первичной ионизации, и загиб слева лучше выражен. Ход кривых между указанными “загибами” связан со скоростью дрейфа электронов в зазоре аноде–катод, h , (при увеличении напряжения возрастает скорость дрейфа электронов).

Изучалось также поведение эффективности (рис. 2.29) и временного разрешения (рис. 2.30) при сканировании камеры относительно пучка, выделенного совпадением двух пальчиковых счетчиков $S_3 S_4$. Ширина переходов полученных зависимостей вверх и вниз на краях падов хорошо согласуются с шириной счетчика $S_3=1.5$ мм. То же самое сделано на краях камеры, см. рис. 2. .

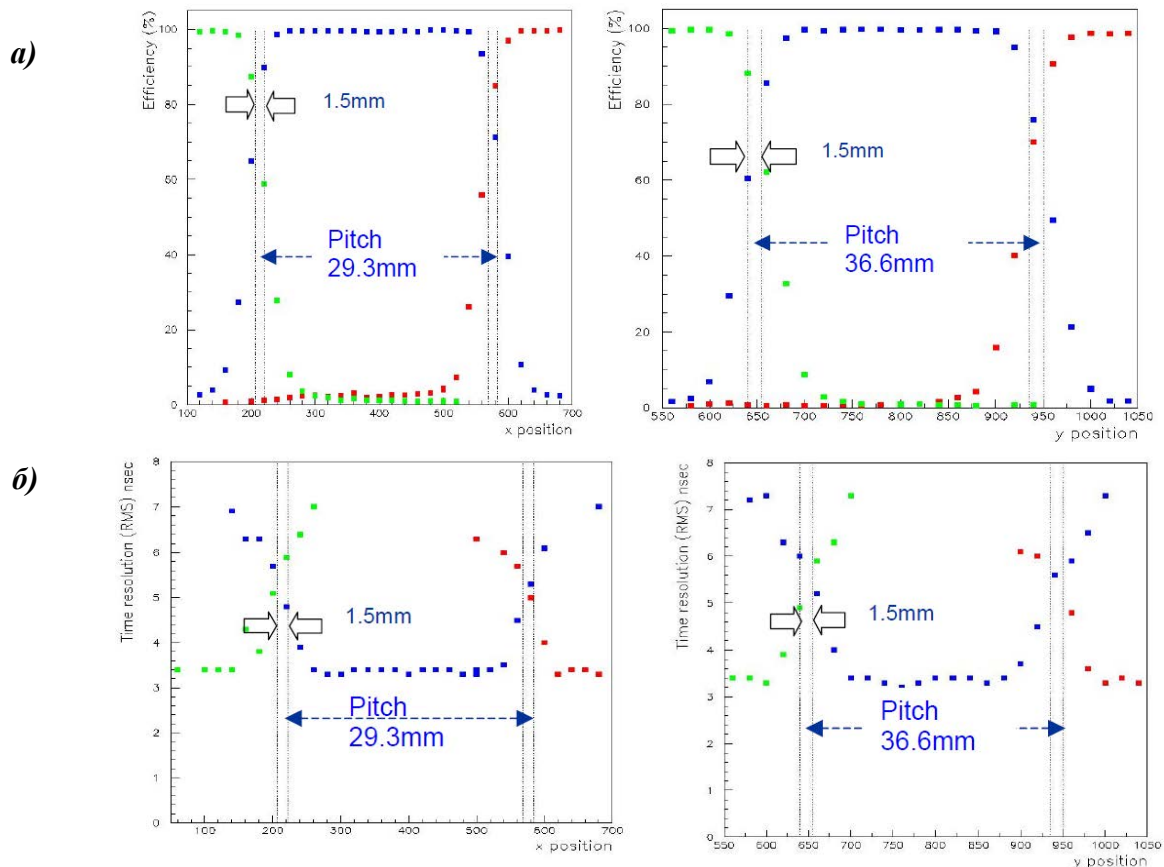
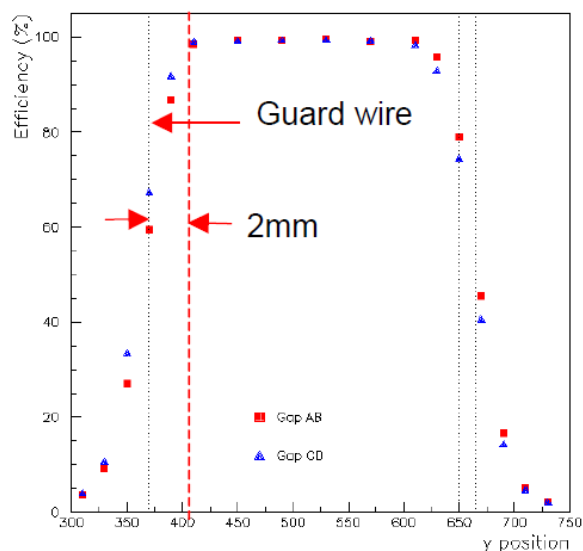
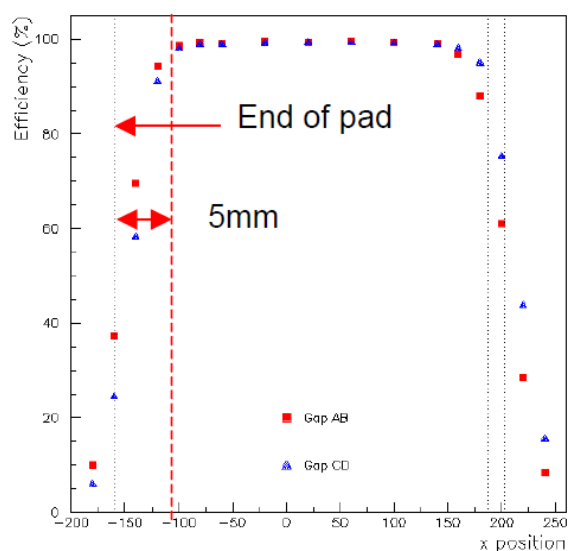


Рис. 2.29. Зависимости эффективности на временном интервале 20 нс (а) и временного разрешения (б) от координаты x (слева) и координаты y (справа) перемещения камеры относительно пучка при рабочем напряжении на камере $HV=3.15$ В и пороге регистрации 4 п.э.л.. Видны границы и профиль катодного пада, измеренные с хорошей точностью (ширина “провалов” соответствует ширине счетчика S_3 по пучку).



a)



b)

Рис. 2. 0. Зависимости эффективности на временном интервале 20 нс на краях камеры, полученные сканированием камеры вдоль оси x (a) и оси y (б) при напряжении на кмере $HV=3.15 \text{ В}$ и пороге регистрации 4 п.эл. Видны границы активной области двухслойной камеры АВ (*bigap 1*) и СВ (*bigap 2*) вблизи охранной проволоочки и на краях анодных проволоочек, измеренные с шириной пальчикового счетчика $S_3=1.5 \text{ мм}$.

Статистические результаты измерения эффективности на интервале 2 нс и временного разрешения по всем 192-м каналам камеры сведены в гистограммы, см. рис. 2. 1 . Получены довольно хорошие средние значения: $\varepsilon=99.27\%$ и $\sigma_t=3.58 \text{ нс}$.

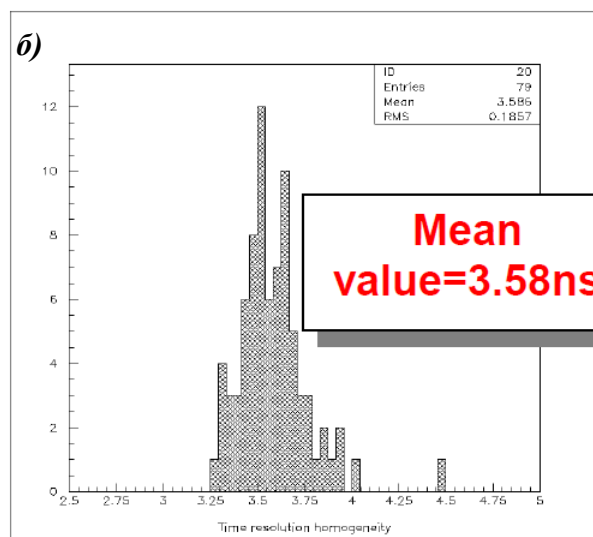
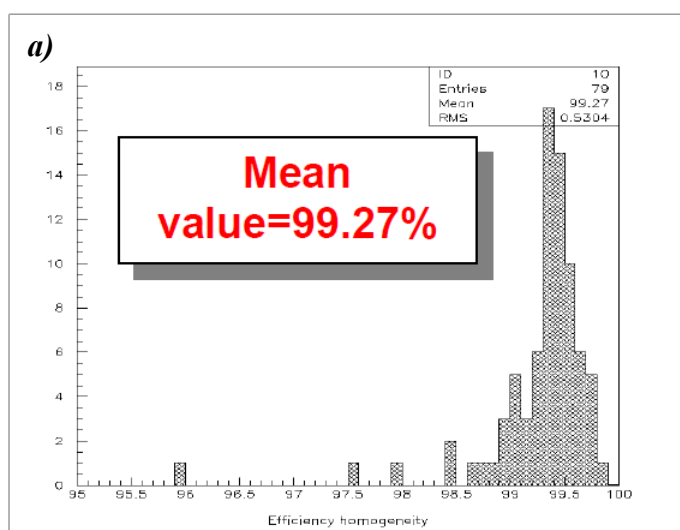


Рис. 2.31. Разброс значений эффективности на временном интервале 20 нс (a) и временного разрешения (б), измеренных по всем катодным падам камеры при рабочем напряжении $HV=3.15 \text{ В}$ и пороге регистрации 4 п.эл. Указаны средние значения (*Mean*) $\varepsilon=99.27\%$, $\sigma_t=3.58 \text{ нс}$.

Результаты прямого измерения ширины пространственного кластера, которые включают сумму факторов (прямую индукцию и емкостные кросстоки), полученные сканированием камеры относительно пучка “вырезанного” пальчиковым счетчиком S_3 , представлены на рис. 2.2. Интегрированием полученных зависимостей найдено, что среднее значение $CS=1.15$.

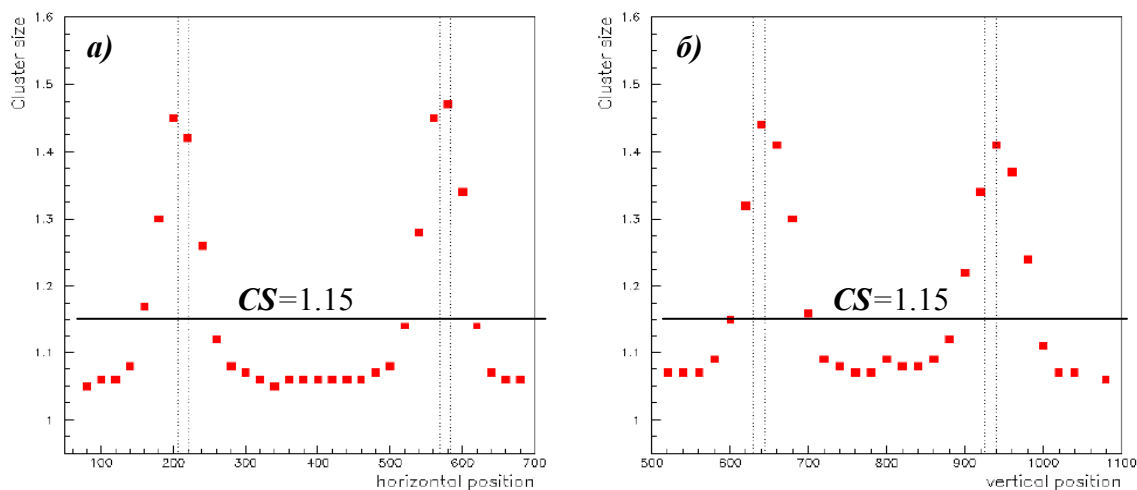


Рис. 2.32. Зависимости ширины пространственного кластера, полученные сканированием камеры относительно выделенного пальчиковым счетчиком S_3 пучка в горизонтальном (а) и вертикальном (б) направлениях при напряжении $HV=3.15$ В и пороге регистрации 4 н.э. Среднее значение ширины пространственного кластера не превышает 1.15.

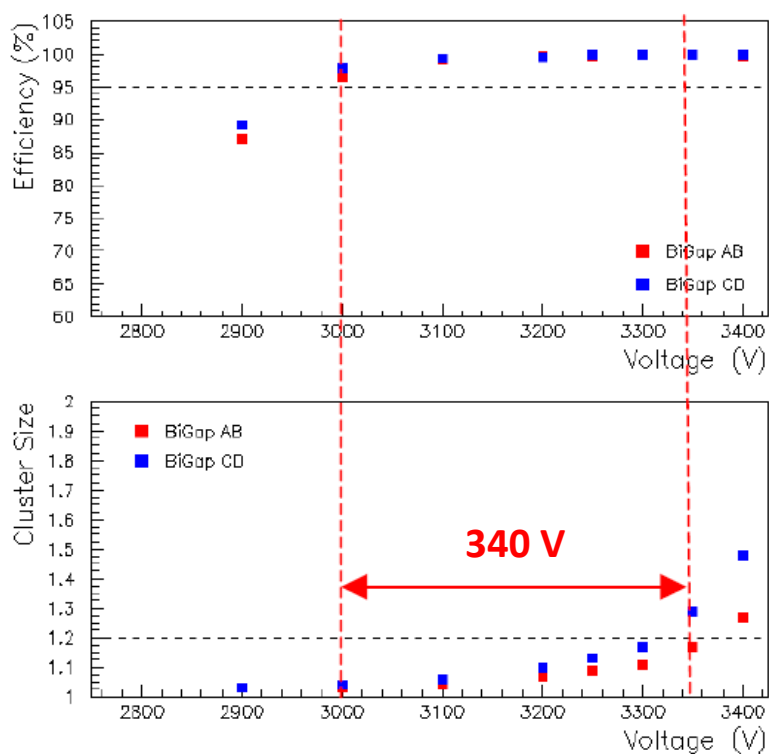


Рис. 2.33. Зависимости эффективности камеры на временном интервале 2 нс (а) и ширины пространственного кластера (б) от напряжения на двухслойной камере АВ (BiGap 1) и CD (BiGap 2). Как видно, плато эффективности снизу ограничено заданной нормой эффективности $\varepsilon=95\%$, а сверху - заданной нормой ширины пространственного кластера $CS=1.2$. При указанных ограничениях плато эффективности уменьшается до 340 В.

На рис. 2.33 приведены результаты измерений зависимостей эффективности камеры на временном интервале 20 нс и ширины пространственного кластера от напряжения на двухслойной, а на рис. 2.4 - четырехслойной камере. Зависимости сведены на один рисунок с тем, чтобы показать плато эффективности. Отметим, что плато эффективности составляет почти 450 В , однако принятая норма ширины пространственного кластера уменьшает плато до 340 В в двухслойной и до 300 В – в четырехслойной камере, см. рис. 2.34.

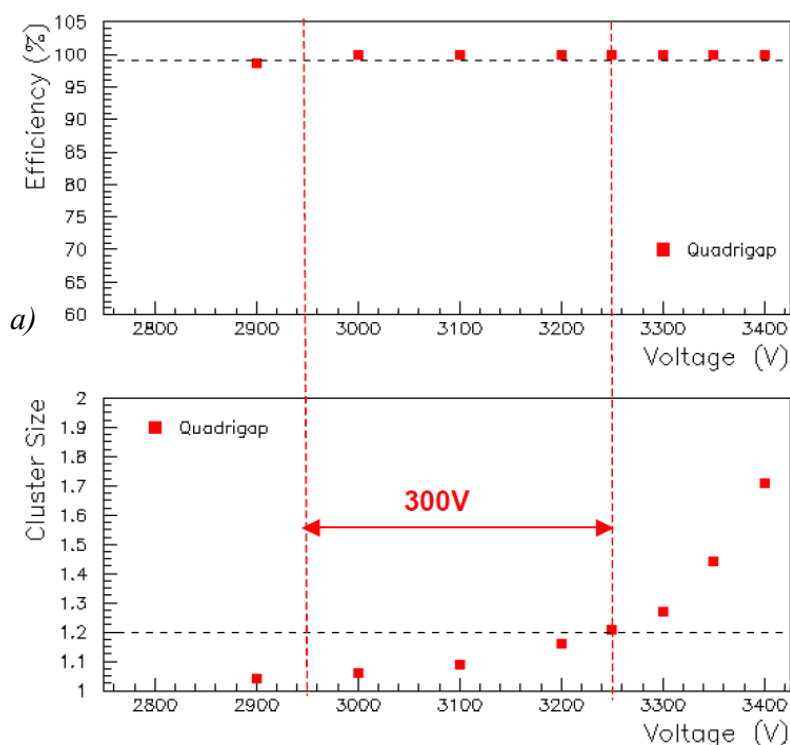


Рис. 2.34. Зависимости эффективности камеры на временном интервале 2 нс (а) и ширины пространственного кластера (б) от напряжения на четырехслойной камере. Как видно, плато эффективности сокращается при той же норме $CS=1.2$, что вызвано сложением вероятностей кросстоков с двух слоев АВ и CD, но эффективность существенно улучшается.

При исследовании СРС-камер обнаружены “запаздывающие” кросстоки, их статистика представлена на рис. 2. 5.

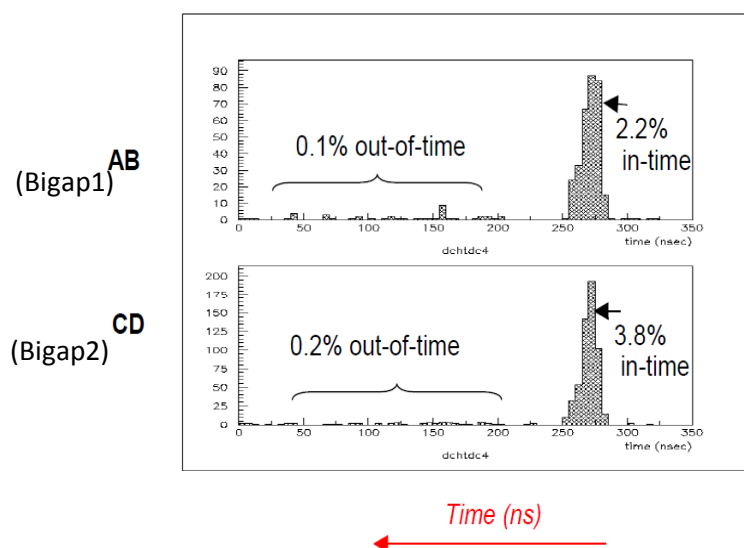


Рис. 2.35. Кросстоки пад–пад на временном интервале 25 нс , отсчитанном от момента прохождения частицы через камеру (in-time) и за пределами этого интервала (out-of-time – запаздывающие). Время отсчитывается справа налево.

Этот тип кросстоков, по-видимому, вызван “ливнями”, создающими большие сигналы, которые, дифференцируясь, вызывают срабатывание канала с задержкой $5 \div 2$ нс. Как видно из рис. 2.5, вероятность таких событий, составляет доли процента, таким уровнем кросстоков можно пренебречь.

На рис. 2.6 приведены зависимости эффективности камеры на временном интервале 20 нс для одного слоя А и для двух слоев АВ с проводным объединением слоев и удвоением ионизации при фиксированном пороге электроники 240 мВ (10 фКл).

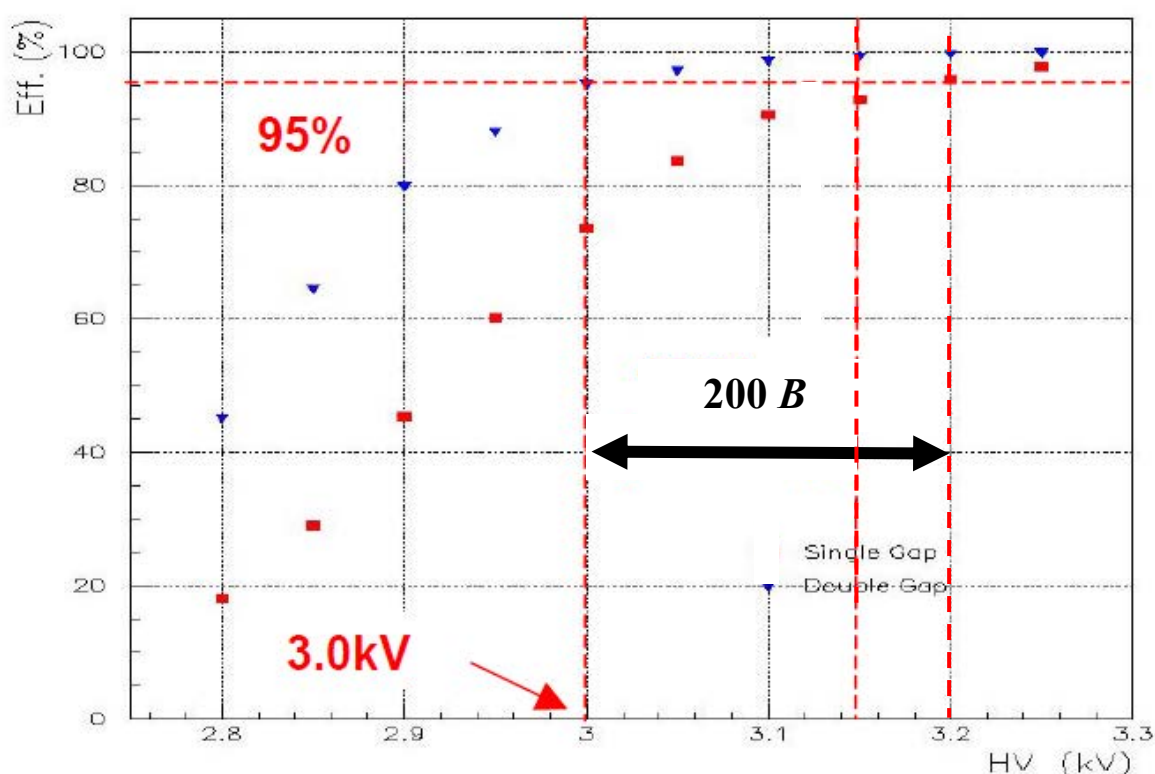


Рис. 2.36. Зависимости эффективности камеры на интервале 2 нс для одного слоя камеры с зазором $2h=5$ мм и двухслойной камеры с зазором $4h=10$ мм с проводным объединением слоев и удвоением ионизации при фиксированном пороге электроники 24 мВ (8 фКл). Эффект удвоения ионизации в рабочем зазоре сказывается сильнее чем простое удвоение газового усиления, при котором сдвиг рабочей точки по напряжению составил бы 1 В. При полученном сдвиге 2 В пороги регистрации в первичных электронах отличаются в 4 раза.

Зависимости для второй пары слоев С и CD выглядят аналогично первым. Как видно, сдвиг по напряжению составляет 2 В. Простое удвоение газового усиления дало бы сдвиг 1 В. Таким образом, видно, что эффект удвоения ионизации в рабочем зазоре сказывается сильнее. При этом пороги регистрации в

первичных электронах отличаются в 4 раза, что необходимо учитывать при использовании одного слоя (например, при выходе другого слоя из строя).

2.3.6. Время ухода электронов из рабочего зазора камеры

Сравним камеру CPC-SCRO с камерой WPC по такому параметру, как время ухода электронов из зазора. Зависимость временного разрешения от напряжения, приведенная на рис.2. 7, позволяет сделать такое сравнение.

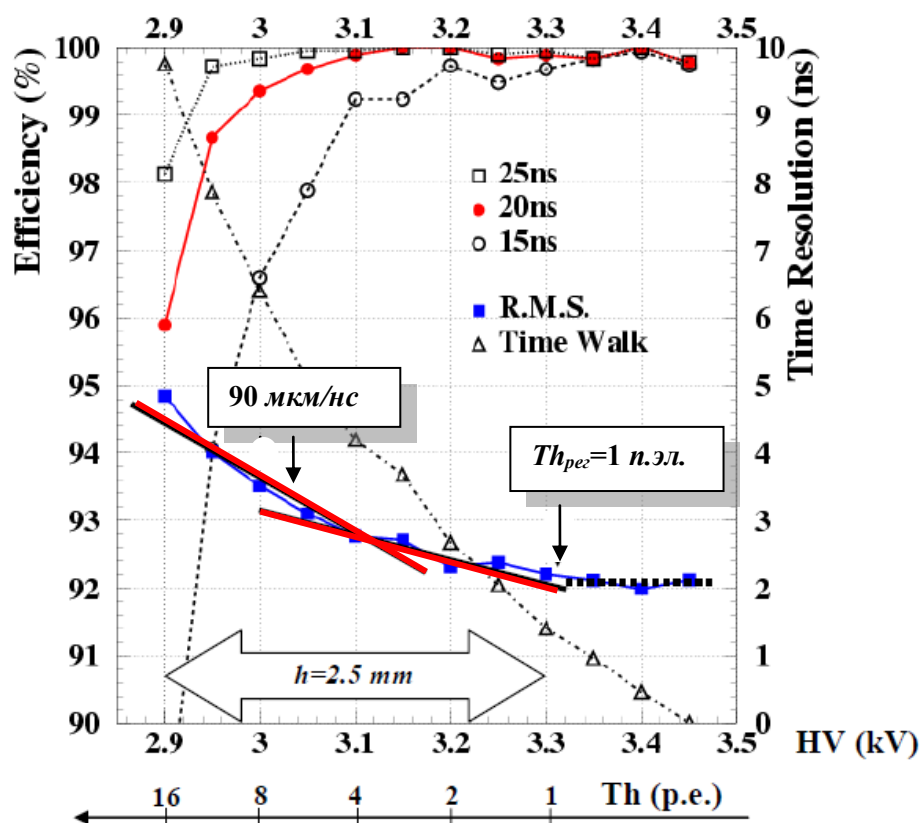


Рис.2. 7. Калибровка шкалы напряжений порогами в первичных электронах позволяет определить ряд важных параметров (см. текст).

По “выполаживанию” временного разрешения видно, что здесь предельное временного разрешения, соответствующее предельно низкому порогу $Th=1$ п.эл., наступает приблизительно при напряжении 3.30 кВ (точность 5 В). Изменение напряжения на 1 В изменяет газовое усиление в 2 раза, соответственно, в 2 раза изменяется порог в первичных электронах. Это позволяет прокалибровать шкалу напряжений порогами, начиная от единичного порога и заканчивая $Th=16$ п.эл. (предельное число первичных кластеров на длине трека 5 мм). По этим “крайним” точкам можно указать границы зазора h , зная, что в зазоре $2h=5$ мм мюоны высоких энергий могут образовать $n_{min}=13$ п.эл. ($n_{max}=18$ п.эл.), следовательно, при

порогах, близких к этому значению эффективность должна начать уменьшаться (что и видно из рис. 2.7). Приведенную выше зависимость аппроксимируем двумя прямыми и определим отношение их наклонов. Видно, что наклоны прямых отличаются здесь в 2.5 раза, точность невысокая, но достаточная, чтобы сделать важный вывод. Одна из прямых соответствует скорости дрейфа электронов у катода, которая составляет 90 мкм/нс. Значит вторая прямая соответствует скорости дрейфа электронов у анода, которая в 2.5 раза выше – 225 мкм/нс. При таких скоростях время ухода электронов из рабочего зазора не больше 19.4 нс. Полученный результат немного хуже полученного для WPC-камеры (см. рис. 2.12), однако, камера гарантированно освобождается от электронов первичной ионизации к следующему банчу.

2.4. Исследование на пучках прототипов двухслойных симметричных камер комбинированного (смешанного) типа с удвоением ионизации в зазоре

В разделе 2.3.2 было найдено ограничение сверху на ширину катодного пада при выбранном зазоре проволочной камеры $h=2.5$ мм и норме $CS=1.2$. Найденная минимальная ширина катодного пада составила $W=3$ см. С целью уменьшения W автором предложена новая камера с падовой структурой – камера комбинированного (смешанного) типа, идея которой была представлена в главе 1 на рис. 1.11. Так, если цифровые сигналы с широкого катодного пада и узкого проволочного стрипа подать на совпадение, то в результате образуется сигнал с “эквивалентного” пада, размеры которого по ширине совпадают со стрипом, а по длине – с катодным падом. Таким образом, получается камера, занимающая промежуточное положение между WPC и CPC. Обозначим ее как – CWPC (*Cathode-Wire Pad Chamber*). Очевидно, здесь также возможна сегментация одного и двух катодов, что обозначим как CWPC-SCRO и CWPC-DCRO. Здесь также применим принцип удвоения ионизации при проводном объединении соответствующих элементов двух слоев.

2.4.1. Особенности конструкции исследуемых камер-прототипов

Для изучения свойств новой камеры была изготовлена двухслойная камера-прототип, которая отличается от WPC и CPC тем, что имеет электронику для считывания сигналов как с проволочных стрипов, так и с катодных падов, см. рис. 2.38 и рис. 2.9 [58]. Здесь ширина проволочного стрипа может быть существенно меньше ширины катодного пада, см. таблицу 2. .

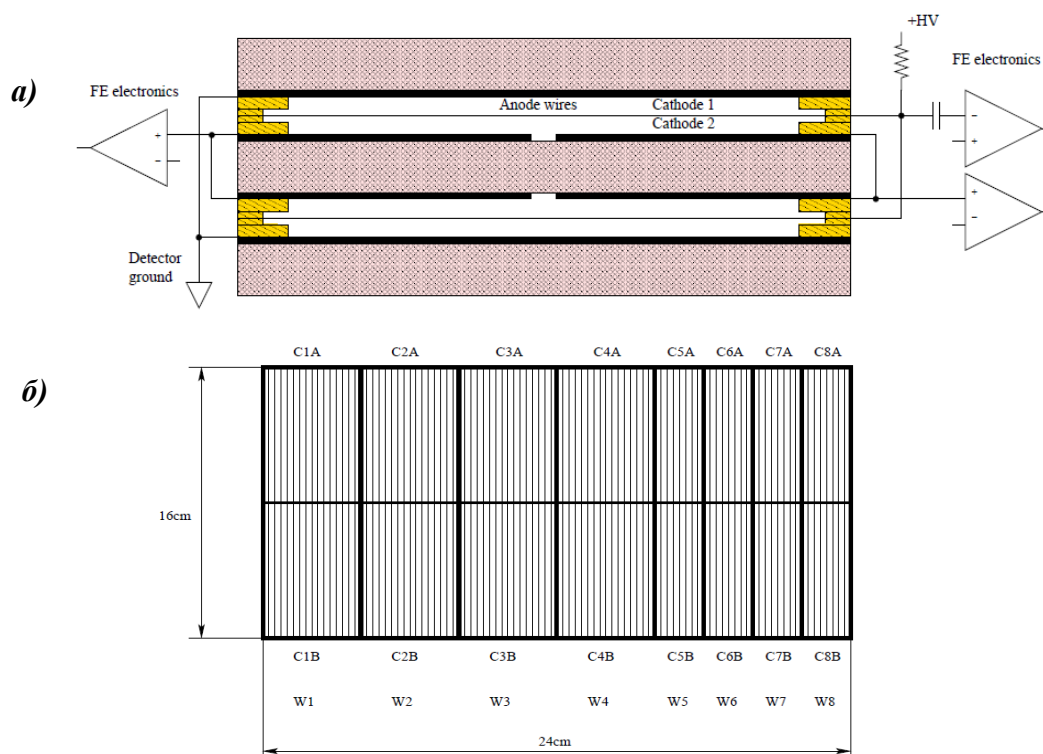


Рис. 2.38. Двухслойная камера комбинированного (смешанного) типа с проводным объединением элементов двух слоев – проволочных стрипов и катодных падов (а); активная площадь камеры-прототипа с проволочными стрипами: $4 \times 16 \text{ см}^2$ и $2 \times 16 \text{ см}^2$, а также с катодными падами: $4 \times 8 \text{ см}^2$ и $2 \times 8 \text{ см}^2$ (б).

2.4.2. Основные характеристики двухслойной камеры

Первая камера комбинированного (смешанного) типа была выполнена двухслойной с проводным объединением сигнальных элементов слоев, как показано на рис. 2.8, с двумя рядами катодных падов вдоль проволочного стрипа. В этой камере ширина проволочных стрипов равнялась ширине катодных падов. Анодные проволочки были диаметром 30 мкм, шаг намотки 1.5 мм, зазор одного слоя камеры $2h=5 \text{ мм}$, суммарный зазор двух слоев $4h=10 \text{ мм}$. Измерения выполнялись на газовой смеси $Ar(40\%)CO_2(50\%)CF_4(10\%)$.

В качестве электроники использовалась электроника ASDQ++ с зарядовой чувствительностью $22 \text{ мВ}/\phi\text{Кл}$ и пиковым временем $T_p=8 \text{ нс}$ (об электронике – в главе 4).

На пучке π мезонов (SPS, CERN) с энергией 1 ГэВ измерялись амплитудные и временные спектры модулями ADC и TDC соответственно. По этим спектрам определялись эффективность регистрации частиц и параметры временного распределения. Наблюдаемые амплитудные и временные распределения (спектры) при двух напряжениях приведены на рис. 2.40 для катодного пада $2 \times 8 \text{ см}^2$. Аналогичные измерения выполнялись также для катодных падов $4 \times 8 \text{ см}^2$ и проволочных стрипов $4 \times 16 \text{ см}^2$. Полученные распределения аналогичны приведенным.

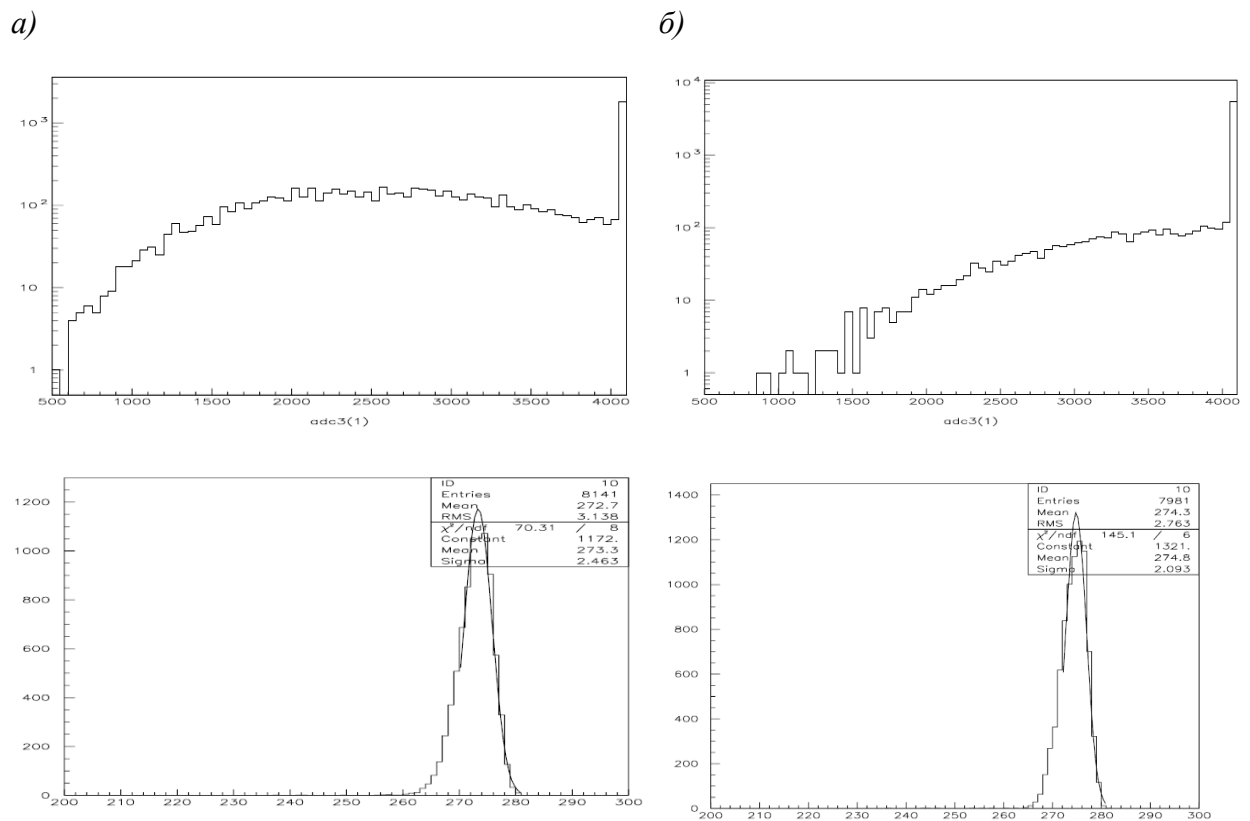


Рис. 2.40. Амплитудные (вверху, в логарифмическом масштабе) и временные (внизу) спектры: катодный пад $2 \times 8 \text{ см}^2$ при пороге электроники 250 мВ и напряжении на камере $HV=3.15 \text{ кВ}$ (а), при напряжении на камере $HV=3.25 \text{ кВ}$ (б).

Как видно из рис. 2.40, фитирование временных распределений функцией Гаусса дает $\sigma_t=2.46 \text{ нс}$ при напряжении $HV=3.15 \text{ кВ}$ и $\sigma_t=2.09 \text{ нс}$ при напряжении

$HV=3.25$ кВ. Увеличение напряжения на камере на 100 В увеличивает газовое усиление в 2 раза, что видно из амплитудных распределений, и снижает порог в первичных электронах в 2 раза. Это и приводит к уменьшению σ_t при большем напряжении. Зависимости эффективности камеры от напряжения, полученные интегрированием соответствующих временных спектров на временных интервалах 15, 20 и 25 нс при фиксированном пороге электроники 250 мВ для катодных падов и мВ для проволочных стрипов представлены на рис. 2.41 и рис. 2.42. Как видно, эффективность регистрации частицы $\geq 95\%$ (*bigap*) на временном интервале 20 нс получается при $HV=2.95$ кВ для всех падов, вплоть до емкости пада 110 нФ, ширина плато эффективности составляет 400 В.

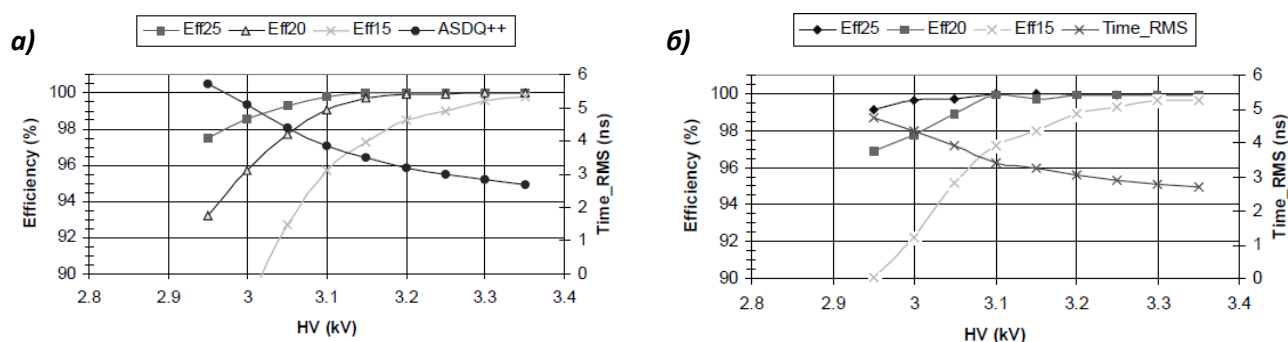


Рис. 2.41. Зависимости эффективности регистрации на временных интервалах 15, 20 и 25 нс от напряжения, полученные интегрированием временного спектра на временных интервалах 15, 20 и 25 нс при фиксированном пороге электроники 250 мВ для катодного пада 2×8 см² (а) и 4×8 см² (б).

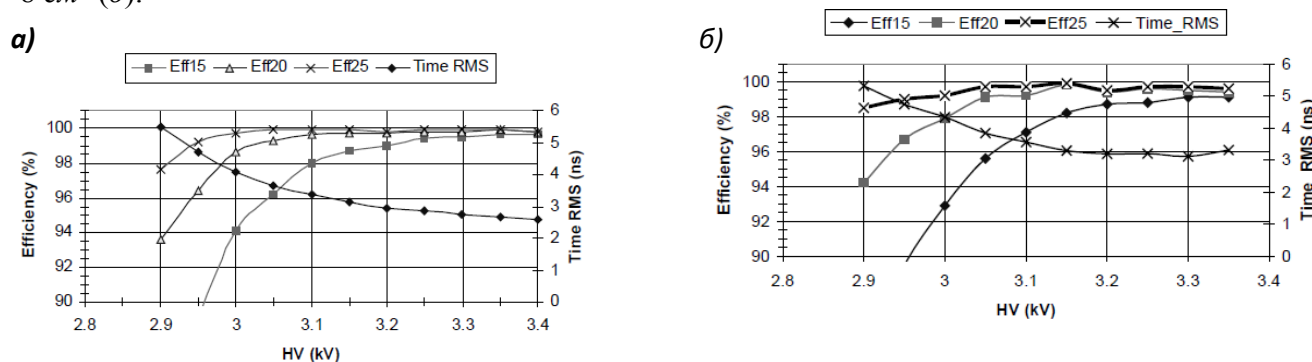


Рис. 2.42. Зависимости эффективности регистрации частиц от напряжения, полученные интегрированием временного спектра на временных интервалах 15, 20 и 25 нс при фиксированном пороге электроники 300 мВ для проволочного стрипа 2×16 см² (а) и 4×16 см² (б).

На рис. 2.4 приведены зависимости эффективности регистрации частицы на временных интервалах 20 и 25 нс, а также параметра σ_t временного распределения, измеренные при различных интенсивностях пучка при

фиксированном напряжении $NV=3.15$ кВ (здесь приведены результаты измерений для проволочного пада 2×16 см², для других размеров пада – аналогично).

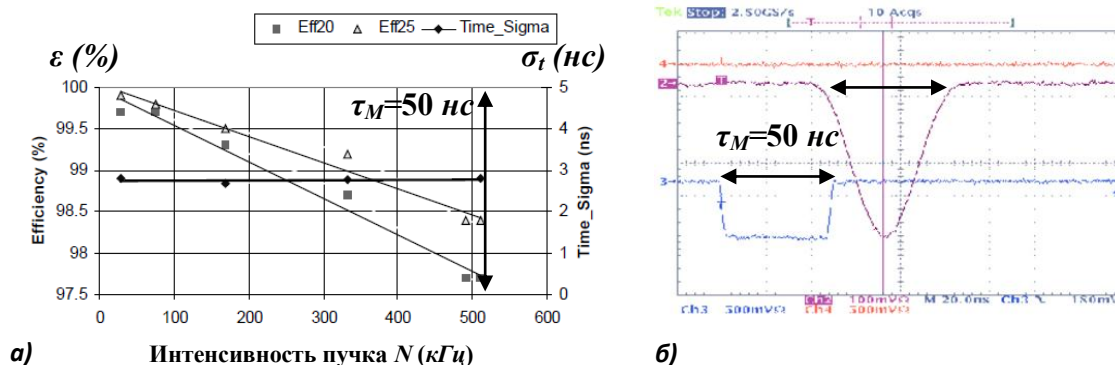


Рис. 2.43. Зависимости эффективности ϵ регистрации частиц на временных интервалах 20 и 25 нс, а также временного разрешения σ_t от интенсивности пучка, полученные для проволочного стрипа 2×16 см² (площадь 2 см²) при напряжении $NV=3.15$ кВ и фиксированном пороге электроники ASDQ++ 300 мВ (а); Сигналы на выходе усилителя и дискриминатора (б).

Видно, что временное разрешение остается постоянным при вариациях загрузки в довольно широких пределах. Фитирование зависимостей прямыми линиями показывает уменьшение эффективности на 0.3% на временном интервале 25 нс и 0.4% на интервале 20 нс на каждые 100 кГц. Пучок не позволял увеличить интенсивность больше указанной величины, поэтому приходится прибегнуть к экстраполяции, видно, что достижение эффективности регистрации частиц двухслойной камерой 95% при загрузке 1 МГц на пад площадью 2 см² получить реально. Как видно из рисунка, временное разрешение остается постоянным в широком интервале интенсивностей, вплоть до $N=0.5$ МГц/канал, но эффективность ϵ уменьшается из-за просчетов, т. е. мертвого времени камеры и электроники τ_M . По уменьшению эффективности из-за просчетов $\Delta\epsilon/\epsilon_0$ можно оценить, что ширина импульсов на выходе дискриминатора составляет $\tau_M = \frac{1-\Delta\epsilon/\epsilon_0}{N} = \frac{1-0.975}{500} \times 10^6 = 50$ нс, что согласуется со средним временем собирания электронов, см. фронт сигнала, ширину импульса по основанию на выходе усилителя и выход дискриминатора.

На рис. 2.44 приведены зависимости кросстоков от напряжения на камере, измеренные для катодных падов 4×8 см² при позиционировании пучка на паде С2А (рис. 2.38б) при пороге электроники 25 мВ, а также измеренные для

проволочных стрипов $4 \times 16 \text{ см}^2$ при позиционировании пучка на паде W2 порог электроники 300 мВ (сигнал по амплитуде напряжения на проволочном стрипе больше, поэтому порог электроники выбирался выше). Из приведенных измерений видно, что кросстоки между катодными падами больше, чем между проволочными падами, как и следовало ожидать, то же относится и к ширине пространственного кластера, см. рис. 2.45.

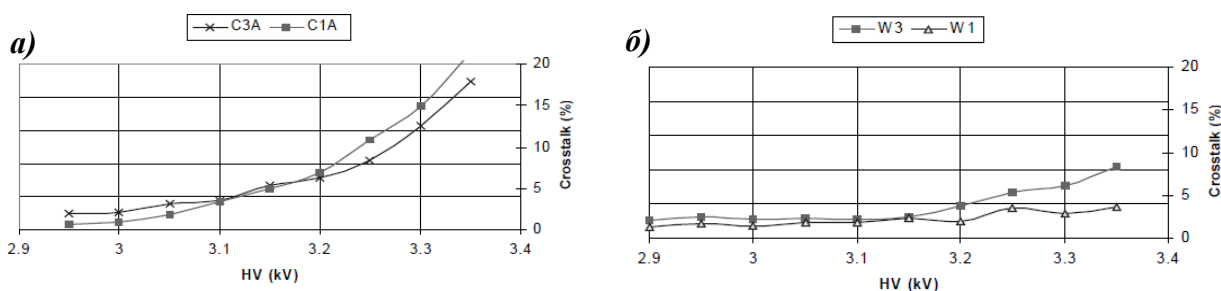


Рис. 2.44. Зависимости кросстоков от напряжения на камере, измеренные для катодных падов $4 \times 8 \text{ см}^2$ при позиционировании пучка на паде C2A при пороге электроники 250 мВ (а), а также измеренные для проволочных стрипов $4 \times 16 \text{ см}^2$ при позиционировании пучка на паде W2 при пороге электроники 300 мВ (б).

Причиной является бóльшая емкостная связь между катодными падами, чем между проволочными стрипами. Прямые измерения ширины пространственного кластера проводились сканированием камеры относительно пучка, заданного пальчиковым счетчиком S_3 в совпадении с двумя счетчиками S_1 и S_2 , см. рис.2.27 (использовалась та же установка). Из рис. 2.45 следует, что заданная норма для ширины кластера $CS=1.2$ выполняется для катодных падов вплоть до напряжения 3.3 кВ , а для проволочных стрипов – до 3.4 кВ .

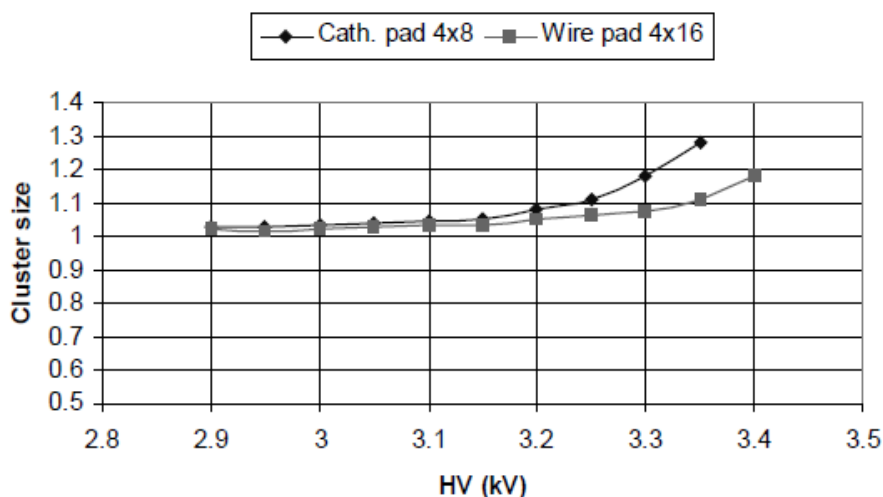


Рис. 2.45. Зависимости ширины пространственного кластера от напряжения, измеренные для катодных падов $4 \times 8 \text{ см}^2$ при пороге электроники 250 мВ (а), а также измеренные для проволочных стрипов $4 \times 16 \text{ см}^2$ при пороге электроники 300 мВ (б).

2.4.3. Основные характеристики четырехслойной камеры

Схематически четырехслойная камера комбинированного (смешанного) типа с проволочными анодными стрипами и печатными катодными падами, приведена на рис. 2.46 – 2.48, а ее размеры – сведены в таблицу 2. .

В этой камере ширина проволочных стрипов меньше ширины катодных падов и, согласно таблице 2. , результирующие пады (после объединения по И) будут иметь размеры: $.625 \times .125 \text{ см}^2$ (*Small*) и $1.25 \times .125 \text{ см}^2$ (*Large*), где указаны размеры в горизонтальном и вертикальном направлениях. Эта камера служит прототипом для четырех регионов R1 и R2 мюонных станций M2 и M. Активная площадь камеры-прототипа: $6 \times 25 \text{ см}^2$ (первое число указано вдоль горизонтальной оси X , второе – вдоль вертикальной оси Y). Рабочие зазоры в каждом слое камеры $2h=5 \text{ мм}$, а суммарный зазор двух слоев $4h=10 \text{ мм}$. Анодные проволочки, выполненные из позолоченного вольфрама диаметром мкм , были намотаны с шагом 1.5 мм . Первая и последняя проволочки, выполненные из бериллиевой бронзы, имели диаметр 1 мкм и выполняли функцию охранных проволочек. В камере вдоль проволочных стрипов было образовано 8 рядов катодных падов. В измерениях использовалась газовая смесь $Ar(40\%)CO_2(50\%)CF_4(10\%)$.

Сигналы с соответствующей пары сигнальных элементов, как проволочных так и катодных, были объединены на входе своих усилителей с целью удвоения ионизации в суммарном зазоре. После дискриминаторов сигналы объединялись по ИЛИ. На выходе (вне детекторной электроники) данные соответствующей пары анодного и катодного каналов двухслойных камер объединялись логическим И для образования эффективного пада меньшей гранулярности.

Эффективность исследуемой камеры определялась из временных распределений (см. рис. 2.49а) интегрированием в пределах временного окна, как показано по горизонтальной оси: на рис. 2.49б окно увеличивалось от нуля до 50 нс , а на рис.2.49в – сканированием фиксированного окна 2 нс в тех же пределах.

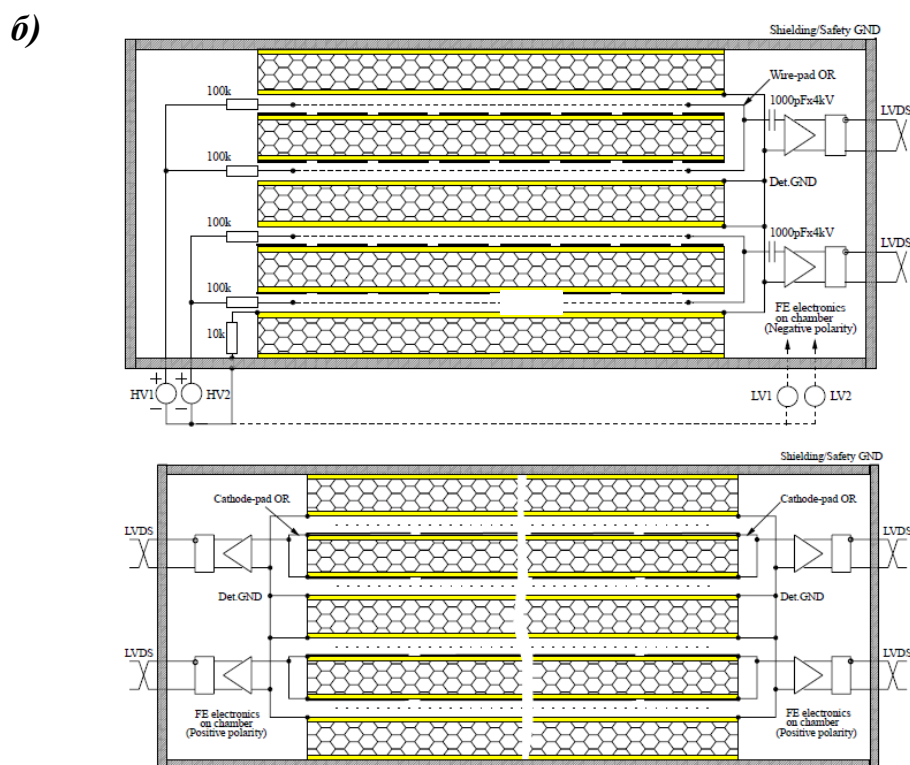
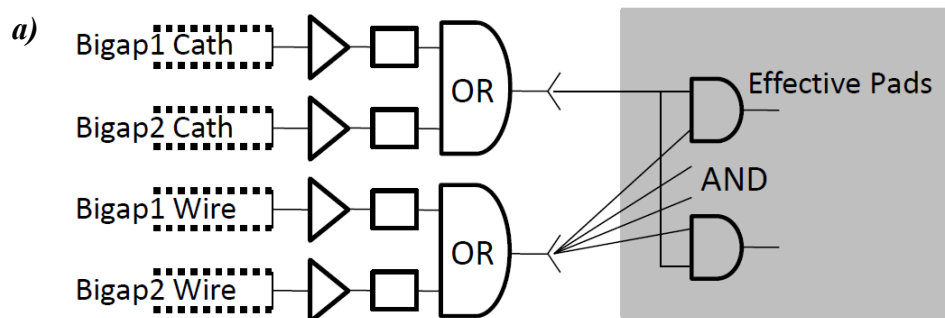


Рис. 2.46. Логическая схема четырехслойной камеры комбинированного (смешанного типа) СWPC (а). Схема показана в упрощенном виде, полная комбинаторика логических операций по И реализуется вне платы фронт-энд электроники. Схема проводного объединения сигнальных элементов в четырехслойной камере типа СWPC (б).

Таблица 2. Размеры структурных элементов четырехслойной камеры-прототипа

Рамеры камеры ($см^2$)	71.5×38.2	Размеры активной области ($см^2$)	60×25
Число зазоров	4	Ширина зазора одного слоя $2h$ (мм)	5
Число анодных каналов	64	Число катодных каналов	128
Число проволочек	4×400	Шаг проволочек (мм)	1.5
Толщина наполнителя панели (мм)	7	Толщина листов внешнего стеклопластика (мм)	3.2
Толщина стеклопластика сплошного катода (мм)	1.6	Толщина печатной платы сегментированного катода (мм)	1.6
Размеры проволочконого стрипа ($см^2$)		Размеры катодного пада ($см^2$)	
<i>Small</i>	0.625×25	<i>Small</i>	7.5×3.125
<i>Large</i>	1.25×25	<i>Large</i>	15×3.125

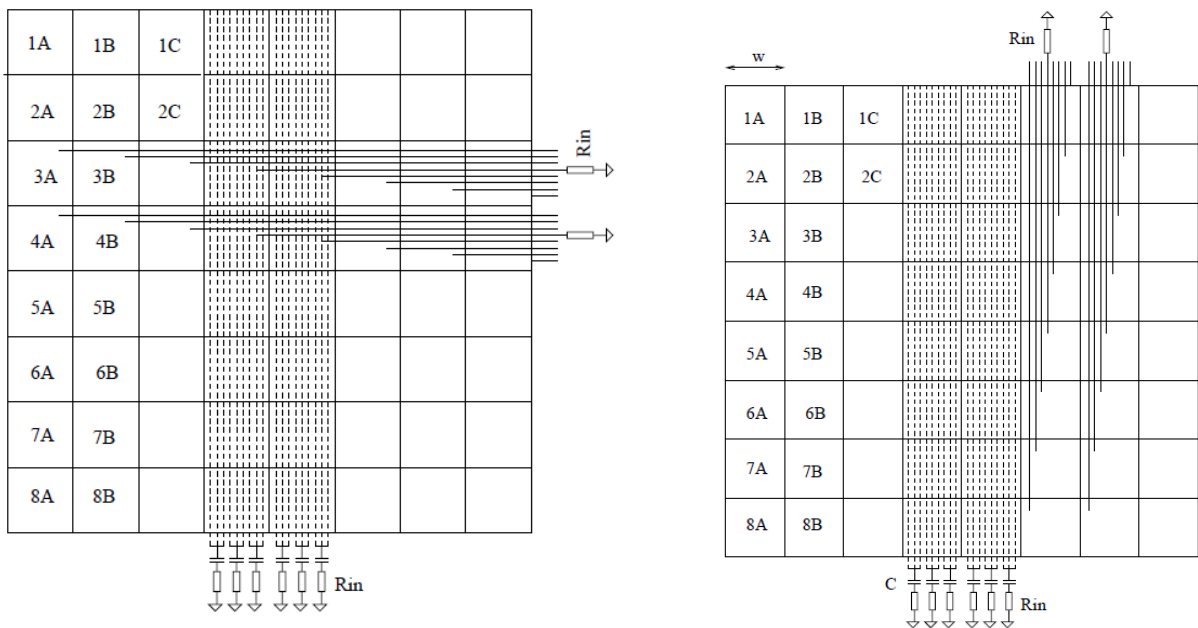


Рис. 2.47. Камера CWPC-типа с восемью рядами катодных падов, необходимая для регионов R1 и R2 мюонных станций M2 и M3. Здесь ширина проволочного стрипа существенно меньше ширины катодного пада.

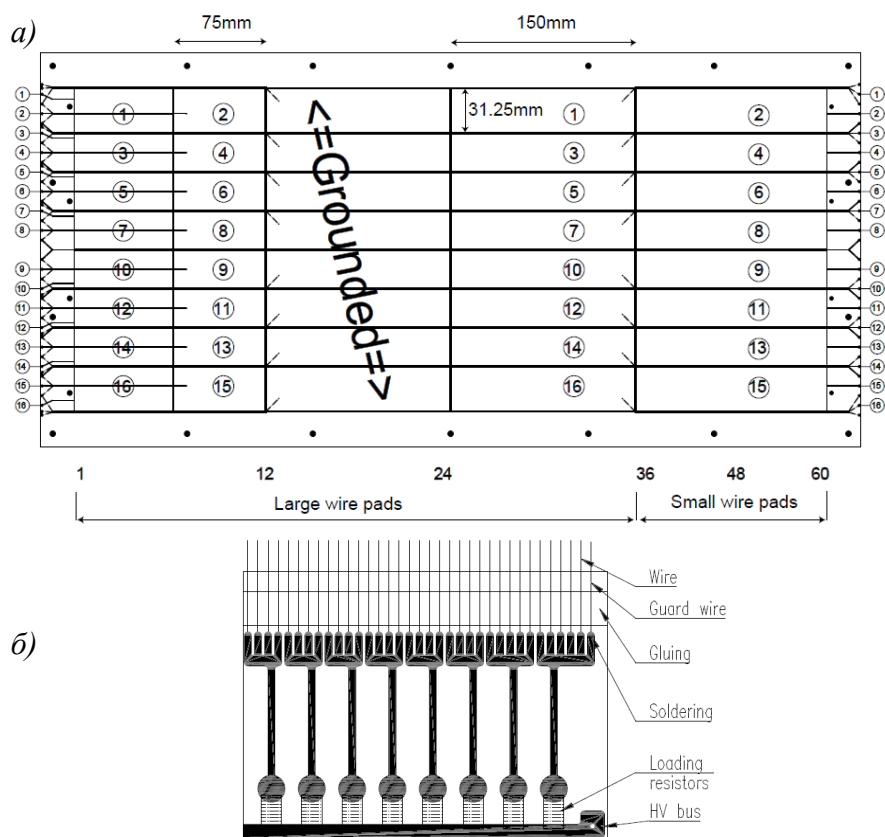


Рис. 2.48. Структурные элементы четырехслойной камеры-прототипа CWPC: катодные пады (а), проволочные стипы (б). Участок камеры с надписью “Grounded” не использовался.

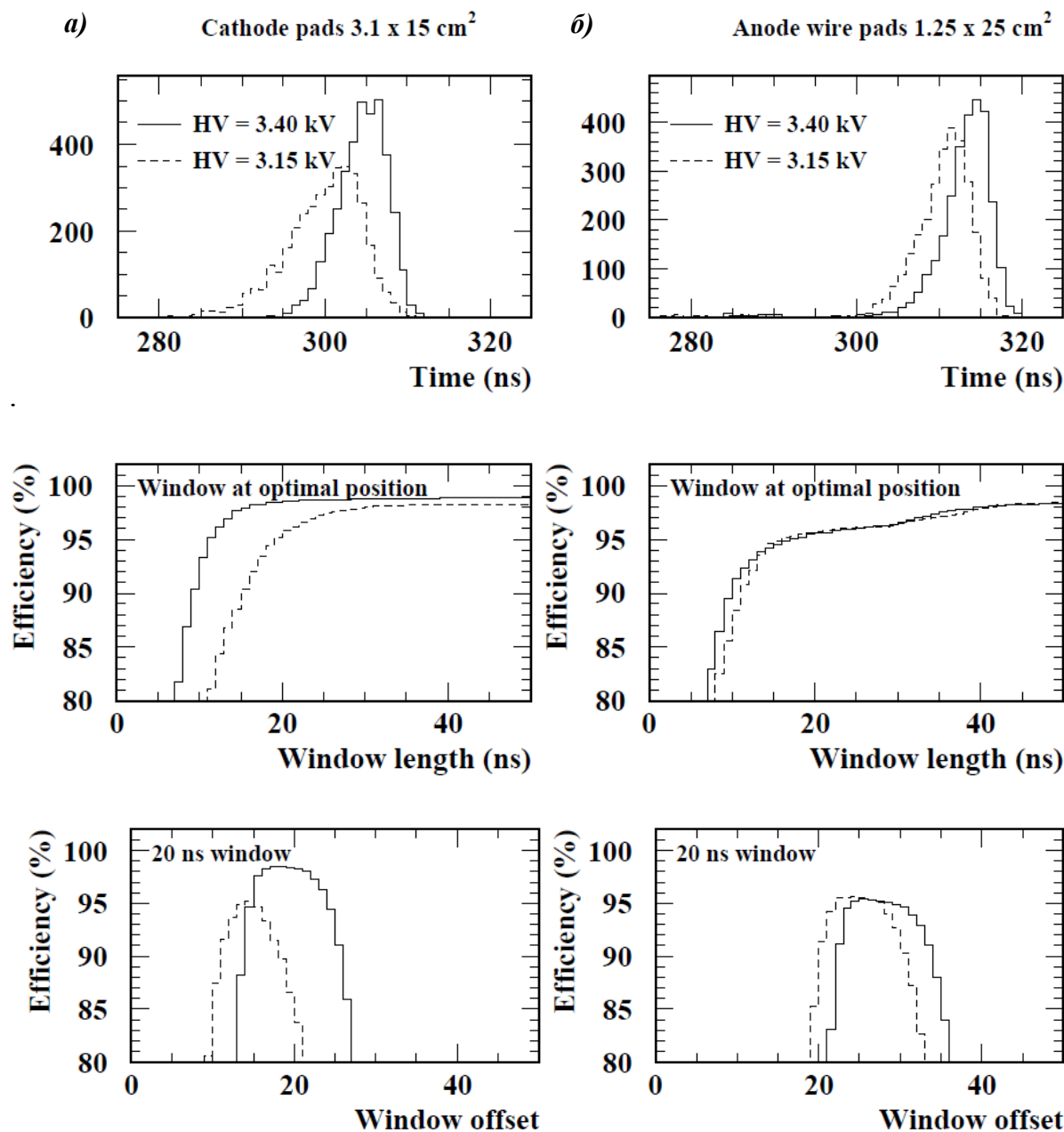


Рис. 2.49. Временные распределения при различных напряжениях на камере для катодных падов (а); для анодных стрипов (б). Вверху время отсчитывается справа налево. На среднем и нижнем рисунках – слева направо.

Результаты измерения эффективности камеры на временном интервале 20 нс в зависимости от напряжения приведены на рис. 2.50. для ряда вариантов: для единичных зазоров камеры (*Single gap*), для двойной (*Double gap*) А и В, а также – четырехслойной (*Quad gap*) структур; для проволочных стрипов $1.25 \times 25 \text{ см}^2$ (*Large*) и $0.625 \times 25 \text{ см}^2$ (*Small*), а также для катодных падов $1 \times 15 \text{ см}^2$ (*Large*) и $1 \times 7.5 \text{ см}^2$ (*Small*). Пороги регистрации соответствовали 4 н.э. при напряжении HV=3.15 кВ.

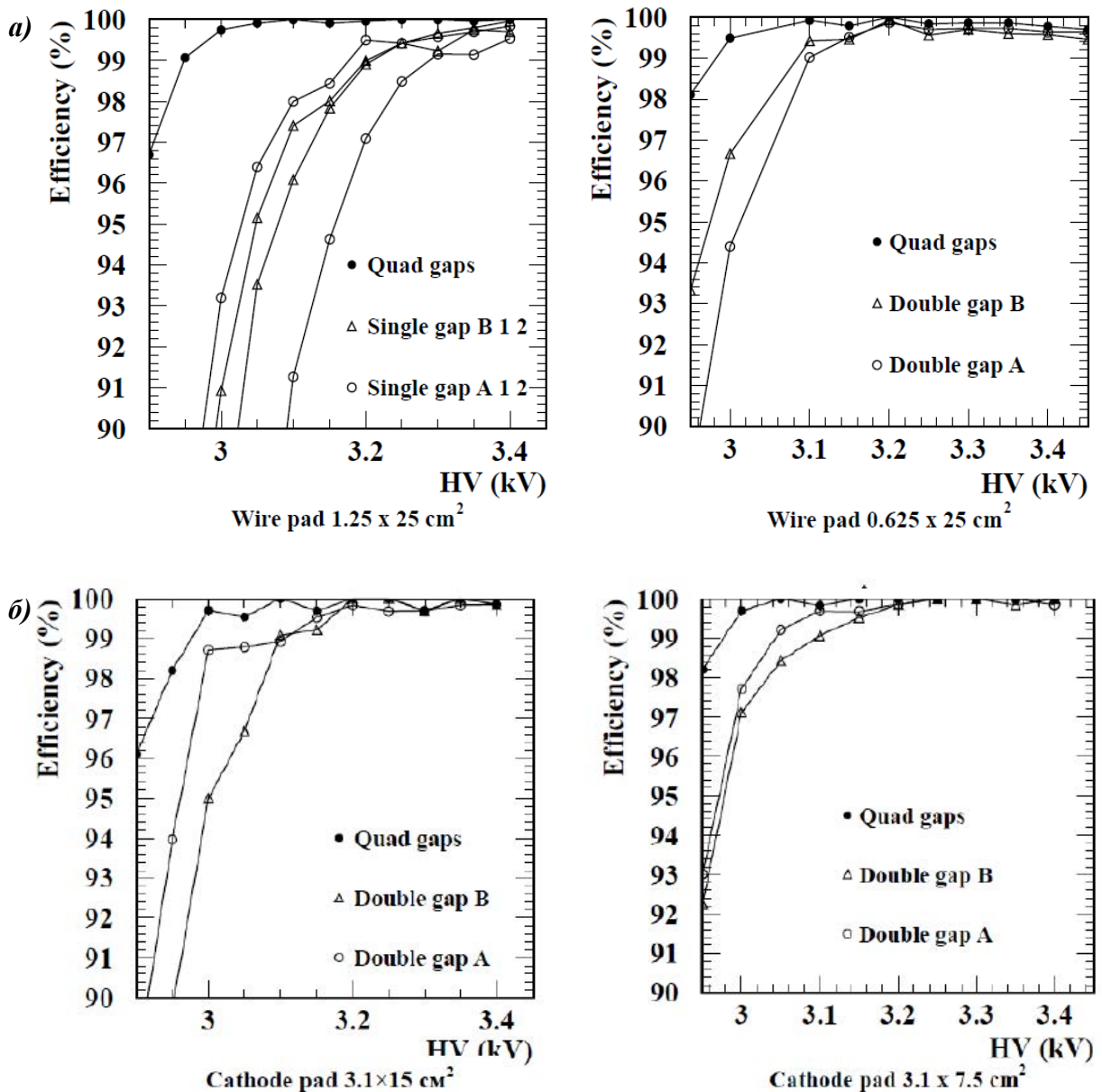


Рис. 2.50. Зависимости эффективности регистрации частиц на временном интервале 20 нс от напряжения для индивидуальных зазоров камеры (Single gap), двойных (Double gap) и четырехслойных (Quad gap) структур, приведенные для проволочных стрипов (а) и катодных падов (б). Размеры падов указаны на рисунке.

Из этих измерений следует, что эффективность на временном интервале 20 нс четырехслойной камеры, равная 99.0% (99.9%), достигается при $HV=2.95$ кВ (3.15 кВ) как для проволочных стрипов, так и для катодных падов в отдельности, но также для случая объединения по И цифровых сигналов с этих падов с целью получения меньшей гранулярности. Измерения крестовиков в двухслойной камере комбинированного типа проводились с использованием пальчикового счетчика с шириной 1.5 мм и результаты представлены на рис.2.51.

В работе [58] показано, что камеры комбинированного (смешанного) типа с проволочными стрипами и печатными катодными падами, позволяющие значительно уменьшить число физических каналов в системе, – реальность: объединение элементов по И существенно уменьшает вероятность множественного срабатывания каналов системы, см. рис. 2.51 справа.

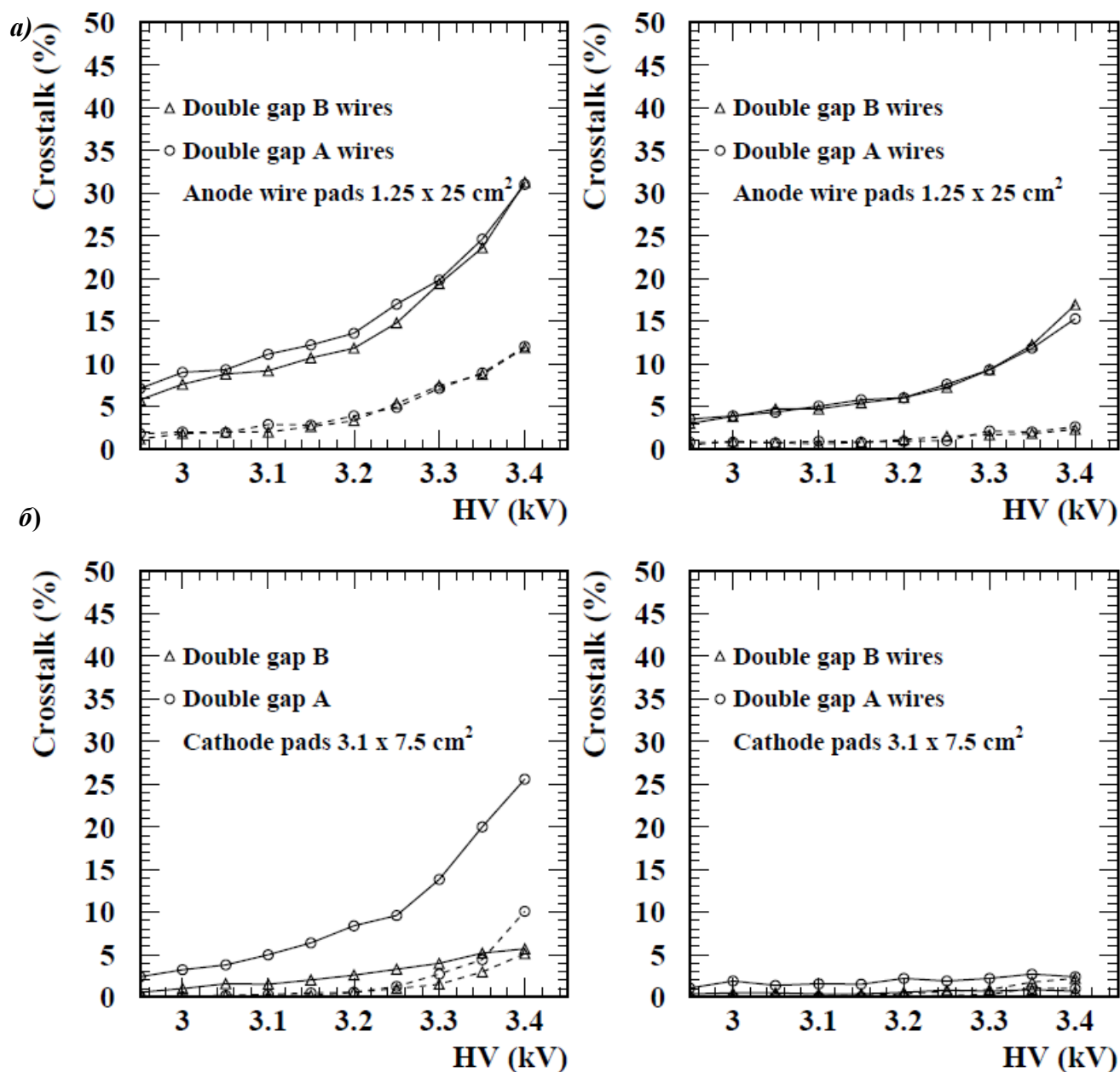


Рис. 2.51. Зависимости кросстоков, измеренных в окне интегрирования 20 нс, в зависимости от напряжения на камере для проволочных стрипов; сплошными линиями показаны случаи срабатывания соседних элементов, а пунктирными – несоседних элементов (а); то же – для катодных падов (б). Уменьшение кросстоков, показанное справа, достигается объединением элементов по И – комбинированный сигнал в рамках двухслойной камеры.

С введением в состав мюонного детектора CWPC-камер была решена проблема “узких” падов в четырех внутренних регионах R1, R2 мюонных станций M2, M. Экономия числа физических каналов в мюонном детекторе LHCb благодаря этим камерам оценивается приблизительно в 30 тысяч каналов, что составляет при суммарном числе каналов в системе 122К. Кроме того, одновременно уменьшено почти в 2 раза число логических каналов для триггерных целей с 45К до 26К.

2.4.4. Результаты измерения эффективности регистрации мюонов высоких энергий камерами комбинированного (смешанного) типа при высоких фоновых нагрузках

Эти измерения выполнялись на специальном мюонном канале X5 с энергией мюонов 100 ГэВ (SPS, CERN) с возможностью добавления гамма-фона высокой интенсивности до 40 кГц/см² с энергией гамма-квантов 660 кэВ от радиоактивного источника ¹³⁷Cs. Результаты измерения эффективности регистрации мюонов на временном интервале Δt=20 нс при различных напряжениях приведены на рис. 2.52.

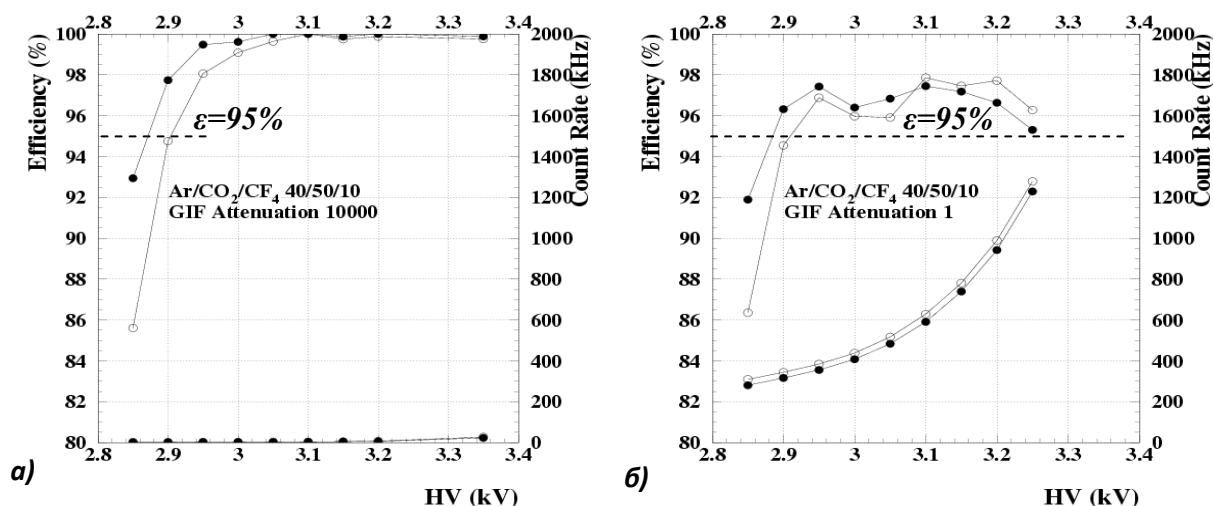


Рис. 2.52. Зависимости эффективности камеры на временном интервале 2 нс и скорости счета от напряжения при выключенном источнике фона гамма-излучения (а) и при включенном, см. счет справа (б).

По оси справа приводится фоновый счет. Видно, что двухслойная камера CWPC-типа с проводным объединением соответствующих элементов двух слоев

работает с высокой эффективностью, не хуже 95 при $HV > 2.9$ кВ, в жестких фоновых условиях, эквивалентных ожидаемым в камере M2R1 в эксперименте LHCb (о том, как камера M2R1 работает в реальном эксперименте, – в главе 6).

2.5. Сравнительное исследование на пучке двухслойной асимметричной камеры и суперсимметричной камеры с катодными падами

2.5.1. Особенности конструкции камеры-прототипа

Сравнительное исследование двухслойных камер – асимметричной, представленной в проекте [18], и суперсимметричной типа CPC-DCRO (см. рис. 2.16б) с размерами катодных падов 1.5×3 см² должно дать ответ на вопрос, какая из них лучше подходит для внутренних регионов мюонной станции M1. С целью поддержания одинаковых условий измерений обе камеры были смонтированы в общем корпусе, см. рис. 2.53 [60]. Камера-прототип – разборная; герметичность газового объема в собранной конструкции обеспечивается резиновым жгутом (*O-ring*).

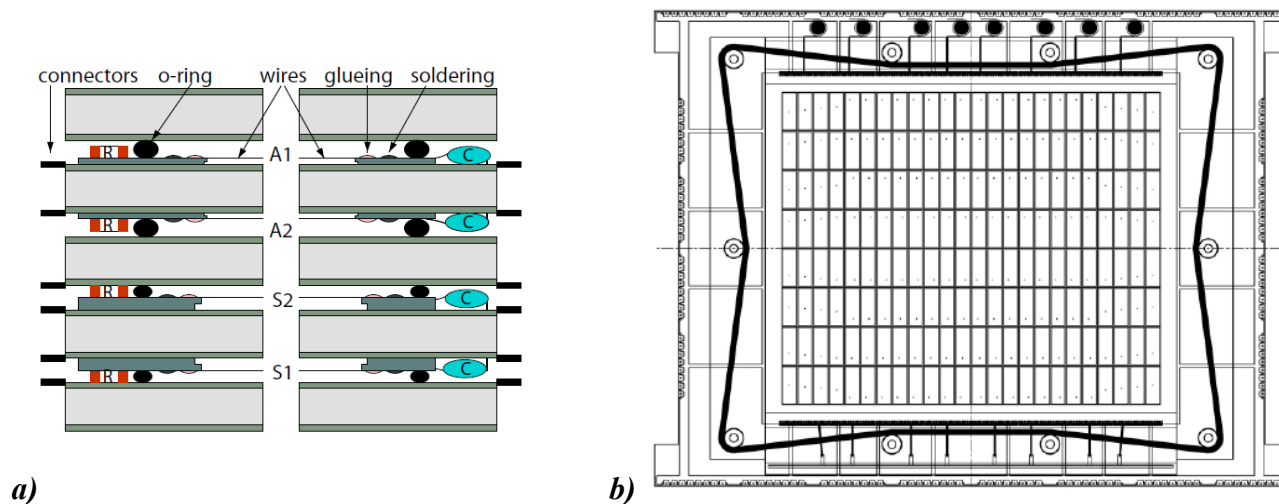


Рис. 2.53. Асимметричная A1, A2 и суперсимметричная S1, S2 двухслойные камеры с размерами катодных падов 1.5×3 см², собранные в одном корпусе: зазоры камер показаны в разрезе (a); в плане – (b). Герметичность газового объема в собранной конструкции обеспечивается резиновым жгутом (*O-ring*).

Схема конструкции, логическая схема и схемы считывания сигналов в асимметричной камере типа SCRO и суперсимметричной – типа DCRO

приведены на рис. 2.54. Диаметр анодных проволочек 30 микрон, шаг намотки 1.5 мм, диаметр охранных проволочек 100 мкм, полный рабочий зазор 5 мм. В асимметричной камере ближний катод расположен на расстоянии 1.25 мм, а дальний – на расстоянии 3.75 мм от проволочек. Для измерений камера-прототип была наполнена газовой смесью $Ar(40\%)CO_2(40\%)CF_4(20\%)$.

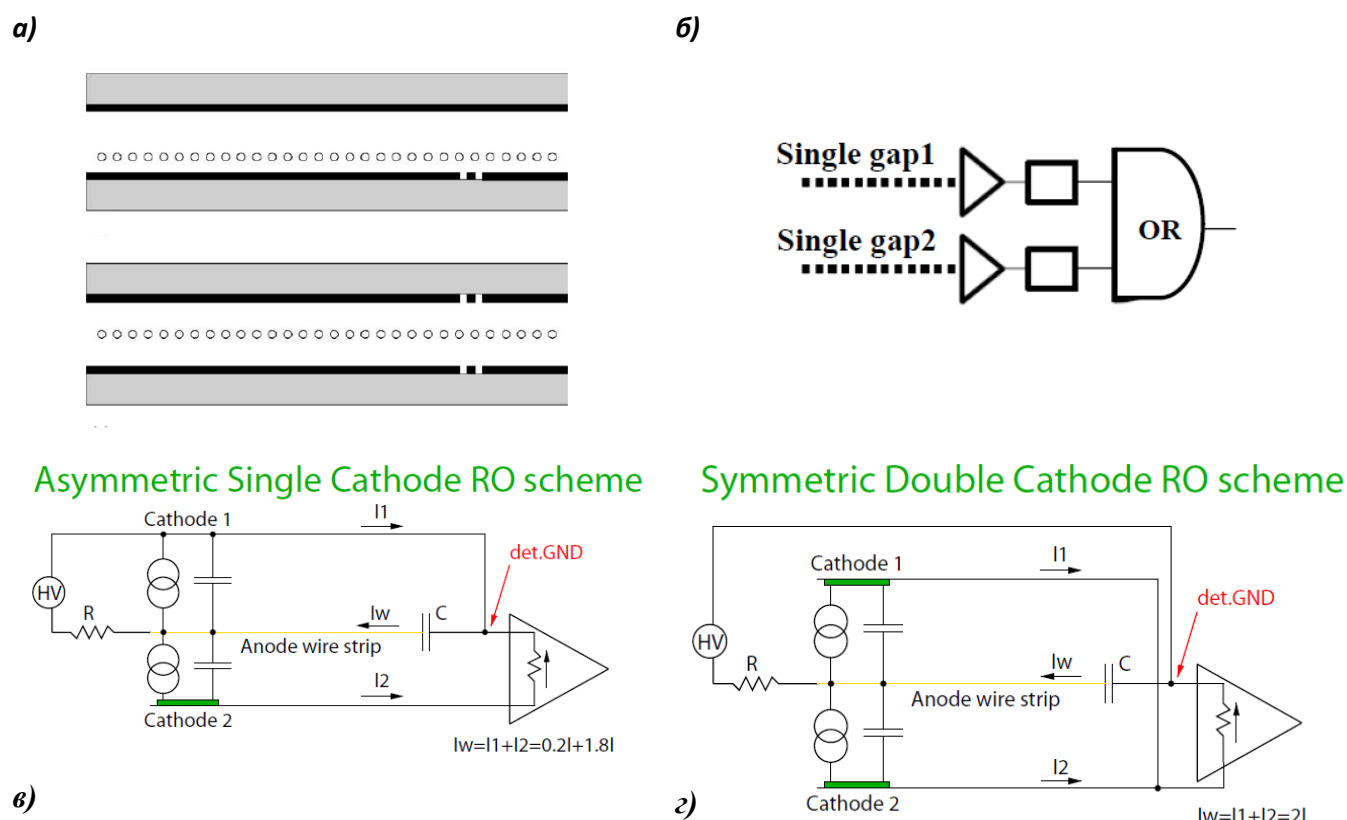


Рис. 2.54. Асимметричный и симметричный зазоры (а); схема двухслойной структуры с объединением слоев логическим ИЛИ, здесь нет удвоения ионизации (б); схема считывания сигнала с ближнего катода в асимметричной камере типа SCRO (в) и в суперсимметричной камере типа DCRO, в которой удвоен сигнал по амплитуде (г).

Проволочные стрипы, равные по ширине катодным падам, 1.5 см, заземлены по высокой частоте блокирующими конденсаторами (С). Вдоль каждого проволочного стрипа располагалось 8 катодных падов (см. рис. 2.55). Общее число падов в исследуемых камерах: 192 в одном слое и 84 в двух слоях.

На рис.2.56 показаны поля в зазорах и распределения индукции, откуда видно, что симметричная камера уступает асимметричной.

В измерениях использовалась быстродействующая электроника ASDQ++ с зарядовой чувствительностью 22 мВ/фКл и пиковым временем 8 нс .

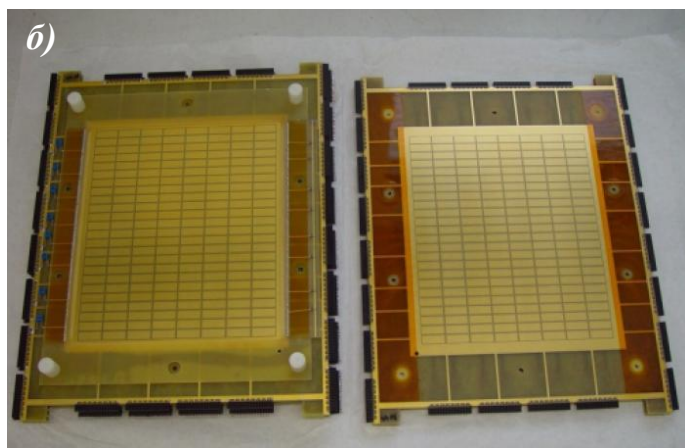
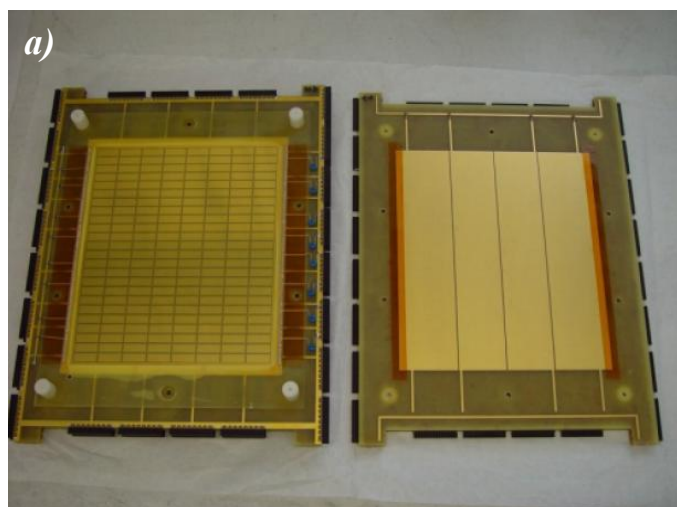


Рис. 2.55. Фотографии электродов двухслойных камер-прототипов с размерами катодных падов $1.5 \times 3 \text{ см}^2$ – асимметричной с одним сегментированным катодом (а) и суперсимметричной с двумя сегментированными катодами (б)

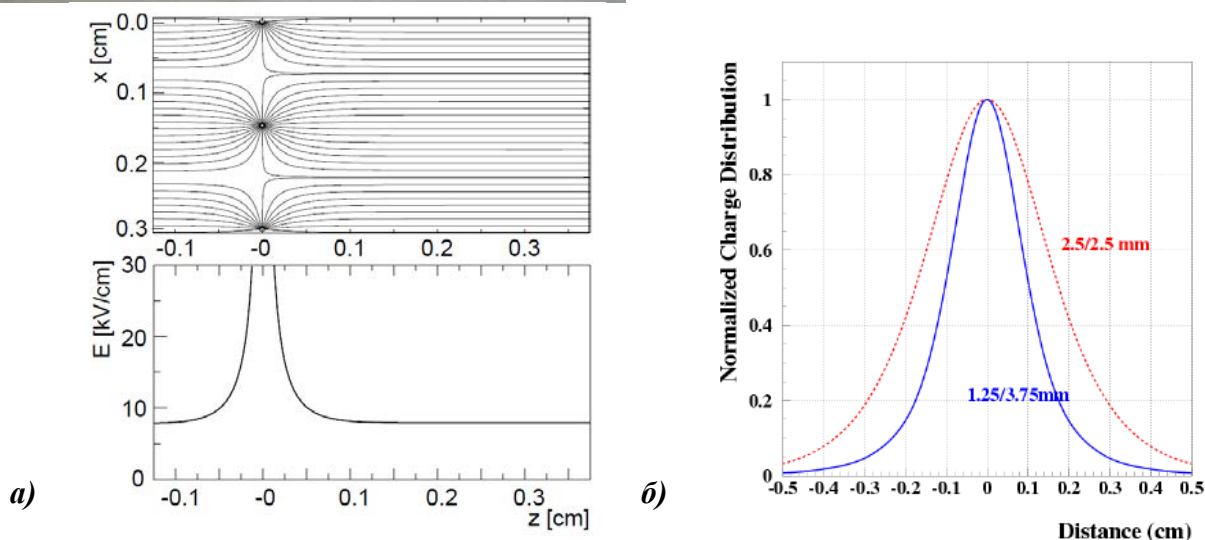


Рис. 2.56. Электрические поля вокруг анодных проволочек в зазоре (а) и распределение индукции на ближний катод в асимметричной камере более узкое (б), полученные при помощи программы GARFIELD. В суперсимметричной камере типа CPC-DCRO сигнал удваивается, поэтому сигналы в обеих камерах приблизительно одинаковые по амплитуде.

2.5.2. Обсуждение результатов сравнительных измерений и выводы

На рис. 2.57 слева приведены результаты моделирования эффективности регистрации и ширины пространственного кластера в зависимости от порога для асимметричной камеры при $HV=\pm 2$ кВ и суперсимметричной – при $HV=3.15$ кВ [60, 61].

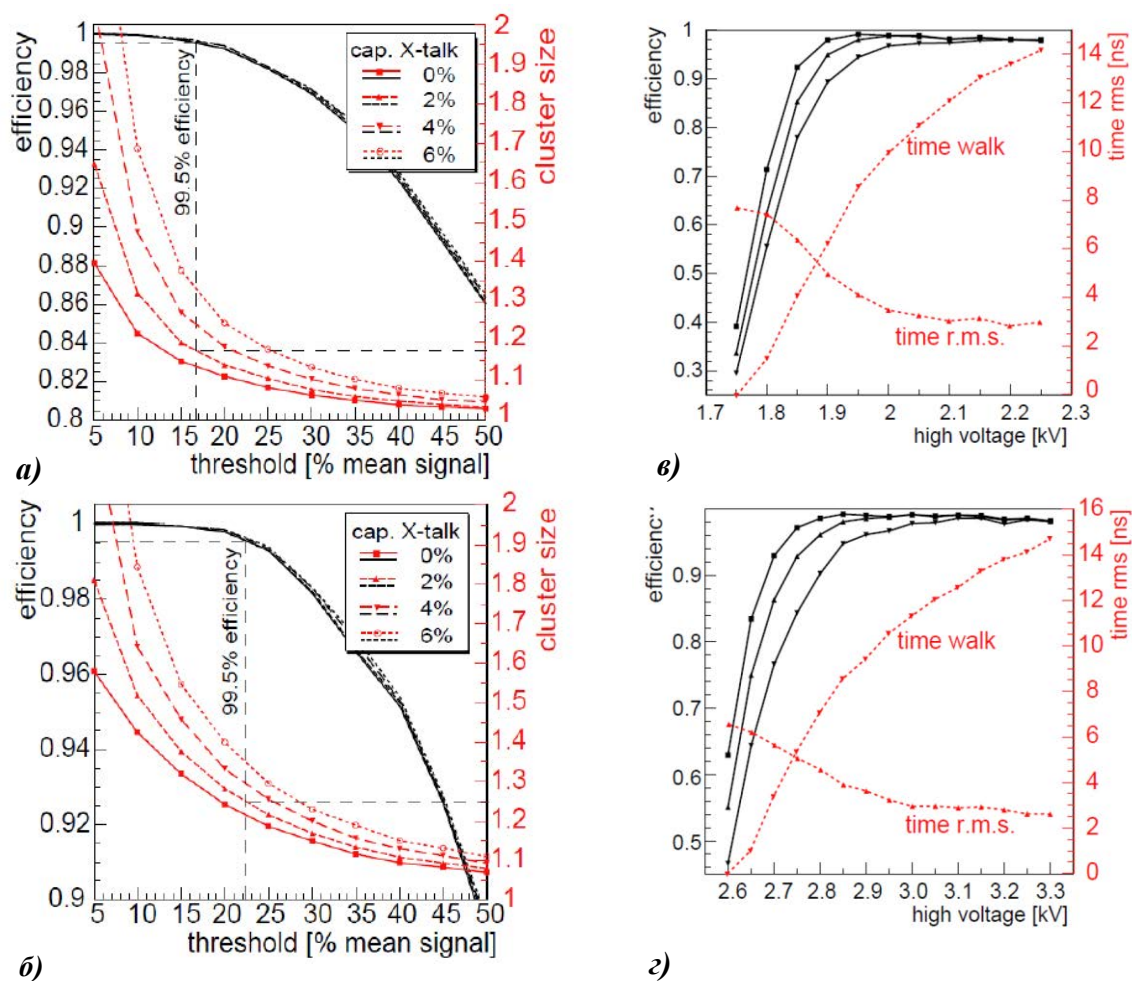


Рис. 2.57. Слева: зависимости эффективности и ширины пространственного кластера от порога при заданном уровне кросстоков, полученные моделированием для треков, перпендикулярных к падам и распределенных равномерно в окрестности трех смежных падов, в асимметричной двухслойной камере при напряжении ± 2 кВ (а) и суперсимметричной – при напряжении 3.15 кВ (б). Справа: зависимости от напряжения эффективности камеры на интервалах 15, 20 и 25 нс, временного разрешения (*r.m.s.*) и среднего значения временного спектра (*time walk*) в асимметричной (в) и суперсимметричной (г) двухслойных камерах. Порог электроники, 240 мВ (350 мВ), соответствует 6.5 фКл (8 фКл).

На рис. 2.57 порог выражен в относительных единицах среднего наведенного заряда для применяемой газовой смеси с учетом прилипания. Результаты получены для треков равномерно распределенных в окрестности

трех смежных падов и перпендикулярных к падам при уровне емкостных кросстоков, изменявшемся от 0 до 6%. Как видно, в асимметричной (суперсимметричной) двухслойной камере эффективность камеры 95% на временном интервале $\Delta t=20$ нс достигается при напряжениях 1.85 (2.7) кВ, а эффективность 99.5% – при 1.95 (2.85) кВ. Таким образом, из моделирования следует, что можно принять в качестве рабочего следующее напряжение: 2.0 (2.9) кВ. Временное разрешение (*r.m.s.*) при напряжениях 1.85 (2.7) кВ в обеих камерах 6 нс, при 1.95 (2.85) кВ – 4 нс, при 2. (2.9) кВ – 3.75 нс, а при более высоких напряжениях – меньше 3 нс. Обе камеры надежно работают до напряжения 2.3 (3.35) кВ в случае асимметричной (суперсимметричной) камеры. На том же рисунке, справа приведены результаты моделирования эффективности регистрации на временных интервалах 15, 20, 25 нс, временного разрешения и смещения временного спектра, полученные для двухслойных камер обоих типов. Из рис.2.57 видно, что характеристики камер обоих типов, полученные моделированием, очень близки. Вместе с тем, моделирование показывает преимущество асимметричной камеры над симметричной, см. рис. 2.58, как в случае однослойной камеры, так и в случае двухслойной – с объединением двух слоев логическим ИЛИ (у асимметричной камеры кривые идут ниже). Это – ожидаемый результат.

Выполненные измерения на пучке [61] подтвердили близость характеристик по эффективности и временному разрешению, см. рис. 2.59. Это также ожидаемый результат, т. к. обе характеристики определяются числом первичных электронов в зазоре и порогом регистрации в первичных электронах, а полные зазоры одинаковые. Что касается ширины пространственного кластера, то, как видно из рисунка, асимметричная камера превосходит симметричную, но разница составляет приблизительно 10% в области указанных рабочих напряжений.

Результаты измерения “реальных” кросстоков в камерах-прототипах приведены на рис. 2.60 [61]. Однако, если добавляются “реальные” емкостные

кросстоки, то обе камеры по ширине пространственного кластера выглядят практически эквивалентными.

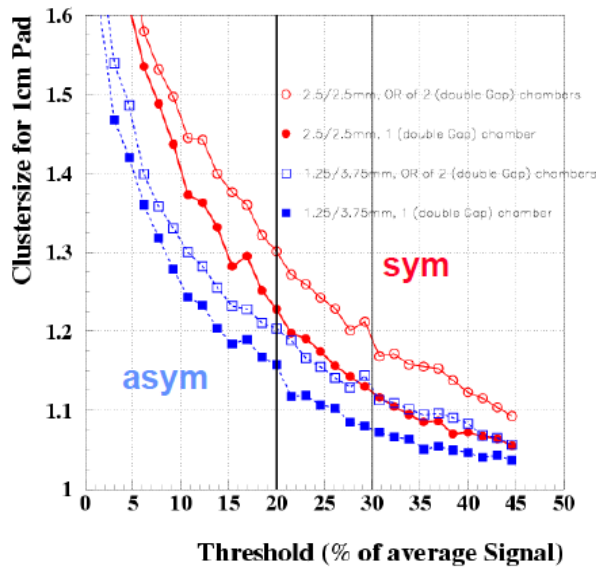


Рис. 2.58. Результаты моделирования ширины пространственного кластера в зависимости от порога в двухслойных камерах: суперсимметричной (красный цвет) и асимметричной (синий). Данные приведены для однослойной камеры и двухслойной – с объединением слоев логическим ИЛИ. У асимметричной камеры кривые идут ниже.

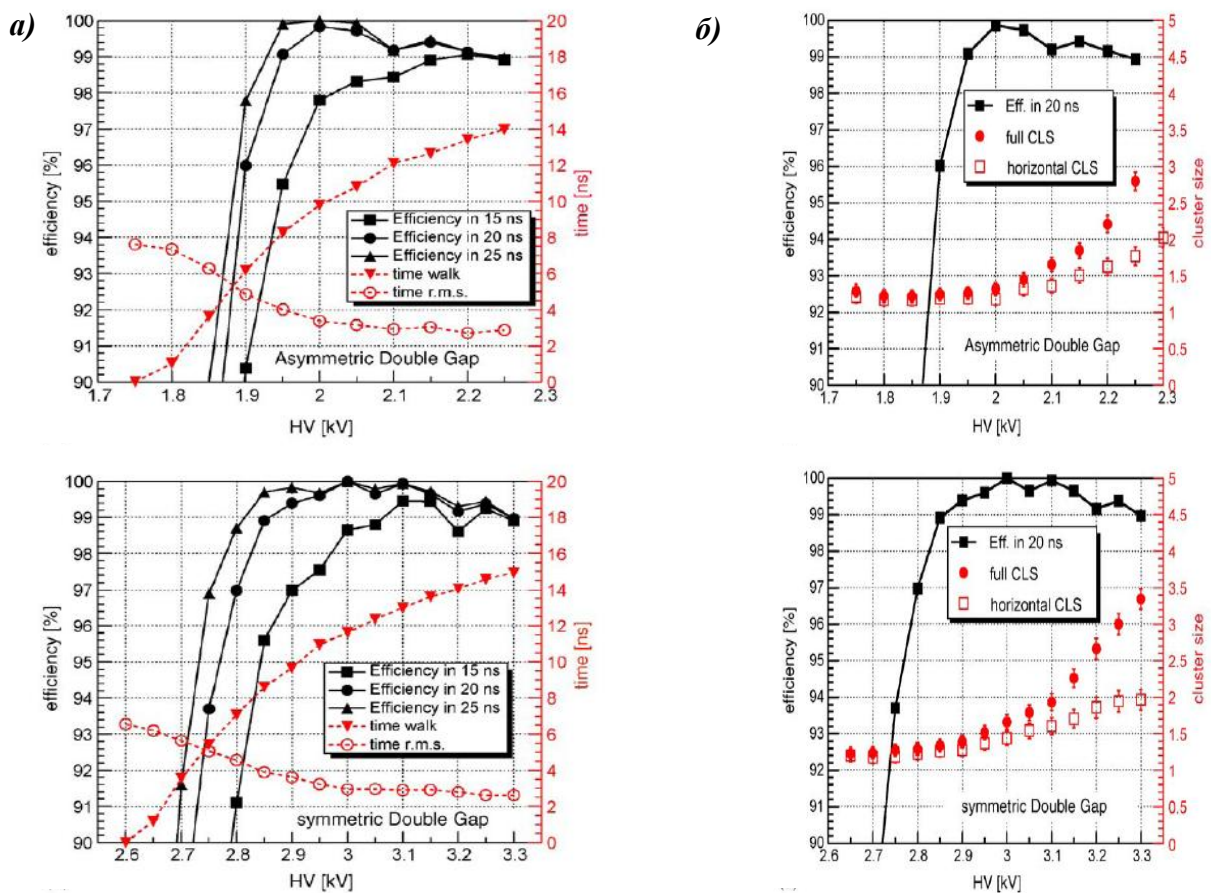


Рис. 2.59. Слева (а) результаты измерения на пучке эффективности на временном интервале $\Delta t=20$ нс и временного разрешения (среднее и среднеквадратичное значения) от напряжения при пороге электроники 9 фКл в асимметричной (вверху) и суперсимметричной (внизу) камерах. Справа (б) – эффективности и горизонтальной (*horizontal*) и полной (*full*) ширины пространственного кластера.

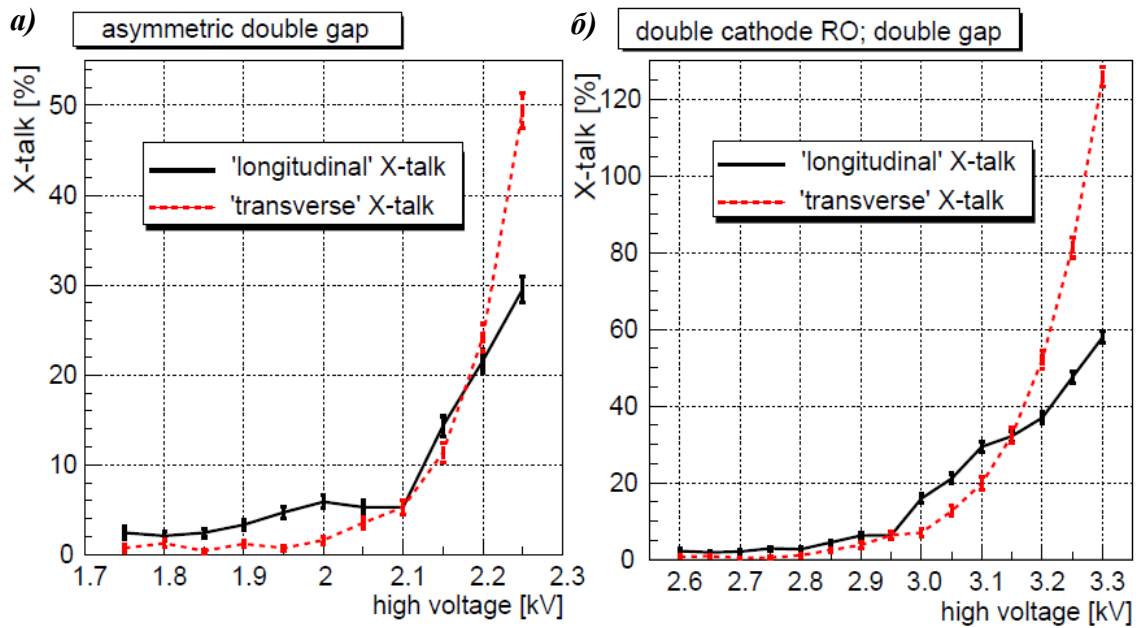


Рис. 2.6 . Результаты измерения емкостных кросстоков, найденные сканированием камеры как в поперечном (*transverse X-talk*), так и продольном (*longitudinal X-talk*, вдоль проволочек) направлениях относительно пучка, заданного пальчиковым счетчиком (см. рис. 2.27), т.е. в направлении поперек вдоль проволочных стрипов.

Из численных значений, приведенных в таблице 2.4 для наклонных и прямых треков при емкостных кросстоках β , видно, что ширина пространственного кластера для асимметричной и супер-симметричной двухслойных камер получается практически одинаковой при соответствующих рабочих напряжениях, причем в обоих случаях выше допустимой нормы $CS=1.2$.

Таблица 2.4. Ширина пространственного кластера в числах, полученная экспериментально для асимметричной и суперсимметричной (в круглых скобках) двухслойных камер. Красной линией выделены практически равные значения ширины пространственного кластера, полученные при кросстоках β

	HV [kV]	CLS at 2% capacitive X-talk	CLS at 6% capacitive X-talk
angular distr.	2 (3.15)	1.19 (1.31)	1.37 (1.40)
straight tracks	2 (3.15)	1.18 (1.25)	1.34 (1.35)

Для оценки времени ухода электронов из зазора, представив зависимость временного разрешения от напряжения в виде кусочно-линейной аппроксимации, найдем, что в суперсимметричной камере это время составляет 18.5 нс , а в асимметричной – 29 нс , последнее – больше времени между банчами (25 нс). Как видно из этого рис. 2.61, обе камеры идентичны по временному разрешению, но

по ширине импульса асимметричная камера уступает супер-симметричной 11 нс, значит она имеет большее мертвое время на 11 нс.

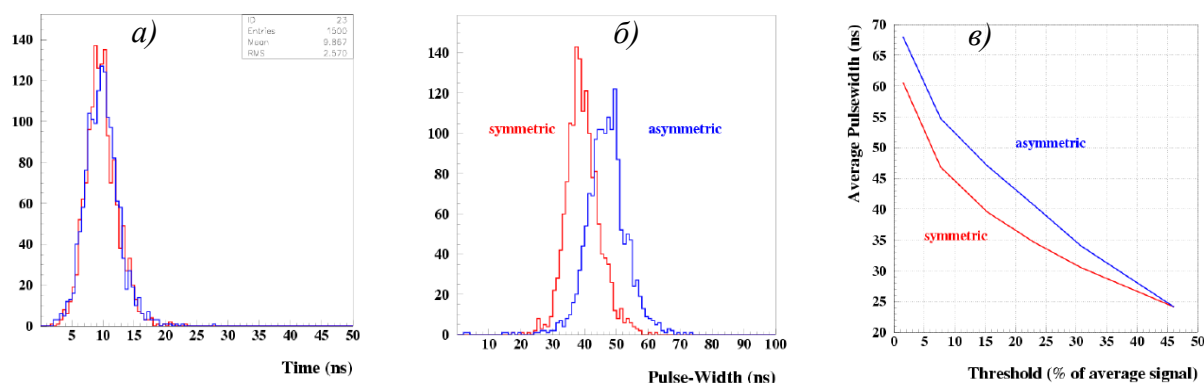


Рис. 2.61. Результаты моделирования временного распределения (а), распределения ширины импульса на выходе усилителя (б) и средней ширины цифрового импульса (выход дискриминатора) как функции порога (в): асимметричная камера (синяя линия), симметричная (красная).

Из проведенного сравнительного анализа следует, что асимметричная двухслойная камера, несмотря на меньший индукционный зазор, и которая в первоначальных проектах мюонного детектора рассматривалась в качестве базовой [18, 28], не может быть применена в мюонном детекторе из-за большего мертвого времени, определяемого временем собирания электронов из рабочего зазора. Напротив, суперсимметричная двухслойная камера применена в регионе R2 мюонной станции M1.

2.6. Сравнительное исследование двух- и трехкаскадного детектора заряженных частиц на основе газового электронного умножителя (ГЭУ)

Камеры M1R1 для региона R1 мюонной станции M1 выполнены на основе трехкаскадного ГЭУ (*Triple-GEM*) [62, 63]. Преимуществом этого детектора является меньший индукционный зазор – 1 мм, что приводит к меньшей ширине пространственного кластера по сравнению с проволочными асимметричными камерами с зазором 1.25 мм. Другим важным аргументом в пользу такого выбора является более высокая нагрузочная способность (газовое усиление остается постоянным до нагрузок $10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), т. к. этот детектор работает на электронной

компоненте, а не ионной. И еще, как показали специальные тесты, проведенные по радиационному старению, данный детектор характеризуется достаточно хорошей устойчивостью к радиационной нагрузке.

Автор диссертации имеет прямое отношение к этому относительно новому типу детекторов. В этом разделе представлены результаты, полученные раньше других авторов почти на 10 лет. Эти результаты имеют принципиальное значение и касаются экспериментального обнаружения и устранения разрядов в отверстиях детектора, возникающих под воздействием сильноионизирующих альфа-частиц. Здесь отверстие – усилительный элемент детектора ГЭУ. Работа выполнялась в ПИЯФ в рамках эксперимента ЛНСб в 1997–98 г. г. В проводившихся исследованиях использовался “стандартный” $GEM\ 100\times 100\text{ мм}^2$, показанный на рис. 2.62.

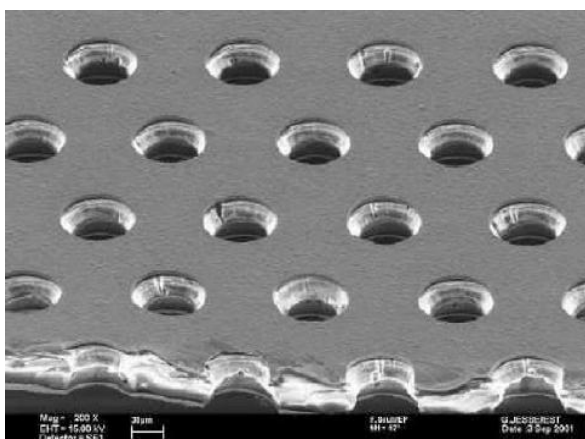
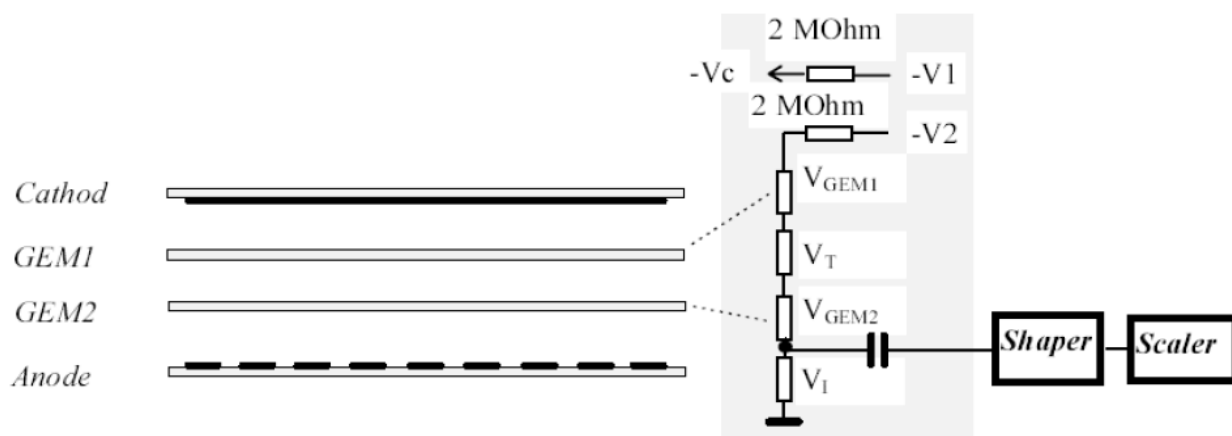


Рис. 2.62. Фотография GEM -электрода с отверстиями диаметром 70 мкм , центры которых отстоят друг от друга на расстоянии 140 мкм . Толщина меди с двух сторон подложки 5 мкм , толщина подложки из каптона 50 мкм .

Собранные для сравнения детекторы *Double-GEM* и *Triple-GEM* [64, 65] имели межэлектродные расстояния 2 мм , как показано на рис. 2.63, где также приведены схемы подачи рабочих напряжений на электроды через резистивные делители. На катод многокаскадной структуры подавалось отрицательное напряжение, уменьшающееся по величине к последующим электродам, обеспечивая заданные значения напряженностей электрического поля в межэлектродных промежутках и отверстиях.

Целью исследований было изучение поведения детекторов при облучении их сильно ионизирующими альфа-частицами.

a)



б)

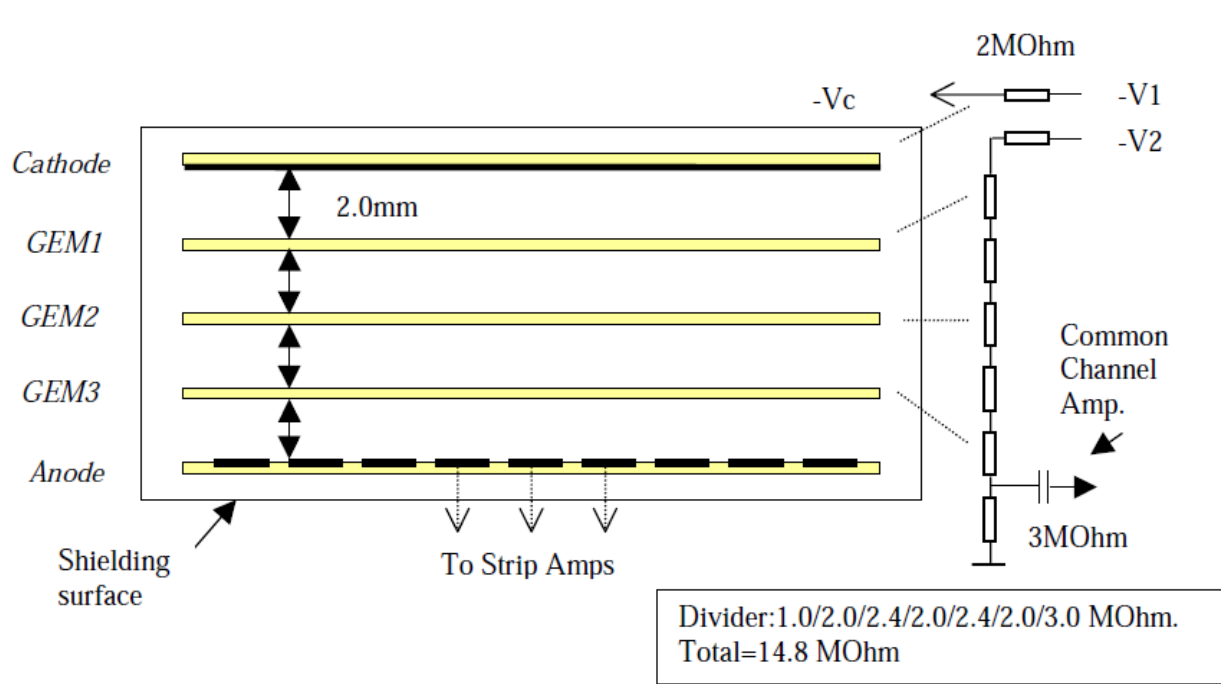


Рис. 2.63. Двухкаскадный детектор *Double-GEM* (a) и трехкаскадный детектор *Triple-GEM* (б).

Установка позволяла добавлять в рабочий газ $Ar(70\%)CO_2(30\%)$ альфа-частицы от распада радиоактивного изотопа ^{220}Rn , образующегося в свою очередь от распада радиоактивного тория ^{232}Th (рис. 2.64). Рабочий газ пропусклся через порошок $Th(CO_3)_2$ и таким образом обогащался радиоактивным изотопом ^{220}Rn . Довольно энергичные альфа-частицы оставляли в рабочем зазоре детектора энергию порядка 4 кэВ, создавая значительную концентрацию первичных электронов в газе камеры, порядка 25 тысяч электронов. Регистрация разрядов в

газе, обогащенном альфа-частицами, производилась прямым счетом импульсов с последнего *GEM*-электрода.

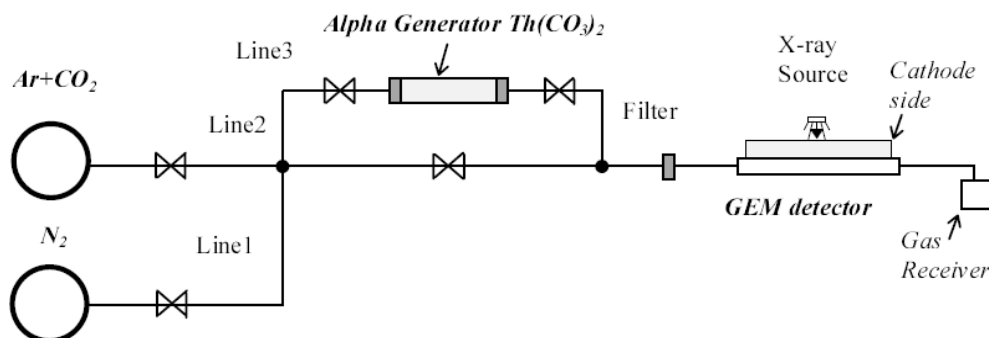


Рис. 2.63. Схема газовой установки для добавления альфа-частиц в рабочую газовую смесь при исследовании двухкаскадного и трехкаскадного детекторов.

Для измерения и контроля газового усиления детектора накапливался амплитудный спектр от радиоактивного источника ^{55}Fe . Для измерений использовался усилитель, схема которого приведена на рис. 2.64. Типичный спектр, при помощи которого вычислялось газовое усиление детектора по положению основного пика 5.9 кэВ , представлен на этом же рисунке. Газовое усиление $G=Q_{ген}/Q_{кв}$ определялось как отношение заряда от генератора $Q_{ген}$ к заряду первичной ионизации, оставленному в газе гамма-квантами 5.9 кэВ : $Q_{кв}=Nq$ ($N=220$ – число пар электрон–ион, q – заряд электрона). Заряд от генератора инжектировался в тот же канал анализатора, где расположен пик 5.9 кэВ ,

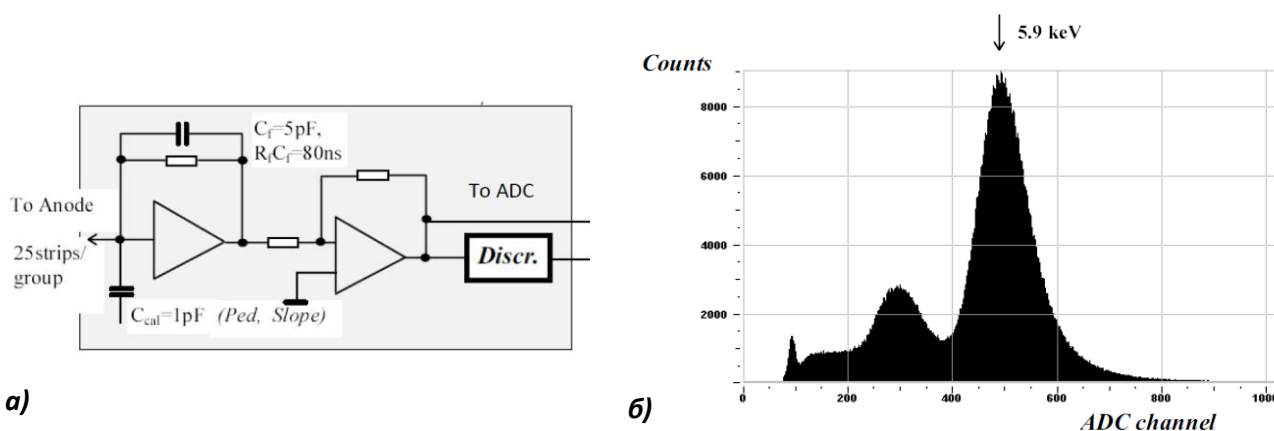


Рис. 2.64. Схема усилителя с емкостью C_{cal} для инжекции генераторного сигнала (а); пример амплитудного спектра, накопленного от радиоактивного источника ^{55}Fe для измерения газового усиления исследуемых детекторов (б).

На рис. 2.65 показаны измеренное таким способом газовое усиление (левая ось) и интенсивность пробоев, вызванных альфа-частицами (правая ось). Пробои в структуре *Double-GEM*, обозначенные белыми кружочками, появились при газовом усилении 1000, в то время как в структуре *Triple-GEM* пробои, обозначенные черными кружочками, зарегистрированы лишь при усилении 5×10^4 . Без альфа-частиц в газе нет пробоев в обеих структурах.

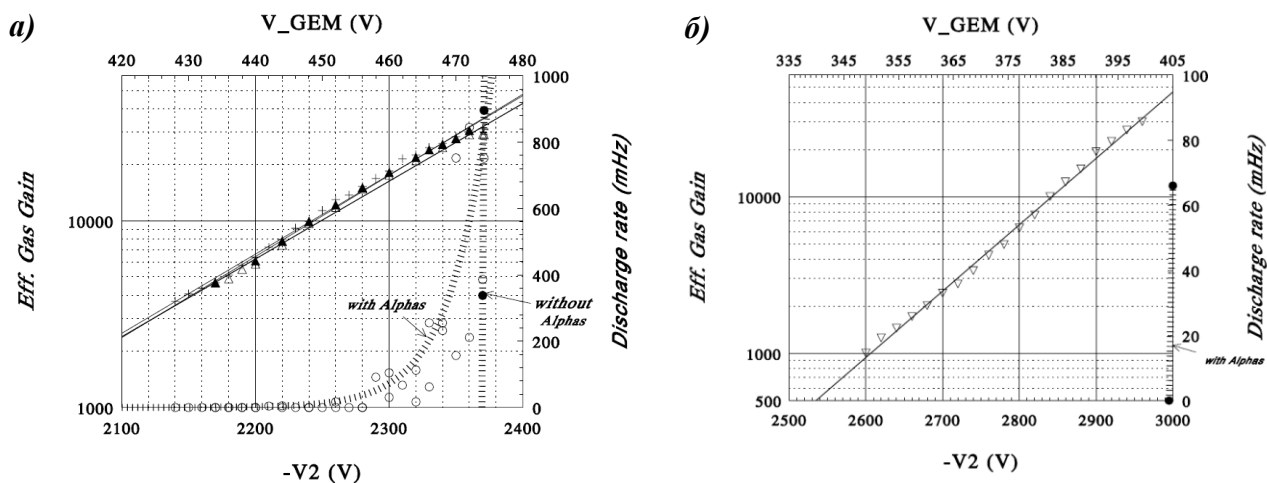


Рис. 2.65. Сравнение микроструктурных детекторов *Double-GEM* (а) и *Triple-GEM* (б). Оба детектора обеспечивают при соответствующих напряжениях газовое усиление 5×10^4 : *Double-GEM* при напряжении $V_2=2700$ В (475 В на каждом *GEM*-электроре), а *Triple-GEM* при $V_2=2970$ В (400 В на каждом *GEM*-электроре). Пробои в структуре *Double-GEM*, обозначенные белыми кружочками, появились при газовом усилении 1000 (довольно низком), в то время как в структуре *Triple-GEM* пробои, обозначенные черными кружочками, зарегистрированы лишь при усилении 5×10^4 . Без альфа-частиц нет пробоев в обеих структурах.

А. Бузулуцков в докторской диссертации [66], ссылаясь на работу [67], утверждает, что добавлением третьего каскада “была решена фундаментальная проблема разрядов в трековых микроструктурных детекторах *GEM*” (цитата). Однако работа [67] опубликована на года позже цитируемых в этом разделе публикаций [64, 65]. Необходимо поправить автора приведенной выше цитаты. Впервые именно в работах [64, 65] было показано, что для применения в аппаратуре физики высоких энергий детекторов на основе газового электронного умножения в отверстиях ГЭУ необходимо не менее трех последовательных каскадов.

Приведем здесь еще один важный результат, полученный также с приоритетом по времени на детекторе частиц *Triple-GEM*. В работе [68],

выполнявшейся в 1999 году на пучке π мезонов с энергией 350 МэВ в PSI, на относительно медленной электронике и небыстрой смеси $Ar(70\%)CO_2(30\%)$ получено временное разрешение² $\sigma_t=5.9$ нс, см. рис. 2.65.

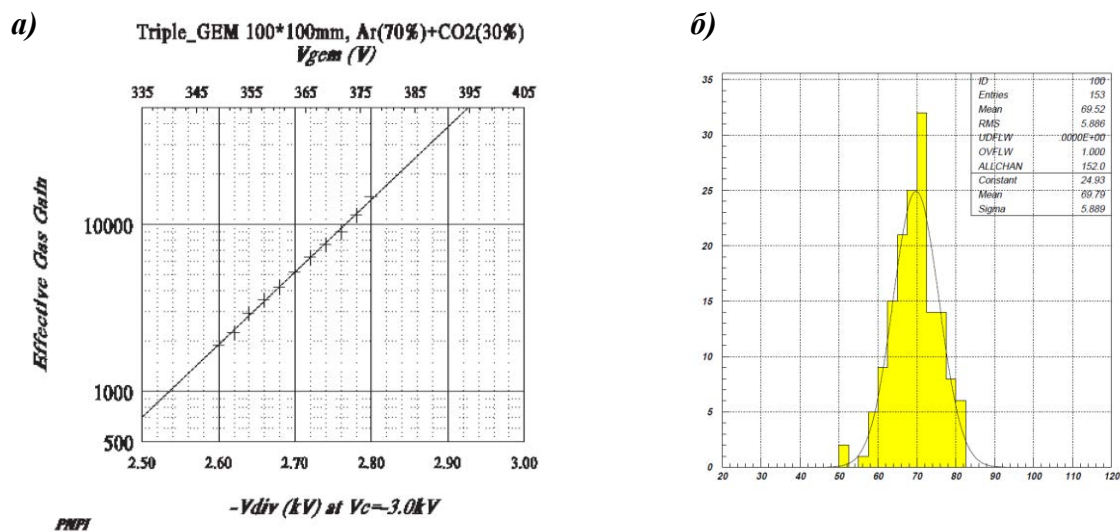


Рис. 2.66. Зависимость газового усиления от напряжения на детекторе *Triple-GEM* при постоянном напряжении на катоде -3.0 кВ (а); временное распределение сигналов, сформированных усилителем-формирователем в цепи *GEM*-электрода, фитирование которого распределением Гаусса дает $\sigma_t=5.9$ нс (б).

В этом эксперименте регистрировалась также вероятность пробоев в газе в *Triple-GEM* детекторе при высокой интенсивности пучка – 300 МГц. Пробои наблюдались на уровне 10^{-12} , что считается вполне допустимым уровнем, который не выводит детектор из строя.

При создании камер для мюонного детектора эксперимента LHCb автор диссертации участвовал в изучении проблемы кросстоков между падами через *GEM*-электрод в камере-прототипе M1R1 [69, 70], созданной по схеме *Triple-GEM*. Им был предложен метод уменьшения кросстоков введением блокирующих конденсаторов аналогично тому, как это сделано в СРС-камерах. Использовалась камера с падовой структурой и числом падов 96, заполненная газовой смесью $Ar(45\%)/CO_2(15\%)/CF_4(45\%)$, см. рис. 2.67. При облучении камеры источником электронов ^{90}Sr при газовом усилении выше 10^4 наблюдалось срабатывание многих падов с почти равномерным распределением по всей активной

² Известное на тот период временное разрешение: $\sigma_t=15$ нс, F.Sauli, et al. NIM. A 490 (2002), p.177.

площади камеры, причину которых поясняет рис. 2.68а [70]. Рис. 2.68б иллюстрирует этот эффект. Задержка во времени второго пика происходит из-за дифференцирования в канале электроники сигнала положительной (обратной) полярности, наведенного на GEM-электроре зарядом электронов, движущимся в индукционном зазоре.

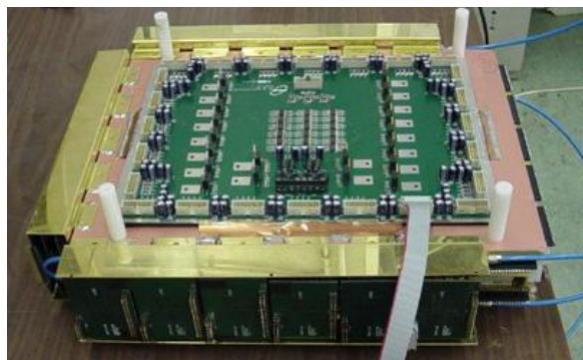
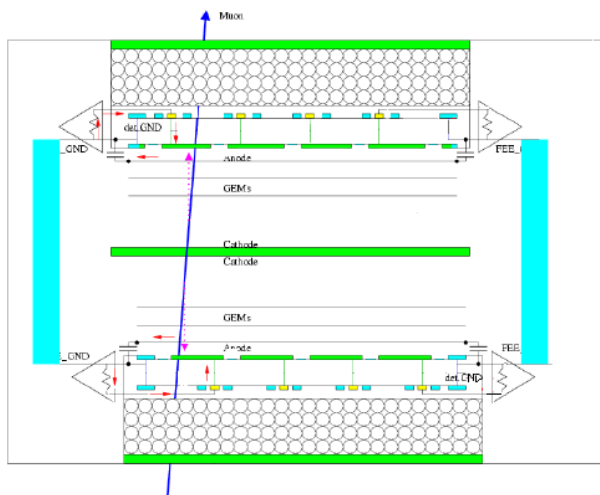


Рис. 2.67. Двухслойная камера-прототип M1R1 с падами $1 \times 2.5 \text{ см}^2$, созданная на двух детекторах *Triple-GEM* с объединением элементов слоев логическим ИЛИ, с индукционными зазорами слоев 1 мм ; фотография камеры в полной сборке со снятыми экранами электроники, вверху расположена плата питания электроники.

При подключении блокирующего конденсатора (C_{block}) наблюдается один пик, который соответствует “активному” падению. см. рис. 2.69. Докладчик³ отмечает вклад в решение указанной проблемы автора диссертации.

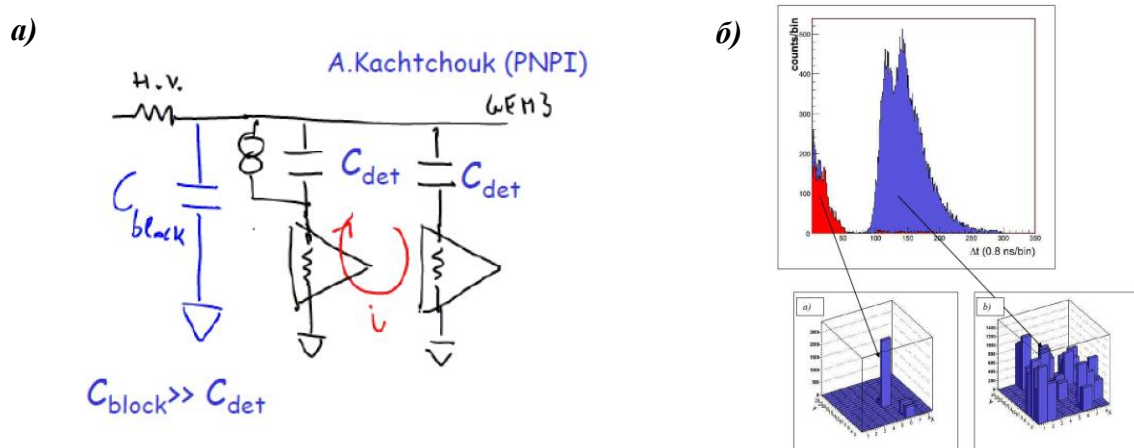


Рис. 2.68. Схема, поясняющая подавление кросстоков блокирующим конденсатором C_{block} (а); кросстоки в детекторе *Triple-GEM* без блокирующего конденсатора (б).

³ W.Bonivento: 45th Annual IEEE Symposium on Foundations of Computer Science (IEEE04) Roma, Italy, October 17-19, 2004. <http://lhcb-doc.web.cern.ch/lhcb-doc/presentations/conferencetalks/2004.htm>

На рис.2.69 показано, что при газовом усилении 2×10^4 коэффициент подавления кросстоков составляет 100 и 10 – при усилении 10^4 . Как видно из этого рисунка, без блокирующего конденсатора детектор работает без заметных кросстоков при газовом усилении меньшем 6000.

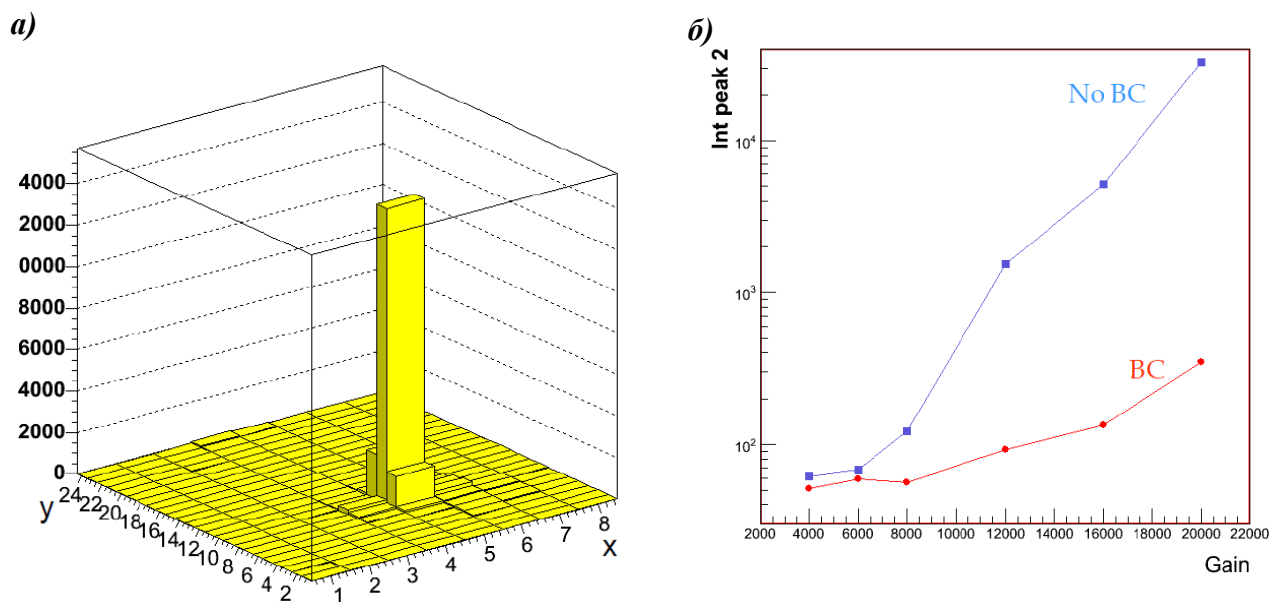


Рис. 2.69. Кросстоки с блокирующим конденсатором (а); при газовом усилении 2×10^4 коэффициент подавления кросстоков составляет 100 и 10 – при усилении 10^4 (б).

Детектор *Triple-GEM* был предложен для мюонных камер M1R1 коллегами из Италии [69]. Ими собрано 12 двухслойных камер M1R1 из 24 детекторов *Triple-GEM* по схеме с логическим объединением сигналов с двух слоев. Рабочий зазор камер M1R1 3 мм, индукционный – 1 мм, газ $Ar(45\%)CO_2(15\%)CF_4(40\%)$ с довольно большой добавкой CF_4 для увеличения скорости дрейфа первичных электронов в зазоре. Как и ожидалось, полученная ширина пространственного кластера в этом детекторе меньше, чем это могли дать проволочные камеры. Камеры M1R1 успешно работают в мюонном детекторе с 29 года. Эффективность регистрации мюонов на временном интервале $\Delta t = 20$ нс не менее 96%, и ширина пространственного кластера $CS < 1.1$. Эти результаты получены в условиях эксперимента LHCb, и полностью удовлетворяют требованиям эксперимента.

2.7. Результаты исследования радиационного старения камер мюонного детектора

В 2000-е годы мюонной коллаборацией LHCb проводились интенсивные исследования в области радиационного старения камер всех типов: MWPC, MRPC, GEM. Результаты искусственного старения четырехслойной камеры-прототипа M R2 с активной площадью камеры 1500 см^2 и процессы, сопровождающие старение, подробно представлены в работе [71], выполненной при участии автора и опубликованной в 2003 году. Исследование камеры проводилось на интенсивном источнике гамма-излучения GIF – *Gamma Irradiation Facility* (CERN). Это – мощный источник гамма-излучения ^{137}Cs с энергией 660 кэВ (675 ГБк), способный создать интенсивный поток гамма-квантов до 40 кГц/см^2 . Камера была наполнена трехкомпонентной газовой смесью $\text{Ar}(40\%)\text{CO}_2(50\%)\text{CF}_4(10\%)$. Газовая смесь характеризуется следующими данными: чистота – 0.9996 с примесью кислорода не выше 4×10^{-4} ; течь камеры, которая может “отравлять” газ, составляла 2×10^{-3} объемов камеры в минуту.

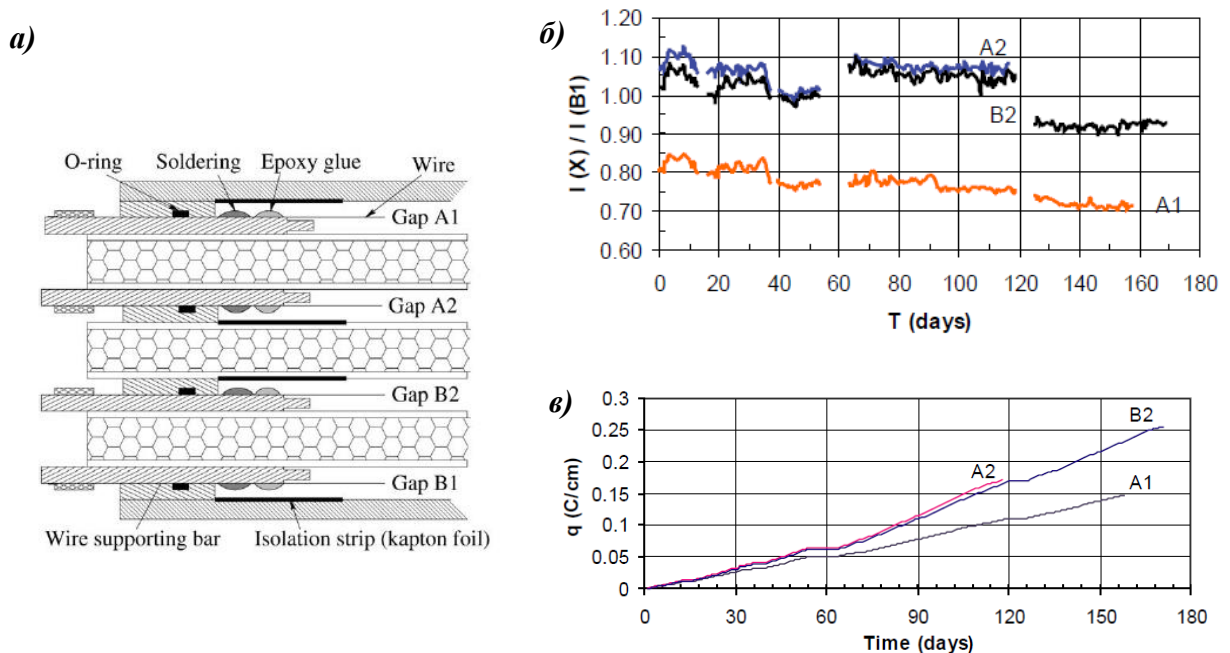


Рис. 2.70. Четырехслойная камера-прототип M R2 в разрезе, показаны используемые материалы и элементы герметизации объема камеры (O-ring) и фиксации проволочек (a); отношения токов в зазорах A1, A2 и B2 к току в зазоре B1 в течение испытаний (б); видны отклонения отношений от единицы, вызванные неидентичностью газового усиления в различных зазорах камеры; накопленный заряд на 1 см длины проволочек в зависимости от времени (в).

Выбранное направление продува газа: $V1(\text{вход}) \rightarrow V2 \rightarrow A2 \rightarrow A1(\text{выход})$, см. рис. 2.70. Непрерывно измерялись и записывались токи в каждом из четырех рабочих зазоров камеры (A1, A2, V1, V2) при оптимальном рабочем напряжении на каждом зазоре 3.15 кВ. На этом рисунке приведены токи, измерившиеся в каждом из зазоров, и заряды, накопленные камерой в кулонах на сантиметр длины проволоочки за период времени приблизительно 180 дней работы. Флуктуации токов следовали колебаниям атмосферного давления и температуры, и для того, чтобы эти колебания не маскировали другие процессы в камере, один из зазоров был принят за опорный (V1); этот зазор находился под напряжением в течение дня только 10–20 мин, т. е. незначительное время, поэтому его старением можно пренебречь. Таким образом, контролировались отношения токов в зазорах A1, A2 и V2 к току в зазоре V1. За 18 дней непрерывного облучения камеры заряды, накопленные за это время, составили половину от того, что ожидается за 5 лет непрерывной работы ЛНСб эксперимента, и полученные данные сведены в таблицу 2.5.

Таблица 2.5. Абсолютные величины накопленных зарядов в зазорах камеры; относительные значения, приведенные к единице длины проволоочек и площади катодов, а также выраженные в годах работы эксперимента ЛНСб при номинальной светимости коллайдера

Зазор исследуемой камеры	V1 - опорный	A1	A2	V2
Накопленный заряд (Кл)	-	1470	1700	2540
Заряд, приведенный к 1 см длины проволоочки (Кл/см)	-	0.15	0.17	0.255
Заряд, приведенный к 1 см ² площади катода (Кл/см ²)	-	0.49	0.57	0.83
Эквив. время (лет)	-	3	3.4	5.1

При выполнении экспериментов по радиационному старению камеры были обнаружены некоторые нежелательные явления: в 3 раза вырос темновой ток в зазорах камеры; уменьшилось сопротивление изоляции между анодом и катодом; обнаружено травление стеклопластика внутри активной области камеры, см. рис.

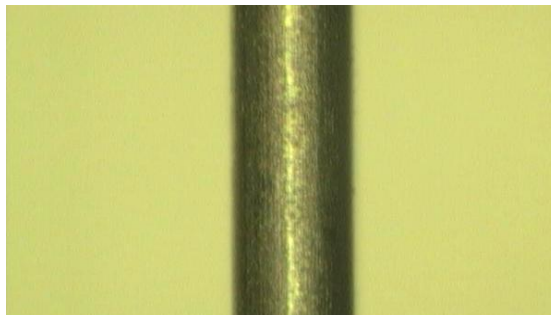
2.71. Этот эксперимент по старению мюонной камеры-прототипа M R2, выполненный в CERN раньше других групп мюонной коллаборации, позволил сделать ряд исключительно важных выводов. Суммируя результаты, можно отметить следующее:

- Не обнаружено сколь-нибудь значительного уменьшения газового усиления, а также каких-либо осадений на поверхности проволочек, что могло бы препятствовать применению методики проволочных пропорциональных камер MWPC в мюонном детекторе LHCb-спектрометра;
- Применение позолоченных катодов, как и ожидалось, препятствовало образованию под воздействием радиации окислов на поверхности катодов, что, в свою очередь, могло привести к возникновению такого явления, как эмиссия электронов с катода в том месте, где образовалась окись меди (эффект Мальтера). Золочение не планировалось в первоначальном проекте (рис.1.16);
- Обнаружено травление стеклопластика, что было принято во внимание и привело к выбору окончательной газовой смеси с уменьшенной добавкой тетрафторида CF_4 – 5%.

Важно отметить также результаты другого эксперимента, выполненного мюонной коллаборацией, по радиационному старению проволочных камер с наполнением смесью $Ar(40\%)CO_2(40\%)CF_4(20\%)$ с большей концентрацией CF_4 . Эксперимент проводился на источнике гамма-квантов ^{60}Co с большей энергией – 1.25 МэВ и большей интенсивностью – 25000 Ки (925 ГБк) в ENEA (Casaccia, Италия) в июне 2002 года. Здесь был накоплен большой заряд 0.5 Кл/см проволочки, соответствующий 15 годам эксперимента LHCb [72]. Выводы, сделанные выше, были в основном подтверждены. Поверхность проволочек исключительно чистая, добавка CF_4 “чистит” проволочки даже, если они первоначально были загрязнены из-за касания руками и пылью, осевшей при сборке камер. На катодах обнаружены многократные следы травления стеклопластика, что произошло под воздействием увеличенной добавки CF_4 , радикалы которой с водой образуют фтористоводородную кислоту (химическая формула HF). Под действием излучения в плазме вблизи анода происходят

сложные процессы, они вызываются появлением полимерных наростов на анодах или разрушением поверхности проволоки. В этих процессах активны даже следовые количества химически активных радикалов.

а)



б)

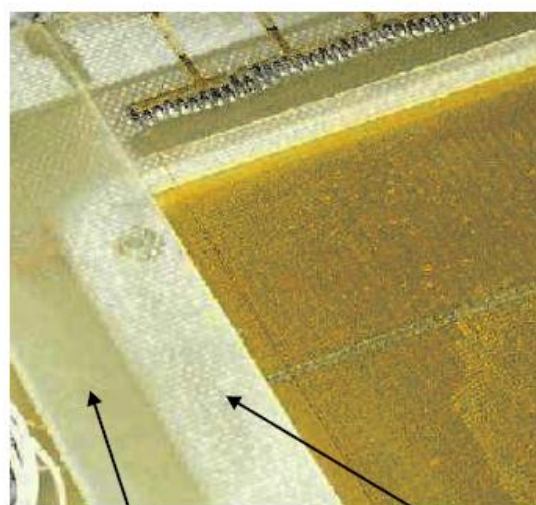


Рис. 2.71. Поверхность проволочек в конце эксперимента - чистая (а). Нежелательные явления (б), обнаруженные при выполнении экспериментов по искусственному старению камер: наблюдается травление поверхности стеклопластика в четырехслойной камере при накоплении заряда 0.25 Кл/см.

Exposed to gas
Outside gas volume

Следует подчеркнуть, что дополнительно было решено выполнить камеры внутренних регионов мюонного детектора, наиболее подверженных облучению, разборными. Раньше предполагалось, что для лучшей герметизации все камеры должны быть неразборными (склеенными).

2.8. Увеличение шага проволочек и уменьшение CF_4 в окончательной конструкции мюонных камер – проверка основных характеристик

По итогам выполненных экспериментов по радиационному старению камер мюонная коллаборация ЛНСб приняла решение об увеличении шага намотки проволочек с 1.5 мм до 2 мм, а также об уменьшении CF_4 с 10% (тем более 20%) до 5%. Увеличение шага проволочек приводит к существенному снижению

напряжения (см. рис. 2.72) и, соответственно, темнового тока. Отметим дополнительно, что увеличение шага проволок благоприятно для уменьшения ширины пространственного кластера. Отметим дополнительно, что увеличение шага проволок уменьшает число проволок в камере и сжимающее камеру усилие, уменьшается механическое напряжение в конструкции, что должно привести к повышению надежности системы. Уменьшение CF_4 должно повысить время жизни и надежность камер, уменьшив нежелательное травление.

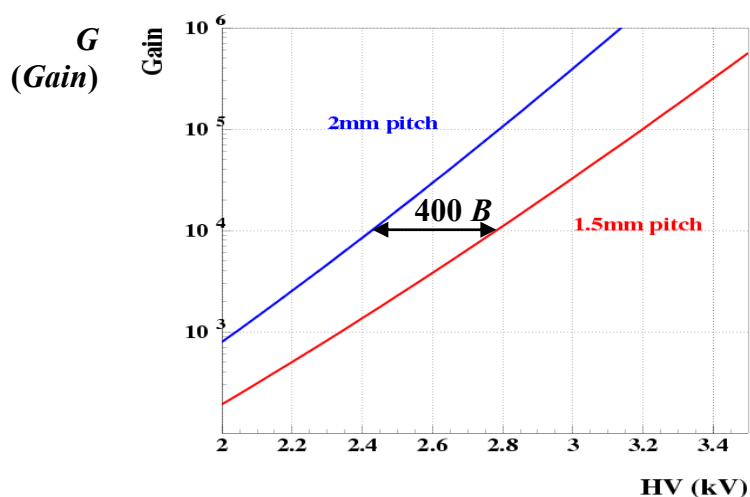


Рис. 2.72. Уменьшение шага проволок с $s=1.5$ мм до $s=2$ мм при одинаковом газовом усилении $G=10^5$ приводит к снижению напряжения на 400 В.

Полученные на пучке π мезоннов с энергией 3.6 ГэВ зависимости эффективности камеры на временном интервале 2 нс от напряжения приведены на рис. 2.73.

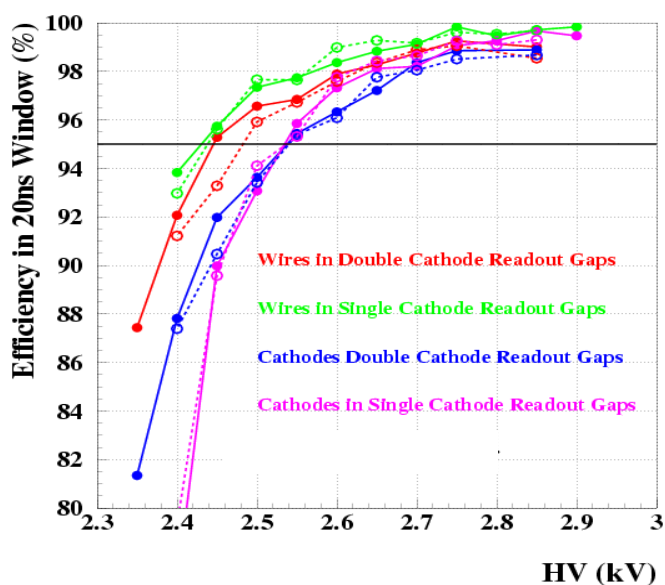


Рис. 2.73. Зависимости эффективности на временном интервале $\Delta t=20$ нс от напряжения камер комбинированного типа CWPC-DCRO (*Double Cathode Readout*) M2R1 и камер комбинированного типа CWPC-SCRO (*Single Cathode Readout*) M2R2, полученные на пучке π мезоннов с энергией 3.6 ГэВ с электроникой ASDQ++. Выход зависимостей на уровень эффективности $\varepsilon=95\%$ достигается при напряжениях в интервале 2400–2500 В.

На рис. 2.74 приведена фотография камеры-прототипа CWPC (M2R2) с электроникой ASDQ++, которая применялась в этих измерениях. На рис. 2.75 показано, что эффективность камеры получается достаточно однородной по площади при напряжении 25 В, см. также гистограмму. Проволочные стрипы имели емкость приблизительно 80–100 пФ и работали при порогах 8.0–8.5 фКл, катодные пады типа SCRO имели емкости в диапазоне 90–110 пФ, катодные каналы электроники работали при порогах электроники 7.6–7.8 фКл, а катодные пады типа DCRO имели удвоенные емкости в диапазоне 140–180 пФ, и каналы электроники работали при порогах 10.5–10.8 фКл.



Рис. 2.74. Фотография камеры M2R2 с 16-канальными платами ASDQ++ на пучке пи-мезонов с энергией 3.6 ГэВ. Показано, что соединение земли электроники с землей камеры (корпус) выполнено винтами по четырем углам каждой платы. Это техническое решение дало устойчивую работу системы и принято за основу в мюонной системе.

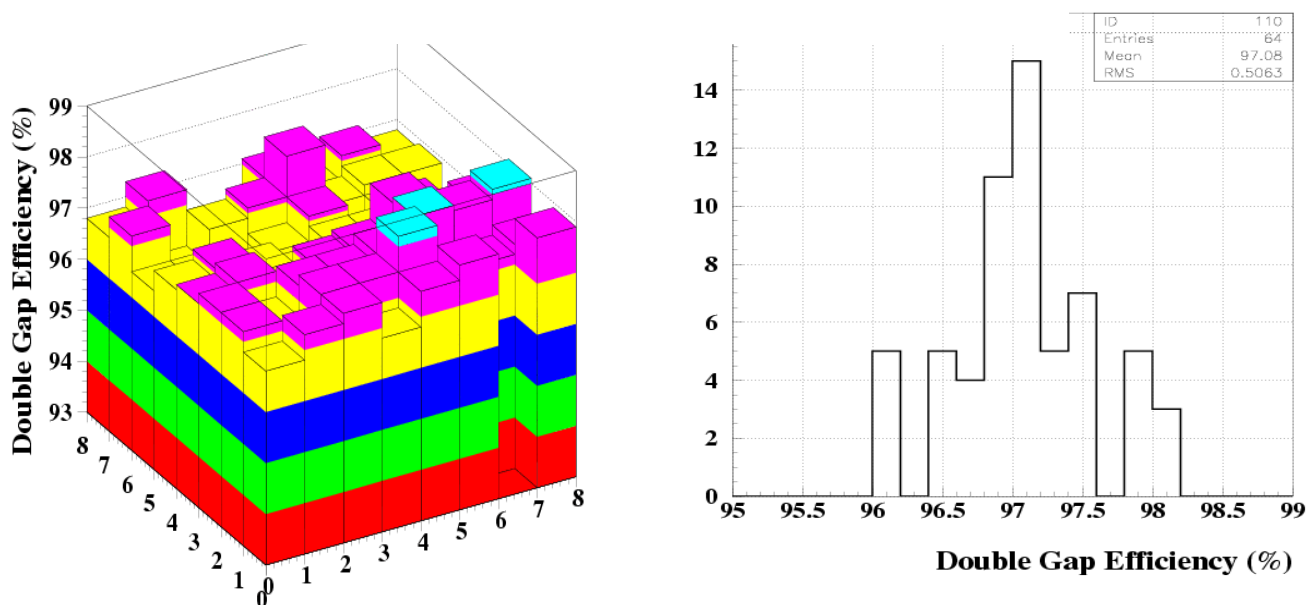
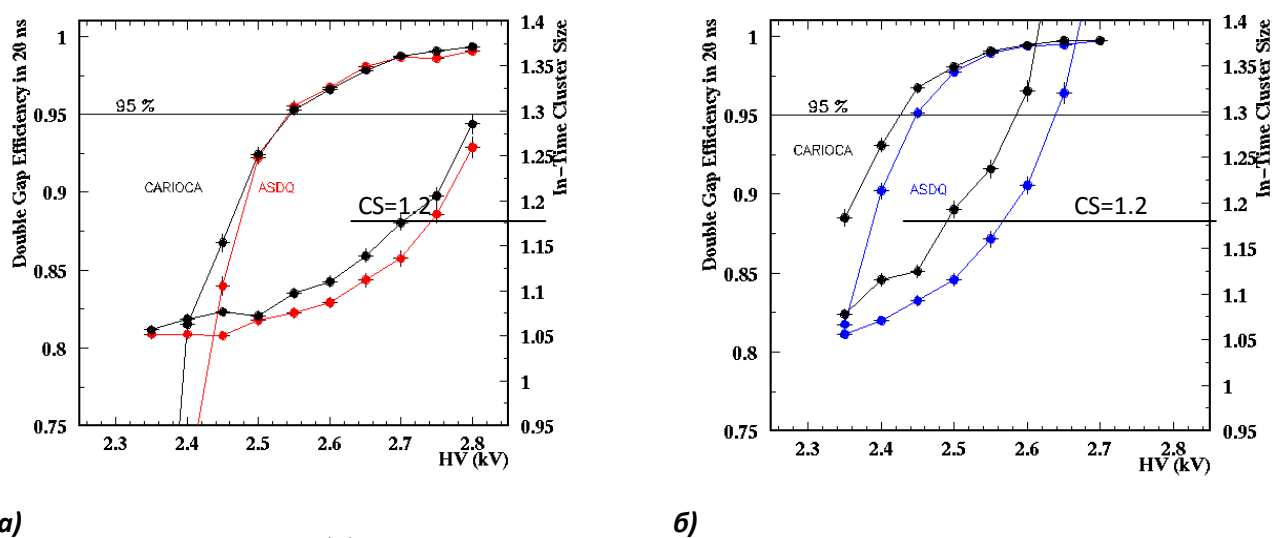


Рис. 2.75. При напряжения 2500 В эффективность каждой двухслойной камеры в составе четырехслойной структуры M2R2 равняется в среднем $\epsilon=97\%$ (см. гистограмму разбросов).

Камеры типа CWPC-DCRO и CWPC-SCRO имели приблизительно одинаковое временное разрешение и эффективность. К недостатку камер типа DCRO следует отнести повышенную емкость детектора, что увеличивает емкостные кросстоки, а значит увеличивает ширину пространственного кластера. Из рис. 2.76 видно, что для одинаковой ширины пространственного кластера в камере типа DCRO (б) по сравнению с камерой типа SCRO (а) нужно уменьшать напряжение на 5 В. На рис. 2.76 также сравниваются зависимости эффективности и ширины пространственного кластера от напряжения, полученные на опытных образцах камер окончательной конструкции с электроникой ASDQ++ и электроникой CARIOCA (последняя должна заменить первую в окончательном варианте конструкции камер мюонного детектора). Основное отличие характеристик электроники в том, что входной импеданс ASDQ++ 25 Ом, а CARIOCA – 50 Ом, пиковое время ASDQ++ 8 нс, а CARIOCA – 10 нс (электроника рассматривается в главе 4).



а) б) Рис. 2.76. Зависимости эффективности на временном интервале $\Delta t=20$ нс и ширины пространственного кластера CS от напряжения, полученные с электроникой ASDQ++ и CARIOCA, для камер типа SCRO (а) при пороге электроники 6.8 фКл и DCRO (б) при пороге электроники 8.1 фКл.

На рис. 2.77 приведены результаты измерения эффективности камеры на временном интервале $\Delta t=20$ нс и временного разрешения при различных напряжениях, полученные на пучке мюонов с энергией 100 ГэВ в присутствии интенсивного гамма-фона 40 $\kappa\Gamma\text{ц}/\text{см}^2$ от источника GIF. Исследовалась

окончательная конструкция четырехслойной камеры M3R1, выполненная с увеличенным шагом проволочек $s=2$ мм и наполненная газовой смесью с уменьшенной добавкой $CF_4=5\%$, в условиях фоновой загрузки, близкой к ожидаемой в эксперименте LHCb.

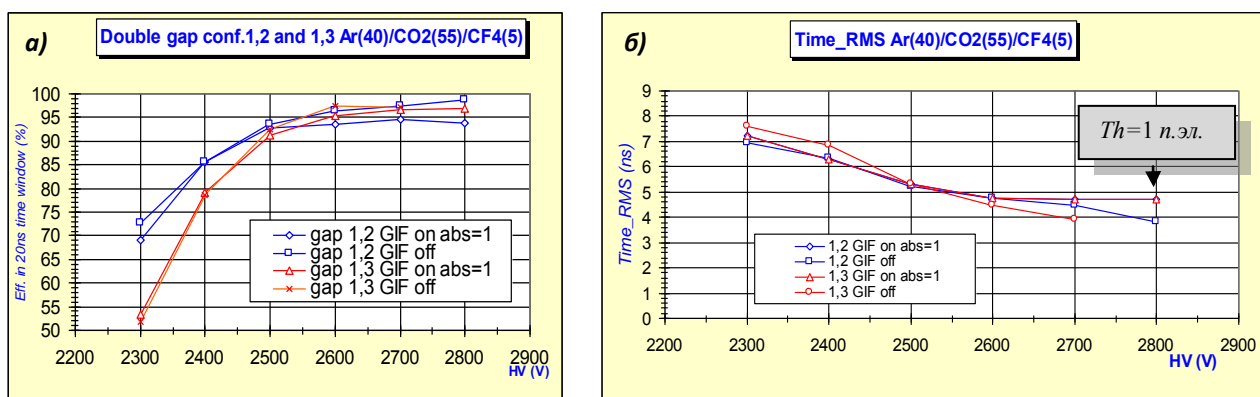


Рис. 2.77. Зависимости эффективности на временном интервале 2 нс регистрации мюонов с энергий 1 ГэВ (а) и временного разрешения от напряжения (б), приведенные для каждой пары зазоров четырехслойной камеры M R 1 при включенном (GIF=ON) и выключенном (GIF=OFF) фоне гамма-излучения с интенсивностью 4 $\kappa\Gamma\text{ц}/\text{см}^2$, близкой к ожидаемой в эксперименте LHCb.

Из приведенных экспериментальных данных видно, что эффективность двухслойной структуры $\varepsilon=95\%$ достигается при напряжениях 255 –2600 В, что на 400–500 В ниже напряжений, которые наблюдались в камерах-прототипах с шагом проволочек $s=1.5$ мм и добавкой $CF_4=10\text{--}20\%$. Видно также, сравнивая включение и выключение GIF (ON и OFF), что влияние гамма-фона довольно высокой интенсивности практически отсутствует. По выполаживанию зависимости (см. рис.2.7 б) видно, что предельный порог, соответствующий 1 н.э., находится приблизительно при напряжении 28 В, а значит рабочий порог регистрации при напряжении 2600 В соответствует 4 н.э., что принято считать оптимальным.

После принятия решения об увеличении шага проволочек с 1.5 до 2 мм и уменьшении CF_4 до 5% мюонной коллаборацией было дополнительно проведено моделирование работы мюонных камер окончательной конструкции, и по результатам проведенных исследований опубликована работа [73]. В этой работе суммирован опыт, накопленный при моделировании камер-прототипов, и

показано, что при увеличенном шаге проволочек, а также уменьшенной добавке CF_4 двухслойные мюонные проволочные камеры с диаметром проволочек 30 мкм, с симметричным зазором $2h=5$ мм, с удвоением первичной ионизации в суммарном зазоре $4h=10$ мм полностью удовлетворяют требованиям эксперимента ЛНСб. Нет смысла здесь полностью приводить результаты этого исследования. На рис. 2.78 показано, что моделирование хорошо согласуется с измерениями (камера М3R1).

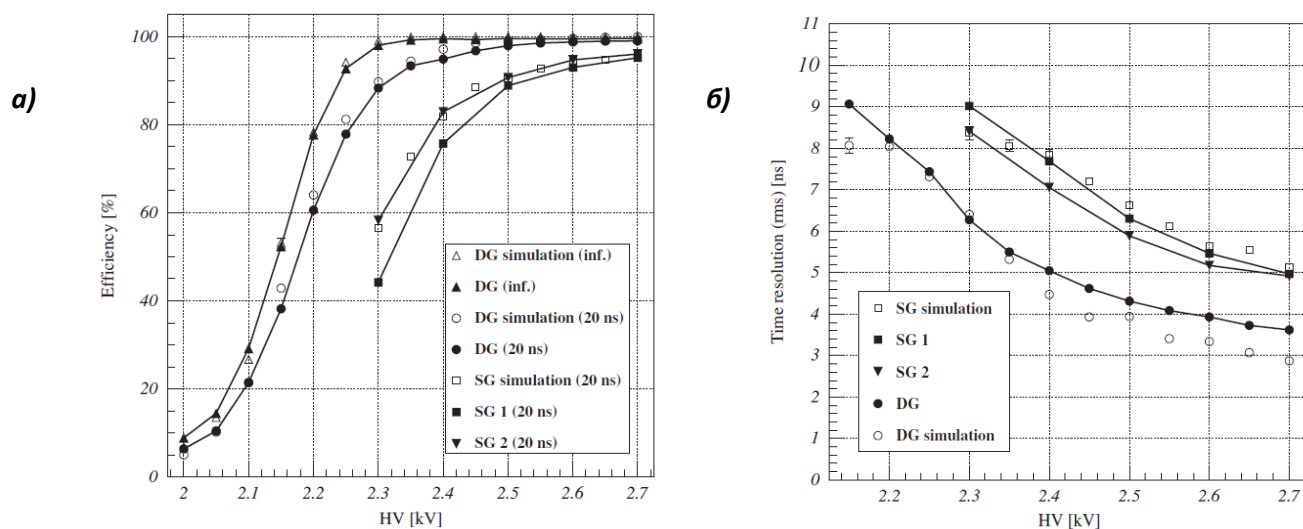


Рис. 2.78. Зависимости эффективности от напряжения на двух временных интервалах: $\Delta t \rightarrow$ (inf. – infinite) и $\Delta t = 20$ нс. (черные точки – измерения, светлые – моделирование); SG – Single Gap, DG – Double Gap с проводным объединением сигнальных элементов двух слоев с целью удвоения ионизации в зазоре (а). Зависимости временного разрешения от напряжения (б).

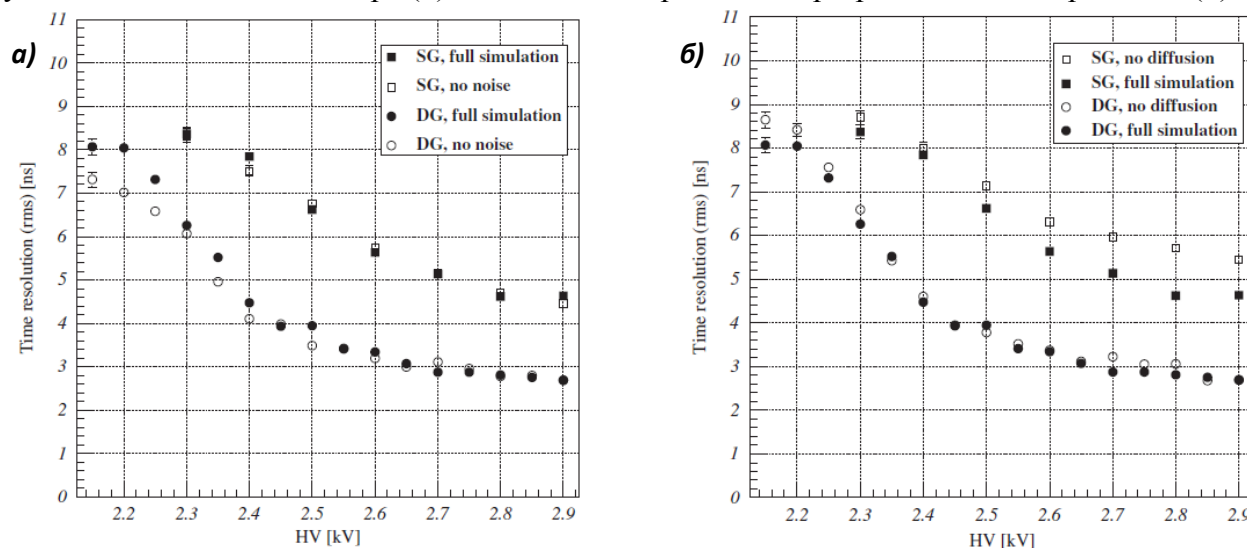


Рис. 2.79. Зависимости временного разрешения от напряжения, полученные моделированием для камеры М3R1 (DCRO). Сравниваются значения, полученные с учетом шума электроники и без шума (а), с учетом диффузии и без диффузии (б). SG – Single Gap, DG – Double Gap с проводным объединением сигнальных элементов двух слоев с целью удвоения ионизации в зазоре.

На рис. 2.79 показаны зависимости временного разрешения от напряжения с учетом и без учета шумов электроники, а также с учетом и без учета диффузии в газе. Как видно, в достаточно широком интервале приложенных напряжений ни шум электроники, ни диффузия практически не оказывают влияния на временное разрешение двухслойной камеры M3R1 с проводным объединением элементов слоев.

2.7.1. Комментарий к работе [73]

Внесем ряд дополнений к цитируемой здесь статье [73], в которой обсуждаются факторы, определяющие пределы временного разрешения проволочных камер. Цитируемая работа опубликована в 2011 году. Мюонный детектор уже два года, как собран в шахте, и успешно работает больше года в эксперименте LHCb. В цитируемой работе не подчеркивается роль удвоения первичной ионизации в зазоре двухслойной камеры, что достигается проводным объединением слоев, существенно отличается от логического объединения слоев и составляет новую концепцию повышения временного разрешения, впервые предложенную ПИЯФ, если сравнивать SG (*Single Gap*) и DG (*Double Gap*) на рис. 2.79.

С комментариями автора диссертации этот рисунок повторяется, см. рис. 2.80. Здесь отмечается, что проявляются характерные области, впервые обозначенные в настоящей диссертации. Во-первых, выход зависимости справа на постоянный (предельный) уровень временного разрешения, что свидетельствует о достижении порога регистрации $Th_{pez}=1$ н.эл. при напряжении 2800 В и находится в согласии с экспериментом, см. рис. 2.77. Во-вторых, из удвоения газового усиления на каждые 1 В следует, что “загиб” характеристики слева наступает в однослойной камере раньше (см. 2300-2400 В), что обусловлено высоким (16 н.эл.) порогом регистрации – сказывается дефицит образованных в одном зазоре первичных электронов ($n_{min}=1 \pm \sqrt{1}$, см. рис. 1.12). В двухслойной камере загиб происходит на 1 В левее при большем в 2 раза пороге, как и

следует ожидать при удвоенном зазоре $4h=10$ мм (здесь $2n_{min}=26\pm\sqrt{26}$). В-третьих, хорошо видно, что зависимости почти “параллельны”, что связано это со скоростью дрейфа электронов первичной ионизации в рабочем зазоре, что позволяет определить время ухода электронов из зазора.

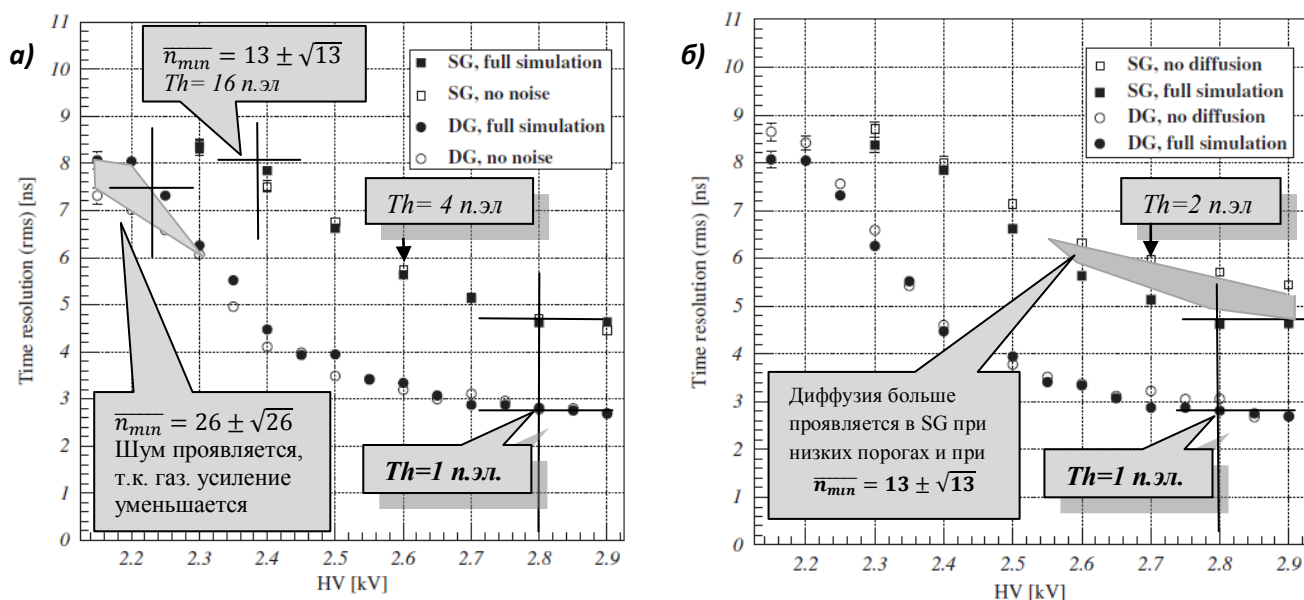


Рис. 2.80. Зависимости временного разрешения от напряжения, полученные моделированием для камеры М3R1 (CPC-DCRO). Сравниваются значения, полученные с учетом шума электроники и без шума (а), с учетом диффузии и без диффузии (б). Здесь обозначено SG – Single Gap, DG – Double Gap с удвоения ионизации в зазоре.

Важно отметить, что шумы электроники практически не проявляются в широком интервале напряжений и порогов при значительной емкости детектора (камера М3R1 типа CWPC-DCRO, $C_{det}=137$ нФ, см. раздел 5.3.2). Проявление диффузии заметно лишь при низких порогах и только в однослойной камере; в двухслойной камере с удвоением числа электронов в зазоре влияния диффузии не видно.

Итак, доминирующим фактором во временном разрешении является дискретность первичной ионизации в зазоре. В цитируемой здесь работе [73] перечисленные выше обстоятельства не выделено должным образом.

Положения главы 2 диссертации, выдвигаемые на защиту

1. Приведены результаты исследования на пучках прототипов и опытных образцов двухслойных и четырехслойных камер с различной гранулярностью: WPC – *Wire Pad Chamber*, CPC – *Cathode Pad Chamber*, CWPC – *Carhode-Wire Pad Chamber*, предназначенных для различных регионов мюонного детектора ЛHCб-спектрометра, впервые выполненных в соответствии с концепцией удвоения числа кластеров первичной ионизации в рабочем зазоре.

- Показано, что камеры обладают высоким временным разрешением и обеспечивают близкую к 1 эффективность регистрации частиц на временном интервале $\Delta t < 25$ нс;

- Показано, что камеры обладают высоким быстродействием в том смысле, что электроны первичной ионизации гарантированно уходят из рабочего зазора за время $t < 25$ нс, и камеры готовы к регистрации события из каждого последующего банча коллайдера;

- Показано, что пространственный заряд положительных ионов не оказывает влияния на газовое усиление и эффективность регистрации мюонов до интенсивности 1 МГц/канал, которая ожидается в эксперименте ЛHCб в камерах внутренних регионов мюонного детектора.

2. Определены условия, при которых камеры, перечисленные в п.1, могут быть применены в эксперименте ЛHCб.

- Показано, что асимметричные камеры с катодными падами, которые рассматривались в ранних проектах эксперимента ЛHCб, как основные камеры для мюонного детектора, не имеют преимуществ перед симметричными камерами по временному разрешению и эффективности регистрации частиц, уступают последним по времени собирания электронов из рабочего зазора и теряют преимущество в ширине пространственного кластера при уровне емкостных кросстоков выше 6 ;

- В индукционных камерах с печатными катодными падами (СРС) обнаружены паразитные резонансы, найдены и устранены причины их возникновения.

3. На основе проведенных исследований на сильно ионизирующих альфа-частицах, введенных в газовую смесь и оставляющих в рабочем зазоре детектора энергию 4 кэВ , впервые показано, что в микроструктурном детекторе *Double-GEM* пробой в отверстиях – активном элементе детектора происходит при газовом усилении 1 в то время, как в *Triple-GEM* нет пробоев при усилении $4 \cdot 10^4$. Таким образом, с приоритетом в 2001 года по сравнению с другими работами показано, что *Triple-GEM* может применяться в спектрометрах высоких энергий, в то время как *Double-GEM* – не может. Правильность сделанного вывода была подтверждена успешным применением такого детектора в эксперименте COMPASS (2001 г.).

- Детектор *Triple-GEM* успешно применен в камерах M1R1 мюонного детектора LHCb-спектрометра, т. к. благодаря меньшему индукционному зазору 1 мм позволил получить меньшую по сравнению с проволочными камерами ширину пространственного кластера при ширине падов в горизонтальной (отклоняющей) плоскости спектрометра 1 см.

Глава 3

Массовое производство камер мюонного детектора. Аппаратура и методы контроля качества производства

В этой главе диссертации описаны особенности технологии производства камер семи внутренних регионов мюонного детектора, аппаратура и методы контроля качества производства. Мюонный детектор LHCb-спектрометра состоит из 1380 многослойных камер 20 типов по гранулярности: пять мюонных станций, четыре региона в каждой. Первая мюонная станция M1 построена из 276 двухслойных камер, мюонные станции M2-M5 – из 1104 четырехслойных камер (276 камер содержит каждая мюонная станция) [4, 28]. Термин “массовое производство” здесь применен в связи с тем, что такое большое количество камер для эксперимента в области физики высоких энергий сделано впервые, нет прецедента. Кроме того, следует подчеркнуть, что на производство отводилось не более трех лет, поэтому необходимо было производить камеру в день. Лимит времени накладывался не только на изготовление камер, но и на тренировку, экипировку электроникой и полное тестирование. Для решения обозначенных проблем с темпом “камера в день” было задействовано шесть центров (“мюонных фабрик”): 2 – в ПИЯФ (Россия), 3 – в Италии (Фраскати-Феррара-Флоренция) и 1 – в CERN (Швейцария). С целью унификации было разработано и изготовлено для всех шести фабрик специальное технологическое оборудование и оснастка, унифицированы материалы конструкции, разработана аппаратура для тестирования, созданы стенды контроля качества производства, создана единая база данных. Предустановочные тесты (тесты произведенных камер до установки их на постоянное место в шахте) выполнялись на специальных стендах с космическими частицами в лаборатории и на интенсивном гамма-источнике GIF (CERN).

В разработке технологического оборудования и создании стендов для тестирования камер автор диссертации принимал активное участие, работая во всех шести центрах производства камер, но преимущественно – в CERN. В диссертацию включены только камеры семи внутренних регионов, которые

производились в CERN. По теме данной главы автором внесен важный вклад в создание аппаратуры и методов контроля качества производства и определяющий вклад в решение проблемы ускоренного вывода новых камер в область рабочих и максимальных напряжений, повышения качества тренировки камер. Эти разработки автора применимы ко всем 20 регионам мюонного детектора LHCb-спектрометра, в общем случае – к любым проволочным камерам.

3.1. Особенности конструкции камер внутренних регионов мюонного детектора

Окончательные конструктивные параметры камер 20 регионов мюонного детектора представлены в таблицах 3.1–3.3 [28, 74]. Произведенными камерами укомплектованы 20 регионов мюонного детектора с различной гранулярностью. В таблицах 3.1 и 3.2 указан тип камер по считыванию сигналов (WPC, CPC, CWPC), приведено количество падов и рядов катодных падов вдоль проволочных стрипов, число каналов электроники. Регионы R4 построены на WPC-камерах с проволочными падами, расположенными в один ряд. Регионы R3 – на CPC-камерах с двумя рядами падов, а регионы R2 мюонных станций M4 и M5 построены на CPC-камерах с четырьмя рядами падов. В CPC-камерах ширина проволочных стрипов равна ширине катодных падов. Регионы R1 мюонных станций M2–M5 имеют 8 рядов катодных падов, причем камеры регионов R1 и R2 мюонных станций M2 и M3 построены на CWPC-камерах с широкими катодными падами, расположенными в 8 рядов, и узкими проволочными стрипами. Размеры эффективных падов в CWPC-камерах равны по горизонтали ширине проволочных стрипов (Δx), а по вертикали (Δy) – высоте печатных катодных падов.

Камеры M1R1 (*Triple-GEM*) выполнены с восемью рядами анодных падов и шириной падов 1 см. Во всех проволочных камерах от M1R2 до M5R4 рабочий зазор, он же – индукционный зазор $h=2.5$ мм [28]. В камерах M1R1 рабочий зазор 3 мм (расстояние катод–первый GEM), первый и второй транспортные зазоры 1 и 2 мм соответственно, а индукционный зазор 1 мм [62].

В таблице 3.2 указаны размеры активных областей камер и падов всех камер.

Таблица 3.1. Параметры, характеризующие мюонные камеры LHCb-спектрометра

Параметр	Значение
Число зазоров мюонных камер M2–M5	4
Число зазоров мюонных камер M1	2
Ширина рабочего зазора катод–анод–катод	5 мм
Диаметр анодных проволочек	30 мкм
Материал анодных проволочек	W(Re 3%)+Au (0.5 мкм)
Диаметр охранных проволочек	100 мкм
Материал охранных проволочек	Бериллиевая бронза
Шаг проволочек	2 мм
Длина проволочек	250–310 мм
Натяжение проволочек	0.65 Н
Материал и толщина катода	Cu(35 мкм), Ni(5 мкм), Au(0.2 мкм)
Толщина панелей (наполнитель - пенополиуритан)	10.2 мм

Таблица 3.2. Основные конструктивные характеристики камер 20 регионов мюонного детектора (красной линией очерчены семь типов камер внутренних регионов мюонного детектора)

	Параметр	M1	M2	M3	M4	M5
R4	Размеры (мм ²)	1028×276	1274×327	1370×347	1466×367	1562×387
	Активная пл. (мм ²)	960×200	1206×251	1302×271	1398×291	1494×311
	Пад Δx×Δy (мм ²)	40×200	50.3×251	54.3×271	58.3×291	62.3×311
	Колич. падов	48	48	48	48	48
	Тип камеры	WPC	WPC	WPC	WPC	WPC
	Колич. камер	192	192	192	192	192
	Колич. каналов	9216	9216	9216	9216	9216
R3	Размеры (мм ²)	1028×276	1274×327	1370×347	1466×367	1562×387
	Активная пл. (мм ²)	960×200	1206×251	1302×271	1398×291	1494×311
	Пад Δx×Δy (мм ²)	40×100	50.3×125	54.3×135	58.3×145	62.3×155
	Колич. падов	192	192	192	96	96
	Тип камеры	CPC-2	CPC-2	CPC-2	CPC-2	CPC-2
	Колич. камер	48	48	48	24	24
	Колич. каналов	9216	9216	9216	4608	4608
R2	Размеры (мм ²)	548×276	671×327	719×347	764×367	815×387
	Актив. площ. (мм ²)	480×200	603×251	651×271	696×291	747×311
	К.пад Δx×Δy (мм ²)	20×25	75.4×31.4	81.4×33.9	58.3×72.7	62.3×77.7
	Пров.стрип (мм ²)		12.5×251	14×271		
	Колич. кат. падов	384	128	128	96	96
	Колич. пров. стрипов		96	96		
	Тип камеры	CPC-8	CWPC-8	CWPC-8	CPC-4	CPC-4
	Колич. камер	24	24	24	24	24
Колич. каналов	9216	5376	5376	2304	2304	
R1	Размеры (мм ²)	308×276	369×327	393×347	416×367	441×387
	Активная пл. (мм ²)	240×200	301×251	325×271	348×291	373×311
	К.пад Δx×Δy (мм ²)	10×25	37.6×31.4	40.7×33.9	29×36.3	31×38.7
	Пров.стрип (мм ²)		6.3×251	6.8×271		
	Колич. кат. падов	384	128	128	192	192
	Колич. пров. стрипов		96	96		
	Тип камеры	GEM	CWPC-8	CWPC-8	CPC-8	CPC-8
	Колич. камер	12	12	12	12	12
Колич. каналов	4608	2688	2688	2304	2304	

В таблице 3.3 указаны границы допустимых отклонений параметров конструкции камер от их номинальных значений.

Таблица 3.3. Допуски на отклонение параметров конструкции камер от номинальных значений

Параметр конструкции	Допуск на разброс параметра
Толщина панелей	± 200 мкм
Планарность панелей	± 50 мкм
Ширина рабочего зазора	± 70 мкм
Смещение плоскости проволочек в зазоре	± 100 мкм
Смещение единичной проволочки в зазоре	± 100 мкм
Шаг проволочек	± 40 мкм
Натяжение проволочек	± 0.05 Н

Эти допуски определены из ограничений на разброс газового усиления $\Delta G/G_0 = \pm 20\%$, что, в свою очередь, определило требования ко всем составляющим, влияющим на усиление, прежде всего к допустимым вариациям напряженности электрического поля на поверхности проволочек, на что влияют прежде всего: разброс шага проволочек, разброс натяжения проволочек, непланарность панелей (см. П1.6).

3.2. Элементы конструкции и технологии производства четырехслойных камер

Четырехслойные камеры 6 внутренних регионов мюонных станций M2–M5: M2R1, M3R1, M2R2, M3R2, M4R1 и M5R1 – разборные, в то время, как камеры остальных 10 регионов – неразборные (склеенные). Герметизация рабочего объема осуществляется жгутом из вакуумной резины диаметром 3 мм, как показано на рис. 3.1 (фото).

Основные элементы конструкции [28]:

- Панели (заказные, см. Приложение П3.1) толщиной 10.2 ± 0.2 мм с наполнителем из пенополиуритана, введенным между двумя листами фольгированного стеклотекстолита FR-4 толщиной 1.6 мм каждый;
- Бары, полоски из стеклотекстолита FR4 толщиной 2.40 ± 0.08 мм, размещенные на панели вдоль длинной стороны камеры, на которых фиксировались (пайкой и клеем) концы проволочек после намотки;
-

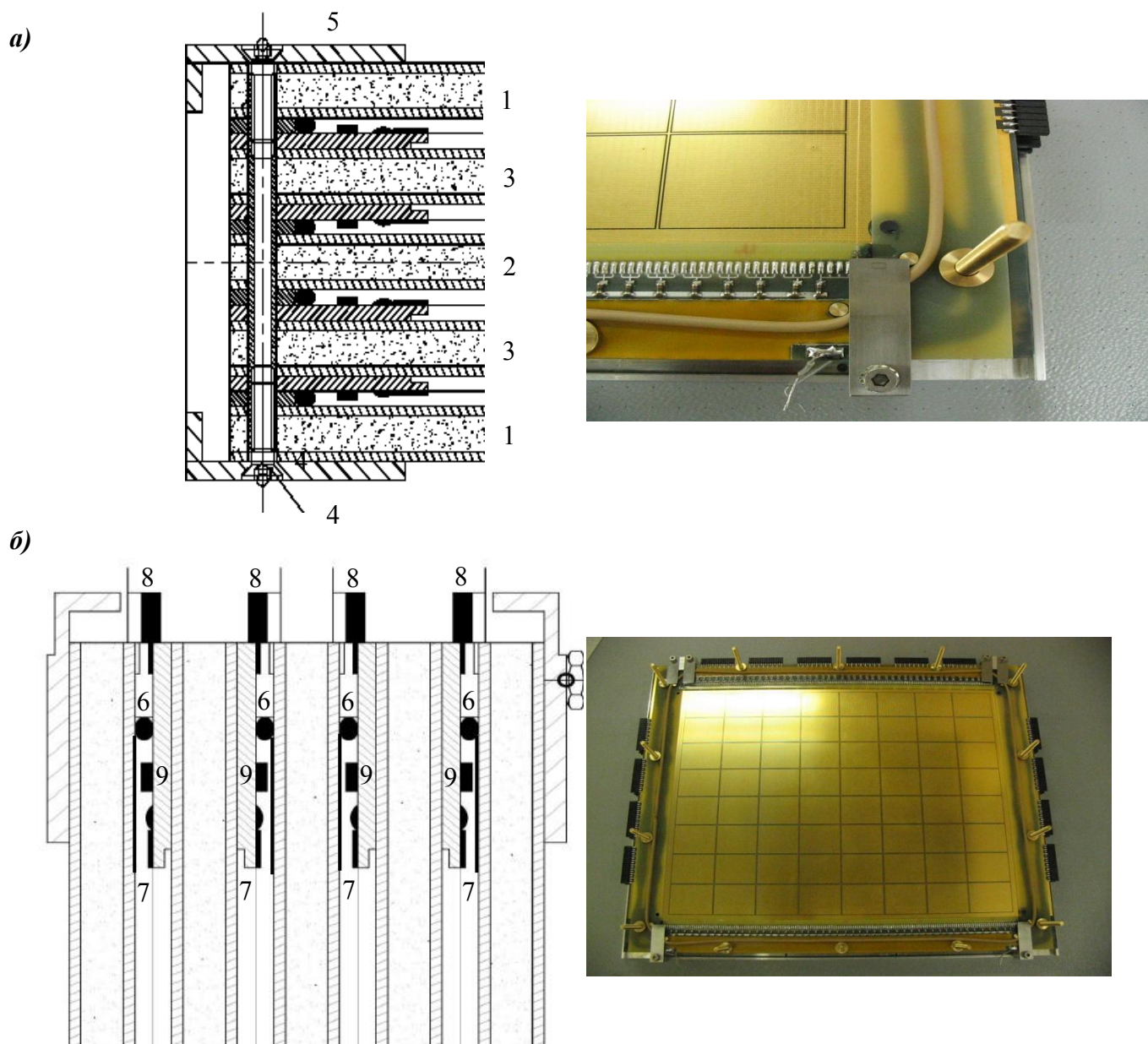


Рис. 3.1. Элементы, составляющие конструкцию четырехслойной проволочной камеры внутренних областей мюонного детектора: 1 - внешние катодные панели (2 шт.), 2 - центральная катодная панель (1 шт.), 3 - анодные панели (2 шт.), 4 – стягивающие конструкцию винты, проходящие через панели и одновременно через спэйсеры, для дополнительного противодействия сдвигу приклеенных спэйсеров под воздействием суммарной силы натяжения проволочек, 5 – корпус камеры (а); узел конструкции с уплотнителями 6, изолирующей пленкой из каптона 7, схемой установки разъемов электроники 8, высоковольтными элементами – миниатюрным конденсатором и резистором поверхностного монтажа, установленными в зазорах камеры (б).

- Спэйсеры, полоски из нефольгированного стеклотекстолита FR-4 толщиной 5.00 ± 0.08 мм, “закрывающие” рабочий зазор с боков;

- Спэйсеры из нефольгированного стеклотекстолита FR-4 толщиной 5.00-0.1 мм с вклеенными в них газовыми вводами;
- Калиброванные спэйсеры-ограничители толщиной 5.00 ± 0.08 мм, изготовленные из латуни, гарантирующие рабочий зазор и выполняющие одновременно функцию реперных элементов для точной сборки камер.

Планарность панелей, определяющая неоднородность газового усиления по площади камеры (в итоге – эффективность камеры), обеспечивалась точностью изготовления формы (см. ПЗ.1), которая гарантировала погрешность ± 50 мкм. Мюонная коллаборация ЛНСб приняла решение о производстве камер с использованием “собственных” панелей нового типа с пенополиуритановым наполнителем из-за стоимости. Стоимость этих панелей (*Chempir Core 75*, где 75 обозначает плотность 75 мг/см^3), изготовленных по заказу в Италии, оказалась в 2 раза ниже, чем у сотового материала типа “honeycomb”. Результаты изучения механических свойств панелей представлены в работах коллаборации [75, 76], где показано, что материал удовлетворяет требованиям по прочности. Материал при нагревании до 150°C не портил рабочий газ, наполняющий камеру. Радиационное старение проволочных камер, выполненных на таких панелях, как уже отмечалось, прошло успешно [72]. Радиационная длина четырехслойных камер мюонных станций M2–M5 – не критичная характеристика, поэтому не приводится.

Последовательность сборки камер внутренних регионов мюонного детектора ЛНСб представлена на рис. 3.2 [74]. Прежде всего проверялась планарность панелей, т. к. она определяет однородность рабочего зазора. Эта проверка производилась на специальных столах, оборудованных измерителями с микронной точностью. После этого на анодных панелях – тех, на которые наматываются сигнальные проволочки, приклеивались спэйсеры. Эта технологическая операция производилась на специальном столе с вакуумным прижимом и удержанием спэйсеров в процессе клейки. После этого анодные панели устанавливались на намоточном станке для намотки сигнальных проволочек. Намотка производилась с автоматически регулируемым натяжением. После намотки, проволочки фиксировались пайкой и приклеиванием к барам. Обе

операции производились полуавтоматическими устройствами, показанными в Приложении ПЗ.2. На катодных панелях в области спэйсоров, удерживающих концы сигнальных проволочек, приклеивалась изолирующая пленка из каптона толщиной 50 мкм, см. рис.3.1. Кроме того, на катодных панелях приклеивались боковые спэйсеры с газовыми трубками.

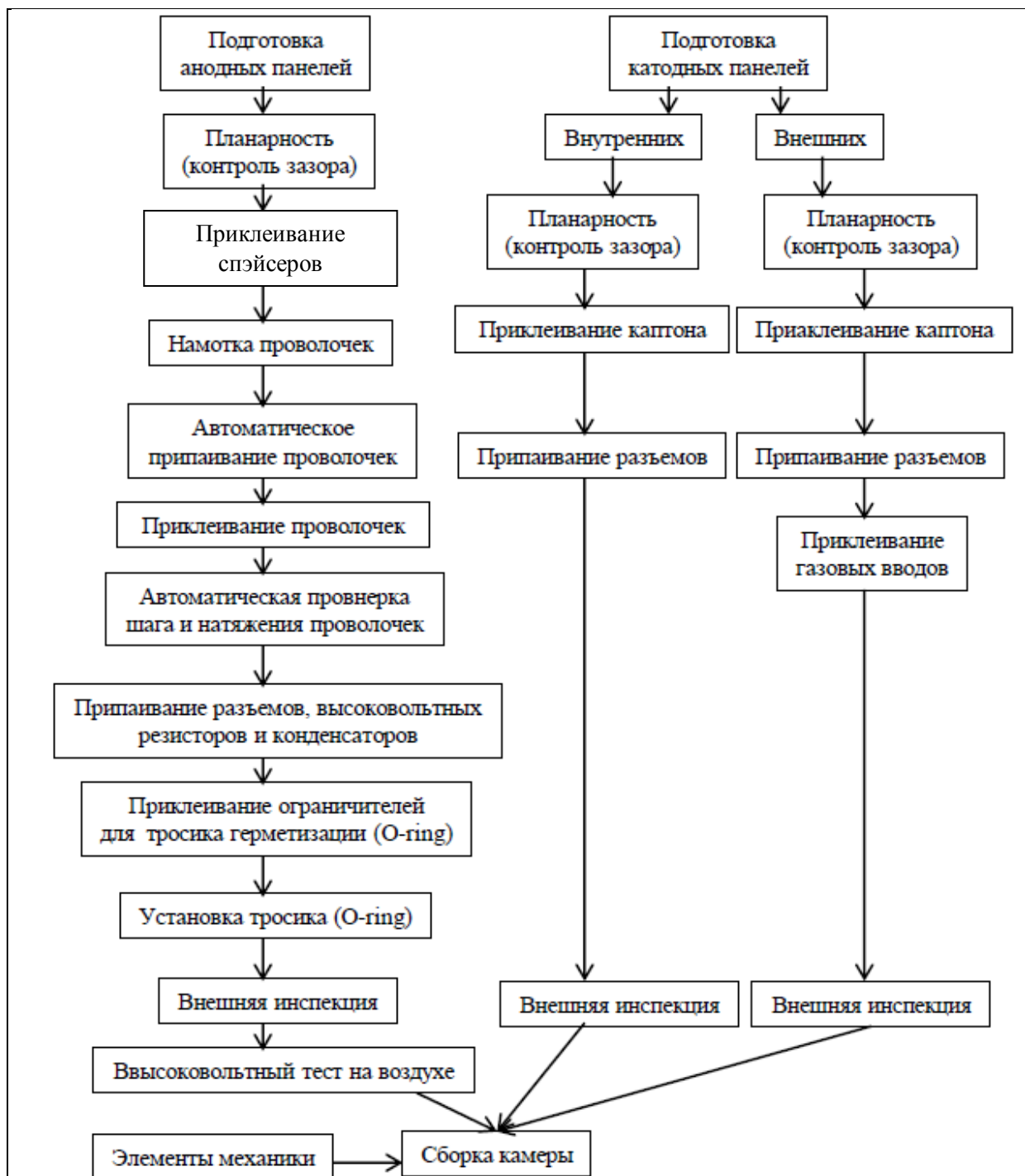


Рис. 3.2. Последовательность сборки камер внутренних регионов мюонного детектора.

После выполнения указанных операций производилась автоматическая проверка шага проволочек и их натяжения – проверялось качество производства, существенным образом влияющее на качество работы камер (чувствительность газового усиления камеры к несовершенствам конструкции приведена в Приложении П1.6). После этого, если параметры панели с намотанными проволочками удовлетворяли нормам, припаивались разъемы, высоковольтные конденсаторы и резисторы, и анодные панели проверялись на высокое напряжение на воздухе в чистом¹ помещении. Только после этого камера собиралась окончательно в корпус, что также происходило в чистой комнате. Калиброванные спэйсеры являлись реперными элементами, при помощи которых совмещались при сборке различные узлы конкретного типа камеры, см. рис. 3.3 и рис. 3.4.

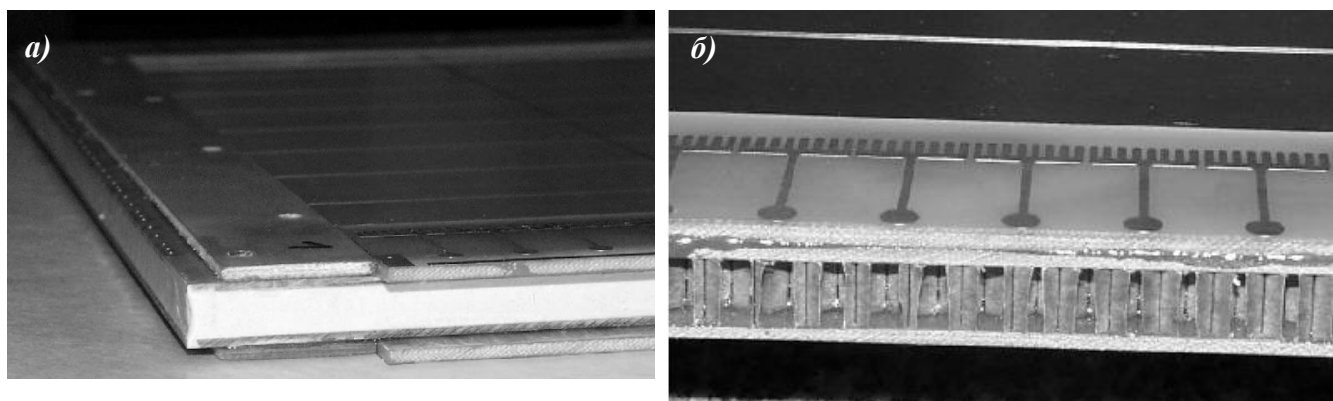


Рис. 3.3. Панели, ламинированные фольгированным стеклотекстолитом FR-4 с толщиной листов 1.6 мм и толщиной медной фольги 30 мкм, с наполнителем из пенополиуритана (а) и сотовидным наполнителем типа “honeycomb” (б).

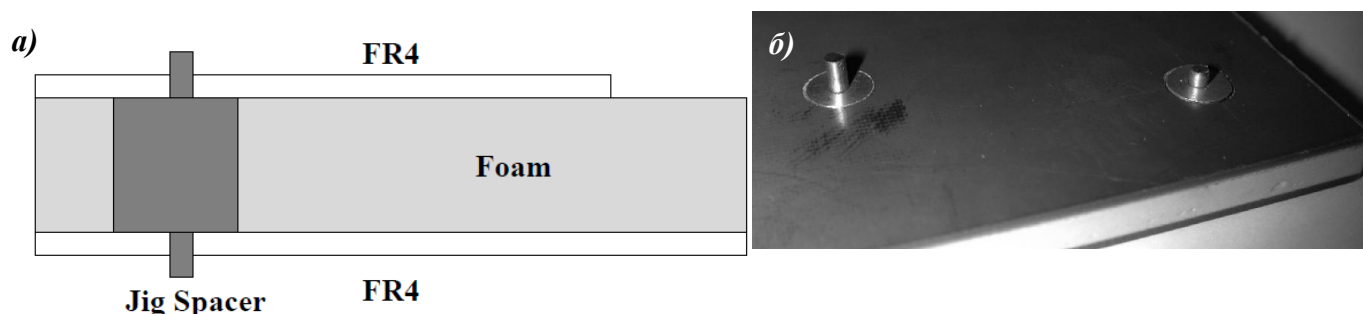


Рис. 3.4. Калиброванный спэйсер-ограничитель (а); фотография панели с калиброванными спэйсерами-ограничителями, гарантирующими рабочий зазор и выполняющими одновременно функцию реперных элементов для точной сборки камеры (б).

¹ 10^4 частиц размером меньше 0.1 мкм в одном m^3 – 4-й класс чистоты ISO-4.

Бары имели печатные ламели, где пайкой, как показано на рис. 3.5, сигнальные проволочки объединялись в электрически независимые проволочные стрипы, разделенные высоковольтными резисторами.

Кроме пайки проволочки приклеивались для более надежной фиксации. Для приклеивания проволочек использовался эпоксидный клей Adekit 145A, полностью полимеризующийся при комнатной температуре за 16 ч. Этот клей обеспечивал высокую адгезию, высокую электрическую изоляцию и полностью удовлетворял требованиям высокой радиационной стойкости. Бары, спэйсеры и рамки с вмонтированными в них газовыми вводами также приклеивались к катодным панелям эпоксидным клеем Adekit 145A. Приклеивание производилось на специальном технологическом оборудовании (см. ПЗ.2).

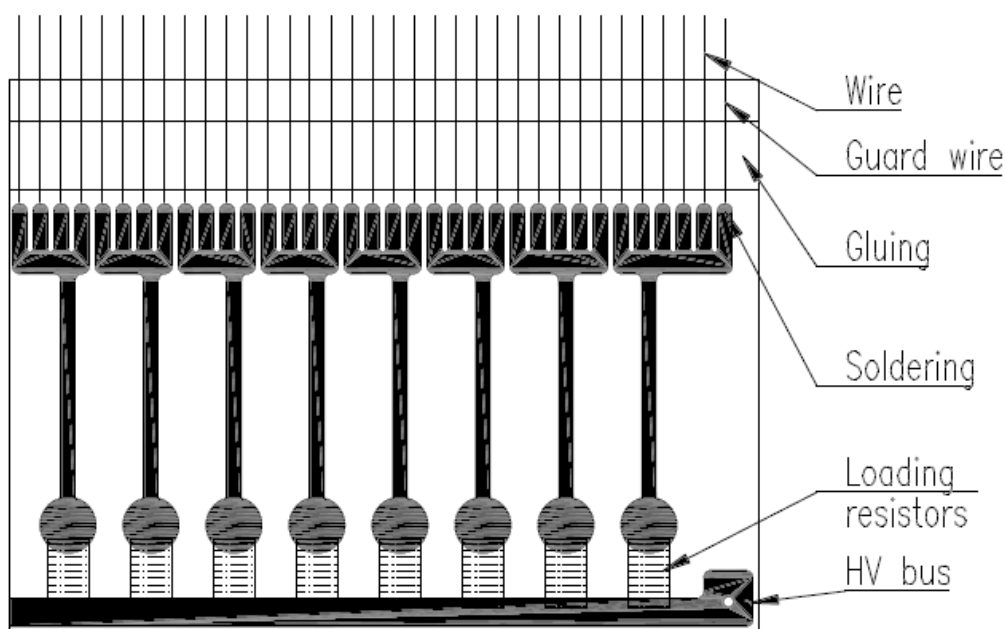


Рис. 3.5. Печатный рисунок проволочного стрипа, ширина стрипа определяется конкретной камерой в соответствии с таблицей 3.2.

Точная укладка проволочек при намотке на панель производилась при помощи двух винтовых гребенок (*Comb*), см. рис. 3.6. На рисунке показана фотография рамы с двумя гребенками, которые закреплены с двух сторон рамы, для выполнения высокоточной укладки проволочек при намотке их с натяжением. Такой способ изготовления не создает изгибающих панель моментов.

Рама крепилась на намоточном станке, снабженном системой автоматического регулирования натяжения проволочек. На рис. 3.6 показан узел

стыковки панели с винтовой гребенкой (*Comb*). Такой же узел (не показан на чертеже) находился и с противоположной стороны. Гребенка имела наружный диаметр 15 мм и винтовую нарезку с диаметром 14.5 мм и шагом 2 мм.

a)



б)

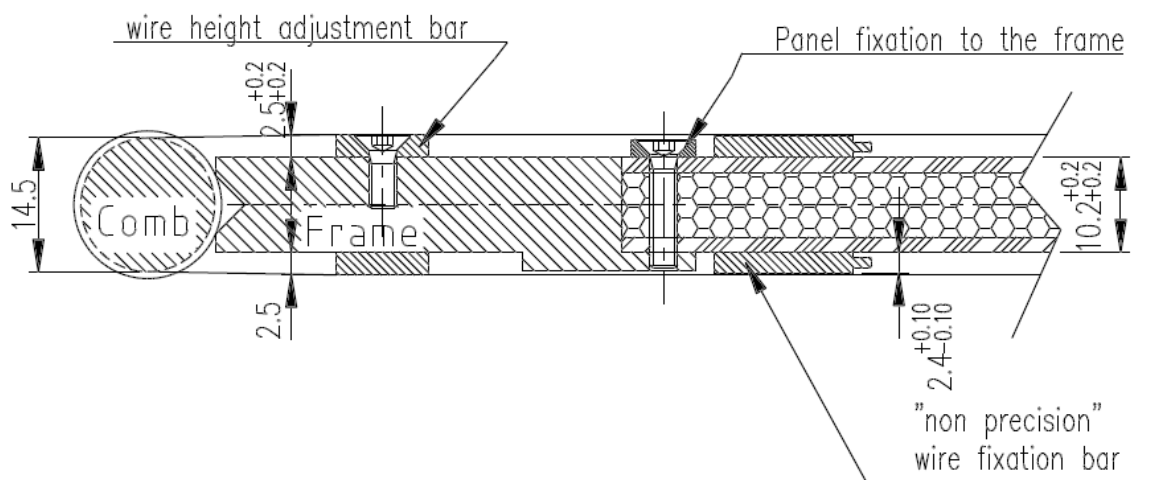


Рис. 3.6. Иллюстрация к намотке сигнальных проволочек вокруг панели с применением двух винтовых гребенок (*Comb*), задающих точный шаг намотки (a); винтовая гребенка (такая же – с противоположной стороны) для точной укладки проволочек с двух сторон панели (б).

3.2. Элементы конструкции и технология производства двухслойных камер

Здесь речь пойдет о двухслойных камерах M1R2. Технология производства такая же, что и описанная выше, но в данном случае применены панели с

заполнением пространства между двумя листами фольгированного стеклотекстолита FR-4 листовым сотовидным материалом типа “honeycomb” толщиной 7 мм. Панели такого типа позволили уменьшить радиационную длину вещества камеры и получить в активной области мюонной станции M1 $0.8\% X_0$, а в среднем – не более $5\% X_0$. Как уже отмечалось, для уменьшения вещества, вносимого камерами мюонной станции M1, установленной перед электромагнитным калориметром, коллаборацией LHCb было принято решение уменьшить переопределение слоев многослойных камер с четырех до двух.

3.4. Технологическое оборудование и оснастка для массового производства камер

В Приложении к этой главе приведены фотографии технологического оборудования и оснастки различного назначения, разработанных и созданных в централизованном порядке мюонной коллаборацией эксперимента LHCb для шести центров производства мюонных камер. Это оборудование позволило выполнять изготовление камер в ритме “камера в день”. Такой темп требовался особенно при производстве большого количества камер внешних регионов, в частности, в ПИЯФ производилось 200 камер M2R4, 200 камер M3R4 и 200 камер M4R4 для региона R4, и ритм “камера в день” был достигнут. Камер внутренних регионов – 150 (вместе с запасными), поэтому темп производства камер в CERN был меньшим, но каналов электроники в этих камерах больше чем во всем регионе R4.

Далее будет описываться только то оборудование, где автор принимал активное участие и внес существенный вклад.

3.4.1 Аппаратура контроля шага проволочек

На этапе массового производства мюонных камер участвовало большое число специалистов. В различных центрах производства камер был налажен свой контроль качества по многим частным операциям с занесением соответствующих записей в свои базы данных. Каждая камера имела физический номер и бар-код, с которыми ассоциировались результаты измерений многих параметров на всех

этапах “рождения и жизни” конкретной камеры (имеется в виду и в будущем). При активном участии автора диссертации была разработана аппаратура контроля шага намотки и натяжения проволочек, встроенная в технологическое оборудование, которое использовалось шестью центрами производства камер.

Шаг намотки контролировался двумя оптическими камерами одновременно на двух краях панели, см. рис. 3.7 [74]. Устройство состоит из двух оптических камер фирмы SONY XC75, снабженных линзами Xenoplan 0.14/1:11 и включающих в состав 0.5 дюймовый CCD *sensor* с разрешением 768×576 *пикселей*.

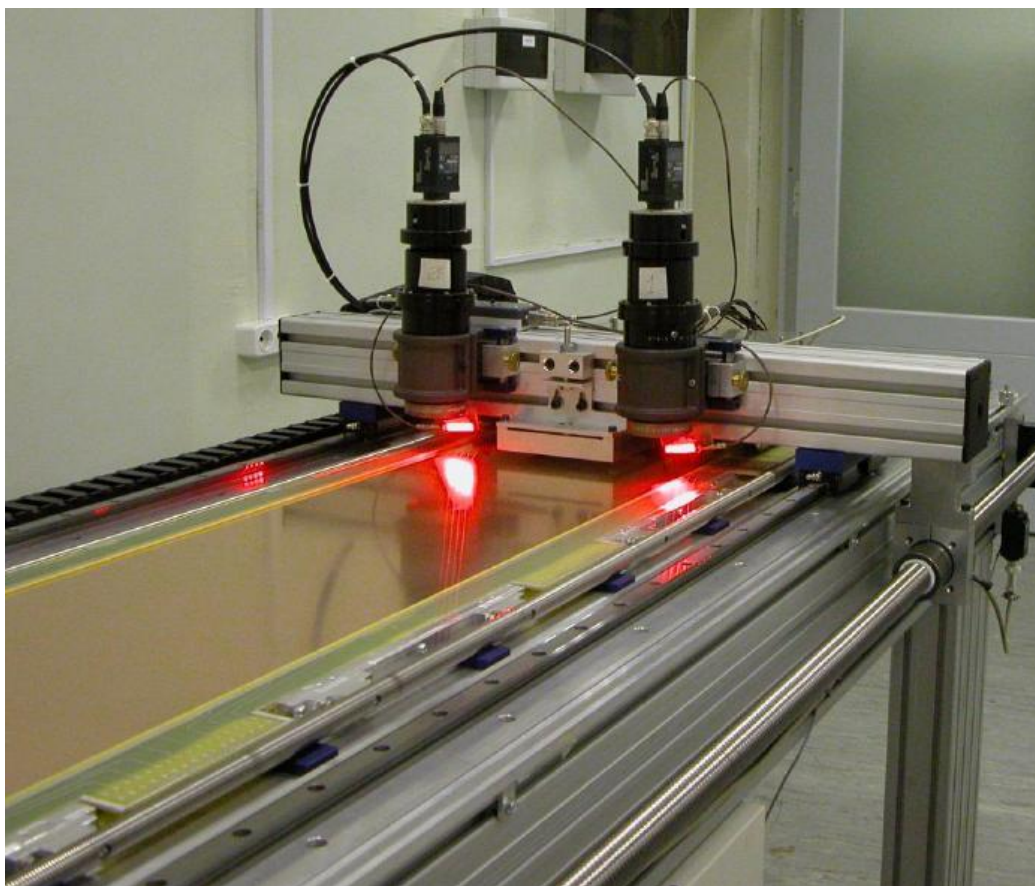


Рис. 3.7. Оптические камеры для измерения и контроля шага намотки проволочек одновременно с двух сторон панели.

Стоимость устройства с двумя оптическими камерами – 6500 швейцарских франков. Устройство обеспечивало точность измерения положения проволочек после их окончательной фиксации на панели 10 *мкм*. Подсветка осуществлялась светодиодами. Управление измерениями производилось платой IMAQ 1408 фирмы NI (National Instruments) программой, составленной на *LabVIEW*. На рис.3.8

приведен пример “сырых” данных оптического сканирования, из которых получена необходимая информация, представленная на том же рисунке ниже. Приведенные здесь измерения шага намотки дают результат 2 мм с ошибкой 11 мкм и воспроизводятся с ошибкой 1.5 мкм. Напомним, что допустимым является отклонение ± 40 мкм от номинального значения шага $s=2$ мм (табл. 3.3).

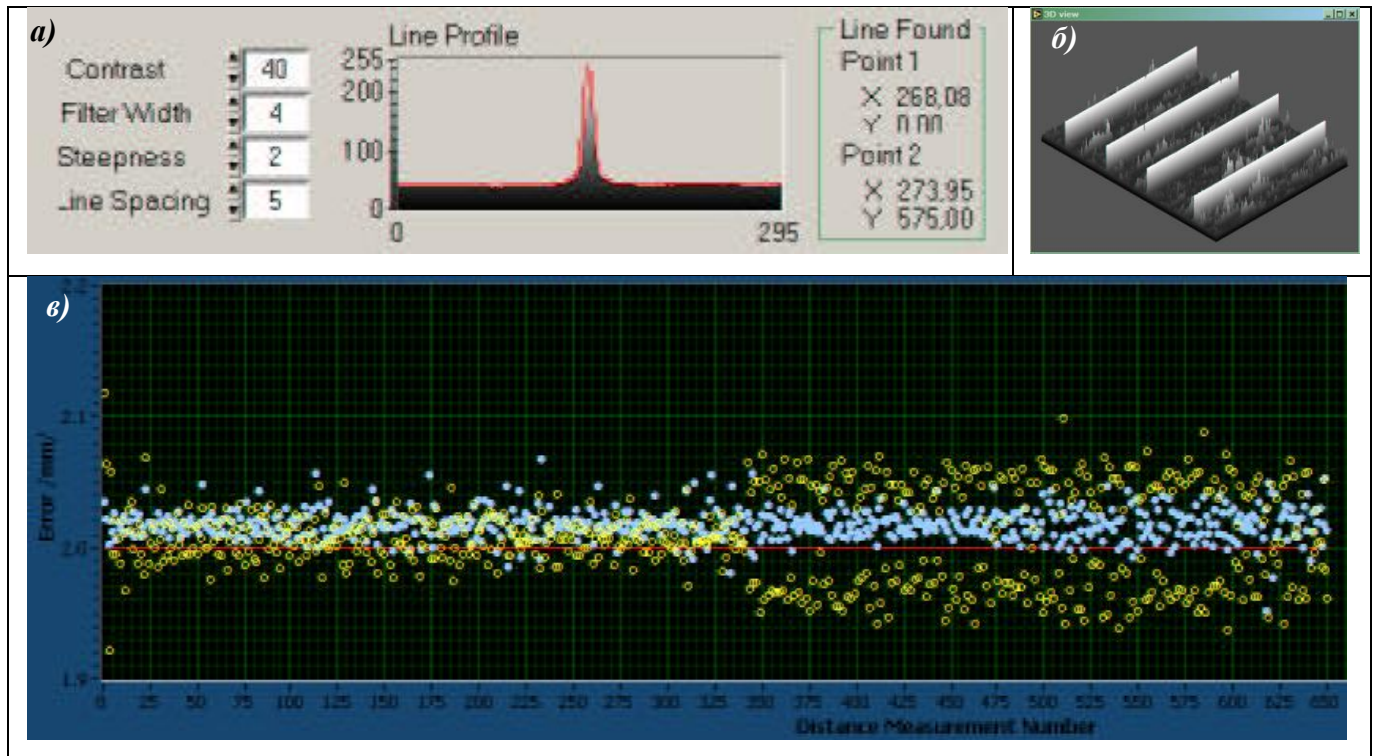


Рис. 3.8. Результаты оптического сканирования (а, б) и полученное отсюда значение шага укладки каждой проволочки камеры с конкретным номером (в).

3.4.2. Приборы контроля натяжения проволочек

В мюонной системе более 3 млн сигнальных проволочек и 6 млн точек их фиксации. Известно, что одной пайки для надежной фиксации проволочек из позолоченного вольфрама недостаточно, поэтому применяется также приклеивание. Хотя намотка производилась на станке с автоматически регулируемым натяжением, натяжение проволочек измерялось после производства намотки и окончательной фиксации проволочек – окончательный контроль.

Принцип измерения натяжения проволочек основан на следующем соотношении:

$$T = 4ml^2 f_0^2, \quad (3.1)$$

где T – натяжение проволоочки длины l , плотность вольфрама ($\rho = 19.34 \text{ г/см}^3$) в пересчете на единицу длины дает $m=37.9 \text{ мг/м}$, f_0 – собственная частота колебаний проволоочки.

Первый созданный для измерения натяжения проволоочек прибор, описываемый здесь [77], основан на электромагнитном принципе возбуждения колебаний проволоочки, см. рис. 3.9 и рис. 3.10. На рисунках показано, что колебания проволоочки (измеряемой), обозначенной CW (*controlled wire*) и электрически заземленной, возбуждаются через емкостную связь ее с сенсорной проволоочкой SW (*sensor wire*), отстоящей от первой на расстоянии 0.9 мм . На проволоочку SW подается напряжение (форма не важна) постоянной амплитуды порядка 1 кВ , но с изменяющейся частотой такой, что резонансная частота проволоочки CW лежит внутри интервала возможных ожидаемых значений. Возникающая между SW и CW электростатическая сила возбуждает механическое колебание проволоочки камеры (измеряемой), на ее собственной частоте. В случае равенства частот возбуждения и собственных колебаний проволоочки возникает резонанс в контуре LC:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C+C^*)}} \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \left(1 - \frac{C^*}{2C}\right) \quad (3.2)$$

$$^* = \frac{\pi\epsilon_0 l}{\ln[\delta(t)/\sqrt{ab}]} \quad (3.3)$$

где $\delta(t)$ – расстояние между SW и CW , изменяющееся во времени, a и b – радиусы проволоочек SW и CW соответственно. Высокочастотный сигнал с LC-контура поступает на счетные входы двух счетчиков импульсов N_A и N_B . С задержкой $T/2$ формируются временные ворота одинаковой длительности G_A и G_B (см. рис. 3.10) на управляющих входах счетчиков и измеряется разность показаний: $\Delta N=N_A-N_B$. Эта разность, практически не зависящая от нестабильности частоты возбуждения, имеет максимум в случае резонанса:

$$N_A \equiv 1/\sqrt{1 + \alpha_1/\ln[\alpha_2 + (D(v)/\sqrt{ab})\cos(\phi_A - \phi(v))]} , \quad (3.4)$$

$$N_B \equiv 1/\sqrt{1 + \alpha_1/\ln[\alpha_2 + (D(v)/\sqrt{ab})\cos(\phi_B - \phi(v))]} , \quad (3.5)$$

$$D(v)/\sqrt{ab} = \alpha_3 \alpha_4 v_0 / \sqrt{(v^2 - v_0^2)^2 + (\alpha_4 v)^2}, \quad (3.6)$$

$$\phi(v) = \operatorname{tg}^{-1} \alpha_4 v / (v^2 - v_0^2), \quad (3.7)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, v_0$ – параметры фита зависимости, представленной на рис.3.11 приведенными выше функциями (3.4 – 3.7).

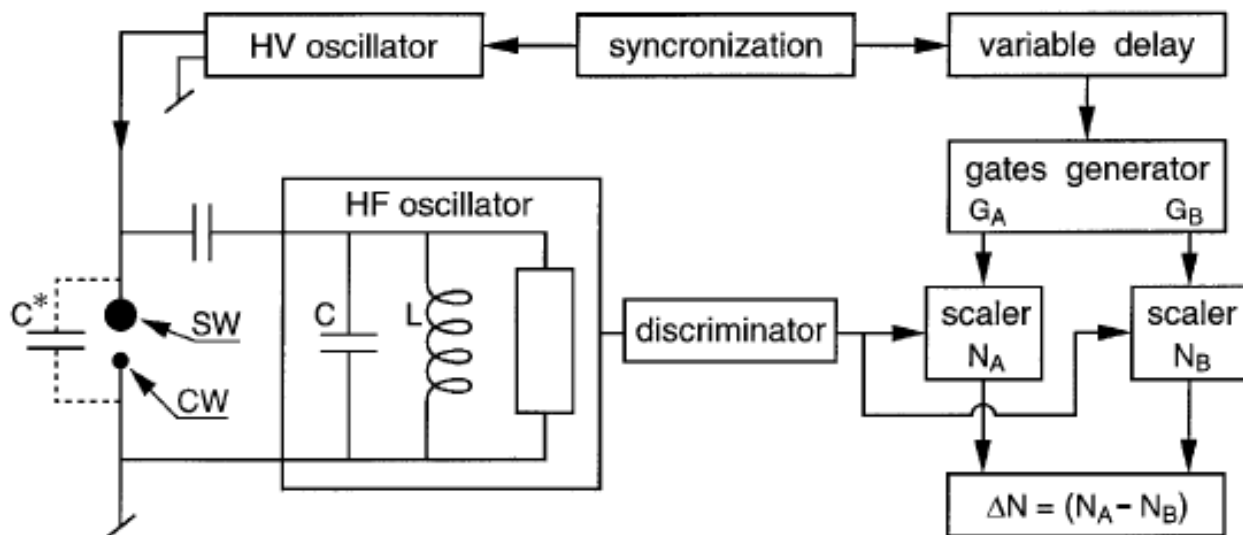


Рис. 3.9. Блок-схема одного канала измерения натяжения проволочек методом электромагнитного возбуждения колебаний через емкость связи.

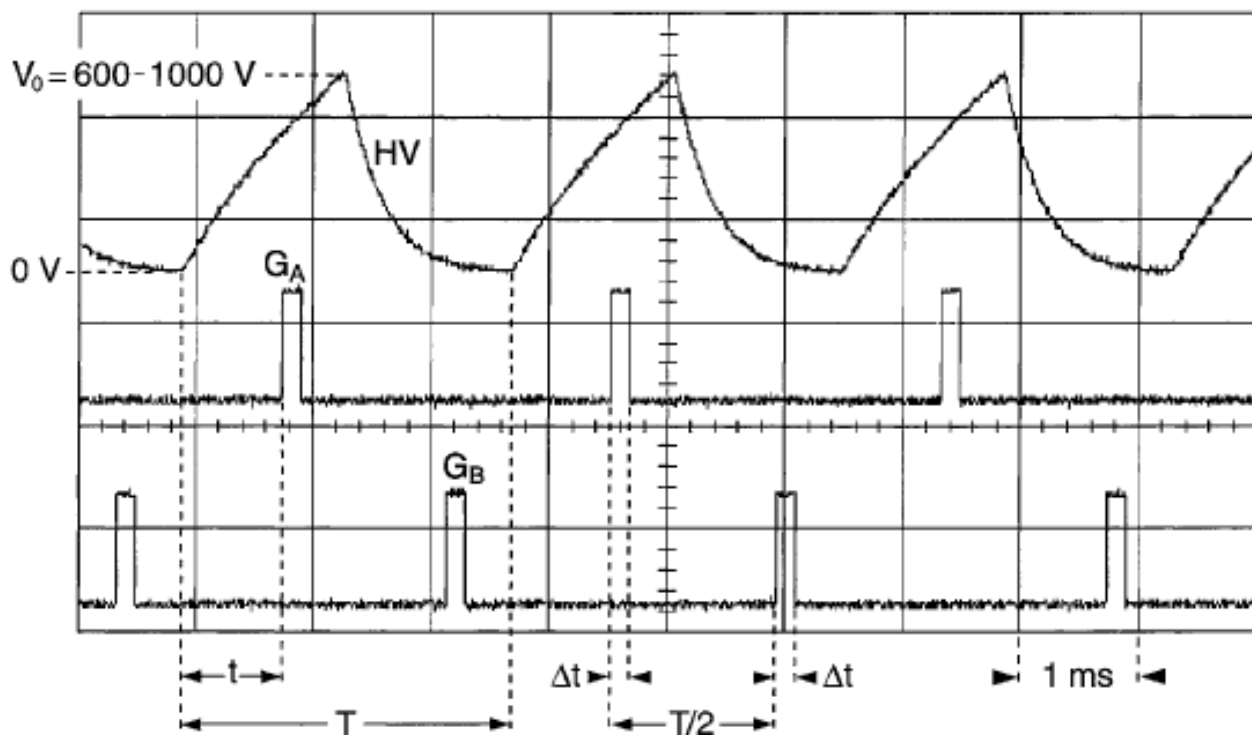


Рис. 3.10. Временные диаграммы работы прибора. Фаза ϕ_A соответствует положению импульса G_A , фаза ϕ_B – положению импульса G_B .

Реальный прибор – 12-канальное устройство. Он содержит 12 сенсорных проволочек SW для сокращения времени измерений, которое в этом случае (12-ю каналами) составляет 1300 проволочек в час. Каретка с 12-ю сенсорными проволочками перемещается вдоль стола шаговым мотором под управлением платы NI PCI-7334. Точность позиционирования ± 100 мкм. Плата NI PCI-6602 содержит 8 счетчиков-таймеров (32 дв. разряда) каждый; 12 счетчиков используются для определения ΔN , остальные – формируют управляемые цифрой заданные временные соотношения – фазы. Программное обеспечение создано на LabVIEW.

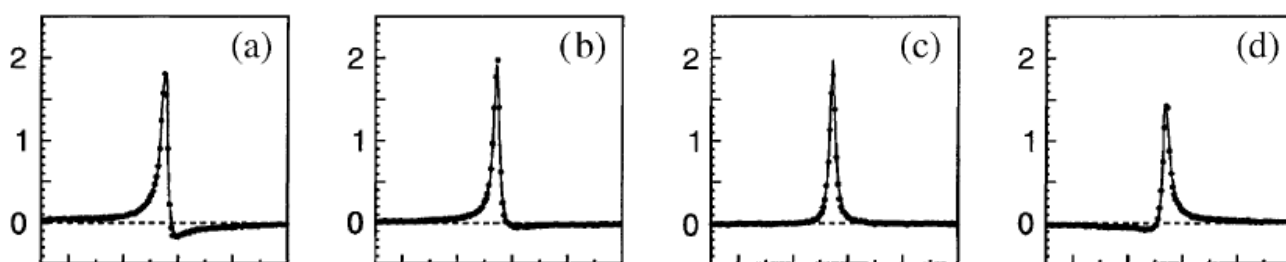


Рис. 3.11. Зависимости поведения разности счета импульсов ΔN от частоты возбуждения при разных фазах: $\phi_A = 0$ (a), $\phi_A = \pi/8$ (b), $\phi_A = \pi/4$ (c), $\phi_A = \pi/2$ (d). В случае резонанса частот возбуждения и собственных колебаний проволочки с заданным номером счет ΔN резко изменяется; форма зависимости определяется сдвигом фаз временного окна измерения. Оптимальным сдвигом фазы является $\phi_A = \pi/4$, что соответствует симметричной форме зависимости и максимальной разности ΔN .

Пример контроля натяжения проволочек приведен на рис. 3.12. Среднее значение натяжения $T=0.65$ Н (формула 1) с максимальным отклонением $\pm 6\%$. Погрешность измерения, вносимая прибором, на порядок меньше – не хуже 0.2% .

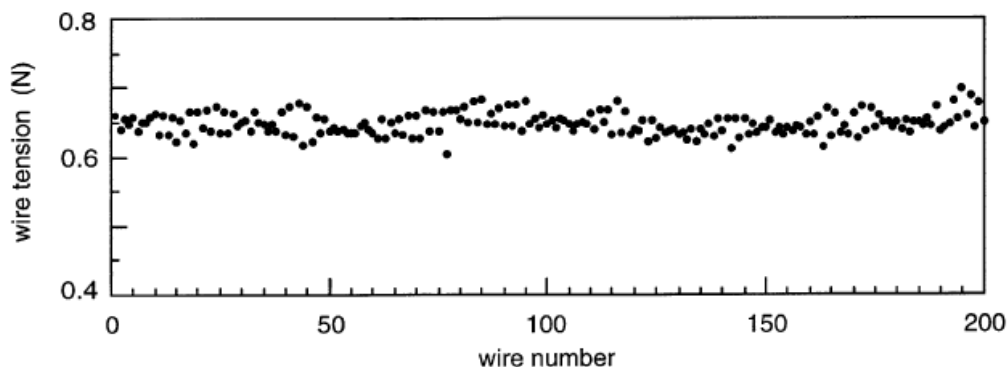


Рис. 3.12. Пример измерения натяжения проволочек в камере со средним значением натяжения 0.65 Н и максимальным отклонением $\pm 6\%$. Два ряда точек соответствуют двум рядам проволочек, намотанных на панель. Погрешность измерения, вносимая прибором, на порядок меньше – не хуже 0.2% .

Автор диссертации разработал электронику прибора с применением платы типа NI PCI-6602 (*National Instruments*), что существенно уменьшило габариты прибора (прототип занимал крейт КАМАК, а здесь – всего две коммерческие платы фирмы *National Instruments*).

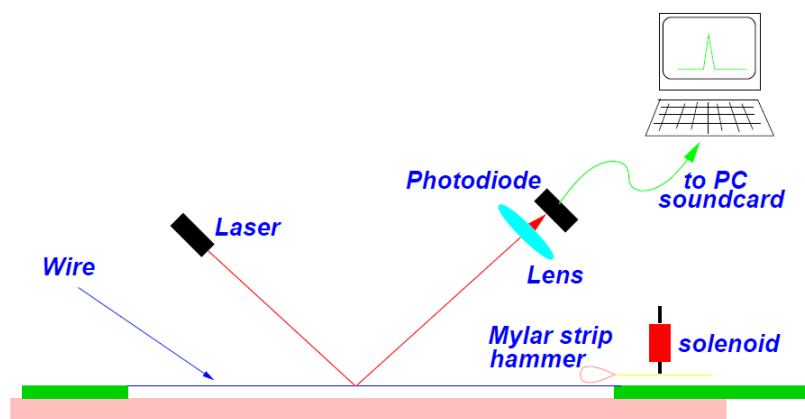
Прибор для измерения натяжения проволочек смонтирован совместно с устройством для измерения шага намотки проволочек на том же столе, показанном на рис. 3.7.

Второй прибор для контроля натяжения проволочек основан на ударном возбуждении колебаний [78]. Этот измерительный прибор использовался в двух центрах производства мюонных камер (Феррара и Флоренция). Причиной, заставившей разработать второй прибор, явилась нелинейность первого прибора, возникавшая на краях рабочего стола, что существенно при изготовлении больших камер типа M5R4 с длиной 1.5 м. Нелинейность возникала из-за изменения емкости связи проволочек CW и SW на краях стола – краевой эффект.

Автору диссертации принадлежит идея и реализация нового прибора на ударном возбуждении колебаний проволочек при лазерном измерении частоты колебаний. Колебания проволочек создавались ударом по ним подпружиненной полоской из майлара, по которой ударял шток соленоида, см. рис. 3.13. Для измерения частоты колебаний использовался лазерный диод (RS 213-3584) и фотодиод (THORLABS DET110). Лазер мощностью 3 мВт с длиной волны 635 нм создавал пучок света с размерами пятна 20×60 мкм². Чувствительная площадь принимающего свет фотодиода 3.6×3.6 мм². Для увеличения количества регистрируемого фотоприемником света используется линза. Колебания проволочки, на которую падает луч лазера, модулируют интенсивность регистрируемого фотоприемником излучения. Выбором соответствующего плеча измерения можно зарегистрировать незначительные смещения проволочки относительно ее оси. Для режекции отраженного излучения от поверхности катода угол наклона лазерного луча выбран равным 30° . Частота колебаний измерялась звуковой картой персонального компьютера РС. Сигнал, создаваемый методом, настолько большой, что система не чувствительна к паразитным вибрациям

устройства и работает на свету (см. рис. 3.14). Скорость измерения одним каналом 760 проволок в час. Приборная погрешность измерения – не хуже 0.2%.

a)



б)

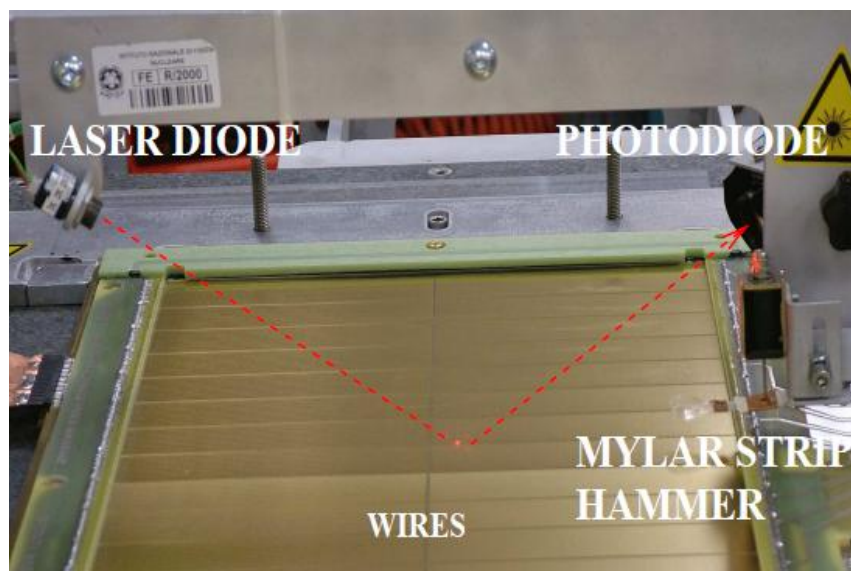


Рис. 3.13. Принцип действия прибора для измерения натяжения проволок, основанный на ударном возбуждении колебаний при лазерном измерении частоты колебаний (a); фотография устройства (б).

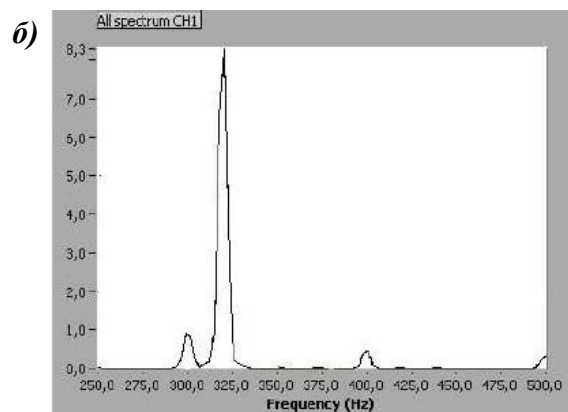
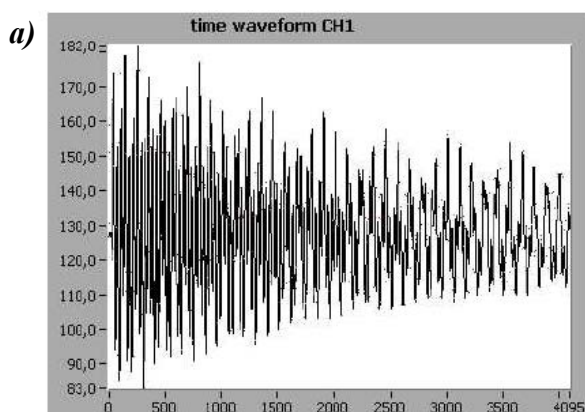


Рис. 3.14. Сигнал с фотодиода (a), Фурье-спектр (б). Большой пик в спектре соответствует собственной частоте колебаний проволоочки.

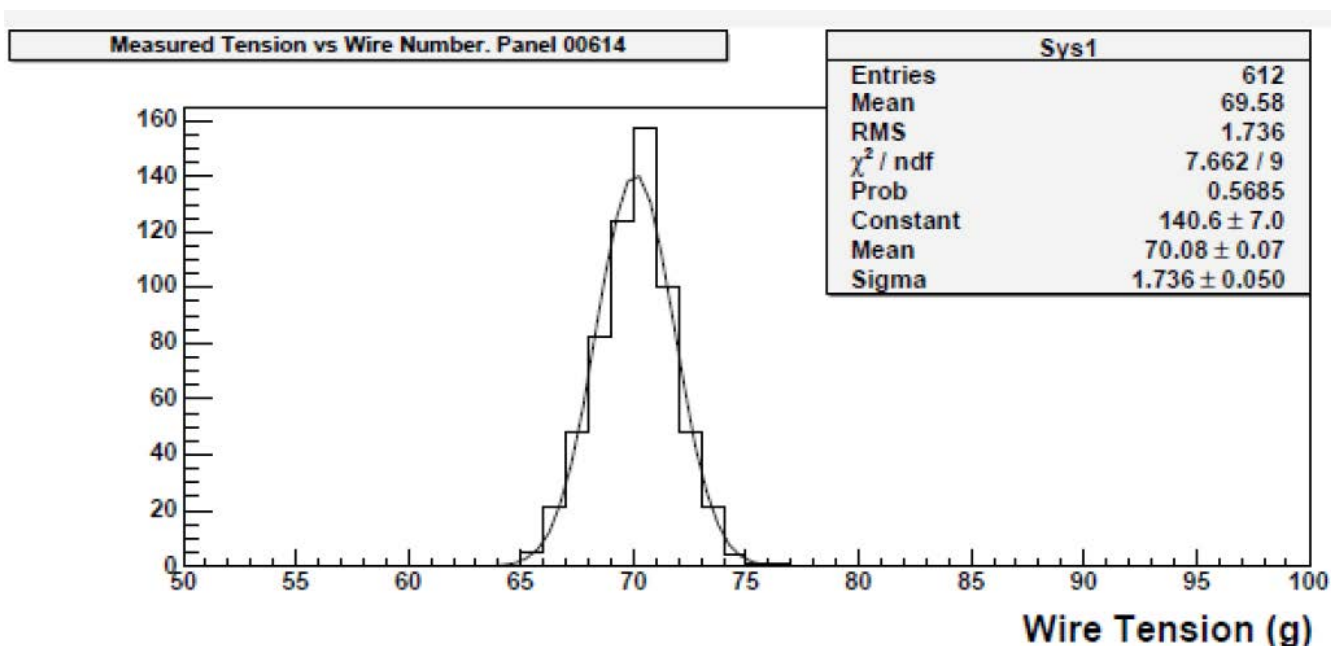


Рис. 3.15. Гистограмма результатов измерения натяжения проволочек в камере: получено среднее значение 0.7 Н , среднеквадратичное – 0.017 Н , что составляет 2.5%; вклад в погрешность собственно прибора на порядок меньше, не хуже 0.2%.

3.5. Контроль герметичности камер

Работы по намотке, склейке, пайке и контролю качества выполненных операций производились в условиях чистого помещения класса ISO-4. Прежде чем панели с анодными проволочками с приемлемым шагом и натяжением проволочек поступали на сборку на них подавалось высокое напряжение на воздухе и измерялся темновой ток. При этом напряжение $+1.8 \text{ кВ}$ удерживалось 12 ч, после чего напряжение постепенно поднималось до $+3.2 \text{ кВ}$ и измерялся темновой ток. Качество панели с намоткой проволочек считалось хорошим, если на воздухе удавалось установить напряжение $+3.2 \text{ кВ}$, и ток при этом напряжении не превышал 20 нА при комнатной температуре и влажности окружающей среды не выше 60%.

Окончательная сборка камеры производилась в чистом помещении. Дальнейшие измерения проводились за ее пределами. Герметизация рабочего объема в каждом зазоре камеры, как уже отмечалось, выполнена при помощи резинового жгута круглого сечения с диаметром 3 мм (*O-ring*). Контроль утечки газа производился с применением опорной камеры (хранящейся в условиях

постоянной температуры) и дифференциального измерителя давления по схеме, приведенной на рис. 3.16.

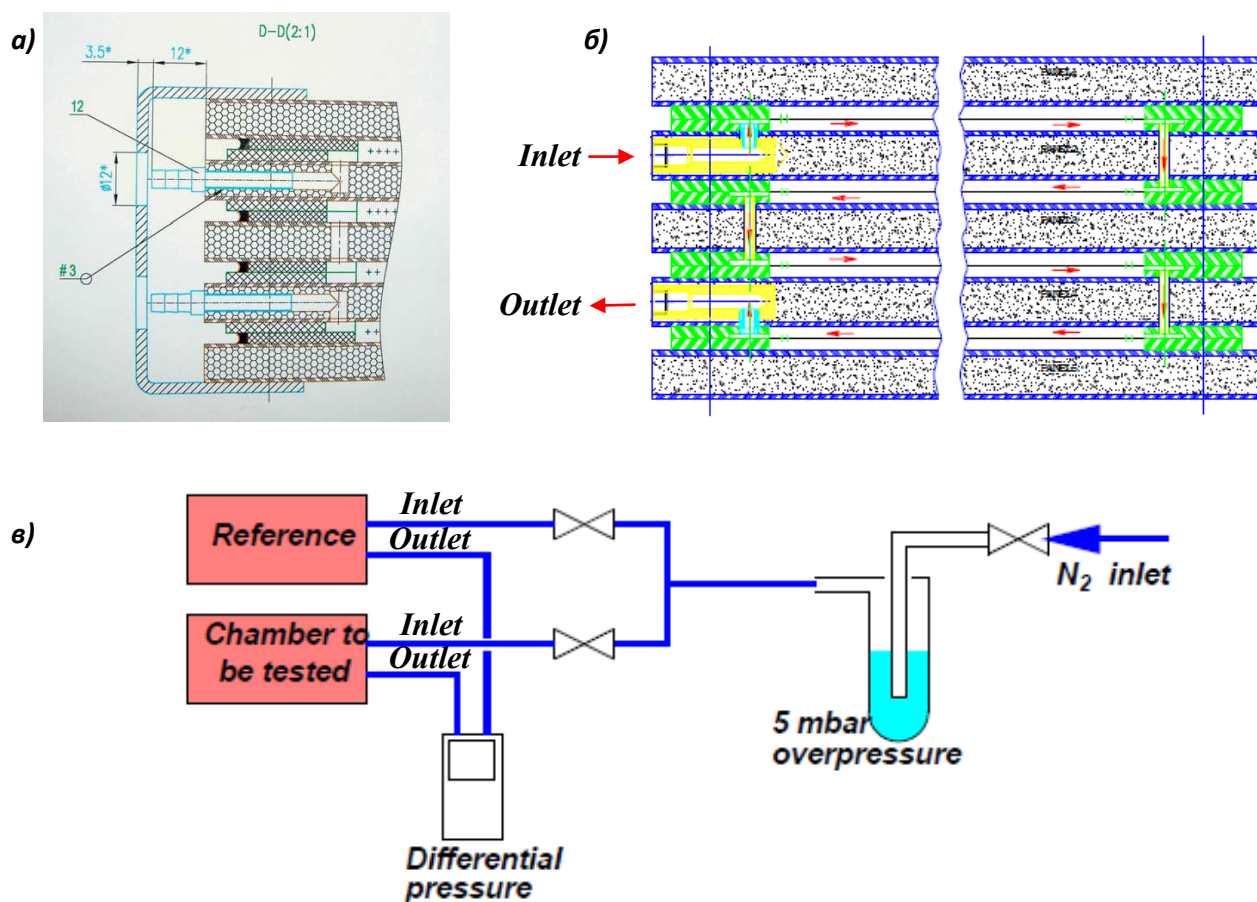


Рис. 3.16. Узел констукции с газовыми патрубками – одним на два зазора (*Inlet* – вход, *Outlet* – выход), вмонтированными в панель (*а*); схема циркуляции газа в четырехслойной камере (*б*); схема контроля качества герметизации (*в*) с применением опорной камеры (*Reference*) и дифференциального измерителя давления (*Differential pressure*). Требования, предъявляемые к утечке газа – 2 мбар/ч при превышении давления над атмосферным на 5 мбар.

Контроль герметичности собранных камер производился на азоте с гарантированной чистотой, которым CERN обеспечивает свои лаборатории в больших объемах (танк за пределами лаборатории из 50 баллонов с давлением 100 атм). Требования, предъявляемые к утечке газа в камере – 2 мбар/ч при превышении давления над атмосферным на 5 мбар. На измерение герметичности камеры затрачивалось приблизительно 2 ч.

В среднем на выполнение всех работ по изготовлению камер внутренних регионов набирается 100 ч на камеру – не мало. Ускорение достигалось распараллеливанием отдельных операций между исполнителями.

3.6. Ускоренный вывод новых камер в область рабочих и максимальных напряжений

Наилучшим показателем качества изготовленной камеры является ее карта газового усиления по площади при рабочем напряжении. Однако, прежде чем такой контроль осуществить нужно установить рабочее напряжение, а это, как оказалось, далеко не тривиальная задача на практике, особенно при темпе производства “камера в день”. Вывод новых камер (непосредственно после производства) в область рабочих и максимальных напряжений представляет определенную проблему. Важнейшим критерием будущей работоспособности собранной камеры является ее способность удерживать высокое напряжение сколь угодно долго при минимальном темновом токе, при отсутствии пробоев, без спонтанного выключения высокого напряжения (*HV trip*).

Для тренировки камер внутренних регионов мюонного детектора, произведенных в CERN, автором диссертации была собрана схема, приведенная на рис. 3.17 [73]. Камера первый раз после изготовления наполнялась рабочей смесью $Ar(40\%)CO_2(55\%)CF_4(5\%)$. Собранная схема не чувствительна к космическим лучам, т. к. слишком инерционная, но является достаточно чувствительной для регистрации разрядов в газе и обладает необходимыми свойствами для автоматического выключения высокого напряжения в случае превышения допустимых значений предельного тока и времени, заданных оператором.

Тренировка камер сразу на положительном напряжении имеет ряд серьезных недостатков. При таком напряжении в окрестности проволочек в сильном электрическом поле происходит лавинное умножение числа электронов n на пути x дрейфа электрона в газе в направлении проволочки (формула Таунсенда):

$$n = n_0 \exp(\alpha x), \quad (3.8)$$

где n_0 – число первичных электронов, $\alpha \sim E$ – коэффициент Таунсенда, в первом приближении пропорциональный напряженности электрического поля E , но который также зависит от давления и температуры газа. Изначально на поверхности проволочек могут быть загрязнения, что может вызвать при высоких напряжениях чрезмерно высокую напряженность поля и превышение предельной

концентрации электронов в лавине (*Raether limit*)², развивающейся в этом месте, $n \sim 10^8$ и разряд (пробой) в газе.

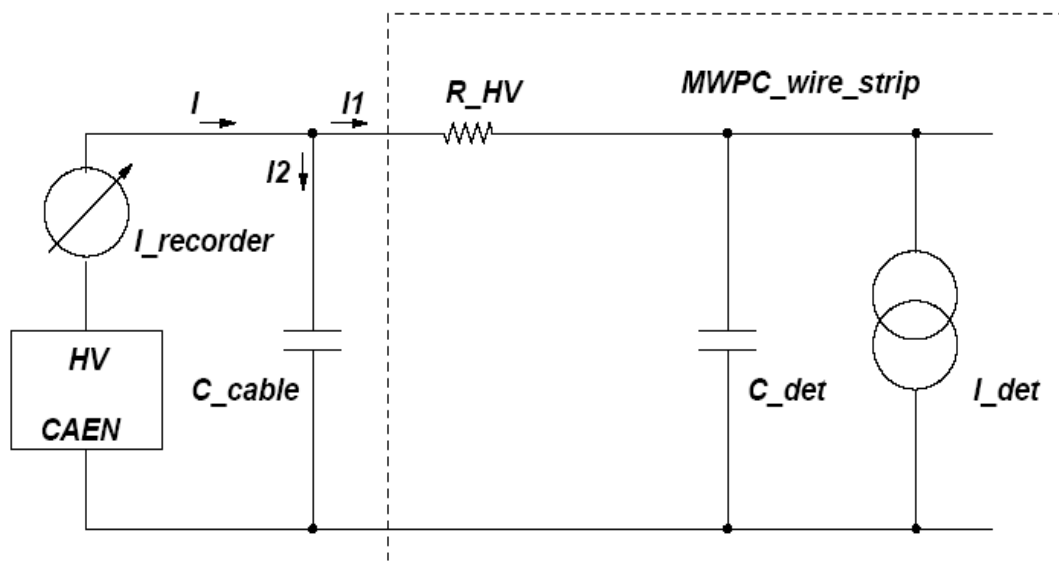


Рис. 3.17. Электрическая схема высоковольтной цепи одного канала (таких четыре). *HV CAEN* – источник высокого напряжения фирмы CAEN ($\pm 4 \text{ kV} / 2 \text{ mA}$ с ручной установкой напряжения и возможностью задания пределов на выключение напряжения), *I-recorder* – многоканальный нано-амперметр, позволяющий с точностью 1 nA измерять, записывать и отображать на экране во времени токи в каждом зазоре камеры. Оба прибора, *HV CAEN* и *I-recorder*, допускают прямое (положительное напряжение) и инверсное (отрицательное) включение.

На рис. 3.18 видно возникновение самоподдерживающегося разряда в одном из зазоров камеры (разным цветом обозначены разные зазоры четырехслойной камеры) – ток $I_1(t) = 600 \text{ nA}$.

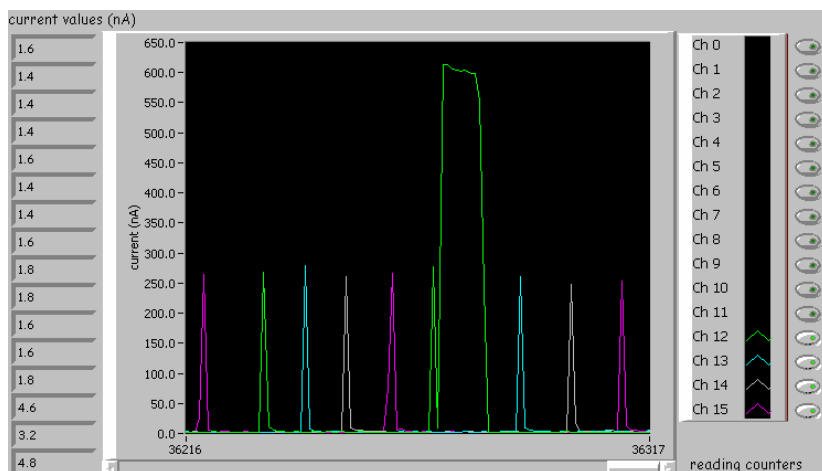


Рис. 3.18. Пример вывода четырехслойной камеры M3R1 в область рабочих напряжений при подаче положительного напряжения, изменившегося с 2500 V на 2600 V . Видно возникновение самоподдерживающегося разряда в одном из зазоров камеры (разным цветом обозначены разные зазоры четырехслойной камеры) – скачок тока до 600 nA ,

² H.Raether. *Electron avalanches and breakdown in gases*. London. Butterworths. 1964.

Самоподдерживающийся или искровой разряд может довольно быстро вызвать карбонизацию органического загрязнения, привести к еще большему повреждению поверхности проволоочки. На рис. 3.19 приведена фотография, иллюстрирующая появление такого рода повреждения, которого явно не было до тренировки.

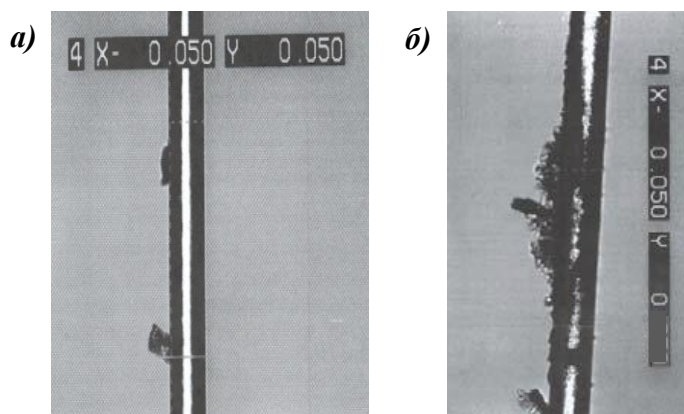


Рис. 3.19. Фотографии, иллюстрирующие наличие загрязнений на проволочке до тренировки, показывающие повреждение поверхности проволочки при тренировке камеры на положительном напряжении.

Процесс вывода камеры в область рабочих напряжений, при котором на камеру подается положительное напряжение, может длиться сутками, но качество подготовки камеры к длительному эксперименту при этом не гарантируется. Для тренировки новых камер мюонного детектора использовалось инверсное включение напряжения и “отрицательная корона”, т.е. первый раз напряжение на анодные проволоочки камеры подавалось в обратной полярности – отрицательное относительно катода. Этот метод менее опасен при возникновении разряда в камере. Как показывает опыт, ток 10 мкА в течение 10 с не вызывал проблем, и искровых пробоев не наблюдалось, хотя скачки тока присутствовали, в то время как при положительном напряжении “опасным” считался ток 1 мкА , если его длительность превышала 1 с . В газе на остриях в резко неоднородном электрическом поле возникает коронный разряд – газ светится. При постоянном напряжении различают положительную или отрицательную корону, когда “коронирует” электрод, к которому приложено положительное или отрицательное напряжение, соответственно. При отрицательном напряжении на проволочках последние становятся катодом, из которого при достаточно высокой напряженности электрического поля возможна эмиссия с острия, т. е. электроны

могут выйти из металла в газ согласно формуле Фаулера-Нордхейма (*Fowler-Nordheim*)³:

$$J = 5.4 \times 10^{-5} (\beta E)^2 e^{\frac{-5.43 \times 10^{10}}{\beta E}} \quad (3.9),$$

где J , E – плотность тока и напряженность электрического поля, β – полевой фактор, величина обратная радиусу острия эмиттера.

Уравнение (3.9) можно переписать в виде:

$$\ln\left(\frac{I}{V^2}\right) = \ln(a) - \frac{b}{\beta} \cdot \frac{1}{V} \quad (3.10),$$

и представить графически прямой линией в соответствующих координатах ($x = \frac{1}{V}$, $y = \ln\left(\frac{I}{V^2}\right)$), наклон которой определяется полевым фактором β , a и b – константы, определяемые работой выхода электронов из металла.

На рис. 3.20 приведены примеры поведения тока в камере во времени при постепенном увеличении отрицательного напряжения на проволочках. Больше информации можно получить, измеряя вольт-амперную характеристику, представляя последнюю прямой линией в форме (3.10), т. е. ток, деленный на V^2 , представленный в логарифмическом масштабе, см. рис. 3.21.

Как видно из рис. 3.22, наклон линии увеличивается со временем, значит фактор β уменьшается (радиус острия эмиттера увеличивается). Как оказалось, это – довольно длительный процесс, занимающий многие часы. Прекращение такой тренировки камер производилось тогда, когда при напряжении -2340 В, экспериментально определенном, ток в камере спадал до темного значения – единиц *нА*.

На рис. 3.22 приведена статистики для 42 камер МЗР1, из которой следует, что при обратном напряжении для вывода камер в область рабочих напряжений даже с применением автоматизации (управление от ЭВМ по определенной методике приращения напряжения на камере в зависимости от тока в камере) требуется от 20 до 130 ч, в среднем 48.5 ч – двое суток, что в 2 раза превышает требование “камера в день”.

³ R.H. Fowler, L. Nordheim. R. Soc. Proc. London 119A (1928), p. 173.

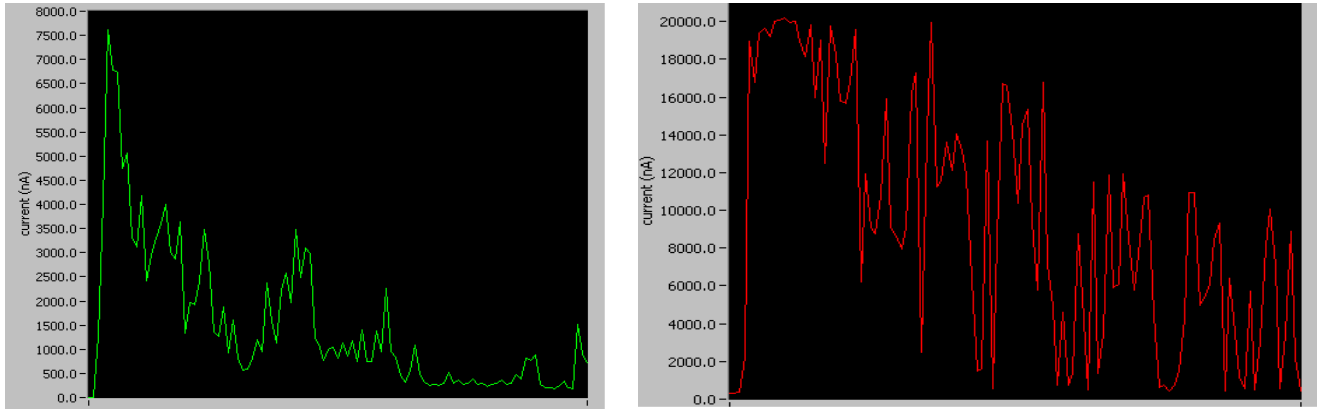


Рис. 3.20. Примеры изменения тока в камере при увеличении напряжения отрицательной полярности на проволочках. На камеру подается напряжение -2030 В (а), -2130 В (б). С увеличением напряжения ток увеличился и постепенно спадает. Временная шкала 10 мин . Нельзя сделать определенных выводов, глядя на эти изменения тока.

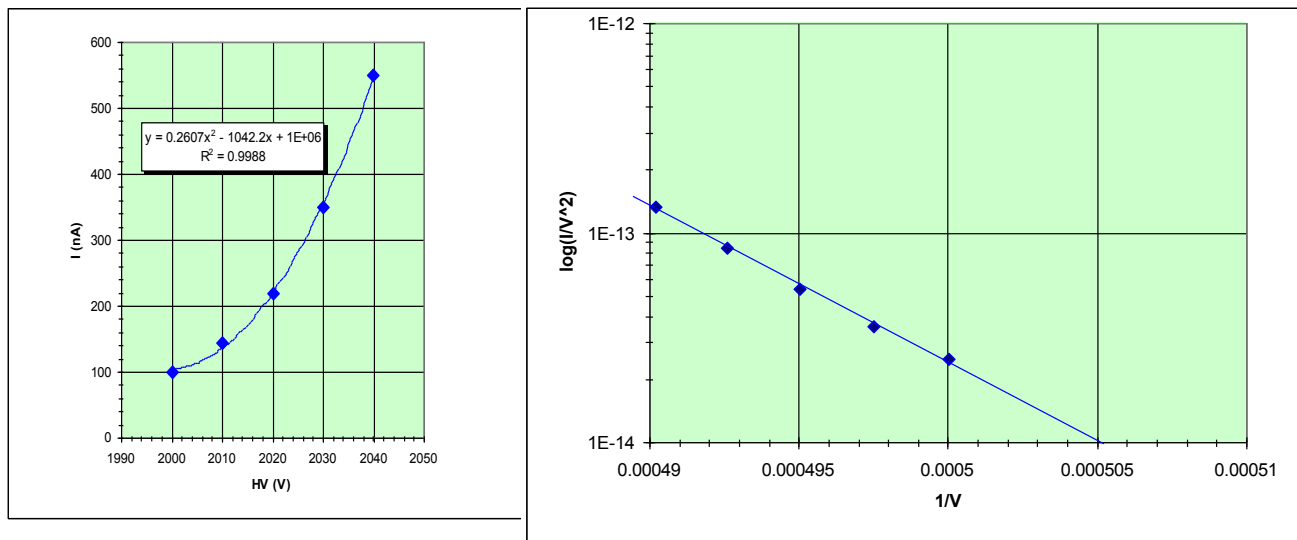


Рис. 3.21. Вольт-амперная характеристика (а) и ее линейризованная форма (б), наклон которой характеризует полевой фактор β , см. формулу (3.10), значение которого обратно пропорционально радиусу острия эмиттера.

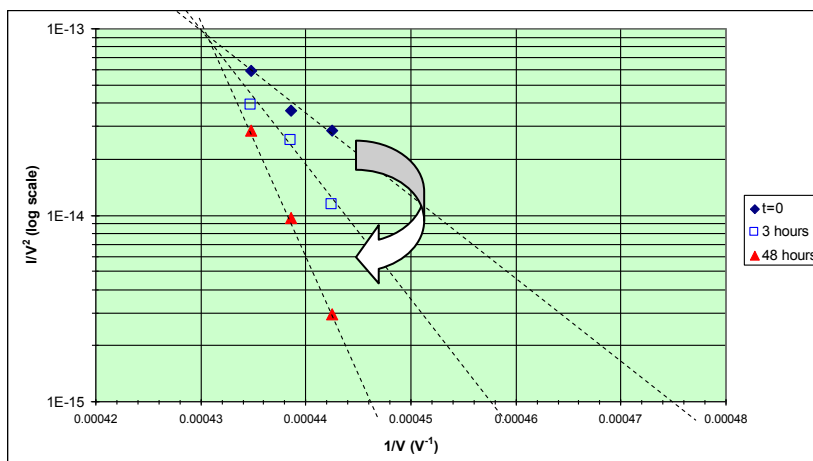


Рис. 3.22. Вольт-амперные характеристики в линейризованной форме, полученные в окрестности напряжения -2340 В через определенные интервалы времени выдержки ($t=0, 3$ и 48 ч) при напряжении -2340 В . Увеличение наклона характеризует – уменьшение локальной напряженности электрического поля, т. е. увеличение радиуса острия эмиттера.

После такой тренировки выход на рабочее напряжение +2750 В (повышенное) происходит без проблем в течение минут. Также без проблем камера выходит на максимальное напряжение, определенное как +2900 В.

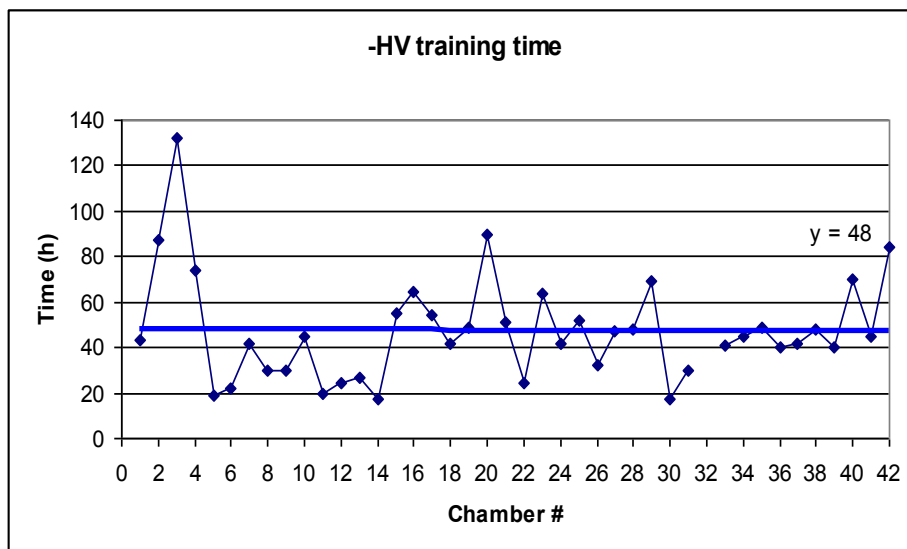


Рис. 3.23. Статистика затрат времени на вывод камер в область рабочих напряжений при использовании обратного (отрицательного) напряжения. В среднем требуется 48.5 часов.

Существенное сокращение времени вывода камер в область рабочих и максимальных напряжений, обеспечивающее темп “камера в день”, получено автором при сочетании отрицательной короны с одновременным облучением камеры интенсивным потоком гамма-квантов. Для этого использовался источник GIF (*Gamma Irradiation Facility*, CERN), который позволял облучать тренируемую камеру гамма-квантами с интенсивностью до 40 кГц/см^2 с энергией 660 кэВ от радиоактивного источника ^{137}Cs . Фотография стенда, собранного на GIF, который позволял одновременно облучать четыре камеры, приведена на рис. 3.24. Камеры устанавливались на расстоянии 1 м от источника.

Этот подход позволил значительно увеличить число положительных ионов (и фотонов), бомбардирующих поверхность проволочек–катодов, на которые подано отрицательное напряжение, и разрушающих локальные “эммиттеры”. Метод позволил сократить время тренировки новых (непосредственно после производства) камер до 5 ч на группу из четырех камер, тренируемых одновременно, что существенно при массовом производстве камер. Это – новый метод, не применявшийся ранее в практике тренировки проволочных камер.

На рис. 3.25 приведены вольт-амперные характеристики одной камеры (одного зазора) при положительном и отрицательном напряжениях на

проволочках, облучаемой источником GIF. Значения измеренного тока нормированы к току на ионизационном плато, таким образом, приведена зависимость газового усиления от напряжения для указанных полярностей. На рис. 3.26 приведены вольт-амперные характеристики при отрицательном напряжении на проволочках для этой же камеры, полученные в процессе тренировки.

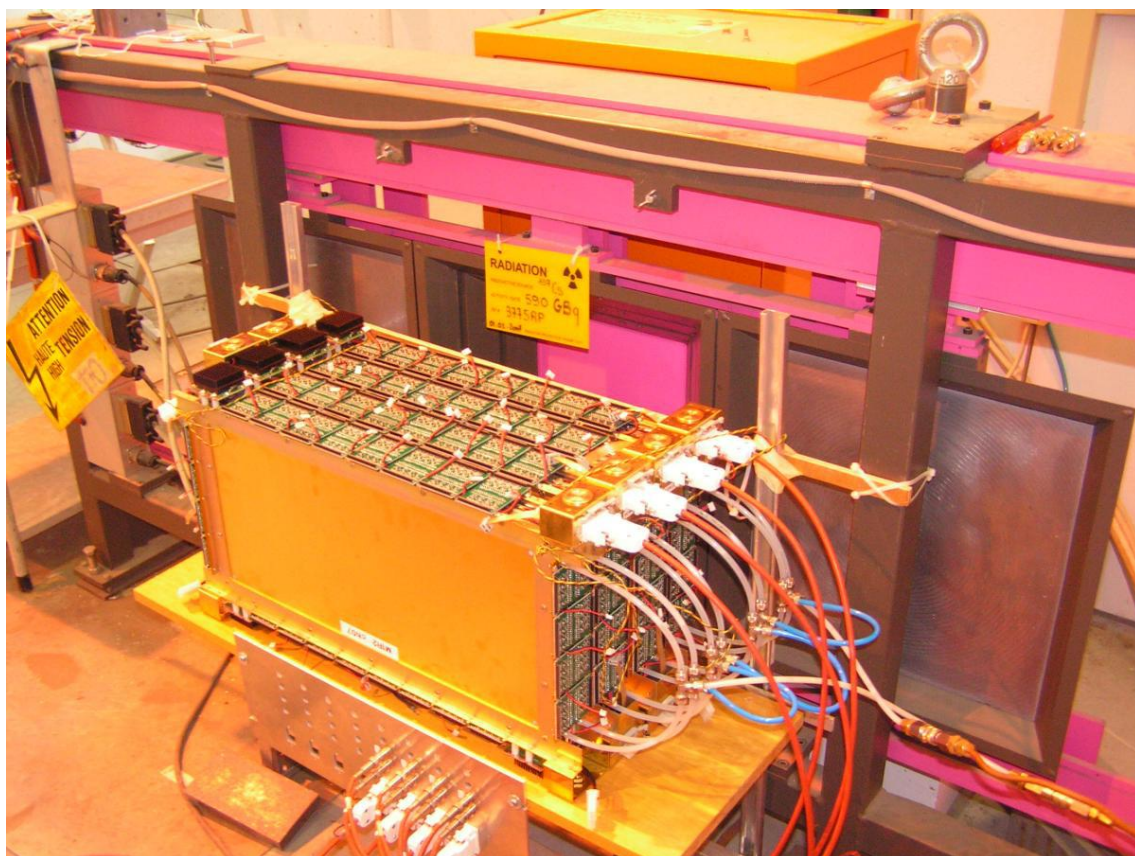


Рис. 3.24. Стенд, созданный на GIF (CERN), для групповой тренировки камер при обратной полярности напряжения на проволочках с использованием отрицательной короны при одновременном облучении камеры интенсивным потоком (40 кГц/см^2) гамма-квантов с энергией 660 кэВ от источника ^{137}Cs .

Не сразу характеристика становится такой, как показано на рис. 3.25, требуется время. Сначала характеристика идет выше, при напряжениях выше – 1500 В появляются большие скачки тока, а при напряжении выше -2000 В эти скачки тока столь значительны, как по амплитуде, так и по времени, что приводят к выключениям высоковольтного блока питания (*Trip*). Система, управляющая процессом тренировки, снова включает напряжение. Так продолжается до тех пор, пока напряжение не достигнет -2340 В . На рис.3.27б приведены вольт-амперные

характеристики двух зазоров двухслойной камеры, обозначенные индексами 1 и 2, полученные при включенном источнике GIF для еще нетренированных камер – кривые F1, F2 (увеличение напряжения – *forward*) и в конце процесса тренировки – кривые B1, B2 (снижение напряжения – *backward*).

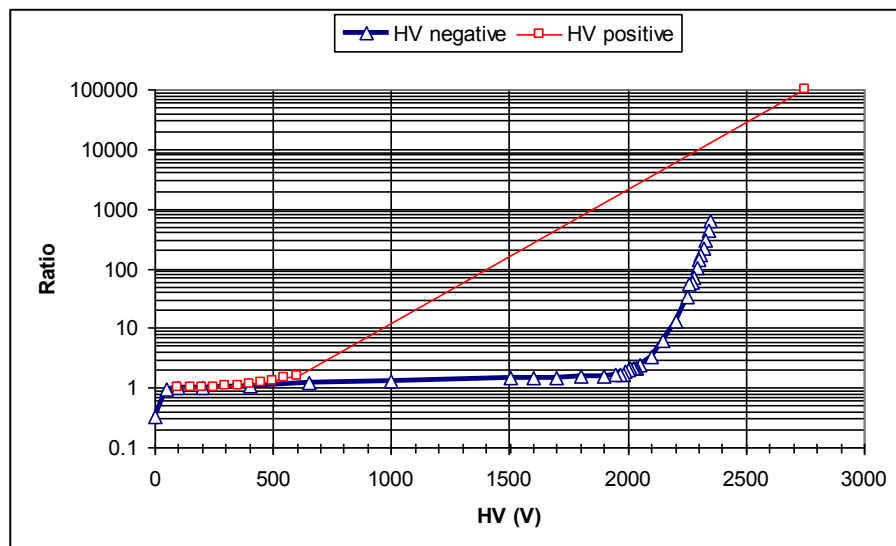


Рис. 3.25. Вольт-амперные характеристики в логарифмическом масштабе, полученные при включенном источнике GIF для тренированной камеры при положительном напряжении на проволочках (красная линия, фактически – газовое усиление, т. к. произведена нормировка значения измеренного тока к току на ионизационном плато), а также при отрицательном напряжении – синяя линия.

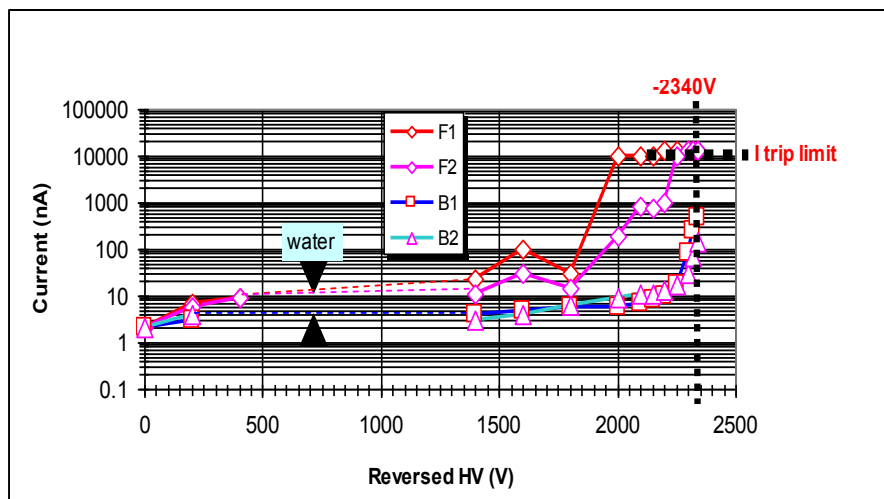


Рис. 3.26. Вольт-амперные характеристики в логарифмическом масштабе двух зазоров 1 и 2 новой камеры в начале процесса тренировки – кривые F1, F2 (увеличение напряжения – *Forward*) и в конце процесса – кривые B1, B2 (снижение напряжения – *Backward*), полученные при включенном источнике GIF при отрицательном напряжении на проволочках. Установлены эмпирические пределы: по напряжению –2340 В, по току 10 мкА и времени 10 с (“крест” на рисунке). Видно, что при выдержке тренируемой камеры при напряжении –2340 В в течение 5 ч скачки тока исчезают, токи в зазорах стабилизируются на уровне, не превышающем 10 нА, и следуют зависимости, приведенной на рис. 3.25 для отрицательной полярности напряжения. Показано также, что одновременно с тренировкой убирается вода (*Water*) из элементов конструкции новой камеры.

Как правило, после выдержки камер при напряжении -2340 В в течение 5 ч при включенном GIF скачки тока исчезали, токи в зазорах стабилизировались на уровне, не превышающем 10 нА , и следовали зависимости, приведенной на рис. 3.25 для отрицательной полярности. Отметим, что одновременно с высоковольтной тренировкой из элементов конструкции новой камеры убирается вода (*Water*), что заметно по снижению тока в сравнении с начальным его значением, (рис. 3.26). Критерием окончания тренировки камеры являлся факт стабилизации вольт-амперной характеристики во всех зазорах при отрицательном напряжении -2340 В (эмпирическое значение) при включенном GIF и снижение токов до уровня 10 нА и ниже.

После этого на камеру, прошедшую тренировку указанным методом, подавалось положительное напряжение при выключенном GIF. Камера выходила на напряжение $+2.75\text{ кВ}$ и на максимально-допустимое напряжение $+2.9\text{ кВ}$ без проблем буквально в течение секунд.

Можно заключить, что достигнуто высокое качество обработки поверхности проволочек, и можно полагать, что электрические поля на поверхности и в окрестности проволочек стали идеальными, соответствующими расчетным значениям (см. Приложение П1.1).

3.7. Обнаружение и подавление паразитной эмиссии с катода в некоторых камерах

В условиях лаборатории поведение камер после тренировки, описанной выше, было нормальным и многократно воспроизводимым. Однако при облучении некоторых камер, наполненных рабочим газом при нормальном рабочем напряжении, интенсивным гамма-излучением GIF установившийся в зазорах ток через некоторое время от момента включения источника скачком увеличивался на значительную величину в некоторых зазорах. При выключении источника этот ток не возвращался к нулю, а превышал темновой ток точно на величину “скачка”, см. рис. 3.27. Возникший ток оставался практически постоянным длительное время. Статистика наблюдений показала, что этот ток в 1000 и более раз может

превышать темновой ток. Что это значит? Почему возникло? Такие вопросы, очевидно, появились сразу при обнаружении этого явления.

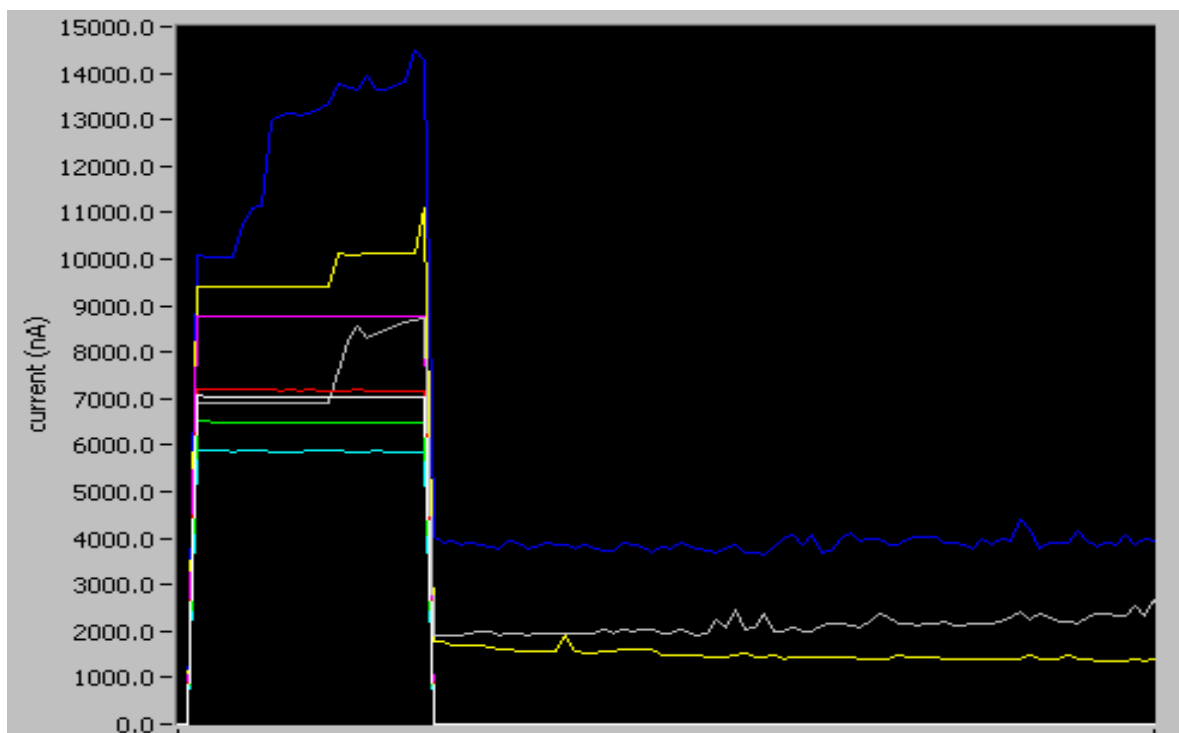


Рис. 3.27. Скачкообразное появление тока в некоторых зазорах при включении и выключении интенсивного гамма-излучения (GIF) при рабочем напряжении $+2.65$ кВ. Облучались две четырехслойные камеры МЗР1 (восемь зазоров), в трех зазорах в разное время появился ток эмиссии с катода. Временная шкала 10 минут.

Возникший после выключения гамма-источника ток протекал разное время, даже сутками, не снижаясь, как показано на рис. 3.28 в течение 12 ч. На переходе “ночь–день” видны суточные вариации тока, вызванные изменениями температуры T окружающей среды и атмосферного давления P , т. к. газовое усиление камеры зависит от отношения T/P .

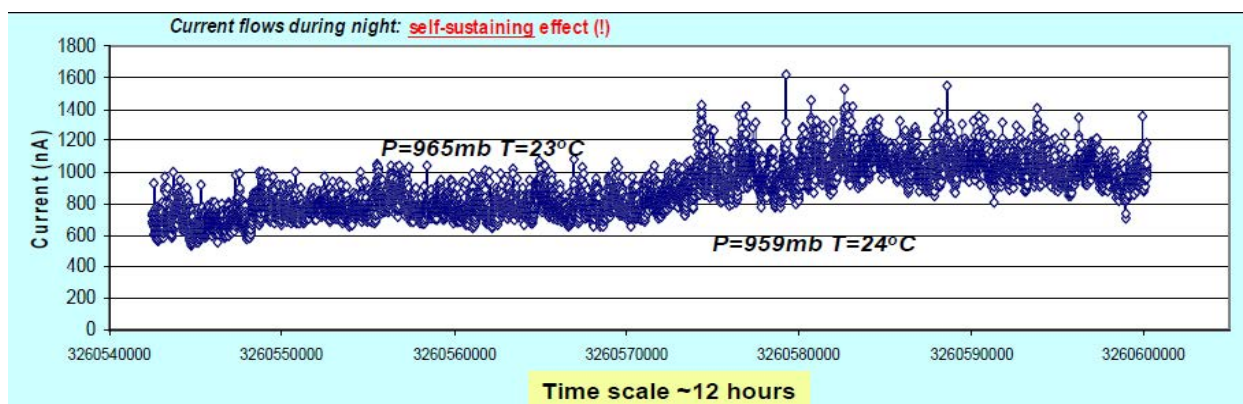


Рис. 3.28. Ток эмиссии в течение 12 ч, измеренный на переходе “ночь–день”. Видны суточные вариации тока, вызванные изменениями температуры T окружающей среды и атмосферного давления P , т.к. газовое усиление зависит от отношения T/P .

Известно, что при образовании на катоде пленки окислов (например, закиси меди Cu_2O) возникает эмиссия с катода – эффект Мальтера⁴. Это явление известно и характерно для серьезно “состарившихся” радиацией камер, накопивших значительную дозу радиации, с катодами, выполненными из медной фольги. Но здесь – новые камеры с золочеными катодами (именно для исключения образования окислов меди). На рис. 3.29, который заимствован из работы [80], показан механизм туннелирования электрона из металла через потенциальный барьер W в газ, поясняющий эффект Мальтера.

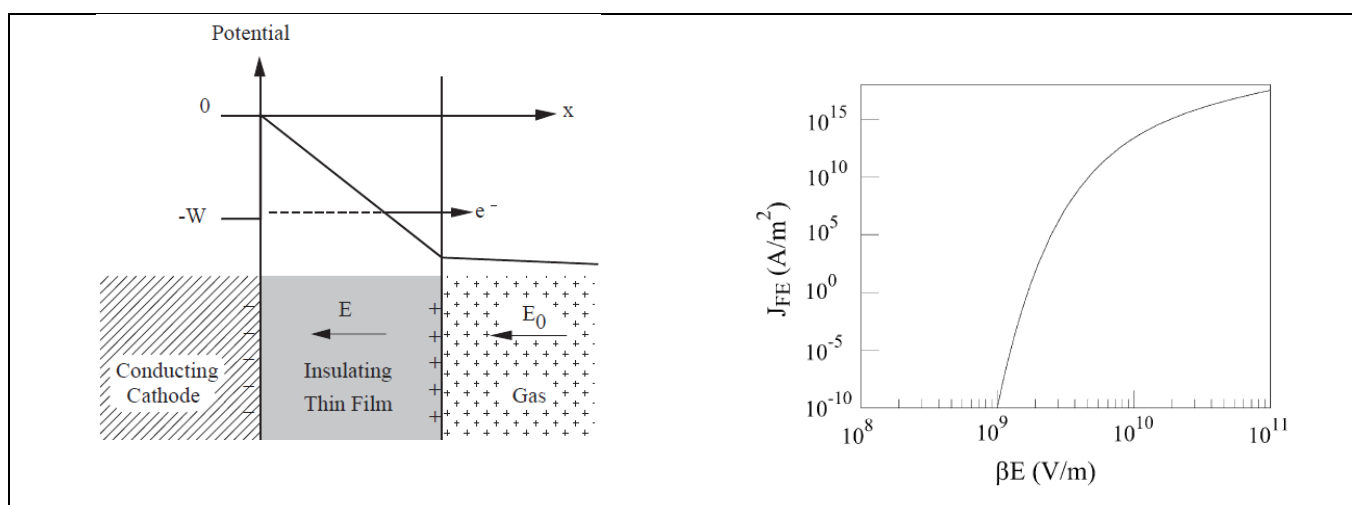


Рис. 3.29. Механизм, поясняющий эмиссию электронов через потенциальный барьер путем туннелирования из металла в газ, (а); плотность тока эмиссии от напряженности электрического поля (б), см. формулу (3.9). Видно, что при локальной напряженности $\beta E > 10^4$ кВ/см может возникнуть значительный ток. Рисунок заимствован из работы [80].

В газе в случае проволочной камеры туннелированный из катода электрон наберет энергию и ионизует газ с образованием пары электрон-ион. Вторичные электроны создают лавины и уходят на проволочки, а положительные ионы собираются на пленке катода и увеличивают накопленный там заряд. Процесс повторяется, и возможно превышение установленного предела по току, тогда последует отключение источника питания (камера выключается – дыра в установке, что недопустимо для эксперимента типа ЛНСб). Но здесь видно, что возникает равновесие. Автоэлектронная эмиссия из металла в вакуум, обусловленная туннелированием электронов через поверхностный барьер,

⁴ L.Malter. *Thin film field emission*. Phys. Rev. 50 (1936), p. 48.

описывается формулой Фаулера-Нордхейма – той же формулой (3.9), которая использовалась выше, где сильное электрическое поле создавалось острием:

$$J = \frac{a \cdot (\beta E_0)^2}{1.1W} \exp\left(-\frac{bW^{3/2}}{\beta E_0}\right). \quad (3.11)$$

Для приведенной формулы (3.11) неважно, каким образом создано увеличенное в β раз электрическое поле $E = \beta E_0$ (острием или изоляционной пленкой), где E_0 – расчетное поле на поверхности катода без эмиссии.

На рис. 3.30 приведена вольт-амперная характеристика, измеренная в нашем случае. Видно, что характеристика описывается квадратичной функцией и соответствует формуле (3.11) при условии $\beta E_0 \gg 10^4$ кВ/см. Приведенная зависимость тока от напряжения получена сразу при обнаружении эмиссии, она измерена при выключенном источнике гамма-излучения путем многократного сканирования напряжения вверх и вниз (*HV scan up*, *HV scan down*) – возникший ток эмиссии следовал квадратичной зависимости с хорошим приближением.

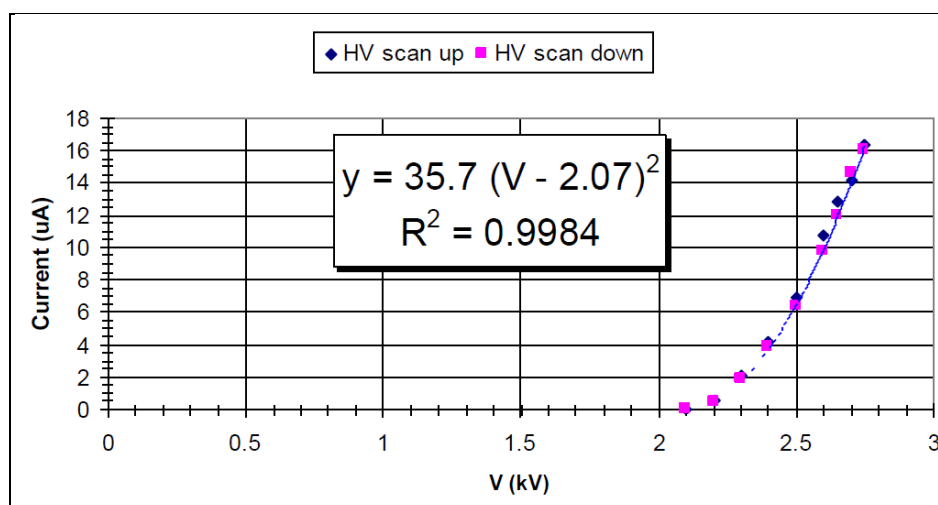


Рис. 3.30. Зависимость тока эмиссии от напряжения. Сканирование напряжения производилось вверх и вниз при выключенном источнике гамма-излучения, возникший ток эмиссии следовал квадратичной зависимости.

Если обнаруженный эффект – эмиссия, созданная полем через пленку (а автор наблюдал, меняя интенсивность гамма-источника, такое характерное ее свойство, как инерционность возникновения вторичного тока, вызванное явно накоплением заряда на пленке), то можно рассчитывать на подавление эмиссии путем разрушения эмиттера. Любой эмиттер (как острие, так и пленка) должен иметь конечное время жизни и разрушаться при определенных условиях. Автору

диссертации удалось подавить эмиссию, разрушив эмиттер, и получить в итоге расчетное электрическое поле на поверхности катода. Следует подчеркнуть, что для разрушения эмиттера, возникшего на катоде в данном конкретном случае, как оказалось, необходимо затратить огромное время – от нескольких часов до 130 ч, см. рис. 3.31. Автором было замечено, что ток эмиссии уменьшается, причем экспоненциально, более того быстрее при наличии в газовой смеси добавки CF_4 , см. рис. 3.32.

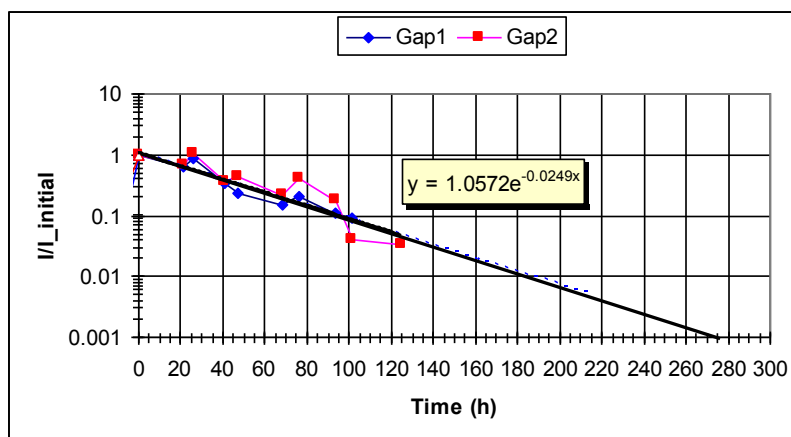


Рис. 3.31. Пример с постоянной времени 280 ч приведен для одного из “стойких” эмиттеров. После 130 ч непрерывной работы ток эмиссии исчез. При этих измерениях напряжение на проволочках камеры оставалось постоянным, а источник радиации был постоянно включен, выключался только для того, чтобы измерить ток, и снова включался.

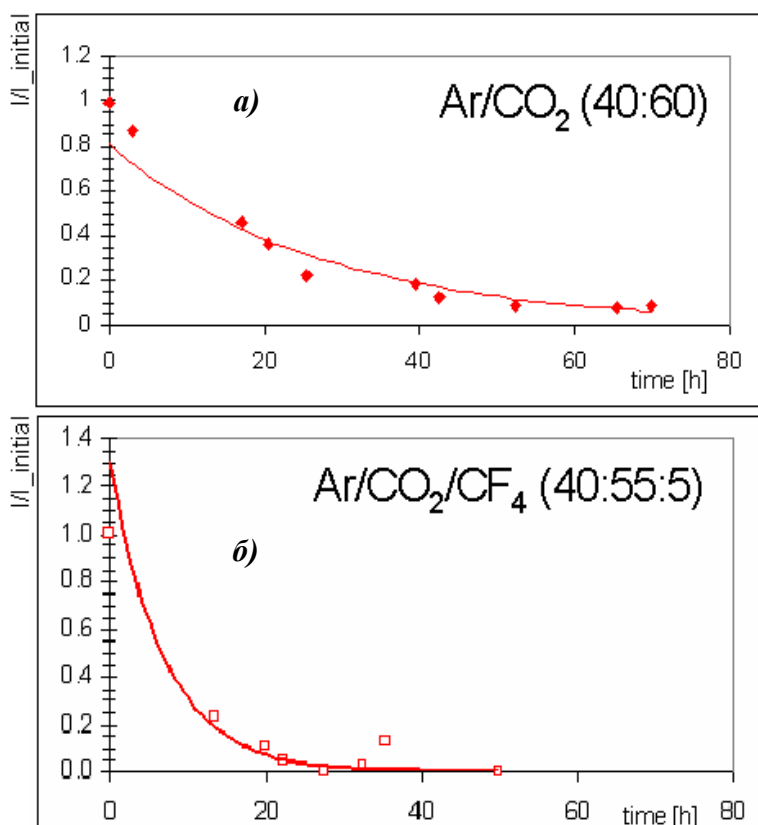


Рис. 3.32. Уменьшение тока эмиссии носит экспоненциальный характер. Показан характер уменьшения тока эмиссии для смеси $Ar(40\%)CO_2(60\%)$ (а) и смеси $Ar(40\%)CO_2(55\%)CF_4(5\%)$ (б) Заметно ускорение подавления эмиссии с добавкой CF_4 к смеси.

Формулу (3.11) можно представить прямой в отрезках на осях:

$$\frac{y}{D_y} + \frac{x}{D_x} = 1, \quad D_y = \log \left[\alpha \frac{a\beta^2}{1.1W} \cdot G(V) \right], \quad D_x = \frac{\log \left[\alpha \frac{a\beta^2}{1.1W} \cdot G(V) \right]}{\beta}. \quad (3.12)$$

Такое представление позволяет оценить полевой фактор β и площадь эмиттера α :

$$\beta = \frac{bW^{3/2} \log e}{\frac{D_y}{D_x}}, \quad \alpha = 1.1 \frac{10^{D_y}}{ab^2W^2 \log^2 e \cdot G(V)} \left(\frac{D_y}{D_x} \right)^2. \quad (3.13)$$

Полагая $G(V) \sim 10^5$ – коэффициент газового усиления камеры при $V=2750$ В, получим $\beta \approx 10^3 \div 10^4$ и $\alpha \approx 1 \text{ мкм}^2$.

При изучении обнаруженной в некоторых новых камерах эмиссии с катода, замечено, что эмиттер, как правило, единственный и точечный [81]. Эмиттер может исчезнуть, но при этом может появиться другой эмиттер и тоже единственный и точечный. При этом второй раз эмиттеру соответствует большее напряжение, см. рис. 3.33.

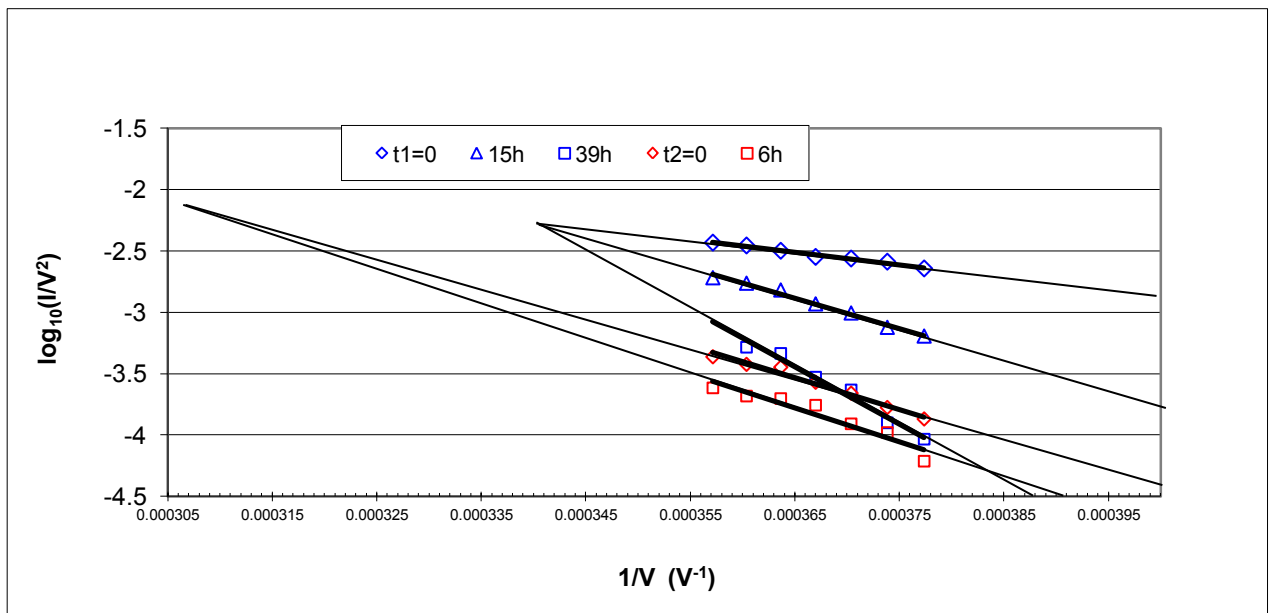


Рис. 3.33. Вольт-амперные характеристики в координатах, линеаризующих зависимость (3.11). Характеристики измерены через определенные интервалы времени, указанные на рисунке ($t=0$, 15, 39 ч – первый эмиттер и $t=0$, 6 ч – второй). Второй эмиттер соответствует большему напряжению. Вскоре после этого эмиссия исчезла.

Электроника подтверждает сделанный вывод, т.е. “видит” единственный эмиттер, который проявляет себя значительным шумовым счетом в одном из каналов, как показано на рис. 3.34. Здесь показано, что “сильно шумит” один из 192-х каналов в камере, а незначительные срабатывания соседних каналов объясняются емкостными кросстоками, их видно на рис. 3.34 (цветом здесь выделен зазор четырехслойной камеры).

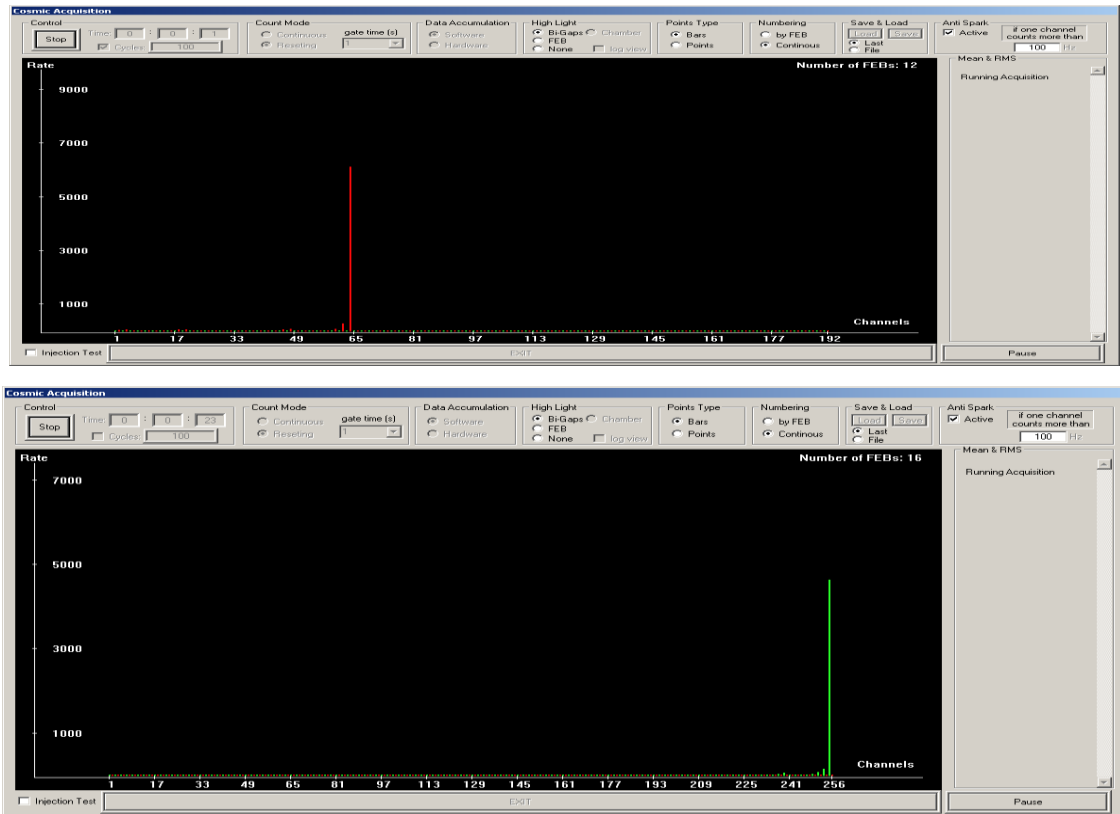


Рис. 3.34. Электроника “видит” эмиттер по значительному шумовому счету в одном из каналов. Здесь показано два случая с единственным эмиттером из разных зазоров камеры.

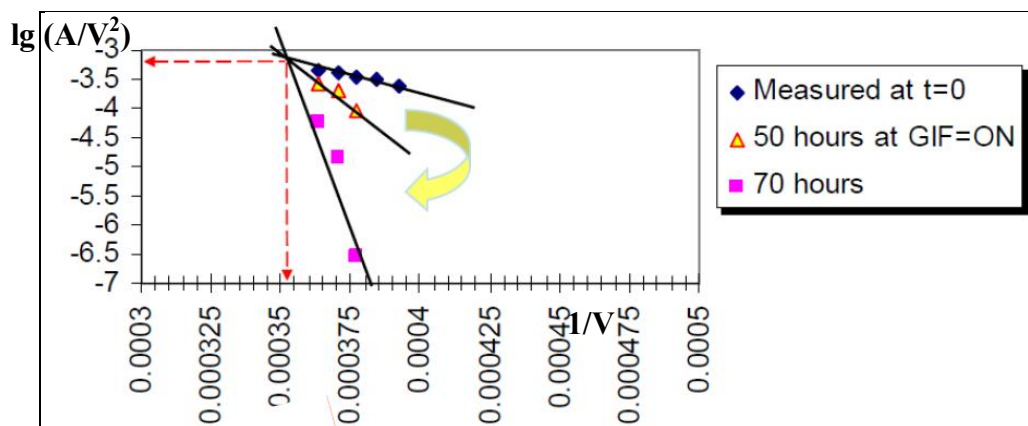


Рис. 3.35. Вольт-амперные характеристики в линеаризованной форме для различных моментов времени. Характеристики измерены через $t=0$, 50 и 70 ч от начала регистрации эмиссии с катода. Увеличение наклона линии это – уменьшение локальной напряженности электрического поля, т.е. параметра β в формулах (3.11)–(3.12).

Вскрытие камер с подавленной эмиссией позволило обнаружить наличие эпоксидной смолы на металле катода, см. рис. 3.36–3.37.



Рис. 3.36. Эпоксидная смола, выдавленная из-под спэйсеров из-за нарушенной дозировки при автоматическом нанесении ее на бары (см. Приложение ПЗ.2).

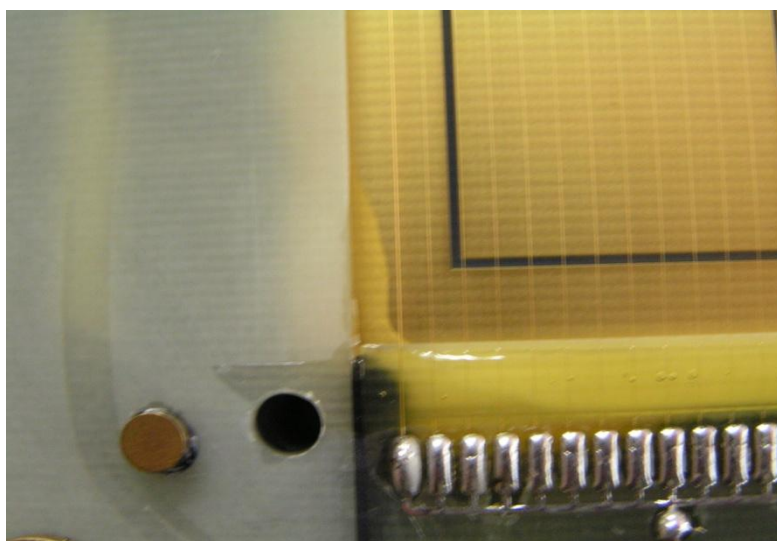


Рис. 3.37. Эпоксидная смола в камере M1R2, попавшая на поверхность катода при устранении утечки газа в углах камеры в конструкции с панелью, содержащей “honeycomb”.

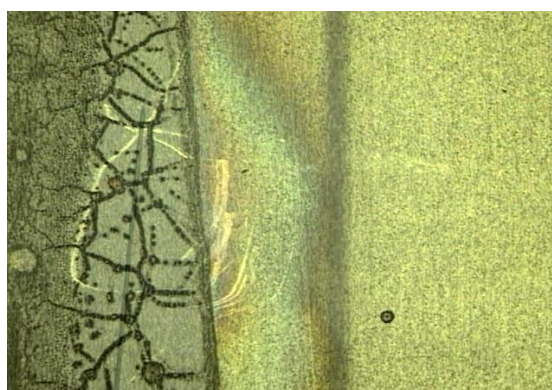
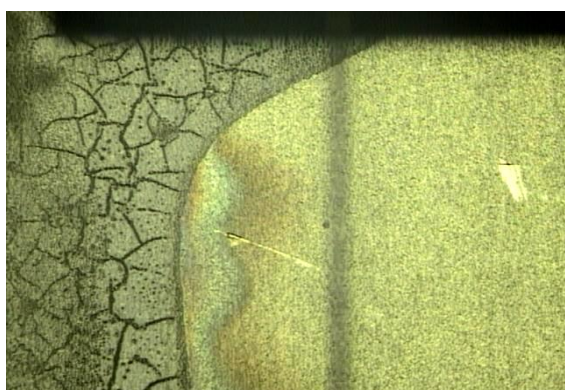


Рис. 3.38. Как выглядит под микроскопом (усиление 100) эпоксидная смола на поверхности катода после подавления эмиссии. Появилась незначительная поверхностная проводимость, ионы перестали накапливаться.

В первом случае (рис. 3.36) эпоксидная смола из-за нарушения дозировки выдавливалась из-под спэйсеров на поверхность металла катода, причем не катодного пада, а “земли”, т. е. за пределами активной области камеры M2R1. Во втором случае (рис. 3.37) эпоксидная смола нанесена умышленно для устранения

утечки газа в углах камеры M1R2 (эти камеры выполнены на панелях с заполнением “honeycomb”). При усилении 100 видно, что произошло с поверхностью эпоксидной смолы в процессе подавления эмиссии, см. рис. 3.38. Эпоксидная смола потрескалась, кроме того появилась незначительная проводимость, что и привело к исчезновению эмиссии. Одним из возможных механизмов такой трансформации эпоксидной смолы можно считать известное явление частичных разрядов в микроскопических воздушных вкраплениях, их эволюция и разрастание (*electrical treeing*)⁵. Этот процесс вызывает быстрое “старение” изоляции, при котором изменяются механические свойства изоляции; она становится хрупкой, в ней образуются трещины и поры, вследствие чего снижается электрическая прочность изоляции.

На рис. 3.39 показано, что в процессе подавления автоэмиссии с катода на сигнальных проволочках появилось загрязнение какими-то радикалами – продуктами химической реакции, которые исчезли после повторной тренировки при отрицательном напряжении на проволочках на рабочей смеси $Ar(40\%)CO_2(55\%)CF_4(5\%)$. Камеры, в которых наблюдалась эмиссия с катода, повторно проходили тренировку, описанную в разделе 3.5.

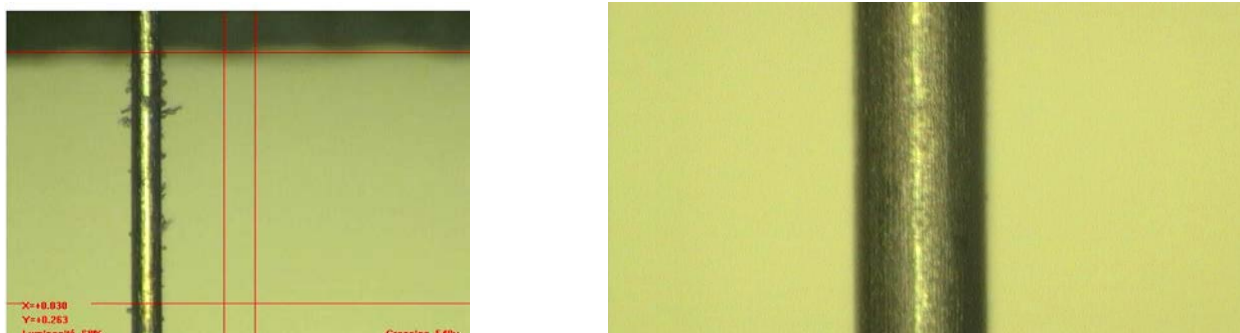


Рис. 3.39. Сигнальные проволочки после подавления эмиссии с катода (а), и после повторной тренировки при отрицательном напряжении на рабочей смеси $Ar(40\%)CO_2(55\%)CF_4(5\%)$, загрязнение на поверхности проволочек исчезло (б).

Заряд, накопленный в процессе подавления эмиссии с катода существенный, см. рис. 3.40. Здесь приведена статистика по всем камерам, в которых была обнаружена эмиссия с катода, На рисунке точками (50 точек) показаны значения

⁵ Dissado, L.A. et al. *Propagation of electrical tree structures in solid polymeric insulation*. // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. V4 (1997), p. 259.

заряда и времени, затраченного на разрушение эмиттера. В случае обнаружения повторной эмиссии ее подавление происходило быстрее на порядок, и на порядок меньший накапливался заряд при ее подавлении, см. рис. 3.40б.

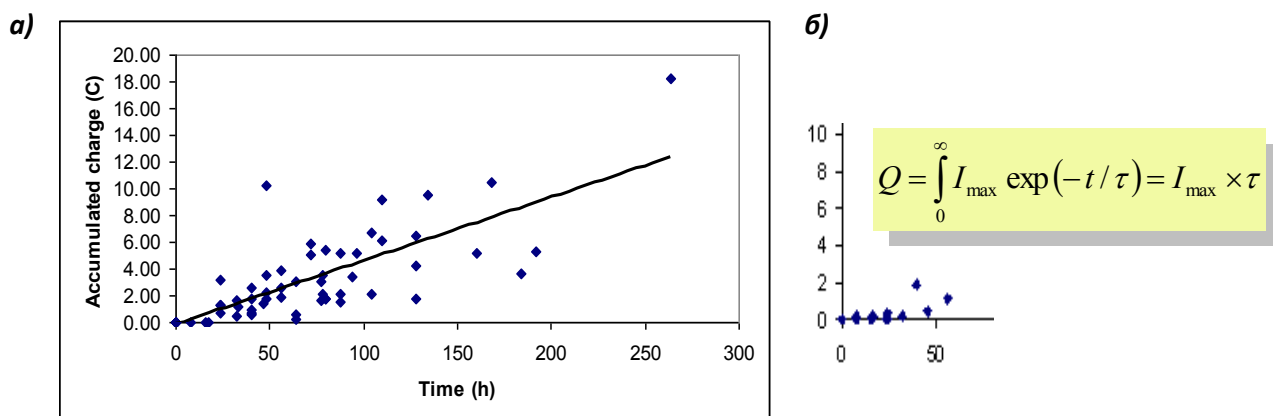


Рис. 3.40. Заряд (а), накопленный в процессе подавления эмиссии с катода (50 точек соответствуют номеру обнаруженного эмиттера); в ряде случаев, была обнаружена повторная эмиссия, подавление ее происходило быстрее на порядок, и на порядок меньший накапливался заряд при ее подавлении (б).

Год времени занял процесс подавления эмиссии в тех камерах, где она была обнаружена – с каждой камерой приходилось работать индивидуально. Вся эта работа выполнялась автором диссертации.

После тренировки камер описанным выше методом измерялась карта коэффициента газового усиления по площади камеры при помощи амплитудного анализа сигналов от источника гамма-излучения ^{241}Am с энергией гамма-квантов 60 кэВ. Камерой регистрировались вторичные гамма-кванты с энергией 8 кэВ, образующиеся на меди катодов [82]. В работе показано, что разброс газового усиления в камерах внутренних регионов не превышал 20%.

ПЗ.1 Панели с пенополиуритановым наполнением

Вспенивание пенополиуретана, которым наполнены панели, – результат химической реакции двух компонент: полиола и изоцианата. Изоцианат – органическое соединение, содержащее функциональную группу $—N=C=O$. Полиол представляет собой гидроксилсодержащую жидкость, в состав которой входят различные соединения: эмульгаторы, полиэфиры, реагенты, благодаря которым происходит вспенивание и стабилизация.



Рис. ПЗ.1. Оборудование для производства панелей с пенополиуритановым наполнением типа Chempr Core 75 (75 обозначает плотность 75 мг/см^3); заказчик – мюонная коллаборация LHCb; подрядчик – итальянская фирма *Commerciale Italiana* (Lodi, Italy).

ПЗ.2 Технологическое оборудование и технологическая оснастка



Рис. ПЗ.2. Монтажный стол с двумя панелями в одном из центров (Феррара, Италия)..



Рис. ПЗ.3. Монтажный стол с вакуумными прижимами для приклеивания баров и спэйсеров.

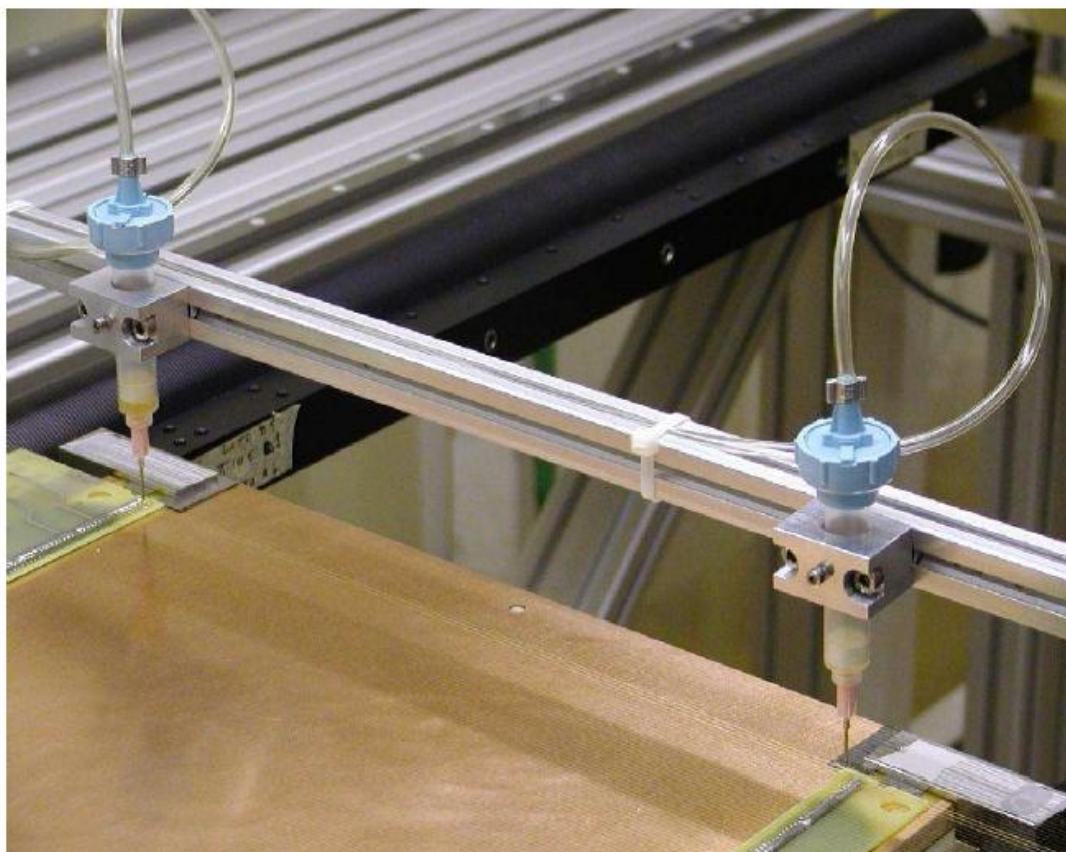


Рис. ПЗ.4. Приспособление для автоматического нанесения эпоксидного клея.

1е

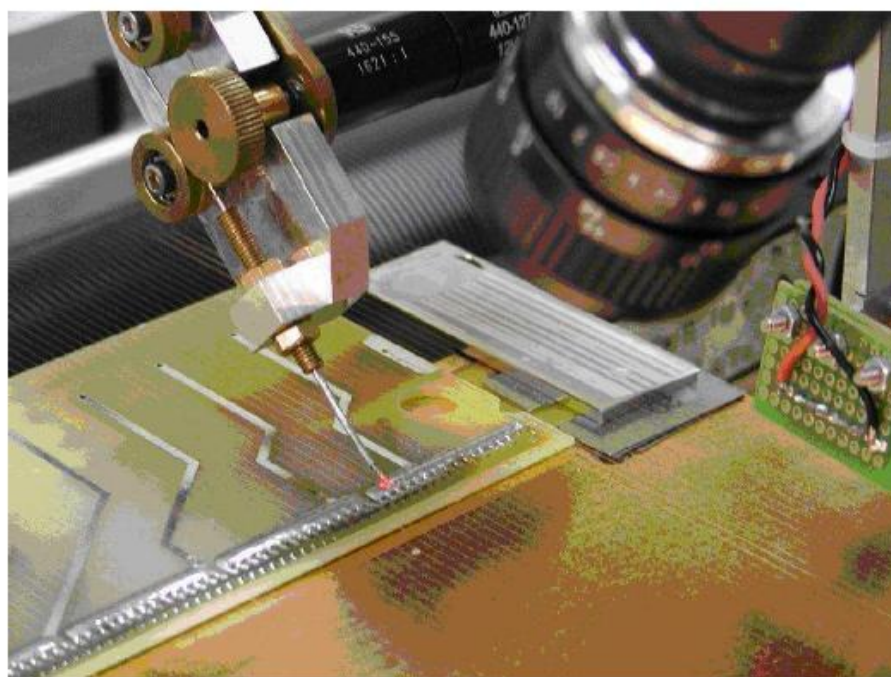


Рис. ПЗ.5. Приспособление для автоматической пайки проволочек лазерным лучом.

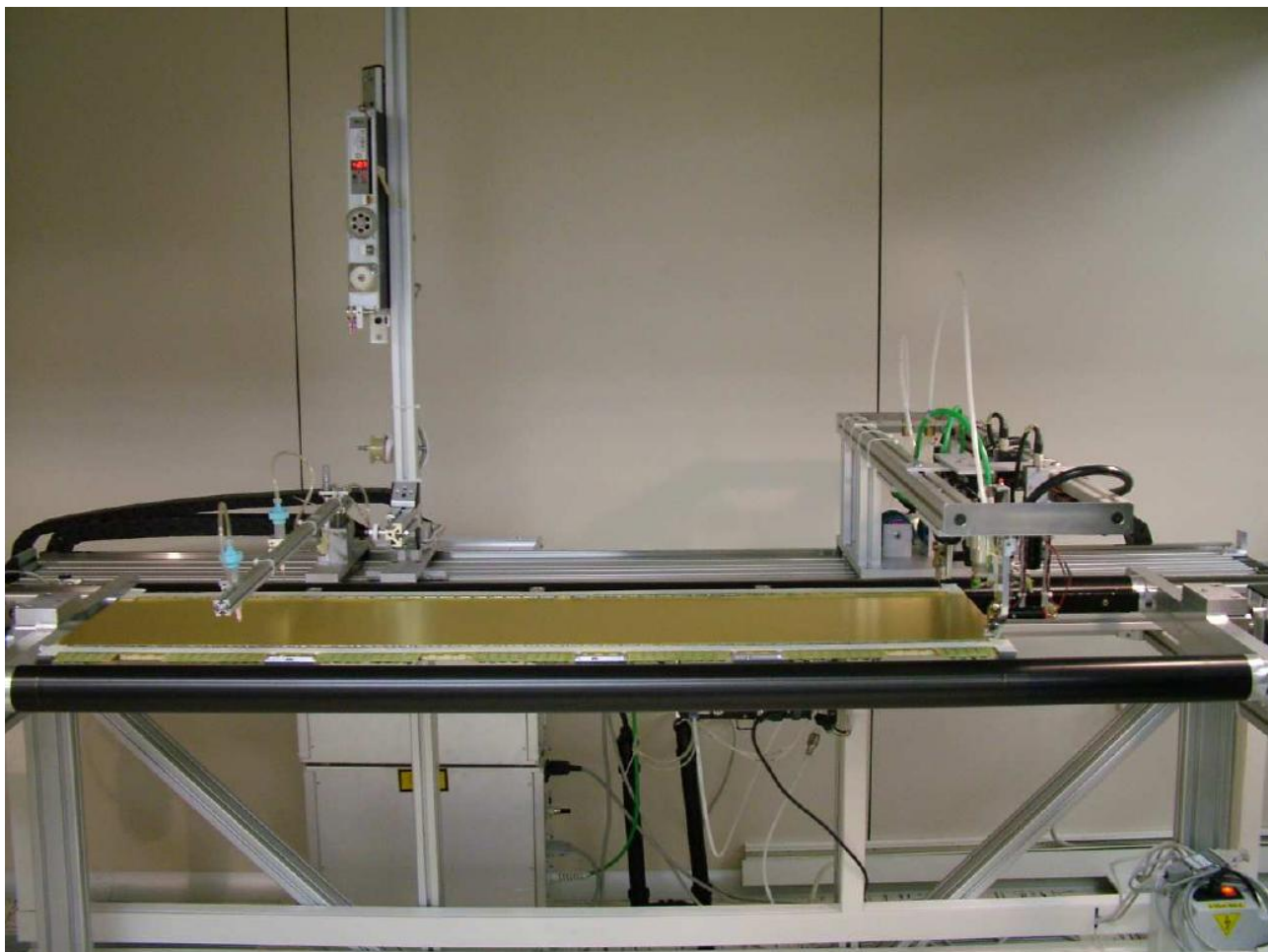


Рис. ПЗ.6. Намоточный станок с установленной панелью.



Рис. ПЗ.7. Установка для обжима слоев четырехслойной камеры при склеивании камеры.

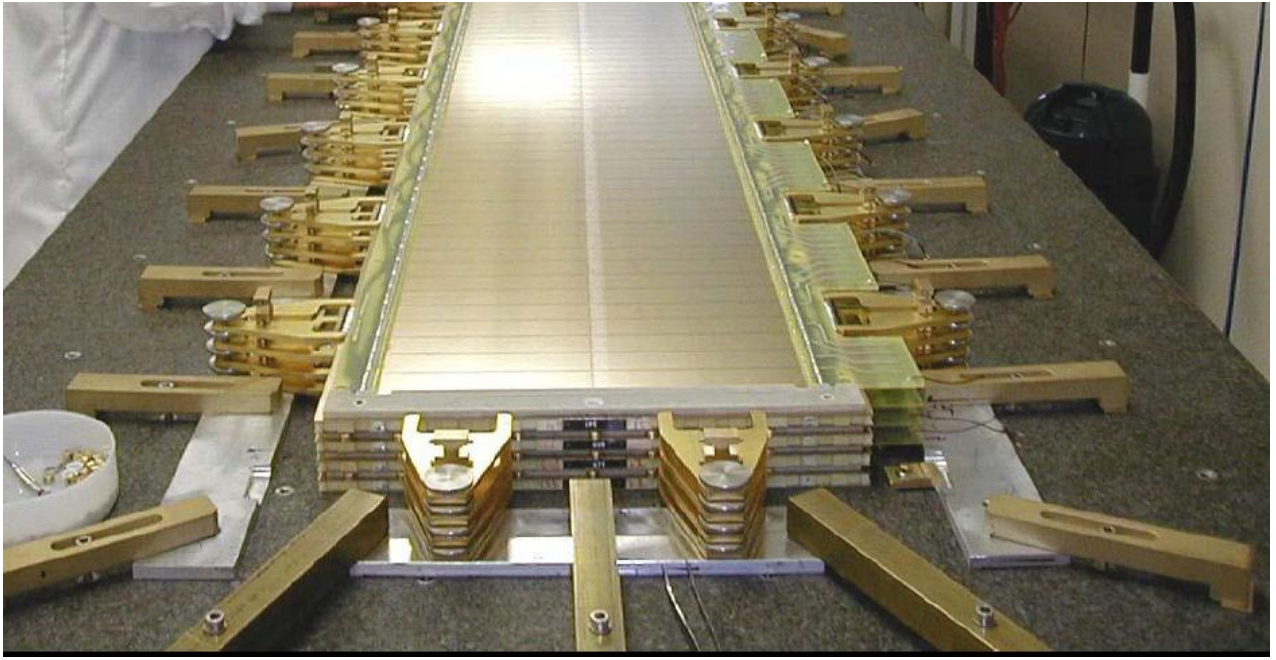


Рис. ПЗ.8. Герметизация камеры склеиванием.

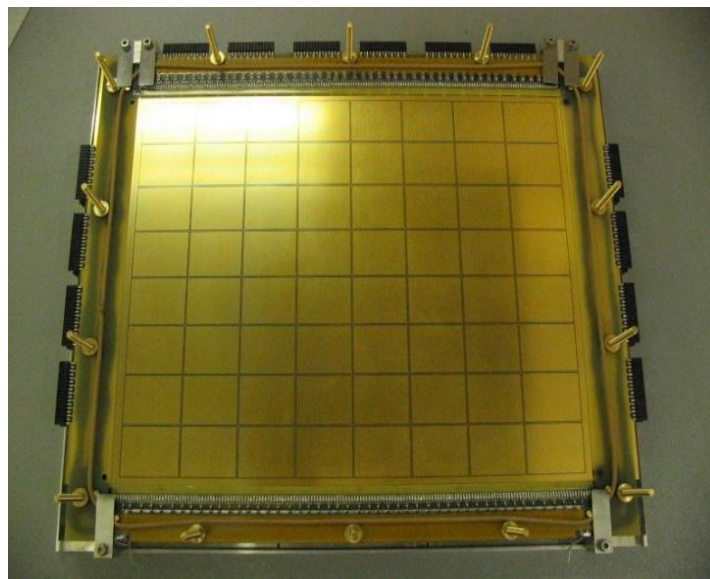
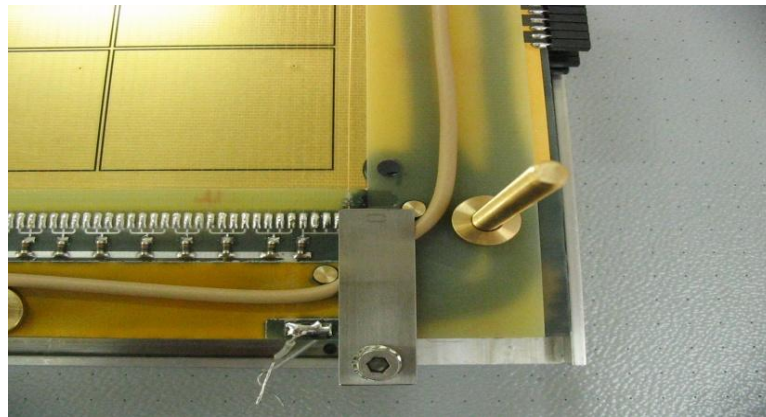


Рис. ПЗ.9. Герметизация камеры резиновым жгутом (O-ring) – все камеры внутренних регионов.

а)



б)

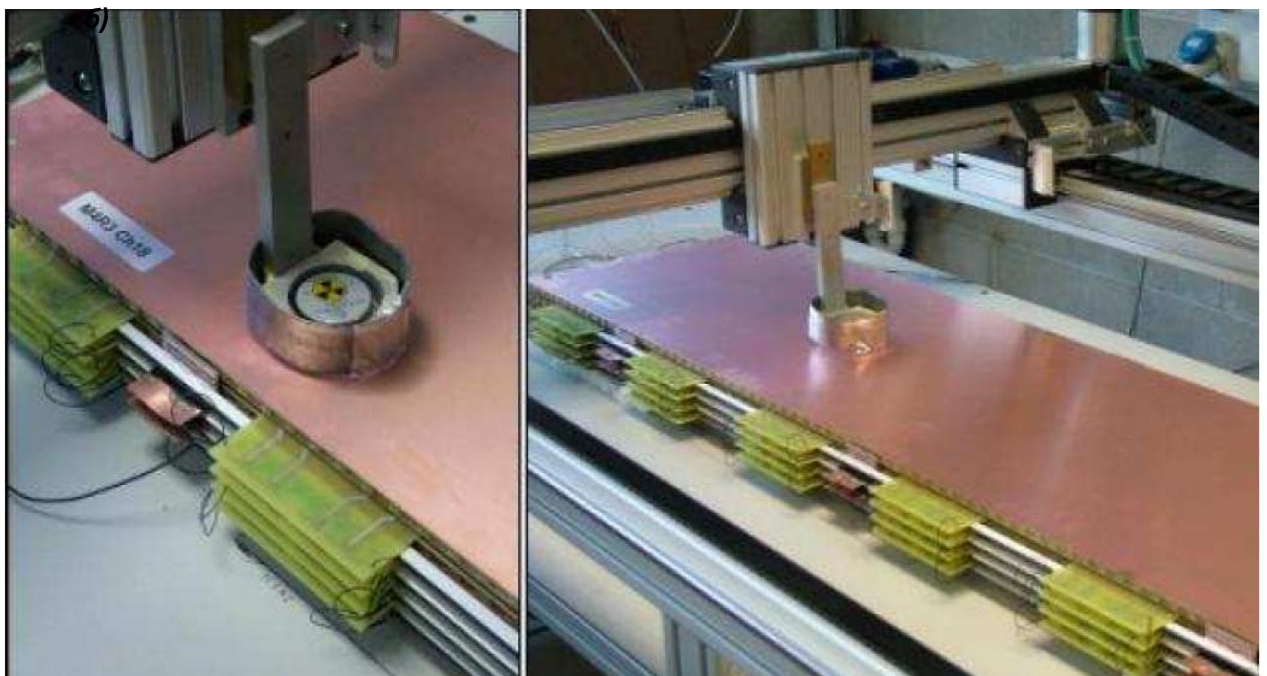


Рис. ПЗ.10. Установка с интенсивным источником ^{137}Cs и автоматизированным перемещением источника (а), сканирование источником камеры для измерения однородности газового усиления (б).

П3.3 Проверка однородности газового усиления

П3.3.1. Измерение тока, созданного гамма-источником ^{137}Cs

Для проверки однородности газового усиления по площади камеры использовался интенсивный радиоактивный гамма-источник ^{137}Cs и многоканальный наноамперметр с разрешением 1 nA на линии с ЭВМ. Активность источника 40 мКи (источник экранирован свинцовыми плитами), производящего 10^9 гамма-квантов с энергией 662 кэВ в телесном угле 4π или приблизительно 5×10^6 гамма-квантов в телесном угле 24° . При номинальном газовом усилении $G=7.5 \times 10^4$ ток составлял 70 nA . Пример измерений для четырехслойной камеры по отдельным слоям А, В, С, D приведен на рис. П3.10.

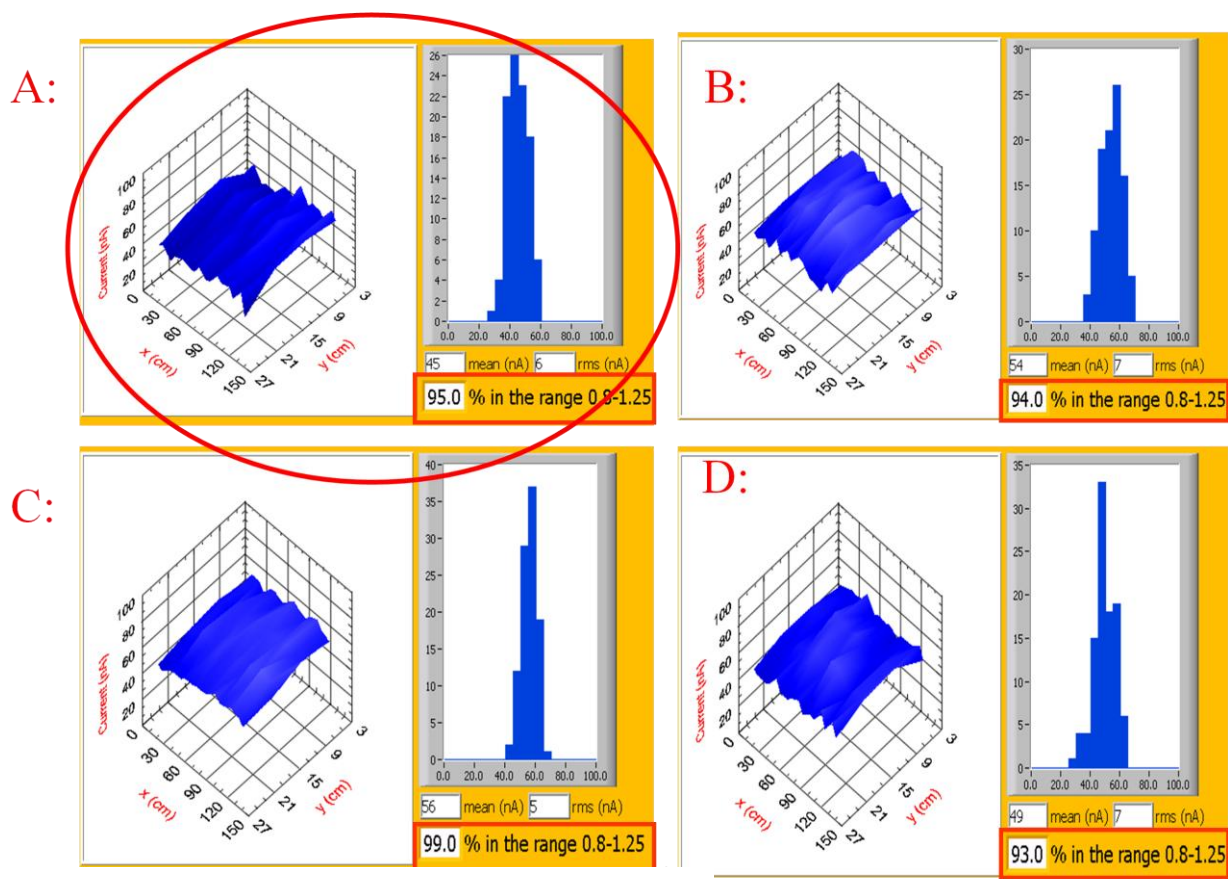
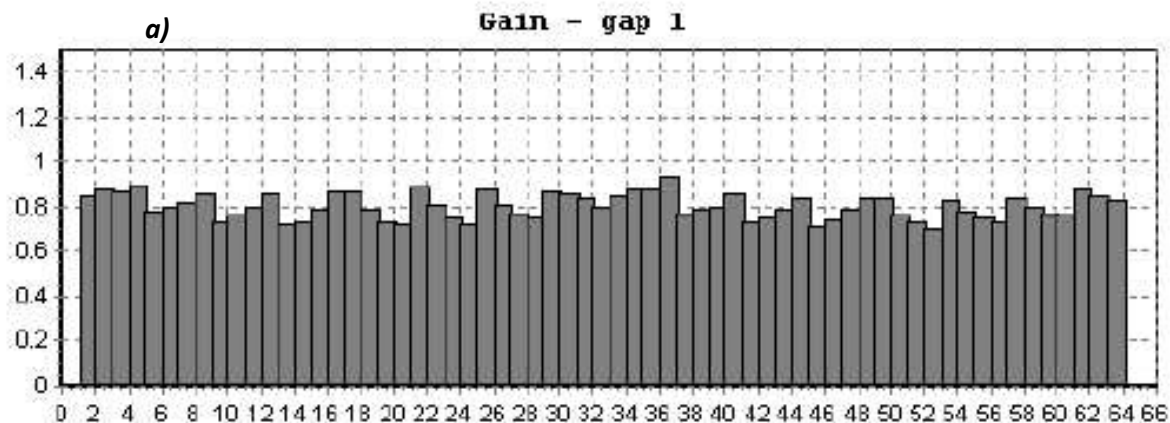


Рис. П3.10. Пример измерения однородности газового усиления для четырехслойной камеры с представлением данных измерения по отдельным слоям А, В, С, D.

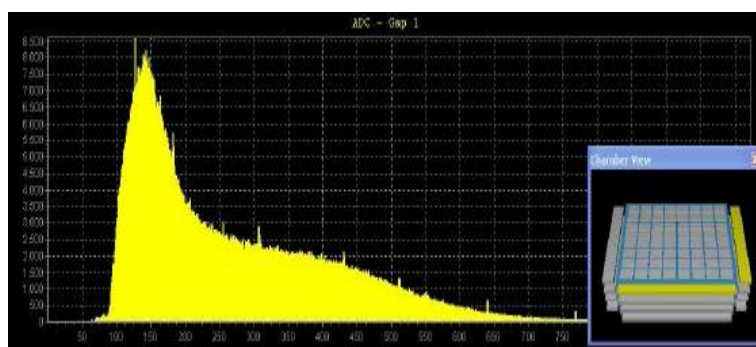
В Приложении к главе 5 показано, насколько хорошо измерение тока характеризует важнейшую характеристику камеры – газовое усиление.

ПЗ.3.2. Измерение амплитудных спектров, созданных источником ^{241}Am

Методика применялась только при контроле камер внутренних регионов в дополнение к изложенной в ПЗ.3.1.



б)



в)

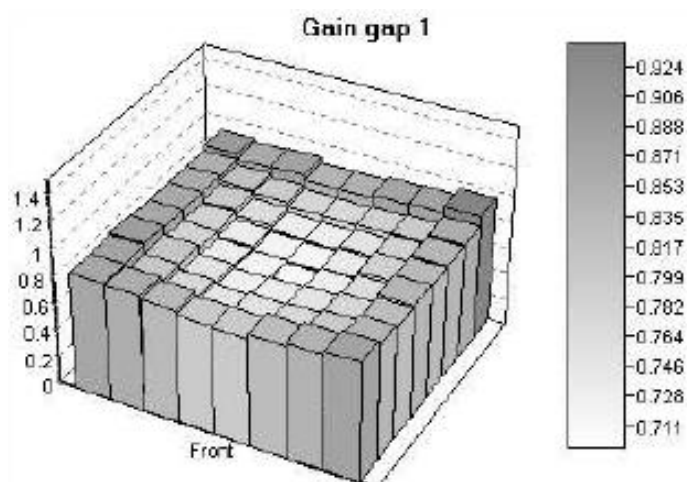


Рис. ПЗ.11. Примеры измерения однородности газового усиления для четырехслойной камеры с представлением данных в различной форме: по всем падам указанного зазора (а), отдельного спектра (б), в пространстве (в). Вида “впадина”, большее давление (20%) в крайних зазорах А и D по сравнению с внутренними В и С (см. рис. ПЗ.10).

ПЗ.4 Хранение камер



Рис. ПЗ.12. Хранение камер на стеллажах с непрерывным продувом зазоров чистым азотом.

Положения главы 3 диссертации, выдвигаемые на защиту

1. Впервые приведены результаты разработки, создания и исследования высокоэффективных, двух- и четырехслойных проволочных камер с падовой структурой различной гранулярности: M1R2, M2R1, M2R2, M3R1, M3R2, M4R1, M5R1, используемых в семи внутренних регионах мюонного детектора LHCб-спектрометра, содержащих 30000 каналов электроники. В камерах окончательной конструкции воспроизведены результаты, достигнутые на камерах-прототипах.

- Новизна созданных многослойных проволочных камер для регистрации мюонов высоких энергий в уникальной совокупности следующих основных характеристик:

- Высокое временное разрешение, обеспечивающее близкую к 100% эффективность регистрации мюонов на временном интервале $\Delta t < 25$ нс (характеристика введена впервые, где 25 нс – период столкновения протонных пучков БАК). Это свойство позволяет надежно фиксировать принадлежность регистрируемых мюонов к данному пучку коллайдера, лучше идентифицировать мюоны высоких энергий и минимизировать ошибку регистрации немюонов;

- По номерам сработавших в камере пучков определяются одновременно две декартовы координаты трека (X,Y) независимо от числа треков в событии (например, при регистрации пары мюонов μ^+ и μ^-) при преимущественном срабатывании одного пучка в кластере;

- Последнее свойство характеризуется специальной нормой – шириной пространственного кластера 1.2 (вероятность срабатывания двух соседних пучков не превышает 20%), что важно для упрощения алгоритма поиска трека при организации мюонного триггера экспериментальной установки;

- Камеры обладают высоким быстродействием в том смысле, что готовы к регистрации события из следующего пучка благодаря гарантированному уходу электронов первичной ионизации из рабочего зазора за время $t < 25$ нс;

○ Пространственный заряд положительных ионов не оказывает влияния на усиление и эффективность камер до нагрузок 500 кГц/см^2 , которые ожидаются в камерах внутренних регионов мюонного детектора.

2. Предложен и впервые применен метод ускоренного вывода новых (непосредственно после производства) камер в область рабочих и максимальных напряжений, основанный на использовании отрицательной короны при одновременном облучении камеры потоком гамма-квантов с интенсивностью 40 кГц/см^2 от источника ^{137}Cs (энергия 660 кэВ). Это – новый метод, не применявшийся ранее в практике тренировки проволочных камер.

- Среднее время тренировки камер сокращено с 48.5 ч до 5 ч , что важно при массовом производстве большого количества камер;

- Улучшено качество поверхности проволочек.

3. Предложен и впервые применен метод контроля качества поверхности катодов:

- При облучении камер на этапе их тренировки интенсивным потоком гамма-квантов обнаружена в некоторых камерах эмиссия с катода. Эмиссия, как показано, вызвана загрязнением катода эпоксидной смолой из-за несовершенства технологии дозировки эпоксидной смолы при производстве камер. В тестах на космических лучах загрязнение катода, приводящее к аномальным напряженностям электрического поля на катоде, осталось бы незамеченным;

- Наблюдаемая эмиссия с катода при номинальном рабочем напряжении на камере характеризуется токами, превышающими темновой ток в 1000 и более раз, приводит к выключению источника питания камеры; явление наблюдается впервые. Аналогом можно считать эффект Мальтера в полностью состарившихся радиацией камерах;

- Показано, что эмиссия может быть подавлена разрушением эмиттеров;

- Камеры с подавленной эмиссией разрушением эмиттеров успешно работают в эксперименте LHCb с 2009 года.

Глава 4

Разработка электроники, обеспечивающей в сокое вре енное разрешение ка ер юонного детектора и близкую к 100% эффективность регистрации частиц на вре еннo интервале 25 нс

Сигналы, индуцируемые на электродах мюонных камер – на проволочных анодных стрипах и печатных катодных падах, должны оптимальным образом обрабатываться детекторной электроникой. Специфика в том, что не должно быть “размытия” момента фиксации времени хуже $\sigma_t \sim 4$ нс (совместно с камерой), т. е. должно выполняться условие: $6\sigma_t < 25$ нс, где 25 нс – период следования банчей БАК (40 МГц). Попадание момента фиксации сигнала от частицы в следующий банч приводит к тому, что событие становится некоррелированным с событием, зарегистрированным другими субдетекторами ЛНСб-спектрометра, и будет интерпретировано немюоном. Надлежащие свойства системы должны обеспечить идентификацию мюонов высоких энергий пятью мюонными станциями в пределах банча коллайдера с эффективностью не хуже 99%.

Задача электроники – минимизировать просчеты из-за мертвого времени канала регистрации. Просчеты не должны превышать единиц процентов при фоновой загрузке до 1 МГц/канал. Это требование обеспечивается выбором соответствующей гранулярности детектора, чтобы уменьшить загрузку каналов электроники, но сопряжено с ростом числа каналов в системе и с ростом стоимости системы, причем стоимость в значительной степени определяется электроникой.

Входной импеданс усилителей должен быть низким и составлять 20–50 Ом для минимизации емкостных кросстоков, а значит, для минимизации такой пространственной характеристики, как ширина пространственного кластера, на значение которой влияет уровень кросстоков.

В диссертации не проводится анализ имевшихся на рынке микросхем, удовлетворяющих изложенным выше требованиям, по простой причине: собственная разработка по техническим характеристикам всегда лучше. Следует отметить, что при изучении камер-прототипов на этапе научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ (НИОКР) широко применялась наилучшая из

имевшихся на то время 8-канальная микросхема ASDQ, которая была создана для внешнего трекера CDF детектора (FNAL) [83]. В этот период разрабатывалась своя микросхема CARIOCA. Разработанная автором диссертации на базе микросхемы ASDQ 16-канальная плата регистрирующей электроники позволила на порядок уменьшить входное сопротивление усилителя, тем самым снизить кросстоки, и на порядок увеличить емкость, которая может быть подключена параллельно входу усилителя (C_{det}) при пиковом времени 8 нс, снизив, кроме того, шумы. Плата получила название ASDQ++.

Исключительно важным свойством электроники, устанавливаемой на камерах, должна быть ее высокая радиационная стойкость с нормой порядка 1 *Мрад* за время эксперимента при интегральном потоке порядка 10^{14} протонов на квадратный сантиметр площади.

В Приложении к этой главе помещены основные формулы теории оптимизации систем детектор–усилитель, необходимые для более полного понимания электроники, разрабатывавшейся для мюонного детектора ЛНСб-спектрометра. Теория синтеза схем включает широкий спектр вопросов. В Приложении приведены известные, но абсолютно необходимые формулы, описывающие сигналы, индуцируемые на электродах проволочных камер; рассматривается аппроксимация сигналов суммой экспонент для компенсации ионного хвоста с целью укорочения импульса и снижения мертвого времени канала регистрации; рассмотрены методы минимизации шумов путем формирования необходимого импульсного отклика усилителя–фильтра для оптимизации временных характеристик системы детектор–усилитель.

4.1. 16-канальная плата детекторной электроники ASDQ++

На этапе НИОКР для исследования на пучках прототипов мюонных камер исключительно важно было подобрать интегральную схему (ИС) из имеющихся на тот момент готовых разработок. Пробовались разные схемы, но выбрана одна, о которой и пойдет речь ниже. Выбранная ИС с названием ASDQ содержит 8 каналов,

каждый из которых состоит из предусилителя–интегратора, основного усилителя–формирователя, восстановителя базовой линии и дискриминатора. Схема ASDQ была разработана в середине 90-х г. г. по радиационно стойкой биполярной технологии для дрейфовых трубок, и хорошо зарекомендовала себя в работе эксперимента CDF [83]. Схема ASDQ является усовершенствованной схемой известной 8-канальной микросхемы ASD-8¹. По основным параметрам ASDQ удовлетворяет многим требованиям мюонного детектора эксперимента LHCb: зарядовая чувствительность $20 \text{ мВ}/\phi\text{Кл}$, динамический диапазон $600 \phi\text{Кл}$, пиковое время $T_p=8 \text{ нс}$, компенсация ионного “хвоста”, полярность сигналов. Неприемлемыми являются две ее характеристики: высокое входное сопротивление – 260 Ом и малая емкость детектора – 30 нФ . Автором диссертации этот недостаток был устранен. Для этого был добавлен каскад с общей базой на входе каждого канала ИС. Такой каскад имеет единичный коэффициент усиления по току до 6 ГГц , не искажает полосу частот последующей схемы формирования, имеет постоянное во всей полосе частот низкое входное сопротивление. Это позволило одновременно с уменьшением входного сопротивления на порядок увеличить емкость детектора. Символ “++” обозначает два параметра, улучшенных на порядок, – входное сопротивление и емкость детектора. Кроме того, удалось почти в 2 раза снизить последовательный шум, вносимый входным каскадом. Это было достигнуто выбором транзистора с меньшим, чем внутри ИС, сопротивлением базы. Меньший шум является исключительно важным свойством новой схемы при работе с большими емкостями детектора до $C_{\text{det}}=250 \text{ нФ}$. На рис. 4.1а представлена схема предусилителя ASDQ и добавленный входной каскад на основе транзисторной схемы с общей базой с входным сопротивлением, равным $25 \text{ мВ}/I_E$, где I_E – ток эмиттера транзистора Q1 (рис. 4.1б). При токе $I_E=1 \text{ мА}$ входное сопротивление равняется 25 Ом в полосе частот до 1 ГГц . В качестве Q1 взят транзистор n-p-n типа

¹ M.Newcommer et al. *A Fast, Low Power, Amplifier-Shaper-Discriminator for High Rate Straw Tracking Systems*, IEEE trans. Nucl. Sci. V 40. 1993. 630.

BFR93A (*Philips*) с меньшим объемным сопротивлением базы, что почти в 2 раза уменьшило последовательную составляющую шума.

Шумовые характеристики схем ASDQ и ASDQ++ следующие:

$$ENC_{ASDQ} = 1190e + 70 e/pF, \quad (4.1)$$

$$ENC_{ASDQ++} = 1100e + 37 e/pF \quad (\text{с питанием } V_{cc}-V_{ee} \pm 12 \text{ В}), \quad (4.2)$$

$$ENC_{ASDQ++} = 1740e + 37 e/pF \quad (\text{с питанием } V_{cc}-V_{ee} \pm 3 \text{ В}). \quad (4.3)$$

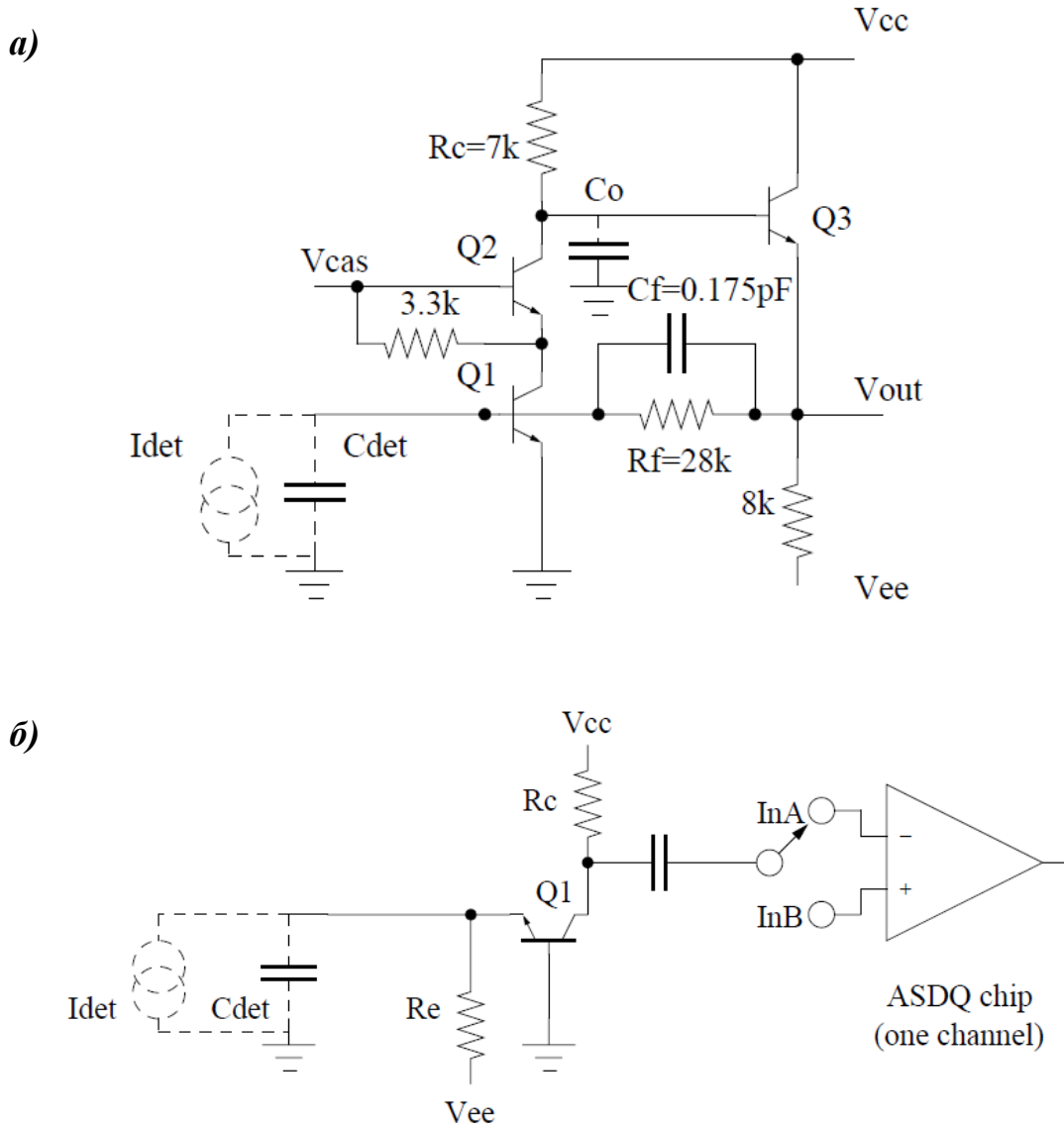


Рис. 4.1. Схема предусилителя ASDQ (a) и добавленный входной каскад с общей базой (б), что позволило улучшить два параметра: на порядок уменьшить входное сопротивление и увеличить емкость детектора, причем одновременно уменьшив шумы, что существенно применительно к проволочным камерам мюонного детектора с широким диапазоном емкостей детектора $50 \text{ nF} < C_{det} < 250 \text{ nF}$.

Конструкция 16-канальной платы детекторной электроники ASDQ++ приведена на рис. 4.2 [84]. Рассеиваемая мощность 40 мВт/канал почти не изменилась, т. к. дополнительный транзистор добавил мало. Плата содержит два чипа ASDQ: первый – для подключения к одной стороне четырехслойной камеры (*Bigap 1*), второй – для подключения к другой стороне (*Bigap 2*). Сигналы с камеры поступают на плату через торцевые разъемы (на рисунке *Bigap IN1* и *Bigap IN2*).

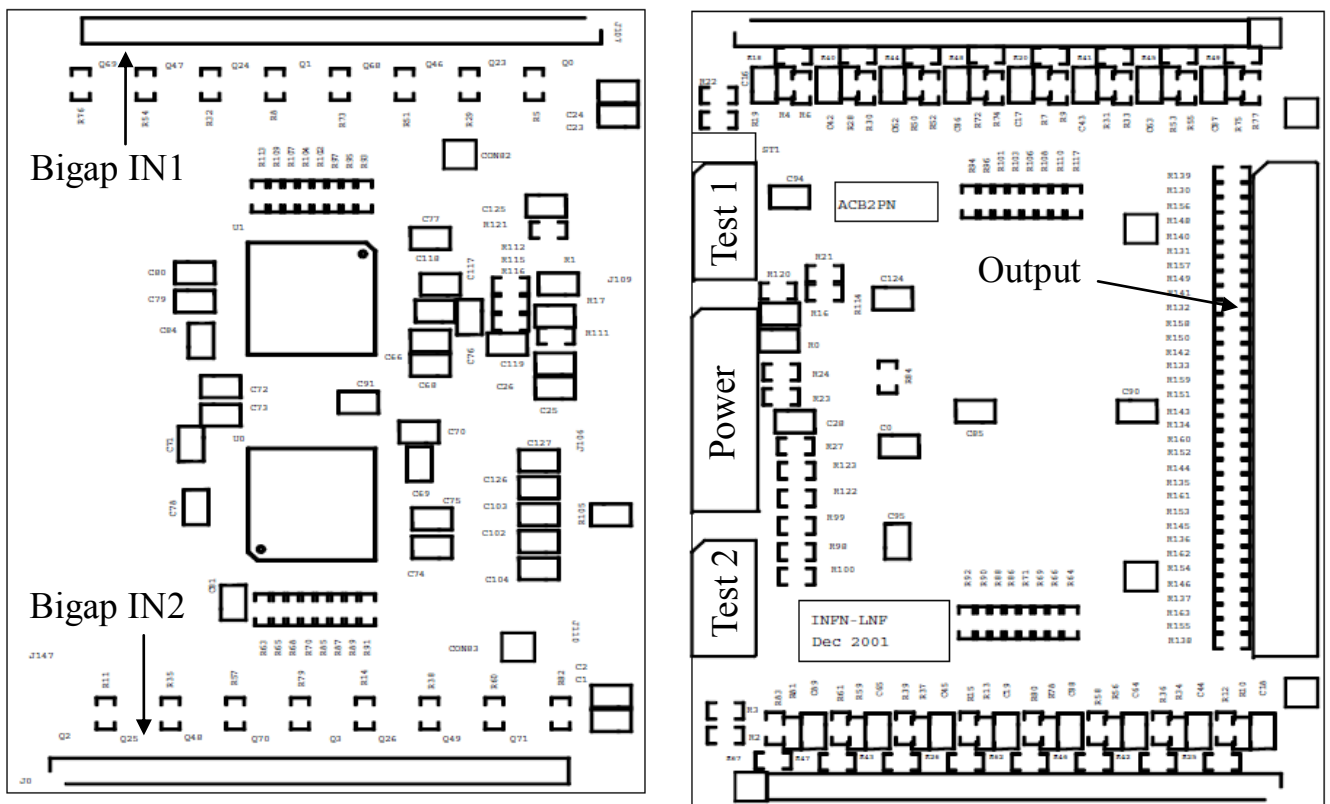


Рис. 4.2. Конструкция 16-канальной платы детекторной электроники ASDQ++ (вид с двух сторон). Размеры 50×70 мм².

Дополнительные транзисторы и навесные элементы выбраны миниатюрными (поверхностного монтажа) и размещены вдоль входных торцевых разъемов, практически не увеличив размеры платы. Выходные сигналы в уровнях LVDS (*Low Voltage Differential Signals*) выведены на боковой разъем Output. Эти сигналы поступали по скрученным парам плоских кабелей с детектора на регистры в модуле VME. Напряжения питания на микросхемы и на входные транзисторы подавались через разъемы, размещенные на противоположной по отношению к выходам стороне

платы (Power). Там же расположены разъемы для подачи тестовых сигналов, предусмотренных создателями ASDQ-чипа (Test1, Test2). Платы ASDQ++ были выпущены в двух модификациях: для положительной и для отрицательной полярности входных сигналов.

Разработанная 16-канальная плата ASDQ++ хорошо зарекомендовала себя при изучении камер-прототипов, а также при тестировании опытных образцов финальных камер мюонного детектора всех типов. Эта разработка рассматривалась как базовая для мюонного детектора на тот случай, если по каким-либо причинам не будет создана собственная специализированная ИС – CARIOCA, разработка которой была начата в 2000 году и к 2004 году прошла 10 итераций.

4.1.1. Результат из ерения радиационной стойкости ASDQ++

Радиационная стойкость ASDQ-чипа – достаточно высокая. В связи с тем, что на входе были добавлены транзисторы – активные элементы, потребовалось выполнить специальный тест платы ASDQ++ на радиационную стойкость.

Этот тест охватывал одновременно дополнительную 16-канальную плату резистивно-диодной защиты усилителей от разрядов в камере, которая также разработана автором диссертации [84]. Обе платы облучались на протонном пучке с размерами пучка 20×20 см² с энергией 24 ГэВ (PS, CERN), см. рис. 4.3.

При выполнении облучения периодически осуществлялась проверка чувствительности каналов и шумовых параметров при инжекции на входы сигнала 40 фКл. В работе [78] показано, что накопленная доза 3 Мрад и прохождение 10^{14} протонов через площадку 1 см² испытуемых плат, не вызвали каких-либо серьезных изменений в контролируемых параметрах. Так, по методу S-кривой зарядовая чувствительность в среднем для 16-канальной платы незначительно уменьшилась, однако по канално она осталась в пределах $18 \div 20$ мВ/фКл, что допустимо.

Указанное радиационное воздействие в 5 раз превышает ожидаемое за 10 лет эксперимента LHCb.

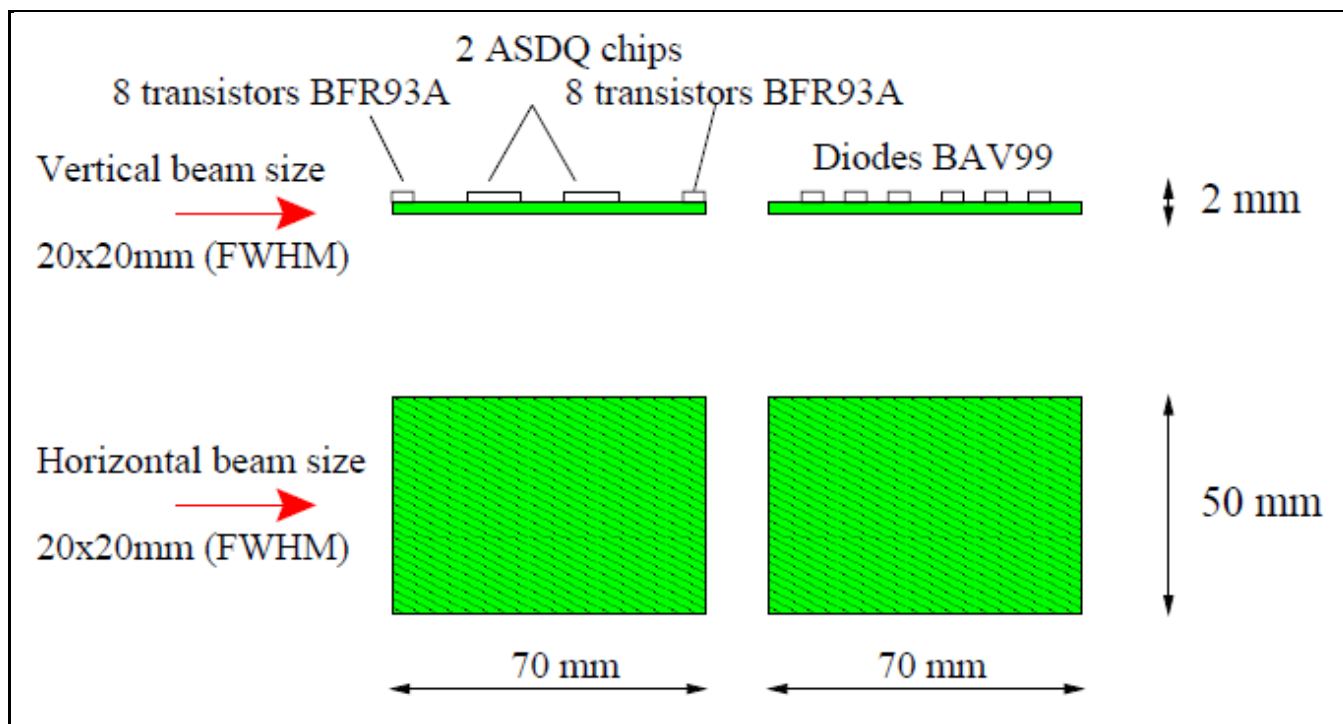


Рис. 4.3. Схема размещения 16-канальной платы ASDQ++ и 16-канальной платы резистивно-диодной защиты усилителей при радиационном тесте плат на пучке протонов с энергией 24 ГэВ.

4.2. Специализированная радиационно стойкая 8-канальная микросхе а CARIOCA

Микросхема CARIOCA разрабатывалась для проволочных камер мюонного детектора эксперимента LHCb [85], и ближайшим прототипом для этой разработки является схема ASDQ++ с учетом опыта, накопленного при исследовании камер-прототипов с этой схемой. Микросхема CARIOCA выполнена по радиационно стойкой суб-микронной CMOS технологии фирмы IBM с проектными нормами 0.25 мкм (русск. КМОП – комплементарная структура МОП). Эта технология апробирована многими группами в мире на радиационную стойкость. Серьезного ухудшения характеристик схем, выполненных по этой технологии, при облучении до дозы 20 Мрад не обнаружено. Отметим, что за 10 лет работы эксперимента LHCb ожидается меньшая доза – 1 Мрад.

Блок-схема одного канала микросхемы CARIOCA приведена на рис. 4.4. Основу предусилителя микросхемы CARIOCA составляет схема усилителя тока

transimpedance amplifier – преобразователь тока в напряжение с активной обратной связью², обладающая низким входным сопротивлением.

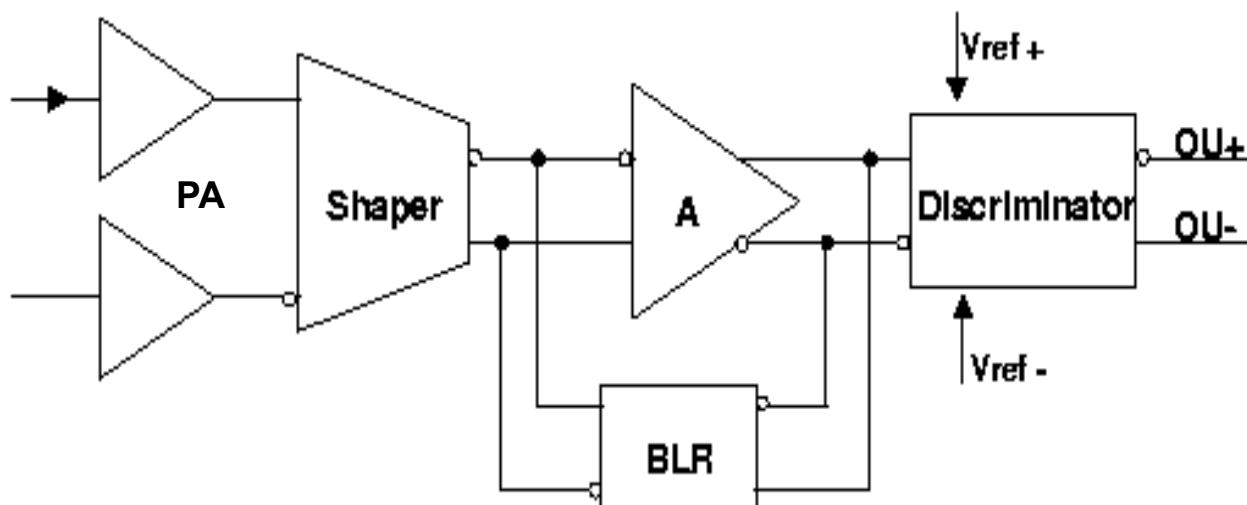


Рис. 4.4. Блок-схема одного канала 8-канальной микросхемы CARIOCA (PA – предусилитель, Shaper – формирователь, A – основной усилитель, BLR – восстановитель базовой линии).

В состав канала входят два предусилителя (PA – *Preamplifier*), за которыми следуют полностью дифференциальные каскады: формирователь (*Shaper*), основной усилитель (A – *Amplifier*), восстановитель базовой линии (BLR – *Base Line Restorer*), дифференциальный дискриминатор с драйвером (*Discriminator*). Два предусилителя, один из которых рабочий, а второй – плавающий, образуют псевдо дифференциальную схему. Такое решение выбрано с целью согласования схемы предусилителя с последующими дифференциальными каскадами по постоянному току. Дифференциальные каскады обеспечивают лучшее подавление помех, воздействующих через землю.

Микросхема CARIOCA содержит 8 каналов и позволяет регистрировать с проволочных камер импульсы тока положительной и отрицательной полярности [86]. Форма сигналов, поступающих с проволочных камер, приводится в Приложение П4.1. Микросхема CARIOCA имеет входное сопротивление 50 Ом и

² P. Jarron, et al. *A transimpedance amplifier using a novel current mode feedback loop.* // Nucl. Instr. and Meth. A 377 (1996). P. 435.

позволяет подключать ко входу емкость детектора до 250 нФ . Следом за предусилителем идет схема компенсации “хвоста” в сигнале (см. П4.2), которая совместно с основным усилителем формирует импульсный отклик усилителя-фильтра с пиковым временем $T_p=10 \text{ нс}$ оптимальным для временных измерений в широком диапазоне емкостей: $50 \text{ нФ} < C_{dem} < 250 \text{ нФ}$ (см. П4.5). Восстановитель базовой линии, как следует из названия, удерживает от нежелательных смещений уровень на входе дискриминатора при статистических загрузках [П4.3].

Микросхема CARIOCA имеет зарядовую чувствительность 18 мВ/фКл при $C_{dem}=0$, которая уменьшается до 7.5 мВ/фКл при максимальной емкости детектора $C_{dem}=250 \text{ нФ}$ [см. П4.6].

Другие параметры микросхемы CARIOCA: напряжение питания 2.5 В . Потребляемая мощность 30 мВт/канал . Размеры чипа $3 \times 4 \text{ мм}^2$. Корпус микросхемы – TQFP100.

На рис. 4.5 представлена упрощенная базовая схема предусилителя и схема с переключателем полярности, разработанная для использования единого входа для положительной и отрицательной полярностей входного сигнала.

Входная часть выполнена по каскодной схеме на транзисторах n-МОП. В последующих каскадах применены n- либо p-МОП транзисторы так, чтобы сохранить полярность выходного тока неизменной. Первый транзистор предусилителя выбран с наибольшей крутизной – до 40 мА/В , чтобы уменьшить шум. Небольшая емкость (C_{feed}) в цепи местной обратной связи стабилизирует схему.

Приведенная схема предусилителя с переключателем для двух полярностей входных сигналов позволила увеличить динамический диапазон схемы с относительно низким и однополярным питанием 2.5 В . Недостаток схемы – приобретены незначительные отличия друг от друга схем положительной и отрицательной полярности по зарядовой чувствительности и полосе частот (подробнее об этом – ниже).

Остальные детали схемотехники микросхемы CARIOCA вынесены в Приложение П4.5, т. к. в данном контексте эти детали не нужны.

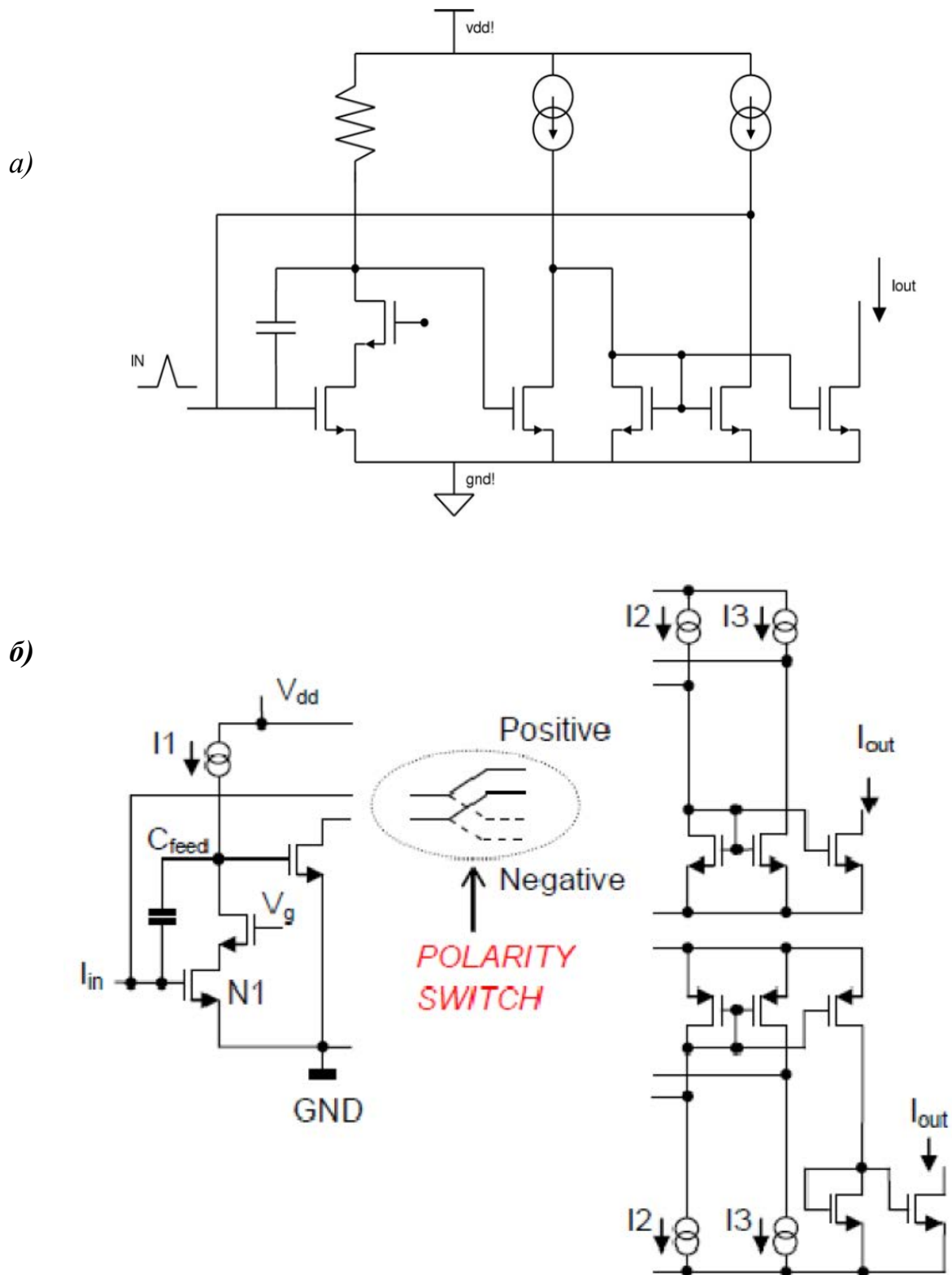


Рис. 4.5. Базовая схема предусилителя (а); схема с переключателем полярности, разработанная для использования единого входа для положительной и отрицательной полярностей входного сигнала.

На рис. 4.6 сравнивается мертвое время каналов регистрации, выполненных на ASDQ++ и на микросхеме CARIOCA. Импульсы получены с проволочных камер

при регистрации гамма-квантов с энергией 60 кэВ (^{241}Am), создающих значительную перегрузку канала по сравнению с регистрацией минимально ионизирующих частиц (МИП).

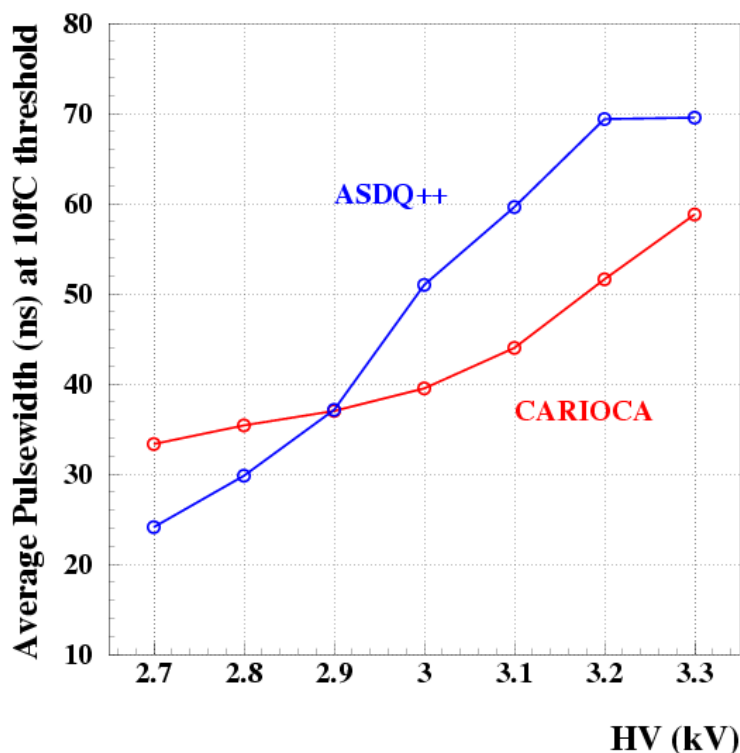


Рис. 4.6. Сравнение мертвого времени каналов регистрации схем ASDQ++ и CARIOCA, что получено регистрацией гамма-квантов с энергией 60 кэВ (^{241}Am), создающих значительную перегрузку каналов по сравнению с регистрацией минимально ионизирующих частиц (МИП), при фиксированном пороге электроники 10 фКл.

Как видно, микросхема CARIOCA лучше ASDQ++ по этому параметру при больших перегрузках, но уступает при регистрации МИП-частиц.

В микросхеме CARIOCA наряду с общим (как в микросхеме ASDQ) имеются индивидуальные пороги дискриминации сигналов, что является отличительной особенностью. Это сделано по двум причинам. Во-первых, обычно от канала к каналу имеются разбросы в уровнях постоянного тока, которые трудно устранить. Во-вторых, это свойство позволило предельно минимизировать пороги электроники (см. главу 5).

4.2. Микросхеме а CARIOCA–GEM

Электроны, а не положительные ионы наводят сигнал на падах микроструктурного детектора *Triple-GEM* в камерах внутренней области M1R1, Поэтому микросхема CARIOCA, разработанная для проволочных камер, не может быть применена для регистрации сигналов с *GEM*-детектора. С этой целью была

выполнена модификация схемы CARIOCA, где устранены цепи компенсации ионного хвоста в усилителе-формирователе. В противном случае сигнал без хвоста дифференцировался бы, что приводило бы к “послеимпульсам”. В остальном сохранены та же зарядовая чувствительность, то же пиковое время, цоколевка и др. параметры. Модификация названа CARIOCA-GEM.

4.3. Специализированная радиационно-стойкая 16-канальная микросхема а DIALOG

Микросхема DIALOG (*Diagnostic, time Adjustment and LOGics*) – чисто цифровая микросхема, функциональная схема которой приведена на рис. 4.7. Микросхема DIALOG предназначена для установки на камерах вместе с аналоговой микросхемой CARIOCA, поэтому также выполнена по радиационно-стойкой субмикронной технологии CMOS-0.25 фирмы IBM. Благодаря этой микросхеме цифровые сигналы с микросхемы CARIOCA стандартизируются по длительности. Типовое значение длительности 20 нс (выбирается меньше длительности банча LHC) и может быть изменена с шагом 3.2 нс с максимальным числом шагов 8. Сигналы также можно задержать с шагом 1.6 нс с числом шагов от нуля до 32, что обычно нужно для временной “выстройки”. Импульсы могут быть маскированы – исключены на выходе. Любой из 16 каналов можно замаскировать (маска хранится в регистре), задача маскирования возникает в случае паразитной и неустраняемой генерации, возникшей в канале, или в случае чрезмерно большого “шума”.

В микросхему DIALOG введены средства для установки порогов дискриминаторов внешней микросхемы, см. регистры и цифро-аналоговые преобразователи, 8 бит (DAC– *Digital to Analog Converter*). Цена деления DAC 2.35 мВ на бит в случае совместного применения микросхем DIALOG и CARIOCA. В этом случае имеется возможность задания 16 индивидуальных порогов (DAC1– DAC16), а также общего порога. В случае совместного применения микросхем DIALOG и ASDQ++ каналов установки порогов два (DAC1, DAC2). Встроены средства генерации тестовых сигналов (*Tst. Signal*), а также средства задания функции логического (И, ИЛИ) объединения сигналов в каналах. В регистрах микросхемы

DIALOG хранятся такие установочные параметры, как код адреса платы–чипа (4 бит), код порога дискриминатора, логика вариантов логического объединения каналов, специальные *pattern*-комбинации, необходимые для проверки триггерной системы уровня L0.

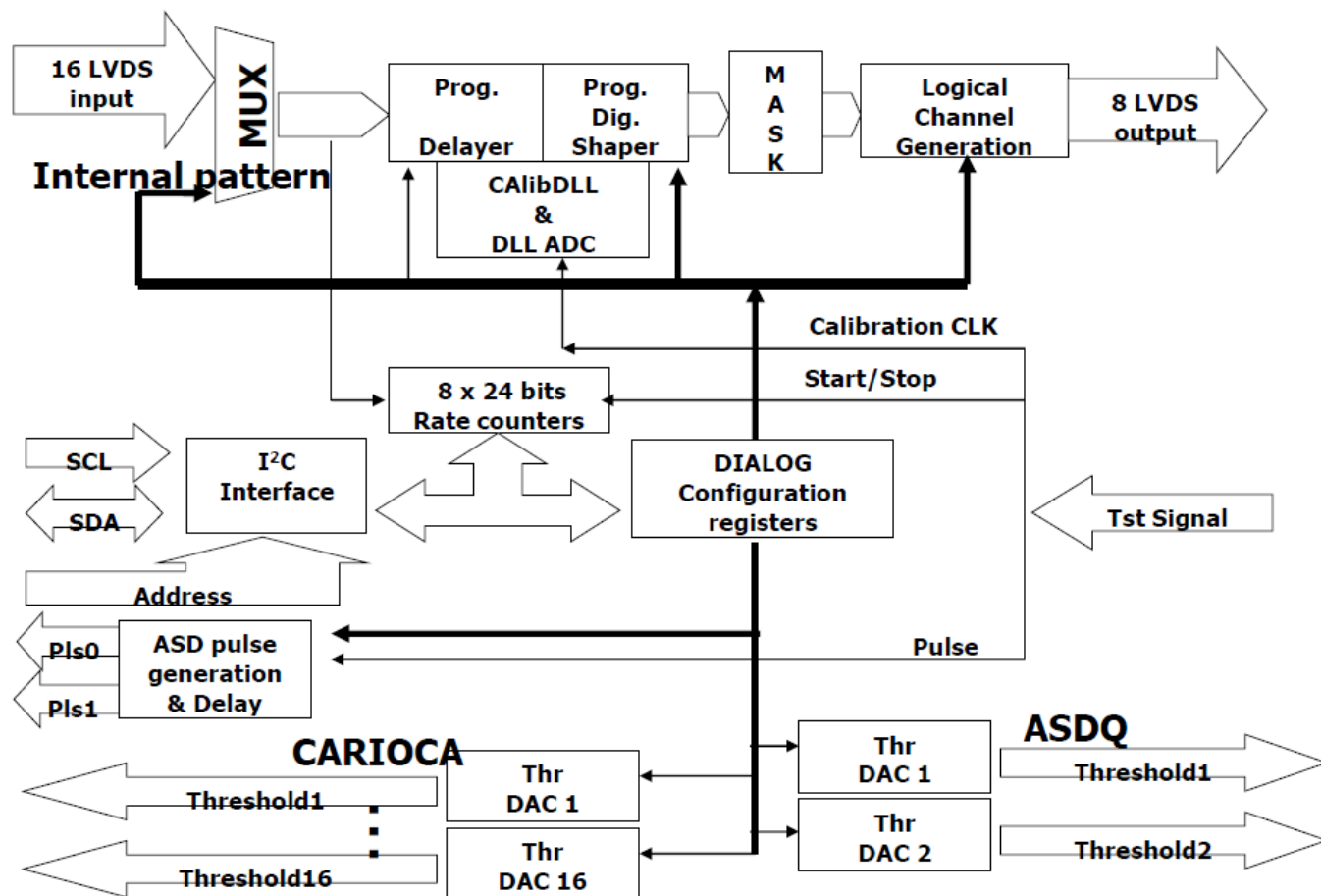


Рис. 4.7. Функциональная схема 16-канальной микросхемы DIALOG.

Регистры для надежности переопределены, в них введена автокоррекция (мажоритарная логика “два из трех”) на случай сбоев, вносимых радиацией (*SEU – Single Event Upset*). Для записи данных в регистры и их чтения используется последовательный двухпроводной интерфейс I2C – последовательная шина данных для связи интегральных схем, использующая две двунаправленные линии связи, *Slow Control* (термин, характеризующий систему управления эксперимента LHCb).

На входе каждого канала 16-канальной микросхемы DIALOG установлен 24-разрядный двоичный счетчик импульсов. Эти счетчики (пересчетки, 100 МГц с программируемыми “воротами” для счета – интенсиметр) введены в микросхему

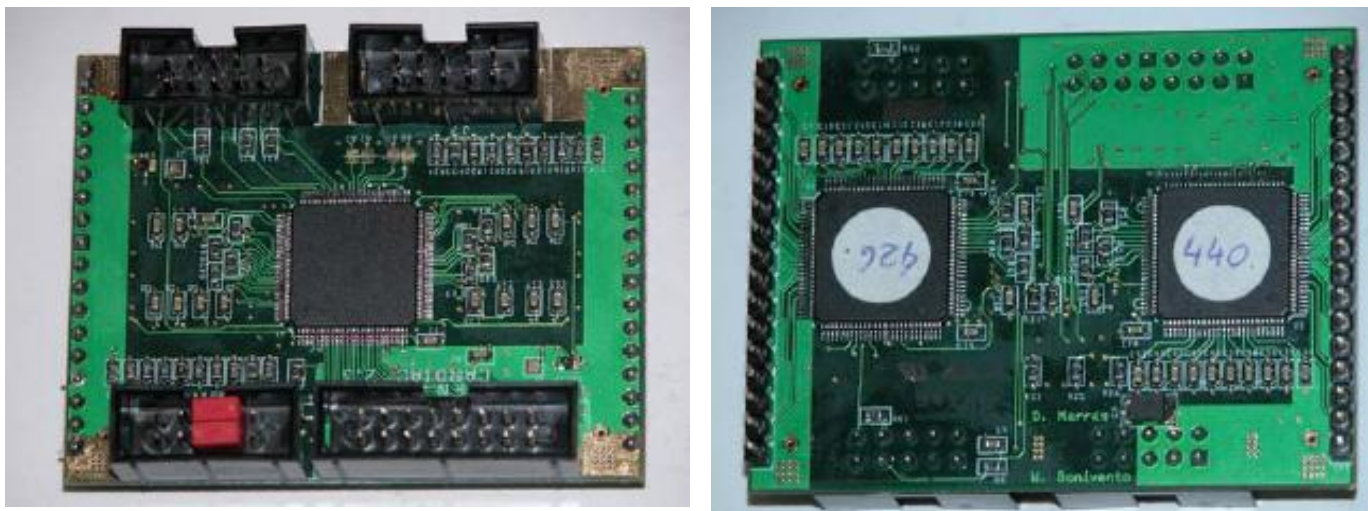
DIALOG по предложению автора диссертации для решения задачи реконструкции шумовых распределений, что будет подробно и специально обсуждаться ниже.

Напряжение питания микросхемы DIALOG 2.5 В. Потребляемая мощность 30 мВт/канал. Размеры чипа $4 \times 5 \text{ мм}^2$. Корпус микросхемы – TQFP120.

4.4. 16-канальная плата детекторной электроники CARDIAC

CARDIAC – это 16-канальная плата детекторной электроники, выполненная на микросхемах CARIOCA и DIALOG. Плата показана на фотографии на рис. 4.8. Новая плата конструктивно повторяет концепцию платы ASDQ++ (сравним с рис. 4.2). В отличие от ASDQ++, где на выход платы передавалось 16 пар LVDS сигналов, на плате CARDIAC передается только 8, см. рис. 4.7. На плате логическим ИЛИ объединяются поканально данные с соответствующих каналов двухслойных камер с целью повышения эффективности четырехслойной камеры (рис. 1.22а).

Проводное объединение соответствующих элементов слоев двухслойных камер производится на плате диодно-резистивной защиты усилителей, приведенной на рис. 4.9.



.Рис. 4.8. Фотография 16-канальной платы детекторной электроники CARDIAC, выполненной на микросхемах CARIOCA и DIALOG (показаны обе стороны платы). Размеры $50 \times 67 \text{ мм}^2$.

Разработка микросхем CARIOCA и DIALOG была полностью закончена в 2005 году. Массовое производство плат CARDIAC (8000 шт.), их тестирование и

установка на камерах проводилась в 2006–2007 г. г. Выход годных схем достаточно высокий.

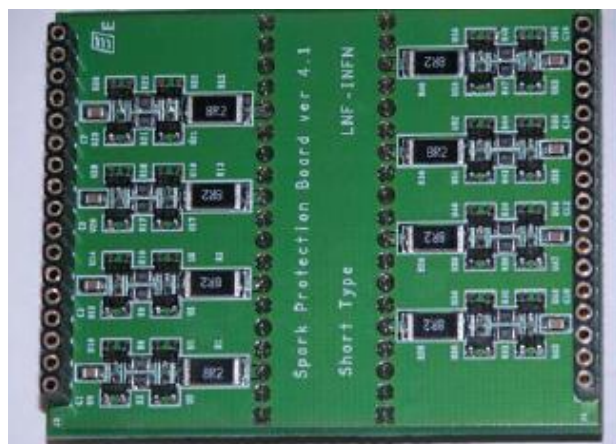
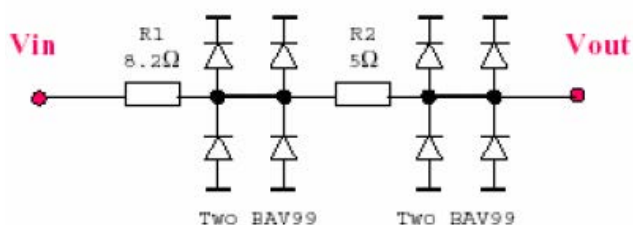


Рис. 4.9. Схема канала двухступенчатой диодно-резистивной защиты входов предусилителей SPD – *Spark Protection Board* (а), и фотография 16-канальной платы SPB (б).

На рисунке также схематически показано соединение детекторной электроники с четырехслойной камерой.

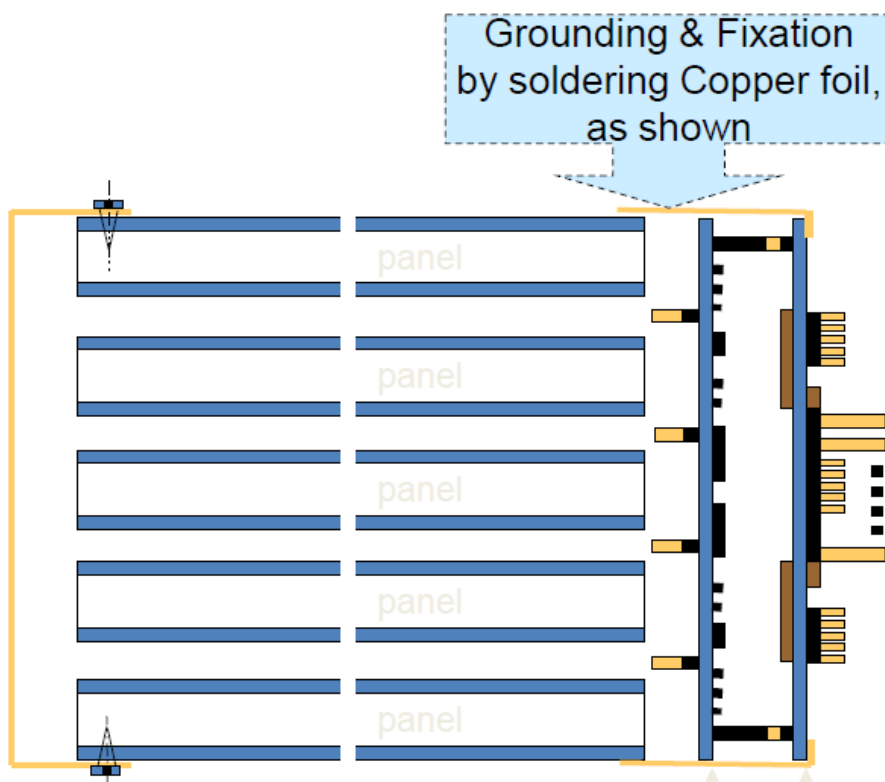


Рис. 4.10. Соединение платы CARDIAC с четырехслойной камерой через плату диодно-резистивной защиты SPB.

4.4.1 Зарядовая чувствительность канала регистрации CARDIAC

Калибровка порогов мюонного детектора, содержащего камеры с различной гранулярностью и емкостями детектора, значения которых лежат в пределах от

50 $n\Phi$ до 250 $n\Phi$, выполнялась в лаборатории с занесением результатов калибровки в базу данных, как табличных величин (подробно в Главе 5). Калибровка выполнялась в единицах заряда, т. е., измерялась зарядовая чувствительность каждого канала регистрации CARDIAC для обеих полярностей входных сигналов – положительной и отрицательной с подключенной емкостью, соответствующей C_{det} конкретной камеры мюонного детектора. Полученные значения также табулировались для последующего применения, т. к. являются постоянными величинами для каждой камеры с известной емкостью C_{det} .

На рис. 4.11 приведены результаты измерения маленькой емкости инжектора, встроенной в щуп (C_{in}), при помощи которой “впрыскивался” заряд известной величины на вход предусилителя, к которому была подключена также емкость C_{det} .

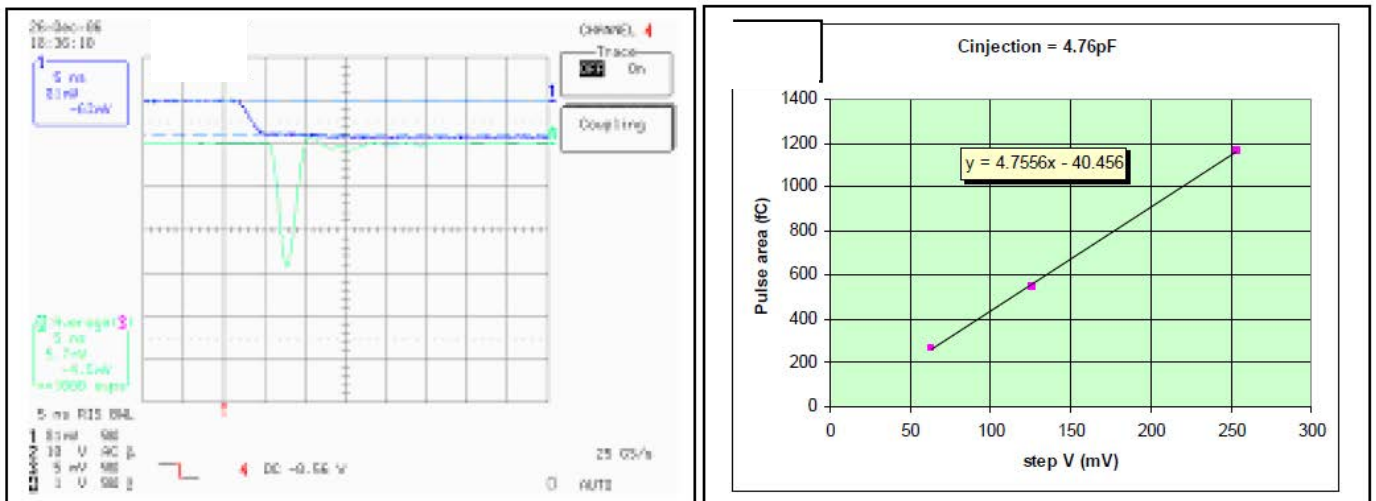


Рис. 4.11. Иллюстрация к определению емкости инжектора, встроенной в щуп, по корреляции: площадь импульса тока (Pulse area, $\phi_{Кл}$) – ступенька напряжения (step V, мВ); ($C_{in}=4.76 n\Phi$).

На рисунке слева показано, что осциллографом измерялся скачок напряжения, приложенного к емкости C_{in} , и одновременно находилась площадь тока, протекающего через эту емкость на вход осциллографа через резистор 50 Ом, а справа – результат фитирования линейной функцией зависимости “площадь-напряжение”, что с хорошей точностью дает значение емкости, через которую инжектировался заряд (здесь $C_{in}=4.76 n\Phi$).

В качестве примера на рис. 4.12 для одного канала CARDIAC приведена зависимость эффективности регистрации импульсов на уровне 50% (на этом уровне

наибольшая точность измерения) с известными зарядами, инжектированными на вход предусилителя описанным выше щупом. Регистром (*r.u* – register unit), который управлял порогом дискриминатора в измерительном канале, подбирался такой порог, чтобы частота сигналов на выходе микросхемы составляла половину от частоты посланных импульсов, чем достигалась требуемая эффективность 50%. На рисунке показаны результаты измерения по трем точкам; фитированием данных по наклону прямой найдена зарядовая чувствительность канала в единицах регистра (*register unit*) $5.1 \text{ r.u./}\phi\text{Кл}$ и значение в “нуле” – 57 r.u. . Учитывая, что 1 r.u. соответствует 2.35 мВ (параметр микросхемы DIALOG), с достаточно хорошей для практики точностью находим, что в данном конкретном случае зарядовая чувствительность канала $12 \text{ мВ/}\phi\text{Кл}$. Второй параметр фита будет автоматически определяться и учитываться при задании порогов как положение “нуля” (смещение). Чувствительность (среднее значение для данной камеры) можно табулировать, она немного разная от канала к каналу, т. к. разная емкость C_{det} .

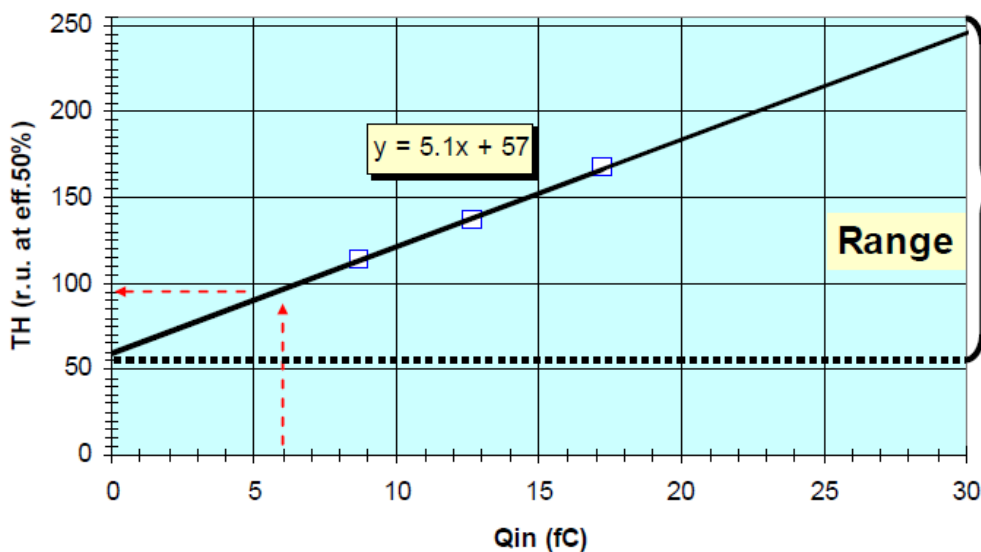


Рис. 4.11. К определению чувствительности канала регистрации по наклону прямой (здесь $5.1 \text{ r.u./}\phi\text{Кл}$), при этом априори известно, что 1 r.u. (шкала порогов) соответствует 2.35 мВ .

Ниже приводятся результаты измерения зарядовой чувствительности каналов CARDIAC как функции C_{det} , см. рис. 4.12. Как видно, данные измерений для микросхем CARIOCA положительной и отрицательной полярности отличаются, но незначительно (5–10%). Входной ток с камеры частично уходит в емкость детектора, включенную параллельно предусилителю, уменьшая чувствительность канала $g(C_{det})$:

$$g(C_{det}) = \frac{1}{C_f} \cdot \left(1 + \frac{C_{det}}{AC_f}\right)^{-1}, \quad (4.6)$$

где C_f – эффективная емкость цепи обратной связи предусилителя, а $1/C_f$ – зарядовая чувствительность схемы при $C_{det} = 0$; A – усиление схемы. Параметры аналитической зависимости (4.6) найдены в результате фитирования данных измерений – точки на рис. 4.12:

$$g^+ = \frac{1}{C_f^+} = 18.2 \frac{\text{мВ}}{\text{фКл}}, \quad g^- = \frac{1}{C_f^-} = 16.1 \frac{\text{мВ}}{\text{фКл}}, \quad A = 2700. \quad (4.7)$$

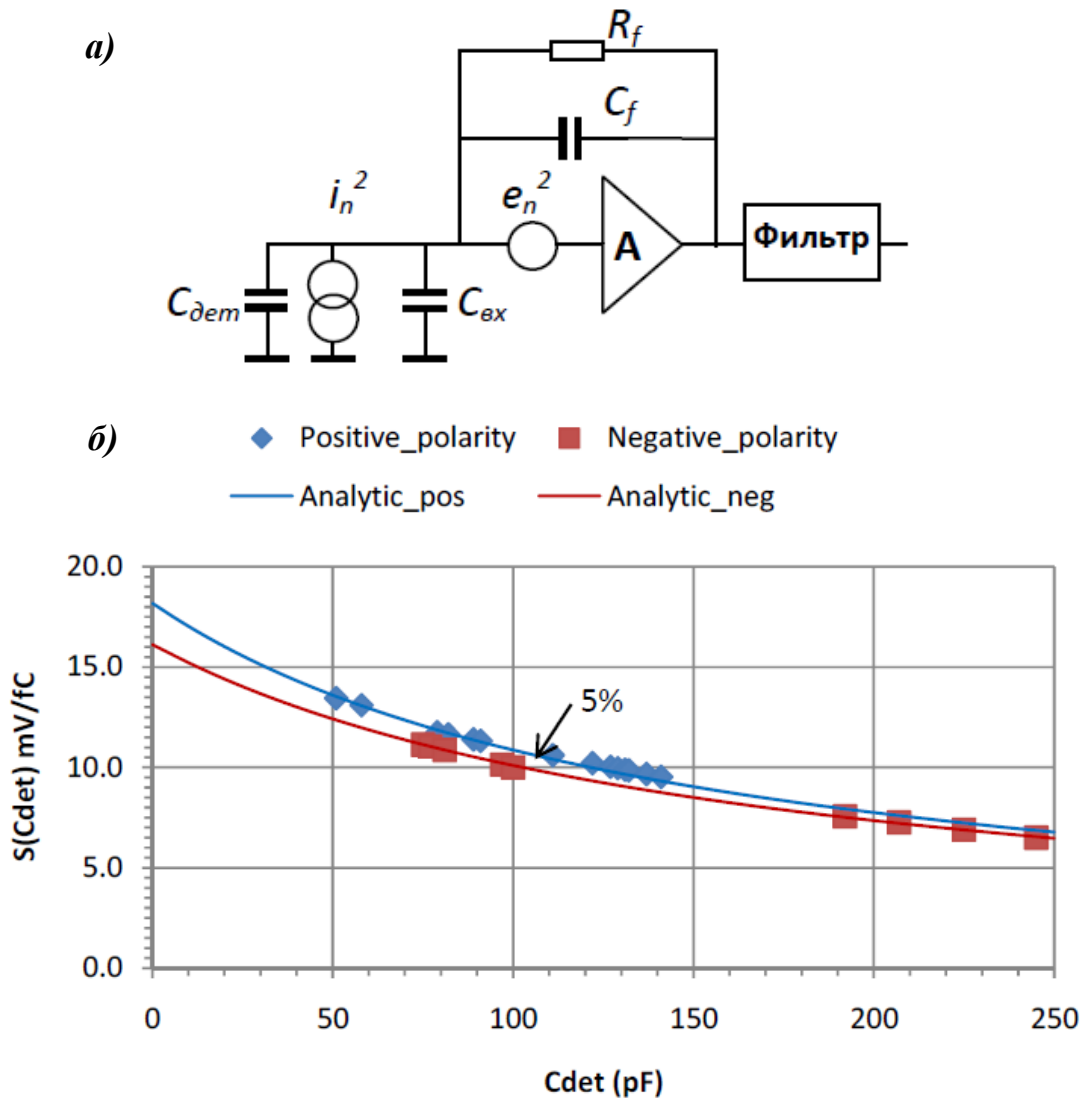


Рис. 4.12. Эквивалентная схема зарядо чувствительного усилителя (a) и зарядовая чувствительность микросхемы CARIOCA (б) как функция емкости детектора C_{det} , приведенная для схем положительной g^+ и отрицательной g^- полярности. Точки – измерения, кривые – аналитическая зависимость по формуле (4.6). Экстраполяция в нуль дает зарядовую чувствительность схемы без детектора, т. е. при $C_{det}=0$, которая определяется “эффективной” емкостью C_f^+ (C_f^-) цепи обратной связи.

4.5. Новый метод реконструкции шумовых распределений в ядерной электронике

Метод разработан автором диссертации на базе теории Райса (S.O. Rice) [87–89]. Разработанный метод применим к любым детекторам и усилителям–фильтрам. Метод реконструкции шумовых распределений позволяет определить положение нуля, интенсивность шума в нуле и ширину шумового распределения – все параметры.

Ниже приводятся примеры реконструкции важных шумовых распределений в каждом канале многоканальной системы:

- на входе усилительного тракта
- на выходе дискриминатора

применительно к задаче оптимизации режима работы многопроводочных пропорциональных камер мюонного детектора установки LHCb.

Математический анализ шумов, выполненный Райсом, и полученные им формулы нашли применение в различных областях науки и техники, в частности, в радиосвязи. В. И. Тихонов, рассматривая в работе [90] несколько специальных задач, объединенных названием “выбросы случайных процессов”, отмечает, что начало этим исследованиям было положено Райсом еще в 30-е годы прошлого столетия. Теория Райса базируется на представлении шумового тока в виде гармонического ряда со случайными амплитудами и фазами гармоник:

$$I_n(t) = \sum_{n=1}^N a_n \cos(\omega_n t) + b_n \sin(\omega_n t) , \quad (4.8)$$

где a_n, b_n – независимые нормально распределенные с нулевым средним случайные величины, $\omega_n = 2\pi f_n$, $f_n = n\Delta f_n$ – случайные гармоники. При $N \rightarrow \infty, \Delta f_n \rightarrow 0$ суммирование в (4.8) заменятся интегрированием. Предполагается, что вероятность того, что значение $I_n(t)$ лежит между I и $I + dI$, подчиняется распределению Гаусса:

$$\frac{dI}{\sqrt{2\pi R(0)}} \exp\left(-\frac{I^2}{2R(0)}\right), \quad (4.9)$$

где $R(0)$ – дисперсия, а $\sqrt{R(0)}$ – среднеквадратичное значение распределения, т. е. значение автокорреляционной функции $I_n(t)$ при $\tau=0$, где $R(\tau) = \int_0^\infty S_n(f) \cos(2\pi f\tau) df$, где $S_n(f)$ – спектральная плотность $I_n(t)$. Исходя из приведенных выше предположений, Райс выводит ряд формул. Интересующие нас формулы определяют ожидаемое в среднем число пересечений нулевого уровня шумовым током $I_n(t)$ в интервале времени T (одинаковое снизу вверх и сверху вниз):

$$f_n(0) = \frac{T}{2\pi} \sqrt{-\frac{R''(0)}{R(0)}} = T \sqrt{\frac{\int_0^\infty f^2 S_n(f) df}{\int_0^\infty S_n(f) df}} \quad (4.10)$$

и ожидаемое в среднем число пересечений ненулевого уровня шумовым током $I_n(t)$ в интервале времени T (см. П4.8):

$$f_n = f_n(0) \exp\left[-\frac{I_{th}^2}{2R(0)}\right] \quad (4.11)$$

Левая часть формулы (4.10) записана во временной, а правая – в частотной области. При этом предполагается существование второй производной автокорреляционной функции $I_n(t)$ $R''(\tau) = -4\pi^2 \int_0^\infty f^2 S_n(f) \cos(2\pi f\tau) df$, и существуют отличные от нуля значения $R(0)$ и $R''(0)$. Формула (4.10) была получена Райсом эвристически. Строгое доказательство формул (4.10) и (4.11) и соответствующей теоремы для различных классов стохастических процессов получено в 60-е годы советскими математиками [91, 92].

В статистической радиотехнике [93] формула (4.10) известна как характеристика случайного процесса и определяет некоторую “квазичастоту” стационарного гауссова процесса – числовую характеристику, отражающую темп колебаний шума. В этом разделе диссертации будет показано, что при определенных условиях, упомянутая выше “квазичастота”, становится независимой от параметров случайного процесса, т. е. становится детерминированной характеристикой

усилителя-фильтра, зависящей только от его постоянных времени. Эта частота названа автором диссертации частотой Райса (ее можно было бы назвать и “квазичастотой Райса”). Однако термин “частота Райса” короче. Частота Райса, как характеристика усилителя-фильтра, введен впервые автором диссертации [94–96], удобно, когда есть название, при этом в названии – имя автора формулы.

Знание частоты Райса позволяет довольно просто измерить эквивалентный шумовой заряд на входе предусилителя в условиях, когда аналоговый выход с усилителя отсутствует, и традиционный метод измерения по уширению генераторной линии анализатором (который нужно иметь) невозможен. Причем сделать это – без подачи на вход предусилителя генераторного сигнала и найти искомые параметры сразу двух важных шумовых распределений по результатам сканирования порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилительного тракта – входе дискриминатора, имея пересчетку.

4.5.1. Частота Райса – интенсивность шумового счета при нулевом пороге

Итак, если известна частота Райса, значит можно найти нулевой порог (уровень нуля в усилительном тракте). Электрический шум проходит тот же тракт от входа до выхода, что и сигнал с детектора, см. рис. 4.13. Рисунок повторяет и дополняет с комментариями рис. 4.4. Ток в детекторе, созданный при прохождении через детектор заряженной частицы, интегрируется предусилителем, т. е. собирается заряд; затем полученный сигнал в виде импульса напряжения усиливается и формируется основным усилителем; далее сигнал проходит через восстановитель базовой линии и поступает на дискриминатор. Где при этом окажется “нулевой порог”, сказать не просто. В отсутствие сигнала с детектора при некотором пороге, установленном на дискриминаторе, последний может срабатывать от шума в тракте. При определенной интенсивности шумового счета возможна потеря эффективности регистрации сигнала, т. к. канал занят шумом. Шум на входе зарядо чувствительного усилителя оценивают по величине эквивалентного шумового заряда (*Equivalent Noise Charge – ENC*). *ENC* – это такой заряд, который создает на входе схемы

эквивалентный генератор тока при подключенном детекторе, равный среднеквадратичному значению σ шума.

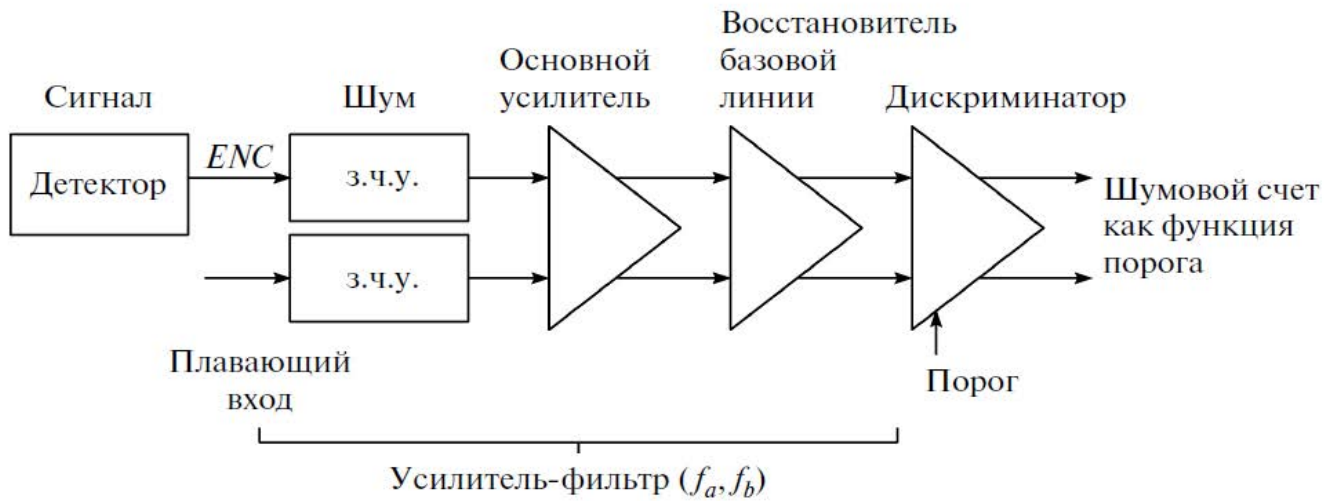


Рис. 4.13. Блок-схема продвижения шума от входа до выхода через типовой тракт: предусилитель – усилитель – дискриминатор.

Часто шумы на входе усилителя представляют шумящими резисторами, включенными параллельно и последовательно относительно входа идеального (нешумящего) усилителя³. Параллельный резистор определяет параллельный шум, ENC_P , который определяет шум при нулевой емкости детектора, а последовательный резистор – последовательный шум, ENC_S , который возрастает с увеличением емкости детектора. Шум резистора – тепловой, характеризующийся, как и белый шум, постоянной спектральной плотностью, т. е. мощностью.

Частота Райса может быть найдена по результатам измерения интенсивности шумовых срабатываний дискриминатора при изменении емкости детектора или емкости, специально подключенной параллельно входу усилителя, при сканировании порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилителя. Результаты измерений, представляются графически прямыми линиями, как показано на рис. 4.14. в логарифмической шкале по вертикали и квадратичной – по

³ V. Radeka. *Annual review of Nuclear and Particle Science*. 1988. v. 38. p. 217.

горизонтали. Уравнения прямых получены фитированием данных измерений для микросхемы ASDQ с внешним дискриминатором и для микросхемы CARIOCA с внутренним дискриминатором. Такое представление, соответствующее несмещенному распределению, не совсем корректно для сильно смещенного распределения (см. рис. 4.14б). Из рис. 4.14б по значению $y=7.4$ для точки пересечения прямых найдено, что $f_n(0)=10^{7.4} \approx 25$ МГц. Точность определения частоты Райса этим способом невысокая, особенно для сильно смещенного распределения, но в первом приближении достаточная для практики.

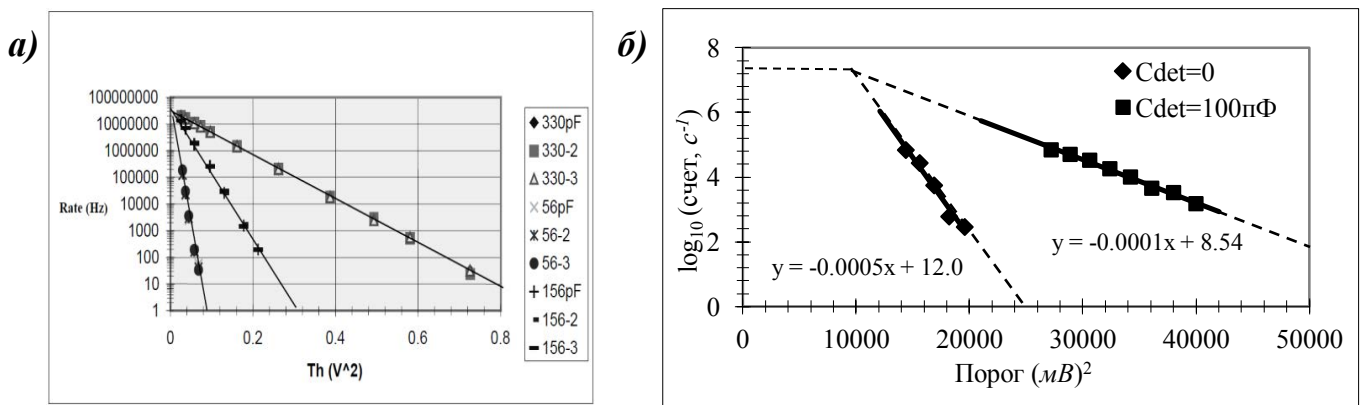


Рис. 4.14. Определение частоты Райса по точке пересечения прямых, уравнения которых получены фитированием данных измерений: микросхема ASDQ с внешним дискриминатором (а); микросхема CARIOCA с внутренним дискриминатором (б).

4.5.2. Определение частот Райса через эквивалентную широкую полосу частот

Для белого шума, у которого постоянная спектральная плотность $S_n(f) = const$, Райс упростил формулу (4.10) и получил, что для идеального фильтра с полосой пропускания от f_a до f_b частота $f_n(0)$ не зависит от параметров случайного процесса, а определяется пределами полосы пропускания фильтра f_a и f_b :

$$f_n(0) = T \sqrt{\frac{1}{3} \frac{(f_b^3 - f_a^3)}{f_b - f_a}}. \quad (4.12)$$

Однако, спектральная плотность для зарядо чувствительного усилителя (з.ч.у.) в общем виде зависит от частоты, т. е. $S_n(f) \neq const$, см. [97]. Возникающую при этом проблему определения частоты Райса можно обойти переходом от сигнальной полосы частот $B=(f_b - f_a)$ к эквивалентной шумовой полосе $\Delta f_{ш}$ и применить

упрощенную формулу (4.12). Эквивалентная шумовая полоса частот $\Delta f_{ш}$ математически определяется следующим образом:

$$\Delta f_{ш} = \frac{1}{2\pi|H_{max}|^2} \int_0^\infty |H(j\omega)|^2 d\omega, \quad (4.13)$$

где ω – круговая частота; $H(j\omega)$ – передаточная функция усилителя-фильтра по напряжению, H_{max} – максимальное значение передаточной функции $H(j\omega)$. Функция передачи по напряжению, возведенная в квадрат, характеризует передачу мощности. При определении $\Delta f_{ш}$ накладывается условие, чтобы мощность шумового сигнала в полосе $\Delta f_{ш}$ равнялась той же, что и в реальной полосе частот B , но постоянной внутри этой полосы и равной нулю за ее пределами, т. е. $S_n(f)_{эКВ} = \text{const}$ (П-образная характеристика на рис. 4.15). При указанной модификации $S_n(f)_{эКВ}$ в формуле (4.10) сокращается и получается формула (4.12). Связь между сигнальной полосой пропускания фильтра B и эквивалентной шумовой полосой частот $\Delta f_{ш}$, однозначная, см. таблицу, заимствованную из работы [98]). Как видно, для схемы однокаскадного усилителя-фильтра с одним полюсом (идеальный интегратор) $\Delta f_{ш} = 1.571 \times B$. Для схемы с тремя полюсами $\Delta f_{ш} = 1.05 \times B$, а при большом числе полюсов $\Delta f_{ш}$ стремится к B . Наш случай ближе к обозначенному в таблице пунктирной линией уже при трех полюсах $\Delta f_{ш} \approx B$ [98].

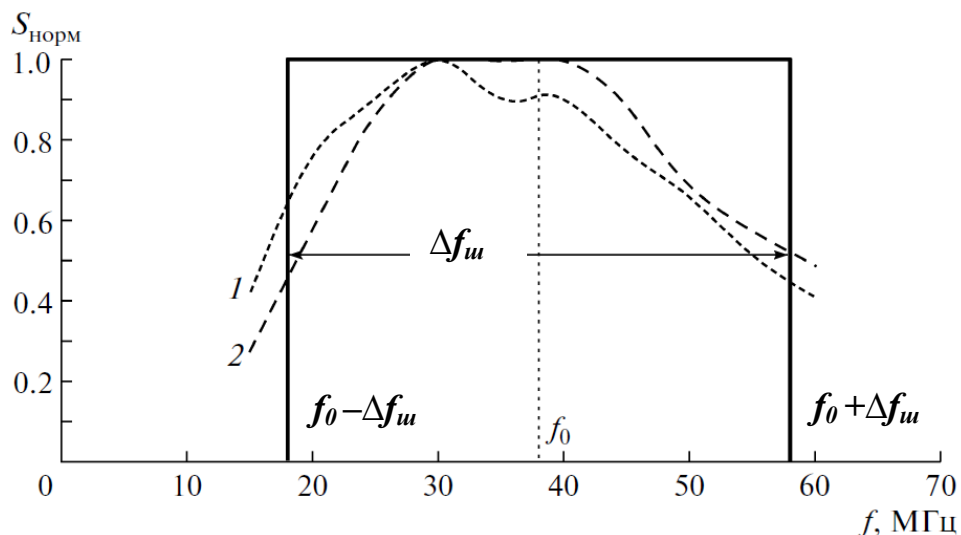


Рис. 4.15. Нормированные спектральные характеристики усилителей микросхемы CARIOSA отрицательной (1) и положительной (2) полярности и усредненная эквивалентная шумовая полоса частот (равные площади под кривыми).

При таком подходе для полосового фильтра с постоянной спектральной плотностью в области эквивалентной шумовой полосы частот, определяемой новыми границами $f_a=f_0-\Delta f_{ш}/2$, $f_b=f_0+\Delta f_{ш}/2$, и нулевой – вне этой области интересующую нас формулу (4.12) для $T=1$ с можно записать в следующем виде, см. [99]:

$$f_n(0) = \sqrt{\frac{\int_{(f_0-\frac{\Delta f_{ш}}{2})}^{(f_0+\frac{\Delta f_{ш}}{2})} f^2 df}{\int_{(f_0-\frac{\Delta f_{ш}}{2})}^{(f_0+\frac{\Delta f_{ш}}{2})} df}} = f_0 \sqrt{1 + \frac{1}{12} \left(\frac{\Delta f_{ш}}{f_0}\right)^2} \quad (4.14)$$

где $f_0=(f_a+f_b)/2$ – центральная частота полосового фильтра, а $\Delta f_{ш}$ берется из приведенной выше таблицы 4.1. Для идеального фильтра нижних частот (интегратор, $f_a = 0$) формула (4.13) принимает вид:

$$f_n(0) = 1.571 f_b \approx \Delta f_{ш}/\sqrt{3} \quad (4.15)$$

Таблица 4.1. Связь эквивалентной шумовой полосы частот $\Delta f_{ш}$ с сигнальной полосой частот B

к одинаковых однополюсных каскадов ($p=l$)	$\Delta f_{ш}/B$	p полюсов однокаскадного усилителя-фильтра ($k=l$)	$\Delta f_{ш}/B$
1	1.571	1	1.571
2	1.222	2	1.111
3	1.155	3	1.05
4	1.13	4	1.025
5	1.11	5	1.02
6	1.1	6	1.01
∞	1.06	∞	1.0

4.5.3. Аналитическое определение частот Райса для зарядочувствительного усилителя с формированием CR-RC²

Рассмотрим з.ч.у., для которого $S_n(f) \neq \text{const}$, т. е. спектральная плотность не постоянная, но в котором доминирует последовательный шум. Найдем число пересечений нулевого уровня в интервале $T=1$ с аналитически по формуле:

$$f_n(0) = \sqrt{\frac{\int_0^\infty f^2 S_n(f) df}{\int_0^\infty S_n(f) df}} = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\int_0^\infty (i_n^2 + e_n^2 \omega^2 C^2) |H(j\omega)|^2 \omega^2 d\omega}{\int_0^\infty (i_n^2 + i_n^2 \omega^2 C^2) |H(j\omega)|^2 d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\int_0^\infty |H(j\omega)|^2 \omega^2 d\omega}{\int_0^\infty |H(j\omega)|^2 d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} e_n^2 \omega^2 C^2 \gg i_n^2 \quad (4.16)$$

Интегралы в (4.16) берутся, и в этом случае “квазичастота” $f_n(0)$ не зависит от параметров случайного процесса [100]. Полагая формирование CR-RC² (микросхема CARIOSA [101]) и

$$|H(j\omega)|^2 = \frac{1}{1 + \omega^2 (R_{in} C_{det})^2} \cdot \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (4.17)$$

получим:

$$f_n(0) = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\int_0^\infty \omega^4 \frac{1}{1 + \omega^2 (R_{in} C_{det})^2} \cdot \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} d\omega}{\int_0^\infty \omega^2 \frac{1}{1 + \omega^2 (R_{in} C_{det})^2} \cdot \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} d\omega} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\tau + R_{in} C_{det}}{\tau^2 R_{in} C_{det}}}. \quad (4.18)$$

График полученной зависимости $f_n(0)$ от C_{det} для $R_{in}=50 \text{ Ом}$, $\tau=10 \text{ нс}$ представлен на рис.4.24 в логарифмическом масштабе по вертикали, как на рис.4.14б.

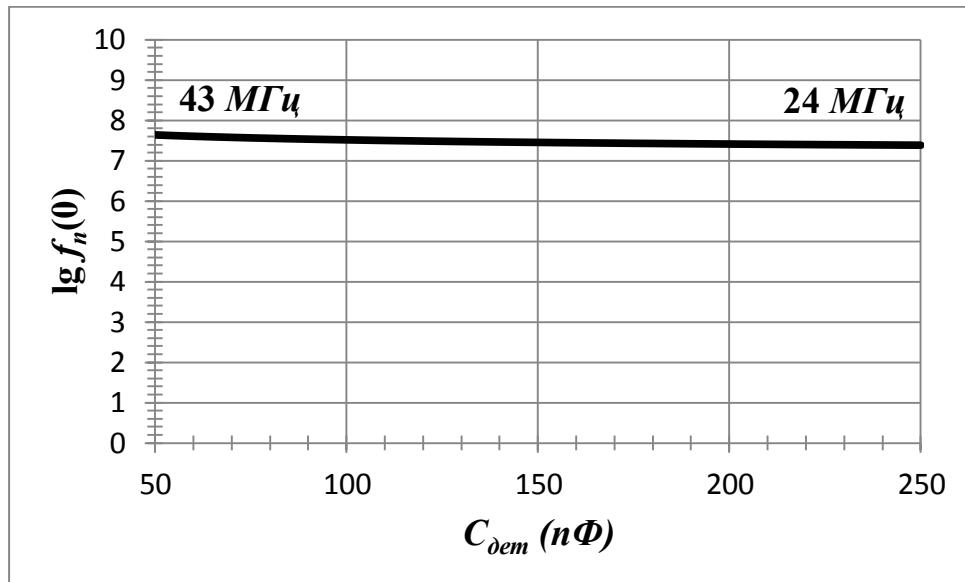


Рис. 4.16. Частота Райса $f_n(0)$ в широком интервале емкостей детектора C_{det} , полученная аналитически в предположении, что доминирует последовательный шум, для формирования CR-RC² (микросхема CARIOSA) при равных постоянных дифференцирования и интегрирования, не зависит от шумовых параметров.

Итак, в предположении, что доминирует последовательный шум, частота $f_n(0)$ не зависит от шумовых параметров схемы. Она почти постоянная для широкого интервала емкостей детектора C_{det} от 56 нФ до 330 нФ , что показывает вершина на рис. 4.14а.

4.5.4. Определение параметров шумовых распределений на входе предусилителя и на выходе дискриминатора

Среднее число пересечений стационарным случайным сигналом ненулевого уровня в единицу времени определяется формулой Райса (4.11). Математически строгое доказательство этой формулы приводится в работах советских математиков [91, 92].

Переходя от тока к заряду, получим:

$$f_n = f_n(0) \exp\left(-\frac{Q_{Th}}{2ENC}\right)^2 \quad (4.19)$$

где Q_{Th} – порог дискриминатора в единицах, ENC – эквивалентный шумовой заряд на входе предусилителя, $f_n(0)$ – ожидаемое в среднем число пересечений шумовым сигналом нулевого уровня дискриминатора, независящее от того рассматривается ток или заряд. Как видно, частота Райса – один из параметров шумового распределения, который соответствует максимальному в среднем счету на выходе дискриминатора в секунду при нулевом пороге. Два других параметра можно найти одним из следующих методов.

4.5.4.1. Метод фитирования

На рис. 4.17 приведены результаты измерения двух других параметров – положения нуля (μ) и ширины распределения (σ) шумового счета на выходе дискриминатора. На рис. 4.17 точками показаны результаты сканирования порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилителя микросхемы CARIOSA, при этом уменьшение порога дискриминатора – справа налево. С уменьшением порога дискриминатора шумовой счет на выходе дискриминатора возрастал до определенного уровня, а дальше начал спадать. Это объясняется тем, что

дискриминатор дифференциальный (его схема приведена в Приложении П4.5). Просто произошла инверсия сигнала, порог задается дифференциальным напряжением V_{ref+} и V_{ref-} (см. рис. 4.4), и произошло это не при нулевом пороге, как увидим. Фактически точки измерения должны быть разнесены на соответствующие участки кривой фита, как показано на рис. 4.18, где повторен предыдущий рисунок в логарифмическом масштабе. Пунктирной линией на рис. 4.17 показано несмещенное распределение ($\mu=0$), $n\sigma$ – порог дискриминатора в регистровых единицах (*r.u.*). $\sigma=ENC$ при калибровке порога зарядом, как показано на рис. 4.11.

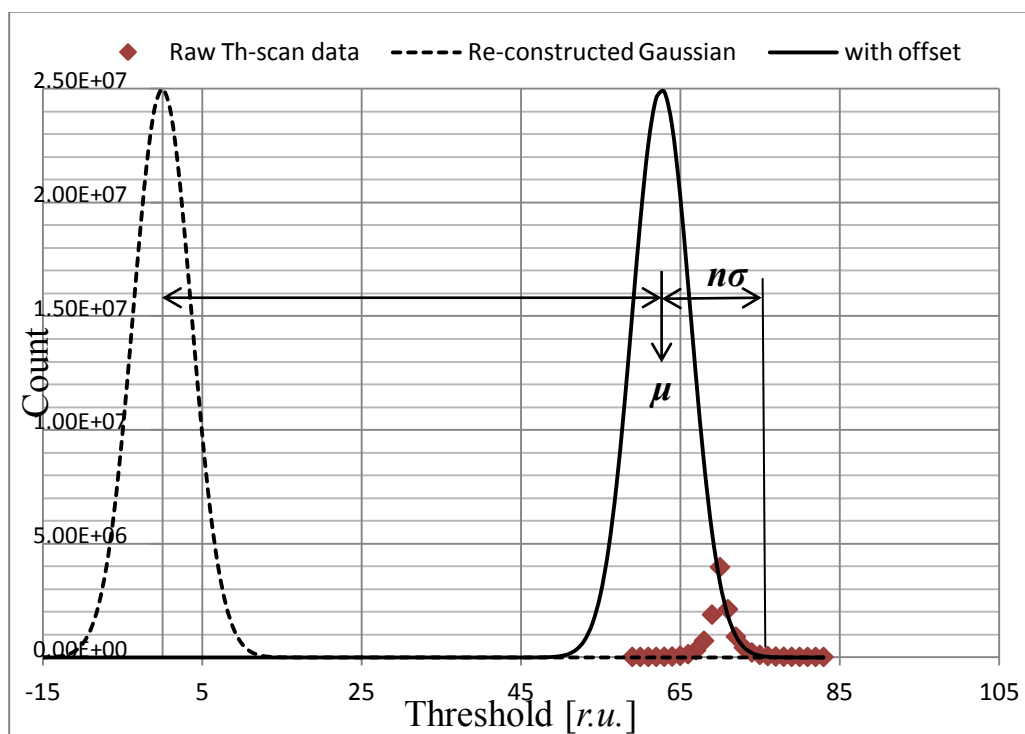


Рис. 4.17. Иллюстрация к определению параметров шумового распределения μ и σ методом фитирования функцией Гаусса (4.19) данных измерения с добавлением еще одной точки – частоты Райса. Пунктирной линией показано несмещенное распределение ($\mu=0$), $n\sigma$ – порог дискриминатора в регистровых единицах (*r.u.*). $\sigma=ENC$ при калибровке порога зарядом, как показано на рис. 4.11.

В принципе, зная частоту Райса, чтобы быстро оценить недостающие параметры шумового распределения достаточно двух точек измерения шумового счета при двух разных порогах дискриминатора. На практике важно производить такие оценки часто, т. к. на шумы влияет недостаточное экранирование электроники и детектора, неудачно брошенные кабели связи и др.

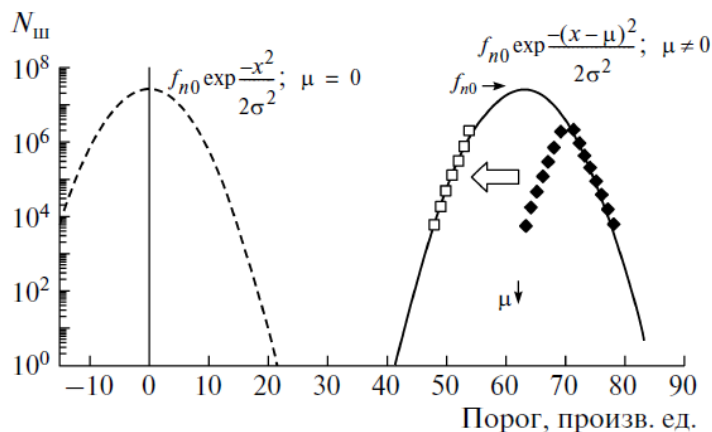


Рис. 4.18. Тот же рис.4.17 в логарифмическом масштабе по вертикали. Пунктирной линией показано несмещенное распределение. Спадающие черные точки следует располагать, как показано на рисунке белыми точками.

На рис. 4.19 показаны примеры реконструкции шумовых распределений, полученные методом фитирования данных сканирования для одного канала камеры М3R1 типа СРС, а на рис. 4.20 – камеры М2R1 типа СWРС и М5R4 типа WPC (видно большое смещение нуля).

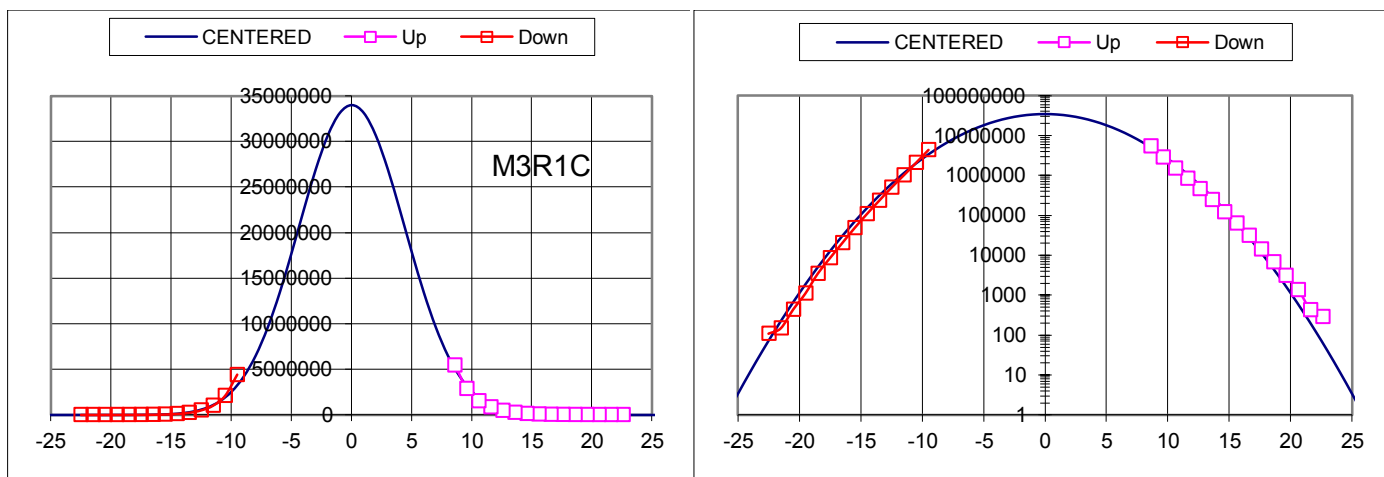


Рис. 4.19. Пример реконструкции шумового распределения методом фитирования данных сканирования порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилителя для одного канала камеры М3R1 типа СРС.

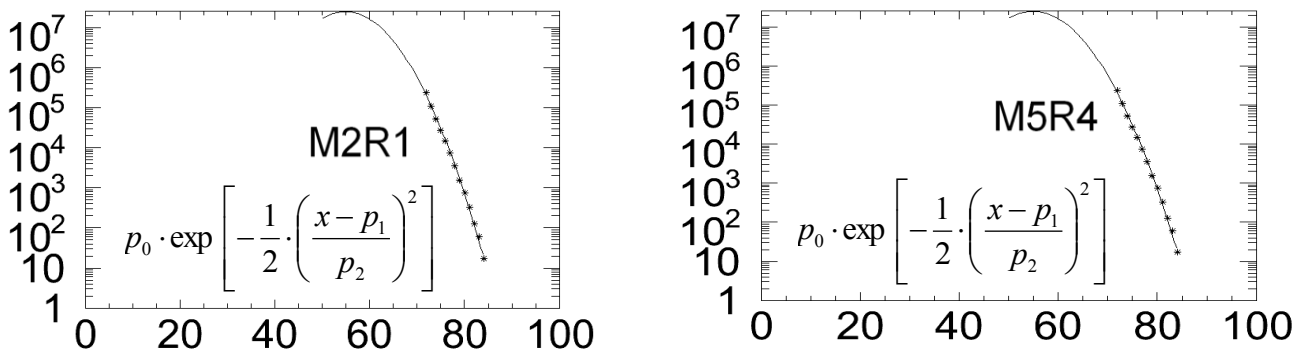


Рис. 4.20. Примеры реконструкции шумовых распределений методом фитирования данных сканирования порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилителя для одного канала камеры М2R1 типа СWРС и М5R4 типа WPC. Найдены параметры p_0 , p_1 , p_2 функций, описывающих приведенные здесь распределения с большим смещением нуля.

4.5.4.2. Метод линеаризации и центрирования

Другой алгоритм определения параметров шумовых распределений основан на представлении формулы (4.19) в линеаризованном виде:

$$Y = \lg f_n(0) - \frac{\lg(e)}{2ENC^2} X \rightarrow \lg(f_{n0}) - slope \times X \rightarrow ENC = \frac{0.466}{|slope|} \quad (4.20)$$

де $X = Q_{Tn}^2, \sqrt{\frac{\lg(e)}{2}} = 0.466$.

По этой формуле шумовое распределение представлено прямой линией с отрицательным наклоном (*Slope*) при условии, что нет смещения нуля. Для выполнения центрирования “сырых” данных и линеаризации зависимости будем сдвигать данные и каждый раз фитировать их прямой линией, см. рис. 4.21, т. е. будем подбирать параметр смещения μ . Критерием окончания процедуры сдвига является пересечение прямой с осью ординат в точке, соответствующей частоте Райса. Кроме того, в конце процедуры получено наилучшее приближение прямой к “сырым” данным. В итоге параметр μ определяется по сдвигу данных от начального положения до конечного, а параметр σ – вычисляется по последнему наклону прямой.

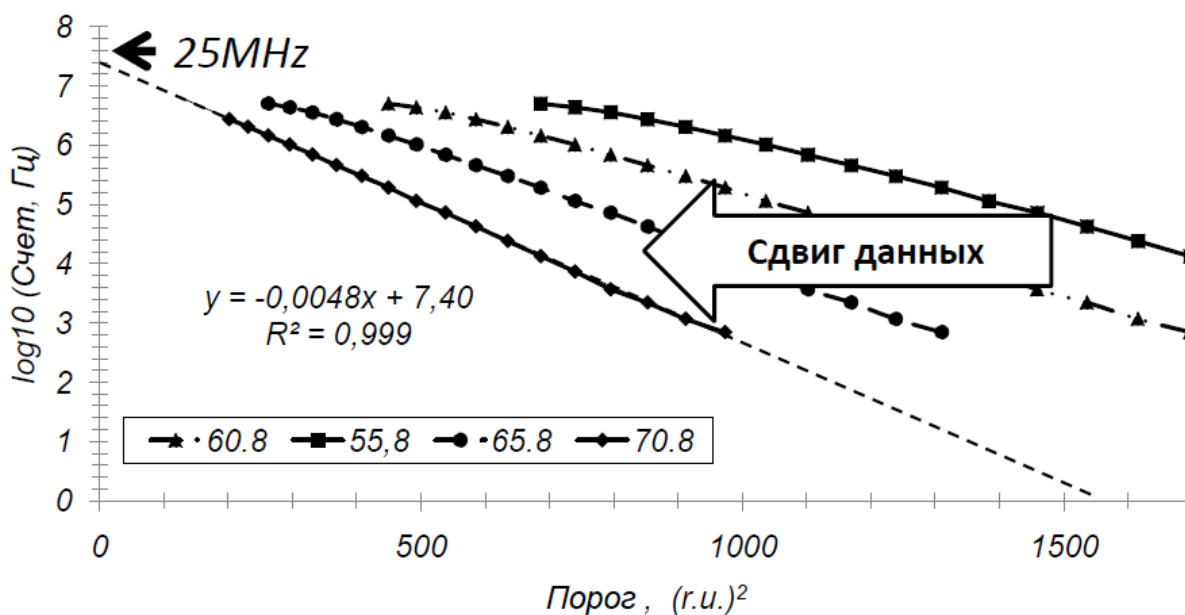


Рис. 4.21. Определение параметров шумового распределения методом линеаризации и центрирования. Смещение распределения μ находится сдвигом, а ширина σ – по наклону конечной прямой линии, которая пересекает вертикальную ось в точке, соответствующей частоте Райса.

4.5.5. Пример наилучшего согласования усилителя с детектором

Приведем еще один пример применения нового метода реконструкции шумовых распределений [102, 103] для другого детектора. На рис. 4.22 показаны три шумовых распределения, полученные описанным выше методом линеаризации и центрирования, откуда следует, что для наилучшего согласования строу-трубки с усилителем требуется “холодное” согласование импедансов строу-трубки и усилителя, обозначенное на рисунке цифрой 3 (как видно, два других случая 1 и 2 хуже по наклону прямых, т. е. вносят больший шум). Строу-трубка с усилителем CARIOCA использовалась в контексте данной диссертации для измерения баллистического дефицита усилителя CARIOCA, см. главу 5, раздел 5.5.1.1. Рентгеновское излучение от источника ^{55}Fe , создающее точечную ионизацию в газе, свободно проникало через тонкую стенку строу-трубки, что исключено в случае мюонных камер, описываемых в диссертации. Знание параметра δ – баллистического дефицита необходимо для определения порогов регистрации в первичных электронах, см. главу 5.

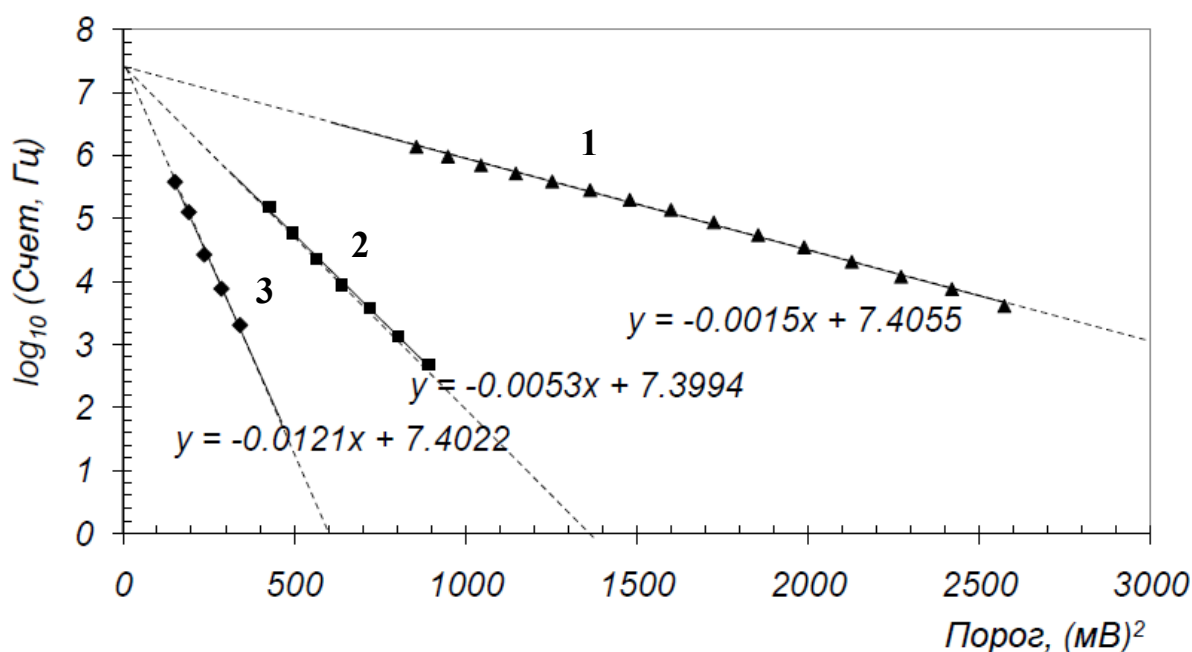


Рис. 4.22. Иллюстрация к наилучшему согласованию усилителя с детектором: 1 – входное сопротивление усилителя 50 Ом; 2 – горячее согласование, добавлен резистор 250 Ом, включенный последовательно со входным сопротивлением усилителя; 3 – входное сопротивление усилителя 300 Ом получено активным элементом – транзистором.

4.6. Результат измерения эквивалентного шумового заряда усилителей в кроссе CARIOSA в лаборатории

Знание зарядовой чувствительности усилительно-регистрационного тракта (см. Приложение П4.6) чрезвычайно важно и будет применяться при установке порогов электроники в единицах заряда и электронах (в литературе часто видим B и $мкА$, покажем преимущества нашего подхода). На примере одного канала одной камеры, применив описанный выше метод реконструкции шумовых распределений, покажем, какие извлекались отсюда дополнительные характеристики каналов регистрации. В этом примере использовалась камера M5R4 с большой емкостью детектора. Процесс центрирования “сырых” данных, показанных точками, был остановлен при пересечении фитирующей прямой оси y в точке $y(0) = 7.5993$, соответствующей частоте Райса для $C_{дет} = 245 \text{ нФ}$, см. рис. 4.23. При сдвиге данных было найдено положение “нуля” распределения $\mu = 177.8 \text{ мВ}$, а по наклону конечной прямой (-0.001) по формуле (4.20) определен соответствующий тангенсу угла наклона второй параметр шумового распределения $\sigma = 14.7 \text{ мВ}$. Зная априори известные данные: зарядовую чувствительность канала 7.3 мВ/фКл и емкость детектора $C_{дет} = 245 \text{ нФ}$ (обе величины были измерены заранее, т. е. являются табулированными величинами), вычислен эквивалентный шумовой заряд в единицах заряда $\sigma=ENC=2.01 \text{ фКл}$ (12616 эл.).

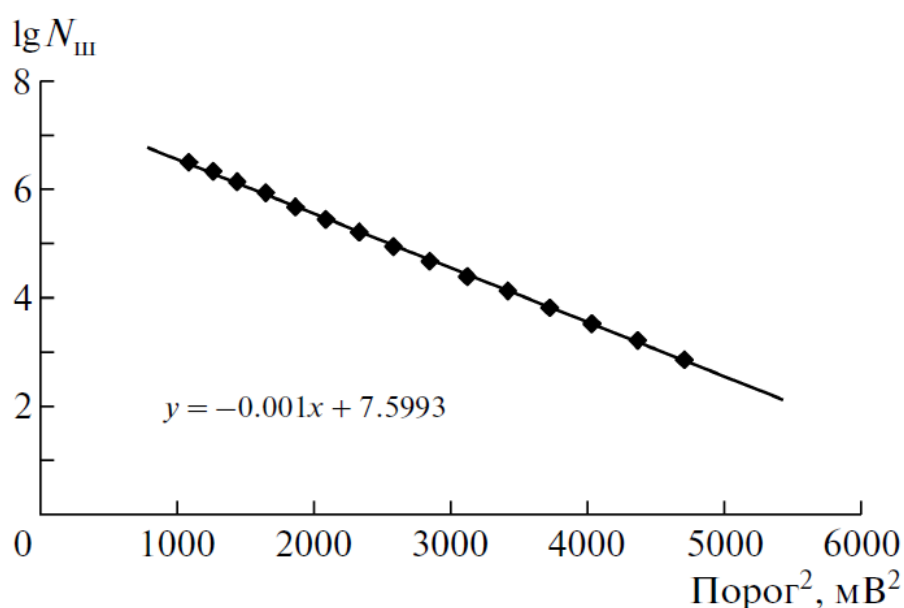


Рис. 4.23. Центрированное шумовое распределение для одного канала мюонной камеры с емкостью детектора $C_{дет} = 245 \text{ нФ}$.

На рис. 4.24 приведены зависимости эквивалентного шумового заряда (ENC) каналов микросхемы CARIOCA с положительной и отрицательной полярностью как функции емкости детектора (здесь детектор имитировал конденсатор, подключенной параллельно входу микросхемы), полученные в лаборатории. Видно, что входные цепи микросхемы CARIOCA положительной и отрицательной полярности вносят разный шум. В разделе 4.4.1 было показано, что зарядовая чувствительность схем положительной и отрицательной полярности микросхемы CARIOCA также несколько отличаются. Для более полного понимания детекторной электроники в Приложении к этой главе, см. П4.1–П4.8, приведена дополнительная информация.

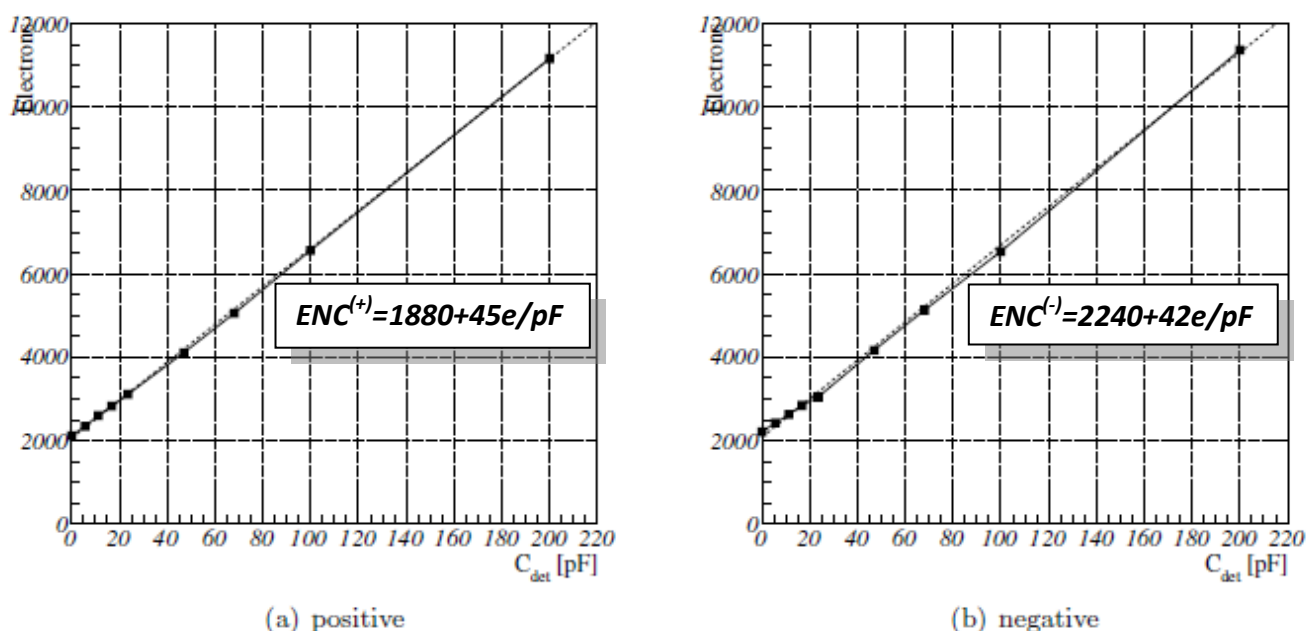


Рис. 4.24. Зависимости эквивалентного шумового заряда микросхемы CARIOCA положительной и отрицательной полярности от емкости детектора, подключенной параллельно входу микросхемы, полученные в лаборатории. Как видно, характеристики отличаются друг от друга как при нулевой емкости, так и по наклону.

Продолжим пример, начатый выше. Пользуясь характеристикой микросхемы CARIOCA (в этом примере – для отрицательной полярности, рис.4.24), полученной в лабораторных условиях, $ENC = 2240 \text{ эл.} + 42 \text{ эл./n}\Phi$, вычитая из найденного значения $ENC = 12616 \text{ эл.}$ параллельный шум 2240 эл. , можно определить наклон $\Delta ENC/\Delta C$, характеризующий компоненту последовательного шума. Найденное приращение ΔENC делением на $C_{det} = 245 \text{ n}\Phi$ дает отношение $\Delta ENC/\Delta C =$

42.3 эл./ $n\Phi$, очень хорошо согласующееся с лабораторными измерениями и позволяющее сделать важный вывод, что шум в канале тепловой, а не иной.

Следующий шаг: определение и установка в данном канале камеры рабочего порога электроники, как суммы $\mu + n\sigma$. Параметр смещения шумового распределения μ нужен только для этого. Найденное значение порога в единицах заряда составило $Q_{th} = 10.05 \text{ фКл}$ (62812 эл.) при $n = Q_{th}/ENC = 5$. Значение n выбрано здесь равным 5, чтобы шумовой счет в канале после установки порога не превышал 100 *имп./с*. Проверим по формуле (4.19), что при частоте Райса 24 МГц (рис. 4.16) ожидаемый шумовой счет в канале при таком пороге электроники будет 89 Гц.

П4.1. Сигнал в цепях анодных и катодных каналов проволочной камер

Для определения аналитической зависимости сигнала тока от времени $i(t)$ рассмотрим первичный электрон, дрейфующий от точки образования в зазоре h к анодной проволочке и который вызовет первую лавину при напряженности поля $E_{min} = \frac{V_a}{r_{min} \ln(r_c/r_a)}$. Такая напряженность поля возникает на расстоянии r_{min} порядка 50 мкм от поверхности проволочки. Все остальное пространство в зазоре h электроны первичной ионизации “цугом” дрейфуют без размножения от точки образования до проволочки. Лавинное умножение электронов происходит на коротком интервале от r_{min} до r_a . Рассмотрим положительный заряд q , который образовался в точке r между r_{min} и r_a , при этом сравним решения двух дифференциальных уравнений для $r(t)$.

В первом случае скорость дрейфа положительных ионов будем считать пропорциональной напряженности поля $v = \mu^+ E$, т. е. их подвижность будем считать постоянной:

$$v(t) = \frac{dr(t)}{dt} = \mu^+ E = \mu^+ \frac{V_a}{r(t) \ln(r_c/r_a)}$$

$$\rightarrow \text{решение дифференциального уравнения } r(t) = r_a \sqrt{1 + \frac{t}{t_0}}, \quad (1)$$

где
$$t_0 = \frac{r_a^2 \ln(r_c/r_a)}{2\mu^+ V_a} . \quad (2)$$

Во втором случае скорость движения положительных ионов будем считать зависящей от E , как $v(t) = dr(t)/dt = \mu^+ \sqrt{E}$, что характерно для сильных полей⁴. В этом случае траектория движения ионов $r(t)$ находится из решения другого дифференциального уравнения [47]:

$$v(t) = \frac{dr(t)}{dt} = \mu^+ \sqrt{\frac{V_a}{r(t) \ln(r_c/r_a)}} \quad (3)$$

⁴ J.A.Hornbeck. Phys.Rev. 84 (1951). p. 615-620.

$$r(t) = r_a(1 + \zeta) \sqrt{1 + \frac{t}{t'_0}}, \quad (4)$$

где

$$t'_0 = \frac{2}{3\mu^+} \sqrt{\frac{\ln(r_c/r_a)}{V_a} r_a^3 (1 + \zeta)^3} \quad (5)$$

$$\zeta = \frac{\Delta V \ln(r_c/r_a)}{V_a \ln 2} \quad (6)$$

В формулах (5) и (6) ΔV – разность потенциалов, при которой электрон достигает энергии, достаточной для ионизации газа; ΔV вместе с E_{min} – параметры формулы модели Диеторна (Diethorn) для газового усиления.

Сравнивая решения дифференциальных уравнений (1) и (4), видим, что наведенный в цепи анодной проволоочки ток, пропорциональный скорости движения заряда, в обоих случаях – гипербола по форме, но отличается значениями параметров t_0 и t'_0 в знаменателе:

$$i(t) = -\frac{q}{2\ln(r_c/r_a)} \cdot \frac{1}{t+t_0} = -\frac{I_0}{t+t_0}, \quad (7.1)$$

$$i(t) = -\frac{q}{2\ln(r_c/r_a)} \cdot \frac{1}{t+t'_0} = -\frac{I_0}{t+t'_0}. \quad (7.2)$$

Типичные значения величин в формулах (7.1–7.2) при газовом усилении $G=6 \times 10^4$: $I_0=8$ мкА, $t_0=1.5$ нс по формуле (2) и $t'_0=3$ нс по формуле (5).

В цепи катода ток имеет ту же форму, но противоположный знак. Полный ток образуется суперпозицией частных токов по всем первичным электронам.

Гиперболы с параметром t_0 (t'_0) описывают ионный “хвост” в наведенном сигнале вдали (вблизи) проволоочек.

Знание параметров t_0 и t'_0 исключительно важно. Во-первых, с целью минимизации мертвого времени канала регистрации компенсируют ионный хвост, аппроксимируя сигнал суммой экспонент для последующей компенсации полюсов нулями; здесь $t_0=1.5$ нс. Во-вторых, значение параметра t_0 определяет баллистический дефицит – фракцию от полного заряда, которая регистрируется за

пиковое время усилителя; здесь $t'_0=3$ нс на очень коротком интервале времени – от нуля до $T_p=10$ нс, см. главу 5, раздел 5.5.1.1.

П4.2. Метод формирования сигнала с подавление ионного хвоста

Известный метод компенсации полюса нулем, разработанный для формирования укороченного сигнала путем подавления ионного хвоста в выходном сигнале усилителя-формирователя, основан на аппроксимации сигнала суммой экспонент (полюсов) с заданной точностью и синтезе переходной характеристики усилителя с нулями, компенсирующими все или часть полюсов [47]:

$$i(t) \approx I_0 \sum_{n=1}^N A_n e^{-\alpha_n t/t_0} = I_0 \sum_{n=1}^N A_n e^{-t/\tau_n} \quad (8)$$

Выбором N в сумме достигается любая наперед заданная точность аппроксимации.

В общем виде, для нахождения A_n и α_n необходимо минимизировать функцию:

$$\int_0^{kt_0} \left(\frac{1}{1+t/t_0} - \sum_{n=1}^N A_n e^{-\alpha_n t/t_0} \right)^2 dt \rightarrow \min . \quad (9)$$

В частотной области выражение (8) имеет вид:

$$I(s) = I_0 \sum_{n=1}^N \frac{A_n}{s+1/\tau_n} . \quad (10)$$

Для заданного интервала времени $T = kt_0$ число экспонент N должно быть выбрано таким, чтобы получить нужную точность аппроксимации сигнала с камеры суммой экспонент. Рассмотрим пример аппроксимации сигнала тремя экспонентами с компенсацией двух из них, как это сделано в микросхемах ASDQ и CARIOCA, см. рис. П4.1:

$$I_0 \frac{1}{1+t/t_0} \approx I_0 \left(A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} + A_3 e^{-\frac{t}{\tau_3}} \right). \quad (11)$$

Минимизация (11) дает следующие значения:

$$A_1 = 0.62, \quad A_2 = 0.29, \quad A_3 = 0.052, \quad \tau_1 = 0.92t_0, \quad \tau_2 = 5.6t_0, \quad \tau_3 = 57t_0 \quad (12)$$

Представим (11) в частотной области в виде:

$$\sum_{n=1}^3 \frac{A_n}{s+1/\tau_n} = \frac{as^2+bs+c}{(s+1/\tau_1)(s+1/\tau_2)(s+1/\tau_3)} . \quad (13)$$

Здесь $a = A_1 + A_2 + A_3$, $b = \frac{A_1}{\tau_2} + \frac{A_1}{\tau_3} + \frac{A_2}{\tau_1} + \frac{A_2}{\tau_3} + \frac{A_3}{\tau_1} + \frac{A_3}{\tau_2}$, $c = \frac{A_1}{\tau_2\tau_3} + \frac{A_2}{\tau_1\tau_3} + \frac{A_3}{\tau_1\tau_2}$. (14)

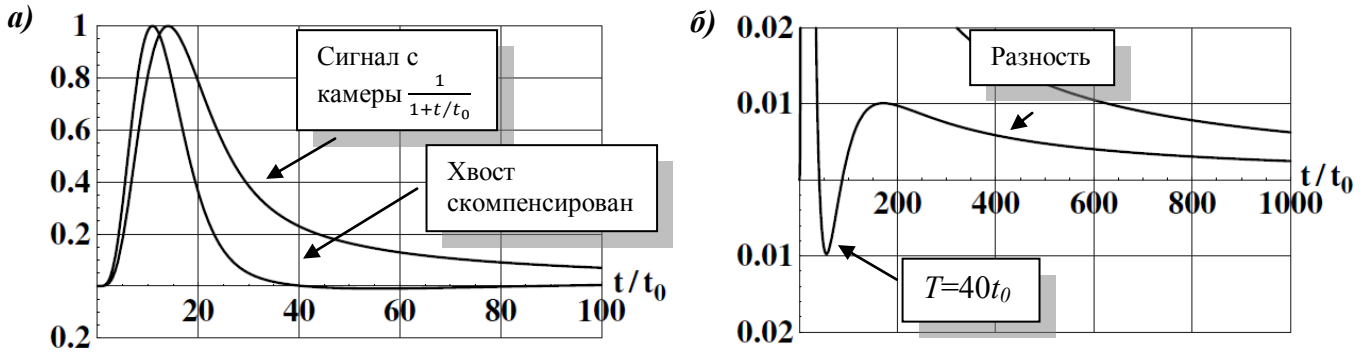


Рис. П4.1. Пример сигнала с “хвостом” и сформированный усилителем однополярный импульс без хвоста с пиковым временем $T_p = n\tau$ для $n=4$ (а), то же для шкалы с растяжкой по вертикали с целью показать ошибку аппроксимации (б). Как видно, импульс стал уже и укладывается во временной интервал $T=40t_0$, при компенсации хвоста образовались выбросы, составляющие 1% от амплитуды сигнала; предполагается, что такие выбросы не вызовут срабатывания дискриминатора, соответственно, мертвое время канала регистрации существенно сокращено.

Перепишем $as^2 + bs + c$ в виде $a(s + 1/\tau_a)(s + 1/\tau_b)$, тогда сигнал, аппроксимированный суммой трех экспонент, запишется в виде:

$$I(s) \approx I_0 \frac{a(s+1/\tau_a)(s+1/\tau_b)}{(s+1/\tau_1)(s+1/\tau_2)(s+1/\tau_3)}, \quad (15)$$

где $\tau_a = 2.04t_0$ $\tau_b = 26.9t_0$.

Фильтром с передаточной функцией, содержащей нули $1/\tau_2, 1/\tau_3$ и полюса $1/\tau_a, 1/\tau_b$, сформируем сигнал:

$$I_2(s) = I(s) \frac{(s+1/\tau_2)(s+1/\tau_3)}{(s+1/\tau_a)(s+1/\tau_b)} = I_0 \frac{A_1+A_2+A_3}{s+1/\tau_1}, \quad (16)$$

который во временной области будет содержать только одну экспоненту (наименьшую – $\tau_1 = 0.92t_0$):

$$i(t) = I_0(A_1 + A_2 + A_3)e^{-\frac{t}{\tau_1}} = 0.96I_0e^{-\frac{t}{0.92t_0}} \quad (17)$$

Соответствующим фильтром можно скомпенсировать в том числе полюс $1/\tau_1$, т. е. все экспоненты, и получить дельта-импульс. Последующим n -кратным интегрированием дельта-импульса с постоянной времени τ можно получить полу-гауссиан $h(t) = n^n e^n \left(\frac{nt}{T_p}\right)^n e^{-\frac{nt}{T_p}}$ любого порядка n с пиковым временем $T_p = n\tau$.

В микросхеме CARIOCA $n=3$ – фильтр CR-RC².

П4.3. Стабилизация базовой линии канала регистрации при высоких нагрузках

Стратегия оптимального формирования импульсов с детектора, в частности, длительности импульса (обозначим ее T) должна быть увязана с такими важными для быстродействующих систем характеристиками, как просчеты импульсов из-за мертвого времени и сдиг базовой линии, относительно которой отсчитывается порог дискриминатора.

При высоких нагрузках, когда временной интервал между импульсами сравним с шириной импульсов, имеет место эффект наложения сигналов, что ведет к потере эффективности канала регистрации из-за просчетов. При средней фоновой нагрузке $\nu = 1/\tau$, где τ – среднее время между последующими событиями, вероятность реального интервала между событиями может быть найдена по формуле [47]:

$$P(t)dt = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} dt = \nu e^{-\nu t} dt . \quad (18)$$

Вероятность наложения сигналов и вызванная этим неэффективность $\bar{\epsilon}$ при длительности импульса T составит (при $T < \tau$):

$$\bar{\epsilon} = \int_0^T \nu e^{-\nu t} dt = 1 - e^{-\nu T} \approx T/\tau . \quad (19)$$

На рис. П4.2 показана случайная последовательность сигналов на выходе усилителя–формирователя без формирования и при однополярном формировании с аппроксимацией сигнала тремя экспонентами и коменсацией двух экспонент, приведенная в разделе П4.2, обеспечивающая длительность импульса $T \approx 40t_0$.

При таком формировании и при средней дистанции между последующими импульсами $\tau = 1000t_0$ неэффективность, вызванная просчетами из-за наложения импульсов, составляет 4%.

Без формирования длительность импульса составила бы $T \approx 10^4 t_0 = 10$ микросекунд, что привело бы к совершенно недопустимым просчетам (1000%).

Другая проблема – наложение сигналов из-за хвостов, приводит к сдвигу базовой линии, изменению порога дискриминации. Для одинаковых по форме импульсов $u(t)$, следующих случайно во времени со средней интенсивностью ν , для

расчета сдвига и флуктуаций базовой линии пользуются следующей теоремой, заимствованной из работы [47].

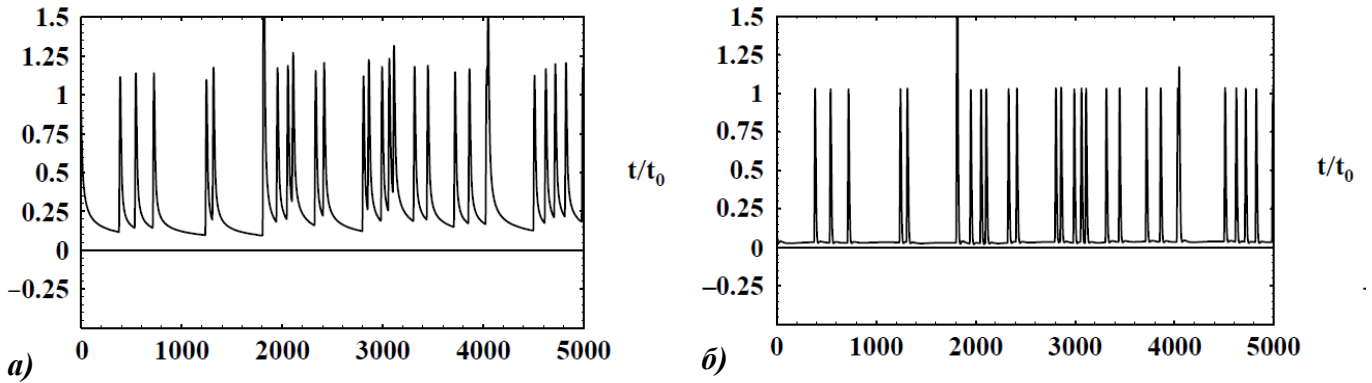


Рис. П4.2. Случайная последовательность сигналов на выходе усилителя–формирователя при отсутствии компенсации хвоста (а) и с коменсацией двух экспонент при однополярном формировании с аппроксимацией сигнала тремя экспонентами (б).

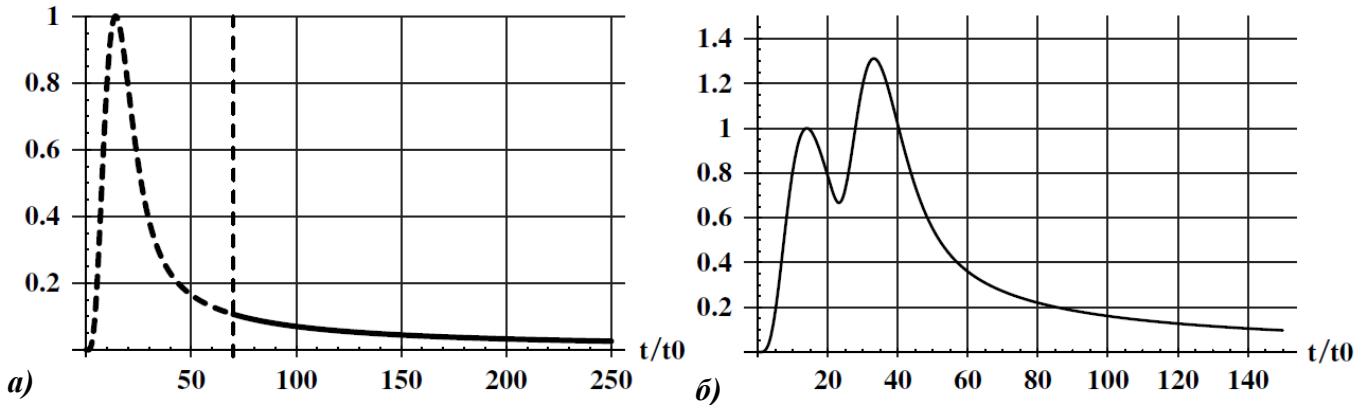


Рис. П4.3. Условное разграничение области импульса и “хвоста” (а); наложение импульсов (б). Вертикальная пунктирная линия проведена на уровне 10% от амплитуды импульса.

Среднее значение и дисперсия результирующего сигнала:

$$\bar{u} = v \int_{-\infty}^{\infty} u(t) dt, \quad \sigma_u^2 = v \int_{-\infty}^{\infty} u(t)^2 dt. \quad (20)$$

Здесь

$$u(t) = g \int_0^t h(t-t') i(t') dt' \approx \frac{gqc_n T_p}{2 \ln(r_c/r_a)} \cdot \frac{1}{t}, \quad c_n = e^n \frac{n!}{(n+1)!}. \quad (21)$$

Формулы (20) дают для функции (21) следующие выражения для сдвига и флуктуаций базовой линии:

$$\bar{u} = vt_0 \frac{gqc_n}{2 \ln(r_c/r_a)} \cdot \frac{T_p}{t_0} \ln \frac{t_{max}}{t_{min}}, \quad \sigma_u^2 \approx \sqrt{vt_0} \frac{gqc_n}{2 \ln(r_c/r_a)} \cdot \frac{T_p}{t_0} \sqrt{\frac{t_0}{t_{min}}}. \quad (22)$$

С нормированием приведенных формул (22) на максимальное значение сигнала получим:

$$\frac{\bar{u}}{u_{max}} = \frac{\nu t_0 c_n}{\ln(1 + \frac{T_p}{2t_0})} \cdot \frac{T_p}{t_0} \ln \frac{t_{max}}{t_{min}}, \quad \frac{\sigma_u^2}{u_{max}^2} \approx \frac{\sqrt{\nu t_0} c_n}{\ln(1 + \frac{T_p}{2t_0})} \cdot \frac{T_p}{t_0} \sqrt{\frac{t_0}{t_{min}}} \quad (23)$$

Для случая аппроксимации сигнала тремя экспонентами и компенсации двух экспонент максимум сигнала напряжения равняется:

$$u_{max} = g \int_0^\infty i(t) dt = \frac{gq}{2t_0 \ln(\frac{r_c}{r_a})} A \tau_1 \quad (24)$$

Здесь $A = A_1 + A_2 + A_3$.

В этом конкретном случае формулы для сдвига и флуктуаций базовой линии, соответственно, можно представить в виде:

$$\frac{\bar{u}}{u_{max}} = \frac{\nu t_0 c_n}{A} \cdot \frac{T_p \tau_a \tau_b}{\tau_1 \tau_2 \tau_3} \ln \frac{t_{max}}{3\tau_3}, \quad \frac{\sigma_u^2}{u_{max}^2} \approx \frac{\sqrt{\nu t_0} c_n}{A} \cdot \frac{T_p \tau_a \tau_b}{\tau_1 \tau_2 \tau_3} \sqrt{\frac{t_0}{3\tau_3}} \quad (25)$$

Для амплитуд и постоянных времени трех экспонент, найденных в П4.2, получим $\frac{\bar{u}}{u_{max}} = 3\%$ и $\frac{\sigma_u^2}{u_{max}^2} = 0.8\%$ при средней загрузке $\nu = 5 \times 10^{-3}/t_0$, что соответствует 3.3 МГц при $t_0 = 1.5$ нс. Полученная нагрузка много больше, чем ожидается в эксперименте ЛНСб.

П4.4. Спектральные характеристики двух схем с сигнала в проволочной камере – с катода и с анода

Дисперсия шума на выходе линейной системы может быть определена по формуле:

$$\sigma_u^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty w_{in}(\omega) g^2 |H(j\omega)|^2 d\omega \quad (26)$$

Здесь $H(j\omega)$ – комплексная характеристика передачи системы по напряжению, g – зарядовая чувствительность, измеряемая в мВ/фКл или коэффициент пропорциональности между зарядом на входе предусилителя и напряжением на выходе усилителя, $w_{in}(\omega)$ – спектральная характеристика на входе предусилителя, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, f – частота; $|H(j\omega)|^2 = H(j\omega) \times H(-j\omega)$ – модуль коэффициента передачи всей схемы по мощности. Для схем, приведенных на рис.

П4.5, отличающихся импедансами, получим следующие формулы для спектральных функций, в общем виде различные для схем съема информации с катодных падов и анодных стрипов:

$$w_{cathode}(\omega) = \frac{4kT}{R_p} + 4kTR_s\omega^2 C_{det}^2 \quad (27)$$

$$w_{anode}(\omega) = \frac{4kT}{R_L} \left(1 + \frac{R_s}{R_L} + \frac{R_L}{R_p}\right) + 4kTR_s\omega^2 C_{det}^2 \quad (28)$$

Здесь R_p и R_s – параллельный и последовательный шумовые резисторы: R_p – характеризует параллельный шум, представляемый источником тока $i_n = \frac{4kT}{R_p}$, который включен параллельно с источником сигнала $I_{ind}(t)$; R_s – характеризует последовательный шум, представляемый источником напряжения $e_n = 4kTR_s$, который включен последовательно с источником сигнала $I_{ind}(t)$. R_L – резистор нагрузки, через который проволочный стрип подключен к высоковольтному источнику питания (V_a), T – температура Кельвина, $k=1.38$ Дж/К – постоянная Больцмана. Резистор R_L по высокой частоте включен параллельно R_p , причем $R_p \sim R_L$ и $R_L \gg R_s$.

Отличие схем, приведенных на рис. П4.5, в параллельном шуме: в катодных каналах эта компонента шума определяется резистором R_p , а в анодных – параллельным соединением $R_p // R_L$ при одинаковом последовательном резисторе R_s . Значит в анодных каналах следует ожидать больший параллельный шум, см. рис. 4.24: $ENC^-(0)=2240$ эл., $ENC^+(0)=1880$ эл.

В ядерной электронике удобно пользоваться выражением (26) в зарядовой форме, приведя напряжение на выходе к заряду на входе:

$$\frac{\sigma_u^2}{g^2} = (ENC)^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty w_{in}(\omega) |H(j\omega)|^2 d\omega = \left(\frac{4kT}{R_p}\right) F_p T_p + (4kTR_s C_{det}^2) \frac{F_s}{T_p}, \quad (29)$$

где

$$F_p T_p = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty |H(j\omega)|^2 d\omega = \frac{1}{2} \int_0^\infty h(t)^2 dt, \quad (30-1)$$

$$\frac{F_s}{T_p} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \omega |H(j\omega)|^2 d\omega = \frac{1}{2} \int_0^\infty h(t)^2 dt, \quad (30-2)$$

где T_p – пиковое время импульсного отклика схемы $h(t)$,

ENC (*Equivalent Noise Charge*) – эквивалентный шумовой заряд на входе предусилителя.

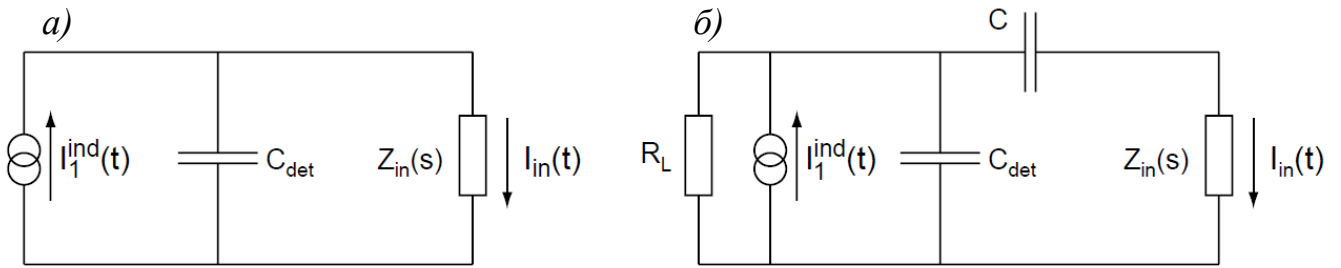


Рис. П4.5. Схемы регистрации сигналов с катодных падов (а) и с анодных стрипов (б). Схемы отличаются импедансами на входе усилителя-фильтра, что приводит к различным спектральным функциям шума.

П4.5. Оптимальное формирование для временных измерений

Функция $H(j\omega)$, при которой достигается минимум ENC , см. формулу (29), имеет во временной области $h(t)$ вид симметричной экспоненты с остроконечной вершиной, не реализуемой на практике (“*cusp*” – острие копья):

$$e^{-|t|/\tau_c} \quad (31)$$

где $\tau_c = \frac{e_n}{i_n} C_{det}$, при этом значение функции в минимуме:

$$ENC_{min} = \sqrt{e_n i_n C_{det}}. \quad (32)$$

Для функции с импульсным откликом $h(t)$, имеющей форму гауссиана с пиковым временем T_p , характерной для однополярного формирования

$$h(t) = n^{-n} e^n \left(\frac{tn}{T_p}\right)^n e^{-\left(\frac{tn}{T_p}\right)}, \quad (33)$$

модуль $|H(j\omega)|^2$ в частотной области имеет вид:

$$|H(j\omega)|^2 = \frac{(e^n T_p n!)^2}{[n^2 + (\omega T_p)^2]^{n+1}}. \quad (34)$$

Для такого отклика минимум функции (29) ENC_{min} увеличивается по сравнению с идеальным случаем, описываемым формулой (31):

$$ENC_{min} = \sqrt{e_n i_n C_{det}} \times \sqrt[4]{ab}, \quad (35)$$

появился дополнительный множитель $\sqrt[4]{ab}$.

Этот минимум достигается при пиковом времени:

$$T_p^{opt} = \tau_c \sqrt{\frac{b}{a}}, \quad (36)$$

где $a = \left(\frac{e}{2n}\right)^{2n} (2n - 1)!$

$$b = \left(\frac{e}{2n}\right)^{2n} [n^2(2n - 1)! + 2n^3(2n - 2)! - n(2n)!]$$

определяют форм-факторы F_p и F_s , см. формулы (30):

$$F_p = \frac{a}{2}, \quad F_s = \frac{b}{2}. \quad (37)$$

Здесь $e=2.72$ – основание натуральных логарифмов, n – число звеньев интегрирования с постоянной времени интегрирования τ при пиковом времени $T_p = n\tau$.

Численное значение множителя: $\sqrt[4]{ab} = 1.35, 1.21, 1.17$ при $n = 1, 2, 3$ соответственно, и для схемы с тремя звеньями интегрирования ($n=3$) минимальное значение ENC_{min} на 17% хуже предельного минимума по формуле (32).

На рис. П4.6 показано, как ENC_{min} изменяется при изменении $C_{дет.}$ Приведенная выше оптимизация, пригодная для амплитудных измерений, не годится для временных измерений.

Для минимизации σ_t , т. е. для оптимизации временных измерений, необходимо:

- Минимизировать σ_u , т. е. ENC , и одновременно
- максимизировать скорость нарастания сигнала $\frac{du(t)}{dt}$ на выходе усилителя на уровне порога дискриминатора, т. е. необходимо минимизировать отношение, см. рис. П4.7:

$$\sigma_t = \frac{\sigma_u}{du(t)/dt} \Big|_{Th} = \frac{\sigma_u}{k} \Big|_{Th} \quad (38)$$

То же самое можно записать в общем виде и максимизировать отношение:

$$\left(\frac{k}{\sigma_u}\right)^2 = \left(\frac{g'(t_m)}{\sigma_u}\right) = \frac{1}{\pi} \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} j\omega F(j\omega)H(j\omega)e^{j\omega t_m} d\omega\right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} w(\omega)|H(j\omega)|^2 d\omega}, \quad (39)$$

где $F(j\omega)$ – Фурье преобразование для входного сигнала $i(t)$.

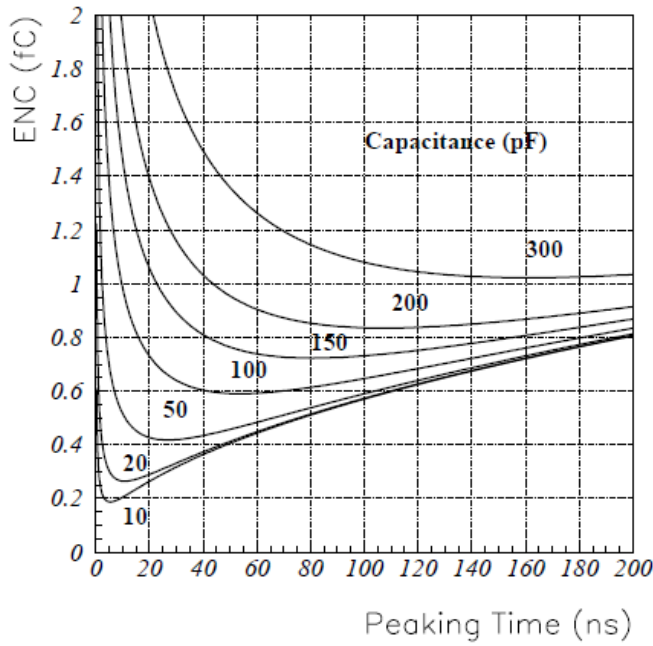


Рис. П4.6. Функция (29) для ENC имеет минимум при пиковом времени T_p , изменяющемся в широких пределах от 5 до 160 нс при изменении C_{det} от 10 до 300 пФ. Расчет выполнен для $n=3$, $e_n = 1 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$, $i_n = 2.5 \text{ пА}/\sqrt{\text{Гц}}$.

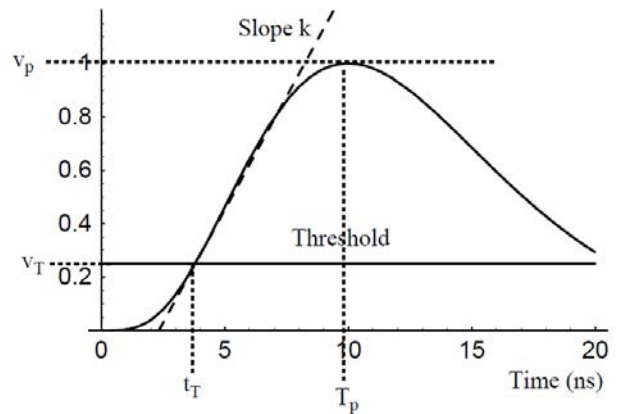
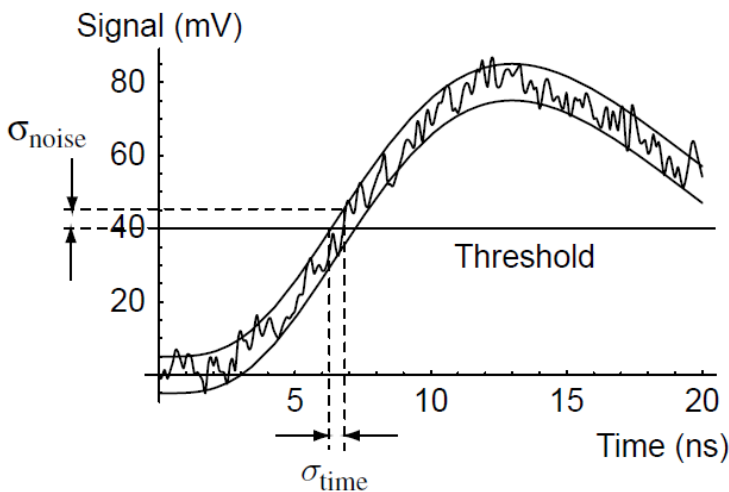


Рис. П4.7. Шумовая дорожка напряжения с выхода усилителя переводится дискриминатором на временную шкалу тем меньше, чем больше крутизна сигнала: $\sigma_t = \sigma_u / \frac{du(t)}{dt} = g(ENC)/k$.

Отличие (39) от отношения сигнал–шум в умножении числителя на $j\omega$, что во временной области обозначает дифференцирование. Операция дифференцирования может быть отнесена не к сигналу, а к функции импульсного отклика усилителя. Это значит, что минимальное временное разрешение может быть достигнуто при биполярном формировании по пересечению нуля. Однако, биполярное формирование в нашем случае неприемлемо, т. к. увеличивает мертвое время канала регистрации при том же пиковом времени. Поэтому будем пользоваться

однополярным формированием и рассмотрим два фактора, влияющих на временное разрешение: “джиттер” (*jitter*) – флуктуации, обусловленные шумом при постоянной амплитуде сигнала, и “гуляние” (*time walk*) – временной сдвиг, вызванный амплитудными флуктуациями сигнала.

Выражение для крутизны сигнала можно представить как функцию T_p следующим образом:

$$\kappa(\bar{m}) \propto \frac{u_p}{T_p} = \frac{1}{T_p} \int_0^{T_i} i(t) dt = gQ(T_i) = g \frac{\bar{m} G I_0 t_0 \ln(1+T_i/t_0)}{T_p} \quad (40)$$

$$\sigma_t \propto (ENC) \frac{T_p}{g \bar{m} G I_0 t_0 \ln(1+T_p/2t_0)}, \quad (41)$$

где \bar{m} – среднее число первичных электронов, образованных в зазоре камеры, индуцирующих заряд $Q(T_i)$, G – газовое усиление камеры, $T_i = T_p/2$ в формуле (40). Полученная функциональная зависимость (41) имеет минимум при T_p , изменяющемся в относительно узком интервале значений, 3–10 нс, при изменении C_{det} в довольно широких пределах от 10 до 300 пФ, если сравнивать рис. П4.6 и П4.8.

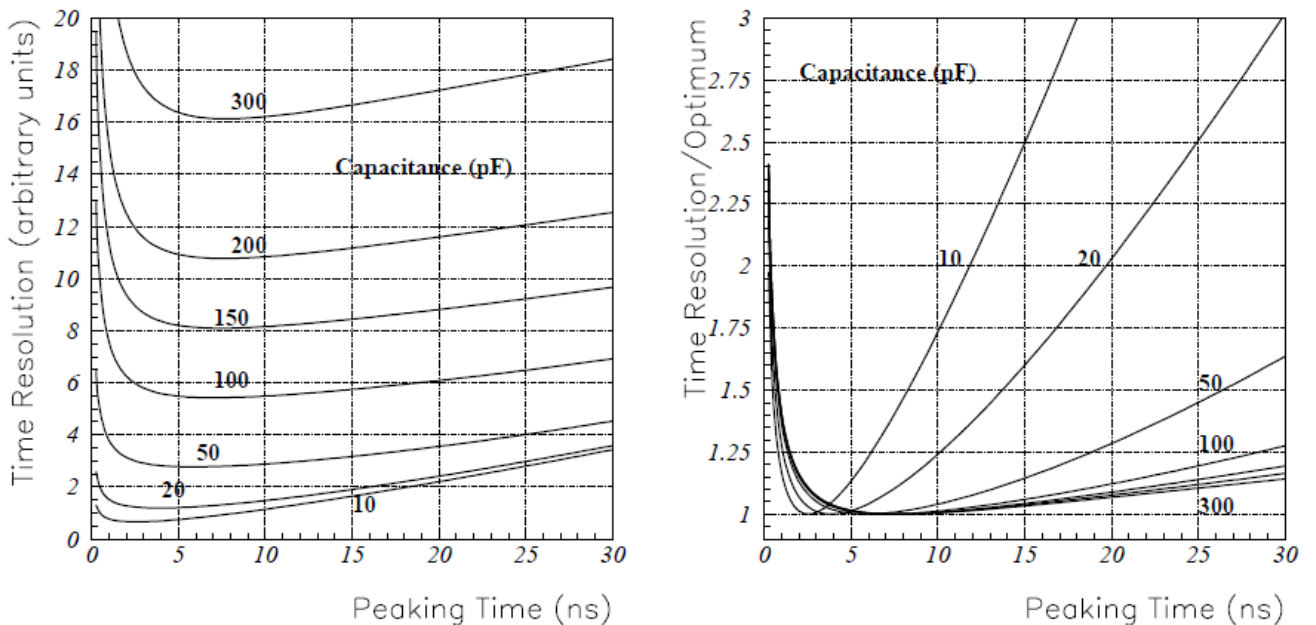


Рис. П4.8. Функция σ_t (41) имеет минимум при T_p , изменяющемся в довольно узком интервале значений 3–10 нс при изменении C_{det} в широких пределах от 20 до 300 пФ (а); тот же рисунок при нормировании к минимуму (б).

При выводе формулы (41) предполагалось, что \bar{m} электронов, образованных в рабочем зазоре камеры, прибывают на проволочку одновременно, т. е. амплитуда сигнала $g\bar{m}GI_0t_0$ постоянная, и временное разрешение канала определяется только шумом (*jitter*).

Рассмотрим случай, когда электроны прибывают неодновременно, имеет место изменение амплитуды сигналов на входе дискриминатора, и таким образом учтем влияние изменений амплитуды на временное разрешение (*time walk*). Будем считать, что порог дискриминатора, устанавливается в первичных электронах и соответствует m_{Th} , а число прибывающих электронов m флуктуирует в соответствии с распределением Пуассона со средним значением \bar{m} и дисперсией \bar{m} , т. е. $\sigma_m = \sqrt{\bar{m}}$. В этом случае из рис. П4.9 находим:

$$t(m_{Th}) = \frac{u_{Th}}{k(m)} \quad (42)$$

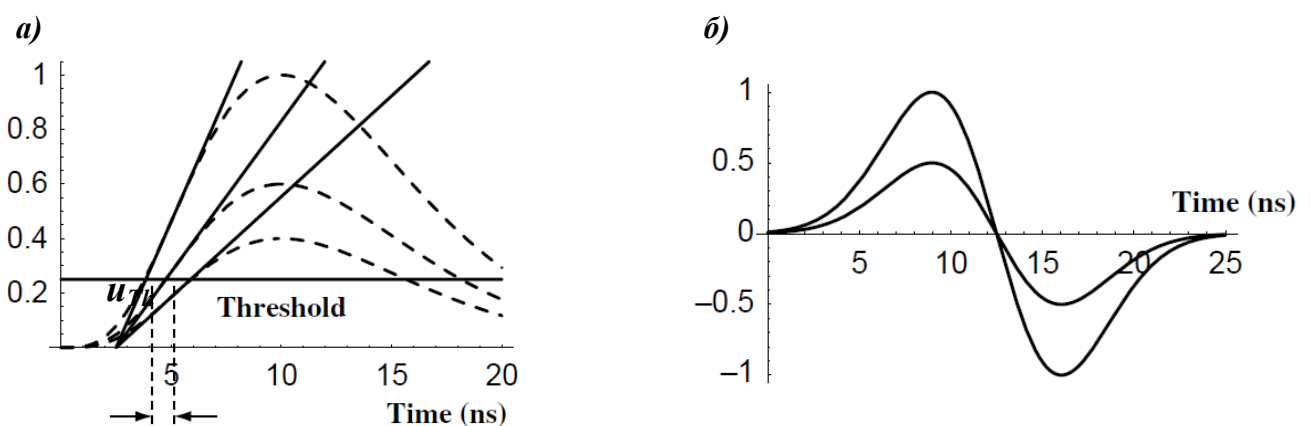


Рис. П4.9. Эффект “временного гуляния” при пересечении порога сигналом с изменяющейся амплитудой (а); при биполярном формировании сигнала момент пересечения нуля не зависит от амплитуды сигнала, но увеличивается мертвое время канала (б).

$$\sigma_t = T_p \frac{u_{Th}}{g\bar{m}GI_0t_0 \ln(1+T_p/2t_0)} \left(\frac{\sqrt{\bar{m}}}{\bar{m}} \right) \quad (43)$$

Как видно, эффект временного гуляния тем меньше, чем ниже порог регистрации u_{Th} и чем больше $\bar{m}G$, т. е. чем больше первичных электронов в зазоре или чем больше газовое усиление. На практике минимальный порог дискриминатора выбирается следующим образом: $u_{Th} = gQ_{Th}$, где $Q_{Th} \geq 5ENC$, тогда формулу (43) можно переписать как

$$\sigma_t = (ENC) \frac{T_p}{c_1 \bar{m} G I_0 t_0 \ln(1 + T_p/2t_0)} \left(\frac{5\sqrt{\bar{m}}}{\bar{m}} \right). \quad (44)$$

Формула (44) идентична с точностью до постоянного множителя $5 \left(\frac{\sqrt{\bar{m}}}{\bar{m}} \right)$ формуле (41), т. е. то же пиковое время T_p минимизирует функцию σ_t , что уже было получено в предыдущем случае при рассмотрении воздействия только одного шума.

Суммируя оба эффекта (джиттер и гуляние) запишем окончательно, что временное разрешение системы можно найти по формуле:

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_{jitter}^2 + \sigma_{walk}^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{5\sqrt{\bar{m}}}{\bar{m}} \right)^2 \frac{\sqrt{\frac{A}{T_p} + B T_p}}{\bar{m} G I_0 t_0 \ln(1 + T_p/2t_0)}} T_p \quad (45)$$

где $A = 4kTR_s C_{det}^2 F_s$, $B = \frac{4kT}{R_p} F_p$ – константы, определенные выше через шумовые параметры усилителя и форму его импульсной характеристики.

П4.6. Зарядовая чувствительность, пиковое время, баллистический дефицит, сигнальная полоса частот, эквивалентная шумовая полоса частот

С камеры регистрируется сигнал тока, интегрированием получаем заряд, дискриминатор срабатывает от напряжения. В быстрых схемах для сохранения формы тока входное сопротивление усилителя должно быть низким (в идеале равным нулю). Напряжение на выходе такого усилителя есть свертка импульсного отклика усилителя $h(t)$ и сигнала тока $i(t)$:

$$u(t) = g \int h(t - t') i(t') dt' \approx gh(t) \int i(t') dt' = gh(t) Q_{tot} \quad (46)$$

где Q_{tot} – заряд, g – зарядовая чувствительность.

Приведем другие важные определения.

Пиковое время это – время изменения сигнала напряжения от нуля до максимума на выходе усилителя при дельта-импульсе тока на входе предусилителя.

Баллистический дефицит это – отношение амплитуд сигнала напряжения на выходе усилителя при воздействии реального тока с “хвостом” и дельта-импульса с одинаковым зарядом.

Сигнальная полоса частот определяется по уменьшению на 3 дБ характеристики $|H(j\omega)|$ на всем интервале частот от нуля до бесконечности.

Эквивалентная шумовая полоса частот $\Delta f_{ш}$ математически определяется как:

$$\Delta f_{ш} = \frac{1}{2\pi|H_{max}|^2} \int_0^\infty |H(j\omega)|^2 d\omega, \quad (47)$$

где ω – круговая частота; $H(j\omega)$ – передаточная функция усилителя–фильтра по напряжению, H_{max} – ее максимальное значение. Функция передачи по напряжению, возведенная в квадрат, характеризует передачу по мощности. При определении $\Delta f_{ш}$ накладывається условие, чтобы мощность шумового сигнала в полосе $\Delta f_{ш}$ равнялась той же, что и в сигнальной полосе частот, но постоянной внутри этой полосы и равной нулю за ее пределами (П-образная характеристика).

П4.7. Схемотехника узлов микросхемы CARIOCA

Микросхема CARIOCA разработана для мюонных камер ЛНСб-спектрометра, поэтому ей стоит уделить больше внимания хотя бы потому, что надежных данных в имеющихся публикациях в открытой печати нет.

На рис. П4.10 приведена частотная зависимость входного импеданса схемы предусилителя (см. рис. 4.5), откуда видно, что вплоть до 40 МГц входной импеданс практически не зависит от частоты и составляет 45 Ом

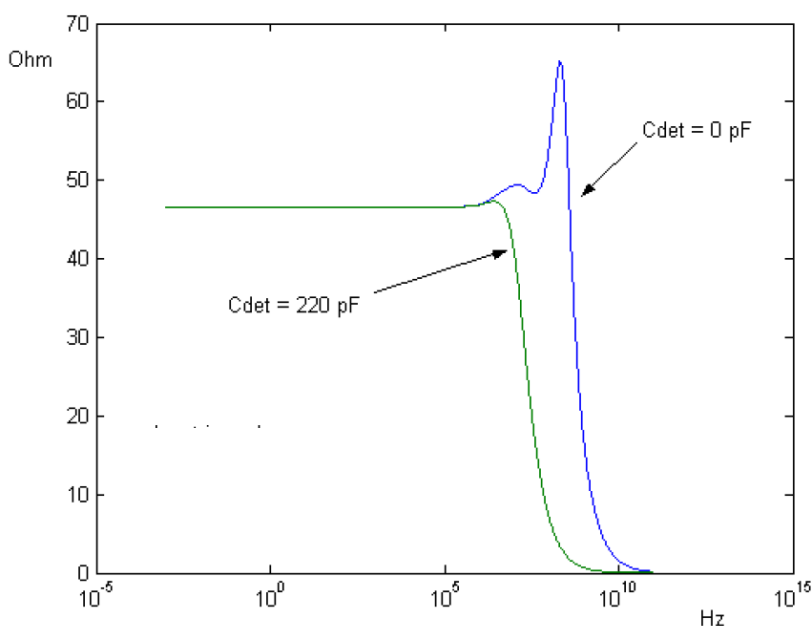


Рис. П4.10. Частотная зависимость входного импеданса схемы предусилителя микросхемы CARIOCA. Показано, что вплоть до 40 МГц входной импеданс не зависит от частоты и равняется 45 Ом.

. На частотах выше 100 МГц проявляется емкостной характер импеданса при большой емкости на входе, а при нулевой емкости на входе – индуктивный характер. Наш случай: $50 \text{ нФ} < C_{\text{дем}} < 250 \text{ нФ}$, здесь входной импеданс 50 Ом.

Следующий каскад микросхемы CARIOCA – форммирователь (*Shaper*), схема которого приведена на рис. 4.11. Схема компенсирует ионный хвост во входном сигнале. Входной сигнал, поступающий с предусилителя аппроксимируется тремя экспонентами (полюсами), два полюса компенсируются соответствующими нулями RC-фильтра, введенного между стоками транзисторов N3 и N4, см. рис. П4.11.

Сигнал с камеры аппроксимирован следующими тремя экспонентами:

$$I_0 \frac{1}{1+t/t_0} \approx I_0 \left(A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} + A_3 e^{-\frac{t}{\tau_3}} \right), \quad (48)$$

где $A_1 = 0.62 \quad A_2 = 0.29 \quad A_3 = 0.052$

$\tau_1 = 0.92t_0 = 1.14 \text{ нс} \quad \tau_2 = 5.6t_0 = 9 \text{ нс} \quad \tau_3 = 57t_0 = 80 \text{ нс}$ при $t_0 = 1.5 \text{ нс}$

Введенный RC-фильтр имеет передаточную функцию:

$$H(s) = \frac{s+1/\tau_1}{s+1/\tau_3} \cdot \frac{s+1/\tau_2}{s+1/\tau_4}, \quad (49)$$

где $\tau_1 = 9 \text{ нс}, \tau_2 = 80 \text{ нс}, \tau_3 = 2.6 \text{ нс}, \tau_4 = 40 \text{ нс}$.

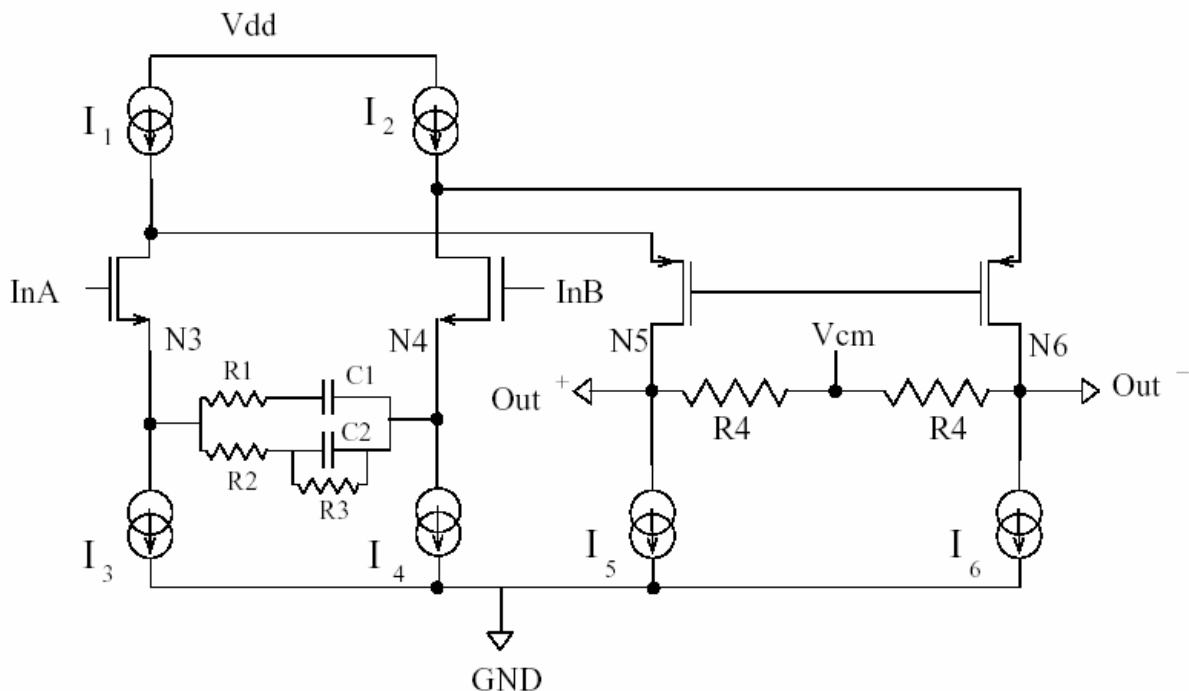


Рис. П4.11. Схема формирователя микросхемы CARIOCA с RC-цепочками, компенсирующими ионный хвост во входном сигнале с камеры (предусилитель вносит дополнительный полюс).

Здесь τ_1 и τ_2 – постоянные времени двух экспонент в сигнале, которые компенсируются нулями фильтра. Третья экспонента в сигнале остается некомпенсированной, т. к. имеет достаточно малую постоянную времени $\tau = 1.14$ нс с полюсом, который соответствует частоте 140 МГц и не мешает формированию пикового времени формирователя $T_p = 10$ нс. На рис. П4.12 приведена схема основного усилителя, обозначенного А на рис. 4.4.

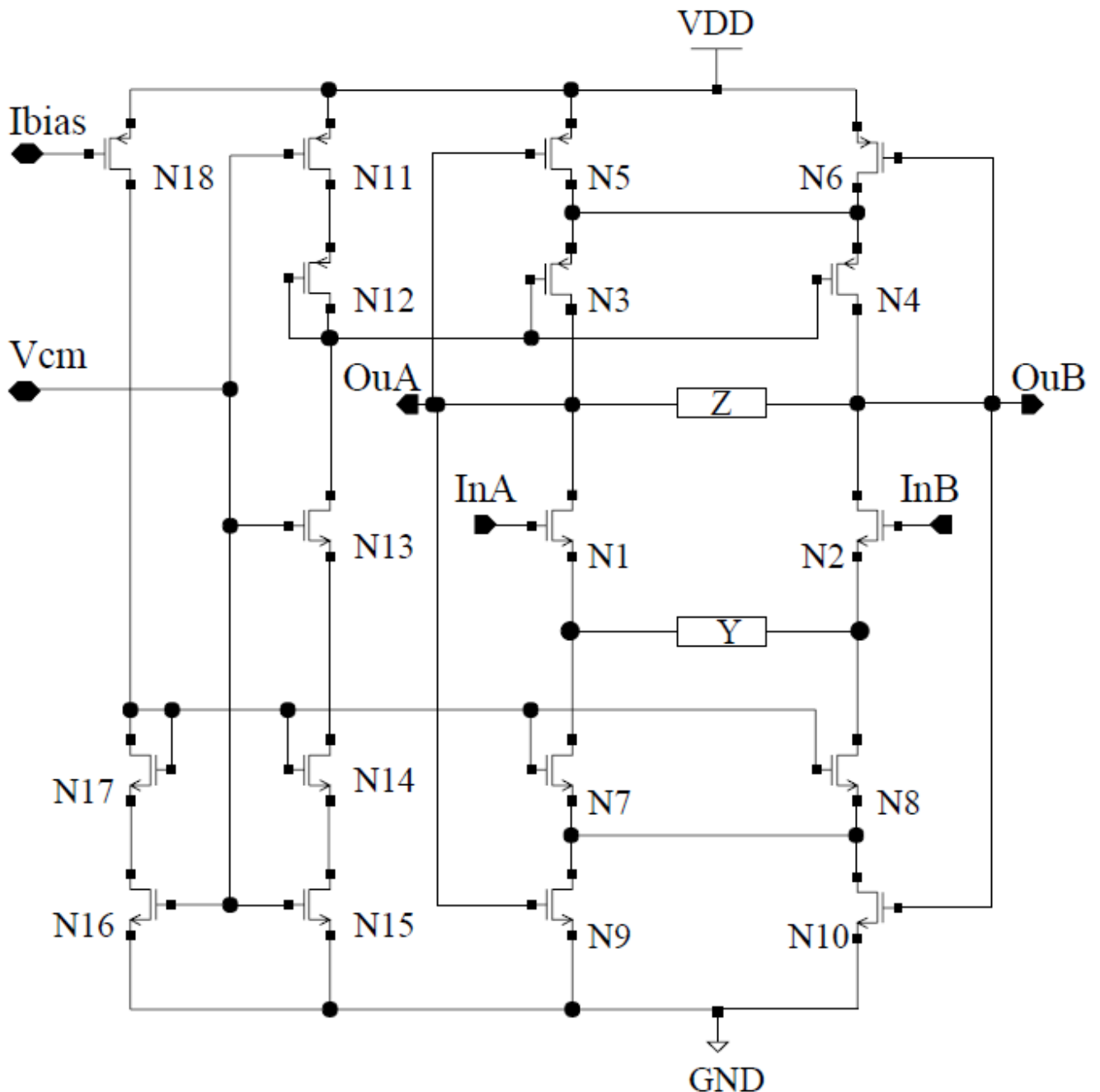


Рис. П4.12. Схема основного усилителя микросхемы CARIOCA. Y-фильтр компенсирует полюс с постоянной времени $\tau_4 = 40$ нс, который образовался на выходе формирователя.

Наряду с главной задачей окончательного усиления сигнала с предусилителя здесь решается задача компенсации нового хвоста, образованным полюсом с постоянной времени $\tau_4 = 40 \text{ нс}$, см. формулу (49). Эта компенсация выполняется по аналогичной методике фильтром, обозначенным Y на рис. П4.12, включенным между стоками транзисторов N1 и N2. Показанный на схеме импеданс Z представляет здесь нагрузку следующего каскада BLR – восстановителя базовой линии.

На выходе основного усилителя получается импульсный с пиковым временем $T_p=10 \text{ нс}$ с максимальным выбросом той же полярности, что и полезный сигнал, который находится на временной отметке 240 нс ($150t_0$) и не превышает по амплитуде 1%.

На рис. П4.13 приведена схема активного восстановителя базовой линии.

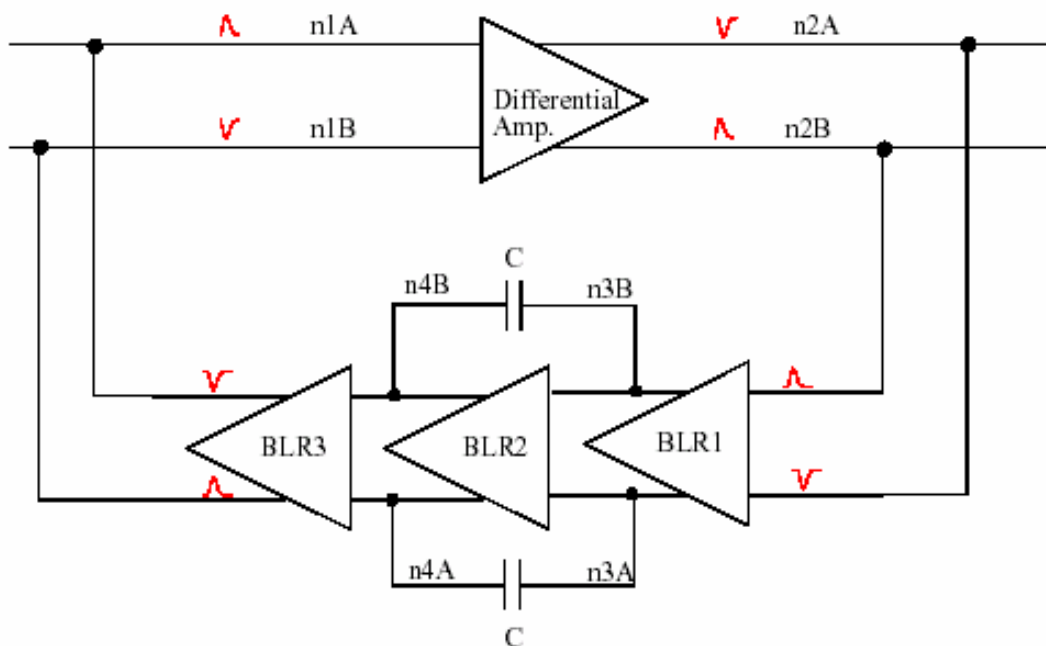


Рис. П4.13. Активный восстановитель базовой линии (BLR) микросхемы CARIOSA, см. рис.4.4.

Он состоит из трех каскадов, собранных по такой же схеме, как показана на рис. П4.12. Отличие заключается в коэффициенте усиления и параметрах нулей и полюсов (схема здесь не приводится).

Восстановитель базовой линии микросхемы ASDQ, выполненный на диодах, убирает любой хвост, превышающий $\tau > 100 \text{ нс}$, а восстановитель базовой линии микросхемы CARIOCA – любые флуктуации уровня с постоянной времени $\tau > 200 \text{ нс}$, например, создаваемые разделительными емкостями в тракте, включая камеру.

На рис. П4.14 приведена схема дифференциального дискриминатора, которая используется в микросхеме CARIOCA. Дискриминатор, показанный на рисунке, представляет собой разбалансированный дифференциальный усилитель с нагрузкой в виде токовых зеркал.

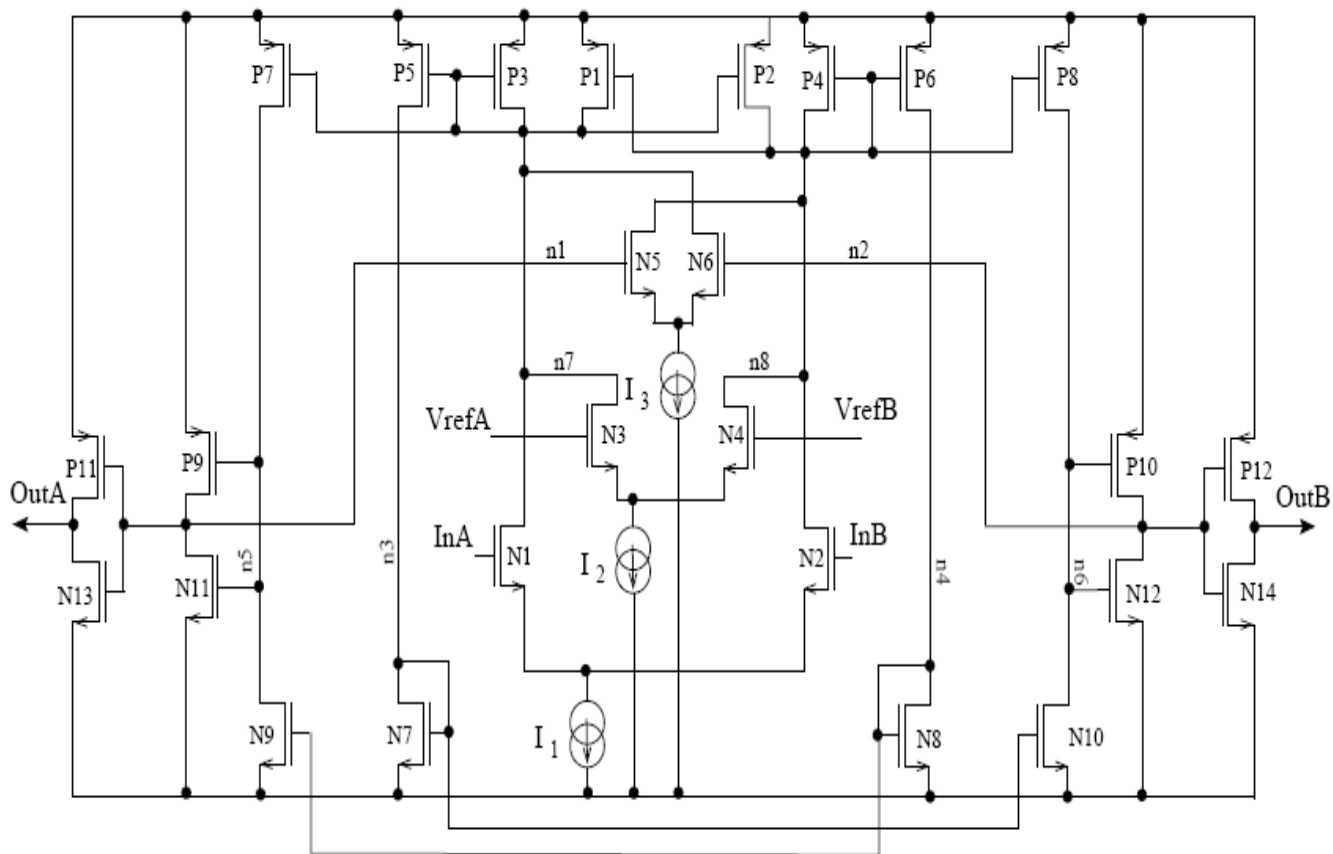


Рис. П4.14. Принципиальная схема дифференциального дискриминатора микросхемы CARIOCA.

П4.8. Радиационно стойкие стабилизатор питания детекторной электроники

Источники низковольтного питания установлены непосредственно на камерах мюонного детектора ЛНСб-спектрометра, подвергаются большим радиационным

нагрузкам и поэтому выполнены на радиационно стойких стабилизаторах. Микросхема стабилизатора напряжения LHC 4913⁵ позволяет выдерживать такие высокие радиационные нагрузки, какие ожидаются в эксперименте LHCb за 20 лет, и отдавать в нагрузку ток 1 А при напряжении 0.5 В и 3 А при – 1.5 В.

Чтобы обеспечить ток, потребляемый платами CARDIAC (1 А/плата), а также компенсировать падение напряжения на проводах, ведущих к удаленному на 20 м от камер низковольтному источнику питания Maraton (500 Вм), радиаторы микросхемы LHC4913 рассчитаны на мощность 5 Вм. Стабилизаторы, схема которых разработана автором диссертации, установлены на всех 1138 камерах мюонного детектора.

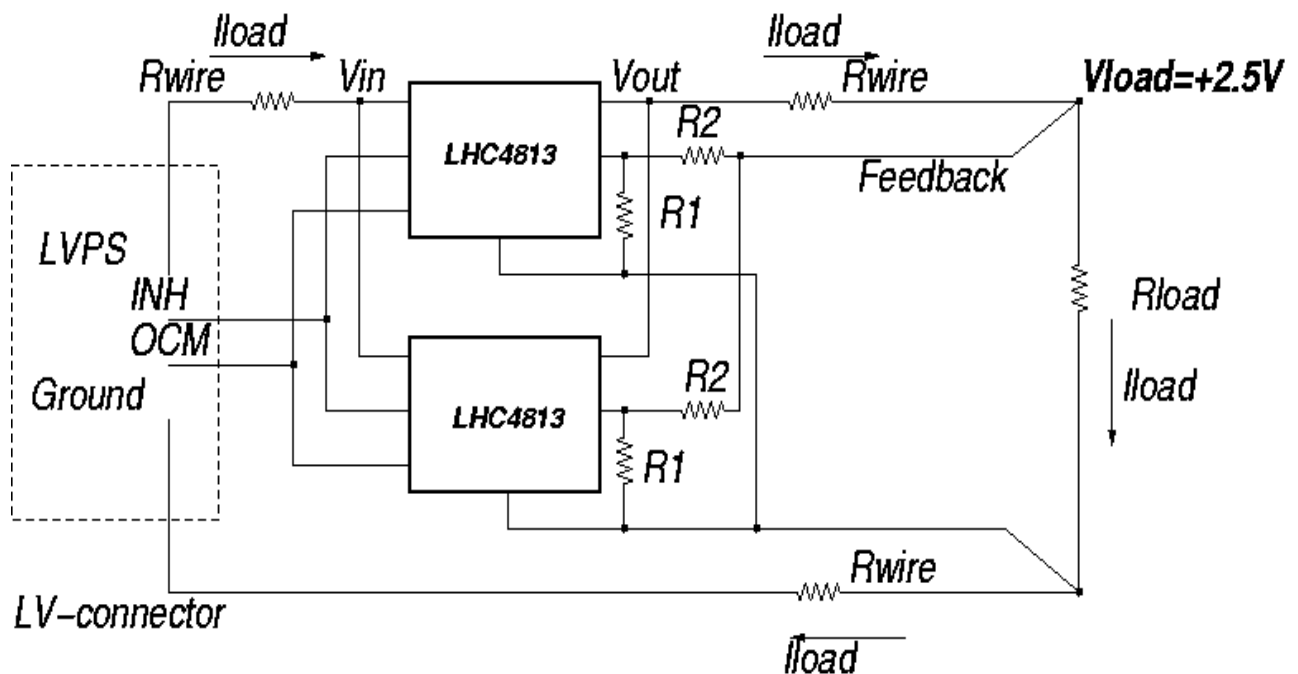


Рис. 4.15. Радиационно стойкий стабилизатор напряжения на базе микросхемы LHC4913, установленный на всех камерах мюонного детектора. Номинальное выходное напряжение +2.5 В, входное напряжение – не более 4 В при нагрузке 3 А, предельная мощность на радиаторах 5 Вм.

П4.9. Формулы Райса

Здесь приведен вывод основных формул Райса, которые составили основу нового метода реконструкции шумовых распределений в ядерной электронике, разработанного автором диссертации (глава 4).

⁵ http://lhcb-elec.web.cern.ch/lhcb-elec/upgrade_docs/LHC4913.pdf

Вывод формул заимствован из работы В.И.Тихонова [90]. На рис. П4.16 приведена реализация стационарного случайного процесса $\zeta(t)$ длительностью T , а также его поведение на малом интервале $t < t' < t + \Delta t$ вблизи некоторого фиксированного уровня C . Событие, состоящее в том, что случайный процесс $\zeta(t)$ пересекает уровень C снизу вверх принято называть положительным выбросом (с положительной производной). Если же уровень C пересекается сверху вниз, то говорят о наличии отрицательного выброса. Реализация $\zeta(t)$ на рис. П4.16 имеет $N=3$ положительных и отрицательных выбросов. Знание τ , θ , H и других случайных величин, указанных на рисунке, в зависимости от уровня C и интервала T необходимы при решении ряда практических задач во многих областях науки и техники (броуновское движение, радиоактивный распад, теория надежности, предельные точности измерительных приборов, распространение радиоволн через турбулентную среду и т. д.). Например, величины N , θ и H при определенных условиях являются важными характеристиками замираний радиопередач.

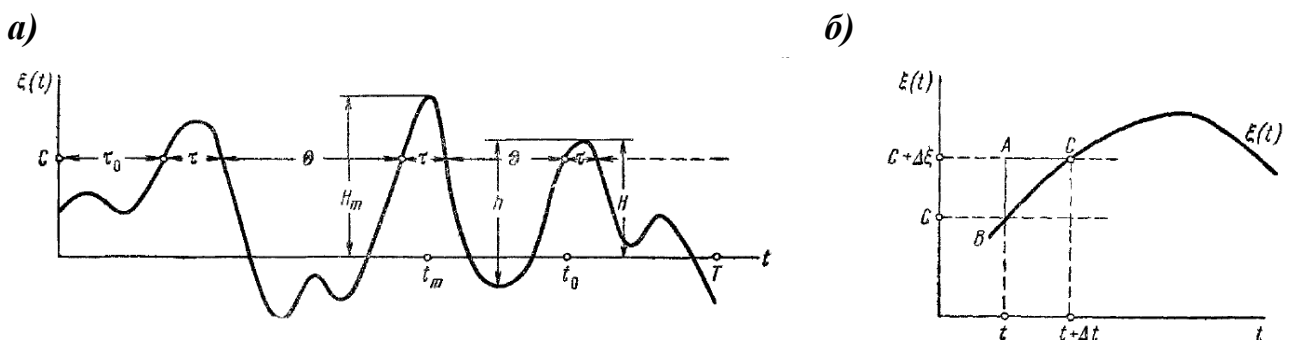


Рис. П4.16. Реализация стационарного случайного процесса $\zeta(t)$ длительностью T (а); внутри бесконечно малого промежутка времени $t < t' < t + \Delta t$ часть функция $\zeta(t)$ близка к прямой (б).

Из приведенного далеко неполного перечня приложений можно составить представление о широком научно-прикладном значении, которое имеют исследования по выбросам случайных процессов. Начало этим исследованиям было положено теоретическими работами С. О. Райса в начале 30-х годов прошлого столетия.

Найдем среднее число положительных выбросов N случайного процесса $\zeta(t)$ на уровне C в единицу времени. Будем считать случайную функцию $\zeta(t)$ и ее производную $\dot{\zeta}(t)$ непрерывными функциями. Предположим, что известна

совместная плотность вероятности для случайной функции и ее производной в один и тот же момент времени $W_2(\xi(t), \dot{\xi}(t))$. Из непрерывности следует, что на малом интервале Δt , т. е. внутри промежутка $t < t' < t + \Delta t$, функция $\xi(t')$ близка к прямой. Поэтому на достаточно малом Δt может быть не более одного пересечения уровня C . Таким образом, имеется две возможности: на интервале Δt не будет выброса или будет один выброс. Обозначим через P_1 вероятность того, что будет один выброс, а через P_0 вероятность того, что не будет ни одного выброса. Тогда среднее число выбросов на интервале Δt равно: $N(C, \Delta t) = 1 \times P_1 + 0 \times P_0 = P_1$, т. е. совпадает с вероятностью P_1 . Для вычисления вероятности P_1 заметим, что выражение:

$$dP = W_2(\xi(t), \dot{\xi}(t)) \Delta \xi \Delta \dot{\xi}, \quad \xi(t) = C \quad (1)$$

определяет вероятность того, что функция $\xi(t)$, близкая к прямой, пересекает вертикальный отрезок $AB = \Delta \xi$ и при этом производная заключена в интервале от $\dot{\xi}(t)$ до $\dot{\xi}(t) + \Delta \dot{\xi}$. Рассмотрим вероятность пересечения не вертикального отрезка $AB = \Delta \xi$, а горизонтального отрезка AC , считая производную фиксированной. Очевидно, что при фиксированной производной $\dot{\xi}(t)$ пересечение горизонтального отрезка длиной Δt эквивалентно пересечению вертикального отрезка длиной $\Delta \xi = \dot{\xi}(t) \Delta t$. Поэтому вероятность пересечения отрезка $AC = \Delta t$ с производной в пределах от $\dot{\xi}(t)$ до $\dot{\xi}(t) + \Delta \dot{\xi}$ равна

$$dP = W_2(\xi(t), \dot{\xi}(t)) \dot{\xi}(t) \Delta \dot{\xi} \Delta t, \quad \xi(t) = C \quad (2)$$

Интересующие нас положительные выбросы будут происходить при всех положительных значениях производной, т. е. при $0 \leq \dot{\xi}(t) < \infty$. Поэтому полная вероятность P_1 пересечения уровня C на интервале $[t, t + \Delta t]$ равна интегралу:

$$P_1 = \Delta t \int_0^{\infty} \dot{\xi} W_2(C, \dot{\xi}) d\dot{\xi} \quad (3)$$

Поделив обе части равенства на Δt , найдем среднее число выбросов за единицу времени внутри этого интервала:

$$\bar{N}_1 = \int_0^{\infty} \dot{\xi} W_2(C, \dot{\xi}) d\dot{\xi} \quad (4)$$

Среднее число выбросов на интервале $[0, T]$ получим интегрированием правой части формулы (4)

$$\bar{N}(C, T) = \int_0^T dt \int_0^\infty \dot{\xi} W_2(C, \dot{\xi}) d\dot{\xi} \quad (5)$$

Для стационарных процессов подынтегральная функция не зависит от времени и, следовательно:

$$\bar{N}(C, T) = \bar{N}_1(C) = \int_0^\infty \dot{\xi} W_2(C, \dot{\xi}) d\dot{\xi} \quad (6)$$

Для стационарных процессов, у которых случайная функция и ее производная в совпадающие моменты времени независимы:

$$W_2(\xi(t), \dot{\xi}(t)) = W(\xi(t))w(\dot{\xi}(t)) \quad (7)$$

формула (6) упрощается:

$$\bar{N}(C, T) = \bar{N}_1(C) = W(C) \int_0^\infty \dot{\xi} w(\dot{\xi}) d\dot{\xi} \quad (8)$$

Видно, что для стационарных процессов со статистически независимой производной в совпадающий момент времени среднее число выбросов на уровне C с точностью до некоторого постоянного множителя, зависящего от поведения первой производной случайной функции, пропорционально значению плотности вероятности функции $\xi(t)$ на этом уровне $W(C)$. Этот результат можно использовать для экспериментального определения одномерных плотностей вероятностей указанных процессов при помощи счета числа выбросов на разных уровнях.

Для нормального случайного процесса $\xi(t)$ со средним значением $m(t)$, дисперсией $\sigma^2(t)$ и функцией корреляции $k(t_1, t_2)$ совместная плотность вероятности $W_2(\xi(t), \dot{\xi}(t))$ имеет следующий вид:

$$W_2(\xi(t), \dot{\xi}(t)) = \frac{1}{2\pi\sigma\sigma_1} \times \exp \left\{ -\frac{1}{2(1-r^2)} \left[\frac{(\xi-m)^2}{\sigma^2} - 2r \frac{(\xi-m)(\dot{\xi}-m_1)}{\sigma\sigma_1} + \frac{(\dot{\xi}-m_1)^2}{\sigma_1^2} \right] \right\} \quad (9)$$

где

$$m_1 = m_1(t) = \frac{dm(t)}{dt},$$

$$\sigma_1^2 = \sigma_1^2(t) = \frac{\partial^2 k(t_1, t_2)}{\partial t_1 \partial t_2} \Big|_{t_1=t_2=t},$$

$$r(t) = \frac{1}{\sigma\sigma_1} \frac{\partial k(t_1, t_2)}{\partial t_1 \partial t_2} \Big|_{t_1=t_2=t} \quad (10)$$

Среднее число выбросов найдем подстановкой плотности вероятности (9) в основную формулу (5). В данном случае внутренний интеграл в формуле (5) будет равен:

$$J(t) = \int_0^\infty \xi W_2(C, \xi) d\xi = \frac{\sigma_1 \sqrt{1-r^2(t)}}{2\pi\sigma} \times \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{C-m}{\sigma}\right)^2\right] \left\{ \exp\left(-\frac{1}{2}M^2\right) + \sqrt{2\pi}\Phi(M) \right\} \quad (11)$$

где $\Phi(z)$ – интеграл вероятности,

$$M = M(t) = \frac{1}{\sqrt{1-r^2(t)}} \left[\frac{m_1}{\sigma_1} + \left(\frac{C-m}{\sigma}\right)r(t) \right] \quad (12)$$

Применительно к разным частным случаям выражение (11) упрощается. Так, для нормального процесса с нулевым средним, автокорреляционной функцией $R(\tau)$ и дисперсией $R(0)$ можно воспользоваться формулой (8) вместо (5). Поскольку в результате дифференцирования, являющегося линейной операцией, свойство нормальности для $\xi(t)$ сохраняется, то выполнив интегрирование в формуле (8), получим для среднего числа положительных выбросов стационарного случайного процесса $\xi(t)$ окончательную формулу:

$$N(C, T) = \frac{T}{\pi} \sqrt{-\frac{R''(0)}{R(0)}} e^{\frac{-c^2}{2R(0)}}, \quad R(0) = R(\tau)|_{\tau=0}, \quad R''(0) = \frac{d^2R(\tau)}{d\tau^2} |_{\tau=0} \quad (13)$$

Автокорреляционные функции в формуле (13) можно выразить через спектральные функции, пользуясь формулами Винера-Хинчина:

$$R(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega, \quad R(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega$$

$$-R''(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 S(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega, \quad -R''(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 S(\omega) d\omega$$

Тогда выражение (13) можно записать в виде:

$$N(C, T) = T \sqrt{\frac{\int_{-0}^{\infty} \omega^2 S(\omega) d\omega}{\int_{-0}^{\infty} S(\omega) d\omega}} e^{\frac{-c^2}{2R(0)}} = T \sqrt{\frac{\int_{-0}^{\infty} f^2 S(f) df}{\int_{-0}^{\infty} S(f) df}} e^{\frac{-c^2}{2R(0)}} \quad (14)$$

Положения глав 4 диссертации, в двигателе на защиту

1. Разработаны 16-канальные платы радиационно стойкой электроники на базе 8-канальных микросхем: ASDQ и CARIOSA. Созданная электроника допускает при коротком пиковом времени $T_p=8-10$ нс подключение пиков с емкостью до $C_{det}=250$ пФ, обеспечивая в диапазоне емкостей детектора 50 – 250 пФ минимальный шум, оптимальное формирование для временных измерений, временное разрешение $\sigma_t \sim 3$ нс и близкую к 100% эффективность регистрации мюонов высоких энергий на временном интервале $\Delta t < 25$ нс.

- 16-канальная плата электроники ASDQ++ с пиковым временем $T_p=8$ нс, с усовершенствованием входной схемы имеет (в отличие от микросхемы ASDQ) на порядок более низкое входное сопротивление – 25 Ом и допускает подключение почти на порядок большей емкости детектора – 250 пФ; плата успешно применялась на этапе НИОКР при исследовании прототипов и опытных образцов мюонных камер;

- 16-канальная плата электроники CARDIAC с пиковым временем $T_p=10$ нс и входным сопротивлением 50 Ом применена на конечном этапе создания мюонного детектора и успешно применяется в эксперименте LHCb;

- Предложен и впервые введен в каждый канал (в составе микросхемы DIALOG) счетчик–интенсиметр импульсов (100 МГц, 24 дв. разряда), что позволило:

- Реализовать новый метод реконструкции шумовых распределений в каждом канале системы, осуществляя сканирование порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилителя;

- Осуществить в ходе эксперимента LHCb мониторинг эквивалентного шумового заряда (ENC) в каждом канале системы с целью обнаружения на ранней стадии развития таких нежелательных явлений, как радиационное старение и механическая усталость конструкции мюонных камер;

- Измерить мертвое время каналов регистрации в реальных условиях эксперимента LHCb;

- Осуществить мониторинг просчетов в каждом канале многоканальной системы мюонного детектора.

2. Разработан и впервые внедрен в физический эксперимент новый метод реконструкции двух важных шумовых распределений: на входе предусилителя и на выходе дискриминатора, основанный на развитии и дополнении теории Райса.

- Метод применен для определения минимальных порогов электроники в каждом канале мюонного детектора (122112 каналов);

- Впервые предложена новая характеристика усилителя-фильтра – частота (квазичастота) Райса:

- Показано, что, если доминирует последовательный шум, то эта характеристика является детерминированной характеристикой (не зависит от параметров случайного процесса), определяется постоянными времени усилителя–фильтра и позволяет:

- Определить в тракте положение нулевого уровня (порога);
- Определить интенсивность шумового счета при нулевом пороге;
- Определить ширину шумового распределения;
- Определить эквивалентный шумовой заряд на входе предусилителя;
- Определить минимальные пороги электроники и шумовой счет как функцию порога.

- Разработанный метод реконструкции шумовых распределений может найти применение не только в ядерной электронике, но и в других областях измерений.

Глава 5

Предустановочные тесты мюонных камер. Оптимизация режима работы мюонного детектора в шахте

В этой главе приведены результаты тестирования камер семи внутренних регионов пяти станций мюонного детектора: M1R2, M2R1, M2R2, M3R1, M3R2, M4R1, M5R1. Это – 112 камер (вместе с запасными), которые содержат 30 тысяч каналов электроники, что составляет существенную часть от полного числа 122112 каналов.

В создание стендов и в разработку методики предустановочного тестирования камер автором внесен существенный вклад. Эти тесты выполнялись до монтажа камер в шахте на специальных стендах на космических лучах и на интенсивном гамма-источнике (*Gamma Irradiation Facility, GIF*). Цель тестов – проверка работоспособности каждой камеры с записью полученных результатов в базу данных. Каждая камера имеет бар-код, позволяющий проследить “историю” в будущем.

В главе приведены результаты измерения эквивалентного шумового заряда в шахте на глубине 100 м под землей, которые необходимы для проверки достижения проектных норм в реальных условиях эксперимента ЛНСб.

В главе приводится описание разработанного автором метода оптимизации режима работы камер мюонного детектора, впервые внедренного в практику физического эксперимента такого масштаба, как ЛНСб. Итог этой работы: выбор оптимального газового усиления камер с минимальными порогами электроники и максимальными порогами регистрации в первичных электронах, при которых достигается норма эффективности; определение соответствующих этому режиму оптимальных рабочих напряжений. Приводится сравнение расчетного и реального режимов работы камер, помогающее выполнить тонкую настройку.

В Приложении приведены данные прецизионного измерения газового усиления мюонных камер, на которые опирается оптимизация режима работы мюонного детектора.

5.1. Экспериментальная установка для тестирования камер на космических лучах в лаборатории

На рис. 5.1 приведена фотография специального стенда (*mockup* – тренажер), созданного в лаборатории для тестирования камер на космических лучах в вертикальном положении камер, когда на активную площадь камеры приходится довольно низкая интенсивность космических частиц. Конфигурация близка к реальным условиям в шахте: в этом положении мюонные камеры устанавливаются и крепятся на кронштейнах-балконах в шахте; электрическое соединение корпуса камеры со стенкой делается в одной точке широкой лентой для минимизации индуктивности соединения, а если этого недостаточно, то в нескольких точках; кабели, соединяющие камеру с системой сбора данных (DAQ – *Data Acquisition System*), закреплены на заземленной стенке с минимальным зазором относительно ее поверхности, что минимизирует паразитные контура в земле между стенкой и оплеткой кабелей (оба указанных элемента соединены с землей). Критерием качества описанного выше соединения является шумовой счет с известным распределением, а не иным;

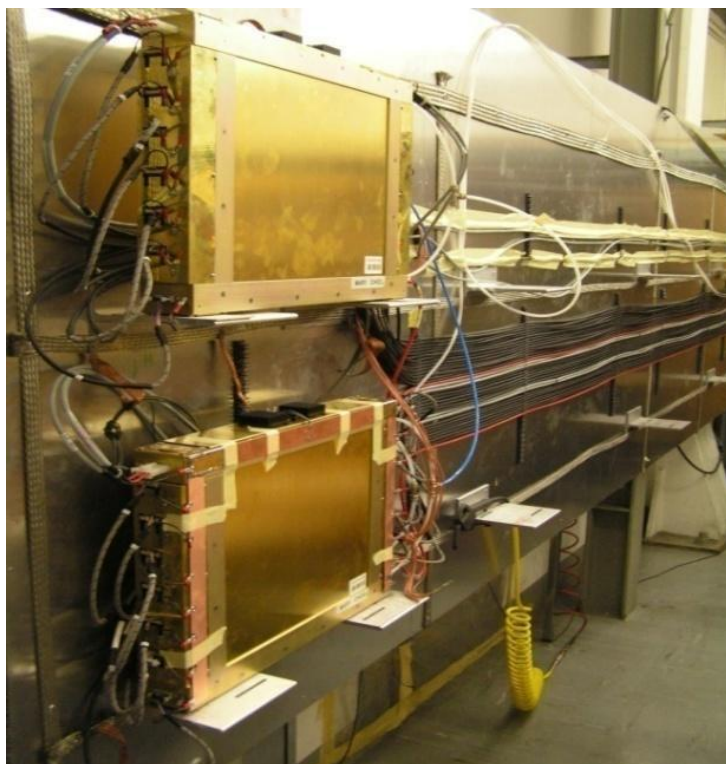


Рис. 5.1. Специальный стенд (*mockup* – тренажер) для тестирования камер на космических лучах в лаборатории, конструктивно повторяющий стенку станции в шахте (а) и стойка системы сбора данных DAQ (б).

На рис. 5.2 показана схема аппаратуры, выполненной в стандарте VME, и блоки питания – низковольтный LV-PS и высоковольтный HV-PS [104].

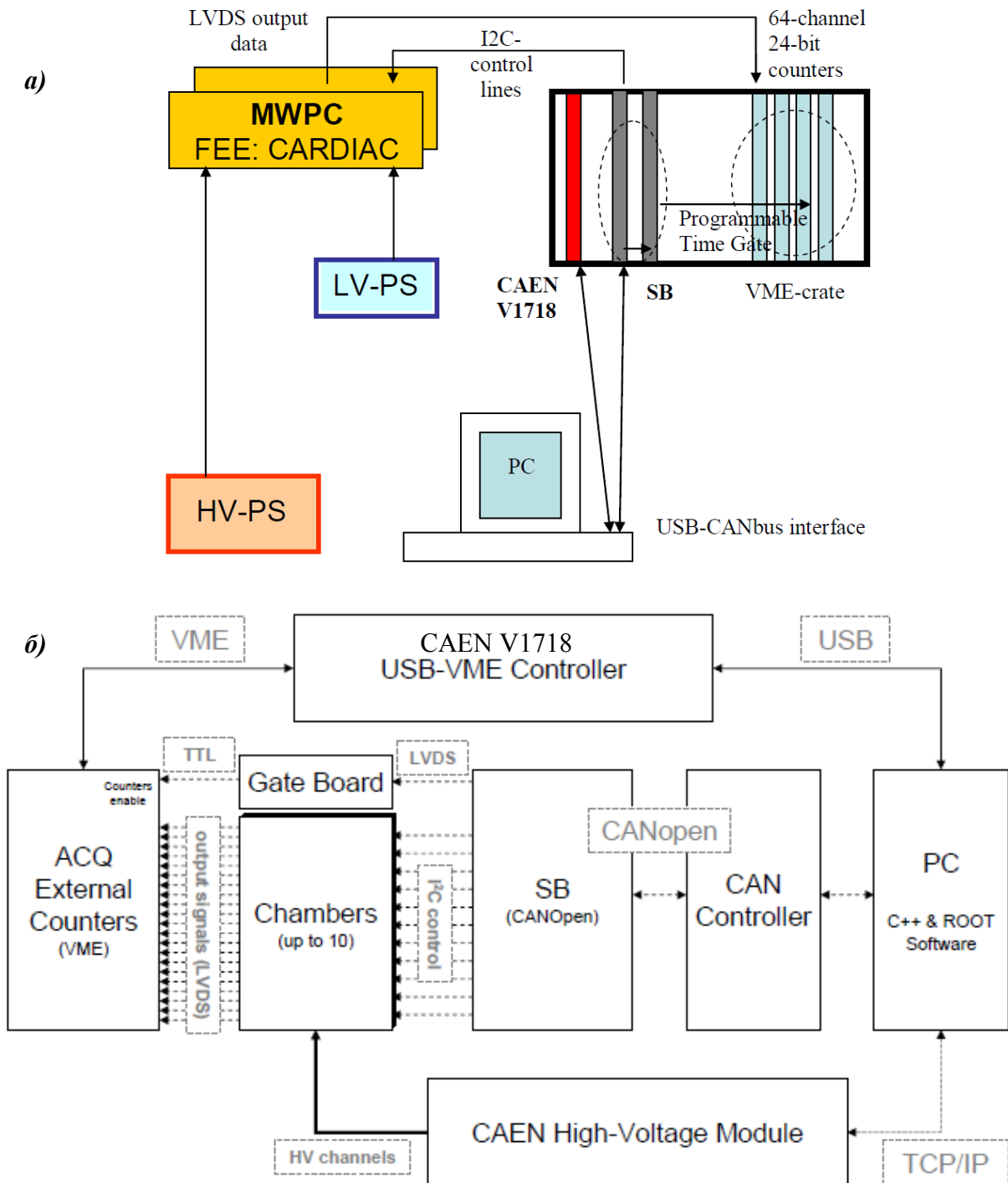


Рис. 5.2. Структурная схема аппаратуры DAQ (а) и подробная схема (б) для тестирования камер на космических лучах в лаборатории: SB (*Service Board*) – основной управляющий модуль.

Связь VME–PC осуществлялась через USB-порт контроллером фирмы CAEN V1718. Связь PC–DAQ с детекторной электроникой 16-канальных плат CARDIAC (на рисунке FEE – *Front-End Electronics*), осуществлялась через

последовательный интерфейс I2C (CANbus.), встроенный в управляющий модуль SB. В состав аппаратуры стенда был введен специальный модуль ACQ (*External Counters*) – внешние пересчетки (100 МГц, 24 дв.разрядов), которые отсутствуют в составе мюонной системы эксперимента LHCb. Пересчетки необходимы здесь для регистрации сигналов с выходов CARDIAC во временном интервале программируемых ворот, см. Gate Board (таким образом проверяется весь тракт).

До выполнении измерений на стенде при помощи специального прибора измерялись емкости детектора в каждом канале камеры, полученные данные записывались в базу данных, как табличные величины.

Кроме того, измерялись темновые токи при максимальных напряжениях на камерах при варьировании влажности окружающей среды, чем проверялось качество изоляции высоковольтных цепей в конструкции. Результат этих тестов показал, что при комнатной температуре предельно допустимая влажность окружающей среды – 60%.

На стенде–тренажере автоматически в каждом канале измерялось шумовое распределение сканированием порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилителя, что давало данные для вычисления параметров шумовых распределений и позволяло, в итоге, правильно выбирать и устанавливать пороги электроники в последующих тестах (см. главу 4, раздел 4.5).

В режиме самозапуска измерялось счетное платó испытываемой камеры на “космике”, для чего пара соответствующих каналов двухслойных камер объединялась по-канально логическим И. Режим самозапуска устанавливался программно микросхемой DIALOG в составе CARDIAC (в эксперименте LHCb соответствующие каналы объединяются логическим ИЛИ, а здесь, в режиме самозапуска – логическим И). Измерения выполнялись сканированием в заданных пределах напряжения HV-PS.

5.2. Экспериментальная установка для тестирования камер на интенсивном источнике гамма излучения

На рис. 5.3 приведена фотография стенда для тестирования камер на интенсивном гамма-источнике GIF (*Gamma Irradiation Facility, CERN*). Здесь

применялся тот же стенд, который использовался при тренировке камер (см. главу 3, раздел 3.6), но в данных тестах использовалась электроника, чего не было раньше. Тестирование камер внутренних регионов мюонного детектора на интенсивном источнике GIF выполнялось с целью проверки поведения камер при высоких нагрузках. На рис. 5.3 показана группа из четырех камер M3R2, установленная на расстоянии приблизительно 1 метр от интенсивного гамма-источника ^{137}Cs (590 ГБк) с энергией гамма-квантов 660 кэВ. Между источником и камерами хорошо видны массивные свинцовые фильтры-задвижки, при помощи которых интенсивность излучения в зоне камер варьировалась в широких пределах – 5 порядков.

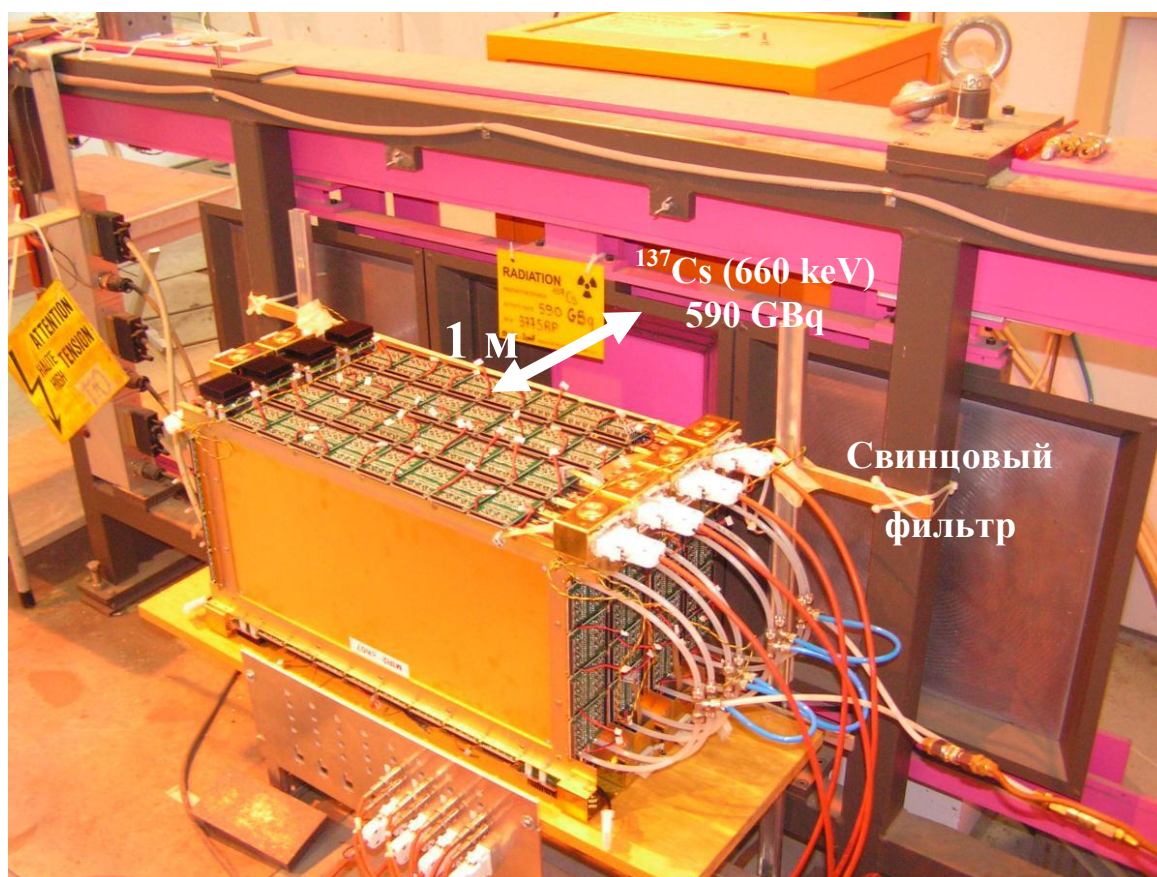


Рис. 5.3. Стенд для тестирования камер на интенсивном источнике гамма-излучения GIF с потоком гамма-квантов с энергией 660 кэВ от источника ^{137}Cs до 40 кГц/см^2 .

В этих тестах имитировались фоновые условия, близкие к тем, которые ожидалось в эксперименте ЛНСб. Измерением одновременно тока и счета проверялось отсутствие влияния пространственного заряда на характеристики камер.

5.3. Предустановочные измерения и тесты камер M2R1, M3R1, M2R2, M3R2, M4R1, M5R1 внутренних регионов мюонного детектора

Рассмотрим подробно характер предустановочных тестов различных камер внутренних регионов мюонного детектора, выполнявшихся до монтажа камер в шахте на космических лучах в лаборатории и на интенсивном источнике гамма-излучения GIF [105, 106].

5.3.1. Четырехслойные камеры M4R1 и M5R1 с катодными падами

5.3.1.1. Основные параметры конструкции камер

Основные параметры четырехслойных камер M4R1 и M5R1 мюонных станций M4 и M5 региона R1 сведены в таблицу 5.1. На рис. 5.4 схематически представлены конструкция и схема обоих типов камер. На рис. 5.5 показана фотография камеры M5R1, установленной на стенде для измерения емкостей детектора, измерения зарядовой чувствительности и калибровки порогов дискриминаторов. Результаты измерений табулировались. На рис.5.6 приведены результаты измерений емкостей детектора $C_{дет}$ по канално для одной камеры M4R1 и одной – M5R1. Такие же измерения выполнены для всех камер, включая запасные камеры.

Таблица 5.1. Основные параметры конструкции четырехслойных камер M4R1 и M5R1

Параметр	M4R1	M5R1
Диаметр проволочек (мкм)	30	30
Шаг проволочек (мм)	2	2
Рабочий зазор (мм)	2.5	2.5
Активная площадь камеры (мм ²)	348×291	373,5×311
Полная площадь камеры (мм ²)	416×367	441.5×387
Ширина катодного пада ΔX (мм)	29	31
Высота катодного пада ΔY (мм)	36.25	38.75
Площадь катодного пада (см ²)	10.5	12
Число каналов в камере	192	192
Число камер (без запасных)	12	12
Общее число каналов	2304	2304

5.3.1.2. Измерение емкостей $C_{дет}$

В каждом канале каждой камеры измерялись емкости детектора $C_{дет}$. Эти данные в дальнейшем использовались как табличные при определении рабочих порогов в единицах заряда и электронах.

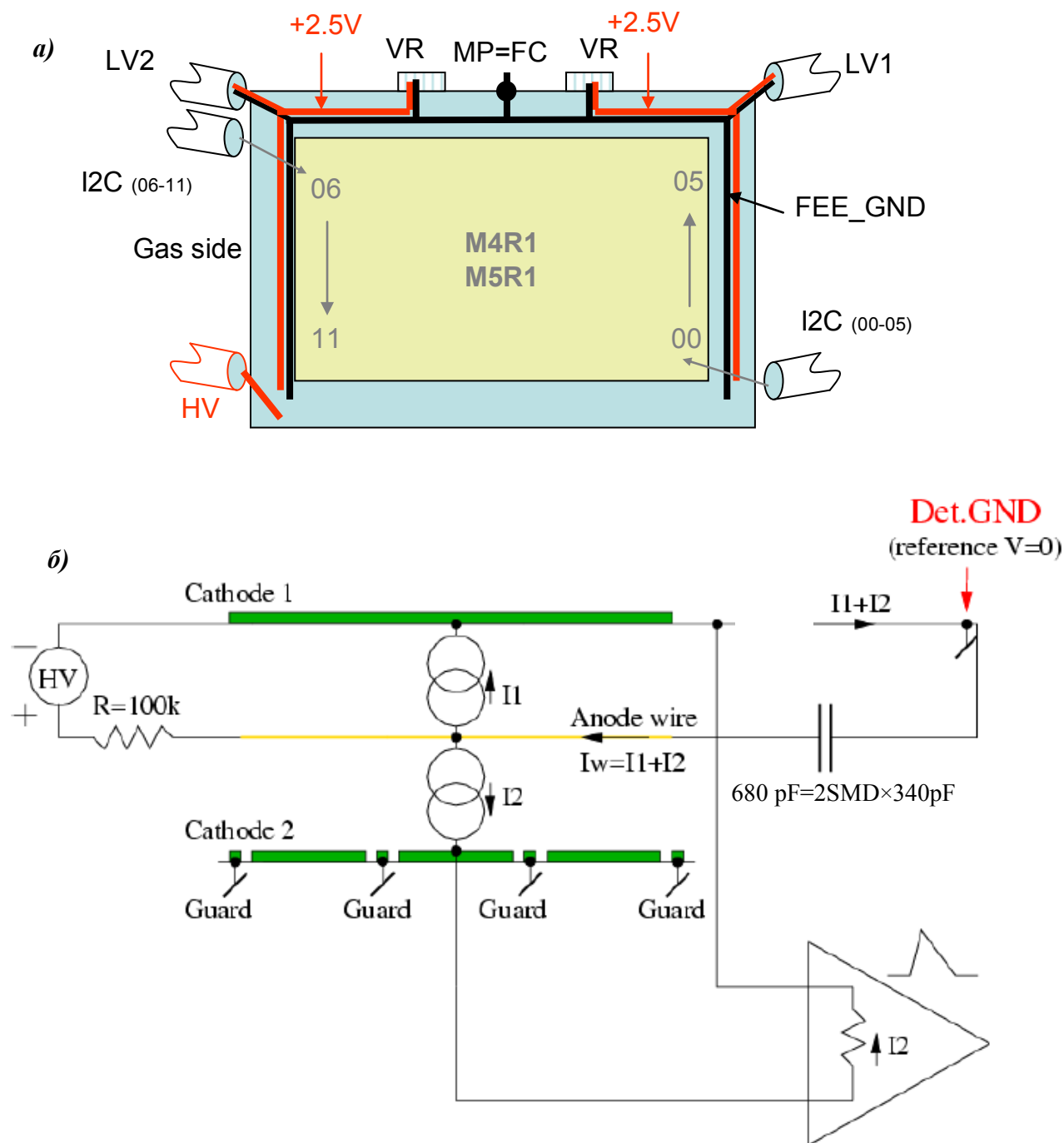


Рис. 5.4. Четырехслойные камеры M4R1 и M5R1 (а); упрощенная схема (б) одного зазора–слоя (емкости C_{det} не показаны). В камерах сегментирован один катод в каждом из четырех рабочих зазоров (Cathode 2). Катодные пады разделены заземленными охранными полосами (Guard). Проволочные полосы в каждом зазоре подключены через блокирующие конденсаторы 680 nF к земле, в качестве которой выбран сплошной катод (Cathode 1). На камерах установлено 12 плат CARDIAC с суммарным числом каналов 192 с адресами плат, изменяющимися в двоичном коде от 00 до 11, которые заданы жестко переключателями на платах. Обмен данными между платами и компьютером производится через порты последовательного интерфейса I2C(00–05) и I2C(06–11). Низковольтное питание подается на камеру через разъемы LV1 и LV2 ($+3.5\text{ В}$), а на платы CARDIAC – через стабилизаторы напряжения VR ($+2.5\text{ В}$). Высокое напряжение на зазоры камеры подается через четырехканальный высоковольтный разъем HV. Шина земли электроники FEE-GND присоединена к сплошным катодам и к корпусу камеры в 48 точках, а корпус камеры при выполнении тестов на стенде соединялся со стенкой мюонной станции в одной точке MP (Middle Point), FC – Faraday Cage.

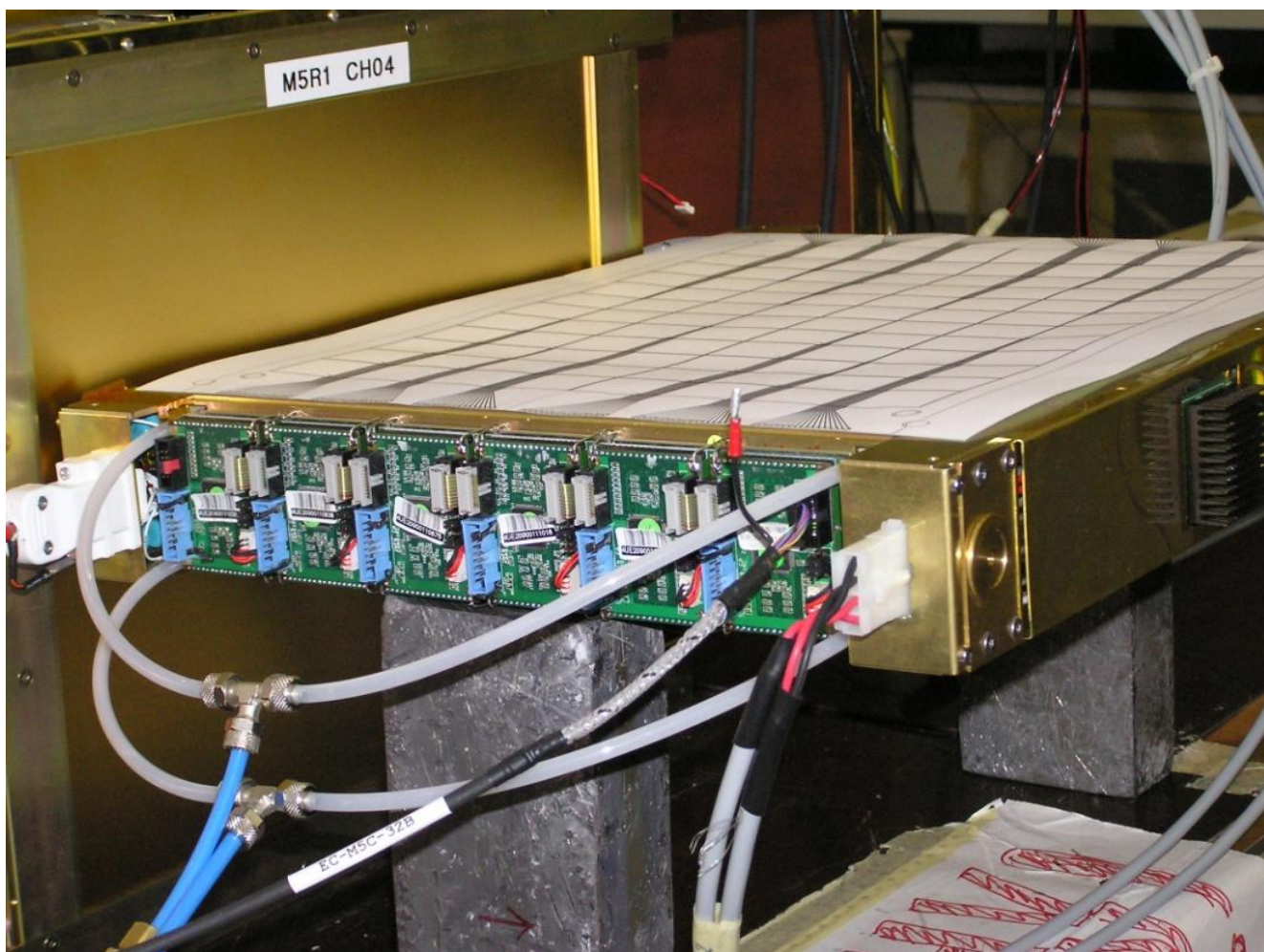


Рис. 5.5. Камера M5R1 при измерении емкостей C_{dem} .

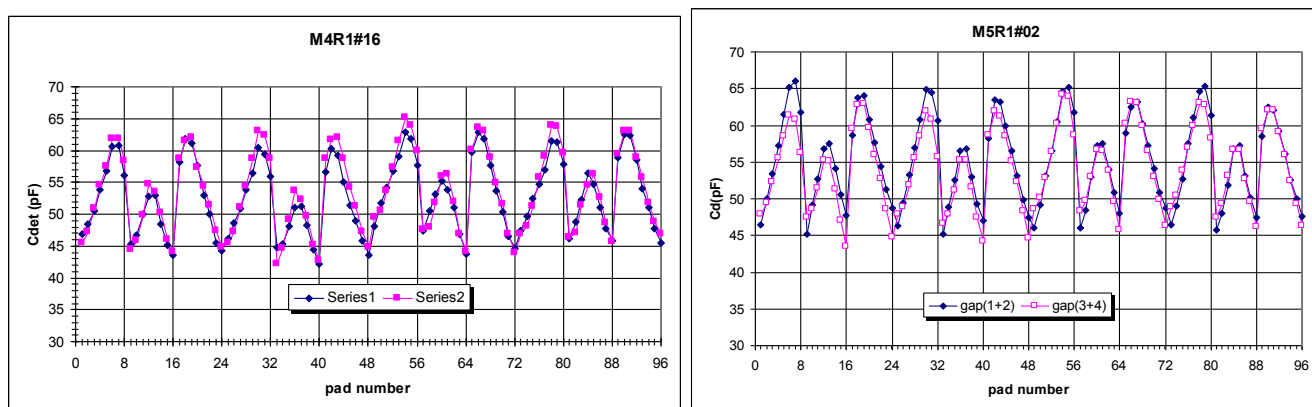


Рис. 5.6. Значения емкостей C_{dem} 192 канала одной камеры M4R1 (а) и одной камеры M5R1 (б). M4R1: C_{dem} в среднем равно 52 $n\Phi$ и 79 $n\Phi$ без и с платой SPB соответственно (SPB вносит в среднем 27 $n\Phi$). M5R1: C_{dem} в среднем равно 55 $n\Phi$ и 82 $n\Phi$ без и с платой SPB соответственно (SPB вносит в среднем 27 $n\Phi$).

В среднем для камер M4R1 значение C_{dem} в анодных каналах – 79 $n\Phi$ вместе с усилителем и диодной защитой), а для камер M5R1 – 82 $n\Phi$. Разбросы емкостей

относительно среднего значения составляют $\pm 10 n\Phi$ и обусловлены различной длиной печатных треков, соединяющих пад с выходным разъемом.

5.3.1.3. Измерение шумовых характеристик

Результаты сканирования порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилителя в каждом канале приведены на рис. 5.7. Для лучшего обзора данные измерений сведены в одну гистограмму с фиксированным сдвигом. По этим результатам по наклону прямой линии найден эквивалентный шумовой заряд ENC и определен рабочий порог в каждом из 192-х каналов электроники, как $Th = n \times ENC$ (здесь, $n=6$), см. главу 4, формула (4.20). Смещение, найденное при центрировании шумового распределения, автоматически учтено при установке индивидуальных порогов в регистрах микросхемы DIALOG.

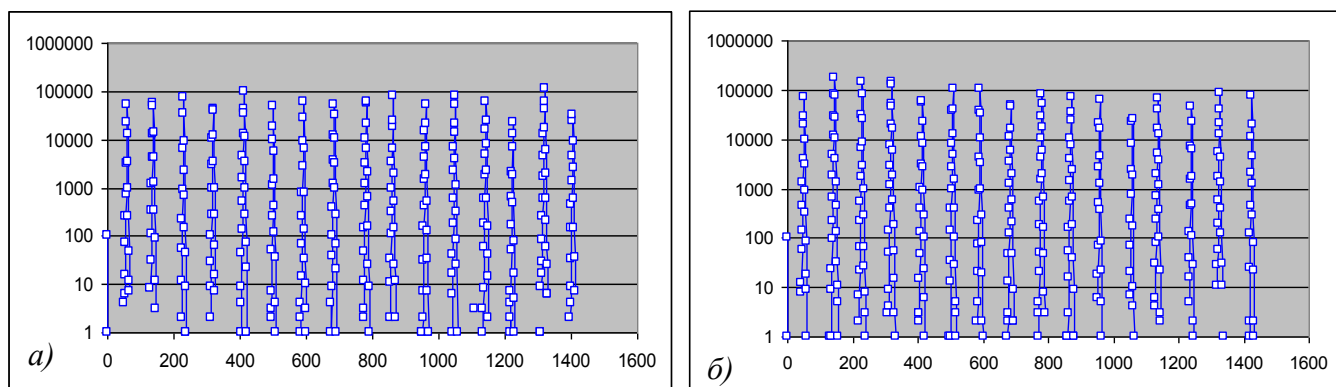


Рис. 5.7. Панорамный обзор результатов сканирования порогом дискриминаторов шумовой дорожки на выходе усилителей: шумовой счет в каждом канале камеры M4R1 (а) и M5R1 (б) как функция порога, полученный в каждом из 16 каналов одной платы CARDIAC. Для лучшего обзора данные измерений выведены на одну гистограмму с фиксированным сдвигом по горизонтали и с логарифмической шкалой по вертикали.

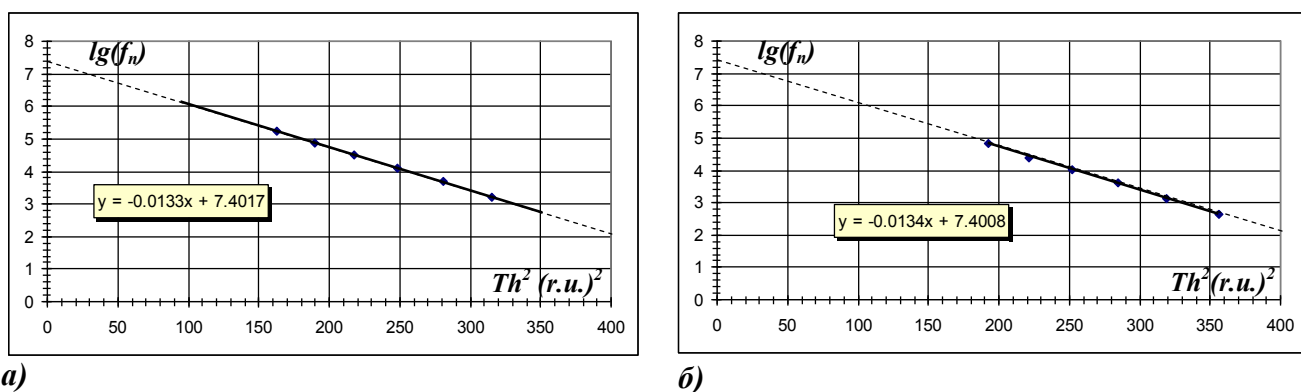


Рис. 5.8. К определению ENC по наклону прямых, представляющих в указанных координатах централизованные шумовые распределения в одном из каналов камер M4R1 (а) и M5R1 (б).

Знание зарядовой чувствительности как функции $C_{дет}$, см. главу 4, формула (4.6), позволяет привести значения, полученные в таблице 5.2 первоначально в регистровых единицах (*r.u.*), к заряду в $\phi Кл$ и к электронам. Значение приведенного в таблице 5.2 отношения $\Delta ENC/C_{дет}$ позволяет сделать важный вывод, что шум в канале тепловой, а не иной.

Таблица 5.2.

Результаты измерения эквивалентного шумового заряда (ENC) и выбор рабочего порога ($Th=n \times ENC$) электроники с представлением полученных величин в единицах заряда и электронах для камер M4R1 и M5R1 (пример приведен для одного канала, остальные каналы – аналогично).

Для справки: микросхема CARIOSA положительной полярности имеет $ENC=1880эл.+45эл./n\Phi$

M4R1		Параметры				
$C_{дет} (n\Phi)$ 72	Зарядовая чувствительность ($мВ/\phi Кл$)	tg угла наклона	ENC (<i>r.u.</i>)	ENC ($\phi Кл$)	ENC (эл)	$\Delta ENC/C$ (эл/ $n\Phi$)
	12	-0.0133	4.04	0.79	4946	43
Порог электроники ($n=6$)			Th= $n \times ENC$	Th ($\phi Кл$)	Th (эл)	
			24.24	4.75	29674	
M5R1		Параметры				
75	11.9	-0.0134	4.03	0.81	4969	43
Порог электроники ($n=6$)			Th= $n \times ENC$	Th ($\phi Кл$)	Th (эл)	
			24.15	4.77	29812	

На рис. 5.9а показан шумовой счет в каналах камеры M5R1, полученный на стенде при напряжении на камере $HV=2750 В$ при установке рабочего порога $Th=5 \phi Кл$ ($4.77 \phi Кл$ в таблице 5.2). Для частоты Райса $25 МГц$ при отношении порога к $ENC n=6$ шумовой счет в каналах должен составлять уровень $1 Гц$, что хорошо соблюдается с данными, приведенными на рис. 5.9. Шумовой счет в каналах камеры порядка $1.5 Гц$ считается вполне приемлемым при испытании камер на редких космических лучах, и совершенно не приемлемым является счет $100 Гц$, который был бы при $n=5$ – к обоснованию выбора $n=6$.

5.3.1.4. Тесты на космических лучах

На рис. 5.9б показан довольно низкий уровень полезного счета, приблизительно $0.08 Гц/канал$, полученный в самозапуске при вертикальном расположении камеры на стенде-тренажере, когда два слоя камеры (Bigar 1 & Bigar 2) по канално работают в совпадении. Режим самозапуска

программировался микросхемой DIALOG. На рисунке показан счет во всех 96-ти парах каналов испытываемой камеры M5R1.

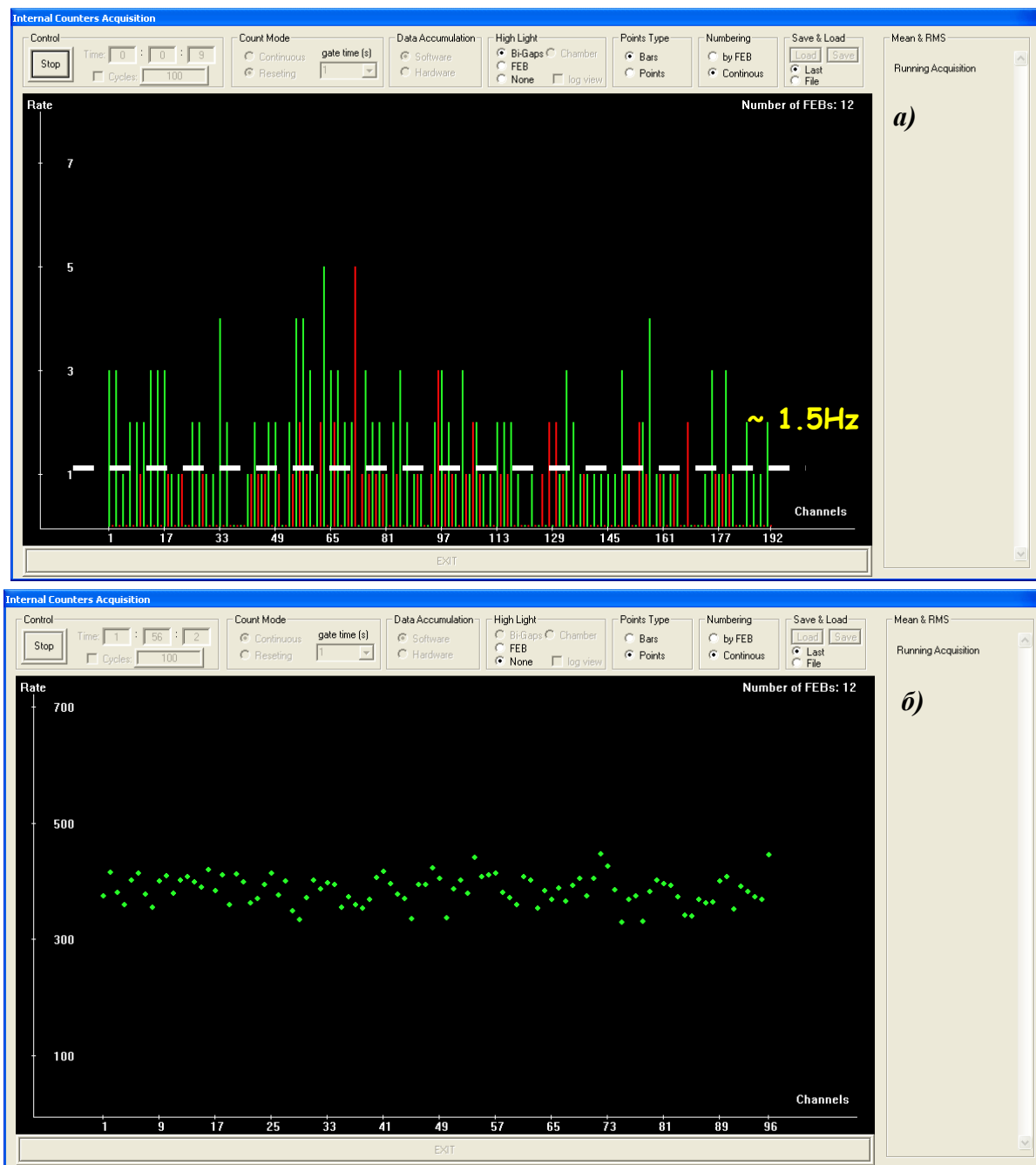


Рис. 5.9. Шумовой счет в 192-х каналах камеры M5R1 при пороге $Th=5$ фКл (а) и счет космических лучей при напряжении 2600 В (б). Вверху показан счет, который следовало ожидать при известной частоте Райса и пороге, соответствующем $n=6$. Если счет не такой, то необходимо было найти и устранить причину, и такой причиной, как правило, являлось качество заземления и экранирования. Внизу показан счет совпадений сигналов с каналов двухслойных камер (Bigar 1 & Bigar 2) в структуре четырехслойной камеры (логическая операция 2И установлена при помощи микросхемы DIALOG на платах CARDIAC); приведенная статистика набиралась в течение двух часов, что позволяет вычислить интенсивность 0.08 Гц/канал и сопоставить ее с той, которая должна быть в телесном угле камеры. Если интенсивность не такая, какой должна быть, то необходимо было найти и устранить причину, и такой причиной, как правило, являлись наводки.

На рис.5.10 приведена типичная счетная характеристика, полученная для одного канала камеры M5R1 на космических лучах в вертикальном положении камеры (остальные каналы – аналогично). Данная характеристика представляет зависимость счета от напряжения, когда напряжение на одной паре зазоров *Bigap* (1+2) сканировалось, а на второй паре зазоров *Bigap* (3+4) удерживалось постоянным 2450 В. Такое же сканирование выполнялось и в обратном порядке, когда напряжение на второй паре зазоров *Bigap* (3+4) изменялось при фиксированном напряжении 2450 В на первой паре – *Bigap* (1+2). Хорошо видно, что счетное плато равно 300 В. Абсолютный счет на плато в телесном угле камеры, расположенной на стенде вертикально, хорошо согласуется с расчетом для космических лучей с интенсивностью $\sim 30 \text{ Гц}/\text{м}^2$

Подобные тесты на космических лучах выполнялись для всех каналов камер M5R1 и M4R1.

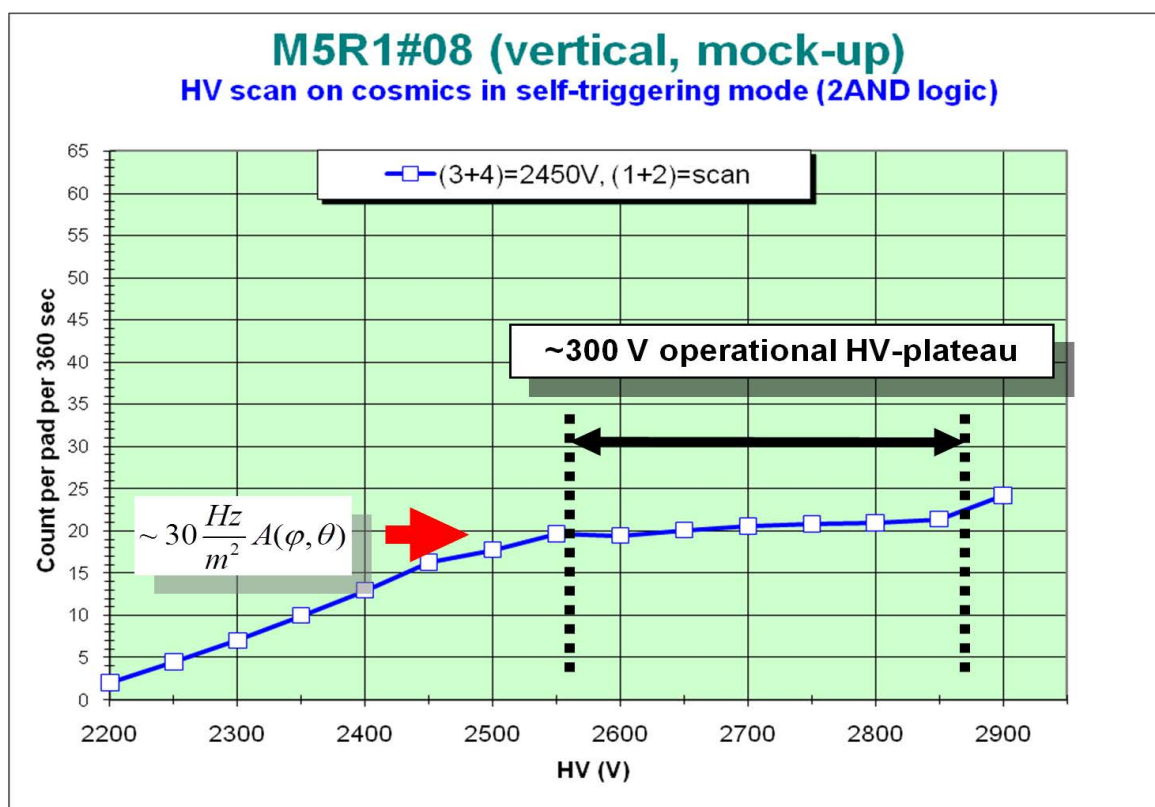


Рис. 5.10. Счетная характеристика канала камеры M5R1 (M4R1 – алогично). Как видно, имеется счетное плато, составляющее 300 В. Абсолютный счет в телесном угле камеры, расположенной на стенде вертикально, указанный стрелкой, хорошо согласуется с расчетом интенсивности космического излучения $\sim 30 \text{ Гц}/\text{м}^2$.

5.3.1.5. Тесты на интенсивном гамма-источнике

Камеры M4R1 должны работать до загрузок 6.5 кГц/см^2 (при площади падов 10.5 см^2 это соответствует 68 кГц/канал), а камеры M5R1 – до 4.4 кГц/см^2 , (при площади падов 12 см^2 - 53 кГц/канал). Тесты на источнике GIF позволяют проверить это, т. к. можно имитировать фоновые загрузки, близкие к тем, которые ожидаются в эксперименте. На рис. 5.11 показан по каналный счет камеры M5R1 в секунду на непрерывном источнике гамма-излучения GIF при рабочем напряжении на камере $HV=2600 \text{ В}$ и пороге электроники $Th=8 \text{ фКл}$ (M4R1 – работает аналогично). Здесь загрузка составляет 100 кГц/канал , что почти в 2 раза больше номинальной. Флуктуации счета обусловлены кросстоками.

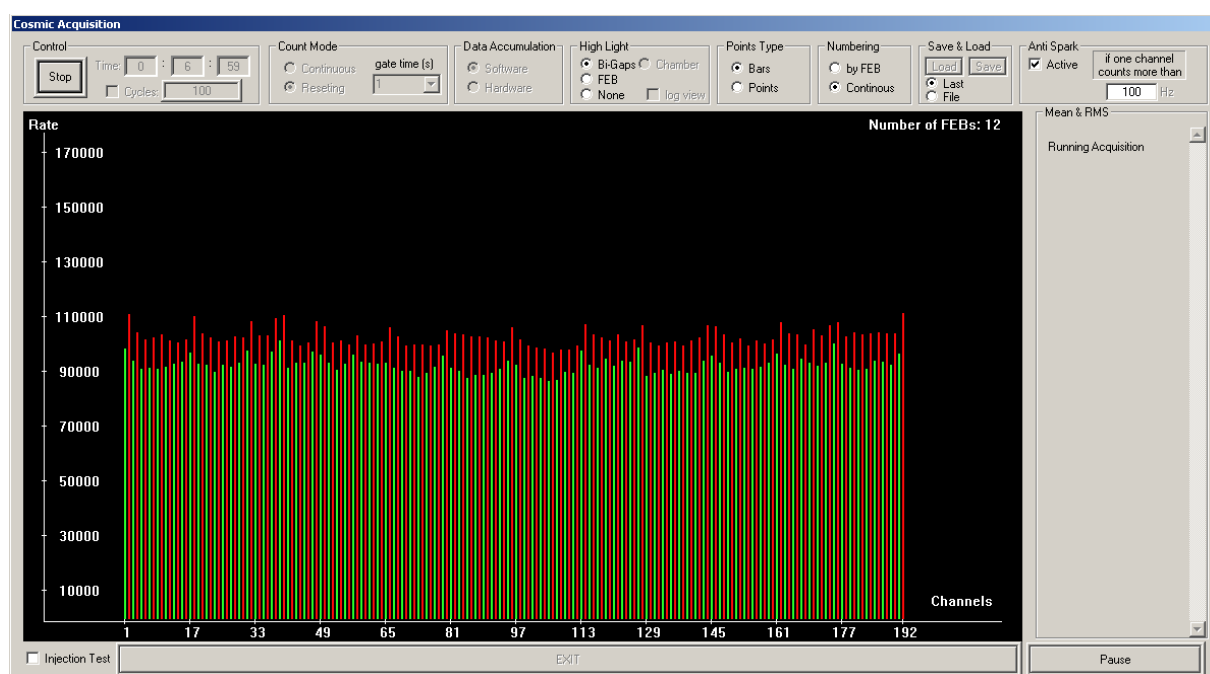


Рис. 5.11. Панорамный обзор по каналного счета одновременно по всем 192-м каналам камеры M5R1 (M4R1 – аналогично) при напряжении $HV=2600 \text{ В}$ и пороге электроники $Th=8 \text{ фКл}$. Пара зазоров BiGap1 (красный) расположена ближе к источнику, поэтому считает больше, чем пара зазоров BiGap2 (желтый). Интенсивность счета составляет приблизительно 100 кГц/канал , что в 2 раза превышает загрузку, ожидаемую в эксперименте LHCb.

Для того, чтобы проверить, нет ли при такой высокой загрузке эффектов накопления пространственного заряда, обратимся к рис. 5.12 и рис. 5.13. На рис. 5.12 приведены результаты измерений “счет как функция интенсивности GIF” (а) и “ток как функция интенсивности GIF” (б). На рис. 5.13 приведены построенные по приведенным данным корреляционные зависимости “счет–ток” по каждому зазору камеры M5R1 (M4R1 – аналогично). Из линейной зависимости видно, что

эффектов накопления пространственного заряда в зазорах камеры нет. Поскольку ток чувствителен к изменениям напряжения много больше, чем счет, то нелинейность обязательно проявилась бы, если бы таковая была.

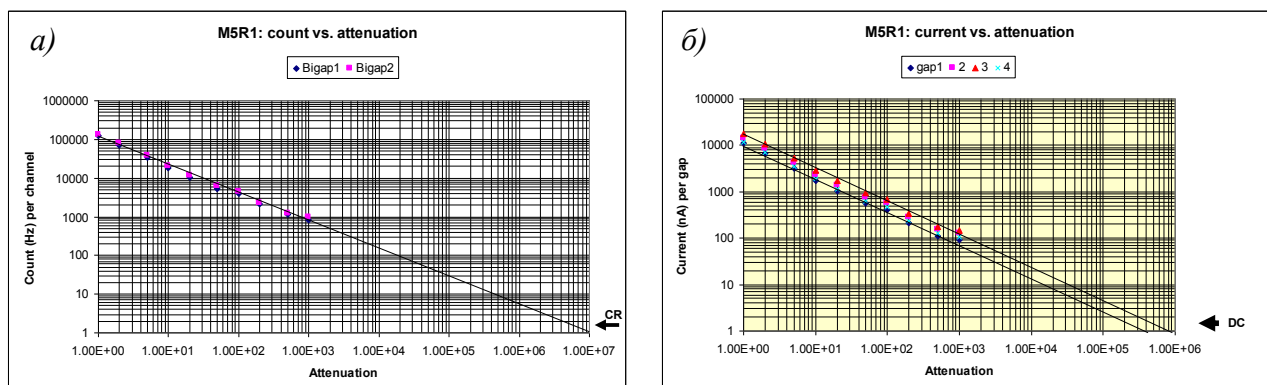


Рис. 5.12. Зависимости счета (а) и тока (б) при различной аттенюации гамма-излучения в камере M5R1 (M4R1 – аналогично) при напряжении $HV=2600\text{ В}$ и пороге электроники $Th=8\text{ фКл}$. Изменение интенсивности осуществлялось введением свинцовых фильтров. Стрелками обозначены уровни космического счета (CR) и темнового тока (DC).

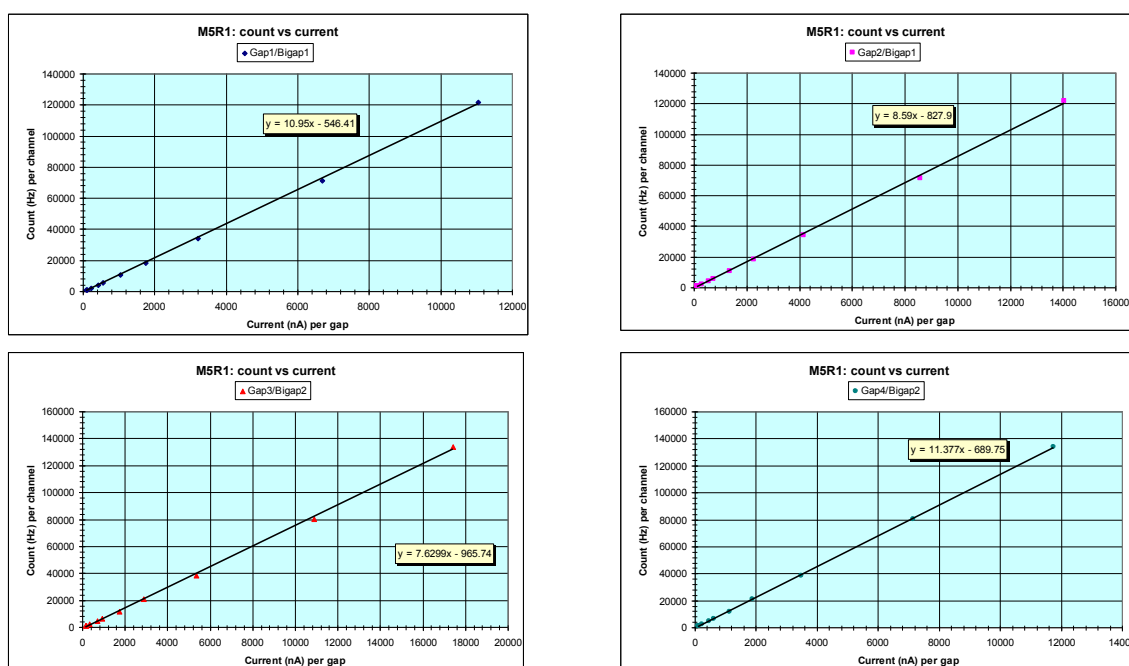


Рис. 5.13. Корреляционные зависимости счет–ток в каждом из четырех зазоров камеры M5R1 (M4R1 аналогично), построенные по данным рис.5.12. Линейная зависимость позволяет утверждать, что заметного накопления пространственного заряда до загрузок 100 кГц/канал нет; ток более, чем счет, чувствителен к изменениям напряжения.

На интенсивном источнике GIF измерялся уровень особых крестоков, которые обусловлены ненулевым общим импедансом (Z) в “земле” – $Z\text{-talks}$, см. рис. 5.14. Этот импеданс носит индуктивный характер, причем в зависимости от конструкции камеры индуктивность составляет уровень порядка $L=1\text{ нГн}$. Схема,

поясняющая этот тип кросстоков представлена на рис. 5.14а. Ток определенной амплитуды, протекающий через один из каналов или группу каналов одного зазора, может создать сигнал на общем импедансе в земле $Z=j\omega L$, превышающий порог электроники в канале другого зазора и вызвать срабатывание канала даже при отсутствии напряжения на камере ($HV=0$). Измерения выполнялись следующим образом: на одной паре зазоров камеры M5R1 устанавливалось номинальное рабочее напряжение $HV1=HV2=2600\text{ В}$ и фиксированный порог электроники $Th=8\text{ фКл}$, в то время как на другой паре зазоров устанавливалось нулевое напряжение $HV3=HV4=0$, и при этом сканировался порог электроники. Регистрировался счет как функция порога во второй паре зазоров камеры. Найдено, что такой счет есть, и этот счет нормировался на счет в каналах первой пары зазоров. Затем – наоборот, на второй паре зазоров устанавливалось нулевое напряжение и сканировался порог при номинальном рабочем напряжении и фиксированном пороге на первой паре. Типичные результаты измерений представлены на рис. 5.14б, откуда видно, что в камере M5R1 при порогах выше 4 фКл этот тип кросстоков не превышает 10%, а при порогах выше 5 фКл кросстоками можно пренебречь, т. к. их уровень меньше 1%. Наличие таких кросстоков заставило увеличить пороги электроники в тестах на GIF с 5 фКл (см. таблицу 5.2) до 8 фКл. Тесты камер M4R1 давали аналогичные результаты.

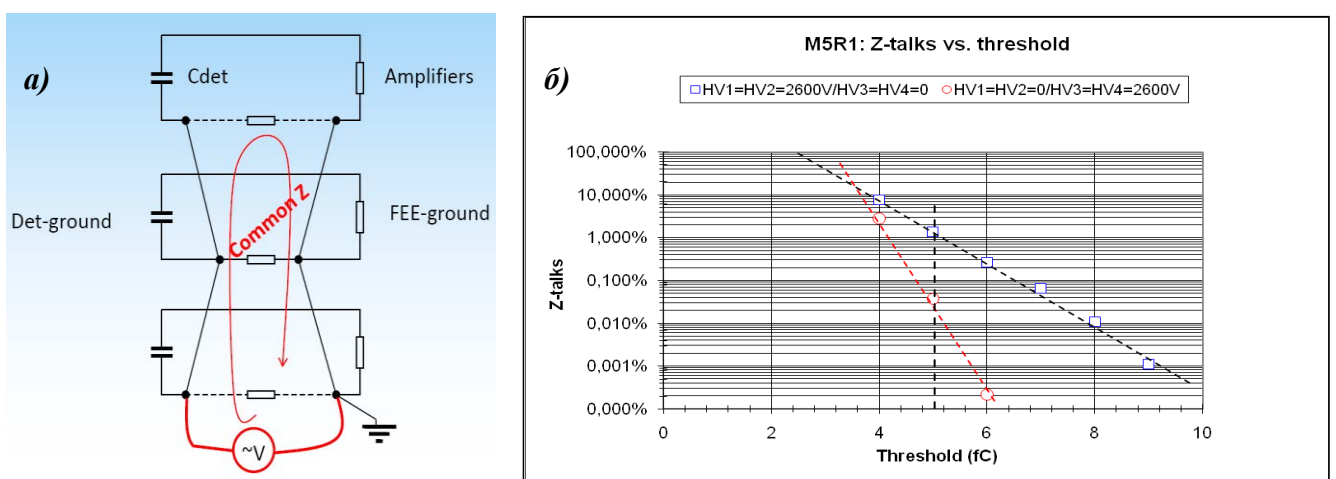


Рис. 5.14. Кросстоки через общий импеданс в “земле” индуктивного характера – $Z\text{-talks}$ ($Z=j\omega L$, где L – индуктивность, ω – круговая частота) (а); результаты измерения этого типа кросстоков в камере M5R1 в зависимости от порога (б); при порогах 4 фКл кросстоки не превышают 10%, а при порогах выше 5 фКл – 1%, и ими можно пренебречь (M4R1 аналогично).

5.3.2. Четырехслойные камеры комбинированного (смешанного) типа M2R1 и M3R1 с катодными падами и проволочными стрипами

5.3.2.1. Основные параметры конструкции камер

В таблице 5.3 приведены параметры, а на рис. 5.15 – упрощенная схема двух близких по конструкции четырехслойных камер комбинированного (смешанного) типа M2R1 и M3R1 с катодными падами и проволочными стрипами. Особенность камер этого типа заключается в том, что здесь “эффективный” пад с шириной 0.6–0.7 см находится по совпадению “стрип–пад” (напомним, что при зазоре $h=2.5$ мм минимально допустимая ширина катодного пада 3 см).

Таблица 5.3. Основные параметры конструкции камер M2R1 и M3R1 и число физических каналов: красным отмечено число “эффективных” каналов, получаемое при выполнении логической операции И “стрип–пад”.

Параметр	M2R1	M3R1
Диаметр проволочек (мкм)	30	30
Шаг проволочек (мм)	2	2
Рабочий зазор (мм)	2.5	2.5
Активная площадь (мм ²)	301.5×251	325,5×271
Общая площадь (мм ²)	369.5×327	393.5×347
Ширина катодного пада ΔX (мм)	37.58	40.69
Высота катодного пада ΔY(мм)	31.37	33.87
Площадь катодного пада (см ²)	11.8	13.8
Число катодных падов	128	128
Ширина проволочного стрипа ΔX (мм)	6.28	6.83
Эффективный пад (см ²)	2	2.3
Число “эффективных” падов	768	768
Число проволочных стрипов	96	96
Площадь проволочного стрипа (см ²)	15.7	18.5
Число каналов камеры	224	224
Число камер (без запасных)	12	12
Суммарное число физических каналов	2688	2688

В камерах M2R1 и M3R1 типа DCRO (*Double Cathode Readout*) оба катода в зазоре сегментированы и объединены, как показано на рис. 5.15, что удвоило заряд, считываемый с катодных падов.

Прежде всего в каждом канале каждой камеры измерялись емкости детектора $C_{дет}$. Эти данные в дальнейшем использовались как табличные при определении рабочих порогов. Примеры результатов измерения емкостей представлены на рис. 5.16 для одной камеры M2R1, а на рис.5.17 – для камеры M3R1. В среднем для камер M2R1 значение $C_{дет}$ составляет в анодных каналах 48

$n\Phi$ ($75 n\Phi$ с усилителем и диодной защитой) и катодных каналах $104 n\Phi$ ($131 n\Phi$), а для камер M3R1 – $54 n\Phi$ ($81 n\Phi$) и $110 n\Phi$ ($137 n\Phi$), соответственно. Разбросы емкостей относительно среднего значения составляют $\pm 10 n\Phi$ и обусловлены различной длиной печатных трекков, соединяющих пад с выходным разъемом.

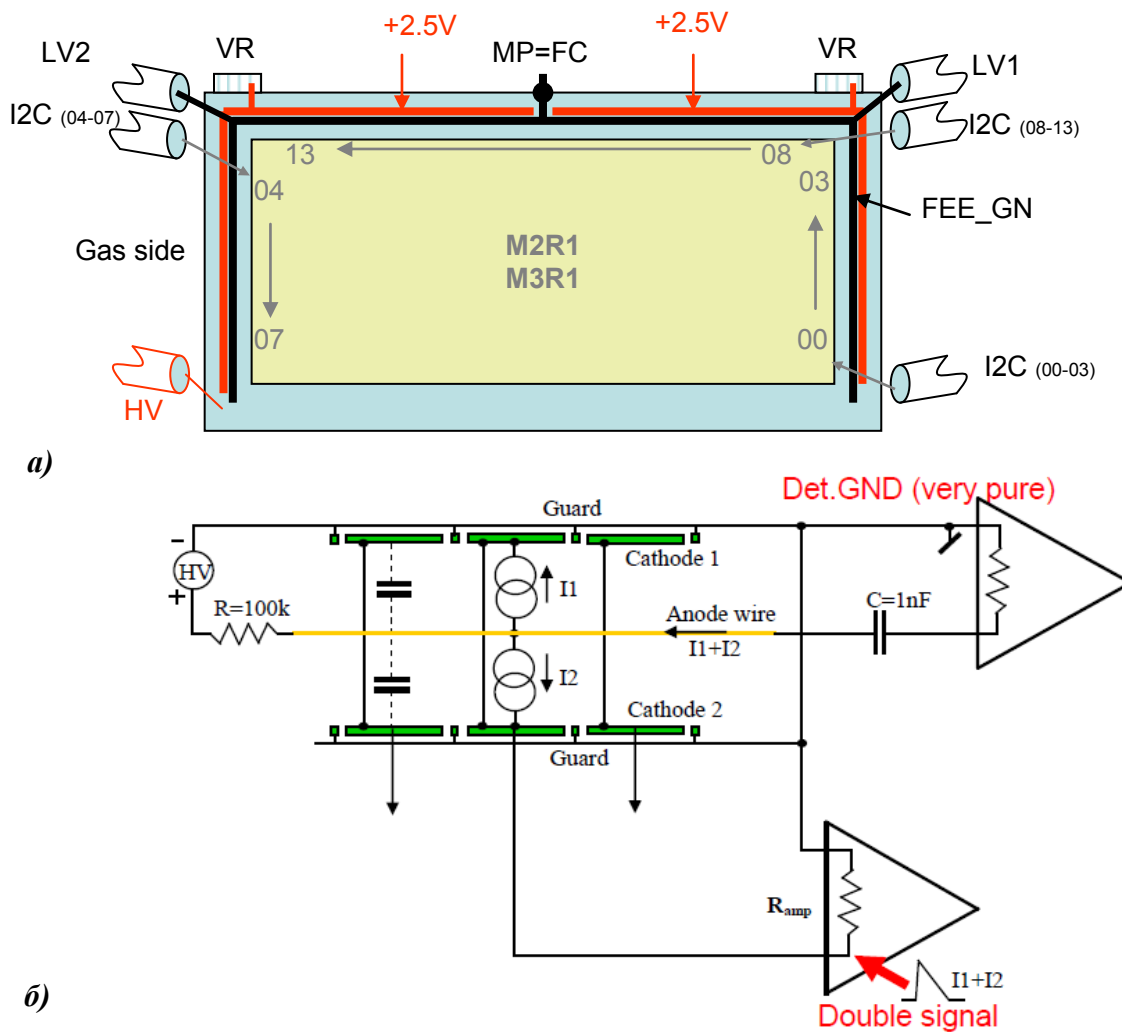


Рис. 5.15. Четырехслойные камеры M2R1и M3R1 (а) и упрощенная электрическая схема одного зазора– слоя (б). Сегментированы оба катода в каждом зазоре и соединены по парно вместе, что удвоило сигнал. Катодные пады разделены заземленными охранными стрипами (*Guard*). В качестве “земли” детектора принят корпус камеры. Проволочные стрипы в каждом зазоре подключены к усилителям через конденсаторы $1000 n\Phi$. На камерах установлено 14 плат CARDIAC: 8 – для катодных падов (128 каналов), 6 – для проволочных стиров (96 каналов), суммарное число каналов 224. Адреса плат изменяются в двоичном коде от 00 до 13 и заданы жестко перемычками. Обмен данными между платами и компьютером производится через порты последовательного интерфейса I2C(00–03), I2C(04–07) и I2C(08–13). Низковольтное питание подается на камеру через разъемы LV1 и LV2 ($+3.5 B$), а на платы CARDIAC – через стабилизаторы напряжения VR ($+2.5 B$). Высокое напряжение на зазоры камеры подается через четырехканальный высоковольтный разъем HV. Земля электроники FEE-GND присоединена к земле камеры (корпусу) в 56 точках, а корпус камеры при выполнении тестов соединялся со стенкой станции в одной точке MP (*Middle Point*), FC – *Faraday Cage*.

5.3.2.2 Измерение емкостей C_{det}

Прежде всего в каждом канале каждой камеры измерялись емкости детектора C_{det} и результаты записывались в базу данных. Эти данные в дальнейшем использовались как табличные при определении рабочих порогов электроники. Примеры результатов измерения емкостей представлены на рис. 5.16 для одной камеры M2R1, а на рис.5.17 – для камеры M3R1. В среднем для камер M2R1 значение C_{det} составляет в анодных каналах 75 нФ с усилителем и диодной защитой и катодных каналах 131 нФ , а для камер M3R1 – 81 нФ и 137 нФ соответственно. Разбросы емкостей относительно среднего значения составляют $\pm 10\text{ нФ}$ и обусловлены различной длиной печатных трекков, соединяющих пад с выходным разъемом.

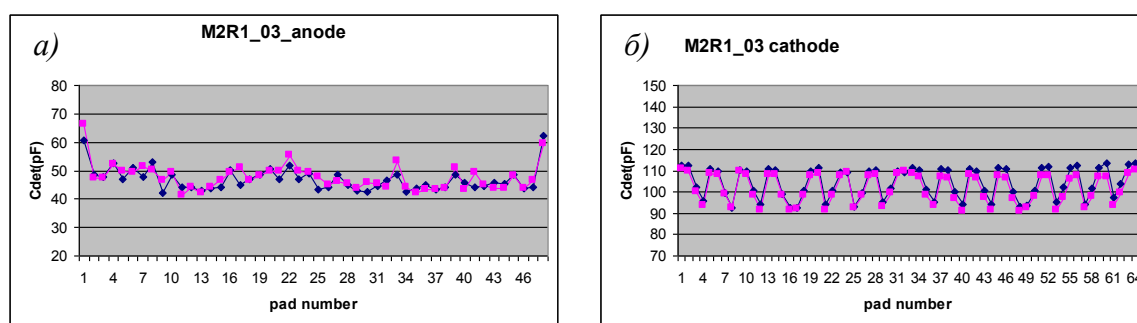


Рис. 5.16. Результаты измерения емкостей C_{det} в камере M2R1 в анодных (а) и катодных каналах (б). В среднем для камер M2R1 значение C_{det} составляет в анодных каналах 48 нФ (75 нФ с усилителем и диодной защитой) и 104 нФ (131 нФ) – в катодных каналах при наибольшем разбросе $\pm 10\text{ нФ}$.

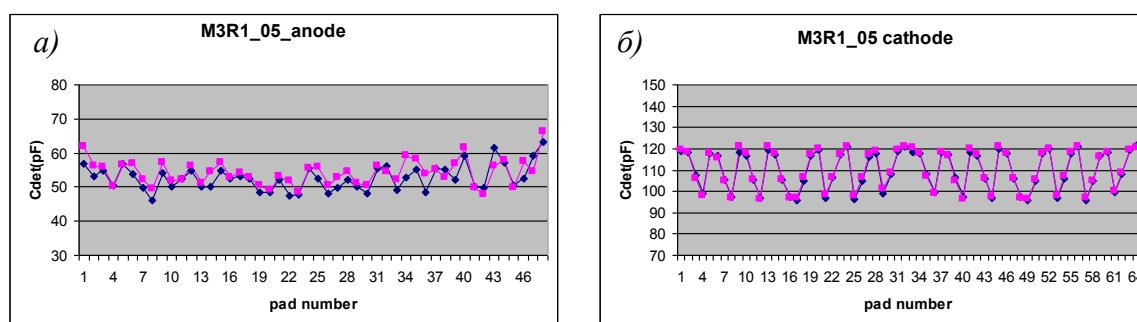


Рис. 5.17. Результаты измерения емкостей C_{det} в камере M3R1 в анодных (а) и катодных каналах (б). В среднем для камер M3R1 значение C_{det} составляет в анодных каналах 54 нФ (81 нФ с усилителем и диодной защитой) и 110 нФ (137 нФ) – в катодных каналах при наибольшем разбросе $\pm 10\text{ нФ}$.

5.3.2.3. Измерение шумовых характеристик

Для определения параметров шумовых характеристик сканировалась порогом дискриминатора шумовая дорожка на выходе усилителя в каждом канале, см. рис. 5.18. Визуально можно отметить хорошую однородность от канала к каналу полученных данных, о чем свидетельствует ширина пиков. Однако, наблюдались и аномальные распределения (см. рис. 5.19), откуда приобретен важный (для работы в шахте) урок, что необходимо не только тщательно экранировать камеры и минимизировать контуры в “земле”, но также экранировать внешние источники электромагнитного излучения, особенно магнитного. Аномальные распределения, наблюдавшиеся в анодных каналах камеры M2R1, были вызваны магнитным полем HV-HS – высоковольтного источника CAEN CY2527. Это излучение свободно проникало в тестируемую камеру, находящуюся на стенде в трех метрах от источника. Данные каналов, ближе расположенных к источнику, были больше искажены. Избавиться от этого влияния удалось экранированием источника электромагнитного излучения, причем экраном, выполненным из железа.

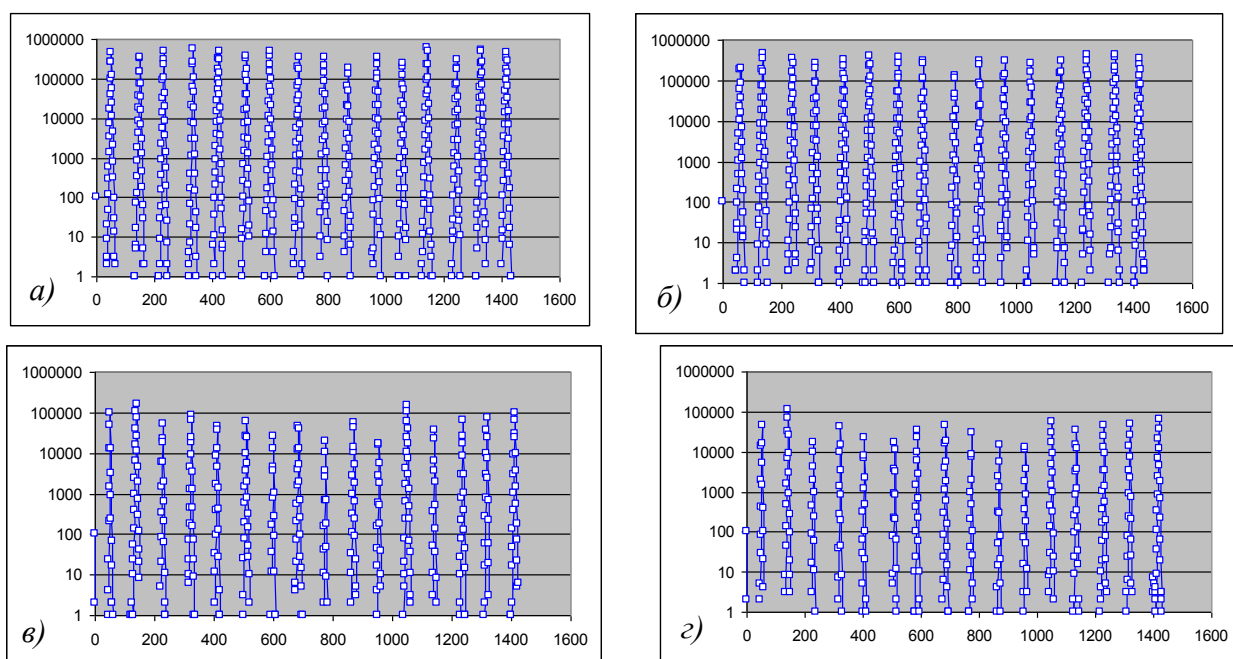


Рис. 5.18. Панорамный обзор результатов сканирования порогом дискриминаторов шумовой дорожки на выходе усилителей в катодных каналах камер M2R1 (а) и M3R1 (б) и анодных каналах камер M2R1 (в) и M3R1 (г). Для лучшего обзора данные измерений выведены на одну гистограмму с фиксированным сдвигом по горизонтали и с логарифмической шкалой по вертикали.

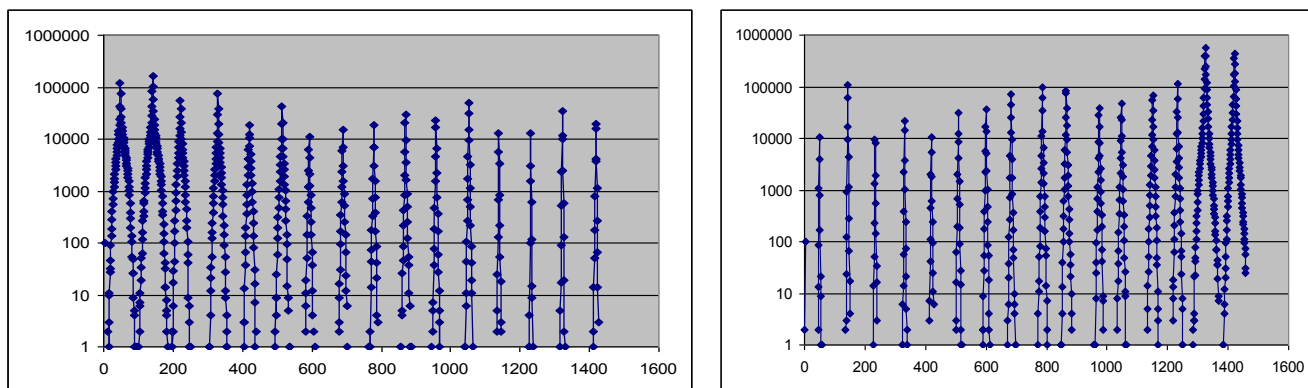


Рис. 5.19. Аномальные шумовые распределения, наблюдавшиеся в анодных каналах камеры M2R1 при недостаточно экранированном высоковольтном источнике питания CAEN CY2527. Каналы, расположенные ближе к источнику подвергались большему влиянию.

По наклону прямых, приведенных на рис. 5.20 и рис. 5.21, для частоты Райса 25 МГц найдены значения ENC в каждом из 224 каналов камеры M2R1 (M3R1 – аналогично) и определены пороги электроники как $Th = n \times ENC$ ($n=6$), см. таблицы 5.4 и 5.5.

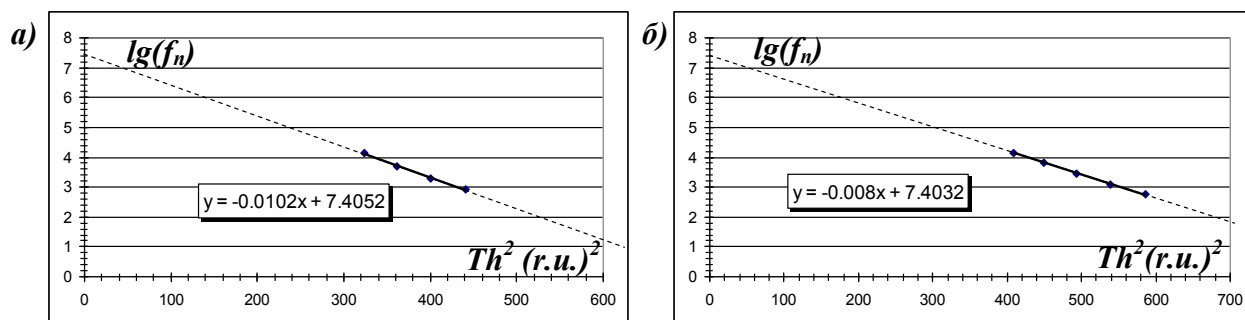


Рис. 5.20. Наклоны шумовых характеристик в катодных каналах камер M2R1 (а) и M3R1 (б).

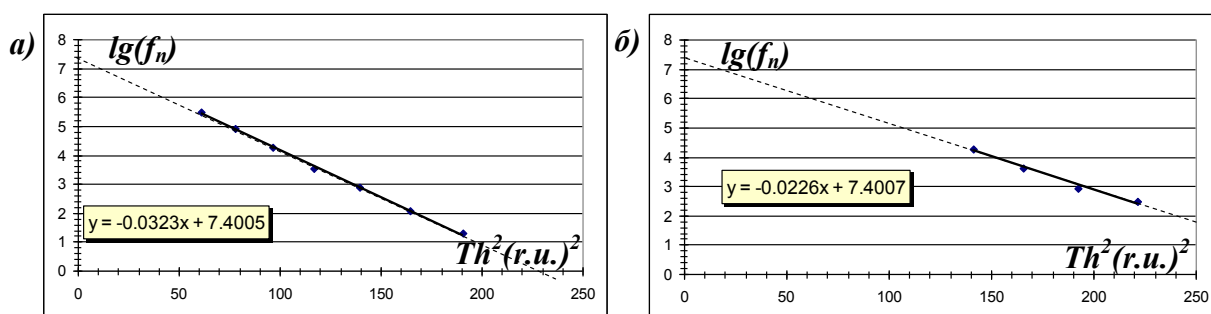


Рис. 5.21. Наклоны шумовых характеристик в анодных каналах камер M2R1 (а) и M3R1 (б).

Найденные пороги при $n=6$ являются оптимальными для теста камер M2R1 и M3R1 на космических лучах. Так, при $n=6$ и при частоте Райса 25 МГц шумовой счет в каждом канале составляет приблизительно 1 Гц, что является приемлемым для относительно редкого счета космических лучей в вертикальном положении камер на стенде-тренажере.

Таблица 5.4. Эквивалентный шумовой заряд ENC и порог электроники для катодных каналов камер M2R1 и M3R1.

M2R1 $C_{дет} (n\Phi)$ 124	Параметры				
	Зарядовая чувствительность (мВ/фКл)	tg угла наклона	ENC (r.u.)	ENC (фКл)	ENC (эл)
	9.5	-0.0102	4.61	1.14	7134
Порог электроники (n=6)			Th=n×ENC	Th (фКл)	Th (эл)
			27.68	6.85	42802
M3R1 $C_{дет} (n\Phi)$ 130	Параметры				
	Зарядовая чувствительность (мВ/фКл)	tg угла наклона	ENC (r.u.)	ENC (фКл)	ENC (эл)
	9.4	-0.009	4.91	1.23	7675
Порог электроники (n=6)			Th=n×ENC	Th (фКл)	Th (эл)
			29.47	7.37	46051

Таблица 5.5. Эквивалентный шумовой заряд ENC и порог электроники для анодных каналов камер M2R1 и M3R1.

M2R1 $C_{дет} (n\Phi)$ 70	Параметры				
	Зарядовая чувствительность (мВ/фКл)	tg угла наклона	ENC (r.u.)	ENC (фКл)	ENC (эл)
	12	-0.0323	2.59	0.41	2539
Порог электроники (n=6)			Th=n×ENC	Th (фКл)	Th (эл)
			25.93	4.06	25389
M3R1 $C_{дет} (n\Phi)$ 80	Параметры				
	Зарядовая чувствительность (мВ/фКл)	tg угла наклона	ENC (r.u.)	ENC (фКл)	ENC (эл)
	11.6	-0.0226	3.10	0.52	3252
Порог электроники (n=6)			Th=n×ENC	Th (нФ)	Th (эл)
			31.00	5.2	32520

3.2.4. Тесты на космических лучах

На рис. 5.22 приведены результаты измерения счетных характеристик камер M2R1 (M3R1 – аналогично) на космических лучах сканированием высоковольтного напряжения. Пороги в катодных каналах при этом равнялись 8 фКл, а в анодных – 12 фКл. Пороги в анодных каналах выбраны выше, хотя шумы меньше, чем в катодных каналах, т. к. сигналы там больше по амплитуде напряжения, поскольку меньше $C_{дет}$, хотя площадь сигналов и регистрируемые заряды одинаковые.

На рис. 5.22 приведены счетные характеристики камеры M2R1, а также камеры M3R1 в катодных и анодных каналах, полученные на космических лучах в вертикальном положении камер на стедне-тренажере. Применялась та же процедура измерения, что и раньше – сканирование напряжения на одном слое при постоянном напряжении на другом, и также – в обратном порядке. По

наклону характеристик в области плато, например, при напряжении $HV=2600\text{ В}$, можно оценить, что емкостные кросстоки (*X-talks*) составляют примерно 10%. Видно, что наклон характеристик больше, чем в камерах M4R1 и M5R1. Это объясняется тем, что в анодных каналах ненулевой импеданс относительно земли – проволочные стрипы подключены не к земле, а к усилителям с входным сопротивлением 60 Ом (CARIOCA плюс диодно-резистивная защита); поэтому возросли емкостные кросстоки между каналами. Емкостные кросстоки приводят к наклону характеристики (больше в катодных каналах и возрастают с увеличением напряжения на камере, т. е. с увеличением амплитуды сигналов). По наклону плато можно судить о величине кросстоков. Так, в области ожидаемых рабочих напряжений 2550–2650 В емкостные кросстоки составляют примерно 10%, что допустимо.

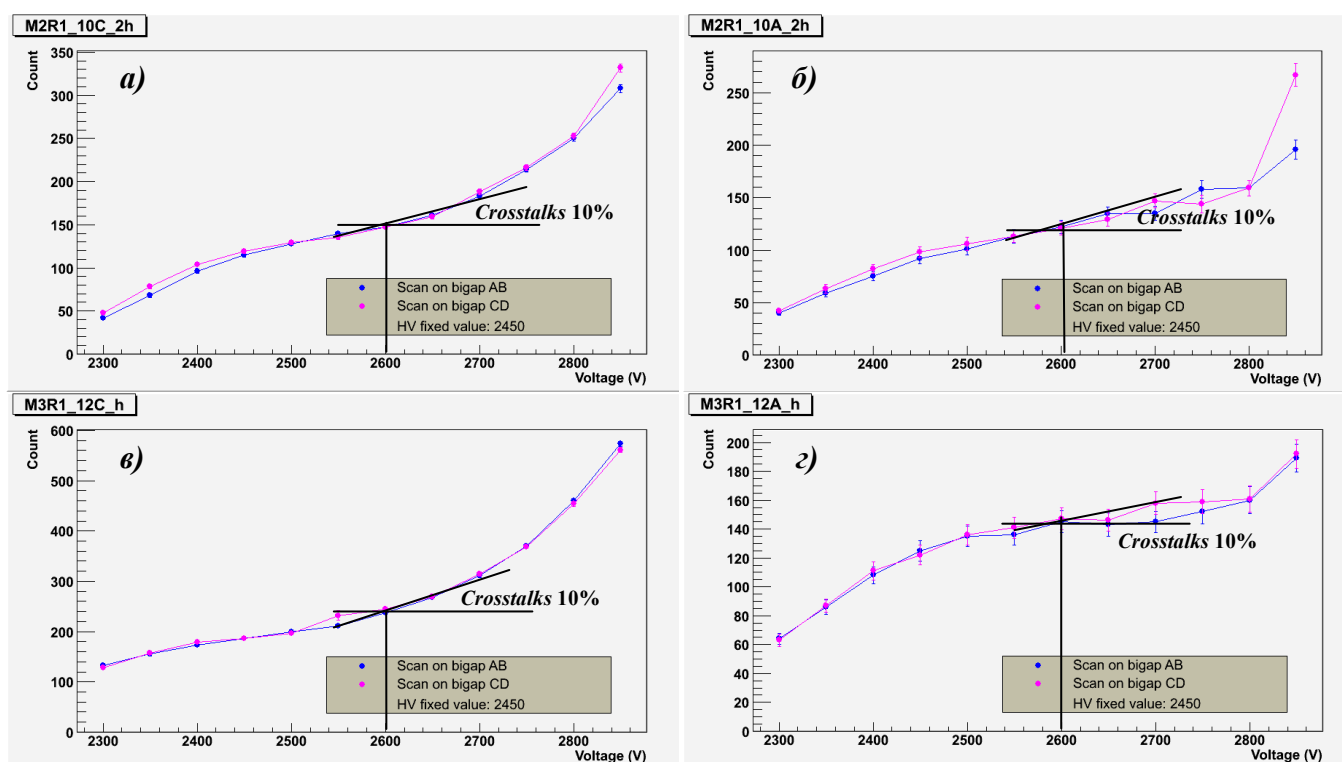


Рис. 5.22. Счетные характеристики камеры M2R1 в катодных (а) и анодных каналах (б), а также камеры M3R1 в катодных (в) и анодных каналах (г), полученные на космических лучах.

На рис. 5.23 приведен по каналный счет космических лучей с проволочных стрипов M2R1 при $HV=2600\text{ В}$ и $Th=12\text{ фКл}$. Интересно отметить, что проводившийся тест на космических лучах довольно “чувствительный”; в частности, хорошо видна ширина (профиль) проволочных стрипов. Числами

указано количество проволочек в стрипе – разное на разных участках камеры при среднем 6.28 мм. Флуктуации счета обусловлены кросстоками. Камера M3R1 работает аналогично M2R1, поэтому результаты тестов не приводятся.

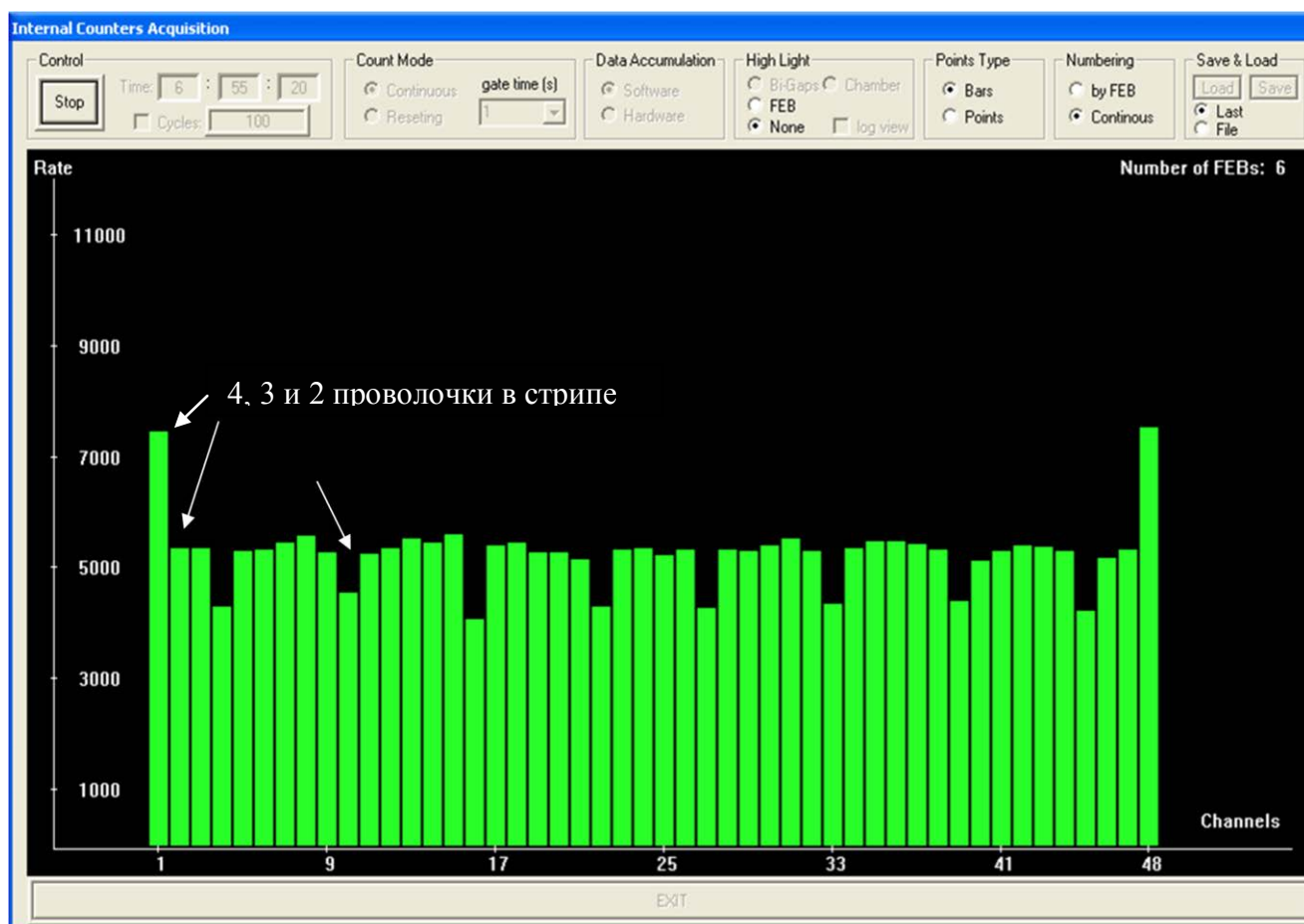


Рис. 5.23. По каналный счет космических лучей в режиме самозапуска в вертикальном положении камеры M2R1 на стенде, приведенный для проволочных стрипов при $HV=2600\text{ В}$ и $Th=12\text{ фКл}$. Числами указано количество проволочек в стрипе – разное на разных участках камеры при среднем 3.14 (ширина стрипа 6.28 мм в среднем). Флуктуации счета обусловлены кросстоками.

5.3.2.5. Тесты на интенсивном гамма-источнике

Камеры M2R1 и M3R1 расположены ближе к точке столкновения пучков чем камеры M4R1 и M5R1, они подвержены большей нагрузке – 37.5 кГц/см^2 для M2R1 и 10 кГц/см^2 для M3R1. На интенсивном источнике гамма-излучения в условиях фоновой загрузки, близкой к той, которая ожидается в эксперименте LHCb (для камеры M2R1 – 450 кГц/канал в катодных и 600 кГц/канал в анодных

каналах и в 4 раза меньшей для камер M3R1) измерялись характеристики, приведенные на рис. 5.24 и рис. 5.25.

Из линейной зависимости, приведенной на рис.5.25, следует, что при указанных выше нагрузках эффектов накопления пространственного заряда в зазорах камер M2R1 и M3R1 нет.

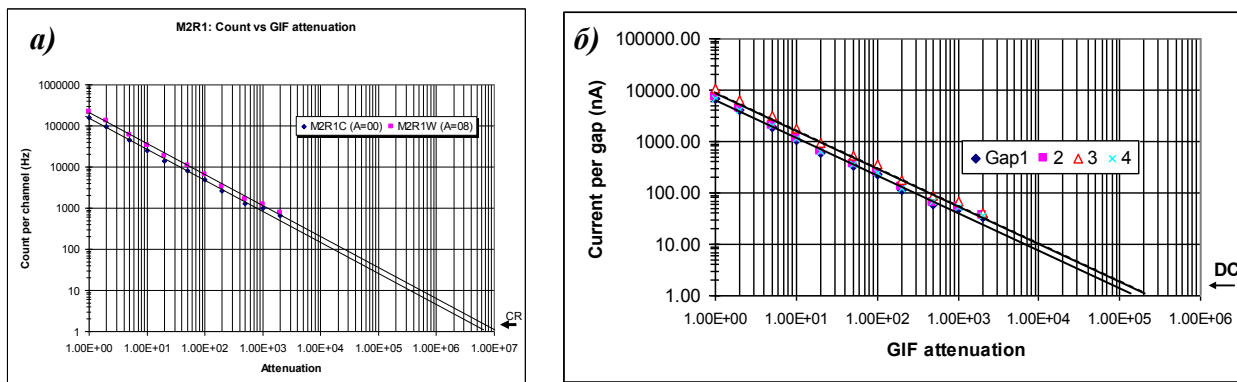


Рис.5.24. Зависимости счёта (а) и зависимости тока (б) при различной аттенюации гамма-излучения в камере M2R1 (M3R1 аналогично) при напряжении HV=2650 В и пороге электроники $Th=7$ фКл. Интенсивность изменялась введением свинцовых фильтров. Стрелками обозначены уровни космического счёта (CR) и темнового тока (DC).

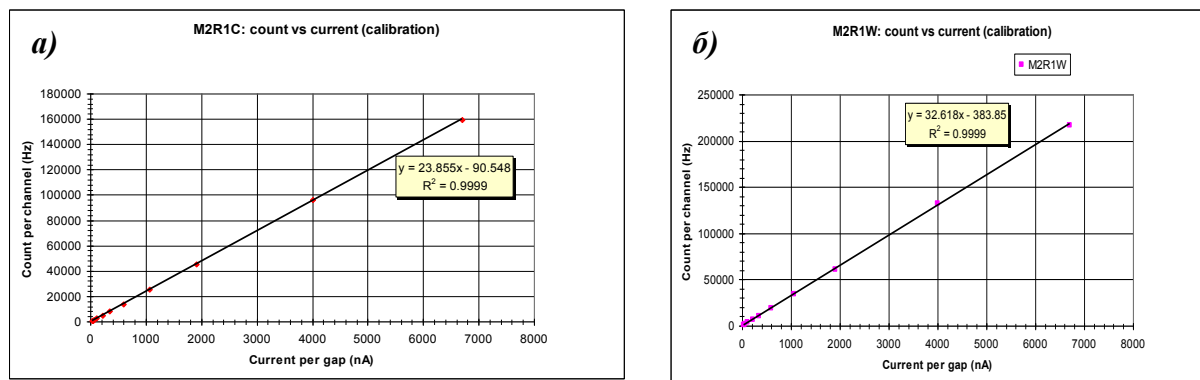


Рис. 5.25. Корреляционные зависимости счёт–ток в зазорах камеры M2R1 (M3R1 аналогично), построенные по данным рис.5.24 для катодных (а) и анодных каналов (б). Линейность зависимостей можно интерпретировать как отсутствие накопления пространственного заряда; ток более, чем счёт, чувствителен к изменениям напряжения.

Методика измерения кросстоков Z -talks, обусловленных ненулевым импедансом в “земле”, подробно описана в предыдущем разделе. Результаты для камер M2R1 представлены на рис. 5.26, откуда видно, что при порогах выше 5

$\phi K_{л}$ кресточками этого типа можно пренебречь (меньше 1%). Тесты камер M3R1 показывали аналогичные результаты.

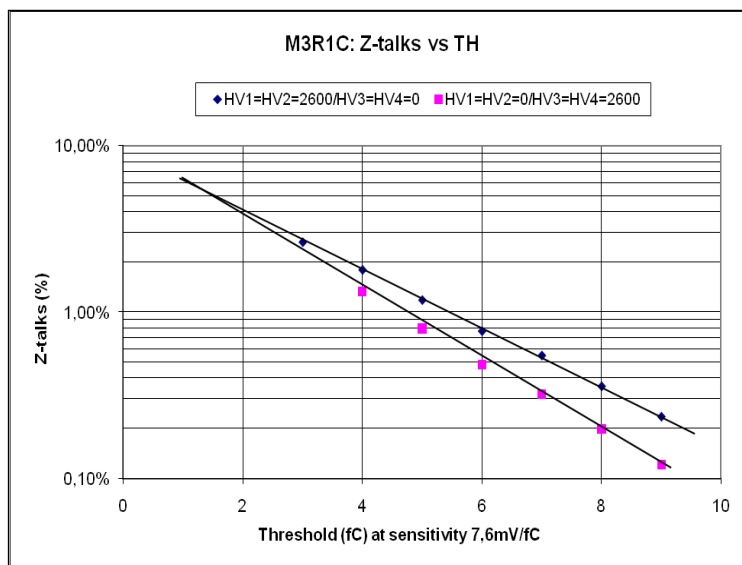


Рис. 5.26. Кресточки через общий импеданс в земле – Z -talks в камере M2R1, измеренные на высокоинтенсивном гамма-источнике. Результаты показывают, что при порогах выше 5 $\phi K_{л}$ кресточками этого типа можно пренебречь (M3R1 аналогично).

5.3.3. Четырехслойные камеры комбинированного типа M2R2 и M3R2 с катодными падами и проволочными стрипами

5.3.3.1. Основные параметры конструкции камер

В таблице 5.6 приведены параметры, а на рис. 5.27 – вид и схема близких по конструкции четырехслойных камер комбинированного (смешанного) типа M2R2 и M3R2 с катодными падами и проволочными стрипами.

Таблица 5.6. Основные параметры конструкции камер M2R2 и M3R2 и число физических каналов: красным отмечено число эффективных каналов, получаемое при выполнении логической операции И “стрип-пад”

Параметр	M2R2	M3R2
Диаметр проволочек (мкм)	30	30
Шаг проволочек (мм)	2	2
Рабочий зазор (мм)	2.5	2.5
Активная площадь (мм ²)	603×251	651×271
Общая площадь (мм ²)	671×327	719×347
Ширина катодного пада ΔX (мм)	75.4	81.4
Высота катодного пада ΔY (мм)	31.4	33.9
Площадь катодного пада (см ²)	23.7	27.6
Число катодных падов	128	128
Ширина проволочного стрипа ΔX (мм)	12,56	13,67
Эффективный пад (см ²)	4	4.6
Число эффективных падов	768	768
Число проволочных стрипов	96	96
Площадь проволочного стрипа (см ²)	31.5	37
Число каналов камеры	224	224
Число камер	24	24
Суммарное число физических каналов	5376	5376

Особенность камер в том, что здесь эффективный пад находится по совпадению “стрип-пад”, но с шириной пада, равной ширине стрипа – 1.2 см (напомним, что минимально допустимая ширина катодного пада 3 см при зазоре $h=2.5$ мм, иначе нарушается норма, заданная для ширины пространственного кластера). В отличие от камер M2R1 и M3R1 типа DCRO камеры M2R2 и M3R2 SCRO – *Single Cathode Readout*, сегментирован один катод.

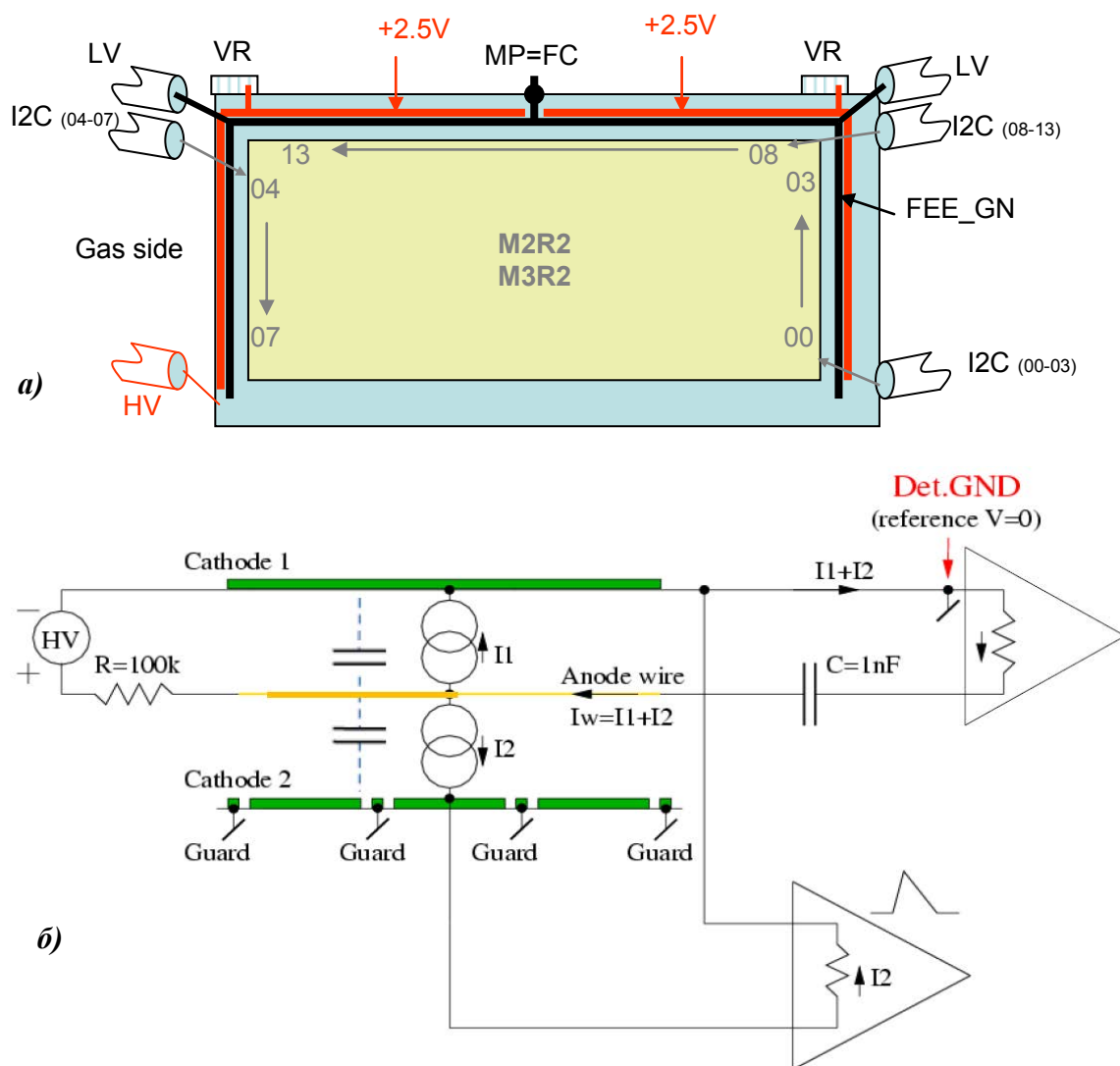


Рис. 5.27. Четырехслойные камеры M2R2 и M3R2 (а) и упрощенная электрическая схема одного зазора–слоя (б). Сегментирован один катод в каждом зазоре. Катодные пады разделены заземленными охранными стрипами (*Guard*). В качестве “земли” принят сплошной катод и корпус камеры. Проволочные стрипы в каждом зазоре подключены к усилителям через конденсаторы 1000 нФ. На камерах установлено 14 плат CARDIAC: 8 – для катодных падов (128 каналов), 6 – для проволочных стрипов (96 каналов), суммарное число каналов 224. Адреса плат изменяются в двоичном коде от 00 до 13 и заданы жестко (перемычками). Обмен данными между платами и компьютером производится через порты последовательного интерфейса I2C(00-03), I2C(04-07) и I2C(08-13). Низковольтное питание подается на камеру через разъемы LV1 и LV2 (+3.5 В), а на платы CARDIAC – через стабилизаторы напряжения VR (+2.5 В). Высокое напряжение на зазоры камеры подается через четырехканальный высоковольтный разъем HV. Земля электроники FEE-GND присоединена к “земле” камеры (корпусу) в 56 точках, а корпус камеры при выполнении тестов на стенде-тренажере соединялся с заземленной стенкой стенда в одной точке MP (*Middle Point*), FC – *Faraday Cage*.

5.3.3.2. Измерение емкостей C_{det}

Для определения рабочих порогов измерялись емкости детектора C_{det} в каждом канале каждой камеры с записью полученных результатов в базу табличных данных. В среднем для камер M2R2 значение C_{det} составляет в анодных каналах 87 нФ с усилителем и диодной защитой и в катодных каналах 112 нФ , а для камер M3R2 – 97 нФ и 122 нФ соответственно, см. рис. 5.28 и рис. 5.29. Видно, что емкости C_{det} в этих камерах меньше по сравнению с M2R1 и M3R1 при максимальном разбросе $\pm 10\text{ нФ}$.

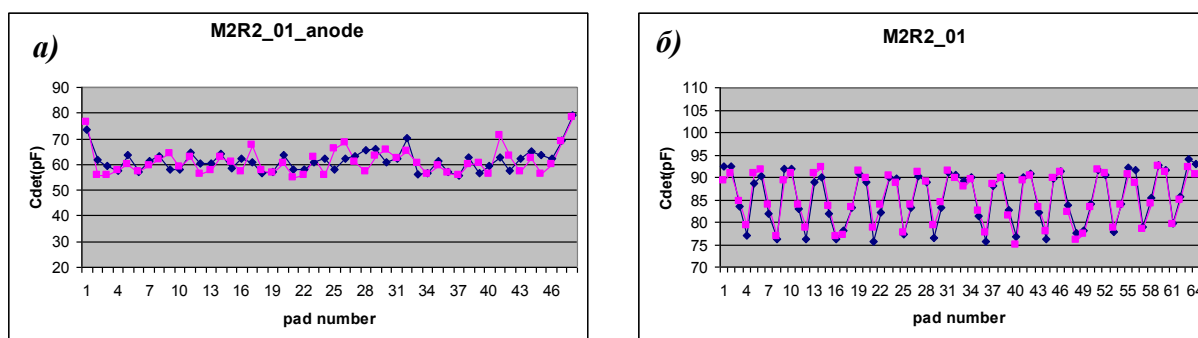


Рис. 5.28. Результаты измерения емкостей C_{det} в камере M2R2 в анодных (а) и катодных каналах (б). В среднем для камер M2R2 значение C_{det} составляет в анодных каналах 60 нФ (87 нФ с усилителем и диодной защитой) и 85 нФ (112 нФ) – в катодных каналах при наибольшем разбросе $\pm 10\text{ нФ}$.

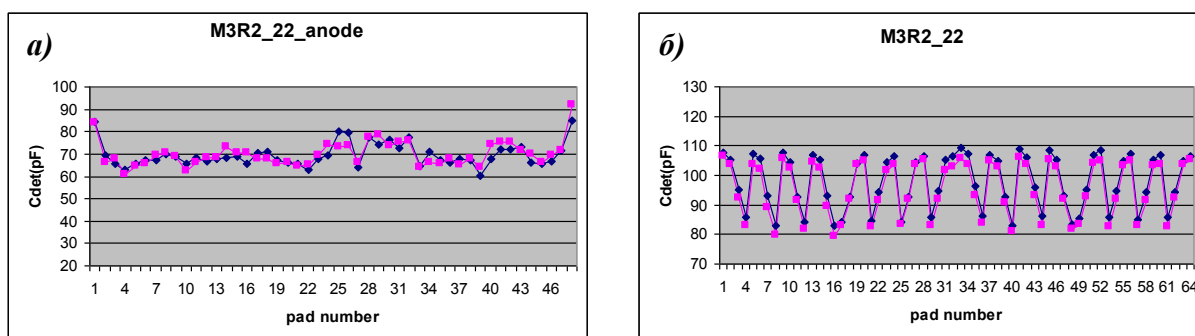


Рис. 5.29. Результаты измерения емкостей C_{det} в камере M3R2 в анодных каналах (а) и катодных каналах (б). В среднем для камер M3R2 значение C_{det} составляет в анодных каналах 70 нФ (97 нФ с усилителем и диодной защитой) и 95 нФ (122 нФ) – в катодных каналах при наибольшем разбросе $\pm 10\text{ нФ}$.

5.3.3.3. Измерение шумовых характеристик

Примеры центрированных шумовых распределений, по наклону которых найдены значения эквивалентного шумового заряда в канале и определены пороги

электроники для камер M2R2 и M3R2, показаны на рис. 5.30 и рис. 5.31. Как видно, наклоны отличаются, т. к. отличаются емкости C_{dem} .

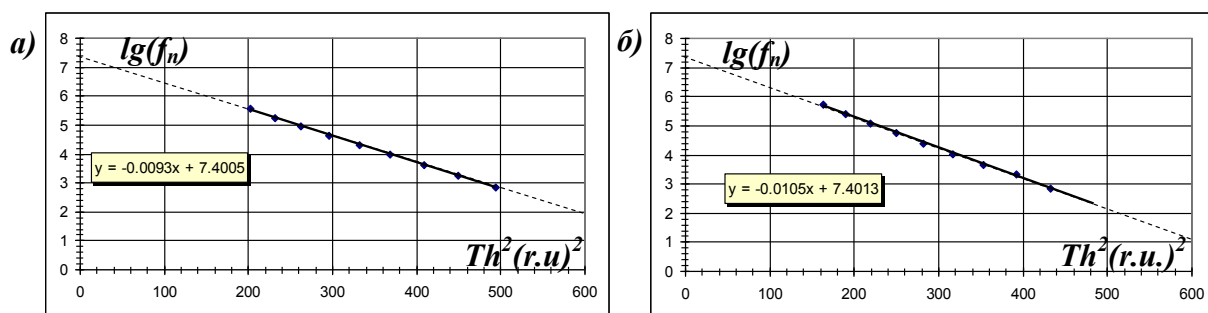


Рис. 5.30. Наклоны шумовых характеристик в катодных каналах камер M2R2 (а) и M3R2 (б).

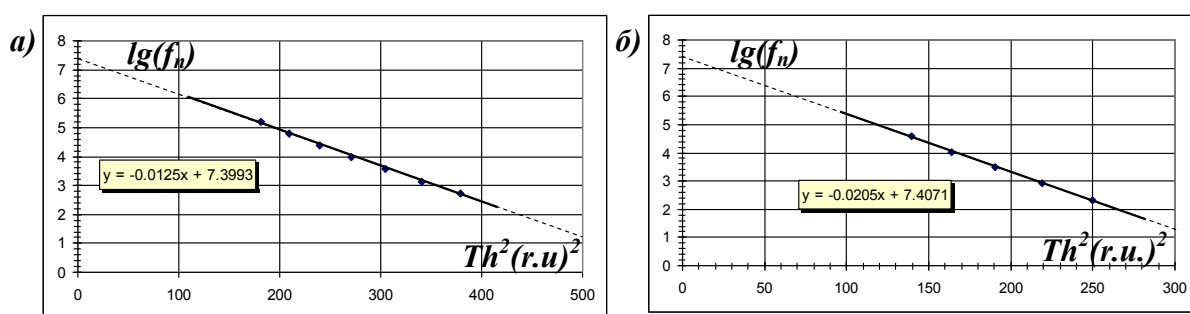


Рис. 5.31. Наклоны шумовых характеристик в анодных каналах камер M2R2 (а) и M3R2 (б).

Полученные при этом шумовые параметры сведены в таблицы 5.7 и 5.8. Примеры приведены для одного канала. Понятно, что найденные таким образом параметры необходимо усреднить по всем каналам для того, чтобы характеризовать камеру. Разброс параметров включает не только C_{dem} , но также смещение измеренного шумового распределения относительно нуля, что не показано в таблицах (этот параметр не усредняется), но учитывается при установке индивидуальных порогов. Найденные пороги при $n=6$ являются оптимальными для теста камер M2R2 и M3R2 на космических лучах, т. к. шумовой счет при таком пороге составляет приблизительно 1 Гц, как можно было ожидать, при частоте Райса 25 МГц, см. главу 4, раздел 4.5. Полученный низкий уровень шумового счета при $Th=6$ фКл (см. таблицу 5.7) – критерий того, что шум в канале “нормальный”. При $n=5$ шум составлял 100 Гц, что было бы не приемлемо для относительно редкого счета космических лучей при вертикальном положении испытываемой камеры на стенде.

Таблица 5.7. Эквивалентный шумовой заряд ENC и порог электроники для катодных каналов камер M2R2 и M3R2.

M2R2 $C_{дет} (n\Phi)$ 105	Параметры				
	Зарядовая чувствительность (мВ/фКл)	tg угла наклона	ENC (r.u.)	ENC (фКл)	ENC (эл)
	10.7	-0.0093	4.83	1.06	6633
Порог электроники (n=6)			Th=n×ENC	Th (фКл)	Th (эл)
			28.99	6.37	39798
M3R2 $C_{дет} (n\Phi)$ 115	Параметры				
	Зарядовая чувствительность (мВ/фКл)	tg угла наклона	ENC (r.u.)	ENC (фКл)	ENC (эл)
	10.3	-0.0105	4.55	1.04	6485
Порог электроники (n=6)			Th=n×ENC	Th (фКл)	Th (эл)
			27.29	6.23	38909

Таблица 5.8. Эквивалентный шумовой заряд ENC и порог электроники для анодных каналов камер M2R2 и M3R2.

M2R2 $C_{дет} (n\Phi)$ 80	Параметры				
	Зарядовая чувствительность (мВ/фКл)	tg угла наклона	ENC (r.u.)	ENC (фКл)	ENC (эл)
	11.6	-0.0125	4.17	0.84	5277
Порог электроники (n=6)			Th=n×ENC	Th (фКл)	Th (эл)
			41.68	8.44	52774
M3R2 $C_{дет} (n\Phi)$ 90	Параметры				
	Зарядовая чувствительность (мВ/фКл)	tg угла наклона	ENC (r.u.)	ENC (фКл)	ENC (эл)
	11.2	-0.0205	3.25	0.68	4268
Порог электроники (n=6)			Th=n×ENC	Th (фКл)	Th (эл)
			32.55	6.83	42681

5.3.3.4. Тесты на космических лучах

На рис. 5.32 показан по каналный счет космических лучей в вертикальном положении камеры M2R2 на стенде-тренажере, приведенный как для катодных падов, так и проволочных стрипов при $NV=2600 B$ и $Th=6 \text{ фКл}$ для катодных каналов и $Th=8 \text{ фКл}$ для анодных каналов. Флуктуации счета обусловлены кросстоками. Хорошо видна, как и раньше, ширина (профиль) проволочных стрипов; числами на гистограмме указано количество проволочек в стрипе – разное на разных участках камеры при среднем 6.3 и ширине стрипа 12,5 мм в среднем.

Камера M3R2 работает аналогично.

На рис. 5.33 и рис. 5.34 приведены типичные счетные характеристики, полученные на космических частицах сканированием напряжения на камерах

M2R2 и M3R2 для каждого катодного и анодного канала. Аналогичные приведенным на рисунке счетные характеристики получены для каждого канала камер и записаны в базу данных.

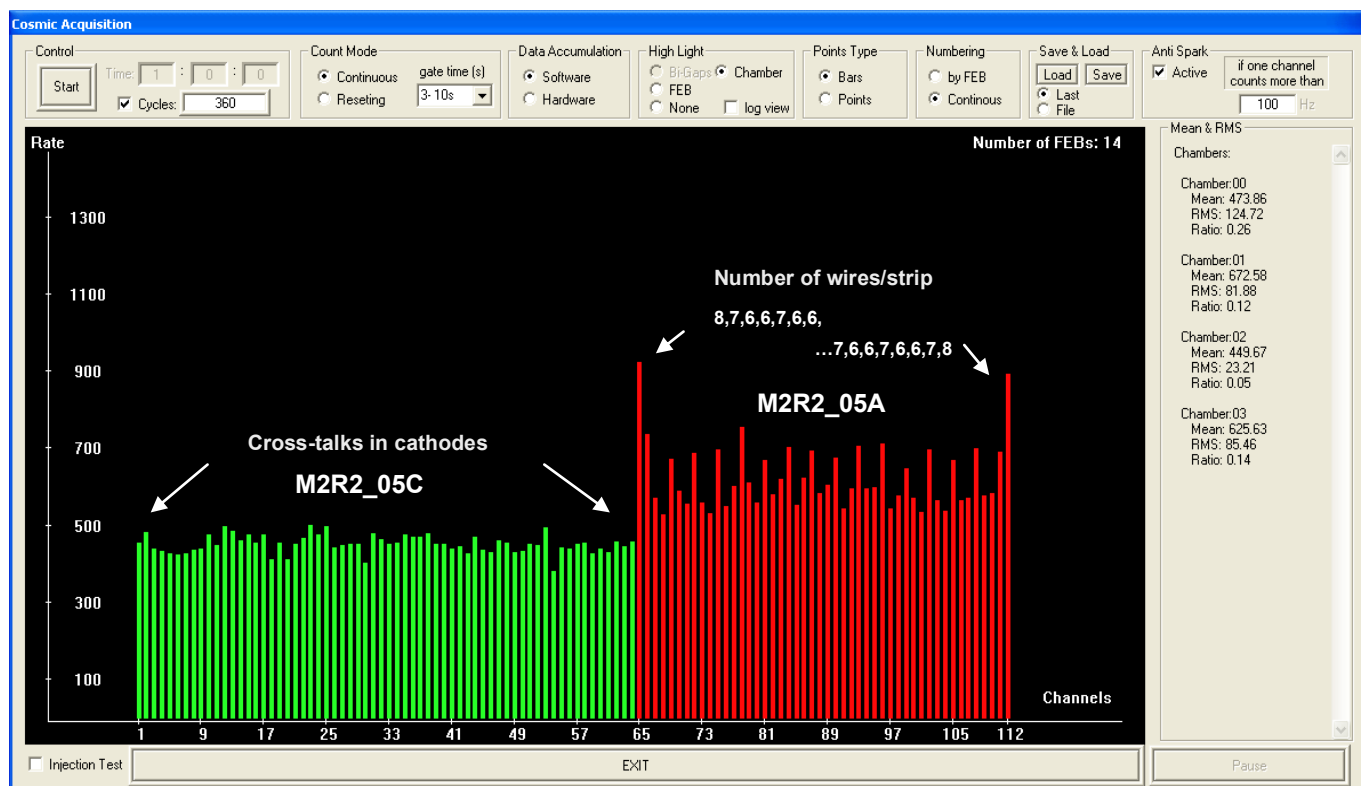


Рис. 5.32. По-канальный счет космических лучей в вертикальном положении камеры M2R2, приведенный для катодных падов и проволочных стрипов. $NV=2600\text{ В}$, $Th=6\text{ фКл}$ для катодных каналов и $Th=8\text{ фКл}$ для анодных каналов. Числами на гистограмме указано количество проволочек в стрипе – разное на разных участках камеры при среднем 6.3 (ширине стрипа 12,5 мм в среднем). Флуктуации счета обусловлены кросстоками.

Процедура измерений – такая же, как и в предыдущих случаях: сначала фиксировалось напряжение 2450 В на одной паре зазоров и в интервале 2300–2850 В сканировалось напряжение с шагом 50 В на другой паре, затем – пары зазоров менялись. Все это происходило автоматически под управлением компьютера. Как видно из рисунков, на характеристиках имеется платó. Емкостные кросстоки приводят к наклону характеристик, и по наклону характеристик можно судить об уровне кросстоков. В области ожидаемых рабочих напряжений 2550–2650 В кросстоки не превышают 10%.

По сравнению с камерами M2R1 и M3R1 здесь наблюдается меньший наклон характеристик в катодных каналах, что можно объяснить тем, что емкости

“стрип–пад” в 2 раза меньше, т.к. сегментирован один катод в зазоре, значит меньше емкостная связь между падами через проволочный стрип. Заметим, что на емкостные кросстоки между катодными падами оказывает сильное влияние блокирующая емкость с проволочного стрипа на землю. Однако в камерах комбинированного типа эта емкость практически не работает, вместо нее работает входное сопротивление усилителя 60 Ом (CARIOCA плюс цепочка резистивно–диодной защиты).

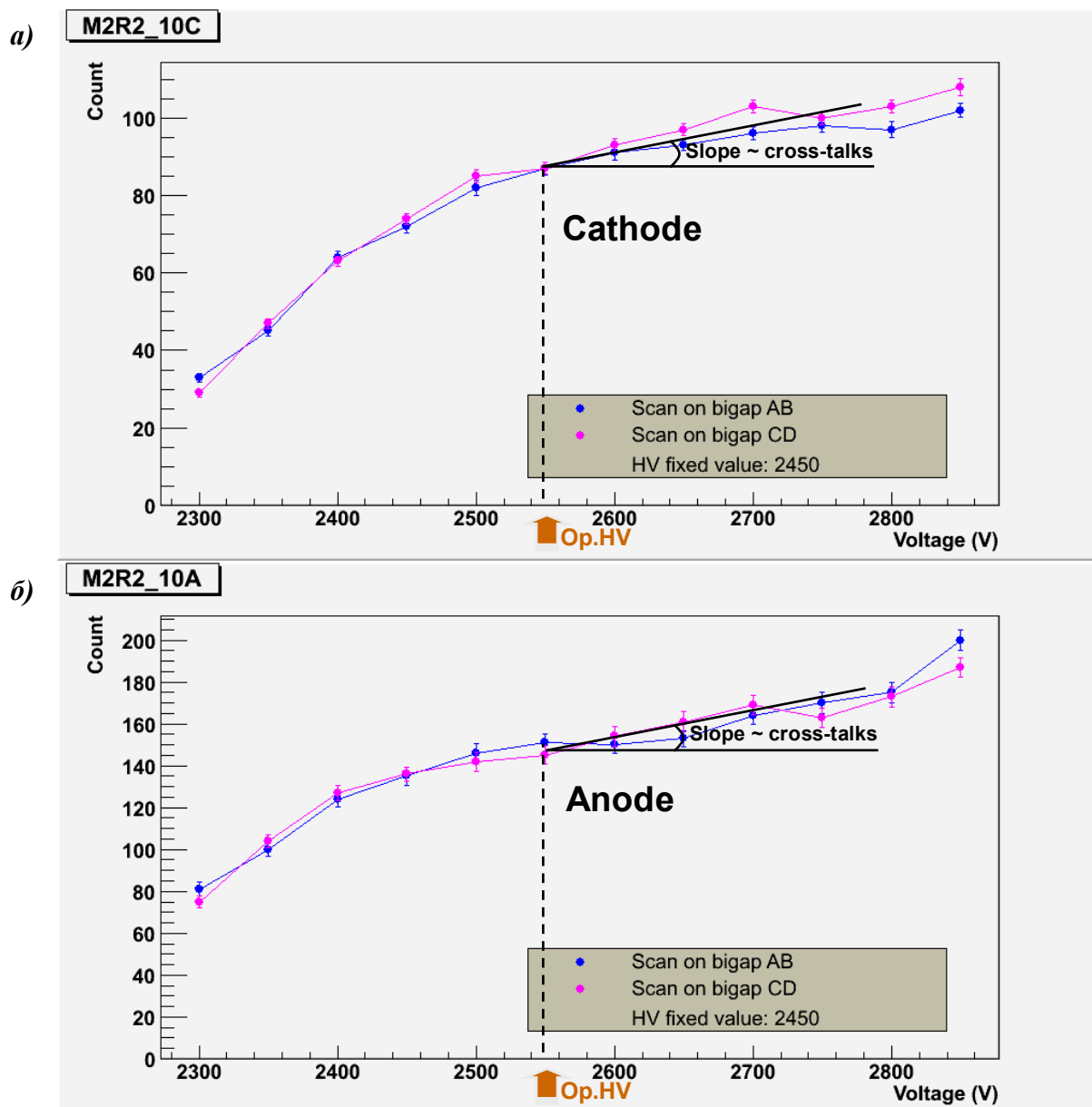


Рис. 5.33. Счетные характеристики камер M2R2, полученные в катодных (а) и анодных (б) каналах. Наклон платó обусловлен кросстоками и характеризует последние, которые в области ожидаемых рабочих напряжений 2550-2650 В не превышают 10%.

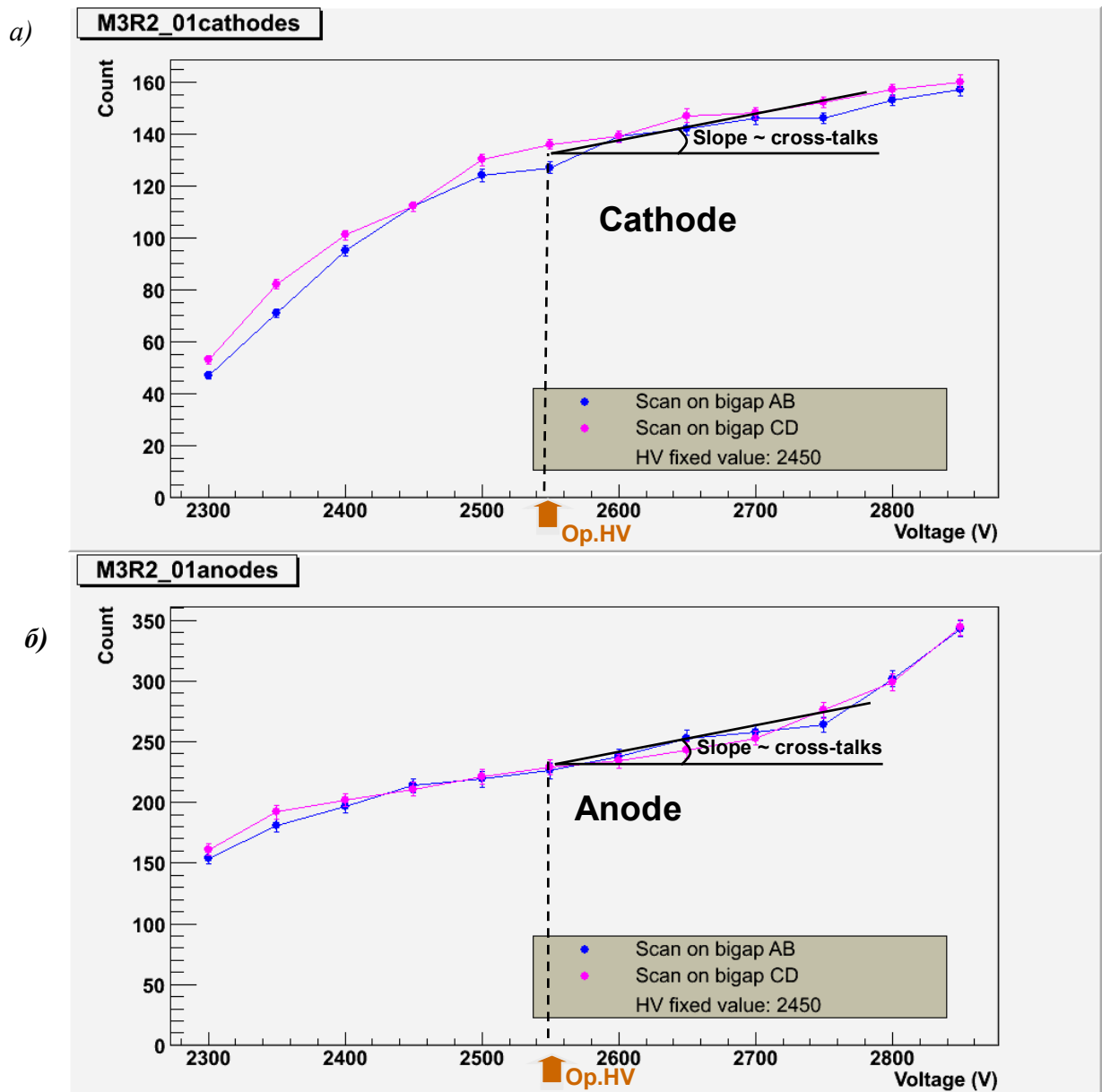


Рис. 5.34. Счетные характеристики камер M3R2, полученные в катодных (а) и анодных (б) каналах. Наклон платó обусловлен кросстоками и характеризует последние, которые в области ожидаемых рабочих напряжений 2550-2650 В не превышают 10%.

5.3.3.5. Тесты на интенсивном гамма-источнике

Результаты измерений на интенсивном источнике характеристик “счет-ток” и *Z-talks* для камер M2R2 и M3R2 здесь не приводятся, т. к. они похожи на результаты, полученные для камер M2R1 и M3R1, см. рис. 5.25 и рис. 5.26. Загрузка камер региона R2 меньше (26.5 кГц/см^2 для M2R2 и 3.3 кГц/см^2 для M3R2), чем камер региона R1, поэтому проблем накопления пространственного заряда здесь не может быть, что и показали выполненные тесты. Что касается уровня *Z-talks*, то для порогов выше 5 фКл ими также можно пренебречь.

5.3.4. Двухслойные камеры M1R2 с катодными падами

5.3.4.1. Основные параметры конструкции камер

Мюонная станция M1, установленная перед электромагнитным калориметром, выполнена на двухслойных камерах с катодными падами с меньшим в 2 раза количеством вещества на пути частиц. Для того, чтобы сигнал был удвоенным, т. е. таким же как на проволочках, принята схема типа CPC-DCRO (*Double Cathode Readout*). Устройство камер M1R2 и упрощенная электрическая схема одного зазора показаны на рис. 5.35, а параметры сведены в таблицу 5.9. Фотография камеры M1R2 приведена на рис. 5.36, где она показана в горизонтальном положении для увеличения скорости счета космических лучей.

Таблица 5.9. Основные параметры конструкции камер M1R2 с катодными падами типа CPC-DCRO.

Параметр	M1R2
Диаметр проволочек (мкм)	30
Шаг проволочек (мм)	2
Рабочий зазор (мм)	2.5
Активная площадь (мм ²)	480×200
Полная площадь (мм ²)	548×276
Ширина катодных падов ΔX (мм)	20
Высота катодных падов ΔY (мм)	25
Площадь падов (см ²)	5
Число катодных падов	384
Число камер	24
Суммарное число каналов	9216

5.3.4.2. Измерение емкостей $C_{дет}$ и шумовых характеристик

Перед началом тестов на космических лучах измерялись емкости детектора $C_{дет}$ в каждом канале с занесением в базу данных, как табличных. Полученное среднее значение $C_{дет}$ составляет 58 пФ и включает входную емкость усилителя и емкость диодной защиты, т. е. полную емкость, см. рис. 5.37.

Измерялась зарядовая чувствительность каждого канала, и результаты также запоминались в базе данных, как табличные величины.

Затем в каждом канале сканировалась порогом дискриминатора шумовая дорожка на выходе усилителя, и полученные при этом данные использовались для нахождения параметров шумовых распределений, см. рис. 5.38 и таблицу 5.10.

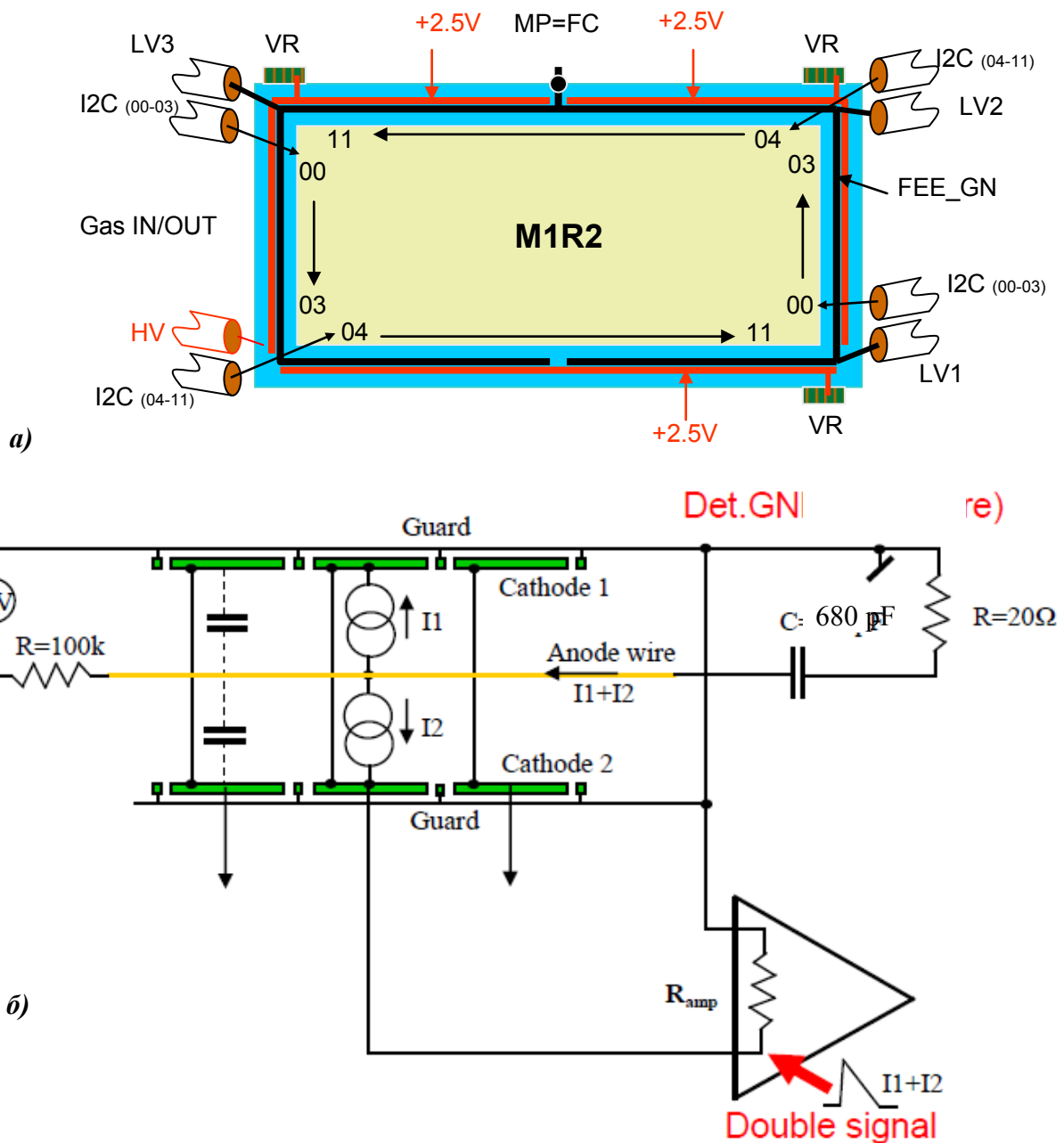


Рис. 5.35. Двухслойные камеры M1R2 тип CPC-DCRO (а) и упрощенная электрическая схема одного зазора–слоя (б). Сегментированы оба катода в каждом зазоре и соответствующие катодные пады соединены на входе общего усилителя, что удваивает сигнал. Катодные пады разделены заземленными охранными стрипами (*Guard*). В качестве “земли” принят корпус камеры. Проволочные стрипы, равные по ширине катодным падам, через резисторы 20 Ом подключены к “земле” через миниатюрные блокирующие конденсаторы 680 пФ, размещенные в зазоре. На камерах установлено 24 платы CARDIAC положительной полярности (2 группы по 12 плат) с суммарным числом каналов 384. Адреса плат фиксированы переключателями и в каждой группе изменяются в двоичном коде от 00 до 11. Обмен данными между платами и компьютером производится через четыре порта последовательного интерфейса I2C(00-03), I2C(04-11). Низковольтное питание подается на камеру через разъемы LV1, LV2 и LV2 (+3.5 В), а на платы CARDIAC – через стабилизаторы напряжения VR (+2.5 В). Высокое напряжение на зазоры камеры подается через двухканальный высоковольтный разъем HV. Земля электроники FEE-GND присоединена к “земле” камеры (корпусу) в 96 точки, а корпус камеры при выполнении тестов на стенде соединялся со стенкой станции в одной точке MP (*Middle Point*), FC – *Faraday Cage*.

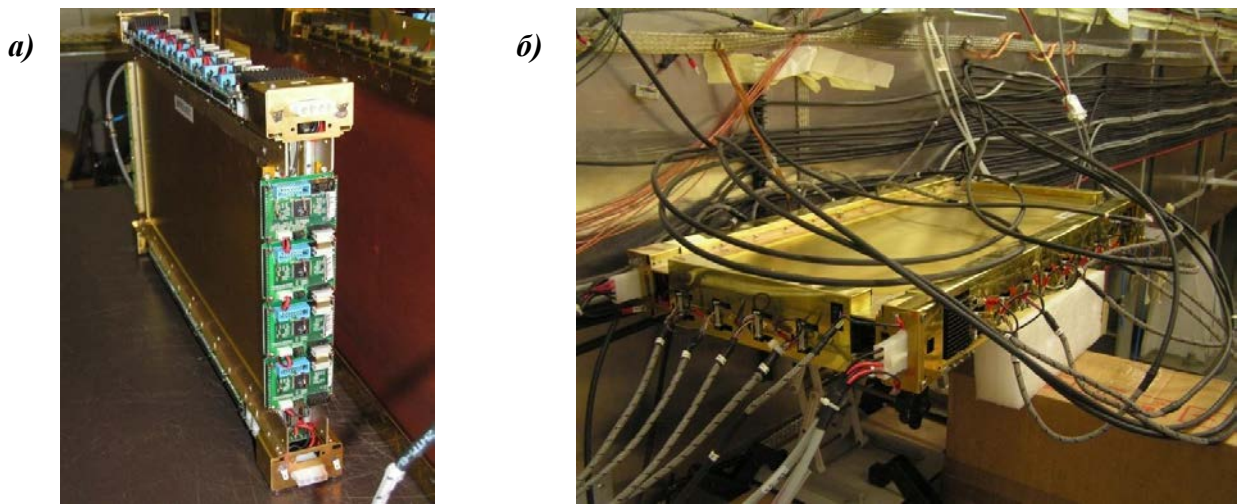


Рис. 5.36. Фотография камеры M1R2 без экранов электроники (а); камера на стенде (б).

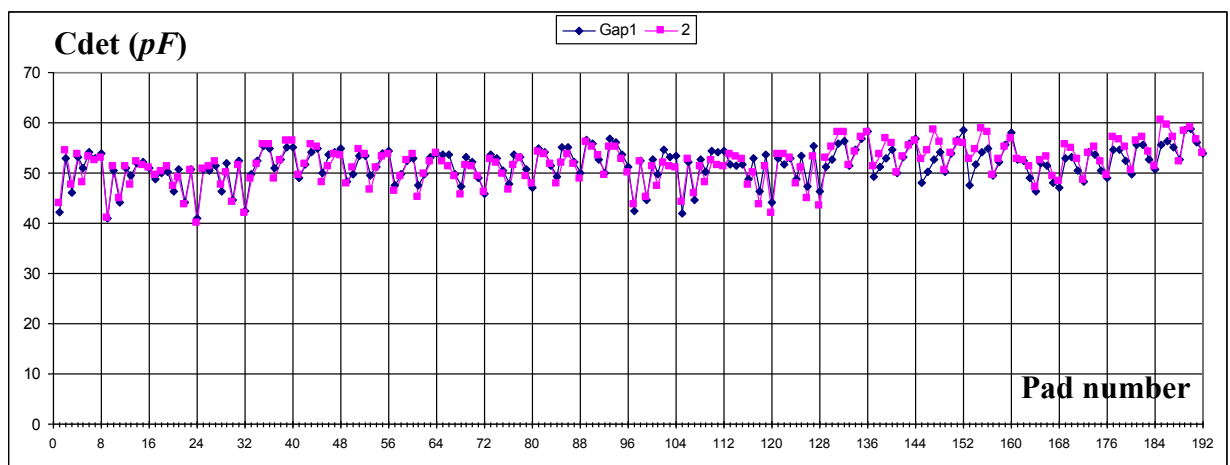


Рис. 5.37. Результаты измерения емкостей C_{det} в камере M1R2 ($2 \times 192 = 384$ пада). В среднем значение C_{det} составляет 58 nF , включая входную емкость усилителя и емкость цепочек диодной защиты на входе усилителя, при максимальном разбросе $\pm 10 \text{ nF}$. Флуктуации обусловлены разной длиной печатных трекков, соединяющих катодные пады с разъемами усилителей.

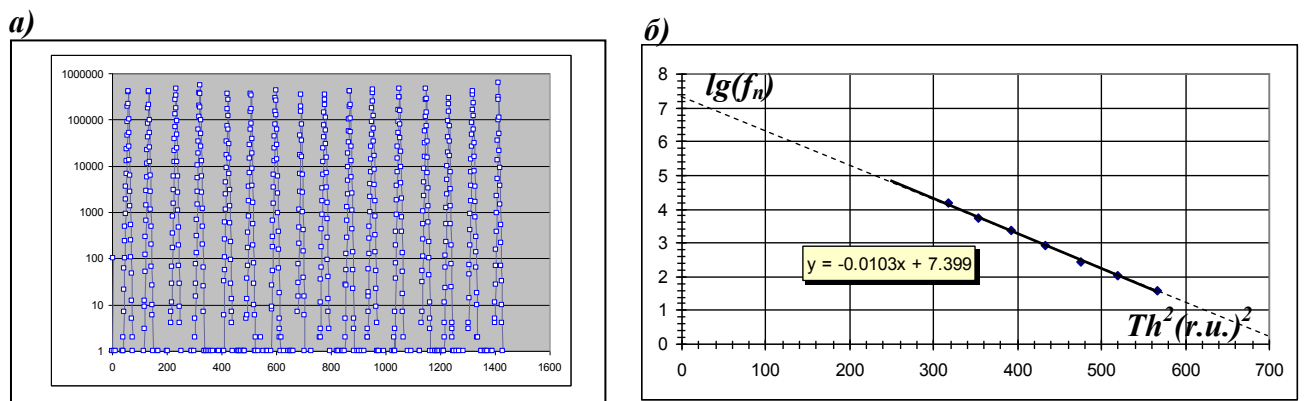


Рис. 5.38. Панорамный обзор, показывающий на одной гистограмме результаты сканирования порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилителя: представлено 16 каналов для одной платы CARDIAC (а), и центрированное шумовое распределение, приведенное для одного канала (б). Пример определения по наклону линии шумовых параметров и порога электроники приведен в таблице 5.10. Зарядовая чувствительность – табличная величина.

Таблица 5.10. Эквивалентный шумовой заряд ENC в различных единицах и порог электроники для катодных каналов камер M1R2. $C_{dem}=58 \text{ пФ}$.

Зарядовая чувствительность ($\text{мВ}/\phi\text{Кл}$)	tg угла наклона	ENC (<i>r.u.</i>)	ENC ($\phi\text{Кл}$)	ENC (эл)
13	-0.0103	4.59	0.67	4215
Порог электроники ($n=6$)		Th= $n \times \text{ENC}$	Th ($\phi\text{Кл}$)	Th (эл)
		27.55	4.05	25290

5.3.4.3. Тесты на космических лучах

Счетные характеристики, измеренные на космических частицах, показаны для всех 384 каналов камеры группами по 128 каналов в группе, см. рис. 5.39.

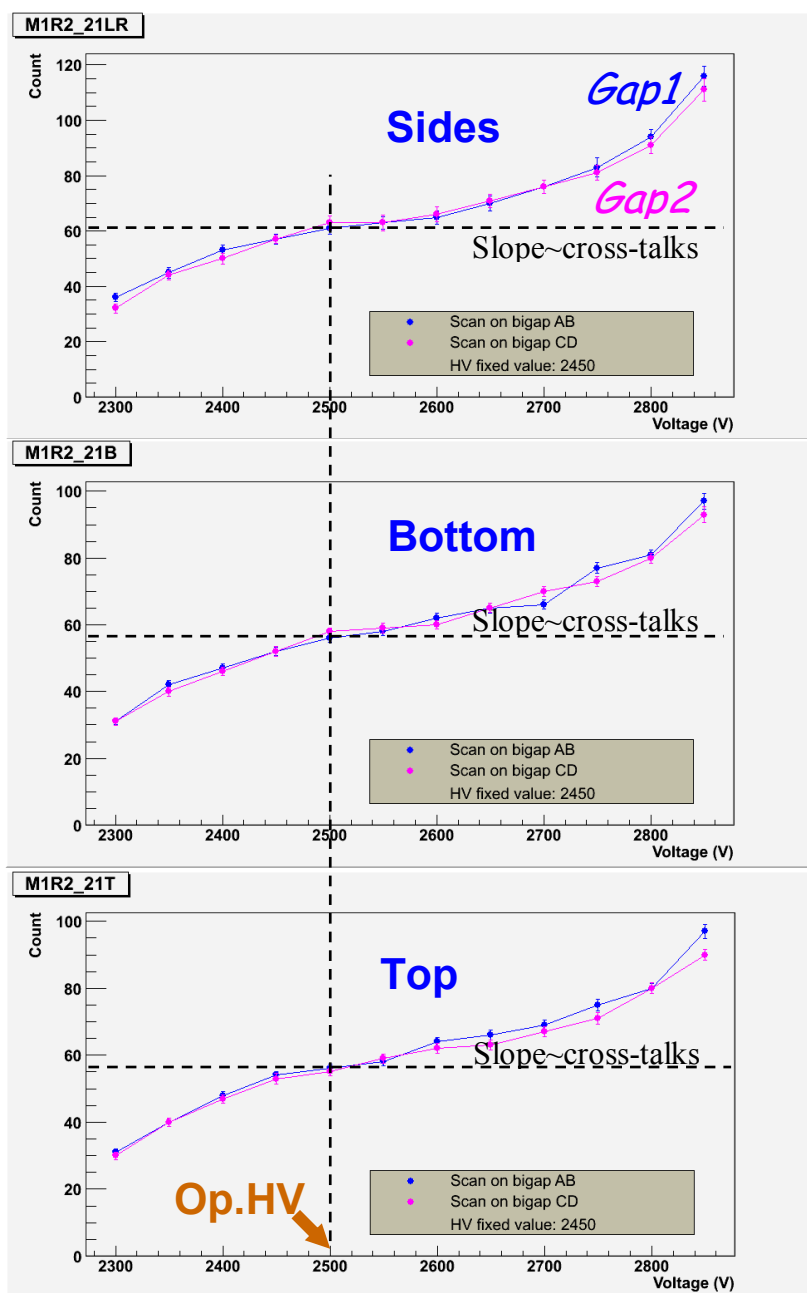


Рис. 5.39. Счетные характеристики камер M1R2, полученные в катодных каналах в трех группах из 128 каналов: боковые группы – *Sides*, нижние – *Bottom* и верхние – *Top* (см. рис. 5.35a); пороги электроники $Th=4 \phi\text{Кл}$ согласно таблице 4.10.. Наклон плато характеризует кросстоки, которые, в области рабочих напряжений 2500-2600 В не превышают 10%. Специфика камер M1R2 с шириной катодных пядов 2 см: пороги регистрации необходимо выбирать максимально высокими (не менее 6 п.эл.), чтобы минимизировать ширину пространственного кластера (см. главу 1, раздел 1.6 и П1.8).

Измерения проводились в горизонтальном положении камеры. В вертикальном положении счет был слишком мал из-за малых размеров катодных падов и исключительно малого телесного угла – недостаточных для достоверных измерений характеристик. Из приведенных на рис. 5.40 счетных характеристик видно, что поведения характеристик в группах идентичные, наклоны плато, отражающие кросстоки, в диапазоне ожидаемых рабочих напряжений 2500–2600 В не превышают 10%.

На рис. 5.40 в качестве примера приведена панорама счета космических частиц камерой M1R2 при напряжении на камере HV=2500 В и пороге электроники $Th=4 \text{ фКл}$, определенном из шумовых характеристик.

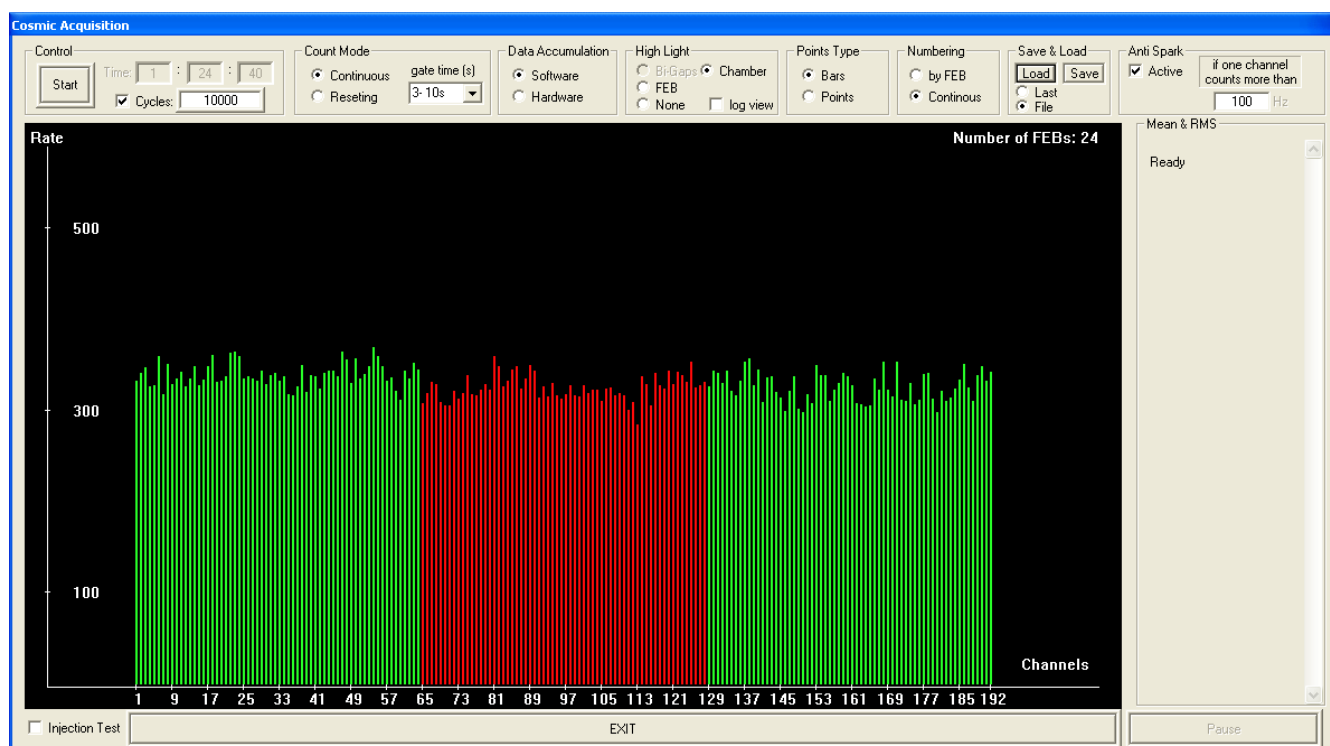


Рис. 5.40. Счет космических частиц камерой M1R2 в режиме самозапуска при напряжении HV=2500 В и пороге электроники $Th=4 \text{ фКл}$: по каналный счет совпадений сигналов в двух слоях камеры (поэтому в гистограмме не 384, а 192 канала, приведены группы по 128 каналов, см. рис. 5.39). Флуктуации счета вызваны кросстоками.

5.3.4.4. Тесты на интенсивном гамма-источнике

Результаты тестов на интенсивном гамма-источнике GIF, приведенные на рис. 5.41, позволили построить зависимости “счет–ток”, которые представлены

для каждого зазора камеры M1R2 на рис. 5.42. Полученные зависимости показывают, что существенных проявлений нелинейности в пределах нагрузок до 40 кГц/см^2 нет. Однако максимальная интенсивность источника GIF не позволила выйти на ожидаемую в эксперименте LHCb фоновую нагрузку 180 кГц/см^2 , которая почти в 5 раз больше, чем дает GIF. Таким образом, не удалось проверить камеры M1R2 в условиях, близких по фоновым нагрузкам эксперименту.

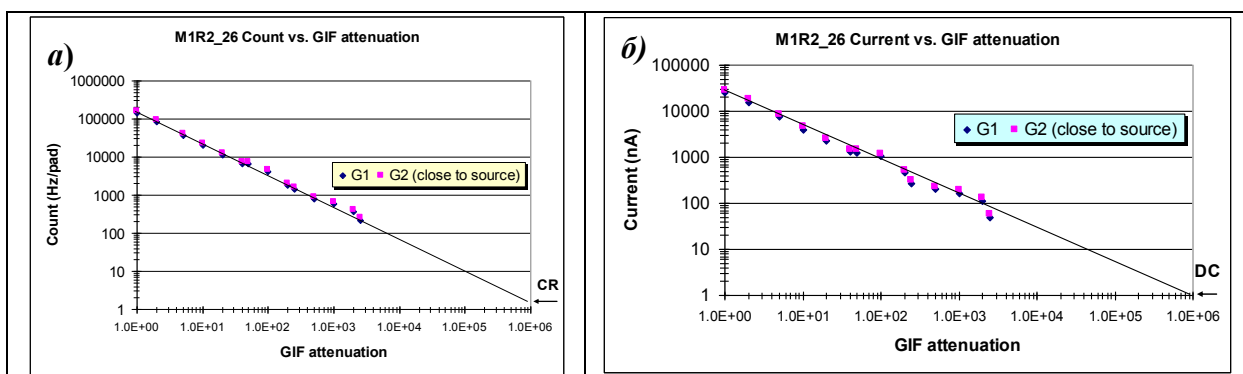


Рис. 5.41. Счет (а) и ток в камере M1R2 (б) в зависимости от аттенюации свинцовыми фильтрами потока гамма-излучения от источника ^{137}Cs , максимальная интенсивность которого составляла 160 кГц/канал (при ожидаемой в эксперименте LHCb – 1 МГц/канал)

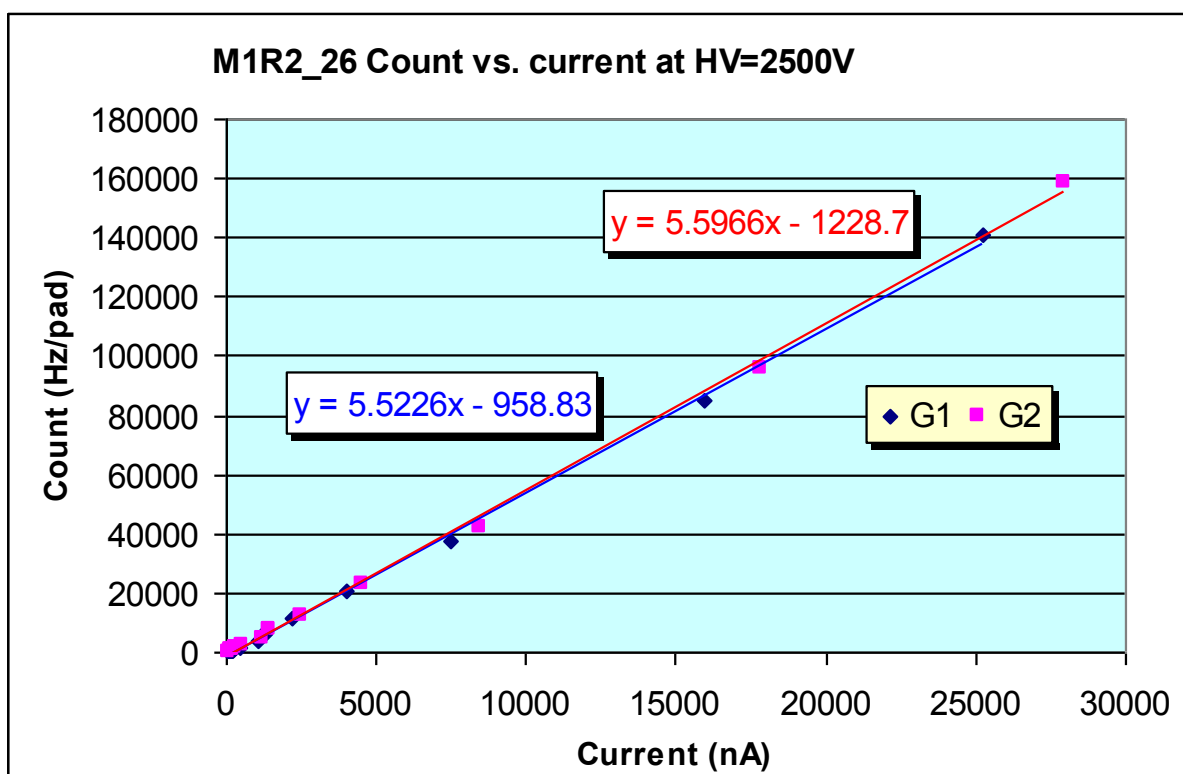


Рис. 5.42. Корреляционные зависимости “счет–ток” в каждом зазоре камеры M1R2, построенные по данным рис. 5.41. Линейность зависимостей можно интерпретировать как отсутствие накопления пространственного заряда.

5.4. Результаты измерения шумовых характеристик каналов в шахте

В 2009 году была завершена сборка мюонного детектора в шахте, т. е. все 1380 мюонных камер были установлены на свои места. Появилась новая задача – необходимость вывести на рабочий режим все камеры, т. е. установить рабочие напряжения и пороги регистрации [100,101].

На рис. 5.43 приведена фотография мюонной станции М1.

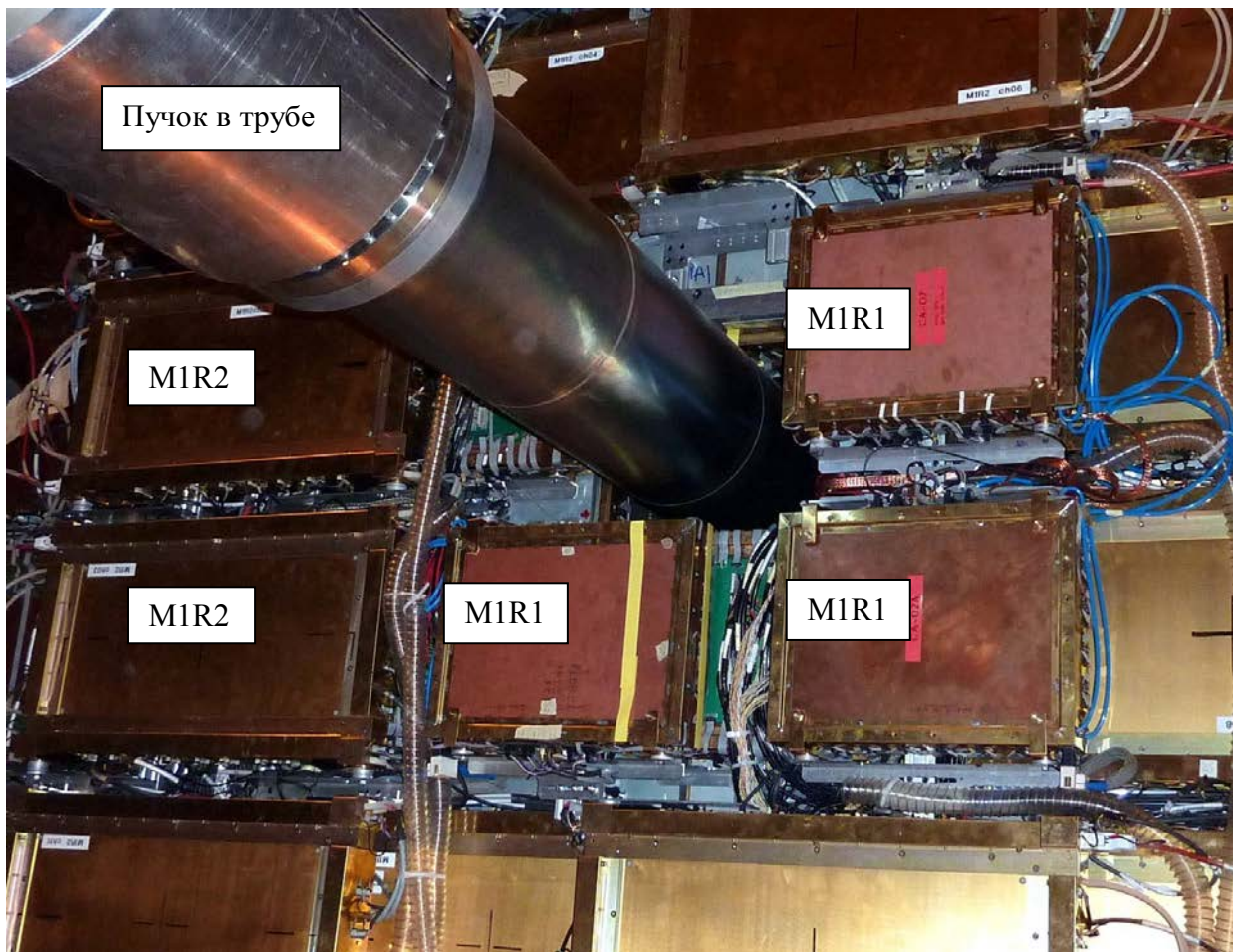


Рис. 5.43. Мюонная станция М1. Свободные промежутки между камерами заполнены кабелями связи и питания, газовыми трубками. Наибольшая плотность – во внутреннем регине R1 мюонной станции М1.

Камеры закреплены на кронштейнах–балконах с двух сторон стены, подвешенной на рельсах–направляющих, см. также рис. 1.5 и рис. 1.6. Камеры установлены с перекрытием активных площадей. Как видно, свободные промежутки между камерами заполнены кабелями связи и питания, газовыми трубками. Наибольшая плотность - во внутреннем регионе R1 мюонной станции М1. На рис. 5.44 приведена фотография мюонных станций М1 и М2 (показан вид

сверху). Видна труба, в которой транспортируются встречные пучки протонов. В зазоре между станциями М1 и М2 размещены электромагнитный и адронный калориметры. Здесь калориметры находятся в выдвинутом положении (нет на фотографии). Мюонные полустанции М1 и М2, показанные на рисунке, наоборот, находятся в рабочем положении – полустанции сдвинуты и охватывают трубу.

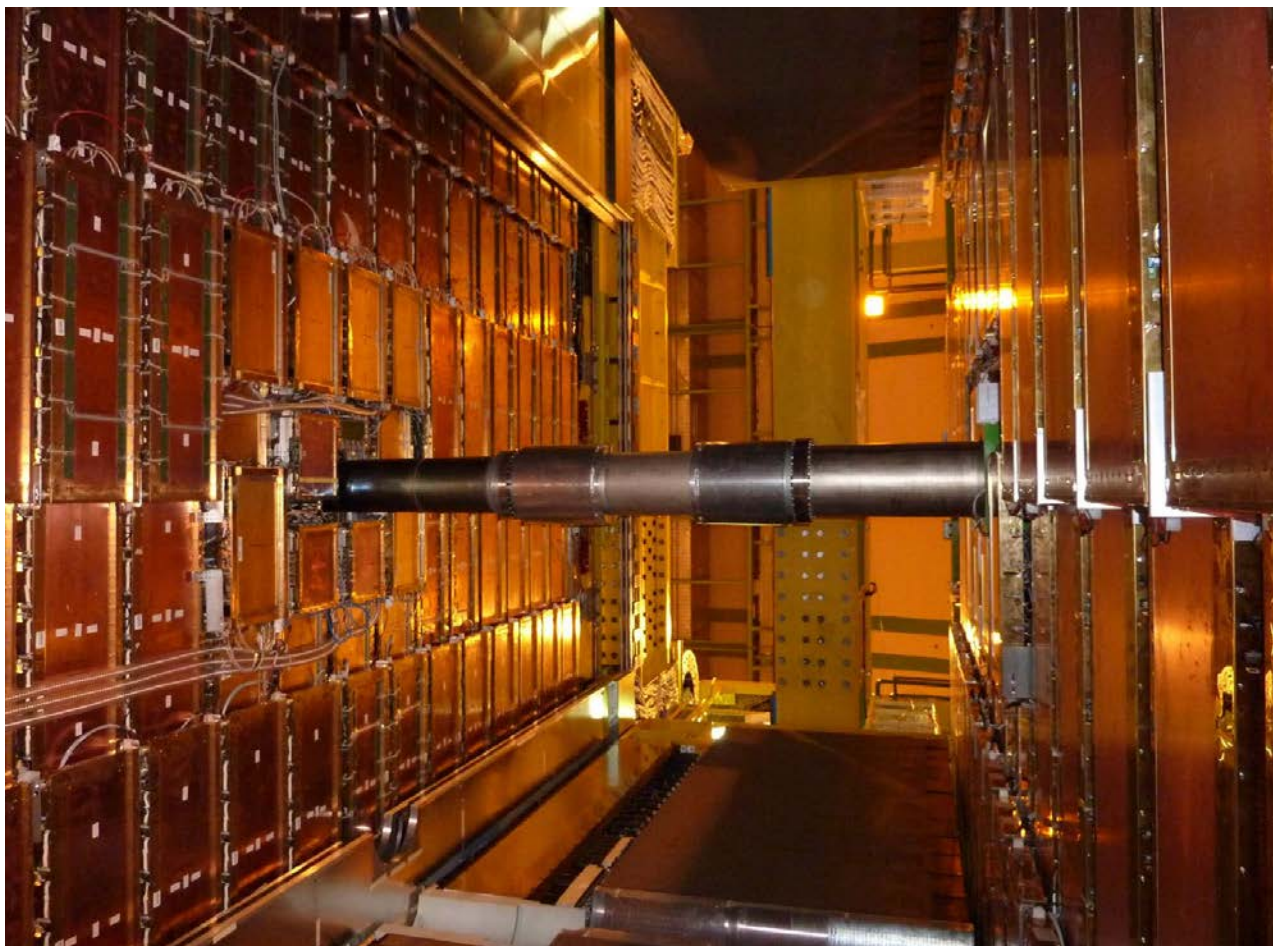


Рис. 5.44. Мюонные полустанции М1 и М2 в рабочем положении – полустанции сдвинуты и охватывают трубу. Калориметры, которые расположены между М1 и М2 (нет на фотографии), находятся в выдвинутом положении. Мюонные полустанции М1 и М2 с камерами, показанные на рисунке, наоборот, находятся в рабочем положении

В рабочем положении показана мюонная станция М5 на рис. 5.45 (аналогично выглядят мюонные станции М3 и М4). В нижней части каждой стенки мюонных станций М1–М5 размещена механическая система транспортировки кабелей, соединяющих детекторную электронику со стойками. Данная механическая система, схематически показанная на рис. 5.46, создана для перемещения мюонных полустанций.

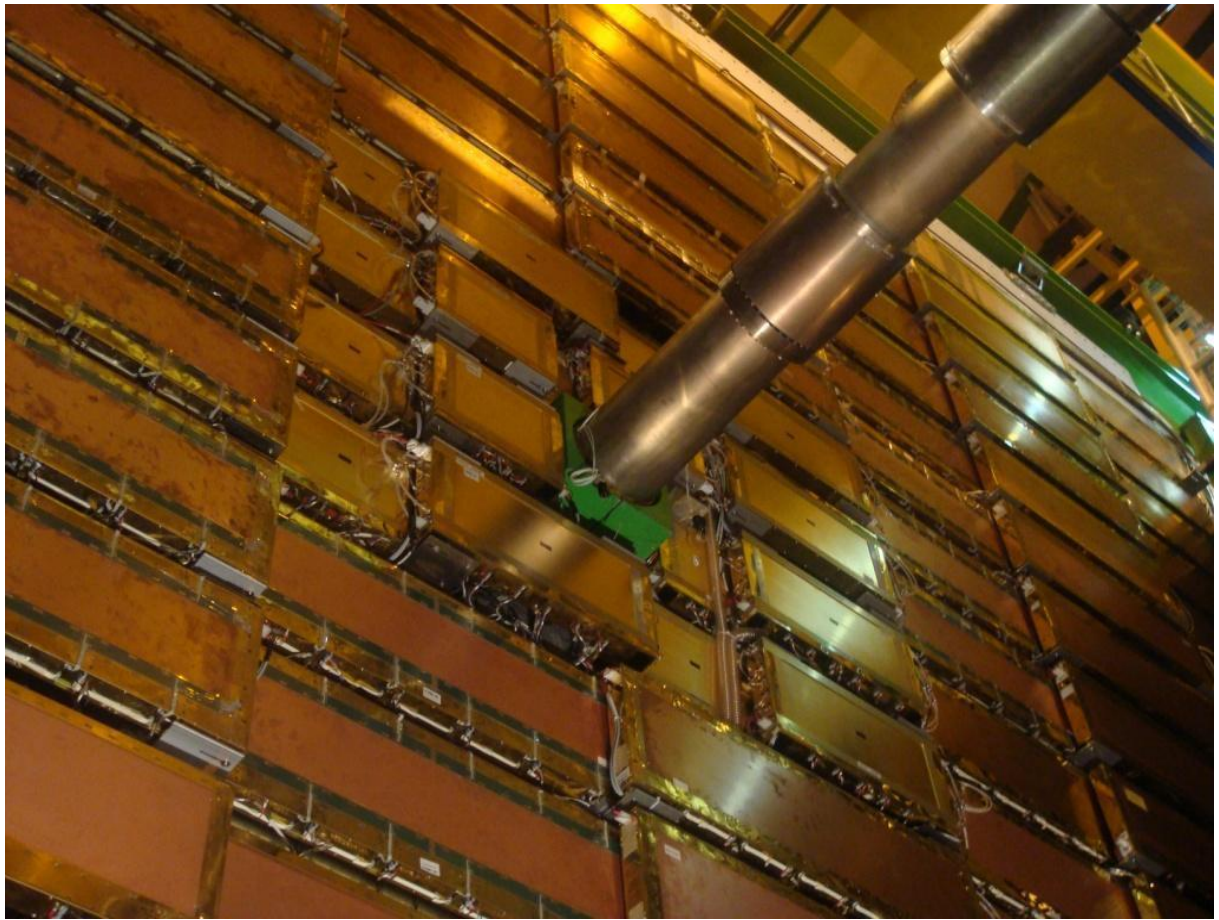


Рис. 5.45. Мюонная станция М5 (аналогично выглядят станции М3 и М4).

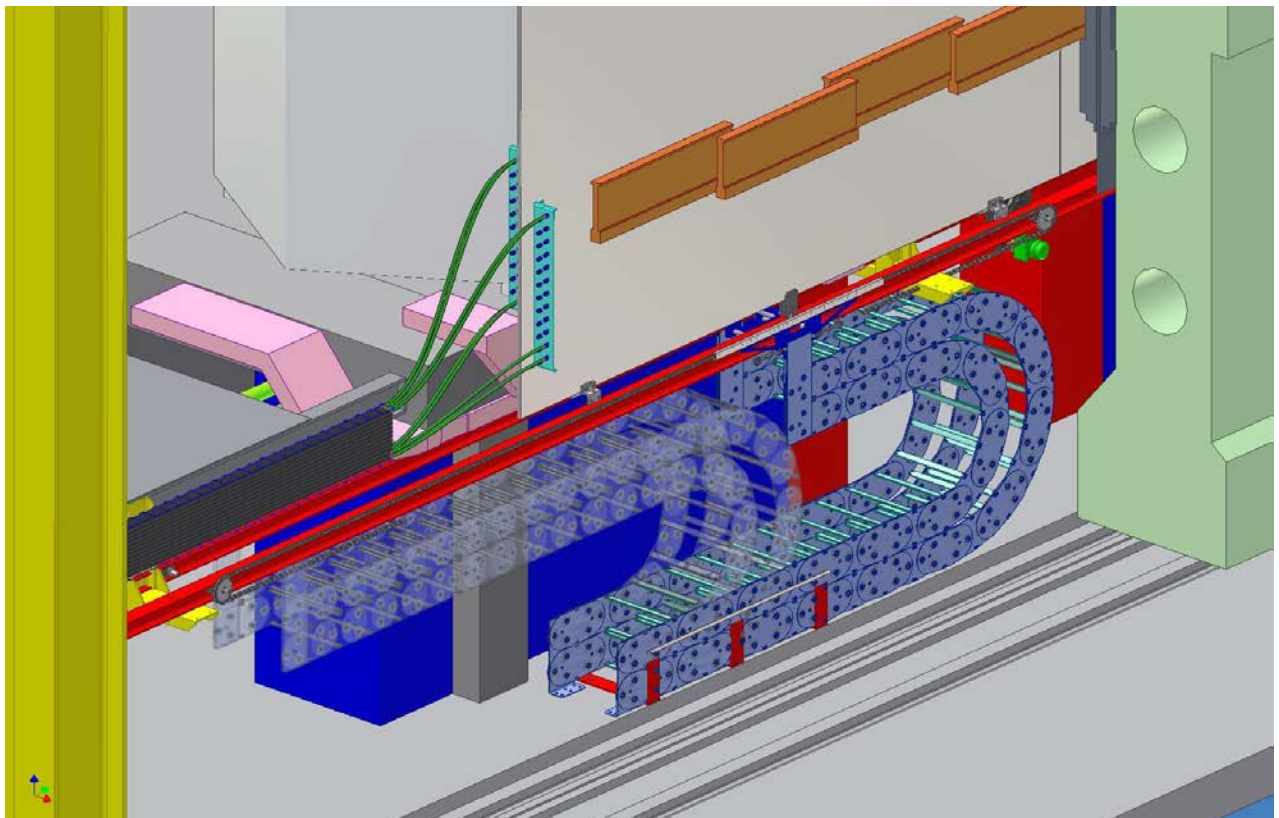


Рис. 5.46. Механическая система перемещения мюонных полустанций (аналогичная у всех станций М1–М5).

Важными фазами тестирования камер в шахте, которые выполнялись после окончания сборки мюонной системы, являются следующие: измерение шумов с целью проверки достижимости проектных норм и определения рабочих порогов, установки рабочего режима и напряжений на камерах, тесты для проверки эффективности и временного разрешения камер – сначала на космических мюонах.

В состав мюонной системы наряду с мюонным детектором входит также подсистема управления ECS (*Experiment Control System*), составляющими частями которой являются SC (*Slow Control*) и DAQ (*Data Acquisition System*). Значительное время в 2009 году занял этап шумовых измерений, где участвовала подсистема SC. Использовался метод, изложенный в главе 4, в разделе 4.5. На сканирование порогами дискриминаторов шумовой дорожки на выходе усилителей во всех каналах мюонного детектора (122112 тысяч) тратилось 20 минут. Результаты сканирования записывались в виде файлов в базу данных для последующего анализа. Метод реконструкции шумовых распределений успешно применялся для отдельных каналов (см. предыдущие разделы), не требуя особой автоматизации. Однако здесь предстояло работать со всеми каналами мюонного детектора, поэтому были разработаны средства автоматизации [107, 108]. На рис. 5.49 показана панель программы NOEMI (*NOise EMbedded Inspector*), а в таблице 5.11 представлены данные, полученные с использованием этой программы для одного канала камер M3R3 и M4R4 в качестве примера; в таблицах 5.12 и 5.13 – усредненные значения эквивалентного шумового заряда ENC, полученные программой NOEMI для 23 камер с различной гранулярностью, отдельно для проволочных и катодных каналов.

Гистограмма, представленная на рис. 5.50, показывает, какой статистический разброс шумового счета наблюдается в каналах мюонного детектора “в навал” при установке приведенных выше порогов электроники. Как видно, есть каналы, у которых шумовой счет превышает ожидаемую интенсивность порядка 100 Гц, но их меньше 1 %.

Полученные в таблице 5.39 данные можно считать приемлемыми для работы детектора с частицами. Параметры шумовых распределений (μ и σ) и полученное отношение $\Delta ENC/C$ (эл./ $n\Phi$) свидетельствуют о том, что шум в каналах тепловой (см. $\Delta ENC/C=46.2$ и 42.3 эл./ $n\Phi$ в таблице 5.11).

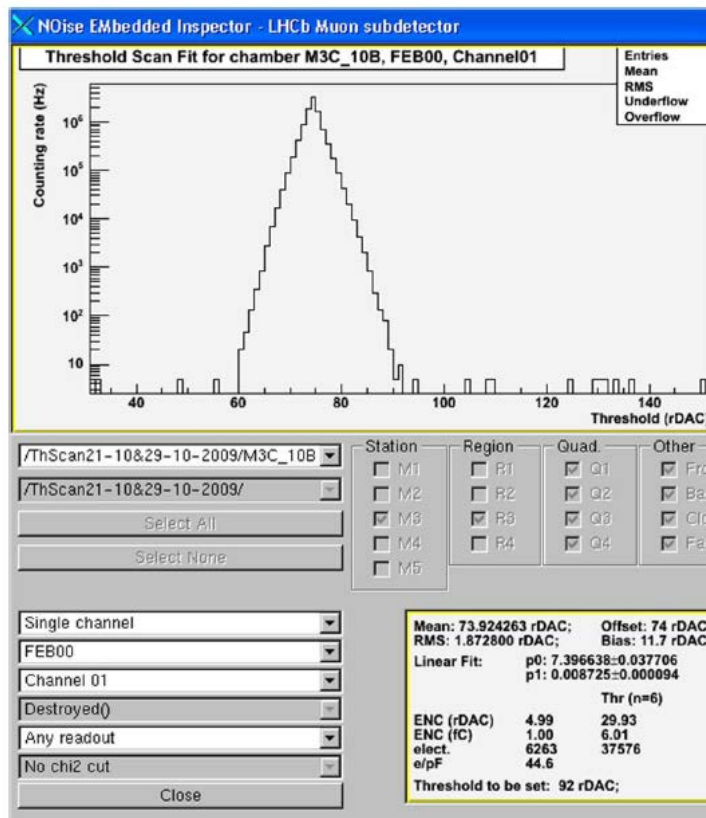


Рис. 5.49. Панель программы NOEMI. В верхнем окне показано исходное распределение – результат сканирования порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилителя в одном из каналов камеры M3R3. В нижнем справа окне – параметры шумового распределения (слева указан номер платы FEE и номер канала): Смещение распределения $\mu=74$ *r.u.*, среднеквадратичное значение $\sigma=4.99$ *r.u.* эквивалентный шумовой заряд $ENC=1 \phi K_l = 6250$ эл.

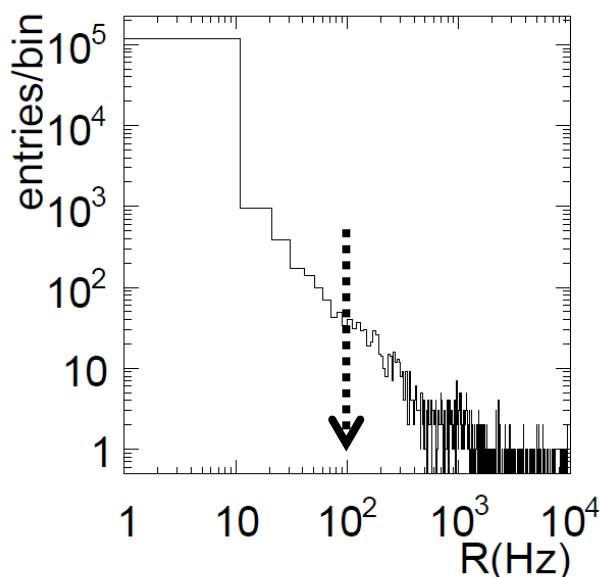


Рис. 5.50. Гистограмма интенсивности шумового счета (“в навал”) в 122112 каналах мюонного детектора, полученная при порогах электроники $5 \times ENC$. Как видно, есть каналы, в которых шумовой счет неприемлем, например, достигает 10^4 c^{-1} (такие каналы маскируются), однако в основном, шумовой счет ниже 10^2 c^{-1} . Стрелкой указан теоретический предел 10^2 c^{-1} для $n=5$, полагая, что шумовой счет при нулевом пороге составляет 24–43 *МГц* (частота Райса в зависимости от C_{dem}), см. главу 4, рис. 4.16.

Вывод согласуется с характеристиками шума микросхемы CARIOCA, измеренными в лабораторных условиях (см. главу 4, раздел 4.6), и можно

воспользоваться рекомендуемыми программой NOEMI параметрами для установки порогов электроники [100, 109].

Таблица 5.11.

Примеры рекомендуемых порогов электроники (в $\phi Кл$ и электронах), полученные при реконструкции шумовых распределений программой NOEMI для одного канала камер M3R3 и M4R4. Программа NOEMI определяет параметр μ как сумму “Сдвиг максимума + Смещение”.

Примечание	Параметр	Значение для одного канала	
		М3R3	М4R4
Табулированные значения	Камера	М3R3	М4R4
	Тип считывания	Катодные пады	Провол. пады
	$C_{дет} (n\Phi)$	91	225
	Зарядовая чувствительность ($mB/\phi Кл$)	11.7	7.2
Измеренные значения	Сдвиг максимума ($r.u.$)	74	79
	Смещение ($r.u.$)	11.7	10.4
	tg угла наклона хар-ки	-0.0087	-0.0067
	$ENC (r.u.)$	4.99	5.69
	$ENC (\phi Кл.)$	1.0	1.86
	ENC (эл.)	6250	11597
	Приращение $\Delta ENC/\Delta C$ ($\text{эл.}/n\Phi$)	46.2	42.3
Рекомендуемые значения	Порог электроники $5 \times ENC (\phi Кл.)$	5.0	9.3
	Порог электроники $5 \times ENC (\text{эл.})$	31250	58125

Таблица 5.12.

Усредненные значения эквивалентного шумового заряда ENC , полученные программой NOEMI для 9 типов камер с проволочными падами (WPC) и проволочными стрипами (CWPC).

	Тип MWPC (Wire readout)	$C_{дет} (n\Phi)$	Зарядовая чувствит.		
			g ($mB/\phi Кл$)	tg угла наклона	$ENC (\text{эл})$
1	M2R1W	75	11.1	-0.02738	3714
2	M2R2W	77	11.0	-0.02209	4170
3	M3R1W	81	10.9	-0.02922	3686
4	M3R2W	97	10.1	-0.02167	4587
5	M1R4W	100	10.0	-0.01524	5544
6	M2R4W	192	7.6	-0.00834	9914
7	M3R4W	207	7.3	-0.00796	10566
8	M4R4W	225	6.9	-0.00787	11181
9	M5R4W	245	6.5	-0.00766	12034

Таблица 5.13.

Усредненные значения эквивалентного шумового заряда ENC , полученные программой NOEMI для 14 типов камер с катодными падами (CPC и CWPC).

	Тип MWPC (Cathode readout)	C_{det} ($n\Phi$)	Зарядовая чувствит. g ($mB/\phi Кл$)	tg угла наклона	ENC (эл)
1	M1R3C	51	13.5	-0.02838	3021
2	M1R2C	58	13.1	-0.02662	3202
3	M4R1C	79	11.8	-0.01643	4541
4	M5R1C	82	11.6	-0.01524	4760
5	M2R3C	89	11.4	-0.01403	5071
6	M3R3C	91	11.3	-0.01321	5259
7	M2R2C	111	10.6	-0.01056	6280
8	M3R2C	122	10.2	-0.00973	6796
9	M4R2C	127	10.0	-0.00907	7167
10	M4R3C	129	10.0	-0.00871	7365
11	M2R1C	131	9.9	-0.00930	7182
12	M5R2C	132	9.8	-0.00871	7447
13	M3R1C	137	9.7	-0.00922	7373
14	M5R3C	141	9.5	-0.00822	7927

5.4.1. Устранение несовершенств экспериментальной установки

Реконструкция шумовых распределений, выполненная для каждого индивидуального канала мюонной системы, позволяет установить присутствие несовершенств в сборке экспериментальной установке и, если таковые обнаружены, то устранить их. Правильным является шумовое распределение, представленное на рис. 5.51 в линеаризованной и центрированной форме – наилучшая прямая линия – результат фитирования данных измерения шумового счета с вершиной, соответствующей частоте Райса [103]. На практике, например, наблюдались случаи, когда наклон прямой не соответствует ожидаемому, см. рис. 5.52. Из рисунка видно, что имеется одна прямая, соответствующая в вершине с “правильной” частотой Райса, но имеется и другая прямая с наклоном, приводящим к нефизической вершинной частоте – сотни мегагерц или несколько гигагерц. Как правило, канал с такой характеристикой при установке рабочего

порога срывается в генерацию, которую невозможно подавить даже высоким порогом и канал маскируется, т. к. становится бесполезным.

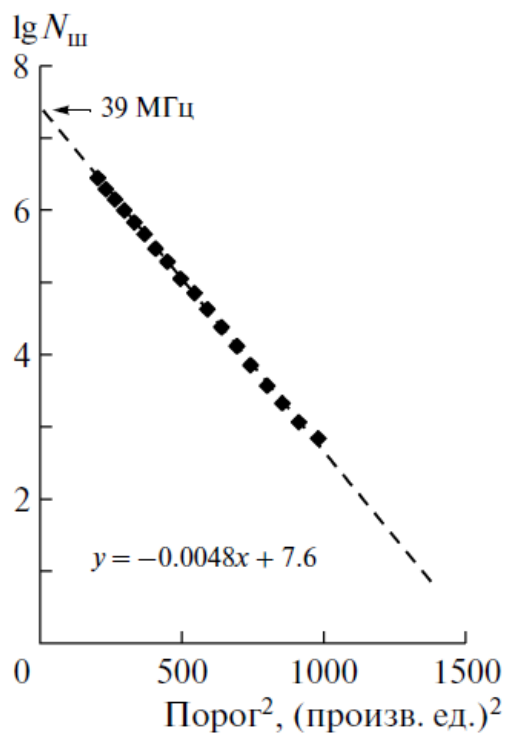


Рис. 5.51. Правильное распределение – наилучшая прямая линия как результат фитирования с вершиной, соответствующей частоте Райса.

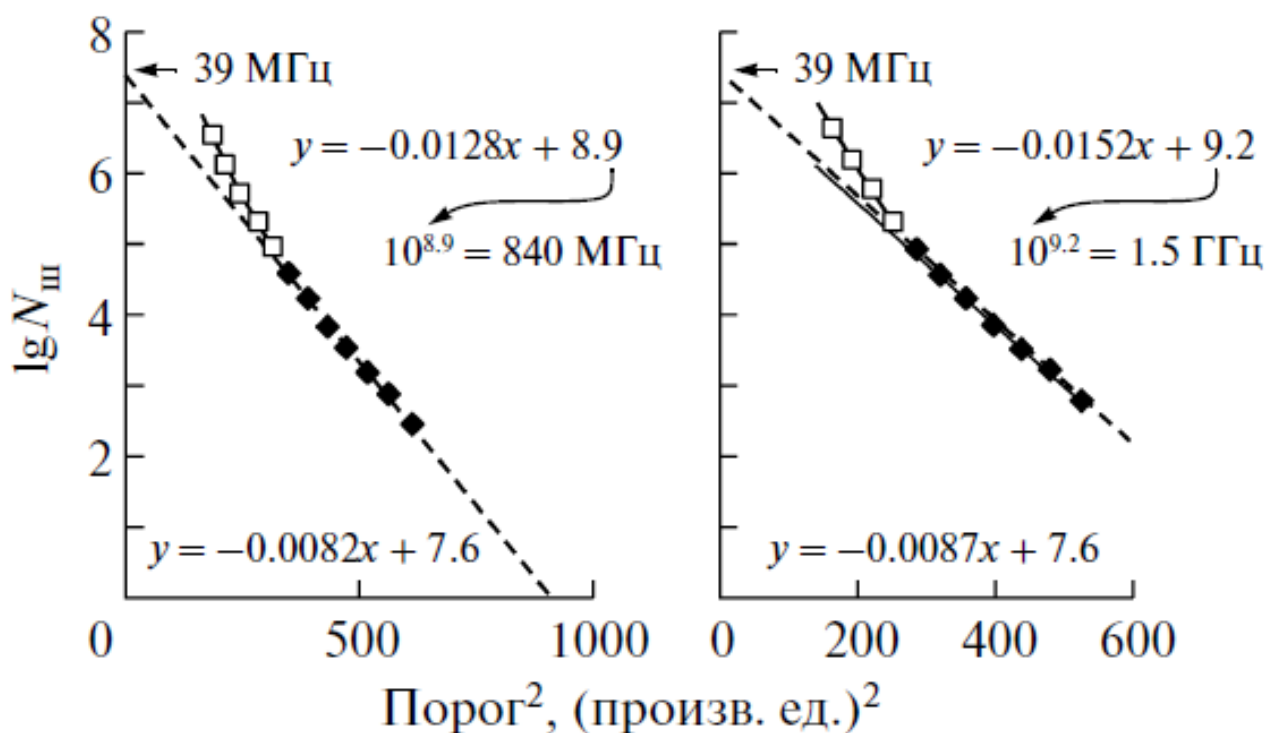


Рис. 5.52. Примеры аномальных шумовых распределений с высокочастотной составляющей; замечено, что каналы с такими распределениями срываются в генерацию при установке порогов, при этом подавить генерацию не удастся и каналы маскируются, т.к. становятся бесполезными.

На рис. 5.53 приведены также распределения с низкочастотной “фоновой подложкой”, хорошо видной в логарифмическом масштабе: подложка скорее всего обусловлена кросстоками через реактивный импеданс в “земле”. Такие “неправильные” формы шумовых распределений возникают при наличии в окружающем камеры пространстве внешнего электромагнитного поля, например, от других систем установки. Важно убрать любые факторы, искажающие распределения. На практике это удастся сделать, если кабели тщательно уложены, прижаты к заземленной поверхности установки, что уменьшает паразитные контуры между оплеткой кабелей и заземленной поверхностью. Помогают также ферритовые кольца, надетые на концы оплетки экранированных кабелей в местах присоединения последних к корпусу камеры. В мюонном детекторе ЛНСб главной “землей” считается стена, на которой смонтированы камеры [110].

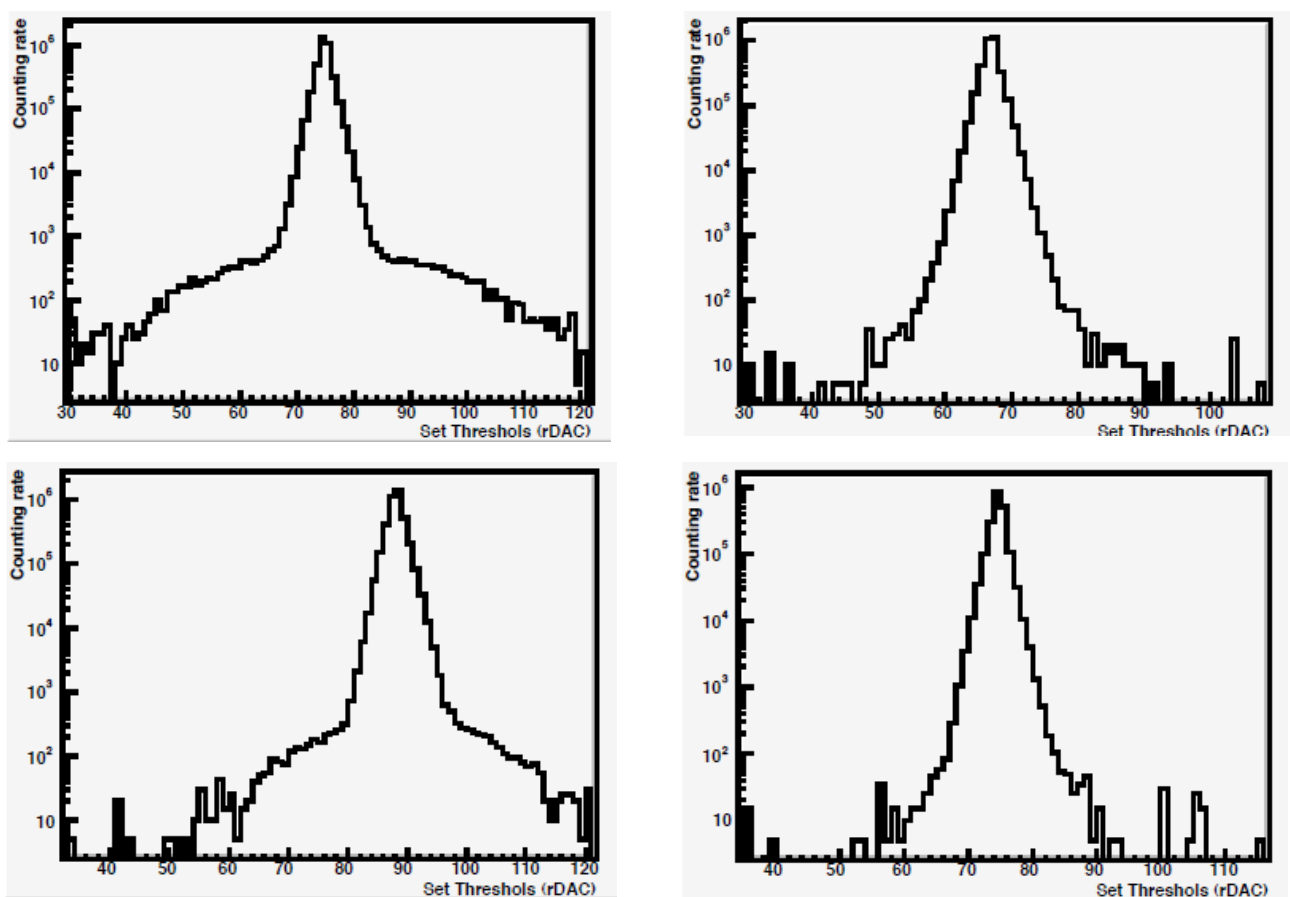


Рис. 5.53. Шумовые распределения с низкочастотной “фоновой подложкой” в логарифмическом масштабе (слева) и распределения без подложки (справа).

5.4.2. Анализ результатов измерения эквивалентного шумового заряда в шахте

Особенность мюонного детектора LHCb состоит в том, что в его составе 23 камеры с различной гранулярностью, которые имеют свои характерные емкости C_{det} , что позволяет построить “классическую” зависимость ENC как функцию емкости и установить, в какой степени данная зависимость согласуется с расчетом.

Проделаем это и проверим, носит ли шум тепловой характер. С этой целью данные по ENC , сведенные в таблицы 5.12 и 5.13, представим графически в зависимости от емкости детектора, см. рис. 5.54.

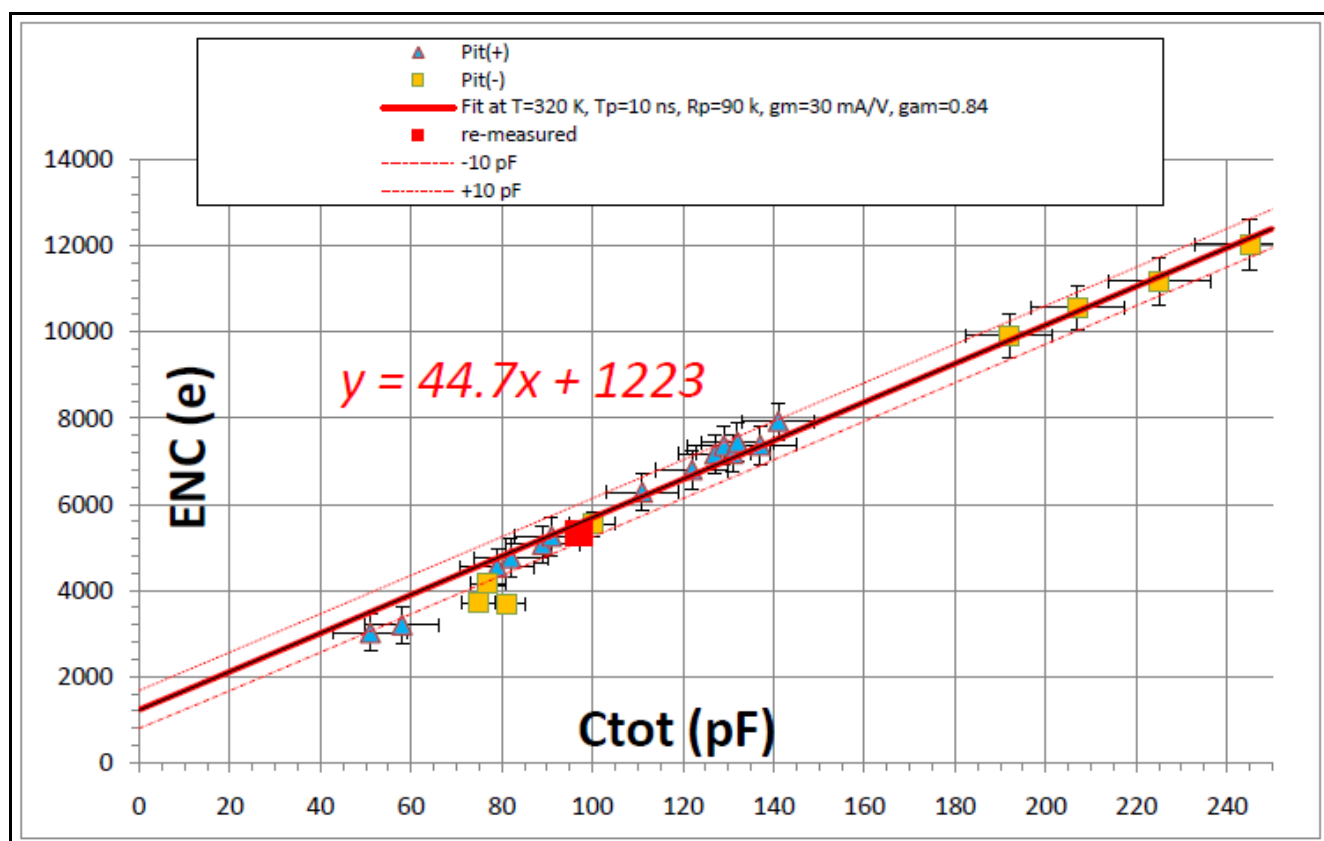


Рис. 5.54. Зависимость ENC от емкости детектора и параметры фитирования прямой линией. Пунктирными линиями показаны пределы разброса значений емкости детектора ± 10 пФ, известные из измерений, выполненных в лаборатории для каждого канала камер (см. раздел 5.3, аналогичные данные у других камер мюонного детектора). Полученный наклон прямой согласуется с измерениями, выполненными в лаборатории для детекторной электроники CARDIAC (микосхема CARIOSA с цепочками диодной защиты на входах), но значение в “нуле” – меньше.

Но этого недостаточно, необходимо сопоставить данные измерений с теорией [101].

Воспользуемся формулой:

$$\begin{aligned}
 ENC &= \\
 &= \sqrt{\left[i_{n1} \frac{F_p}{q^2} \sqrt{T_p} \right]^2 + \left[\frac{e_{n1}}{\sqrt{T_p}} \frac{F_s}{q^2} (C_{dem} + C_{yc} + C_{SPB}) \right]^2 + \left[i_{n2} \frac{F_p}{q^2} \sqrt{T_p} \right]^2 + \left[\frac{e_{n2}}{\sqrt{T_p}} \frac{F_s}{q^2} C_{yc} \right]^2} = \\
 &= \sqrt{\left[125 i_{n1} \sqrt{T_p} \right]^2 + \left[166 \frac{e_{n1}}{\sqrt{T_p}} (C_{dem} + C_c + C_{SPB}) \right]^2 + \left[125 i_{n2} \sqrt{T_p} \right]^2 + \left[166 \frac{e_{n2}}{\sqrt{T_p}} C_c \right]^2} \approx \\
 &\approx 166 \frac{e_{n1}}{\sqrt{T_p}} (C_{dem} + C_{yc} + C_{SPB}) \quad (5.1)
 \end{aligned}$$

На рис. 5.54 указана полная суммарная емкость: $C_{tot} = C_{dem} + C_{yc} + C_{SPB}$, подключенная ко входу предусилителя. Одинаковыми считаются схемы положительной и отрицательной полярности. В формуле (5.1) эквивалентный шумовой заряд ENC представлен в электронах, $q = 1.6 \times 10^{-19}$ Кл – заряд электрона; шумовые токи двух схем предусилителей (рабочего и плавающего) приняты равными $i_{n1} = i_{n2} = \sqrt{4kT/R_p}$ и представлены в $nA/\sqrt{\Gamma\mu}$; шумовое напряжение рабочего предусилителя $e_{n1} = \sqrt{4kT(R_s + R_{SPB})}$ отличается от плавающего $e_{n2} = \sqrt{4kTR_s}$, оба представлены в $nB/\sqrt{\Gamma\mu}$; пиковое время усилителя T_p представлено в $нс$; емкости C – в $nФ$; $k = 1.38 \times 10^{-23}$ Дж/Кл – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура, представленная в градусах Кельвина; последовательное шумовое сопротивление $R_s = \gamma/g_m$ представлено в $Ом$, где g_m – крутизна первого транзистора предусилителя, представлена в $мА/В$, причем для CMOS-0.25 $\gamma \approx 0.84$; к последовательному сопротивлению добавлено $R_{SPB} = 13$ $Ом$; параллельное шумовое сопротивление $R_p = 90$ $кОм$ принято одинаковым, как для проволочного стрипа (хотя $R_L = 100$ $кОм$), так и для катодного схемы пада. Что касается формфакторов F_p и F_s , то их возможные значения в зависимости от порядка гауссиана¹ (n) представлены в таблице 5.14.

При фитировании данных, приведенных на рис. 5.54, наилучшими оказались $F_p = 0.63$ и $F_s = 0.84$, что соответствует порядку $n=2$, т. е.

¹ F.Anghinolfi. ANALOG SIGNAL PROCESSING. http://www-f9.ijs.si/~rok/sola/ELEC-2002_17Jan02_1_PDF.pdf

формированию типа CR–RC², что также хорошо согласуется с разработкой микросхемы CARIOCA, см. главу 4, раздел П4.5.

Таблица 5.14. Формфакторы F_p и F_s в зависимости от порядка гауссиана n . Красной линией обозначены значения, которые наилучшим образом согласуются с результатами измерения, см. рис. 5.54.

n	1	2	3	4	5
F_p	0.92	0.63	0.51	0.45	0.40
F_s	0.92	0.84	0.95	0.99	1.11

Другие значения формфакторов F_p и F_s в таблице 5.14 не согласуются с результатами измерения, приведенными на рис. 5.54. Найдено также, что наилучшее описание данных формулой (5.1) соответствует повышенной температуре окружающей среды $T = 320\text{ K}$ (что естественно при ожидаемой мощности рассеяния на платах электроники), а также значениям параметров $g_m = 30\text{ mA/V}$ и $T_p = 10\text{ нс}$. Как видно, результаты расчета, выполненного по формуле (5.1) и представленные на рис. 5.47 сплошной линией, хорошо согласуются с измерениями. Пунктирными линиями обозначены известные пределы изменения емкости детектора $\pm 10\text{ нФ}$. Для сравнения можно обратиться к рис. 5.55, где приведены значения ENC в зависимости от C_{det} , полученные в лаборатории для плат CARDIAC, включающих усилители микросхемы CARIOCA и цепочки диодной защиты (SPB – *Spark Protection Board*). Видно хорошее согласие характеристик, измеренных в шахте и в лаборатории, по наклону, который определяет последовательный шум, однако в шахте получено меньшее примерно на 2000 эл. значение параллельного шума при нулевой емкости. Последнее можно объяснить тем, что установка находится на глубине 100 м под землей, куда меньше проникает электромагнитное поле с поверхности (радиочастоты и др. помехи).

В работах [100, 103] автором инициирован новый метод диагностики мюонной системы, основанный на мониторинге эквивалентного шумового заряда в каждом канале мюонного детектора (122112 каналов). Целью диагностики является: обнаружение на ранней стадии развития таких нежелательных явлений и эффектов, как радиационное старение и механическая “усталость” конструкции

камер. Автор считает, что ENC – наиболее чувствительный параметр системы, чтобы заметить малейшие изменения, при старении и потере натяжения проволочек (усталости конструкции) в камерах могут появиться микрозаряды.

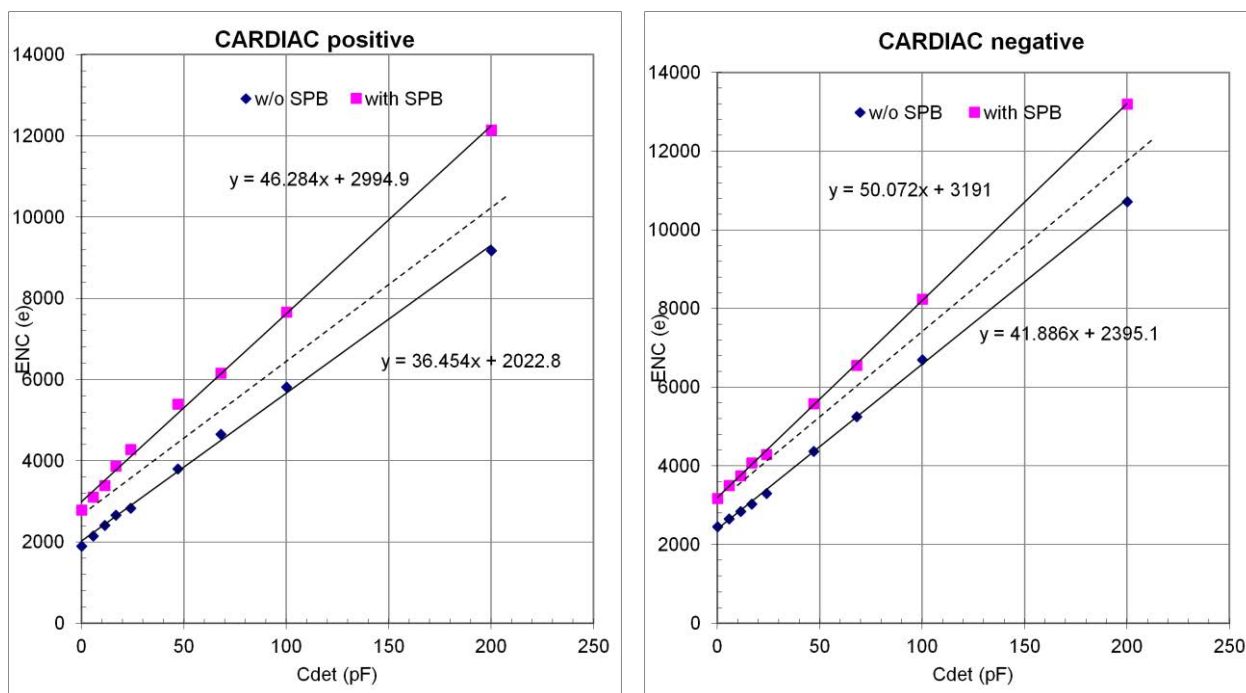


Рис. 5.55. Зависимости ENC от емкости детектора, выполненные в лаборатории для детекторной электроники CARDIAC положительной и отрицательной полярности (микросхема CARIOCA с цепочками диодной защиты на входах). Наклон линий (46,3 и 50,1 эл/нФ) хорошо согласуется с измерениями, выполненными в шахте (44,7 эл/нФ, см. рис. 5.54), но шум в при нулевой емкости здесь больше, чем в шахте под землей.

5.5. Оптимизация режима работы камер мюонного детектора в шахте

5.5.1. Минимизация газового усиления

Газовое усиление камер типа WPC и CPC-DCRO определяется по формуле

$$G = \frac{N(\text{эл.})}{N(\text{н.эл.})} = \frac{1}{2} \cdot \frac{Th_{\text{эл.}}(\text{эл.})}{\delta \cdot Th_{\text{пер.}}(\text{н.эл.})} = \frac{1}{2} \cdot \frac{5 \cdot (ENC)}{\delta \cdot Th_{\text{пер.}}(\text{н.эл.})}, \quad (5.2-1)$$

а камер CPC-SCRO – по формуле

$$G = \frac{N(\text{эл.})}{N(\text{н.эл.})} = \frac{Th_{\text{эл.}}(\text{эл.})}{\delta \cdot Th_{\text{пер.}}(\text{н.эл.})} = \frac{5 \cdot (ENC)}{\delta \cdot Th_{\text{пер.}}(\text{н.эл.})}. \quad (5.2-2)$$

Это отношение приведено на уровне порогов. Газовое усиление G одного слоя в двухслойной камере типа WPC и CPC-DCRO составляет половину, отсюда $\frac{1}{2}$ в формуле (5.2-1). В камерах CPC-SCRO с одним сегментированным катодом регистрируется половина наведенного сигнала, и множитель $\frac{1}{2}$ не нужен. При

этом учитывается баллистический дефицит усилителя–формирователя δ , т. к. шум регистрируется полностью, а сигнал – с дефицитом.

Идея оптимизации режима работы камер мюонного детектора заключается в минимизации газового усиления, что можно сделать при минимуме числителя и максимуме знаменателя в формуле (5.2).

Минимум числителя определяется выбором пикового времени усилителя–формирователя $T_p=10$ нс, при котором шум электроники минимальный, и функция, определяющая временное разрешение камеры, имеет минимум, см. главу 4, рис. П4.8.

Максимум знаменателя в формуле (5.2) определяется выбором максимально допустимого порога регистрации в первичных электронах, при котором выполняется норма – эффективность регистрации мюонов высоких энергий $\varepsilon=0.95$ на временном интервале $\Delta t=20$ нс. Этот вопрос рассматривался теоретически в главе 1 (рис. 1.18), а в главе 2 проверялся при исследовании на пучках опытных образцов камер.

Параметр $\delta=0.085$ в формуле (5.2) измерен автором диссертации, методика приводится ниже, там же приводится сравнение с расчетом.

Приведем пример [100], определения оптимального газового усиления по формуле (5.2), привлекая данные таблицы 5.11 (последняя строка). Для максимально допустимого порога регистрации $Th_{opt}=4$ н.э. получим, что газовое усиление для камер М3R3 и М4R4, равняется $G_1=75120$ и $G_2=69861$ соответственно. Полагая $Th_{opt}=5$ н.э., получим меньшее газовое усиление: $G_1=60096$ и $G_2=55889$ соответственно. Особенность предложенного метода выбора режима работы камер заключается в том, что порог регистрации в первичных электронах выбивается одинаковым для камер с разными порогами электроники (разными из-за разных емкостей детектора, следовательно, разных шумов). При таком выборе получим одинаковую эффективность регистрации мюонов на временном интервале Δt , которая определяется первичной ионизацией, не зависящей от газового усиления. Вопрос, каким выбрать максимальный порог в первичных электронах, находится исключительно в компетенции мюонной

коллаборации. Принято считать оптимальным порогом 4 п.э.л. Подчеркнем очень важный момент предложенной методики оптимизации режима работы камер мюонного детектора.

Минимизация газового усиления гарантирует:

- минимальные кросстоки (все виды кросстоков);
- минимальную ширину пространственного кластера;
- минимальный пространственный заряд, что должно уменьшить влияние загрузки на газовое усиление;
- минимальное накопление заряда в камерах в течение эксперимента, что должно уменьшить эффекты радиационного старения и продлить время жизни мюонного детектора,

т. к. все перечисленные параметры системы возрастают с увеличением газового усиления, см. тесты, выполненные на пучках в главе 2.

5.5.1.1. Баллистический дефицит усилителя микросхемы CARIOSA

На рис. 5.56 и рис. 5.57 приведены две характеристики, при помощи которых измерен баллистический дефицит усилителя микросхемы CARIOSA.

Первая характеристика это – зависимость коэффициента газового усиления пропорционального счетчика, наполненного газовой смесью $Ar(90\%)CO_2(10\%)$ при давлении 2 атм, от напряжения [111, 112].

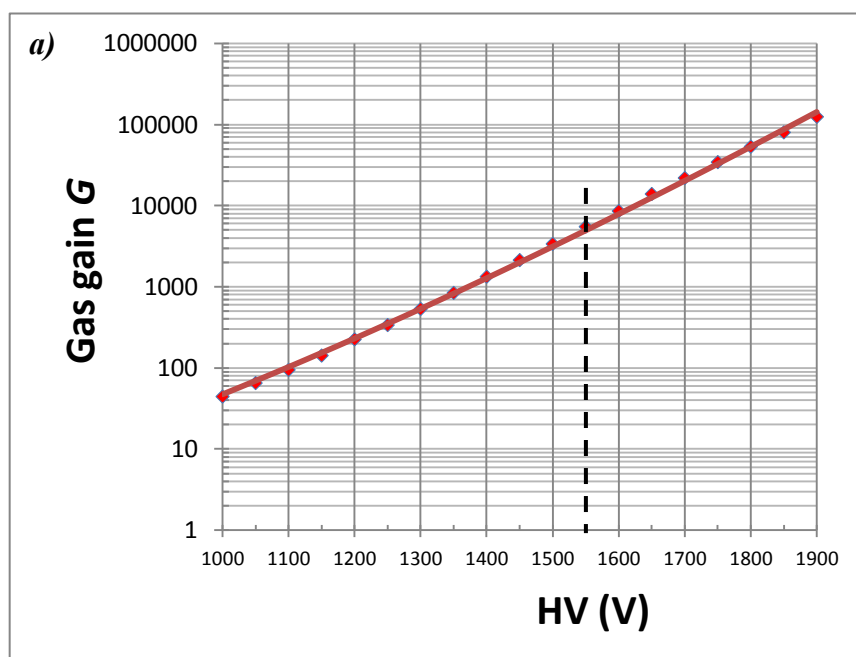


Рис. 5.56. Газовое усиление пропорционального счетчика (строу-трубка) как функция напряжения, измеренная по току.

Здесь газовое усиление найдено как отношение тока в трубке к току первичной ионизации при облучении высокоинтенсивным источником ^{137}Cs .

Вторая (рис. 5.57) – счетная характеристика, измеренная с усилителем CARIOCA, имеющим пиковое время $T_p=10$ нс, при облучении строу-трубки источником ^{55}Fe . На рисунке рядом приведен амплитудный спектр и показано, какому пику амплитудного спектра какая область счетной характеристики соответствует. Порог электроники в этом опыте составлял 15 фКл. Понятно, что счет начался при достижении амплитуды импульсов порога электроники. Дальше, как видно из рисунка, счетчик вышел на плато, причем хорошо виден небольшой участок, соответствующий пику 3 кэВ, а при напряжении 1550 В – появился участок, соответствующий основному пику 5.9 кэВ, при котором образуется 220 п.э., не зависящее от напряжения, чем и объясняется плато. Рост счета в конце плато обусловлен кросстоками (в опыте было несколько трубок), этот участок к делу не относится.

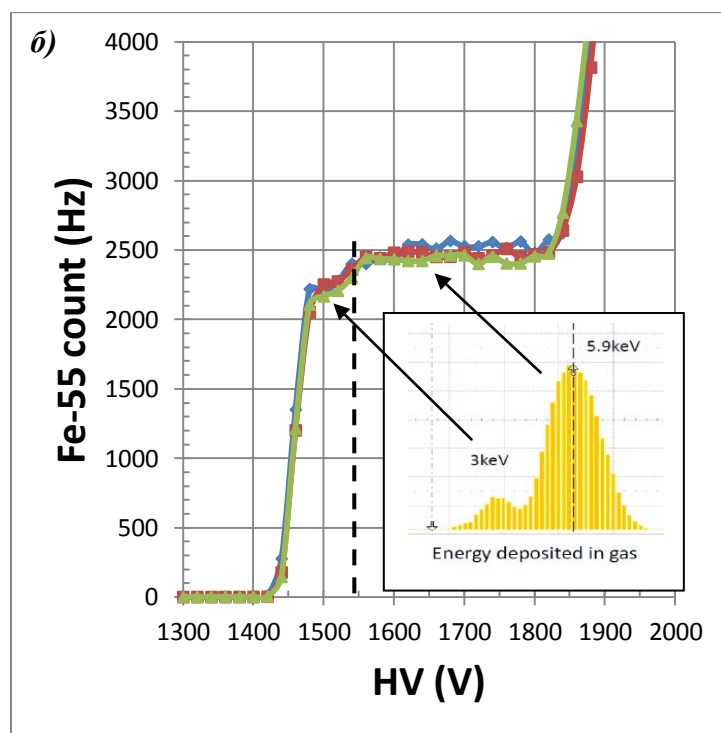


Рис. 5.57. Счетная характеристика пропорционального счетчика в зависимости от напряжения, измеренная с усилителем CARIOCA с пиковым временем $T_p=10$ нс при облучении трубки источником ^{55}Fe .

Пользуясь приведенными выше данными двух методик измерения газового усиления, дефицит усилителя микросхемы CARIOCA найден для одинакового газового усиления $G(V)=5000$ при одинаковом напряжении $V=1550$ В по следующей формуле:

$$\delta = \frac{1}{G(V)} \cdot \frac{Th_{эл.}(эл.)}{Th_{рег.}(п.эл.)} = \frac{1}{5000} \cdot \frac{15 \times 6250}{220} = 0.085, \quad (5.3)$$

где порог электроники $Th_{эл.}(эл.)=15$ фКл=93750 эл., а порог регистрации в первичных электронах $Th_{рег.}(п.эл.)=220$. Последний соответствует пику 5.9 кэВ.

Расчет дает значение параметра $\delta=0.105$, см. (5.4). Его можно определить, как отношение интегралов тока, полученных за два интервала времени: пиковое время усилителя T_p и полное время собирания T_c положительных ионов из рабочего зазора:

$$\delta = \frac{\int_0^{T_p} i(t) dt}{\int_0^{T_c} i(t) dt} = \frac{\int_0^{T_p} \frac{dt}{t+t_0}}{\int_0^{T_c} \frac{dt}{t+t_0}} = \frac{\ln\left(\frac{T_p}{t_0} + 1\right)}{\ln\left(\frac{T_c}{t_0} + 1\right)} = \frac{\ln\left(\frac{T_p}{t_0} + 1\right)}{2 \ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} \approx 0.105_{|t_0=3ns}$$

$$T_c = t_0 \cdot \left(\frac{r_c}{r_a}\right)^2 - \text{ions collection time} \quad (5.4)$$

При этом учтено, что вблизи проволочки при больших напряженностях электрического поля, а значит на интервале малых времен, форму тока определяет параметр t_0 , а дальше $t_0 = \frac{r_a^2 \ln(r_c/r_a)}{2\mu^+ V_a}$, см П1.4:

$$t'_0 = \frac{2}{3\mu^+} \sqrt{\frac{\ln(r_c/r_a)}{V_a} r_a^3 (1 + \zeta)^3} = 3 \text{ ns}$$

$$\zeta = \frac{\Delta V \ln(r_c/r_a)}{V_a \ln 2}$$

5.5.2. Определение рабочих напряжений

Из приведенных формул (5.2), (5.3) и (5.4) видно, что оптимальное напряжение определяется минимальным порогом электроники, оптимальным порогом регистрации в первичных электронах и параметром δ .

По найденному для каждой камеры газовому усилению G устанавливается рабочее напряжение V , которое определяется по эмпирической формуле:

$$V=(\ln G+6.21)/0.0067, \quad (5.5)$$

полученной фитированием результатов прецизионного измерения газового усиления в зависимости от напряжения на интервале рабочих напряжений [113]. Результаты прецизионного измерения газового усиления в зависимости от напряжения для рабочей газовой смеси $Ar(40\%)CO_2(55\%)CF_4(5\%)$ приведены на рис. 5.58. Эти измерения были выполнены рабочей группой мюонной коллаборации с высокой точностью, с учетом вариаций температуры и давления. Метод и результаты измерения газового усиления приведены в Приложении П5.1. Данные измерений фитировались зависимостью:

$$G(V, \rho) = \left[\frac{V}{a \cdot \ln(b/a) \cdot E_{min}(p_0) \frac{pT_0}{Tp_0}} \right]^{\frac{V \cdot \Delta V \cdot \ln 2}{\ln(b/a)}} \quad (5.6)$$

где a, b – радиусы анодной проволоочки и эквивалентного катода камеры (см. П1.1), E_{min} и ΔV – параметры приведенной формулы (5.6) Диеторна (*Diethorn*), p/T и p_0/T_0 – давление-температура газа и давление-температура, принятые как опорные, E_{min} – напряженность электрического поля, при которой “стартует” лавинная ионизация в газе, ΔV – разность потенциалов, при которой ускоренный электрон ионизует атом газа.

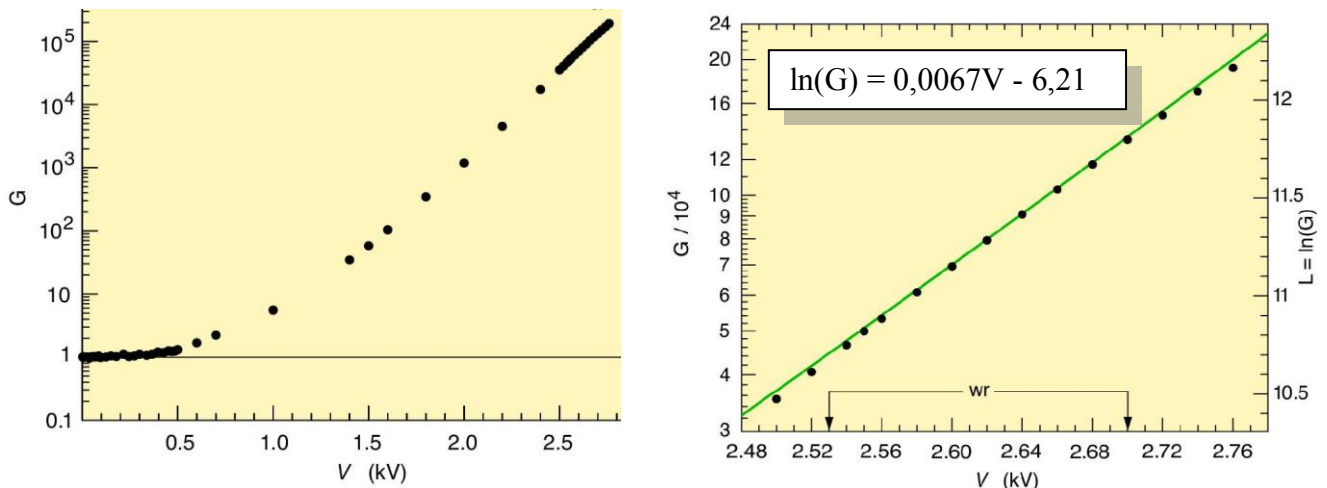


Рис. 5.58. Зависимости газового усиления мюонных камер от напряжения на разных интервалах напряжений, справа – в области рабочих напряжений (здесь $E_{min}=40\pm 2$ кВ/см, $\Delta V=42\pm 1$ В). Газовая смесь: $Ar(40\%)CO_2(55\%)CF_4(5\%)$. WR (*Working region*) – ожидаемая рабочая область.

Значения параметров $E_{min}=60\pm 2$ кВ/см и $\Delta V=32\pm 1$ В соответствуют интервалу напряжений 1600–2400 В, в котором коэффициент Таунсенда пропорционален напряженности электрического поля. В интервале более высоких напряжений, в том числе в области рабочих напряжений 2480–2780 В, указанное условие нарушается, поэтому здесь приведены другие наилучшие значения фит-параметров: $E_{min}=40\pm 2$ кВ/см, $\Delta V=42\pm 1$ В. Этому интервалу напряжений соответствует также приведенная выше формула (5.3) – более удобно представленная с логарифмированием натуральным логарифмом, см. рис. 5.58 справа. Для приведенного выше примера $G_1=75120$ $\ln(G_1)=11.22$, а $G_2=69861$ $\ln(G_2)=11.15$, напряжения будут 2620 В и 2600 В соответственно. На рис. 5.59 показаны зависимость $\ln G$ от напряжения и влияние на усиление отношения T/P в пределах $\pm 2.5\%$. При этом показано, что изменение напряжения на 100 В изменяет газовое усиление в 2 раза (1.96). Приведенный интервал изменений отношения T/P взят из вариаций атмосферного давления в регионе г. Женевы (CERN) за длительный период наблюдений с 1995 г. по 2005 г. Как видно из рисунка, приведенный интервал изменений T/P эквивалентен изменению напряжения на 50 В.

Вариации отношения T/P обязательно учитываются при выборе рабочего напряжения на камерах. При фиксированном пороге электроники изменением напряжения на камере можно изменять газовое усиление и порог регистрации в первичных электронах.

Предельно низкое газовое усиление можно получить, установив рабочую точку непосредственно на “колене” эффективности, однако для автоматического удержания ее при изменении давления и температуры окружающей среды необходимо стабилизировать газовое усиление соответствующим изменением напряжения. Такая идея автоматизированной стабилизации газового усиления, а значит порога регистрации и эффективности камеры была предложена в работе [100], но пока не реализована.

Вернемся к первичной ионизации и покажем, что в предыдущих расчетах, касающихся выбора порога регистрации в первичных электронах, имеется

“запас”, если учесть, что в минимуме (см. рис. 1.12) среднее число первичных кластеров, образованных мюоном в зазоре камеры $2h=5$ мм, $13\pm\sqrt{13}$, в максимуме $18\pm\sqrt{18}$, а в среднем 15.5. Разность составляет “запас”, и как показано на рис. 5.60 для зависимости эффективности от порога регистрации, см. формулу (1.3), для $n=13$ и $Th_{рег}=4$ н.э.л., “запас” составляет 100 В – более чем достаточный.

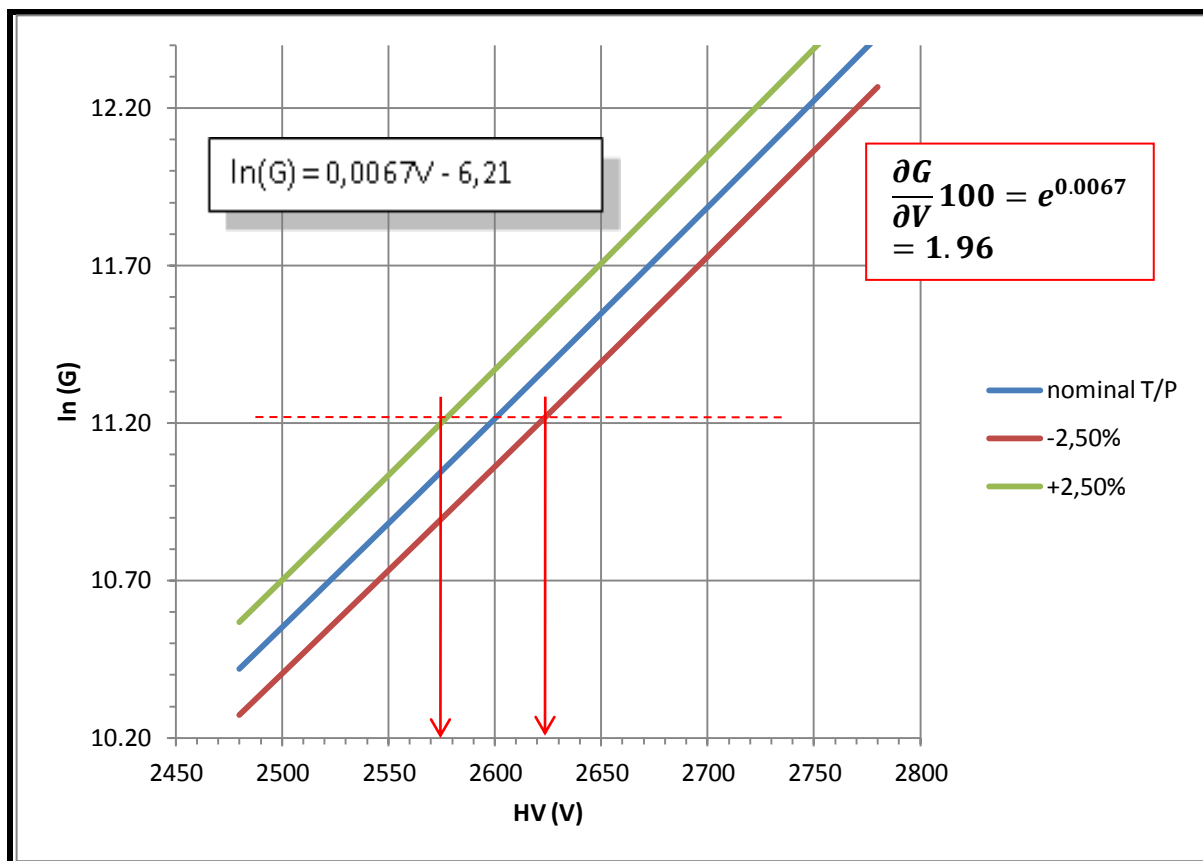


Рис. 5.59. Изменение напряжения на 100 В изменяет газовое усиление в 2 раза (1.96). Изменение газового усиления от напряжения при вариациях отношения T/P в пределах $\pm 2.5\%$ можно компенсировать изменением напряжения на 50 В.

Расчет рабочего газового усиления и соответствующего напряжения был выполнен в 2009 году с привлечением усредненных значений емкости детектора $C_{дет}$ (табличные величины), данных измерения эквивалентного шумового заряда в шахте, см. формулу (5.1) и рис. 5.54, и зависимости газового усиления от напряжения, см. формулу (5.4) и рис. 5.58. Из таблицы 5.15 видно, что расчет хорошо согласуется с экспериментом. Измерение эффективности, проведенное в 2009 году на космических мюонах, а с запуском коллайдера на частицах – критерий, по которому принималось окончательное решение, касающееся режима работы камер мюонного детектора. В таблице 5.15 приведены напряжения на 19-

ти камерах различной гранулярности, установленные в период 2010-11 г. г. и в 2012 г. Для сеансов 2012 года проводилось снижение газового усиления.

Таблица 5.15. Напряжения на камерах в сеансах ЛНС run1 и соответствующие им пороги регистрации в первичных электронах. Расчет выполнен по формулам (5.1–5.5) с использованием табулированных значений $C_{дет}$ и $Th_{эл.}$ (см. рис. 5.54). По разности расчетных и установленных напряжений найдены пороги регистрации в первичных электронах

Камера	$C_{дет}$ ($n\Phi$)	$Th_{эл}$ (эл.)	G	2009 г. (расчет)	2010 – 11 г.г.	2012 г.	$Th_{рег}$ ($n.эл.$)
M1R2	58	19078	56112	2559	2600	2550	4
M1R3	82	24442	71888	2596	2620	2570	5
M1R4	122	33382	98182	2642	2580	2580	6
M2R1	131	35393	52049	2548	2530	2530	4.5
M2R2	112	31147	91609	2632	2610	2610	5
M2R3	130	32935	96867	2640	2590	2550	7
M2R4	165	42992	63224	2577	2560	2560	5
M3R1	130	36734	54021	2553	2530	2530	5
M3R2	115	31817	93581	2635	2620	2620	4.5
M3R3	120	32935	96868	2640	2590	2550	8
M3R4	185	47463	69798	2592	2570	2570	4.5
M4R1	79	23772	69916	2592	2570	2570	4.5
M4R2	139	37182	109357	2659	2630	2580	6
M4R3	145	38522	113302	2664	2640	2590	6
M4R4	205	51933	76371	2605	2580	2580	4.5
M5R1	82	24442	71888	2596	2580	2580	4.5
M5R2	139	37182	109357	2659	2640	2550	8
M5R3	150	39640	116588	2668	2650	2600	6
M5R4	225	56403	82945	2617	2600	2600	4.5
Среднее значение	–	–	83891	2596	2594	2572	5.4

Как видно, в сравнении с периодом 2010–11 г.г. это привело к увеличению порогов регистрации в среднем с 4.2 до 5.4 первичных электронов. К заметному снижению эффективности камер мюонного детектора это изменение режима не привело, что говорит о том, что порог 4 $n.эл.$, принятый как “оптимальный” в формуле (5.2), можно увеличить до 6 $n.эл.$ Это согласуется с рис. 5.60 и

дополняющим его рис. 5.61. В будущем сеансе ЛНС run II, который начнется в апреле 2015 года, вероятно, будет проведена более тонкая настройка режима работы камер мюонного детектора. Так, очевидно, следует увеличить порог регистрации в камерах M1R2 до 6 *п.эл.* (см. главу 1. Раздел 1.6).

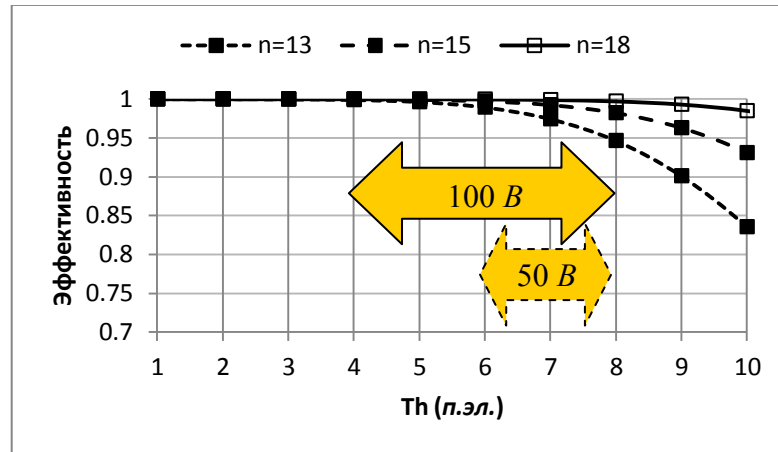


Рис. 5.60. Зависимости эффективности регистрации от порога регистрации в первичных электронах, полученные по формуле (1.3) и свидетельствующие о том, что при норме $\varepsilon = 0.95$ имеется “запас” в 2 раза между порогами 4 *п.эл.* и 8 *п.эл.* (по шкале напряжений это – 100 В) при среднем $n=13$.

Если $n=15$, то запас увеличивается, значит порог регистрации можно увеличить, например, до $Th_{opt}=6$ *п.эл.*

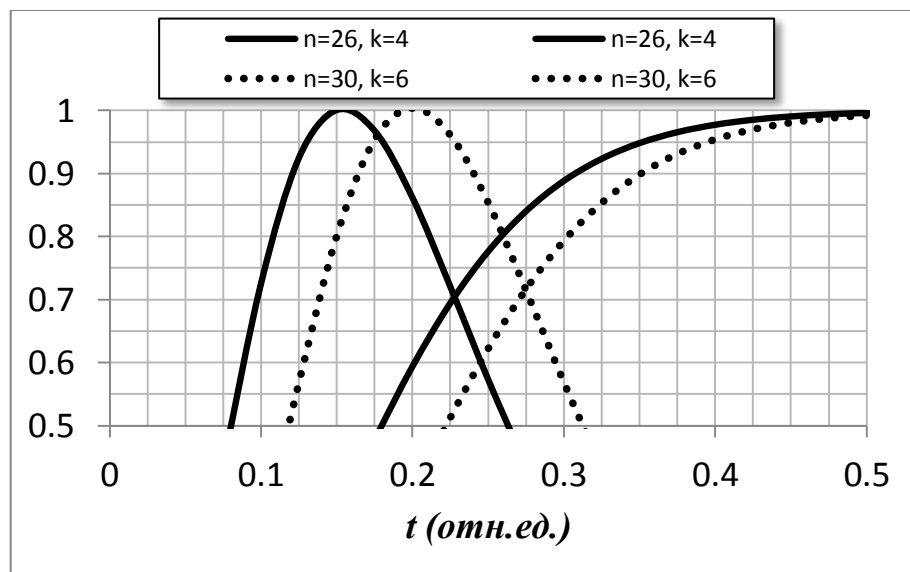


Рис. 5.61. Дифференциальное и интегральное распределения Пуассона (см. рис.1.17), откуда следует, что при одновременном увеличении n и k можно получить идентичные распределения. Сдвиг кривых на рисунке легко компенсируется задержкой по времени.

Предложенный метод оптимизации режима работы камер мюонного детектора ЛНСб-спектрометра имеет предсказательный характер, т. к. помогает в принятии решений.

П5.1. Результаты прецизионного измерения газового усиления камер мюонного детектора

Впервые газовое усиление в мюонной камере-прототипе с зазором 2.5 мм, с диаметром проволочки 30 мкм и шагом проволочек 1.5 мм было измерено автором диссертации, о чем говорится в работе [48], посвященной моделированию характеристик камер мюонного детектора. Результаты выполненных для газовой смеси $Ar(40\%)/CO_2(50\%)/CF_4(10\%)$ измерений фитировались формулой Диеторна и были получены следующие параметры $E_{min}=46.5$ кВ/см, $\Delta V=42$ В. На результатах этих измерений базировалось моделирование в тот период. В последствии изменилась как рабочая смесь, так и шаг проволочек, и другими авторами коллаборации [113] было выполнено прецизионное измерение газового усиления. Газовое усиление одной из четырехслойных камер в зависимости от напряжения, приведенное на рис. П5.1, было измерено для газовой смеси $Ar(55\%)CO_2(40\%)CF_4(5\%)$ путем измерения с высокой точностью тока плато ионизации, которое характеризуется единичным усилением. В измерениях использовался интенсивный гамма-источник ^{137}Cs (1.395 ГБк), пико-амперметр pA (Keithley 485) с разрешением 0.1 нА, включенный в катодные цепи четырех зазоров, и источник напряжения V , включенный в анодные цепи камеры, как показано на рис. П5.1а. Характеристика ток–напряжение в области плато ионизации при малых напряжениях, причем с изменением знака напряжения, показана на рис. П5.1б. Изменение знака напряжения выполнено с целью проверки симметрии характеристики и для контроля положения нуля.

Газовое усиление измерялось как отношение токов: тока при установленном напряжении к току плато ионизации с единичным усилением. Последний равняется 5 нА для четырех слоев камеры, поэтому для определения усиления одной камеры это значение нужно разделить на 4.

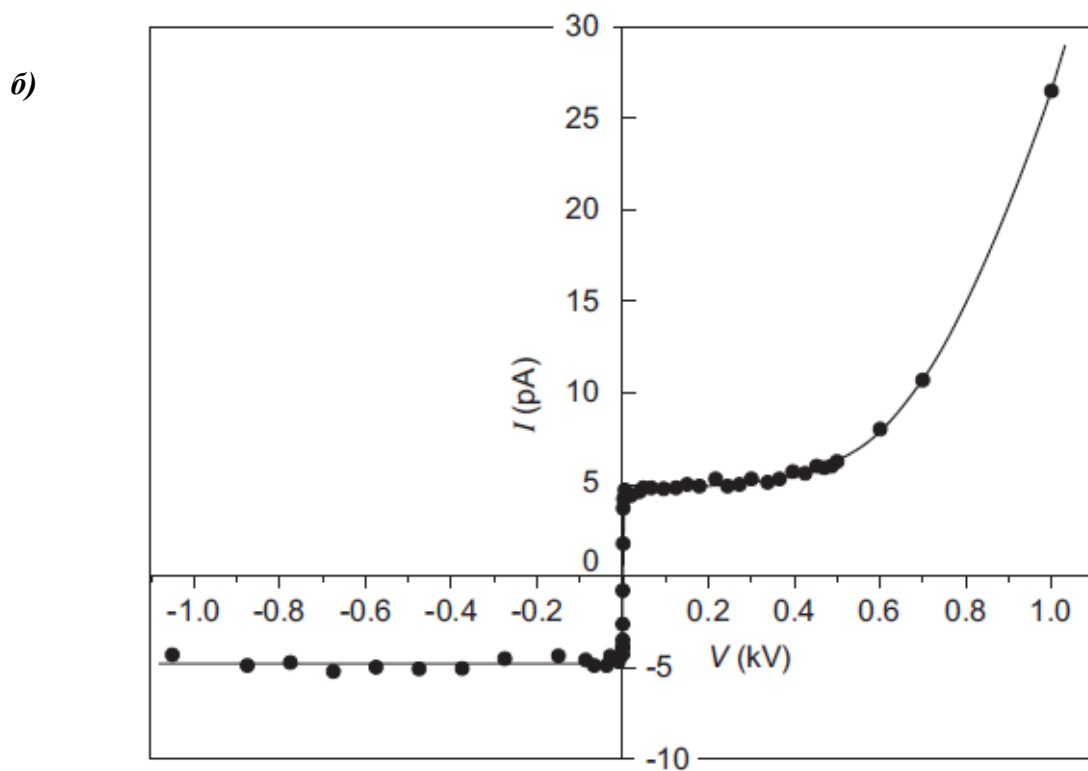
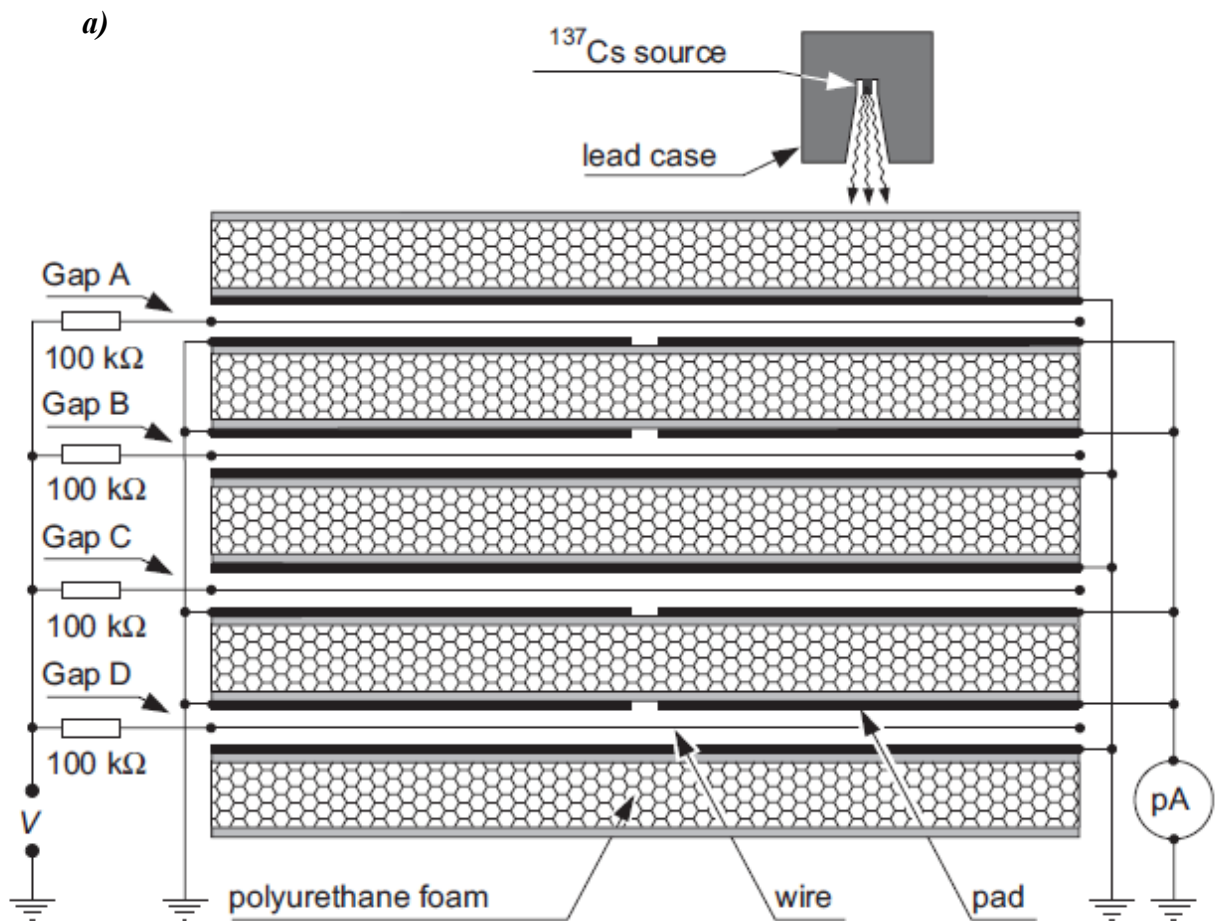


Рис. П5.1. Четырехслойная мюонная камера и схема измерения газового усиления (а), зависимость ток–напряжение в области плато ионизации с единичным усилением (б).

Положения главы 5 диссертации, выдвигаемые на защиту

1. Предложен метод оптимизации режима работы камер мюонного детектора, основанный на минимизации газового усиления, что можно сделать, выполнив следующие условия:

- Минимальный порог электроники;
- Максимальный порог регистрации в первичных электронах, при котором выполняется норма эффективности регистрации мюонов высоких энергий на временном интервале $\Delta t < 25$ нс.

- Минимизация газового усиления в свою очередь гарантирует:

- Минимальные кросстоки (все виды кросстоков);
- Минимальную ширину пространственного кластера;
- Минимальный пространственный заряд, что должно уменьшить влияние загрузки на газовое усиление;

- Минимальное накопление заряда в камерах в течение эксперимента, что должно уменьшить эффекты радиационного старения и продлить время жизни детектора;

Все перечисленные выше параметры увеличиваются с увеличением газового усиления.

- Метод имеет предсказательную силу: при рассогласовании расчетного и установленного режима видно, где и насколько порог регистрации в первичных электронах отклоняется от расчетного значения, где и какая требуется подстройка.

2. Предложен новый метод диагностики мюонной системы для обнаружения на ранней стадии развития таких нежелательных явлений и эффектов, как радиационное старение и механическая усталость конструкции мюонных камер (ослабление натяжения проволочек и др.), основанный на мониторинге эквивалентного шумового заряда (*ENC – Equivalent Noise Charge*) в каждом канале мюонного детектора в течение времени жизни детектора (эксперимента LHCb, а это – не менее 10, а то и 20 лет). Автор считает, что *ENC* –

наиболее чувствительный параметр, чтобы своевременно заметить малейшие изменения, т. к. при старении или потере натяжения проволочек в камерах могут появиться микроразряды.

Глава 6

Характеристики мюонного детектора, полученные на встречных протонных пучках Большого адронного коллайдера с энергией 3.5 – 4 ТэВ на пучок. Основные выводы первой сессии эксперимента LHCb

Эксперимент LHCb (рис. 6.1, рис. 6.2) с момента его запуска успешно отработал первый трехлетний цикл. За это время накоплен большой экспериментальный материал, касающийся как работы мюонного детектора в целом, так и его составных частей – камер вместе с электроникой. Это позволяет подвести итоги и сравнить ожидаемые характеристики с реальными достижениями – характеристиками, полученными на встречных пучках протонов при рекордно высоких энергиях сталкивающихся протонных пучков – до 8 ТэВ в с. ц. м. со светимостью $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, превышающей проектную светимость в 2 раза.

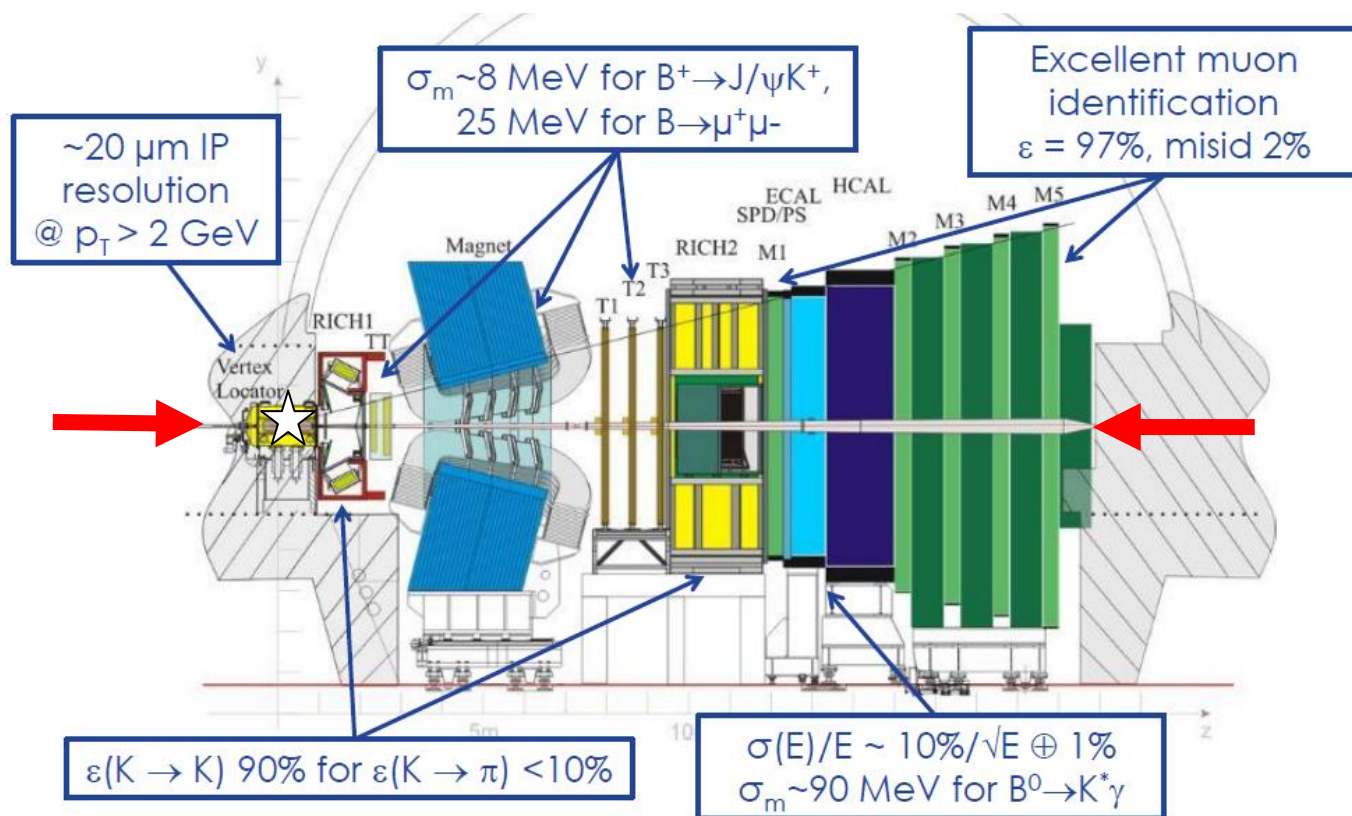


Рис. 6.1. Субдетекторы LHCb-спектрометра и основные характеристики, достигнутые в первом сеансе LHC Run I: *Vertex Finder* – вершинный детектор; *Tracker* – трековая система; *Magnet* – дипольный магнит с переключаемой полярностью магнитного поля; *Particle ID (RICH)* – система идентификации частиц на основе черенковских счетчиков; *Calorimetry* – электромагнитный и адронный калориметры; *Muon detection* – мюонный детектор. Красными стрелками показаны встречные пучки; точка встречи пучков, обозначенная звездочкой (как первичная вершина pp -столкновения), расположена в вершинном детекторе.

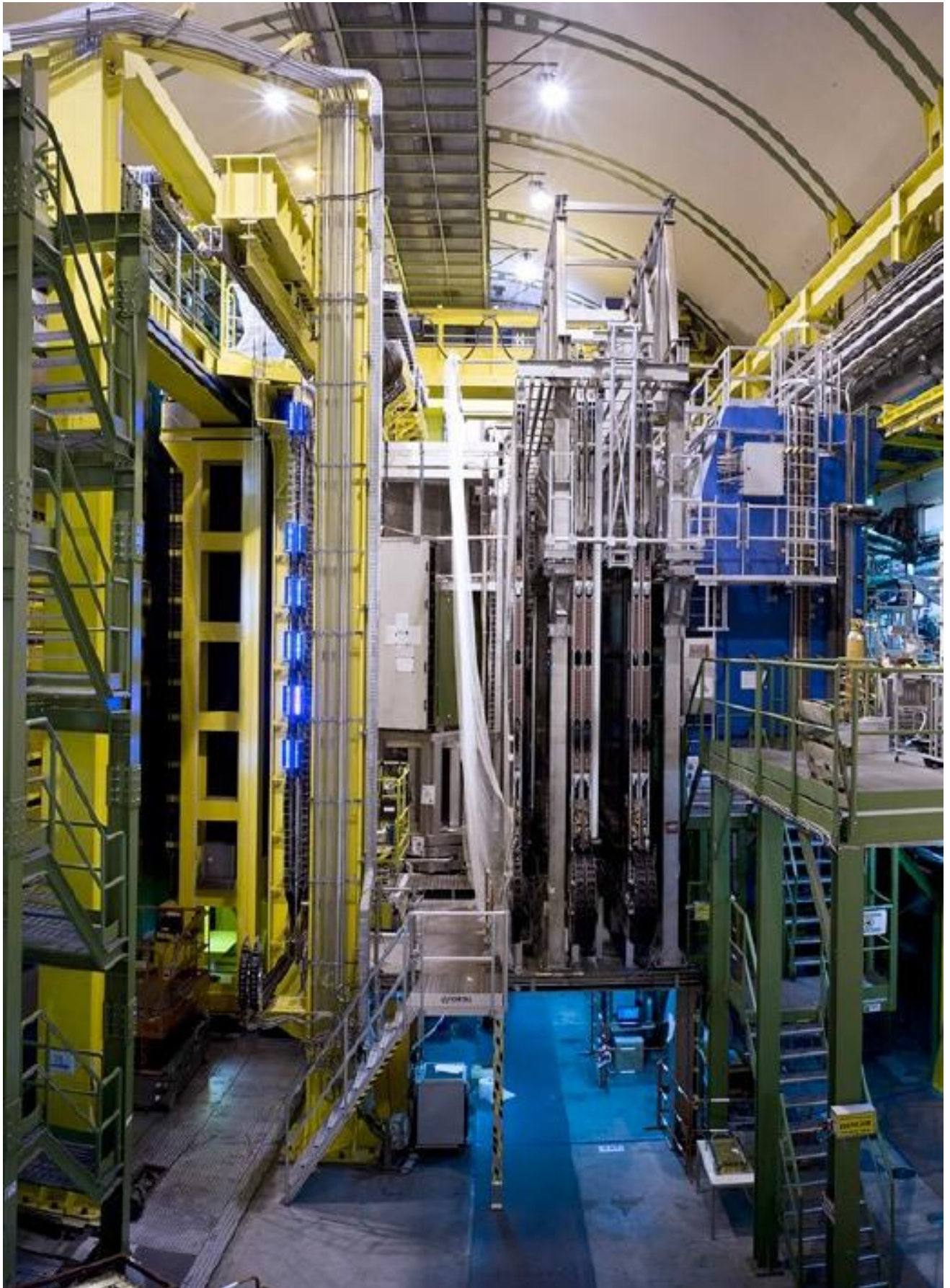


Рис. 6.2. Фотография установки LHCb в шахте (справа – дипольный магнит, в центре – трековая система, а также RICH2 и калориметры, слева видна мюонная станция M1, остальные мюонные станции – за кадром слева).

Первые пучки протонов появились в конце 2009 года и имели каждый энергию 900 ГэВ, позже – 2.36 ТэВ (мировой рекорд, далее БАК неоднократно увеличивал рекорд), но по порядку..., начнем с тестов на космических мюонах.

Первоочередными задачами после сборки ЛНСб-спектрометра в шахте до запуска ЛНС стали следующие:

- пространственная юстировка всех субдетекторов
- временная юстировка всех субдетекторов

в том числе камер мюонного детектора.

Напомним, мюонный детектор состоит из 1380 камер, из которых 1104 это – четырехслойные проволочные камеры мюонных станций М2–М5; 264 это – двухслойные проволочные камеры мюонной станция М1 и 12 двухслойных камер микроструктурного типа *Triple-GEM* мюонной станция М1.

6.1. Результаты измерения основных характеристик мюонного детектора в шахте на космических мюонах

Решение поставленных выше задач начало осуществляться первоначально на космических мюонах [114]. Интенсивность триггерных сигналов от калориметра на космических мюонах была вполне приемлемой и составила несколько Герц. С триггером от калориметров было накоплено 2.5 млн событий с мюонами, и на такой цикл требовалось приблизительно 3 недели непрерывной работы системы. По этим данным было реконструировано более 250 тысяч треков, которые содержали не менее четырех точек на треках в мюонном детекторе (см. рис. 6.3), по которым были построены угловые зависимости, приведенные на рис. 6.4. Чтобы пройти через 5 мюонных станций, необходима энергия мюонов, превышающая 6 ГэВ. На основе полученных данных была в первом приближении произведена пространственная “выстройка” камер мюонного детектора М1–М5, результаты которой сведены в таблицу 6.1. На “космических” событиях отсутствовали треки, идущие от первичной вершины (ПВ) в вершинном детекторе, поэтому выстройка по таблице 6.1 является предварительной, и с появлением пучков это измерение будет обновлено. Погрешность ± 1 мм в координатах X и Y , с которой измерены положения мюонных

камер, гарантирует получение достаточно высоких характеристик установки; в координате Z , направленной по оси пучка, допустима большая погрешность. Погрешность, с которой воспроизводится позиция камер после перемещения полустанций, составляет ± 5 мм и считается хорошим результатом.

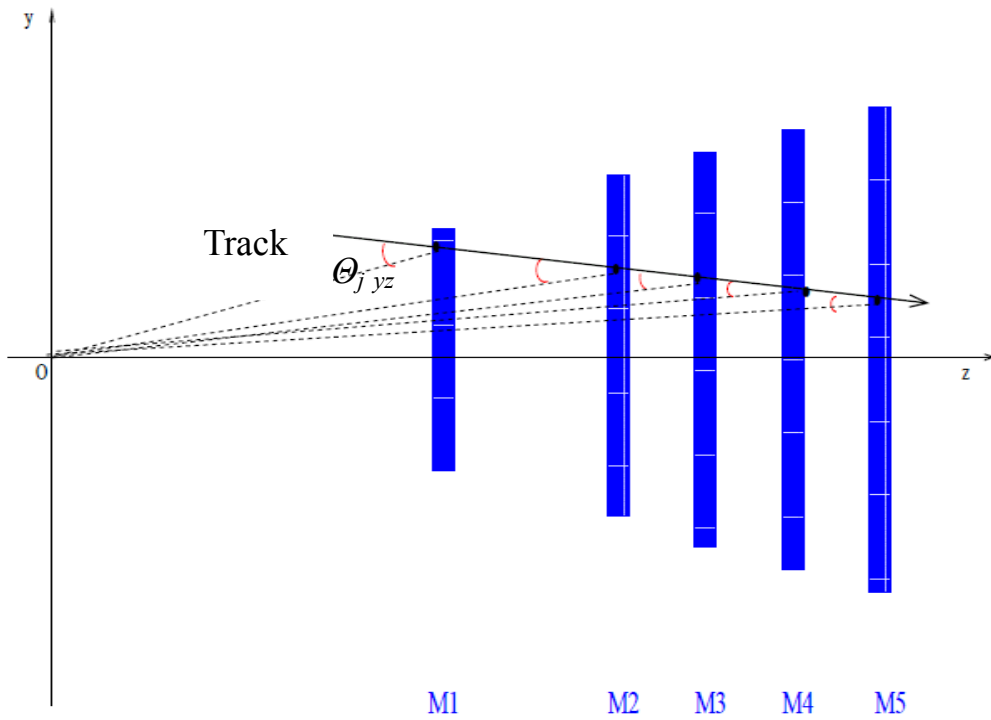


Рис. 6.3. Треки космических мюонов. Показаны углы $\theta_{j,yz}$ в вертикальной плоскости (j – номер станции) в направлении к предполагаемой первичной вершине.

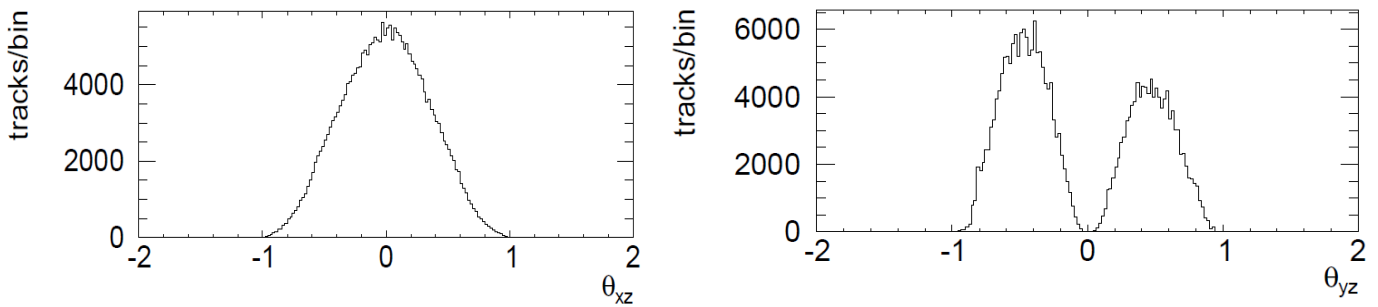


Рис. 6.4. Угловые распределения в горизонтальной XZ и в вертикальной YZ плоскостях системы координат установки LHCb, построенные на космических мюонах, углы указаны в радианах. Два пика справа – характерные распределения по углу для треков от космических мюонов, пересекающих сверху вниз (таких частиц больше) и снизу вверх (таких частиц меньше).

Результаты измерений эффективности камер, взятых выборочно по всем станциям M1–M5, найденные при условиях: $tg(\theta_{i,xz}) < 0.2$. и $tg(\theta_{i,yz}) < 0.06$ приведены в таблице 6.2 (где $i=1, 2, 3, 4, 5$ – номер станции), а на рис. 6.5 показаны полученные зависимости эффективности от углов для одной из камер станции M4.

Таблица 6.1. Пространственное положение камер мюонного детектора относительно станции M2

Станция	Сторона С (фронтальная плоскость справа от ПВ)		Сторона А (фронтальная плоскость слева от ПВ)	
	ΔX (мм)	ΔY (мм)	ΔX (мм)	ΔY (мм)
M1	1.8 ± 0.2	-0.7 ± 0.5	2.7 ± 0.2	-1.8 ± 0.5
M2	реперная	реперная	реперная	реперная
M3	1.1 ± 0.2	-1.8 ± 0.9	-0.7 ± 0.2	-1.3 ± 0.9
M4	1.3 ± 0.7	-2.8 ± 1.1	-1.6 ± 0.7	-2.0 ± 1.1
M5	1.1 ± 0.8	-1.0 ± 1.3	2.9 ± 0.8	-2.9 ± 1.3

Имеющейся статистики, накопленной с космическими мюонами, явно недостаточно для точных измерений по всем камерам мюонного детектора (1380 шт.), и измерения на пучке будут повторены. Методика и результаты временной выстройки камер на космических мюонах детально обсуждаются в работе [108].

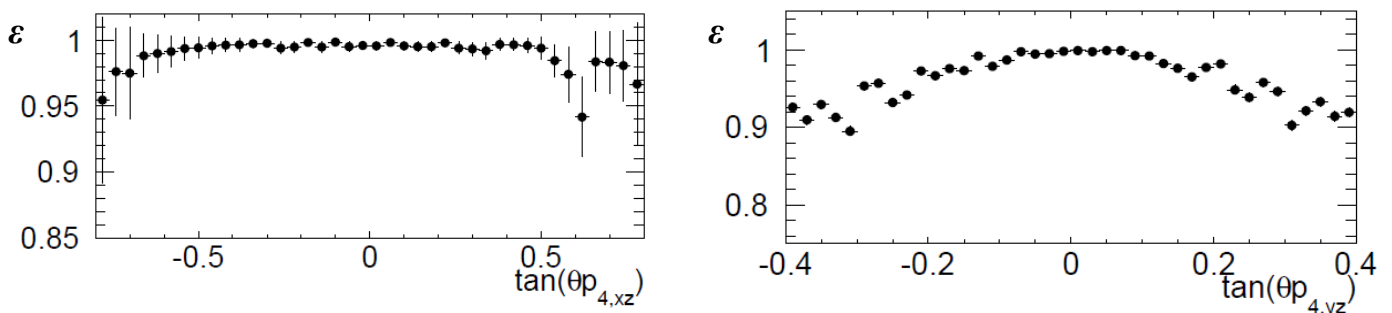


Рис. 6.5. Угловые зависимости эффективности одной из камер мюонной станции M4 в горизонтальной XZ и вертикальной YZ плоскостях системы координат, принятой в LHCb спектрометре. Другие камеры и другие мюонные станции – аналогично.

Таблица 6.2. Эффективность камер мюонного детектора, измеренная на космических мюонах в шахте на временном интервале $\Delta t = 125$ нс в интервале углов: $tg(\theta_{i,xz}) < 0.2$ и $tg(\theta_{i,yz}) < 0.06$

Эффективность	М ю о н н а я с т а н ц и я				
	M1	M2	M3	M4	M5
ε (%)	98.8 ± 0.4	99.7 ± 0.1	99.9 ± 0.1	99.8 ± 0.1	99.8 ± 0.1

На рис. 6.6. приведены результаты оценки ширины пространственного кластера на временном интервале $\Delta t = 25$ нс для углов между нормалью к плоскости камеры и треком, не превышающем 300 мрад (аксептанс LHCb). По-видимому, этот параметр находится в пределах нормы $CS_{max} = 1.2$, но накопленной статистики здесь явно недостаточно для точного измерения этого важного параметра.

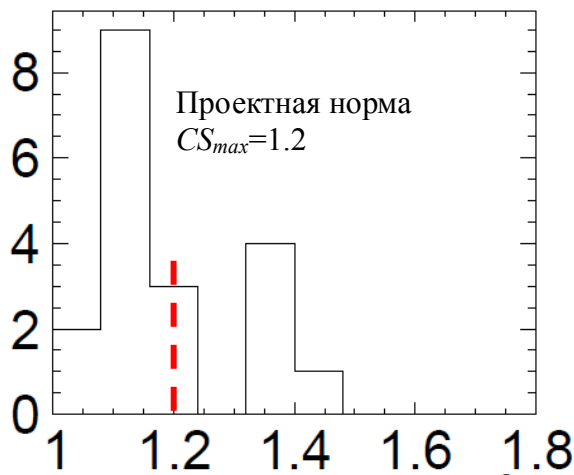


Рис. 6.6. Распределение ширины пространственного кластера на временном интервале 25 нс, полученное на космических мюонах для углов, не превышающих 300 мрад (акцептанс LHCb) между нормалью к плоскости камеры и треком в вертикальной плоскости установки. Красной линией показана проектная норма $CS_{max}=1.2$

Временная выстройка всех 122112 каналов мюонного детектора проводилась на генераторных сигналах. При этом компенсировалась прежде всего временная задержка сигналов, вносимая кабелями. Юстировка выполнялась с шагом 1.25 нс во временном диапазоне 52 нс при помощи микросхемы DIALOG. Результаты измерений временного "сдвига" заносились как константы в базу данных для последующего использования. После временной выстройки измерялись временные распределения при фиксированном напряжении на камерах. Результаты фитирования функцией Гаусса центральной части распределений, приведенных на рис. 6.7 в качестве примера для камер M5R4 и M3R2, для всех камер сведены в таблицу 6.3

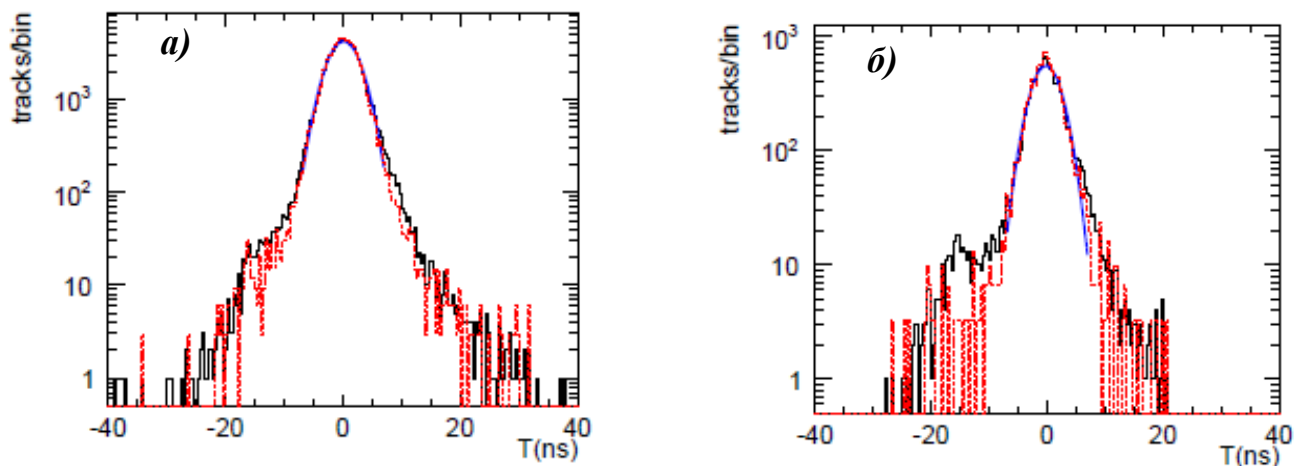


Рис. 6.7. Временные распределения сигналов от космических мюонов (логарифмический масштаб), полученные для камер M5R4 (а) и M3R2W (б).

На космических мюонах была произведена дополнительная временная коррекция, включающая задержку сигналов, зависящую от напряжения. Эта задержка не является постоянной, а изменяется при изменении напряжения. На

рис. 6. приведены временные распределения с учетом такой коррекции. В таблице 6.3 собраны результаты фитирования распределений (приведено среднеквадратичное значение σ_t) по всем типам камер мюонного детектора. Диапазон полученных значений σ_t лежит в пределах 3.1– 4.3 нс, что является хорошим результатом.

Камера	ременное разрешение σ_t (нс)
M1R1	4.3±1.2
M1R2	3.4±0.6
M1R3	3.7±0.2
M1R4	3.8±0.2
M2R1W	3.1±0.3
M2R1C	3.1±0.3
M2R2W	3.2±0.2
M2R2C	3.2±0.2
M2R3	3.5±0.2
M2R4	3.3±0.1
M3R1W	3.6±0.3
M3R1C	3.4±0.3
M3R2W	3.2±0.2
M3R2C	3.2±0.2
M3R3	3.5±0.2
M3R4	3.1±0.1
M4R1	4.1±0.4
M4R2	3.7±0.2
M4R3	3.7±0.1
M4R4	3.3±0.2
M5R1	3.3±0.3
M5R2	3.5±0.3
M5R3	3.5±0.1
M5R4	3.3±0.1

Таблица 6.3. Временное разрешение мюонных камер, измеренное на космических мюонах в шахте (приведено σ_t); W обозначает сигналы с проволочных стрипов, C – с катодных падов в камерах комбинированного (смешанного) типа

6.2. Основные характеристики мюонного детектора, полученные при энергии сталкивающихся протонов 3.5 ТэВ в сеансах 2010-2011 г. г.

Запуск Большого адронного коллайдера БАК/LHC был осуществлен в 2009 году, и весь 2009 год считается стартовым периодом – *stratup*. Первые пучки протонов с энергией сначала 900 ГэВ, а затем 2,36 ТэВ были получены уже в конце 2009 г. Столкновение протонных пучков даже с пониженной интенсивностью позволило накапливать статистику многократно выше “космической”, причем в нужном телесном угле установки, с *pp*-взаимодействием в вершинном детекторе, в

условиях, существенно отличающихся от показанных рис. 6.3. и завершить настройку всех систем эксперимента LHCb [115]. Прежде всего была завершена временная настройка всех каналов мюонного детектора, причем выполненная для “оптимизированного” режима работы камер по газовому усилению (см. главу 5).

На рис. 6.8 приведены временные спектры для 20-ти типов камер мюонного детектора, это сделано на пучке с достаточной статистической точностью для всех 1380 камер. Как видно, диапазон полученных здесь значений σ_t лежит в пределах 2.5–3.6 нс, что считается отличным результатом. Результаты в числах измерения эффективности 20 типов камер мюонного детектора представлены в таблице 6.4 с высокой статистической точностью. Дополнительно приведены средние значения эффективности по каждой мюонной станции.

Таблица 6.4. Результаты измерения эффективности 20 типов камер мюонного детектора.

Мюонная станция	Среднее значение по мюонной станции	Регион			
		R1	R2	R3	R4
		Эффективность с объединением двухслойных камер по ИЛИ			
M1	99.55±0.02	98.99±0.08	99.58±0.03	99.60±0.03	99.84±0.03
M2	99.84±0.01	99.79±0.05	99.87±0.02	99.80±0.02	99.95±0.02
M3	99.85±0.01	99.69±0.06	99.85±0.02	99.85±0.02	99.95±0.02
M4	99.85±0.01	99.89±0.05	99.82±0.02	99.82±0.02	99.96±0.02
M5	99.75±0.01	99.75±0.06	99.75±0.03	99.77±0.02	99.72±0.03

На рис.6.9 и рис. 6.10 приведены карты с панорамным обзором, где цветом (шкала справа) представлена интенсивность срабатываний камер каждой из пяти мюонных станций M1-M5 во фронтальной плоскости XY с запуском мюонной системы от калориметров при энергии протонов 3.5 ТэВ на пучок.

Указаны размеры мюонных станций в см (станция M1 имеет размеры $6 \times 6 \text{ м}^2$, а M5 – $12 \times 9 \text{ м}^2$). Видно, что срабатывания камер подчиняются определенному распределению, причем симметричному, видно гало фона, возникающего при столкновении пучков, и белый квадрат, где нет камер – труба с пучками. Панорамный обзор позволяет увидеть, что отдельные зазоры мюонных камер не работают (именно “зазоры”, в целом все камеры работают, “дыр” нет). Есть отдельные каналы, которые

маскированы (в этих каналах – недопустимо высокий шумовой счет), их немного – доли процента.

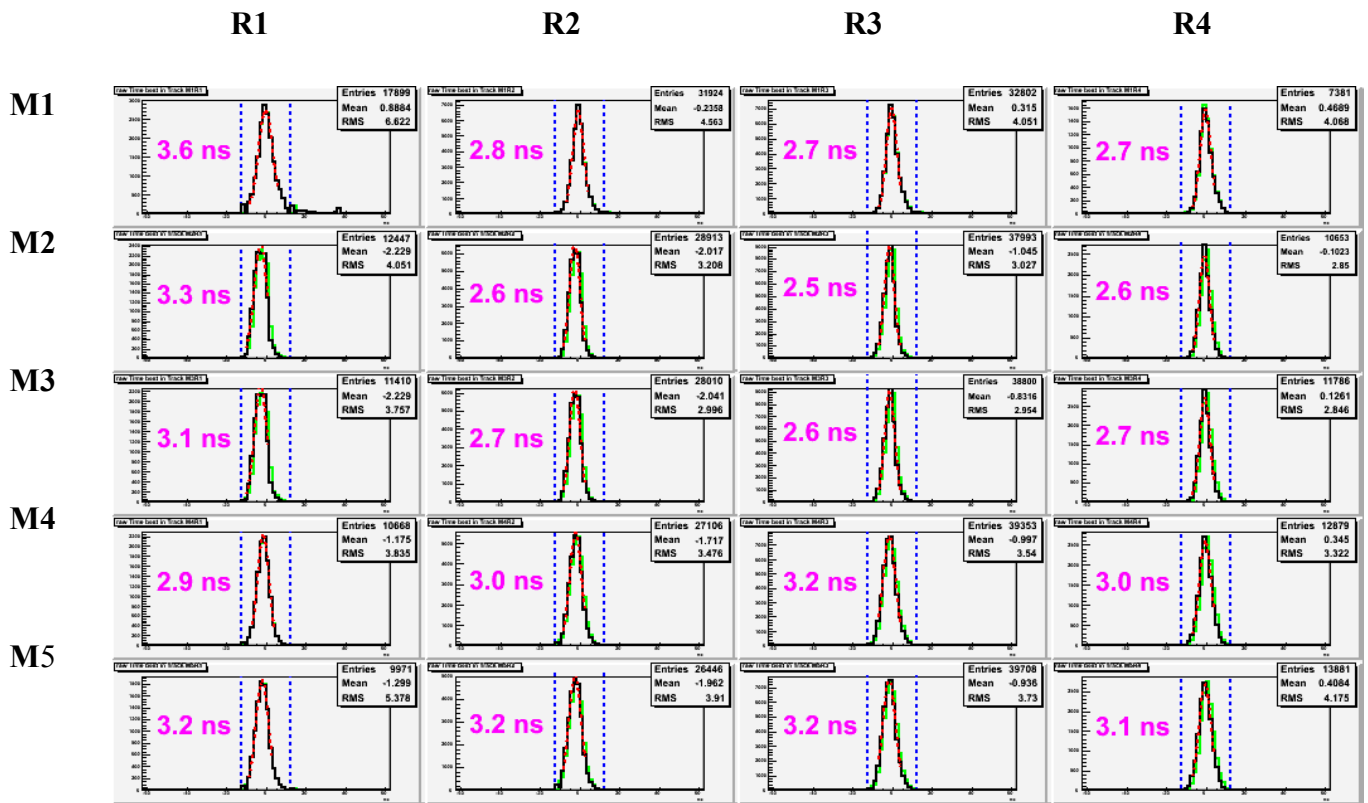


Рис. 6.8. Временные распределения 20 типов камер, полученные на частицах в тестовых сеансах.

Из рис. 6.10, который взят из отчета работы мюонного детектора в 2011 году, видно, что меньше каналов мюонных камер не работает, т. е. качество работы детектора повышено. На протяжении первой сессии *LHC run1* (2010–2012г.г.) Большой адронный коллайдер методично совершенствовался в части увеличения светимости и уменьшения “спикованности”. На этом рисунке показано, что светимость в 2011 году составляла $4 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и в 2 раза превышала номинальную для эксперимента LHCb величину. Следует отметить, что при такой светимости проводился эксперимент LHCb до конца первой трехлетней сессии. Все системы установки справлялись с удвоенной светимостью.

На рис. 6.11 приведена карта загрузки станций мюонного детектора M1–M5 мюонами, ассоциированными с треками мюонов, проходящими через все 5 станций мюонного детектора, т. е. с энергиями мюонов выше 6 ГэВ .

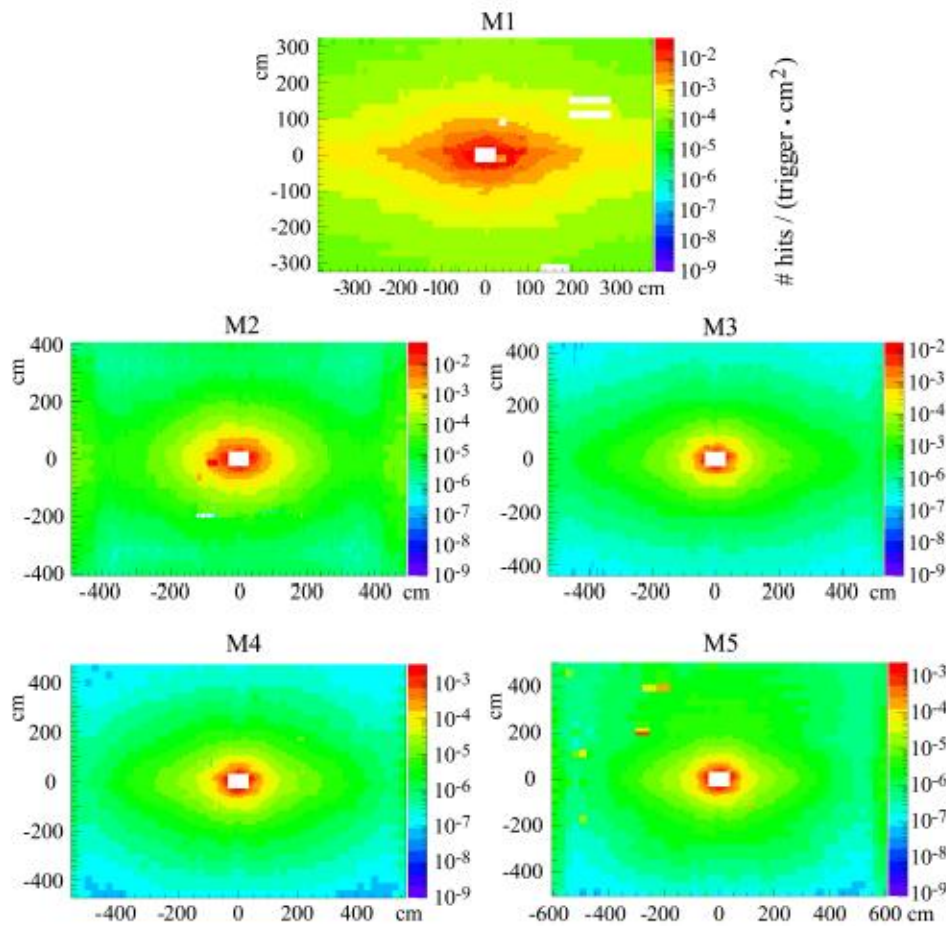


Рис. 6.9. Карта срабатываний мюонных станций M1–M5 с запуском от калориметров в сеансах 2010 года при энергии встречных протонных пучков 3.5 ТэВ при светимости ниже проектной.

/Muon/4.Pad Maps/Particle density/Summary

Run 93704, started 2011-06-16 10:45:09, duration: 00:10:04

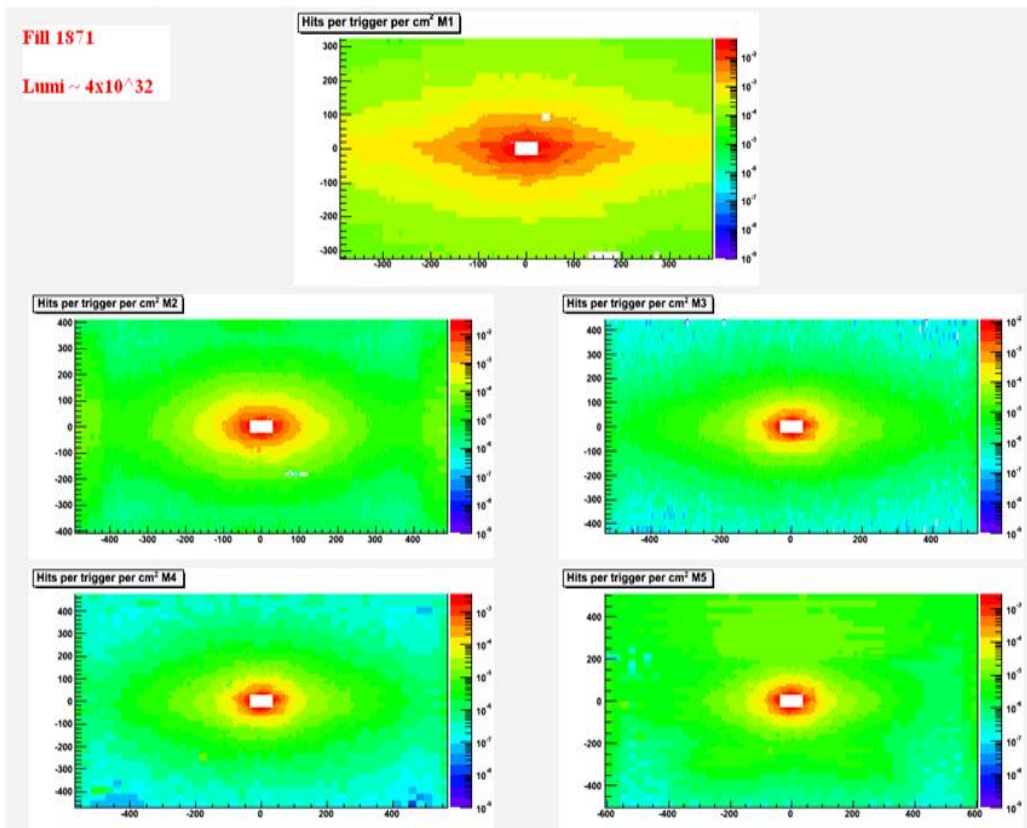


Рис. 6.10. Карта срабатываний мюонных станций M1–M5 с запуском от калориметров в сеансах 2011 года при энергии встречных протонных пучков 3.5 ТэВ. при светимости коллайдера $4 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в 2 раза выше номинальной для эксперимента LHCb.

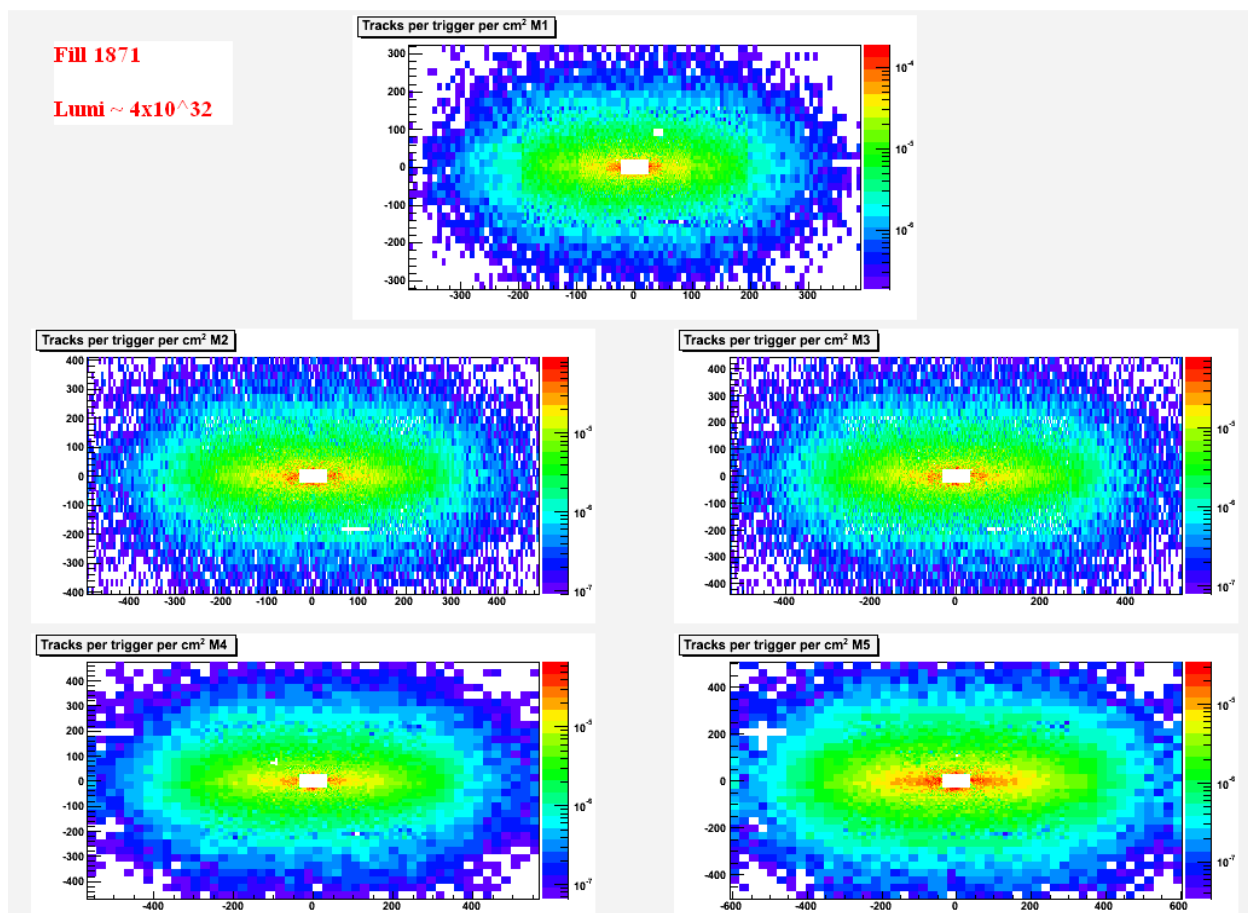


Рис. 6.11. Карта загрузки станций мюонного детектора M1-M5 мюонами, ассоциированными с треками частиц, проходящими через все 5 станций мюонного детектора (что уменьшило интенсивность засветки), в сеансах 2011 года при энергии встречных протонов 3.5 ТэВ на пучок и светимости коллайдера $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, в 2 раза выше проектной.

Здесь показан один из сеансов 2011 года при энергии встречных протонных пучков 3.5 ТэВ на пучок при светимости $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что в 2 раза выше проектной светимости.

6.3. Основные характеристики мюонного детектора на пучке ЛНС при энергии сталкивающихся протонов 4 ТэВ в 2012 году

На номинальную светимость эксперимент ЛНСб вышел в 2011 году. На рис. 6.12 приведены типичные карты загрузки мюонных станций M1–M5 в сеансах 2012 г. при энергии встречных пучков протонов 4 ТэВ на пучок и светимости $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что в 2 раза выше проектной светимости. Следует подчеркнуть, что в этом режиме коллайдера частота банчей составляла 20 МГц , а не 40 МГц , как это предусматривалось проектом.

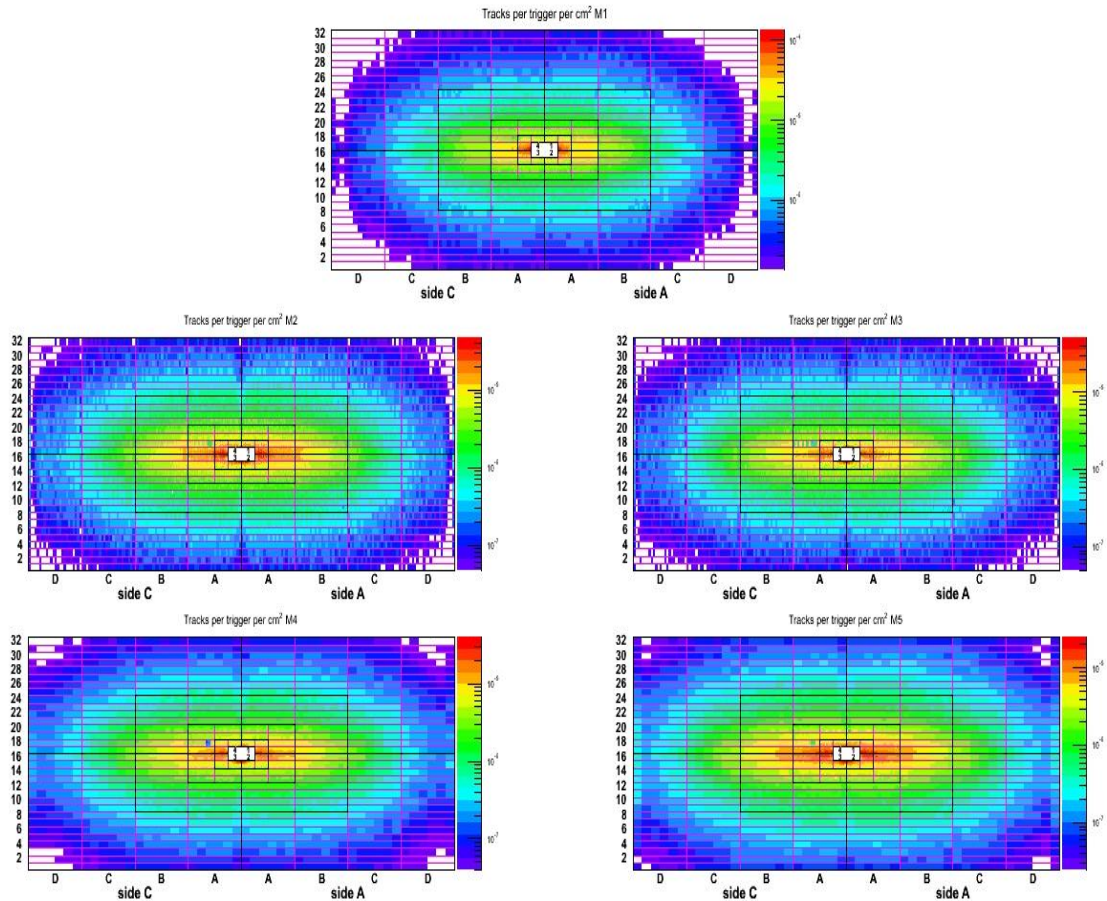


Рис. 6.12. Карта загрузки станций мюонного детектора М1-М5 мюонами, ассоциированными с треками частиц, проходящими через все 5 станций мюонного детектора (что уменьшило интенсивность засветки), в сеансах 2012 года при энергии встречных протонов 4 ТэВ на пучок и светимости коллайдера $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, в 2 раза выше проектной.

На этом же рисунке приведена также эффективность как функция импульса мюонов (красные точки – 2011 г., синие – 2012 г.) в диапазоне импульсов от 5 до 0 ГэВ/с. В порядке обсуждения достигнутых результатов обратимся к рис. 6.14 [115]. Здесь показаны основные характеристики мюонного детектора в сеансах 2010 года: среднеквадратичные значения временных спектров (достигнутое значение в среднем – 3.5 нс), значения эффективности с нормой 99.7% и ширины пространственного кластера с нормой 1.2 для всех 20 типов мюонных камер. Обозначенные стрелкой незначительные отклонения от проектных значений ширины кластера носят явно случайный характер, т. к. противоречат хорошему временному разрешению 3 нс, приведенному там же. Требуется незначительное снижение газового усиления с целью увеличения порога в п.э.л., чтобы привести указанные значения параметров к норме. Указанные стрелками значения параметров откорректированы в сеансах 2011

и 2012 года. Из приведенной выборки видно, что проектные характеристики камер соответствуют нормам и требованиям эксперимента LHCb. Полученная эффективность мюонного детектора, в целом выше 99%, позволила обеспечить эффективность идентификации мюонов 98% вместо проектных 95%, а не мюонов 2% вместо 5%. Получены следующие данные ошибочной идентификации частиц [116]: $\varepsilon(p \rightarrow \mu) = (0.21 \pm 0.05)\%$; $\varepsilon(\pi \rightarrow \mu) = (2.38 \pm 0.02)\%$; $\varepsilon(K \rightarrow \mu) = (1.67 \pm 0.06)\%$, см. рис.6.15.

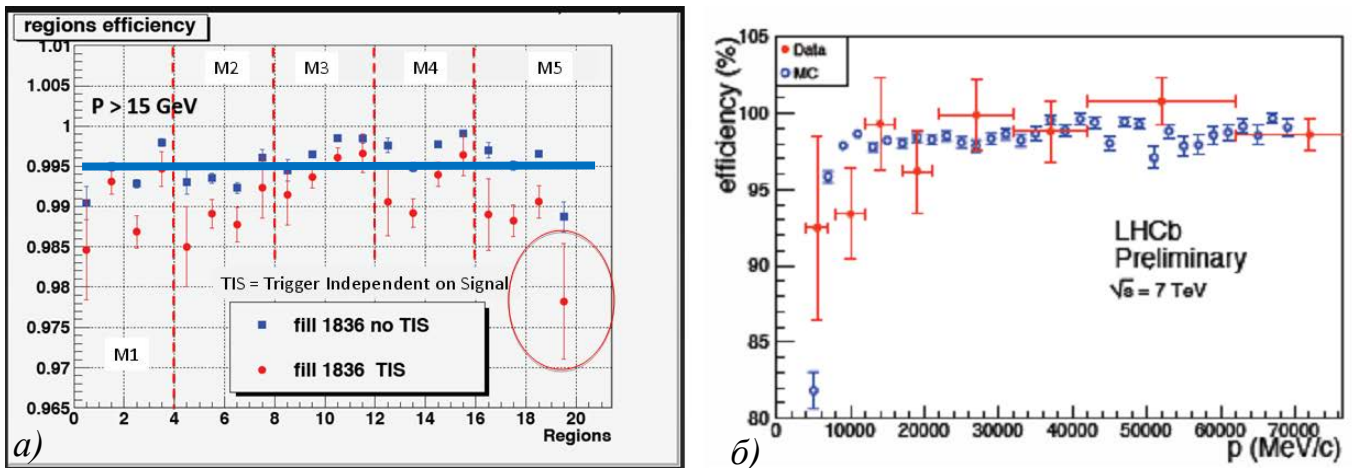


Рис. 6.13. Эффективности регистрации мюонов камерами 20-ти регионов мюонного детектора при импульсах мюонов >15 ГэВ/с (а), а также эффективность всей мюонной системы как функция импульса мюона $\varepsilon(\mu) = (97.3 \pm 1.2)\%$ (б): красные точки – 2011г., синие – 2012г. Как видно, существенно улучшены систематические и статистические ошибки измерений.

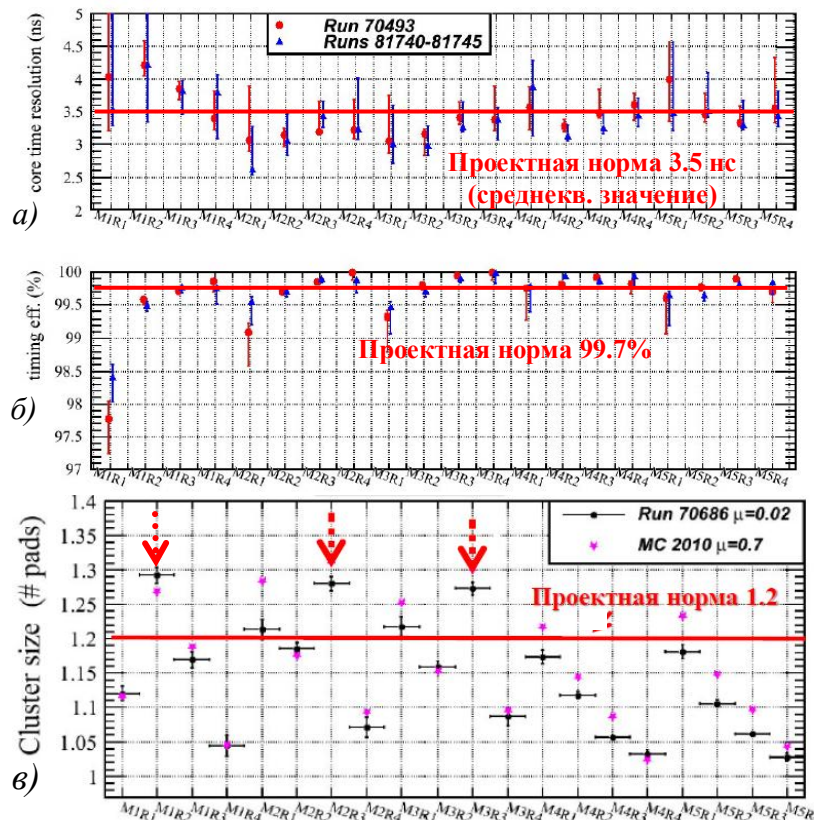


Рис. 6.14. Основные характеристики мюонного детектора: среднеквадратичное значение временных распределений (а), эффективность мюонных камер на временном интервале 20 нс (б) и ширина пространственного кластера (в) для всех 20 типов камер мюонного детектора, полученные в ряде сеансов в 2010 году на встречных протонных пучках с энергией 3.5 ТэВ на пучок. Сплошными красными линиями показаны средние значения: по временному разрешению – 3.5 нс, по эффективности – 99.7 %, по ширине пространственного кластера – 1.2.

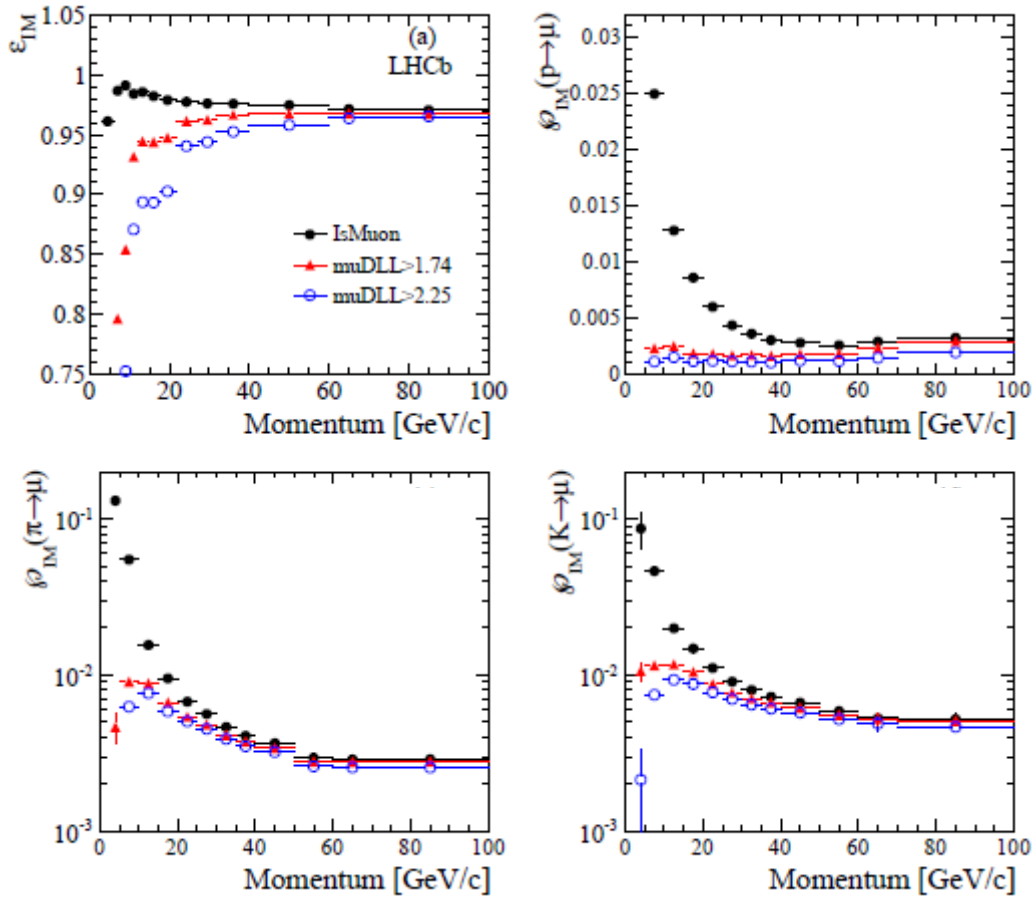


Рис. 6.15. Эффективность идентификации мюонов (а) и ошибочная идентификация частиц: $\varepsilon(p \rightarrow \mu)$, $\varepsilon(\pi \rightarrow \mu)$, $\varepsilon(K \rightarrow \mu)$.

6.4. Результаты измерения мертвого времени наиболее загруженных каналов мюонного детектора в специальных сеансах с повышенной светимостью коллайдера

Инициатива введения двоичных счетчиков (пересчетов) в каждый канал микросхемы DIALOG принадлежит автору диссертации (см. раздел 4.3). Это предложение обосновывалось прежде всего тем, что позволяло проводить реконструкцию шумовых распределений (подробности – в главе 5). Здесь покажем, как эти же пересчетки использовались для прецизионного измерения “мертвого” времени каналов регистрации, откуда можно оценить неэффективность каналов регистрации из-за просчетов. В главе 1 отмечалось, что “мертвое” время канала регистрации приблизительно равняется удвоенному времени собирания электронов из рабочего зазора камеры и составляет 50 нс. В настоящем разделе приведены результаты прецизионного измерения “мертвого” времени для наиболее загруженных

каналов мюонного детектора в одной из камер M2R1, что делалось в специальных сеансах с повышенной светимостью коллайдера.

При этом был найден оригинальный способ¹, как в реальных условиях эксперимента измерять “мертвое” время с высокой точностью. Возьмем две большие статистические выборки данных двух сеансов с различной светимостью, $\mathcal{L}_i = i \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и $\mathcal{L}_j = j \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, и для наиболее загруженного канала мюонной системы построим распределение:

$$\rho(R_i^*, R_j^*) = \frac{R_i^*/\mathcal{L}_i}{R_j^*/\mathcal{L}_j}. \quad (6.1)$$

Обозначим отношение светимостей через $\beta = \mathcal{L}_j/\mathcal{L}_i$ и подставим в (6.1) соответствующие показания пересчетов с учетом просчетов из-за мертвого времени канала:

$$R^* = R(1 - \nu R^*), \quad (6.2)$$

где R – истинный счет, R^* – реальный счет, ν – мертвое время, тогда выражение (6.1) переписется в виде

$$\rho(R_i^*, R_j^*) = \beta \frac{1 - \nu R_i^*}{1 - \nu R_j^*}. \quad (6.3)$$

Аналогично можно определить неэффективность, вызванную просчетами:

$$\varepsilon = \rho(R_i^*, R_j) = \frac{R_i^*/\mathcal{L}_i}{R_j^*/\mathcal{L}_j}. \quad (6.4)$$

Пренебрегая малостью второго порядка, перепишем формулу (6.3) в виде:

$$\rho = \beta(1 - \nu R_i^*) - \beta\rho(\nu R_j^*) \approx 1 - \nu(R_j^* - R_i^*) \quad (6.5)$$

На рис. 6.16 для одного из каналов приведено статистическое распределение ρ “в навал” для двух сеансов с разной средней светимостью $i=6, j=4$ для всех значений разности счета $(R_j^* - R_i^*)$. Результат представлен прямой линией с вершиной 1, наклон которой отрицательный и, как видно из (6.5), его абсолютная величина дает искомый параметр ν . Эта же зависимость, см. формулу (6.4), характеризует эффективность. Так в идеале, в реальности распределения выглядят, как показано на

¹ Из доклада G.Martellotti на рабочем собрании мюонной коллаборации:
<https://indico.cern.ch/event/342694/>

рис. 6.17. Исследовались анодные и катодные каналы одной из наиболее загруженных камер внутреннего региона M2R1. В таблицу 6.6 сведены полученные численные значения мертвого времени в катодных каналах для шести пар статистических выборок по светимости. Как видно, мертвое время определено с высокой точностью и в среднем составляет 48 ± 1.5 нс. В других каналах камеры – аналогичные результаты.

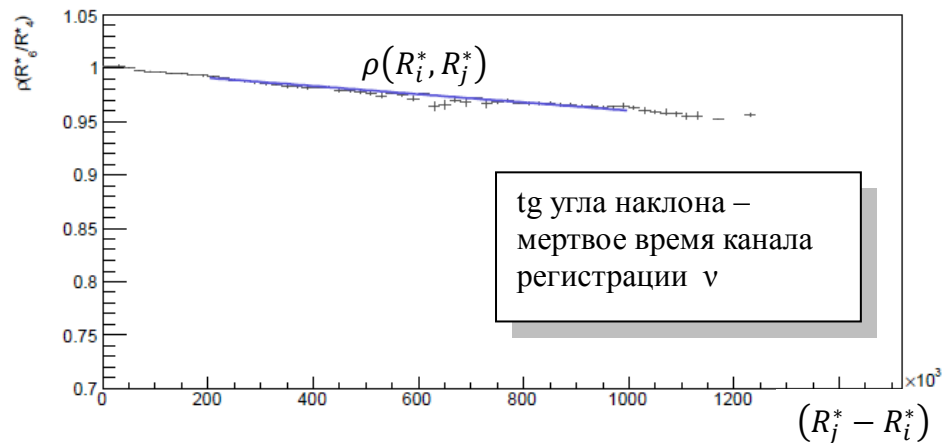


Рис. 6.16. Иллюстрация к определению мертвого времени канала регистрации по наклону фитирующей прямой. Для этого берутся две статистические выборки с разной средней светимостью и строится двумерное распределение отношения $\rho = \frac{R_i^*/L_i}{R_j^*/L_j}$ и разности $(R_j^* - R_i^*)$ счета в испытуемом канале по данным пересчетов.

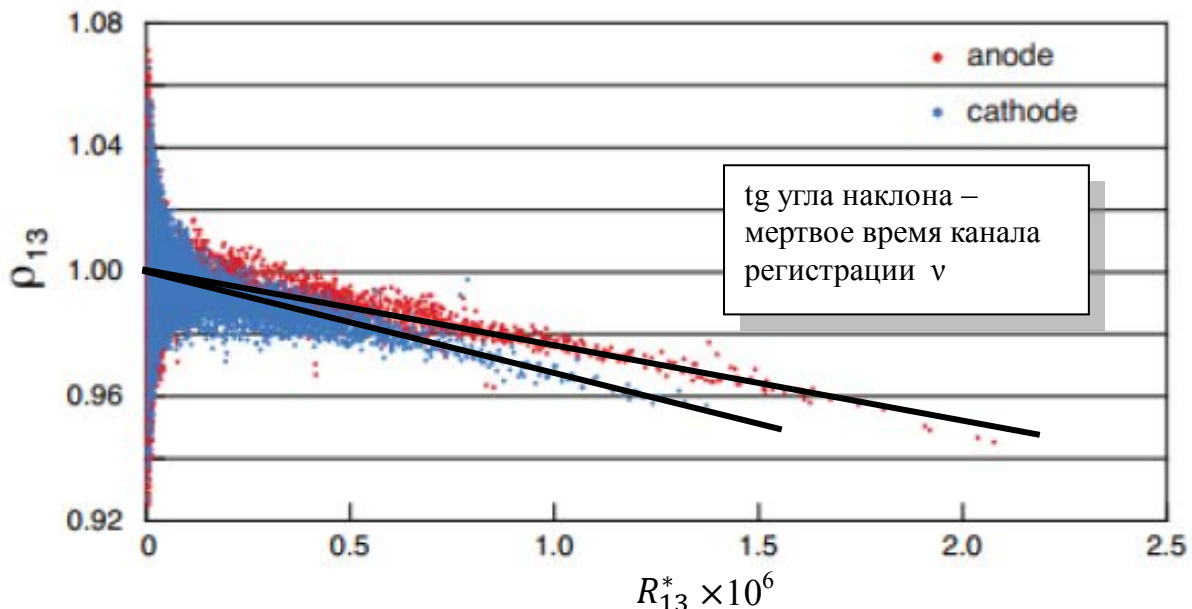


Рис. 6.17. Реальные распределения для двух выборок: $i=1, j=3$. Здесь приведены данные для катодного и анодного каналов наиболее загруженной камеры M2R1. По наклону прямой определяется значение “мертвого” времени; видно, что наклон и, соответственно, “мертвое” время в катодном канале больше, чем в анодном.

Таблица 6.6. “Мертвое” время в катодном канале камеры M2R1, полученное для шести пар статистических выборок по светимости, и среднее значение

Светимость ($i-j$) $\times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	Значения					
	4–6	4–8	4–10	6–8	6–10	8–10
Мертвое время (нс)	48.5	50.1	47.9	48.6	49.6	46.9
Среднее значение (нс)	48 ± 1.5					

В анодных каналах “мертвое” время меньше приблизительно на 20% чем в катодных. Объяснение этому следующее: камеры M2R1 – DCRO (*Double Cathode Readout*), т. е. сигнал по заряду здесь одинаковый в анодных и катодных каналах, значит мертвое время должно быть одинаковым. Однако различие емкостей в этой камере в анодном канале (75 нФ) и в катодном канале (131 нФ, см. раздел 5.3.2.1) приводит к разным постоянным времени интегрирования сигнала на входном сопротивлении предусилителя микросхемы CARIOCA (60 Ом), 4.5 и 8 нс соответственно. Чем больше интегрирование, тем шире входной импульс, значит шире импульс на выходе дискриминатора, больше мертвое время канала регистрации.

На рис. 6.15 приведены результаты измерения эффективности для всех 20 типов камер мюонного детектора, полученные с применением формулы (6.4) для двух выборок по светимости: $\mathcal{L}_1 = 5 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $\mathcal{L}_2 = 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Из этого рисунка видно, что наиболее загруженными камерами являются камеры внутреннего региона R1 – ближайшего к пучку, из которых самыми загруженными являются камеры M1R1 (для *Triple-GEM* данные не приводятся, исследовались проволочные камеры M1R2, M1R3, M1R4), затем следуют камеры M2R1, далее – M3R1 и т. д. Как автор принципа комбинированного съема информации, напомним, что M2R1 – камеры комбинированного (смешанного) типа, в которых эффективный пад определяется совпадением “стрип–пад”, причем проволочные стрипы (W) имеют площадь 15.7 см^2 , а катодные пады (P) – 11.8 см^2 (см. раздел 5.3.2). Указанная незначительная несбалансированность площадей сделана специально, но не удалось идеально уравнивать каналы по неэффективности из-за просчетов. Площадь электрода влияет

больше на просчеты, т. к. увеличивается загрузка канала и затем сказывается мертвое время канала регистрации.

Следует еще раз подчеркнуть, что полученные результаты являются отличными, полностью соответствующими проектной норме. В приведенных здесь исследованиях загрузка была специально увеличена в 5 раз (рис. 6.15), т. е. по сравнению с проектным значением светимости $2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ светимость здесь составляла $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Как уже отмечалось, в сеансах 2010–2012 года светимость составляла $4 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, т. е. загрузка, о которой идет речь в этом специальном тесте отсутствовала. Опыт проделан с целью определения “запаса” надежности, а также в рамках проекта будущей модернизации мюонного детектора для работы с повышенной в 10 раз светимостью, см. Приложение П6.2.

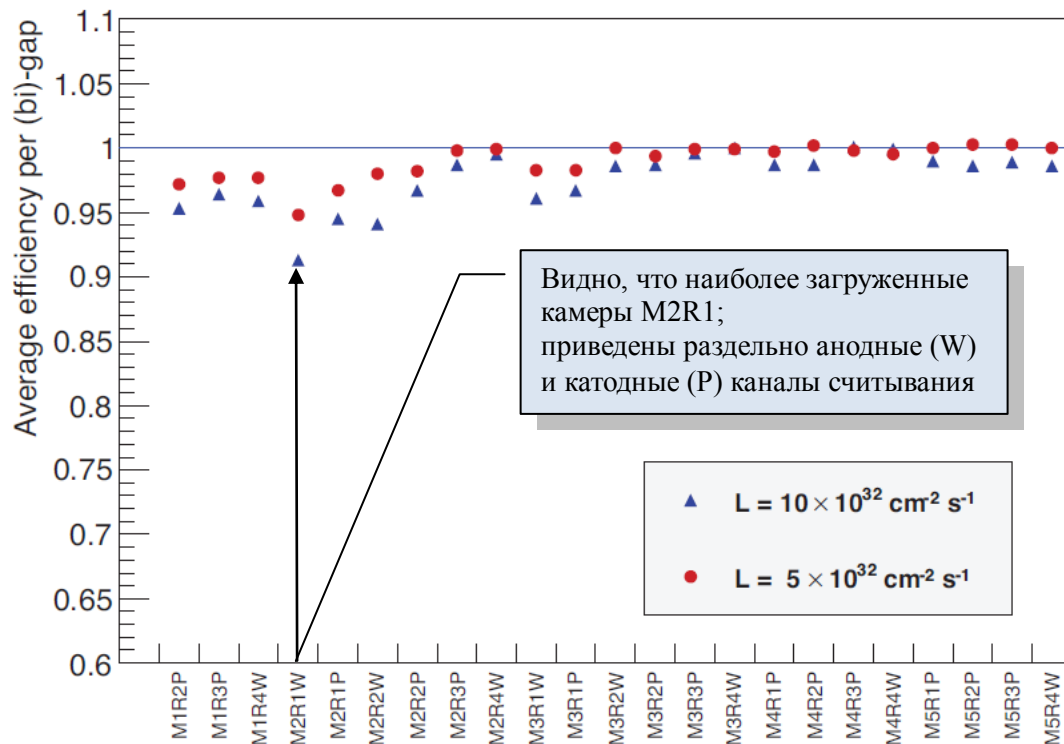


Рис. 6.15. Результаты измерения эффективности по формуле (6.4) для двух выборок по светимости для всех типов камер мюонного детектора. Здесь представлены данные специального сеанса с повышенной светимостью коллайдера $5 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (красные точки) и $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (синие точки). Проектной является светимость $2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, которая была достигнута в 2011 году. В сеансах 2012 года работа мюонного детектора проходила при светимости $4 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

6.5. Особенности работы эксперимента ЛНСб в период 2010–2012 г. г.

Итак, мюонный детектор создан, его работоспособность поддерживается на достаточно высоком уровне, получены первые новые физические результаты. В

целом эксперимент LHCb в первой сессии в сеансах 2010–2012 г. г. зарегистрировал суммарную статистику 3 фбн^{-1} . При этом накоплена рекордно высокая статистика событий ($pp \rightarrow b\bar{b}X$) с образованием пар $b\bar{b}$ кварков ($2.6 \cdot 10^{11}$ событий) и в 20 раз больше событий ($pp \rightarrow c\bar{c}X$) с образованием пар $c\bar{c}$ кварков ($5.9 \cdot 10^{12}$ событий), с рождением широкого спектра мезонов и барионов при энергиях pp -столкновений $\sqrt{S} = 7 \text{ ТэВ}$ и $\sqrt{S} = 8 \text{ ТэВ}$.

На рис. 6.16 приведена эффективность всех субдетекторов LHCb-спектрометра. На рис.6.1 показана произведенная и накопленная статистика в целом, по годам, а также временная структура “сброса” на установки ATLAS, CMS и LHCb.

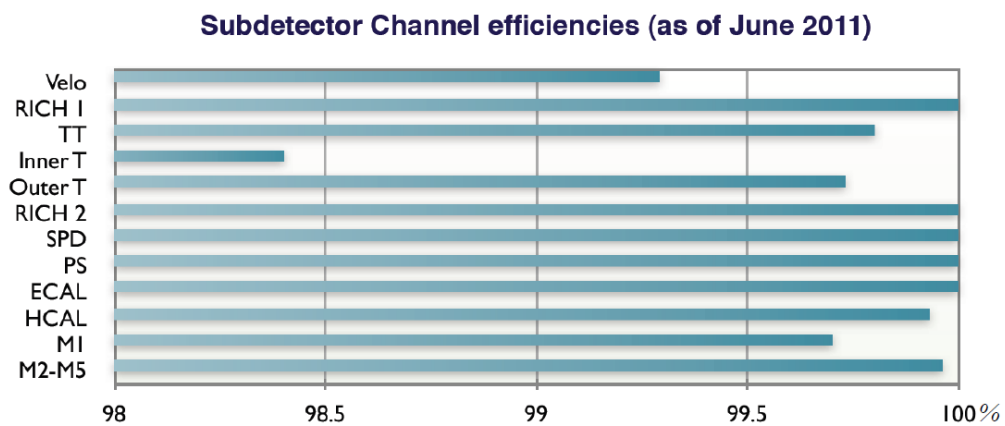


Рис. 6.16. Эффективность всех субдетекторов LHCb-спектрометра в сеансах 2011 года.

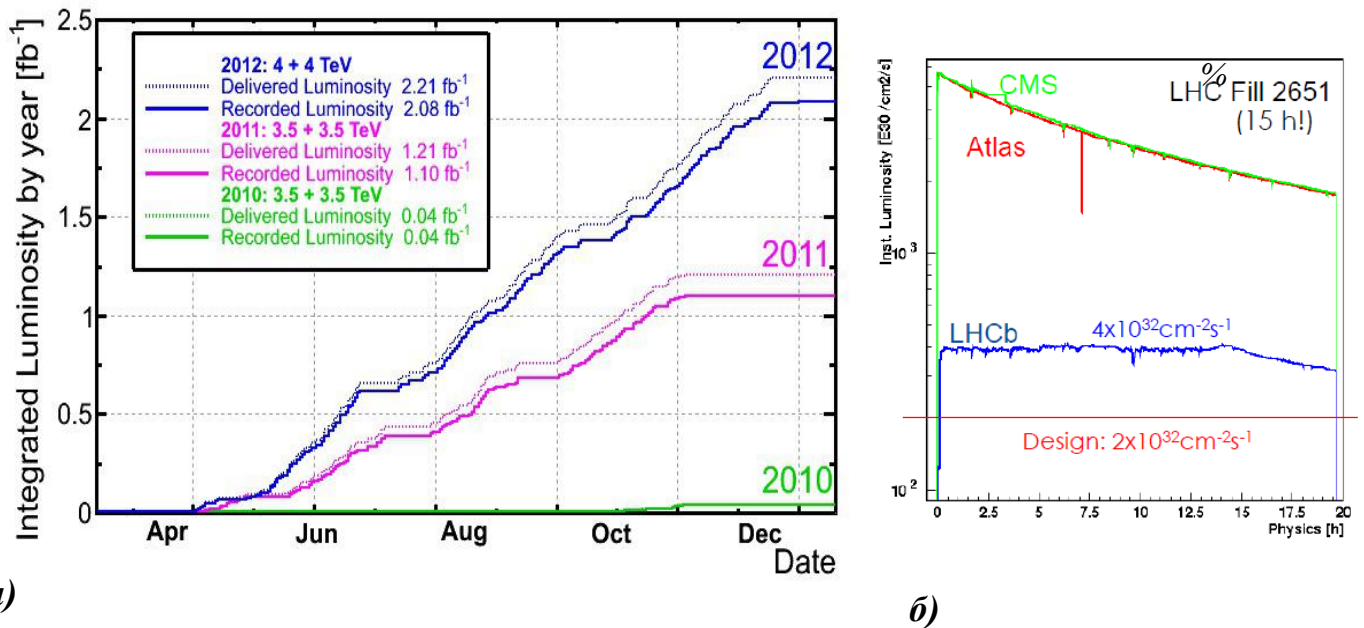


Рис. 6.17. Интегральная светимость в эксперименте LHCb в первый трехлетний период работы (LHC run I), набранная по годам: в 2010 году накоплено 0.038 фбн^{-1} , в 2011 – 1.107 фбн^{-1} , в 2012 – 2.082 фбн^{-1} , что составляет в сумме 3.227 фбн^{-1} (а); светимость как функция времени (в часах) в течение вывода на установки ATLAS, CMS и LHCb (б).

На рис. 6.18 приведен спектр инвариантных масс с двумя мюонами $\mu^+\mu^-$ в конечном состоянии, наглядно характеризующий работу мюонного детектора. По сравнению с известными фабриками В-мезонов – BaBar (SLAC, США) и Belle (KEK, Япония) эксперимент LHCb отличается лучшей идентификацией частиц и более высоким разрешением по измеренным массам частиц.

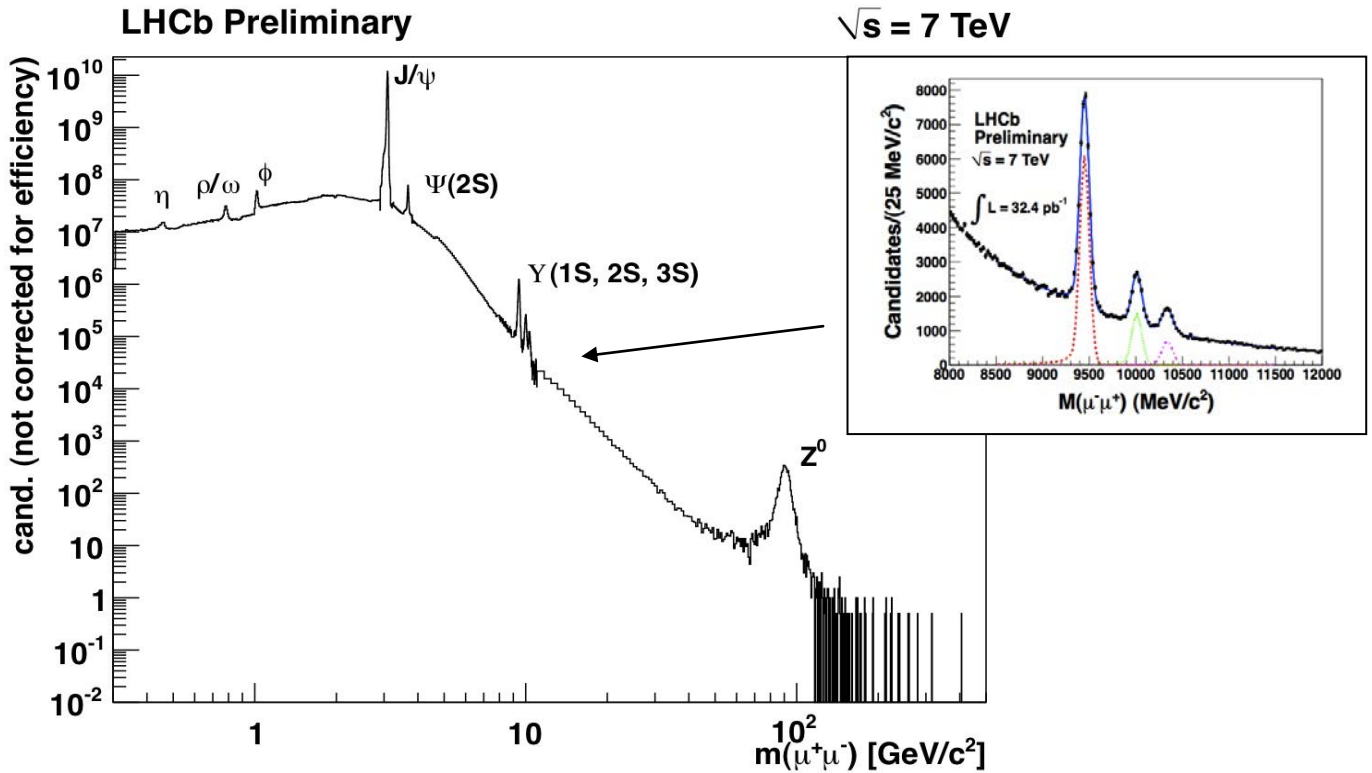


Рис. 6.18. Спектр инвариантных масс частиц с $\mu^+\mu^-$ в конечном состоянии, полученный на LHCb-спектрометре при энергии встречных пучков 7 ТэВ в с. ц. м. В увеличенном масштабе приведен фрагмент спектра в области рождения и распада ипсилон-мезона.

В целом приведенные данные говорят о высокой эффективности всех подсистем такой сложной физической установки как LHCb-спектрометр.

С 14 февраля 2013 по апрель 2015 года ускоритель не работает (LS1 – *Long Shutdown 1*). Это первая запланированная остановка Большого адронного коллайдера, в течение которой будет проведена его частичная модернизация с целью повышения энергии пучков до $6,5\text{ ТэВ}$ на протон, полная энергия столкновения протонов составит 13 ТэВ в с. ц. м. Светимость коллайдера пока будет прежней. В эксперименте LHCb планируется в течение второй сессии довести суммарную статистику до 10 фбн^{-1} .

6.6. Основные выводы первой сессии эксперимента LHCb

Научная программа эксперимента LHCb обширная и рассчитана на многие годы. Она включает изучение эффектов нарушения CP-симметрии между материей и антиматерией с целью поиска ответов на фундаментальный вопрос: под воздействием каких механизмов исчезла антиматерия во Вселенной после Большого взрыва, на что Стандартная модель не дает ответа. У эксперимента LHCb есть и другая цель: поиск проявлений Новой физики – физики за пределами СМ в процессах нарушения CP-симметрии и редких распадах B -мезонов. Сформулирована амбициозная задача накопления 50 фбн^{-1} .

Первый трехлетний сеанс *LHC run I* вывел эксперимент LHCb на уровень мирового лидера в области изучения B - и D -мезонов. С 2010 года по физике опубликовано более 220 работ (83 работы только в 2013 году) и сделано столько же докладов на международных конференциях с новыми результатами эксперимента LHCb, где приводятся полученные впервые и улучшенные прежние результаты в области физики B -мезонов. Только перечень опубликованных работ составил бы не один десяток страниц.

Вопреки ожиданиям, результаты, полученные в эксперименте LHCb, хорошо согласуются со Стандартной моделью. То же самое необходимо сказать и относительно результатов экспериментов ATLAS и CMS, проводившихся за тот же период времени на LHC, – везде торжество СМ. Открыт Хиггс-бозон, предсказанный СМ. Несомненно, однако, что эти результаты – большое достижение экспериментов, выполненных на Большом адронном коллайдере.

Все оказалось намного сложнее, чем думали раньше. В настоящее время эксперты сходятся на том, что экспериментальная проверка суперсимметрии будет очень сложной задачей, возможно даже неразрешимой для диапазона энергий БАК/LHC. Следует также отметить, что кое-какие отклонения от Стандартной модели всё же наблюдаются: разными экспериментальными группами LHCb получены свидетельства в пользу того, что некоторые редкие распады тяжелых мезонов идут не совсем так, как предсказывает СМ, например, эффекты прямого CP-

нарушения в распадах D -мезонов и B -мезонов на легкие мезоны. Нужна значительно большая статистика, т. е. нужно продолжать измерения.

Обсуждение этих вопросов лежит за рамками настоящей диссертации.

Пб.1. Результаты наблюдения редкого распада B_s и B_d мезонов на два мюона $\mu^+\mu^-$

В качестве примера успешной работы эксперимента LHCb в Приложении 6 представлены результаты наблюдения редкого распада B_s^0 и B_d^0 мезонов на два мюона $\mu^+\mu^-$, где наиболее ярко проявился мюонный детектор [11, 12]. Считается, что этот распад является очень чувствительным к проявлениям суперсимметрии. Результаты предыдущих измерений 30-летнего периода, выполненных на тэватроне, давали сильное превышение вероятности распада над расчетным по Стандартной модели, что могло обозначать нарушение СМ и существование Новой физики.

Приведем результаты наблюдения редкого распада B_s^0 и B_d^0 мезонов на два мюона $\mu^+\mu^-$, полученные LHCb. На рис. Пб.1 представлено одно событие рождения B_s^0 (первичная вершина) и распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (вторичная вершина), запечатленное LHCb-спектрометром 14 июня 2011 года.

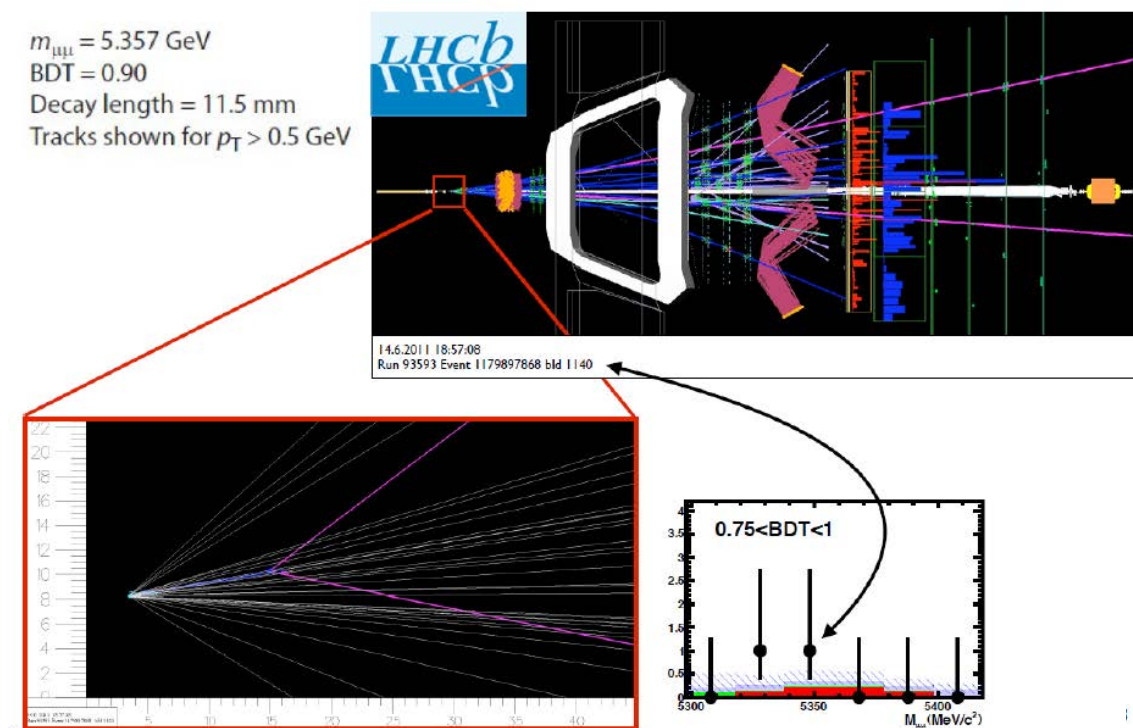


Рис. Пб.1. Событие, показывающее рождение (первичная вершина) и распад (вторичная вершина) B_s^0 -мезона на два мюона $\mu^+\mu^-$. Измеренная масса B_s^0 -мезона (димюона) $5357 \text{ ГэВ}/c^2$.

На рис. Пб.2 приведено распределение инвариантных масс с двумя мюонами $\mu^+\mu^-$ в конечном состоянии в области $4.9\text{--}6 \text{ ГэВ}/c^2$, полученное на полной статистике

3 фбн^{-1} , где с уровнем достоверности 4σ виден над фоном сигнал распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Рядом с ним слева с уровнем достоверности 2σ просматривается сигнал распада $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

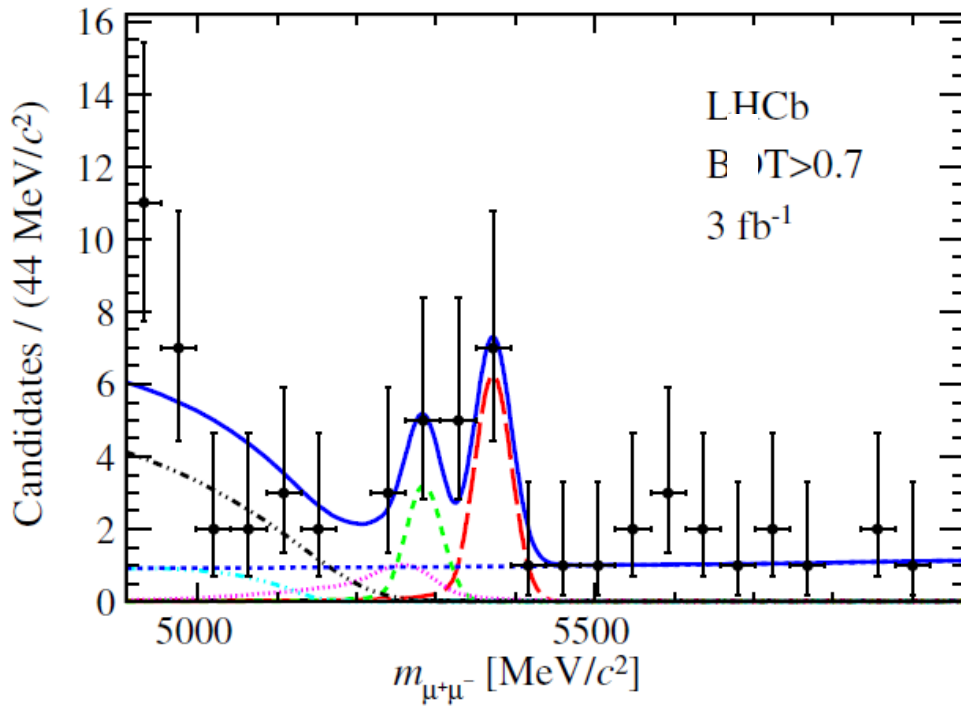


Рис. Пб.2. Распределение инвариантных масс с двумя мюонами $\mu^+ \mu^-$ в конечном состоянии в области масс $4.9\text{--}6 \text{ ГэВ}/c^2$, полученное на полной статистике LHCb 3 фбн^{-1} , с указанием сигналов распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

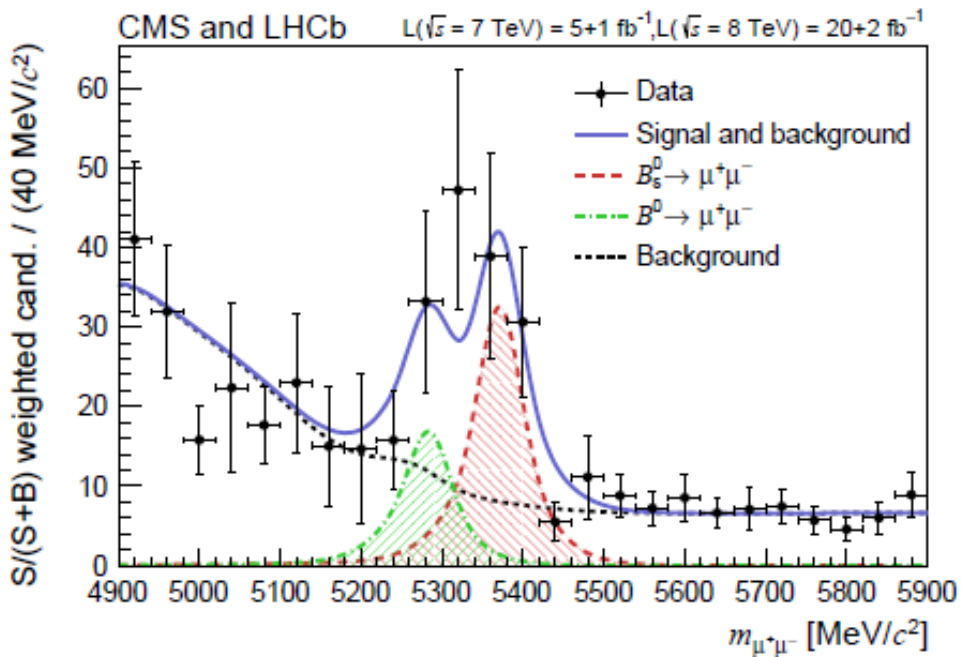


Рис. Пб.3. Распределение инвариантных масс с двумя мюонами $\mu^+ \mu^-$ в конечном состоянии в области масс $4.9\text{--}6 \text{ ГэВ}/c^2$, полученное на суммарной статистике LHCb и CMS, с указанием сигналов распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ с уровнями достоверности 6σ и 3σ соответственно.

Полученные в эксперименте LHCb вероятности редких распадов $B_{s,d} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ сведены в таблицу Пб.1, где приведены также данные, полученные немного позже в эксперименте CMS, а также – совместные данные (рис. Пб.3). Полученные результаты хорошо согласуются со Стандартной моделью.

Таблица Пб.1. Вероятности редкого распада B_s^0 и B_d^0 мезонов на два мюона $\mu^+ \mu^-$, измеренные в экспериментах LHCb и CMS (2010–2012 г. г. – LHC run 1)

Эксперимент	$BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times 10^{-9}$	$BR(B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times 10^{-10}$	Источник информации
LHCb	$2.9_{-1.0}^{+1.1}(stat)_{-0.1}^{+0.3}(syst)$	$3.7_{-2.1}^{+2.4}(stat)_{-0.4}^{+0.6}(syst)$	Phys. Rev. Lett. 111 101805 (2013)
CMS	$3.0_{-0.9}^{+1.0}$	$3.5_{-1.8}^{+2.1}$	Phys. Rev. Lett. 111 101804 (2013)
LHCb+CMS совместно	2.9 ± 0.7	$3.6_{-1.4}^{+1.6}$	LHCb-CONF-2013-012 CMS-PAS-BPH-13-007

На рис. Пб.4 показано, как полученные экспериментальные данные отразились на энергетических границах поиска вариантов теории суперсимметрии, в частности минимального расширения суперсимметричной SM (MSSM). Настоящими измерениями при указанных на рисунке параметрах модели MSSM: $tg\beta=35$ (а), $tg\beta=50$ (б) при $A_0=0$ исключена область, показанная желтым цветом (разрешена – зеленая). Во втором случае ($tg\beta=50, A_0=0$) практически не остается места для MSSM.

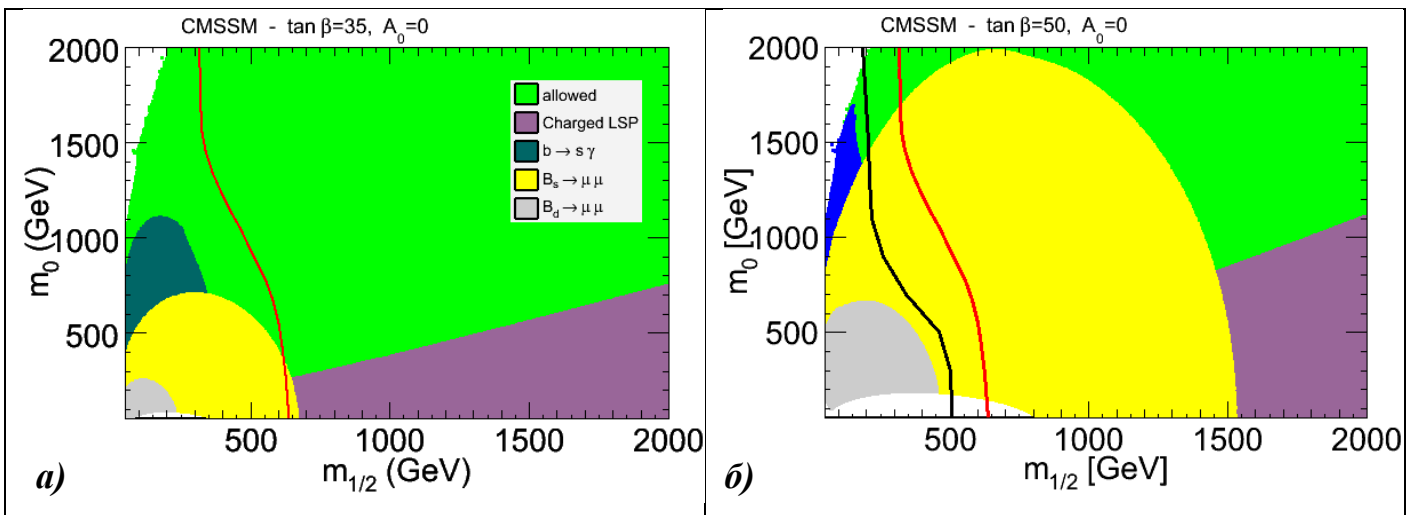


Рис. Пб.4. Полученная в эксперименте LHCb вероятность распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ накладывает жесткие ограничения на параметры суперсимметричных моделей, в частности минимального расширения суперсимметричной SM (MSSM) – исключена область, показанная желтым цветом.

Надежды на обнаружение НФ в распаде $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ пока не оправдались. Следующим шагом должна стать регистрация с лучшей статистической точностью второго – более редкого распада $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и измерение отношения вероятностей процессов: $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ – величины, которая довольно строго фиксирована СМ.

П6.2. Предстоящая модернизация мюонного детектора – продолжение LHCb эксперимента

Планируется, что эксперимент LHCb выйдет на светимость $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ – на порядок выше проектной (проект 1998 г.) только после 2018 года, в третьей сессии LHC run 3. Зачем нужна модернизация и такое увеличение светимости? Ответ простой, нужно повышать статистическую точность, а скорость набора статистики – годы [117].

Следует отметить, что модернизация установки LHCb в меньшей степени затронет мюонный детектор [117, 118]. Мюонная станция M1 будет демонтирована (не сможет работать при такой высокой интенсивности), а в камерах M2R1 и M3R1, ближайших к пучку в новой геометрии, потребуется повышенная гранулярность (не менее чем в 2 раза), чтобы уменьшить загрузку каналов регистрации и снизить неэффективность из-за просчетов. Правда, отказ от принципа комбинированного съема информации в камерах M2R1 и M3R1 приведет к значительному увеличению числа каналов во внутренних регионах мюонных станций M2 и M3 – на 10 тысяч каналов с заменой электроники, а это может оказаться невозможным. Автор диссертации не остается в стороне и предложил рассмотреть возможность замены проволочных камер новым детектором на основе газового электронного умножителя, в котором возможно удастся сохранить принцип комбинированного съема информации (уменьшить число каналов) и сохранить электронику [119, 120]. В таблице П6.1 показаны ожидаемые загрузки камер мюонного детектора, а в таблице П6.2 – результаты расчета эффективности камер мюонного детектора, приведенные в техническом проекте модернизации установки для повышенной светимости.

Таблица П6.1. Ожидаемые загрузки камер мюонного детектора при светимости $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$

Region	Minimum	Average	Maximum
M2R1	162 ± 28	327 ± 60	590 ± 110
M2R2	15.0 ± 2.6	52 ± 8	97 ± 15
M2R3	0.90 ± 0.17	5.4 ± 0.9	13.4 ± 2.0
M2R4	0.12 ± 0.02	0.63 ± 0.10	2.6 ± 0.4
M3R1	39 ± 6	123 ± 18	216 ± 32
M3R2	3.3 ± 0.5	11.9 ± 1.7	29 ± 4
M3R3	0.17 ± 0.02	1.12 ± 0.16	2.9 ± 0.4
M3R4	0.017 ± 0.002	0.12 ± 0.02	0.63 ± 0.09
M4R1	17.5 ± 2.5	52 ± 8	86 ± 13
M4R2	1.58 ± 0.23	5.5 ± 0.8	12.6 ± 1.8
M4R3	0.096 ± 0.014	0.54 ± 0.08	1.37 ± 0.20
M4R4	0.007 ± 0.001	0.056 ± 0.008	0.31 ± 0.04
M5R1	19.7 ± 2.9	54 ± 8	91 ± 13
M5R2	1.58 ± 0.23	4.8 ± 0.7	10.8 ± 1.6
M5R3	0.29 ± 0.04	0.79 ± 0.11	1.69 ± 0.25
M5R4	0.23 ± 0.03	2.1 ± 0.3	9.0 ± 1.3

Таблица П6.2. Расчет эффективности камер мюонного детектора при повышенной светимости

Region	Inefficiency at $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	Inefficiency at $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
M2R1	$3.2 \pm 1.2 \%$	$7.1 \pm 2.8 \%$
M2R2	$2.0 \pm 0.5 \%$	$4.1 \pm 1.1 \%$
M2R3	$1.3 \pm 0.2 \%$	$2.6 \pm 0.4 \%$
M2R4	$0.9 \pm 0.2 \%$	$1.7 \pm 0.3 \%$
M3R1	$1.5 \pm 0.4 \%$	$3.3 \pm 1.1 \%$
M3R2	$0.6 \pm 0.1 \%$	$1.2 \pm 0.3 \%$
M3R3	$0.4 \pm 0.1 \%$	$0.9 \pm 0.1 \%$
M3R4	$0.3 \pm 0.1 \%$	$0.6 \pm 0.1 \%$
M4R1	$0.5 \pm 0.2 \%$	$1.1 \pm 0.3 \%$
M4R2	$0.6 \pm 0.1 \%$	$1.3 \pm 0.2 \%$
M4R3	$0.5 \pm 0.1 \%$	$0.9 \pm 0.2 \%$
M4R4	$0.3 \pm 0.1 \%$	$0.6 \pm 0.1 \%$
M5R1	$0.6 \pm 0.2 \%$	$1.3 \pm 0.5 \%$
M5R2	$0.7 \pm 0.2 \%$	$1.4 \pm 0.3 \%$
M5R3	$0.6 \pm 0.1 \%$	$1.2 \pm 0.2 \%$
M5R4	$1.2 \pm 0.2 \%$	$2.3 \pm 0.3 \%$

Положения главы 6 диссертации, выдвигаемые на защиту

1. Результаты измерения основных характеристик камер мюонного детектора, полученные впервые при энергиях сталкивающихся протонных пучков: 3.5 и 4 ТэВ на пучок и при светимости – $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

- Показано, что по всем параметрам мюонный детектор достиг проектных показателей;
- Мюонный детектор успешно применяется в эксперименте ЛHCб при светимости $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, превышающей проектную в 2 раза;
- Дополнительно приведены данные для светимости $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ – в 5 раз превышающей проектную, и показано, что камеры мюонного детектора ЛHCб-спектрометра справляются с фоновой загрузкой при такой светимости.

2. В сеансах эксперимента ЛHCб 2010–2012 г. г. (LHC Run I) благодаря высокой эффективности и надежности работы всех подсистем ЛHCб-спектрометра впервые получены важные новые научные результаты в области фундаментальных исследований, которые вывели эксперимент ЛHCб на уровень мирового лидера в секторе физики *B*- и *D*-мезонов. С 2010 года по физике опубликовано более 220 работ и сделано столько же докладов на международных конференциях с новыми результатами эксперимента ЛHCб. Перечень опубликованных работ составил бы не один десяток страниц.

Заключение

Научные результаты и положения, выдвигаемые автором диссертации для публичной защиты, следующие:

1. Для создания высокоэффективных быстродействующих мюонных камер с падовой структурой различной гранулярности впервые предложена концепция¹ удвоения числа кластеров первичной ионизации в рабочем зазоре, что достигается проводным объединением сигналов с двух слоев.

- Эта концепция позволила получить высокое временное разрешение в двухслойной проволочной пропорциональной камере (ППК) при уменьшении мертвого времени камеры, обеспечив близкую к 100% эффективность регистрации мюонов на временном интервале $\Delta t < 25$ нс (характеристика введена впервые, где 25 нс – период столкновения протонных банчей Большого адронного коллайдера); в итоге – надежно фиксировать принадлежность регистрируемых мюонов к данному банчу коллайдера; лучше идентифицировать мюоны высоких энергий и минимизировать ошибку регистрации немюонов;

- Кроме того, новая концепция привела к уменьшению в 2 раза числа каналов электроники, что значительно снизило стоимость мюонного детектора по сравнению с первоначальным проектом, число каналов уменьшено с 236 до 122 тысяч;

- Концепция впервые внедрена в 1104 камерах мюонных станций М2–М5 мюонного детектора LHCb-спектрометра;

- Обобщая предложенный метод, можно объединить три слоя с соответствующим уменьшением зазора одного слоя и т. д. для дальнейшего уменьшения мертвого времени камеры при сохранении высокой эффективности

¹ Концепция удвоения числа кластеров первичной ионизации в рабочем зазоре с проводным объединением сигнальных элементов двух слоев, улучшающая временное разрешение, эффективность регистрации частиц и повышающая быстродействие детектора, защищена патентом на полезную модель применительно к детектору на основе газового электронного множителя, что свидетельствует об универсальности подхода.

регистрации частиц и высокого временного разрешения (необходим разумный компромисс, т. к. чем меньше зазор, тем более жесткие требования к конструкции и труднее сделать проволочную камеру).

2. Для уменьшения падов до размеров меньше 1 см в горизонтальной (отклоняющей) плоскости ЛНСб-спектрометра с целью улучшения углового разрешения без нарушения установленной нормы 1.2 на ширину пространственного кластера, которая задает предел 2–3 см при расстоянии анод-катод 2.5 мм, впервые предложен принцип, позволивший образовывать “эффективный пад” логической операцией И “стрип-пад” в камере комбинированного (смешанного) типа с узкими проволочными стрипами (например, 3 проволочки в стрипе – 0.6 см) и широкими катодными падами (например, 3 см).

- Этот принцип позволил дополнительно уменьшить число каналов в мюонной системе ($N+M$ каналов вместо $N \times M$), в частности, уменьшить число логических каналов для триггерных целей с 45 до 26 тысяч по сравнению с чисто падовой организацией с емкостью информации;

- На этом принципе впервые выполнены камеры четырех внутренних регионов мюонного детектора (станции М2 и М3, регионы R1 и R2), которые содержат 16128 каналов регистрации информации.

3. Приведены результаты исследования на пучках прототипов и опытных образцов двухслойных и четырехслойных камер с различной гранулярностью: WPC – *Wire Pad Chamber*, CPC – *Cathode Pad Chamber*, CWPC – *Carhode-Wire Pad Chamber*, предназначенных для различных регионов мюонного детектора ЛНСб-спектрометра, впервые выполненных в соответствии с концепцией удвоения числа кластеров первичной ионизации в рабочем зазоре.

- Показано, что камеры обладают высоким временным разрешением и обеспечивают близкую к 100% эффективность регистрации частиц на временном интервале $\Delta t < 25$ нс;

- Показано, что камеры обладают высоким быстродействием в том смысле, что электроны первичной ионизации гарантированно уходят из рабочего зазора за время $t < 25$ нс, и камеры готовы к регистрации события из каждого последующего банча коллайдера;

- Показано, что пространственный заряд положительных ионов не оказывает влияния на газовое усиление и эффективность регистрации мюонов до интенсивности 1 МГц/канал, которая ожидается в эксперименте LHCb в камерах внутренних регионов мюонного детектора.

4. Определены условия, при которых камеры, перечисленные в п.1, могут быть применены в эксперименте LHCb.

- Показано, что асимметричные камеры с катодными падами, которые рассматривались в ранних проектах эксперимента LHCb, как основные камеры для мюонного детектора, не имеют преимуществ перед симметричными камерами по временному разрешению и эффективности регистрации частиц, уступают последним по времени собирания электронов из рабочего зазора и теряют преимущество в ширине пространственного кластера при уровне емкостных кросстоков выше 6%;

- В индукционных камерах с печатными катодными падами (CPC) обнаружены паразитные резонансы, найдены и устранены причины их возникновения.

5. На основе проведенных исследований на сильно ионизирующих альфа-частицах, введенных в газовую смесь и оставляющих в рабочем зазоре детектора энергию 400 кэВ, впервые показано, что в микроструктурном детекторе *Double-GEM* пробои в отверстиях – активном элементе детектора происходят при газовом усилении 1000 в то время, как в *Triple-GEM* нет пробоев при усилении $4 \cdot 10^4$. Таким образом, с приоритетом в 3 года по сравнению с другими работами показано, что *Triple-GEM* может применяться в спектрометрах высоких энергий, в то время как *Double-GEM* – не может. Правильность

сделанного вывода была подтверждена успешным применением такого детектора в эксперименте COMPASS (2001 г.).

- Детектор *Triple-GEM* успешно применен в камерах M1R1 мюонного детектора LHCb-спектрометра, т. к. благодаря меньшему индукционному зазору 1 мм позволил получить меньшую по сравнению с проволочными камерами ширину пространственного кластера при ширине падов в горизонтальной (отклоняющей) плоскости спектрометра 1 см.

6. Впервые приведены результаты разработки, создания и исследования высокоэффективных, двух- и четырехслойных проволочных камер с падовой структурой различной гранулярности: M1R2, M2R1, M2R2, M3R1, M3R2, M4R1, M5R1, используемых в семи внутренних регионах мюонного детектора LHCb-спектрометра, содержащих 30000 каналов электроники. В камерах окончательной конструкции воспроизведены результаты, достигнутые на камерах-прототипах.

- Новизна созданных многослойных проволочных камер для регистрации мюонов высоких энергий в уникальной совокупности следующих основных характеристик:

- Высокое временное разрешение, обеспечивающее близкую к 100% эффективность регистрации мюонов на временном интервале $\Delta t < 25$ нс (характеристика введена впервые, где 25 нс – период столкновения протонных банчей БАК). Это свойство позволяет надежно фиксировать принадлежность регистрируемых мюонов к данному банчу коллайдера, лучше идентифицировать мюоны высоких энергий и минимизировать ошибку регистрации немюонов;

- По номерам сработавших в камере падов определяются одновременно две декартовы координаты трека (X,Y) независимо от числа треков в событии (например, при регистрации пары мюонов μ^+ и μ^-) при преимущественном срабатывании одного пада в кластере;

○ Последнее свойство характеризуется специальной нормой – шириной пространственного кластера 1.2 (вероятность срабатывания двух соседних падов не превышает 20%), что важно для упрощения алгоритма поиска трека при организации мюонного триггера экспериментальной установки;

▪ Камеры обладают высоким быстродействием в том смысле, что готовы к регистрации события из следующего банча благодаря гарантированному уходу электронов первичной ионизации из рабочего зазора за время $t < 25$ нс;

○ Пространственный заряд положительных ионов не оказывает влияния на усиление и эффективность камер до загрузок 500 кГц/см^2 , которые ожидаются в камерах внутренних регионов мюонного детектора.

7. Предложен и впервые применен метод ускоренного вывода новых (непосредственно после производства) камер в область рабочих и максимальных напряжений, основанный на использовании отрицательной короны при одновременном облучении камеры потоком гамма-квантов с интенсивностью 40 кГц/см^2 от источника ^{137}Cs (энергия 660 кэВ). Это – новый метод, не применявшийся ранее в практике тренировки проволочных камер.

• Среднее время тренировки камер сокращено с 48.5 ч до 5 ч, что важно при массовом производстве большого количества камер;

• Улучшено качество поверхности проволочек.

8. Предложен и впервые применен метод контроля качества поверхности катодов:

• При облучении камер на этапе их тренировки интенсивным потоком гамма-квантов обнаружена в некоторых камерах эмиссия с катода. Эмиссия, как показано, вызвана загрязнением катода эпоксидной смолой из-за несовершенства технологии дозирования эпоксидной смолы при производстве камер. В тестах на космических лучах загрязнение катода, приводящее к аномальным напряжениям электрического поля на катоде, осталось бы незамеченным;

- Наблюдаемая эмиссия с катода при номинальном рабочем напряжении на камере характеризуется токами, превышающими темновой ток в 1000 и более раз, приводит к выключению источника питания камеры; явление наблюдается впервые. Аналогом можно считать эффект Мальтера в полностью состарившихся радиацией камерах;

- Показано, что эмиссия может быть подавлена разрушением эмиттеров;

- Камеры с подавленной эмиссией разрушением эмиттеров успешно работают в эксперименте LHCb с 2009 года.

9. Разработаны 16-канальные платы радиационно стойкой электроники на базе 8-канальных микросхем: ASDQ и CARIOCA. Созданная электроника допускает при коротком пиковом времени $T_p=8-10$ нс подключение падов с емкостью до $C_{det}=250$ нФ, обеспечивая в диапазоне емкостей детектора 50 – 250 нФ минимальный шум, оптимальное формирование для временных измерений, временное разрешение $\sigma_t \sim 3$ нс и близкую к 100% эффективность регистрации мюонов высоких энергий на временном интервале $\Delta t < 25$ нс.

- 16-канальная плата электроники ASDQ++ с пиковым временем $T_p=8$ нс, с усовершенствованием входной схемы имеет (в отличие от микросхемы ASDQ) на порядок более низкое входное сопротивление – 25 Ом и допускает подключение почти на порядок большей емкости детектора – 250 нФ; плата успешно применялась на этапе НИОКР при разработке и исследовании прототипов и опытных образцов мюонных камер;

- 16-канальная плата электроники CARDIAC с пиковым временем $T_p=10$ нс и входным сопротивлением 50 Ом применена на конечном этапе разработки и создания мюонного детектора и успешно применяется в эксперименте LHCb;

- Предложен и впервые введен в каждый канал регистрации (в составе микросхемы DIALOG) счетчик–интенсиметр импульсов (100 МГц, 24 дв. разряда), что позволило:

- Реализовать новый метод реконструкции шумовых распределений в каждом канале системы, осуществляя сканирование порогом дискриминатора шумовой дорожки на выходе усилителя;

- Осуществить в ходе эксперимента LHCb мониторинг эквивалентного шумового заряда (*ENC*) в каждом канале системы с целью обнаружения на ранней стадии развития таких нежелательных явлений, как радиационное старение и механическая усталость конструкции мюонных камер;

- Измерить мертвое время каналов регистрации;

- Осуществить мониторинг просчетов в каждом канале многоканальной системы мюонного детектора.

10. Разработан и впервые внедрен в физический эксперимент новый метод реконструкции двух важных шумовых распределений: на входе предусилителя и на выходе дискриминатора, основанный на развитии и дополнении теории Райса.

- Метод применен для определения минимальных порогов электроники в каждом канале мюонного детектора (122112 каналов);

- Впервые предложена новая характеристика усилителя-фильтра – частота (квазичастота) Райса:

- Показано, что, если доминирует последовательный шум, то эта характеристика является детерминированной характеристикой (не зависит от параметров случайного процесса), определяется постоянными времени усилителя–фильтра и позволяет:

- Определить в тракте положение нулевого уровня (порога);

- Определить интенсивность шумового счета при нулевом пороге;

- Определить ширину шумового распределения;

- Определить эквивалентный шумовой заряд на входе предусилителя;

- Определить минимальные пороги электроники и шумовой счет как функцию порога.

- Разработанный метод реконструкции шумовых распределений может найти применение не только в ядерной электронике, но и в других областях измерений.

11. Предложен метод оптимизации режима работы камер мюонного детектора, основанный на минимизации газового усиления, что можно сделать, выполнив следующие условия:

- Минимальный порог электроники;
- Максимальный порог регистрации в первичных электронах,

при котором выполняется норма эффективности регистрации мюонов высоких энергий на временном интервале $\Delta t < 25$ нс.

- Минимизация газового усиления в свою очередь гарантирует:

- Минимальные кросстоки (все виды кросстоков);
- Минимальную ширину пространственного кластера;
- Минимальный пространственный заряд, что должно

уменьшить влияние загрузки на газовое усиление;

- Минимальное накопление заряда в камерах в течение эксперимента, что должно уменьшить эффекты радиационного старения и продлить время жизни детектора;

Все перечисленные выше параметры увеличиваются с увеличением газового усиления.

- Метод имеет предсказательную силу: при рассогласовании расчетного и установленного режима видно, где и насколько порог регистрации в первичных электронах отклоняется от расчетного значения, где и какая требуется подстройка.

12. Предложен новый метод диагностики мюонной системы для обнаружения на ранней стадии развития таких нежелательных явлений и

эффектов, как радиационное старение и механическая усталость конструкции мюонных камер (ослабление натяжения проволочек и др.), основанный на мониторинге эквивалентного шумового заряда (*ENC – Equivalent Noise Charge*) в каждом канале мюонного детектора в течение времени жизни детектора (эксперимента LHCb, а это – не менее 10, а то и 20 лет). Автор считает, что *ENC* – наиболее чувствительный параметр, чтобы своевременно заметить малейшие изменения, т. к. при старении или потере натяжения проволочек в камерах могут появиться микроразряды.

13. Результаты измерения основных характеристик камер мюонного детектора, полученные впервые при энергиях сталкивающихся протонных пучков: 3.5 и 4 ТэВ на пучок и при светимости – $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

- Показано, что по всем параметрам мюонный детектор достиг проектных показателей;
- Мюонный детектор успешно применяется в эксперименте LHCb при светимости $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, превышающей проектную в 2 раза;
- Дополнительно приведены данные для светимости $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ – в 5 раз превышающей проектную, и показано, что камеры мюонного детектора LHCb-спектрометра справляются с фоновой загрузкой при такой светимости.

14. В сеансах эксперимента LHCb 2010–2012 г. г. (LHC Run I) благодаря высокой эффективности и надежности работы всех подсистем LHCb-спектрометра впервые получены важные новые научные результаты в области фундаментальных исследований, которые вывели эксперимент LHCb на уровень мирового лидера в секторе физики *B*- и *D*-мезонов. С 2010 года по физике опубликовано более 220 работ и сделано столько же докладов на международных конференциях с новыми результатами эксперимента LHCb. Перечень опубликованных работ составил бы не один десяток страниц.

Благодарности

В мюонной коллаборации эксперимента LHCb я работаю с 1996 года. Считаю своим долгом выразить благодарность всем коллегам и соавторам, с которыми я работал более 15 лет. Особенную благодарность выражаю сотрудникам ПИЯФ В.В.Полякову, Б.В.Бочину, В.Г.Ивочкину и С.А.Гецу вместе с которыми выполнялись первые тесты проволочных камер ПИЯФ по теме LHCb на SPS ускорителе (CERN) в 1997 году. В 1999 году были проведены успешные тесты разработанных и изготовленных в ПИЯФ первых мюонных камер-прототипов. С этого года моя жизнь изменилась. По приглашению руководителя мюонного проекта Буркхарда Шмидта (B.Schmidt), которому я особенно признателен, я перешел работать в центральную мюонную группу (CERN). Приношу благодарность соавторам по совместной работе в этой группе: В.Риглеру (W.Rigler), Т.Шнайдеру (T.Schnider), Д.Хачкрофту (D. Hutchcroft), с которыми разрабатывались и тестировались на пучках различные типы камер, составляющих мюонный детектор. Многих друзей и коллег по совместной работе я приобрел в Италии (Фраскати, Феррара и Флоренция) на этапе массового производства, тренировки и тестирования камер мюонного детектора. Многие из моих коллег того времени стали впоследствии большими руководителями мюонного проекта в ранге “Project Leader”: Дж.Карбони (G.Carboni), Дж.Пассалева (G.Passaleva), А.Кардини (A.Cardini), всего эксперимента LHCb в ранге “LHCb Spokesperson” – П.Кампана (P.Campana) и “Deputy of LHCb Spokesperson” – Б.Шмидт (B.Schmidt), “Technical Coordinator” – Х.-Ю.Хилке (H.-J.Hilke) и Р.Линднер (R.Lindner). Я глубоко признателен этим людям за их высокую оценку моего творческого вклада. Хочу поблагодарить профессора и коллегу М.Саврие (M.Savrie) за полезные обсуждения многих вопросов в период инсталляции камер в шахте. Приятные воспоминания о совместной работе оставили коллеги А.Сарти (A.Sarti) и Р.Нобрега (R. Nobrega). Я признателен О.Е.Маеву и Н.Ф.Бондарю за полезные дискуссии, а также особенно благодарен Ю.А.Щеглову за ценные замечания по форме и содержанию диссертации.

Литература

1. *Evans L., Bryant P.* The LHC Machine // J. of Instrumentation. 2008. v. 3. S08001.
2. *ATLAS Collaboration.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // J. of Instr. 2008. v. 3. S08003.
3. *CMS Collaboration.* The CMS Experiment at the CERN LHC // J. of Instr. 2008. v. 3. S08004.
4. *LHCb Collaboration.* The LHCb Detector at the LHC // J. of Instr. 2008. v. 3. S08005.
5. *ALICE Collaboration.* The ALICE Experiment at the CERN LHC // J. of Instr. 2008. v. 3. S08002.
6. *Aad G., et al. (ATLAS Collaboration).* Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Lett. B. 716 1 (2012). p. 1–29.
7. *Chatrchyan S., et al. (CMS Collaboration).* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Phys. Lett. B. 716 1 (2012). p. 30–61.
8. *Рубаков В.А.* К открытию на Большом адронном коллайдере новой частицы со свойствами бозона Хиггса // УФН. т. 182 (2012). с. 1018–1025.
9. *Тельнов В.И.* Физика элементарных частиц и космология на пороге великих открытий // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2006. т. 1. вып. 2.
10. *Гинзбург И.Ф.* Нерешенные проблемы фундаментальной физики // УФН. т. 179 (2009). с. 525–529.
11. *Aaij R., et al. (LHCb Collaboration).* First evidence for the decay $B_s \rightarrow \mu\mu$ // Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 021801, arXiv:1211.2674.
12. *Aaij R., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration).* Implications of LHCb measurements and future prospects // arXiv:1208.3355; Eur. Phys. J. C 73 (2013). p. 2373.
13. *Данилов М.В.* Поиск нарушения CP -инвариантности в распадах B -мезонов // УФН, т. 168 (1998).
14. *Бондарь А.Е., Пахлов П.Н., Полуэктов А.О.* Наблюдение CP -нарушения в распадах B -мезонов // УФН. т. 177 (2007), с. 697-720.
15. *Aaij R., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration).* Prompt K_S^0 production in pp collisions at $\sqrt{S} = 0.9$ TeV. // Phys. Lett. B. v. 693 (2010). p. 69–80.
16. *Aaij R., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration).* Measurement of $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$ at $\sqrt{S} = 7$ TeV in the forward region // Phys. Lett. B. v. 694 (2010). p. 209–216.
17. *Aaij R., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration).* First observation of $\bar{B}_S^0 \rightarrow D_{S2}^{*+} X \mu^- \bar{\nu}$ decays // Phys. Lett. B. v. 698 (2011). p. 14-20.
18. *LHCb collaboration.* A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements for CP Violation and Rare Decays. LHCb Technical Proposal // CERN LHCC 98–4. CERN. Geneva. 1998.
19. *Amato S., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration).* LHCb magnet. Technical Design Report // CERN–LHCC–2000–007. CERN. Geneva. 1999.

20. *Barbosa A.F., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration)*. LHCb Inner Tracker. Technical Design Report // CERN–LHCC–2002–029. CERN. Geneva. 2002.
21. *Amato S., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration)*. LHCb calorimeters. Technical Design Report // CERN–LHCC–2000–036. CERN. Geneva. 2000.
22. *Amato S., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration)*. LHCb RICH. Technical Design Report // CERN–LHCC–2000–037. CERN. Geneva. 2000.
23. *Barbosa Marinho P.R., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration)*. LHCb VELO (Vertex LOcator). Technical Design Report // CERN–LHCC–2001–011. CERN. Geneva. 2001.
24. *Barbosa Marinho P.R., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration)*. LHCb outer tracker. Technical Design Report // CERN–LHCC–2001–024. CERN. Geneva. 2001.
25. *Nobrega R.A., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration)*. LHCb computing. Technical Design Report // CERN–LHCC–2005–019. CERN. Geneva. 2005.
26. *Barbosa Marinho P.R., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration)*. LHCb online system. Data acquisition and experiment control. Technical Design Report // CERN–LHCC–2001–040. CERN. Geneva. 2001.
27. *Nobrega R.A., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration)*. LHCb trigger system. Technical Design Report // CERN–LHCC–2003–031. CERN. Geneva. 2003.
28. *Barbosa Marinho P.R., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration)*. LHCb Muon System. Technical Design Report // CERN LHCC 2001–010. CERN. Geneva. 2001.
29. *Nobrega R.A., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration)*. Reoptimized Detector Design and Performance. Technical Design Report // CERN–LHCC–2003–030. CERN. Geneva. 2003.
30. *Воробьев А.А., Бондарь Н.Ф., Бочин Б.В., ..., Кащук А.П. и др.* Эксперимент LHCb. Участие в подготовке и проведении экспериментов на LHC // Сообщение ПИЯФ РАН. Гатчина. 2009.
31. *Vorobyev A.A., Alkhasov G.D., Bochin B.V., ..., Kashchuk A.P., et al.* Experiment LHCb at the LHC. // Main Scientific Activity 2007–2012. PNPI. Gatchina. 2013.
32. *COBEX collaboration*. Letter of Intent: A Dedicated LHC Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation. CERN–LHCC–95–5, CERN. Geneva. 1995.
33. *Corti G., Cox B.* LHCb muon trigger // LHCb–97–01. CERN. Geneva. 1997.
34. *Borkovsky M., Tsaregorodtsev A., Vorobyev A.* Study of the LHCb Muon Trigger // LHCb–97–07. CERN. Geneva. 1997.
35. *Borkovsky M., Corti G., Cox B., Tsaregorodtsev A., Nelson K., Vorobyev A.* The LHCb Level 0 Muon Trigger // LHCb–98–002. CERN. Geneva. 1998.
36. *Corti G., Cox B., Nelson K., Tsaregorodtsev A.* LHCb Muon Detector Electronics // LHCb–98–003. CERN. Geneva. 1998.
37. *Aslanides E., Cachemiche J.P., Derue F., Dinkespiler B., Duval P.Y., Le Gac R., Leroy O., Liotard P.L., Menouni M., Tsaregorodtsev A.* A realistic algorithm for the level 0 muon trigger // LHCb–2002–042. CERN. Geneva. 2002.

38. *Bochin B., Kashshuk A., Lazarev V., Sagidova N., Spiridenkov E., Velichko G., Vorobiev A., Vorobyov A.* Wire Pad Chamber for LHCb Muon System // LHCb–2000–003. CERN. Geneva. 2000.
39. *Smirnov I. B.* Modeling of ionization produced by fast charged particles in gases // Nucl. Instr. and Meth. A 554 (2005). p. 474–493.
40. *Sauli F.* Principles of operation of multiwire proportional chambers // CERN–77–09. CERN. Geneva. 1977.
41. *Veenhof R.* GARFIELD, a drift chamber simulation program, Version 7.02, CERN Nucl. Instr. and Meth. A419 (1998) p.726.
42. *Biagi S.* MAGBOLTZ, program to compute gas transport parameters. Version 2.2. CERN.
43. *Charpak G., et al.* A high-rate, high-resolution asymmetric wire chamber with cathode strip readout // Nucl. Instr. and Meth. A346 (1994). p. 506–509.
44. *Vorobyov A.* Micro-cathode strip chambers for the LHCb detector // Nucl. Instr. and Meth. A 368 (1995). p. 245–248.
45. *Kashchuk A.P., Komkov B.G., Mylnikov V.A., Sagidova N.R., Velitchko G.N.* Study of fast operating readout electronics and charge interpolation technique for Micro-Cathode Strip Chambers (MCSC) // LHCb–98–011. CERN. Geneva. 1998.
46. *Kashchuk A., Bochin B., Guets S., Ivochkin V., Lindner R., Poliakov V., Tsaregorodtsev A.* Beam test of micro-cathode strip chamber prototypes for the LHCb inner tracker // LHCb–98–008. CERN. Geneva. 1998.
47. *Blum W., Rolandi L., Riegler W.* Particle Detection with Drift Chambers // Springer Verlag. Berlin–Heidelberg. 2008.
48. *Riegler W.* Detector physics and performance simulations of the MWPCs for the LHCb muon system // LHCb–2000–060. CERN. Geneva. 2000.
49. *Mathieson E.* Induced charge Distributions in proportional detectors. Nucl. Instr. and Meth. A270 (1988). p. 602–603.
50. *Yu B.* Gas proportional detectors with interpolating cathode pad readout for high track multiplicities. BNL 47055. Informal Report. 1991.
51. *Riegler W.* Crosstalk, Cathode Structure and Electrical Parameters of the MWPCs for the LHCb Muon System // LHCb–2000–061. CERN. Geneva. 2000.
52. *Kashchuk A.* Methods of cross-talk reduction in the cathode pad chambers (CPC) of the LHCb muon system // LHCb–2003–138. CERN. Geneva. 2003.
53. *Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И.* Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц // Изд. физ.-мат. лит. М. 1959.
54. *Botchine B., Lazarev V., Saguidova N., Vorobyov A., Kachtchouk A., Riegler W., Schmidt B., Schneider T., Gandelman M., Mar'échal B., Moraes D., De Paula L., Polycarpo E.* Wire Pad Chambers and Cathode Pad Chambers for the LHCb Muon System // LHCb–2000–14. CERN. Geneva. 2000.
55. *Mar'échal B., De Oliveira G., De Paula L., ..., Kashchuk A., et al.* Construction and test of the prototype chamber for region 1 of the LHCb muon station 2 // LHCb–2001–150. CERN. Geneva. 2001.

56. *Maréchal B., De Oliveira G., De Paula L., Gandelman M., Costa H., Da Silva R., Kashchuk A., Schneider T.* Construction and test of the prototype chamber for region 1 of the LHCb muon station 2. // LHCb–2002–034. CERN. Geneva. 2002.
57. *Hutchcroft D., Kachtchouk A., Riegler W., Schmidt B., Schneider T., Suvorov V., Maréchal B., Gandelman M.* Results obtained with the first four gap MWPC prototype chamber // LHCb–2001–024. CERN. Geneva. 2001.
58. *Kashchuk A., De Paula L., Riegler W., Schmidt B., Schneider T.* Performance study of a MWPC prototype for the LHCb muon system with the ASDQ chip // LHCb–2000–062. CERN. Geneva. 2000.
59. *Baldini W., Evangelisti F., Germani S., Landi L., Kashchuk A., Savrié M.* Quadri gap Cathode Pad Chamber (CPC) prototype for the innermost region R1 of station M4 of the LHCb muon system // LHCb–2003–167. CERN. Geneva. 2004.
60. *Kashchuk A., Lippmann C., Riegler W., Schmidt B., Schneider T., Suvorov V.* Asymmetric Single Cathode Read Out and Symmetric Double Cathode Read Out MWPCs for the LHCb muon system. LHCb–2003–001. CERN. Geneva. 2003.
61. *Kachtchouk A., Lippmann C., Riegler W., Schmidt B., Schneider T., Suvorov V.* Asymmetric and double-cathode-pad wire chambers for the LHCb muon system // Nucl. Instr. and Meth. A 555 (2005). p. 48–54.
62. *Barbosa Marinho P.R., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb Collaboration).* LHCb Second Addendum to the Muon System Technical Design Report // CERN–LHCC–2005–012. CERN. Geneva. 2005.
63. *Sauli F.* GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors // Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997). p. 531–534.
64. *Кацук А.П., Бочин Б.В., Поляков В.В.* Результаты тестирования с помощью X-лучей двухкаскадных и трехкаскадных детекторов на основе газовых электронных умножителей для внутреннего трекера эксперимента LHCb // Сообщение ПИЯФ 2283. ПИЯФ. Гатчина. 1998.
65. *Kashchuk A., Bochir B., Poliakov V., Vorobyov A.* X-ray tests of double and tripple GEM detectors for the LHCb inner tracker // LHCb–98–068. CERN. Geneva. 1998.
66. *Бузулуцков А.Ф.* Детекторы ионизирующих излучений и фотодетекторы на основе газовых электронных умножителей // Автореферат диссертации на соискание ученой степени д. ф.-м. н. НИЯФ. Новосибирск. 2008.
67. *Bachmann S., Bressan A., Ketzer B., Buzulutskov A., et al.* Performance of GEM detectors in high intensity particle beams // Nucl. Instr. and Meth. A470 (2001). p.548–561.
68. *Kashchuk A., Botchine B., Gromov V., Poliakov V.* Signal observation from minimum ionizing particles and time resolution estimation in the Triple GEM detector // LHCb–99–009. CERN. Geneva. 1999.
69. *Alfonsi M., Bencivenni G., Bonivento W., Cadeddu S., Cardelli E., Cardini A., Ciambrone P., Fois E., Lai A., Murtas F., Poli Lener M., Raspino D.* Status of triple GEM muon chambers for the LHCb experiment // Nucl. Instr. and Meth. A581 (2007). p. 283–286.
70. *Kashchuk A.* Performance analysis and remarks on Triple-GEM detector of the LHCb muon system // LHCb–2008–078. CERN. Geneva. 2008.

71. *Kashchuk A., Souvorov V., Schmidt B., Schneider T., et al.* First results of an aging test of a full scale MWPC prototype for the LHCb muon system // Nucl. Instr. and Meth. A515 (2003). p. 220–225.
72. *Anelli M., Baccaro S., Campana P., Dané E., Forti C., Lanfranchi G., Penso G., Pinci D., Rosellini R., Santoni M., Saputi A., Sarti A., Sciubba A.* High radiation tests of the MWPCs for the LHCb Muon // Nucl. Instr. And Meth. A599 (2009). p.171–175.
73. *Gruber L., Riegler W., Schmidt B.* Time resolution limits of the MWPCs for the LHCb muon system // Nucl. Instr. and Meth. A632 (2011). p. 69–74.
74. *Kachtchouk A., Kristic R., Riegler W., Schmidt B., Schneider T., et al.* Design and construction of the wire chambers for the LHCb muon system // LHCb–2001–026. CERN. Geneva. 2001.
75. *Auriemma G., et al.* Test results of Chempir Core panels for the MWPC of the LHCb muon system // LHCb–2001–008. CERN. Geneva. 2003.
76. *Auriemma G., et al.* Sandwich panels for the MWPC of the LHCb muon system: mechanical properties before and after irradiation // LHCb–2003–011. CERN. Geneva. 2001.
77. *Ciambrone P., Dané E., Dumps R., Dwuznik M., Felici G., Forti C., Frenkel A., Graulich J.–S., Kachtchouk A., Kulikov V., Martellotti G., Medvedkov A., Nedosekin A., Penso G., Pinci D., Pirozzi G., Schmidt B., Shubin V.* Automated wire tension measurement system for LHCb muon chambers // Nucl. Instr. and Meth. A 545 (2005). p. 156–163.
78. *Baldini W., Chiozzi S., Evangelisti F., Germani S., Kashchuk A., et al.* A Laser Based Instrument for MWPC Wire Tension Measurement // LHCb–2007–120. CERN. Geneva. 2007.
79. *Kashchuk A.* MWPC conditioning technique // LHCb–2005–096. CERN. Geneva. 2005.
80. *Boyarski A.M.* Model of high-current breakdown from cathode field emission in aged wire chambers // Nucl. Instr. and Meth. A535 (2004). p. 632–643.
81. *Graulich J.–S., Hilke H.–J., Kachtchouk A., Mair K., Schmidt B., Schneider T.* Conditioning of MWPCs for the LHCb Muon System // Proceedings of 2005 IEEE Nuclear Science symposium and Medical Imaging Conference. 23–29 October 2005: CERN–LHCb–PROC–2005–036. CERN. Geneva. 2005.
82. *Barbosa A.F., Dump R., Graulich J.–S., ..., Kachtchouk A., et al.* Production and quality control of MWPC for the LHCb muon system at CERN // IEEE Trans. Nucl, Sci. NS–53 (2006). p. 336.
83. *Affolder T., ..., Newcommer M., et al.* CDF Central Outer Tracker // Nucl. Instr. and Meth. A 526 (2004). p. 249–299.
84. *Chiodi G., Corradi G., Felici G., Gatta M., Kashchuk A., Schmidt B.* ASDQ++ front-end board for the MWPC readout of the LHCb muon system // LHCb–2002–014. CERN. Geneva. 2002.

85. *Bonivento W., Jarron P., Moraes D., Riegler W., ..., et al.* Development of the CARIOCA front-end chip for the LHCb muon detector // Nucl. Instr. and Meth. A 491 (2002). p. 233.
86. *Kashchuk A.* One universal LHCb muon amplifier chip versus two // LHCb–2002–040. CERN. Geneva. 2002.
87. *Rice S.O.* Distribution of the maxima of a random curve // Amer. J. Math. 1939. v. 61. p. 409–416.
88. *Rice S.O.* The mathematical analysis of random noise // Bell System Tech. J. 1944. v. 23. p. 282–332.
89. *Rice S.O.* Mathematical analysis of random noise // Bell System Tech. J. 1945. v. 24. p. 46–156.
90. *Тихонов В.И.* Выбросы случайных процессов // УФН. 1962. т. 77. с. 449.
91. *Ivanov I.A.* On the average number of crossings of a level by a stationary Gaussian process // Teor. Veroyatnost. i Primen. 1960. v. 5. p. 319.
92. *Bulinskaya E.V.* On the mean number of crossings of a level by a stationary Gaussian process // Teor. Veroyatnost. i Primen. 1961. v. 6. p. 435.
93. *Баскаков С.И.* Радиотехнические цепи и сигналы // Высшая школа. М. 1998. с.170.
94. *Kashchuk A.* Method for test and diagnostics of the on-detector front-end electronics for the LHCb muon system // LHCb–2002–013. CERN. Geneva. 2002.
95. *Кацук А.П.* Частота Райса – характеристика усилительного тракта и ее применение для реконструкции шумовых распределений // Сообщение ПИЯФ 2860. Гатчина. 2011.
96. *Kashchuk A., Sarti A., Nobrega R.* Procedure for determination and setting of thresholds implemented in the LHCb Muon system // LHCb–2008–052. CERN. Geneva, 2008.
97. *Hall G.* Level crossing rates in binary counting systems // Nucl. Instr. and Meth. A371 (1996). p. 580.
98. *G.Vasilescu.* Electronic Noise and Interfering Signals: Principles and Applications. Springer. Berlin. 2005.
99. *Бунимович В.И.* Выбросы напряжения флюктуационных шумов // Журн. техн. физики. 1951. т. 21. с. 625–636.
100. *Kashchuk A., Levitskaya O.* From noise to signal – a new approach to LHCb muon optimization // LHCb–2009–018. CERN. Geneva. 2009.
101. *Kashchuk A., Levitskaya O.* Equivalent Noise Charge (ENC) in the LHCb muon system measured at 100 meters under ground // LHCb–2010–023. CERN. Geneva. 2010.
102. *Kashchuk A.P., Kuchinskii N.A., Levitskaya O.V., Movchan S.A.* Equivalent Noise Charge for Different Impedance Matching Schemes of the Drift Straw–Tube and the Amplifier // Письма в журнал Физика ЭЧАЯ. 2011. с. 68–77; Physics of Particles and Nuclei Letters. 2011. v. 8. p. 40–45.
103. *Кацук А.П.* Применение теории Райса для реконструкции шумовых распределений в ядерной электронике // ПТЭ. 2012. т. 4. с. 26–34.

104. *Kashchuk A., Nobrega R., Bocci V., Massafferri A., Schmidt B.* Diagnostics of the Muon System Front-end Electronics during the LHCb Experiment // Proc. of 11-th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments. 2005. p. 426–429.
105. *Kashchuk A., Levitskaya O., Mair K., Nobrega R., Shatalov P., Schmidt B., Schneider T.* Pre–installation Tests of the LHCb muon chambers // Proc. of 2008 IEEE Nuclear Science Symposium: Medical Imaging Conference and 16-th Room Temperature Semiconductor Detector Workshop. Dresden. 2008. p. 2812–2815.
106. *Kashchuk A., Levitskaya O., Mair K., Nobrega R., Shatalov P., Schmidt B., Schneider T.* Pre–installation tests of the inner-most LHCb muon MWPC’s // LHCb–2009–010. CERN. Geneva. 2009.
107. *Kashchuk A.* Threshold calibration and threshold finding procedure in various LHCb muon MWPC // LHCb–2007–068. CERN. Geneva. 2007.
108. *Anderlini L.* A software tool for noise analysis in the LHCb Muon System // LHCb–2009–018. CERN. Geneva. 2009.
109. *Anderlini L., Nobrega R., Gruber L., Kashchuk A., et al.* A new method based on noise counting to monitor the frontend electronics of the LHCb muon detector // J. of Instr. 2013. v. 8. P06001.
110. *Kashchuk A.* On LHCb muon MWPC grounding // LHCb–2006–067. CERN. Geneva. 2006.
111. *Kashchuk A., Gianotti P., Levitskaya O., Savrie M., et al.* Measurement of the absolute gas gain and gain variations study in straw-tube detectors // J. of Instr. v. 8. T08001.
112. *Kashchuk A.P., Levitskaya O.V.* Tests of thin–wall drift tubes developed for PANDA trackers // Main Scientific Activity 2007–2012. PNPI. Gatchina. 2013. p.371.
113. *Dané E, Penso G., Pinci D., Sarti A.* Detailed study of the gain of the MWPCs for the LHCb muon system // Nucl. Instr. and Meth. A 572 (2007). p. 682–688.
114. *Anelli M., Nobrega R., Auremma G., ..., Kashchuk A., et al.* Performance of the LHCb muon system with cosmic rays // J. of Instr. 2010. v.5. P10003.
115. *Alves A., Anderlini L., Anelli M., ..., Kashchuk A., et al.* Performance of the LHCb muon system // J. of Instr. 2013. v.8. P02022.
116. *Archilli F., Baldini W., Bencivenni G., et al.* Performance of the Muon Identification at LHCb // J. of Instr. 2013. v. 8. P10020.
117. *LHCb Collaboration.* Expression of Interest for an LHCb Upgrade // CERN–LHCC–2008–007. 2008.
118. *Bediaga I., ..., Kashchuk A., et al. (LHCb collaboration).* Framework TDR for the LHCb Upgrade. Technical Design Report // CERN–LHCC–2012–007. LHCb–TDR–12. CERN. Geneva. 2012.
119. *Кацук А.П., Козлов С.М., Левицкая О.В., Соловей В.А.* Газовый электронный умножитель // Патент на полезную модель № 135425. Роспатент. Москва. 2013.
120. *Кацук А.П., Козлов С.М., Левицкая О.В., Соловей В.А.* Детектор заряженных частиц // Патент на полезную модель. № 135424. Роспатент. Москва. 2013.