

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Государственный научный центр Российской Федерации – Институт физики высоких энергий»
(ФГБУ ГНЦ ИФВЭ)

№ госрегистрации 01201256124.

Инв.№ 1/6029

УТВЕРЖДАЮ

Директор ФГБУ ГНЦ ИФВЭ

д-р физ.-мат. наук, проф.

Н.Е. Тюрин

20 августа 2012 г.



ОТЧЕТ

о научно-исследовательской работе

по теме:

Разработка аппаратуры для исследований фундаментальных взаимодействий при повышенной светимости протон-протонных столкновений в международном проекте АТЛАС.

Промежуточный, этап 1.

Анализ требований к системам установки АТЛАС, вызванных повышением светимости БАК.

Государственный контракт от 14.03.2012 № 11.519.11.6029 с дополнительным соглашением № 1 от 17 мая 2012 г.



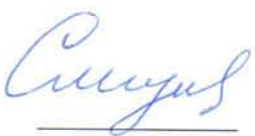






Руководитель работы,
Зам. директора института,
д-р физ.- мат. наук, профессор

А.М.Зайцев

подпись, дата

Протвино, 2012

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Зам. директора института, д-р физ.- мат. наук, профессор Начальник лаборатории, кандидат физ.-мат. наук, ст. научн. сотрудник Начальник лаборатории, д-р физ.- мат. наук, ст. научн. сотрудник Ст. научн. сотрудник, кандидат физ.-мат. наук, ст. научн. сотрудник Начальник сектора, д- р физ.-мат. наук, профессор Вед. научн. сотрудник кандидат физ.-мат. наук, ст. научн. сотрудник Руководитель группы кандидат физ.-мат. наук, ст. научн. сотрудник Ведущий инженер Инженер	        	А.М. Зайцев О.Л.Федин Л.Н.Смирнова А.С.Кожин А.П.Чеплаков А.В.Козелов А.С.Романюк А.А.Снесарев Л.Г.Самохина	(весь отчёт) (1 –4) (5) (6 - 7) (8 – 9) (10 - 12) (13) (14) (18)
--	---	---	--

РЕФЕРАТ

Отчет 147 стр., 77 рис., 8 таблиц, 34 источника, 1 приложение.

ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР, УСТАНОВКА АТЛАС, ЖИДКОАРГОНОВЫЙ КАЛОРИМЕТР, АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР, ДЕТЕКТОР ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МАТЕРИАЛОВ, ГАЗОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ, ПИКСЕЛЬНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ, ДРЕЙФОВЫЕ ТРУБКИ, ТРИГГЕР ВЫСОКОГО УРОВНЯ, СЕТЬ ГРИД

Объектом научно-исследовательской работы являются детекторы установки АТЛАС на Большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРНе и программное обеспечение для сбора и обработки данных с этой установки.

Цель работы – модернизация детекторов и программного обеспечения установки АТЛАС для обеспечения её эффективной работы в условиях планируемой повышенной светимости протон – протонных столкновений на ускорителе БАК.

Работы выполняются совместно с зарубежными институтами, участниками сотрудничества АТЛАС.

Представлено обоснование выбора направлений исследований.

Представлено физическое обоснование создания FAST OR триггера на основе детектора переходного излучения TRT и проведён анализ требований к триггеру.

Дано физическое обоснование поиска сильноионизирующих частиц, поиска распадов В-мезонов в моде $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$,

Проведён анализ экспериментов по исследованию характеристик жидкоаргоновых калориметров при работе в высокоинтенсивных пучках. Разработаны требования к аппаратуре.

Выполнен анализ применимости технологии микроканальных детекторов и пиксельных детекторов для модернизации установки АТЛАС.

Проведён анализ требований к детекторам «малых колес», эскизная проработка лабораторных образцов трековых детекторов.

Проведён анализ требований к TDAQ (Trigger&Data Acquisition) системе АТЛАС при работе на повышенной светимости коллайдера и к триггеру высокого уровня.

Проведён анализ возможных путей совершенствования системы AGIS (ATLAS GRID Information System).

Представлен анализ требований к параметрам реактора и объектам инфраструктуры, необходимым для проведения радиационных испытаний образцов конструкционных материалов и электроники в интенсивных потоках быстрых нейтронов и гамма-квантов на реакторе.

Разработана методика тестирования электропрочностных характеристик перспективных материалов под радиационным воздействием.

Проведены патентные исследования по тематике работ.

Подготовлена программа стажировки молодых специалистов на базе иностранных партнёров.

Выполнено моделирование откликов макетов жидкоаргоновых калориметров в зависимости от интенсивности пучка и напряжения на электродах;

Разработана методика измерения чистоты жидкого аргона;

Выбраны варианты трековых детекторов для комплектации новых «малых колёс» мюонного спектрометра АТЛАС, проведено испытание опытных образцов трековых детекторов;

Выбрано направление оптимизации TDAQ и AGIS систем установки АТЛАС

СОДЕРЖАНИЕ

	Определения, обозначения и сокращения	9
	Введение	10
	Основная часть	15
1	Физическое обоснование поиска сильноионизирующих частиц в эксперименте ATLAS	15
2	Изучение эффективности регистрации сильноионизирующих частиц с использованием существующих триггеров в эксперименте ATLAS	20
3	Физическое обоснование создания FAST OR триггера на основе детектора переходного излучения TRT для регистрации сильноионизирующих частиц	29
4	Анализ требований к TRT FAST OR триггеру	32
5	Создание алгоритмов триггера для выделения распадов В-мезонов с образованием двух мюонов	41
6	Анализ требований к детекторам «малых колес», эскизная проработка лабораторных образцов трековых детекторов, испытания	48
7	Выбор варианта трековых детекторов для комплектации новых малых колёс мюонного спектрометра АТЛАС; испытания опытных образцов трековых детекторов (работы выполнены иностранным партнёром)	51
8	Создание установки на реакторе ИБР-2м и проведение на ней программы исследований радиационной стойкости образцов материалов и электроники для модернизации установки АТЛАС ..	52
9	Требования к параметрам реактора и объектам инфраструктуры, необходимым для проведения радиационных испытаний образцов конструкционных материалов и электроники в интенсивных потоках нейтронов и гамма квантов	54
9.1	Требования к реактору	55
9.2	Требования к устройству доставки	56
9.3	Использование кольцевого коридора	56

9.4	Защита зоны канала	57
9.5	Работы с жидким аргоном	58
10	Анализ эксперимента по исследованию характеристик жидкоаргоновых калориметров при работе в высокоинтенсивных пучках. Разработка требований к аппаратуре	58
11	Моделирование откликов макетов жидкоаргоновых калориметров в зависимости от интенсивности пучка и напряжения на электродах (работы выполнены иностранным партнёром)	62
12	Разработка методики измерения чистоты жидкого аргона (работы выполнены иностранным партнёром)	65
13	Задачи модернизации триггерной системы первого уровня для внутреннего детектора	67
13.1	Электронный канал	68
13.2	Мюонный канал	72
13.3	Требования к трековому триггеру для внутреннего детектора	76
13.4	Угловое и пространственное разрешение трековой системы ..	77
13.5	SCT-триггер с использованием парных слоев	78
13.6	Триггер, основанный на RoI	79
13.7	Газо-пиксельный детектор	80
13.8	Описание газо-пиксельных детекторов	84
13.9	Преимущества и новые возможности	85
13.10	Принципы работы	87
13.11	Возможность использования ГПД для внутреннего детектора	94
13.12	Использование в качестве пиксельного вершинного детектора В-слоя	95
13.13	Короткий стриповый детектор	96
13.14	Трековый газо-пиксельный детектор	96
13.15	Идентификация частиц с помощью ГПД	100
13.16	Оптимизация газовых смесей	102
13.17	Использованное программное обеспечение	103
13.18	Выбор требуемых свойств газовой смеси	103
13.19	Поиск компонентов газовой смеси	104

13.19.1	Благородные газы	105
13.19.2	Органические соединения	105
13.19.3	Азот и азотные соединения	106
13.19.4	Кислород	106
13.19.5	Фреоны	106
13.19.6	Двуокись углерода	107
13.20	Результаты моделирования газовых смесей на основе Ar, Xe и CO ₂	107
13.20.1	Скорость дрейфа	107
13.20.2	Коэффициент диффузии в направлении перпендикулярном магнитному полю	109
13.20.3	Величина угла Лоренца	110
13.21	Подготовка к проведению испытаний на пучке ускорителя ЦЕРН	111
13.21.1	Триггерная система и система идентификации частиц для работы на пучке	113
13.21.2	Создание сцинтилляционного счетчика для работы в магнитном поле	116
13.21.3	Описание детекторов, создаваемых по технологии MicroMegas для использования в новом малом кольце мюонного спектрометра	125
14	Разработка методики тестирования электропрочностных характеристик перспективных материалов под радиационным воздействием	131
14.1	Материалы для изготовления печатных плат в ксеноновом калориметре высокого давления	131
14.2	Методика тестирования	133
15	Анализ требований к TDAQ (Trigger & Data Acquisition) системе АТЛАС при работе на повышенной светимости БАК и к триггеру высокого уровня.	134
16	Анализ возможных путей совершенствования информационной системы AGIS (ATLAS GRID Information System). Расширение пользовательского интерфейса и развитие функциональности системы в целом	136

17	Выбор направления оптимизации TDAQ и AGIS систем АТЛАС (работы выполнены иностранным партнёром)	137
18	Патентные исследования	139
19	Стажировка молодых специалистов на базе иностранных партнеров	139
	Заключение	140
	Список использованных источников	142
	Приложение А	145

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

БАК (LHC)	Большой адронный коллайдер. Ускоритель встречных пучков протонов Европейской организации ядерных исследований (ЦЕРН).
ЦЕРН (CERN)	Европейская организация ядерных исследований в Женеве, Швейцария.
Светимость	Параметр ускорителя, характеризующий количество первичных взаимодействий частиц из встречных пучков, в единицу времени.
АТЛАС (ATLAS)	Универсальная установка для проведения исследований на БАК.
Калориметр	Прибор для измерения энергии частиц.
Триггер	Процедура для выделения из потока информации, регистрируемой детекторами, событий с заданными характеристиками для последующей записи и анализа.

ВВЕДЕНИЕ

Целью работы является модернизация детекторов и программного обеспечения установки АТЛАС[1,2] на ускорителе встречных пучков БАК в Европейской организации ядерных исследований (ЦЕРН) в Женеве для работы в условиях повышенной до 10^{35} см⁻²с⁻¹ светимости протон - протонных столкновений.

Работы выполняются в сотрудничестве с зарубежными институтами, участвующими в экспериментах на установке АТЛАС.

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ участвует в работах по модернизации установки АТЛАС в соответствии со следующими документами:

- Протокол об участии в реализации программы проведения экспериментов на большом адронном коллайдере (БАК) к соглашению 1993 года между Правительством Российской Федерации и Европейской организацией ядерных исследований, подписанный 19 декабря 2003 г.
- Письмо F.Gianotti и M.Nordberg (руководство АТЛАС) С.В.Иванцу (заместителю министра образования и науки РФ) от 26 января 2012 г. о тематике и финансировании совместных работ Российских и зарубежных институтов по модернизации АТЛАС;

Основными задачами контракта являются:

- Создание инновационных технологий для детекторов элементарных частиц. Разрабатываемые детекторы обеспечат прецизионное измерение координат частиц, калориметрию, восстановление вектора движения частицы в реальном времени в условиях высокой светимости и больших потоков данных.
- Проработка способов модернизации существующих детекторов и программного обеспечения установки АТЛАС с целью обеспечения её эффективной работоспособности в условиях повышенной загрузки частицами.
- Стимулирование развития международных интеграционных процессов в науке и содействие формированию устойчивых кооперационных связей российских и иностранных научно-исследовательских организаций и университетов, направленных на создание технологий, соответствующих мировому уровню, либо превосходящих его.

- Привлечение молодых ученых и специалистов к исследованиям, направленным на проведение проблемно-ориентированных поисковых исследований и созданию научно-технического задела в кооперации с научно-исследовательскими организациями-участниками проектов ЦЕРН.

Основными задачами первого этапа являются:

- Обоснование выбора исследований.
- Физическое обоснование создания FAST OR триггера на основе детектора переходного излучения TRT и анализ требований к триггеру.
- Анализ применимости технологии микроканальных детекторов и пиксельных детекторов для модернизации установки ATLAS.
- Анализ экспериментов по исследованию характеристик жидкоаргоновых калориметров при работе в высокоинтенсивных пучках.
- Моделирование откликов макетов жидкоаргоновых калориметров в зависимости от интенсивности пучка и напряжения на электродах.
- Разработка методики измерения чистоты жидкого аргона.
- Анализ требований к детекторам «малых колес», эскизная проработка лабораторных образцов трековых детекторов.
- Выбор направления оптимизации TDAQ и AGIS систем ATLAS.

Выбор направлений исследований по аппаратурной части установки ограничен рядом факторов, общих для большинства детекторов ATLAS'а, поскольку задача состоит в модернизации существующей, работающей в составе установки аппаратуры, доступ к элементам которой в разной степени ограничен, а иногда и невозможен даже в периоды длительной остановки ускорителя. С учетом также финансовых ограничений выбор технических решений в ряде случаев может быть лишь паллиативным.

Модернизация программного обеспечения эксперимента также, хотя и в меньшей степени, подпадает под ограничения, связанные с ранее принятыми и воплощенными в работающих программах системными и программными решениями.

На уровне персонала работающих групп, выбор, с очевидностью, задается предшествующим опытом. Группы, участвовавшие в создании, запуске и сопровождении определённого детектора, естественно участвуют и в его модернизации. Однако задачи связанные с физическим анализом

данных, в частности, выработка триггеров высокого уровня слабее связана с конкретным детектором и оперирует данными других, соседних детекторов.

Современная конфигурация коллайдера LHC предназначена для проведения исследований протон-протонных столкновений при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и светимостью $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Коллайдер начал свою регулярную работу в 2009 году и уже набрал более 5 фб^{-1} данных с максимальной светимостью $3 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ при энергии в центре масс равной 7 ТэВ, а также более 6 фб^{-1} с максимальной светимостью $\sim 7 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в текущем году при энергии в центре масс 8 ТэВ. Цель этого года предоставить всего $20\text{-}30 \text{ фб}^{-1}$ для экспериментов.

Следующий проект ЦЕРН – супер-LHC[3, 4], который нацелен на десятикратное увеличение светимости протон-протонных столкновений при энергии 14 ТэВ, может быть выполнен путем последовательного введения в эксплуатацию нескольких новых элементов ускорительного комплекса LHC и ряда технических усовершенствований, которые запланированы на 2013-2018 годы. Планируемый сценарий увеличения светимости показан на рисунке 1:

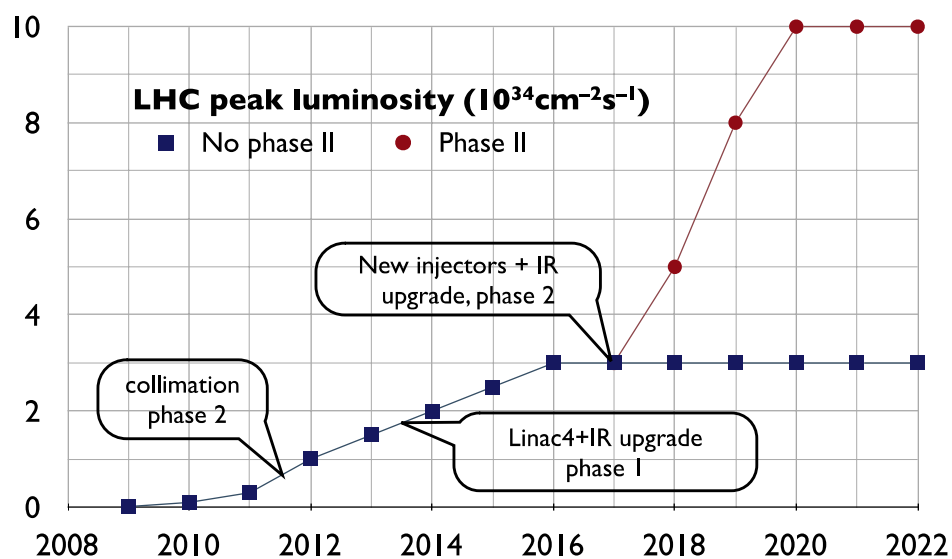


Рисунок 1 - Сценарий увеличения светимости при модернизации БАК.

Проект супер-LHC включает в себя замену нескольких ускорителей в цепи протонных инжекторов LHC, модернизацию областей пересечения пучков и улучшение детекторов в экспериментах общего назначения ATLAS

и CMS. Основные модификации самого ускорительного комплекса направлены на оптимизацию следующих параметров:

- число протонов в сгустке (светимость растет как квадрат числа протонов в одном сгустке)
- число сгустков и степень перекрывания двух сгустков протонов при их столкновении (линейный рост светимости в обоих случаях)
- эмиттанс пучков (размер пучков в пространстве координат и разброс их протонов по импульсам; линейный спад светимости)

Увеличение (или уменьшение) каждого из этих параметров представляет собой серьезную задачу для оборудования БАК. Так, например, увеличение числа сгустков при фиксированном значении количества протонов в сгустке имеет большое преимущество для экспериментов благодаря одному и тому же числу взаимодействий на столкновение сгустков, что в конечном состоянии не увеличивает числа треков, загрузки трековых детекторов, энерговыделения в калориметрах и пр. Естественно, это будет означать более частые взаимодействия, для чего потребуется быстрая считывающая электроника. Однако с точки зрения ускорителя рост числа протонных сгустков приведет к увеличению эффекта электронного облака. Взаимодействующее с трубой пучка синхротронное излучение выбивает из нее электроны, которые, ускоряясь полем пролетающих сгустков и сами, взаимодействуя со стенками трубы пучка, создают цепную реакцию, высвобождающую все больше и больше электронов. Энергия, генерируемая взаимодействием этих электронов и трубой, может увеличивать температуру магнитов, а также быть помехой основного пучка и привести к его нестабильности.

Физическая программа модернизированного LHC, работающего при светимости $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, включает в себя следующие задачи, которые невозможно решить при существующей конструкции БАК:

- улучшение точности определения параметров Стандартной Модели (например, взаимодействия калибровочных бозонов с тройной/четверной вершиной, многовершинные взаимодействия бозонов Хиггса);

- улучшение точности определения параметров новой физики, которая может быть открыта на LHC (например, спектроскопия s-частиц);
- увеличение чувствительности к редким процессам (например, распад t-кварка по нейтральному току с нарушением аромата, парное образование бозонов Хиггса, множественное образование калибровочных бозонов);
- улучшение за счет большей статистики исследования резонансного и нерезонансного рассеяния пар электрослабых векторных бозонов с большой массой, что позволит изучить большее число каналов реакций и в конечном итоге даст более значимый результат по сравнению со стандартным LHC;
- диапазон по массам s-кварков и глюино будет расширен с $\sim 2,5$ ТэВ (стандартный LHC) до ~ 3 ТэВ (супер-LHC). Кроме того, некоторые эксклюзивные каналы SUSY, которые имеют низкую вероятность обнаружения на LHC, могут быть детально изучены при десятикратном увеличении статистики, что даст весомый вклад в дальнейшее развитие соответствующей теоретической базы;
- диапазон по массам для обнаружения новых калибровочных бозонов и частиц из моделей дополнительных измерений может быть расширен на 30% по сравнению со стандартным LHC;
- намного больший потенциал, чтобы почувствовать дополнительные измерения: поиск прямого рождения гравитонов (ADD модели), поиск резонансного рождения частиц, предсказанных моделью Рандал-Сандрум, поиск чёрных дыр.

Все перечисленные задачи могут быть решены при использовании относительно небольших, по сравнению с начальной стоимостью всего ускорительного комплекса ресурсов, что позволит заметно продлить и расширить физическую программу БАК, обеспечивая дальнейший переход к будущим проектам физики высоких энергий. Для успешного выполнения этой программы экспериментальные установки должны обеспечивать те же характеристики по регистрации частиц, что и при светимости стандартного LHC $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, для чего, несомненно, потребуется их модернизация.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

1 Физическое обоснование поиска сильноионизирующих частиц в эксперименте ATLAS

БАК был разработан и построен, для исследования новой области энергии столкновений элементарных частиц, с целью открытия новых физических явлений, которые не описываются стандартной моделью (СМ) электрослабых взаимодействий. Поиск таких явлений чрезвычайно важен, так как в последние десятилетия не привел ни к каким значимым результатам. Оказалось, что стандартная модель достаточно хорошо описывает всю совокупность наблюдаемых физических явлений. Одним из открытых вопросов СМ по-прежнему остается происхождение масс элементарных частиц. В рамках стандартной модели для объяснения происхождения масс частиц вводится дополнительное скалярное поле, которому соответствует новая частица, так называемый, бозон Хиггса. Взаимодействие элементарных частиц с полем Хиггса приводит к появлению у них масс. Поиски данного бозона ведутся в экспериментах ATLAS и CMS на БАК, недавно опубликованы первые результаты.

Одним из важных и интересных направлений в физике высоких энергий является поиск сильно ионизирующих частиц (Highly Ionizing Particles - HIPs). Наблюдение массивных, долго живущих, сильноионизирующих частиц, несущих большой электрический заряд $|q| \gg e$, где e – элементарный заряд, будет представлять убедительные доказательства обнаружения физических явлений за пределами Стандартной модели. Примерами таких предполагаемых частиц, обнаружение которых могло бы оказаться доказательством существования новой физики являются: Q-balls[5], остатки микроскопических черных дыр (micro black-hole remnants), магнитные монополи и дионы (dyons).

Существование каждой из предложенных выше частиц имеет под собой достаточно глубокий физический смысл и мотивацию.

Так, например, в случае обнаружения магнитных монополей (частица, которая несет магнитный заряд аналогичный электрическому заряду) будет восстановлена симметрия уравнений Максвелла и объяснена дискретность (квантованность) электрического заряда, как это было показано Дираком в 1931-м году.

Суперсимметричные расширения стандартной модели (Minimal Supersymmetric Standard Model - MSSM) содержат стабильные, не топологические решения, которые обладают как барионным, так и/или лептонным зарядом, и называются Q-balls. Можно сказать, что Q-balls это суперсимметричные когерентные состояния с-кварков, с-лептонов и Хиггсовских полей. Эти частицы являются электрически нейтральными. В теоретических работах было показано, что Q-balls могли обильно рождаться на этапе ранней Вселенной, и дожить до настоящего времени. Таким образом, они могут вносить вклад в существование темной материи, т.е. быть кандидатами на частицы темной материи. В процессе взаимодействия с веществом Q-balls могут приобретать электрический заряд за счет захвата окружающих протонов и ядер и превращаться в сильноионизирующие частицы.

Недавно было высказано предположение, что при наличии дополнительных пространственных компактифицированных размерностей, микроскопические черные дыры (ЧД), могут рождаться в протон-протонных соударениях на БАК. Изучение физики черных дыр в лаборатории дает уникальный ключ для проверки физических моделей на Планковских масштабах и для построения квантовой теории гравитации.

Существует несколько моделей, которые выходят за рамки СМ, предполагая существование дополнительных пространственных размерностей. Эти модели позволяют решить, так называемую, проблему иерархии масс предполагая, что огромные значения Планковского масштаба, извлекаемого из значения гравитационной постоянной G_N Ньютона, проистекают из-за существования высоких размерностей пространства-времени. В то время как настоящий, фундаментальный масштаб гравитации M_f может быть всего порядка нескольких ТэВ. Образовавшаяся в эксперименте микроскопическая черная дыра проходит, так называемый, процесс испарения, теория которого слабо разработана. Этот процесс испарения часто подразделяется на три этапа. На первом этапе, вновь образованная черная дыра излучает свой угловой момент через гравитационное излучение. На втором этапе, так называемая, фаза Хокинга, излучение черной дыры описывается в рамках квазиклассического режима квантовой теории на фоне искривленного пространства-времени. В

соответствии с законом Хокинга, форма распределения излучения черной дыры описывается спектром излучения абсолютно черного тела. Как только масса ЧД приближается к фундаментальной массе $M \approx M_f$, она переходит в режим квантовой гравитации, теории которой на сегодняшний день не существует. Предполагается, что в этом режиме ЧД окончательно распадается на 2 - 6 частиц, несущих заряд ЧД, импульс и другие квантовые числа. В соответствии с другой гипотезой остается остаток ЧД (Black Hole Remains). Одной из возможных сигнатур событий с образованием черной дыры может быть подавление двухструйных событий при поперечных энергиях выше порога рождения ЧД ($2E_T > M_f$). Если образуется электрически заряженный остаток ЧД, то он оставит трек с высокой ионизацией, что позволит измерить массу этого остатка.

Поиски сильноионизирующих частиц уже проводились при анализе данных с детекторов космического излучения и коллайдерных экспериментов таких, как LEP (Large Electron Positron Collider, CERN, предшественник Большого Адронного Коллайдера) и TEVATRON (Fermilab, USA).

Сечение рождения НР частицы, не может быть надежно вычислено в связи с тем, что константа связи между НР частицей и фотоном настолько сильна, что расчеты использующие теорию возмущений невозможны. Поэтому, результаты поиска на коллайдерах, как правило, устанавливают ограничения на сечение образования НР частиц в диапазоне заряда и массы НР частицы для данной кинематической области. Кроме того, по этой же причине, ограничения, полученные при различных энергиях столкновений, или для различных видов столкновений, не могут сравниваться непосредственно, а скорее, они дополняют друг друга.

Поиск НР частиц является частью исследовательской программы эксперимента ATLAS на ускорителе LHC. Одна из основных причин поиска НР частиц состоит в том, что наблюдение таких частиц в области масс порядка ТэВ может помочь решить проблему иерархии масс. НР частицы могут регистрироваться в эксперименте ATLAS с использованием специализированных триггеров, не хуже чем в эксперименте MoEDAL (The Monopole and Exotics Detector At the LHC), который предназначен для поиска сильноионизирующих частиц на коллайдере LHC. В эксперименте MoEDAL НР частицы поиск ведётся путем обнаружения радиационных повреждений в

наборе пластиковых пластин, которые окружают точку пересечения пучков эксперимента LHCb.

Каждая из гипотетических сильноионизирующих частиц: Q-ball, магнитный монополю, дион и прочие, характеризуется большой массой – порядка сотен ГэВ и нерелятивистской скоростью. Поэтому, при прохождении таких частиц через детектор, можно ожидать большие ионизационные потери не только за счет большого электрического заряда, но и за счет низкой скорости прохождения частицы через вещество. Следовательно, детектор ATLAS должен хорошо справляться с обнаружением и регистрацией такого рода частиц. HIP частица, обладающая достаточно большой кинетической энергией, будет оставлять отчетливый трек во внутреннем детекторе эксперимента ATLAS и терять всю оставшуюся энергию в электромагнитном калориметре.

Q-balls обладают большим электрическим зарядом, $q \gg 1$ и, соответственно, ионизационные потери энергии dE/dx будут пропорциональны квадрату заряда. В простейших моделях магнитные монополи имеют электрический заряд равный 0 и магнитный заряд g_D , который можно связать с электрическим зарядом e через соответствующее равенство, полученное из условия квантования Дирака:

$$\frac{g_D e}{hc} = \frac{1}{2} \square \frac{g_D}{e} = \frac{1}{2\alpha_e} \approx 68.5$$

где α_e - постоянная тонкой структуры, c - скорость света, h – постоянная Планка и g_D - единичный Дираковский магнитный заряд. Таким образом, магнитные монополи также являются сильно ионизирующими частицами, которые взаимодействуют с веществом как ионы с электрическим зарядом $ng_D=68.5|e|$, где $n \geq 1$. Ионизационные потери энергии dE/dx для монополя будут пропорциональны квадрату магнитного заряда.

На рисунке 2 показана кривая зависимости ионизационных потерь от скорости частицы β для полностью заряженных ионов бериллия, алюминия, железа и свинца (а) и для монополей с магнитным зарядом, соответствующим электрическому заряду этих же ионов (б).

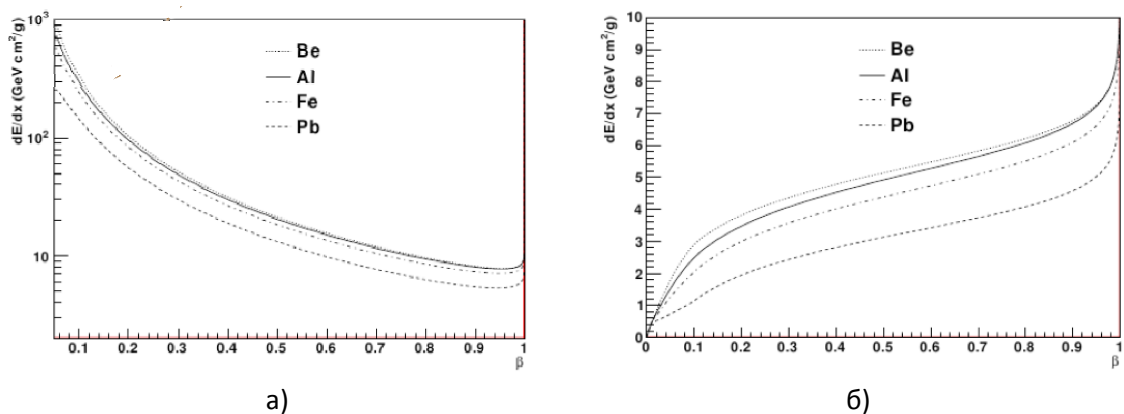


Рисунок 2 - Зависимость ионизационных потерь от скорости частицы β для полностью заряженных ионов бериллия, алюминия, железа и свинца (а) и для монополей с магнитным зарядом соответствующим электрическому заряду этих же ионов (б).

Зарегистрированная детектором ATLAS сигнатура события при прохождении НР частицы будет похожа на сигнатуру от прохождения изолированного электрона, т.е. будет наблюдаться трек во внутреннем детекторе и кластер в электромагнитном калориметре. Основные отличия от изолированного электрона состоят в том, что уровень ионизации во внутреннем детекторе вдоль трека НР частицы будет значительно больше, а распределения поперечной энергии электромагнитного ливня в электромагнитном калориметре будет значительно уже. Поперечная ширина электромагнитного ливня в калориметре может быть использована как дополнительный дискриминирующий фактор для регистрации сильноионизирующих частиц, т.е. для выделения сигнала от сильновзаимодействующих частиц на фоне сигналов от обычных частиц СМ.

Электрически нейтральный монополю, пересекая внутренний детектор эксперимента ATLAS, который находится в магнитном поле соленоида 2Т, будет иметь прямую траекторию в плоскости r - ϕ . Однако, так как у него есть магнитный заряд g , его траектория в плоскости r - z будет искривляться. Кроме того, монополю будет ускоряться магнитным полем детектора в соответствии с формулой: $\frac{d\vec{p}}{dt} = g\vec{B}$, где \vec{B} - магнитное поле и $\frac{d\vec{p}}{dt}$ производная импульса монополя. В отличие от монополя, электрически заряженные Q-balls имеют искривленную траекторию в плоскости r - ϕ и прямую в плоскости r - z , т. е. их траектории выглядят также, как и для любой другой заряженной частицы СМ. На рисунке 3а показано распределение по кинетической энергии парного

рождения монополей массой $200 \text{ ГэВ}/c^2$, $500 \text{ ГэВ}/c^2$ и $1000 \text{ ГэВ}/c^2$ через механизм Дрелл-Яна. Видно, что большинство событий имеют кинетическую энергию ниже 300 ГэВ . На рисунке 3б показан пробег как функция начальной кинетической энергии для Q-balls с зарядом $68.5|e|$ и магнитных монополей с

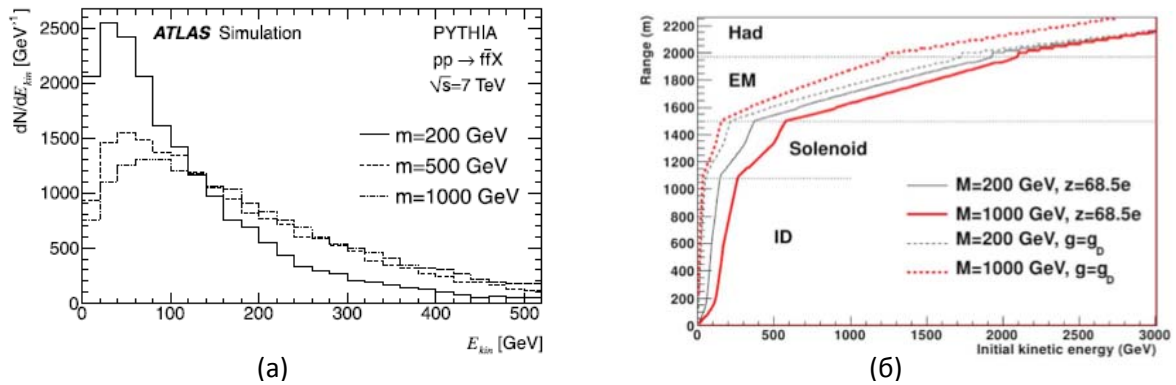


Рисунок.3 - Распределение по кинетической энергии парного рождения монополей через механизм Дрелл-Яна с массой $200 \text{ ГэВ}/c^2$, $500 \text{ ГэВ}/c^2$ и $1000 \text{ ГэВ}/c^2$ (а). Пробег как функция начальной кинетической энергии для Q-ball с зарядом $68.5|e|$ и массами $200 \text{ ГэВ}/c^2$ и $1000 \text{ ГэВ}/c^2$ и магнитных монополей с массами $200 \text{ ГэВ}/c^2$ и $1000 \text{ ГэВ}/c^2$ и магнитным зарядом $g=g_D$ в детекторе ATLAS (б).

магнитным зарядом $g=g_D$ и массами $200 \text{ ГэВ}/c^2$ и $1000 \text{ ГэВ}/c^2$ в детекторе ATLAS. Как видно из графиков на рисунке 3а и 3б, существует достаточно большая фракция событий, в которых НР частицы с начальной кинетической энергией меньше 300 ГэВ не долетят до второго слоя электромагнитного калориметра и, соответственно, не дадут в нем сигнал.

2 Изучение эффективности регистрации сильноионизирующих частиц с использованием существующих триггеров в эксперименте ATLAS

Основным триггером для регистрации НР частиц в эксперименте ATLAS в настоящее время является триггер использующий электромагнитный калориметр.

Электромагнитный калориметр (ЭМ), используемый в эксперименте ATLAS, является жидко аргоновым калориметром [6]. Активным веществом ЭМ калориметра служит жидкий аргон, находящийся при температуре около 160 К . Веществом поглотителя служит свинец. Слои поглотителя и электродов, выполненных из каптона, имеют ребристую форму мехов аккордеона.

Это обеспечивает полную симметрию калориметра по азимутальному углу и быстрый сбор сигнала на электроды. Толщина слоя абсорбера оптимизирована в зависимости от значения псевдобыстроты $|\eta|$ с целью обеспечения наилучшего энергетического разрешения калориметра.

Заряженная частица, проходя через жидкий аргон, ионизует атомы аргона. Электроны ионизации собираются на электродах электрическим полем 10 кВ/см. Из-за того, что НР частицы имеют большую массу, они теряют энергию в основном за счет ионизации, а не тормозного излучения (см. рисунок 4).

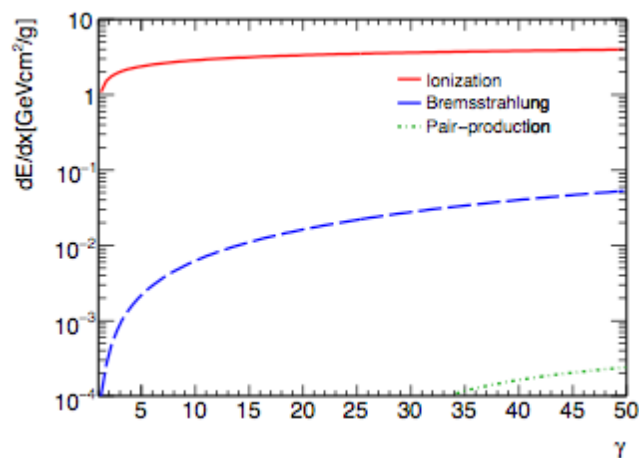


Рисунок 4 - Потери энергии за счет электромагнитных процессов в аргоне магнитного монополя с массой $1 \text{ ТэВ}/c^2$ в зависимости от релятивистского гамма-фактора γ . Показаны потери за счет ионизации (красная сплошная линия), тормозного излучения (пунктирная зеленая линия) и рождения пар (пунктирная, синяя линия).

Поэтому, в отличие от частиц СМ, НР частицы не производят широкий электромагнитный ливень в калориметре. Большая часть их энергии выделяется в узкой области вдоль их трека за счет ионизационных потерь. Эта особенность формы ливня позволяет строить дополнительные алгоритмы отбора событий, в которых рождаются НР частицы.

Триггер в эксперименте ATLAS[7] состоит из трех уровней: Level-1, Level-2 и триггер высокого уровня (Event Filter). Первый уровень триггера анализирует информацию, поступающую с детекторной электроники используя специализированные процессоры. Триггер второго и третьего уровня анализируют события программным образом, используя алгоритмы отбора событий, основанные на различных дискриминируемых переменных.

Эксперимент ATLAS использует при наборе статистики более сотни различных триггеров (так называемое триггерное меню). В связи с этим, частота работы каждого триггера ограничена, так как всего можно записать не более 300 - 400 событий в секунду. Если частота срабатывания триггера слишком большая, то записывается только одно событие из какого-то числа сработавших триггеров, т.е. каждое 10, 100 или 1000 и т.д. Таким образом, вводится, так называемое, масштабирование триггера.

На первом уровне триггера (Level 1 trigger), определяются триггерные башни размером $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. В каждую такую башню включаются ячейки как электромагнитного, так и адронного калориметра. Путем поиска локальных максимумов с помощью алгоритма «скользящего» окна, использующего башни размером 4×4 , строятся кластера. Наиболее энергетические из четырех 1×2 или 2×1 комбинаций для 2×2 кластеров должны иметь поперечную энергию больше энергии порога, чтобы вызвать триггирование события.

Изучение эффективности триггера для регистрации НР частиц было выполнено для следующих триггеров высокого уровня: EF_e20_loose, EF_e40_loose, EF_e60_loose, а так же для EF_g40_loose, EF_g60_loose, EF_g80_loose. Это триггера высокого уровня, использующие следующие триггера первого уровня: L1EM20, L1EM30, L1EM40, L1EM60 и L1EM80. Для срабатывания этих триггеров событие должно содержать кластер в электромагнитном калориметре с энергией больше 20, 30, 40, 60 или 80 ГэВ. Слабый “loose” критерий отбора событий для триггера высоко уровня использует в первую очередь ограничения на форму электромагнитного ливня в калориметре, основанную на ширине кластера во втором слое калориметра и “вето” на утечку энергии в адронный калориметр. Для триггеров EF_eXX_loose также ищется трек от заряженной частицы, который экстраполируется во второй слой калориметра и сшивается с кластером в электромагнитном калориметре со слабыми (“loose”) ограничениями на $\Delta\eta$ и $\Delta\phi$ между кластером и треком. Для триггеров EF_gXX_loose наличие трека, который связан с кластером в электромагнитном калориметре, не требуется. На рисунке 5 показана зависимость эффективности срабатывания триггера первого уровня в зависимости от кинетической энергии монополя

для центральной (barrel) части детектора и справа для торцевых частей (end-cap).

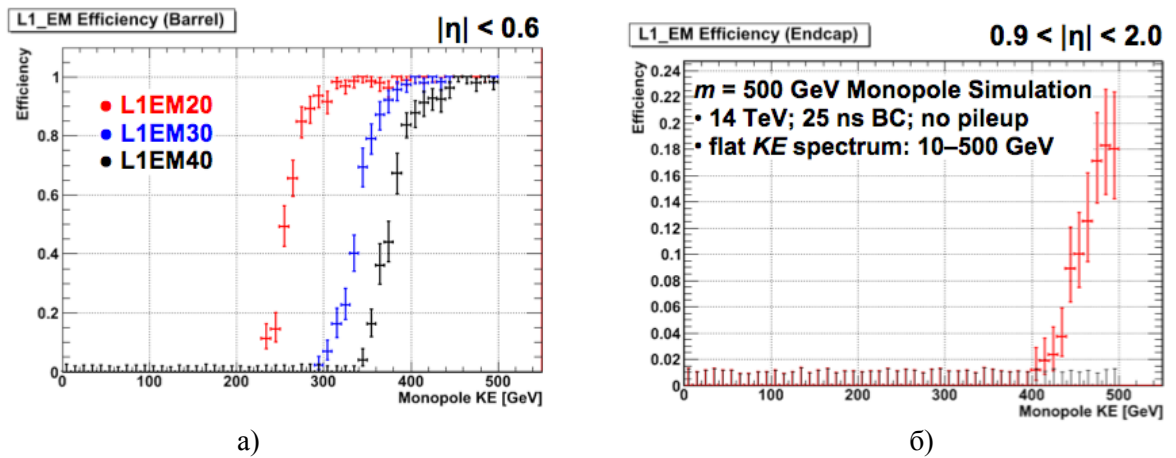


Рисунок 5 - Зависимость эффективности триггеров первого уровня L1EM20, L1EM30 и L1EM40 от кинетической энергии монополя в центральной части детектора (а) и в торцевых частях (б)

Из приведенных графиков видно, что 100% эффективность триггера достигается в центральной части детектора для монополей с кинетической энергией больше 400 ГэВ, а в торцевой с энергией больше 500 ГэВ. Из этих же графиков можно сделать вывод, что триггер, основанный на электромагнитном калориметре, не позволяет зарегистрировать НР частицы с кинетической энергией меньше 200 ГэВ. Однако, как видно из рисунка 5а большая часть монополей рождается именно с кинетической энергией меньше 200 ГэВ. В таблице 1 приведена полная эффективность срабатывания триггеров высокого уровня EF_g60_loose, EF_g80_loose и EF_e60_loose в зависимости от массы магнитного монополя.

Таблица 1. Эффективность срабатывания триггеров высокого уровня EF_g60_loose, EF_g80_loose и EF_e60_loose в зависимости от массы магнитного монополя.

Триггер	Масса монополя, ГэВ/c ²				
	200	500	800	1000	1200
EF_g60_loose	1,76	6,27	10,96	14,53	13,76
EF_g80_loose	1,61	5,42	8,33	11,03	9,98
EF_e60_loose	1,68	6,18	10,80	14,35	13,57

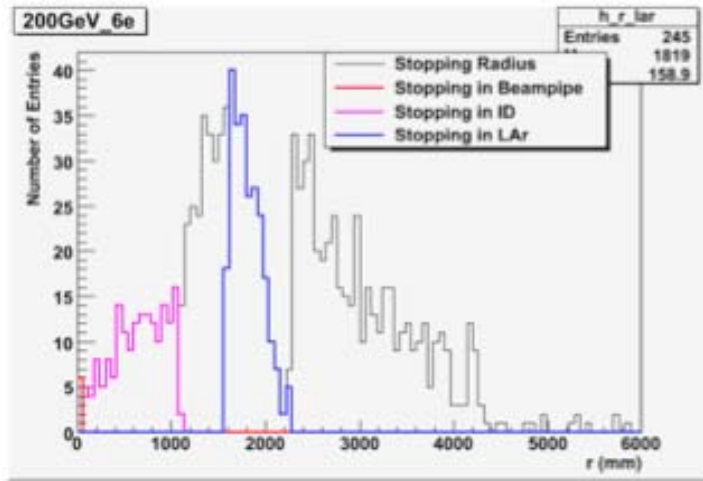
Из таблицы 1 видно, что эффективность триггера падает с увеличением величины порога срабатывания E_T . С другой стороны переход от триггера не требующего сшивки электромагнитного кластера с треком EF_gXX_loose к триггеру требующему такую сшивку EF_eXX_loose практически не отражается на эффективности триггера. Это означает, что эффективность восстановления треков для НР частиц во внутреннем детекторе эксперимента ATLAS достаточно высока.

Использование низкоэнергетического триггера на поперечную энергию, оставленную в электромагнитном калориметре, ограничивает область поисков сильноионизирующих частиц по заряду, так как для частиц с зарядом $q < 6|e|$ энерговыделение в калориметре будет намного меньше 10 ГэВ, т.е. меньше величины порога срабатывания триггера. В этом случае НР частицы будут проходить через электромагнитный и адронный калориметр в мюонную систему, где их можно будет регистрировать как изолированный мюон. Кроме того, с увеличением светимости ускорителя, величина минимального порога срабатывания для не масштабируемого триггера будет расти. Так как события с прохождением НР частиц являются чрезвычайно редкими событиями, необходимо использовать не масштабируемый триггер. Было выполнено моделирование остановок НР частиц в детекторе ATLAS. В таблице 2 показаны вероятности остановок НР частиц внутри второго слоя электромагнитного калориметра в зависимости от их массы и заряда.

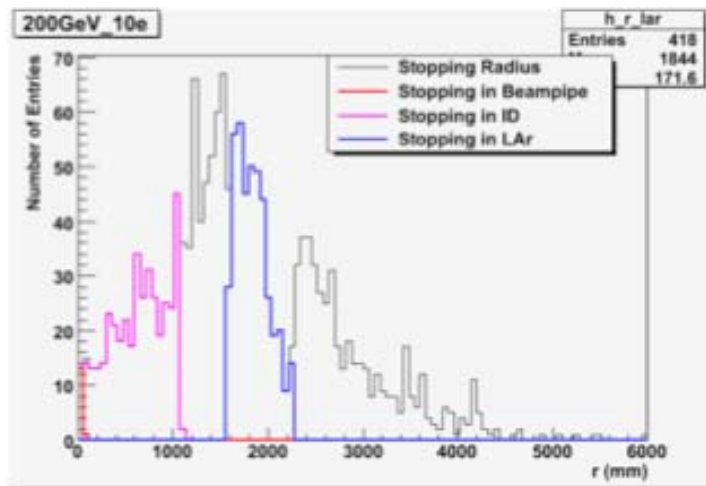
Таблица 2. Вероятности остановок НР частиц
внутри второго слоя электромагнитного
калориметра в зависимости от их массы
и заряда.

Масса, ГэВ	Заряд q		
	$6e$	$10e$	$17e$
200	0,123	0,209	0,203
500	0,118	0,206	0,250
1000	0,168	0,244	0,233

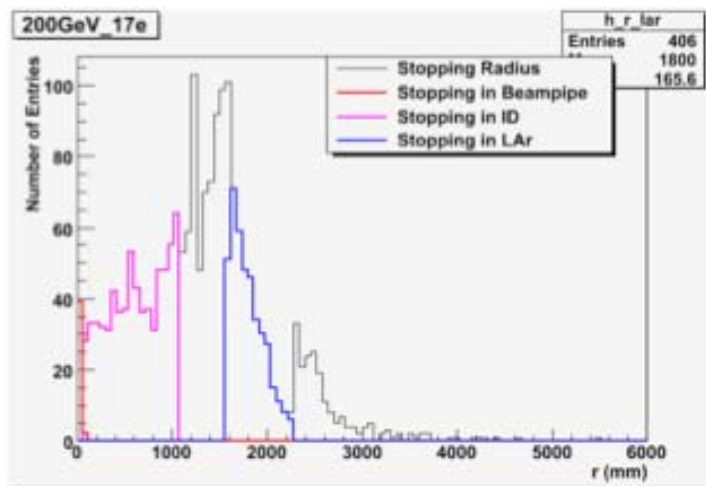
Распределение остановок НР частиц с зарядами $6e, 10e$ и $17e$ и массой 200 ГэВ для псевдобыстроты $|\eta| < 1,35$ показано на рисунке 6.



a)



б)



в)

Рисунок 6 - Распределение остановок НР частиц с зарядами 6e (а), 10e (б) и 17e (в) для массы частицы 200 ГэВ/c² и псевдобыстроты $|\eta| < 1,35$.

Из графиков на рисунке 6 видно, что фракция событий, в которых частицы не останавливаются в электромагнитном калориметре, составляет 0,409, 0,145 и 0,011 соответственно для зарядов $6e$, $10e$ и $17e$. Как и ожидалось, частицы с большим зарядом производят больше ионизации и останавливаются раньше. В случае частиц с зарядом $6e$ значительная фракция частиц не останавливается в электромагнитном калориметре и, следовательно, не будет регистрироваться. В случае частиц с зарядом $10e$ практически все частицы останавливаются во втором слое калориметра. Для заряда $17e$ большая часть частиц останавливается до второго слоя калориметра и тоже не регистрируется, так как они производят огромное количество дельта электронов и их энергетические потери $\sim dE/dx > 2 \cdot 10^3$ МэВ/см. Зависимость вероятности остановки от массы частицы может быть объяснена комбинацией двух эффектов. Если НР частицы рождаются в соответствии с кинематическим распределением Дрелла-Яна, то с увеличением массы большая часть будет рождаться в центральной области детектора, т.е. с $|\eta| < 1,35$, что приводит к увеличению фракции регистрируемых частиц. С другой стороны, с увеличением массы частицы падает ее скорость, что приводит к увеличению ионизационных потерь для частиц с меньшими β . Это приводит к сдвигу числа остановок в сторону меньших радиусов для частиц с более высокими массами. На рисунке 7 показаны фракция Q-balls (а) и магнитных монополей (б) с различными зарядами и массами, которые пройдут или остановятся в электромагнитном калориметре эксперимента ATLAS.

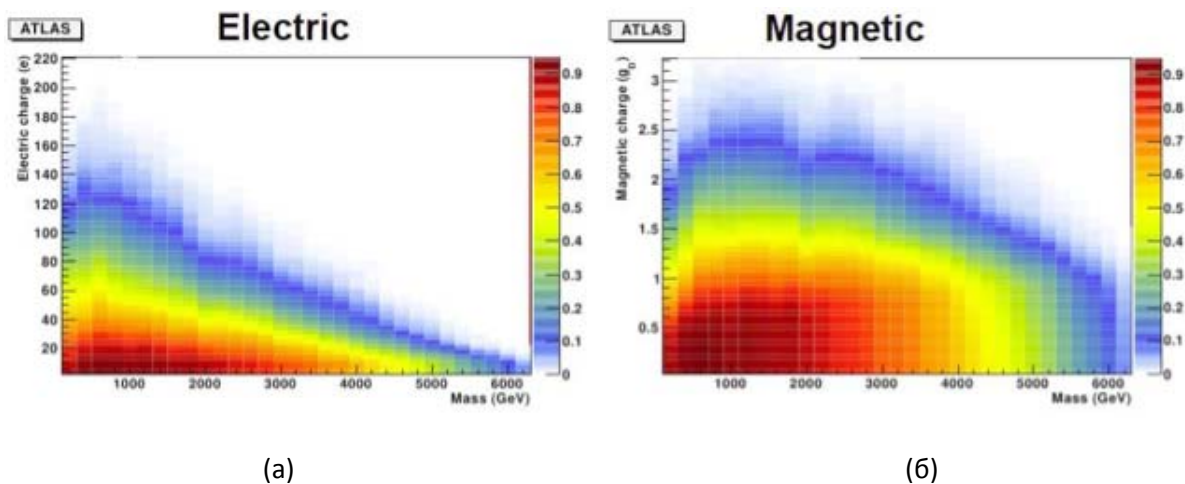


Рисунок 7 - Фракция Q-balls (а) и магнитных монополей (б) с различными зарядами и массами, проходящая или остановившаяся в электромагнитном калориметре эксперимента ATLAS

Временные параметры триггерной системы ATLAS так же накладывают ограничение на массы и заряд сильноионизирующих частиц, которые могут быть зарегистрированы. Триггер первого уровня L1EM становится неэффективным, если электромагнитный кластер имеет задержку более 10 нс, так как увеличивается вероятность неправильного определения от какого пересечения пучков ускорителя LHC пришел сигнал. Другими словами, падает эффективность регистрации частиц, путь которых до электромагнитного калориметра будет занимать время больше чем 10 нс. Значение задержки меньше 10 нс соответствует скоростям $\beta > 0,37$. Среднее значение β для HIP частиц сдвинуто на 0,05 в меньшие значения, по сравнению с частицами SM из-за их замедления в детекторе. Таким образом, в диапазоне масс до 1000 ГэВ/c² 99% HIP частиц обладают достаточной скоростью чтобы достичь электромагнитного калориметра, так как их скорости $\beta > 0,4$. Однако, для HIP частиц с зарядом be и меньше их скорость $\beta \sim 0,3$. Это приводит к тому, что более 50% событий с HIP частицами будут давать сигнал с задержкой более 10 нс и не будут регистрироваться детектором.

Проведенное изучение эффективности работы существующих в эксперименте ATLAS электромагнитных триггеров показало, что использование низкого порога L1EM триггера с увеличением светимости работы ускорителя становится затруднительным, так как минимальный

порог немасштабируемого триггера будет увеличиваться и, например, в 2011 году минимальный порог был установлен равным $E_T=100$ ГэВ. Наличие дополнительного вещества перед входом в калориметр (катушка соленоида в криостате для создания магнитного поля 2 Тл во внутреннем детекторе) приводит к дополнительным потерям эффективности регистрации НР частиц. Особенности аксептанса НР частиц приводят к тому, что часть из них не достигает калориметра и, следовательно, не регистрируется детектором.

Из всего выше перечисленного следует, что для надежной регистрации НР частиц необходимо иметь дополнительный триггер, основанный на трековом детекторе эксперимента ATLAS.

3 Физическое обоснование создания FAST OR триггера на основе детектора переходного излучения TRT для регистрации сильноионизирующих частиц

Внутренний детектор эксперимента ATLAS включает в себя пиксельный вершинный детектор (Pixel), полупроводниковый трекер (Semiconductor Tracker, SCT) и детектор переходного излучения (TRT).

При прохождении НР частицы через полупроводниковый трекер (SCT) будет формироваться сигнал вне зависимости от заряда частицы. В случае пиксельного детектора, ситуация намного сложнее. Прохождении через него частицы, которая оставляет энергию соответствующую 8,5 MIPs (минимально ионизирующая частица) или больше приводит к насыщению одиночного пикселя и потере сигнала. Однако, так как НР частица производит большое количество дельта электронов проходя через вещество, соседние пиксели будут регистрировать этот сигнал. Симуляция событий прохождения НР частицы через пиксельный детектор показывает, что количество сработавших пикселей при прохождении НР частицы в среднем равно 3. Так как для регистрации НР частиц импульсное разрешение и точность восстановления трека не существенна, то факт, что пиксельный детектор будет регистрировать дельта электроны от прохождения НР частицы, а не ее саму не существенен.

TRT детектор состоит из центральной части, которая перекрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta|<1$, и двух торцевых частей, перекрывающих

диапазон псевдобыстрот $0,8 < |\eta| < 2,0$. Трек, пересекающий TRT детектор измеряет в среднем 32 точки, по которым может быть восстановлена траектория частицы. Электроника детектора TRT имеет два порога срабатывания – низкий и высокий порог. Для срабатывания высокого порога необходимо чтобы в дрейфовой трубке детектора была произведена ионизация около 3 MIPs, т.е. в 3 раза больше, чем в случае минимально ионизирующей частицы. Так как электроника детектора TRT не имеет ограничения на величину ионизационного сигнала в дрейфовой трубке, то НИР частицы, оставляющие очень большую ионизацию, гарантированно будут регистрироваться в TRT детекторе. На рисунке 8 показано симулированное событие прохождения монополя и Q-ball через детектор TRT.

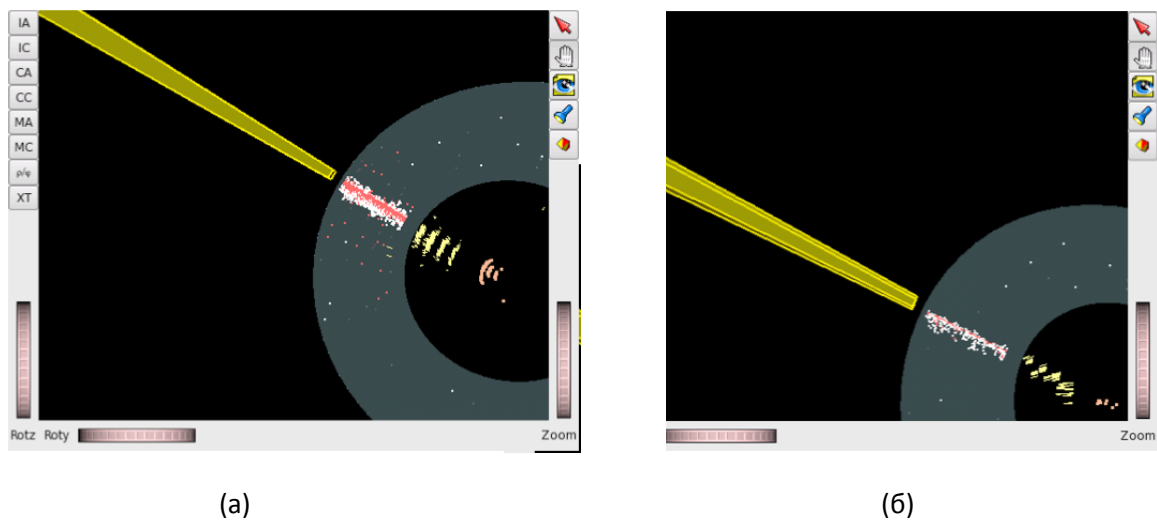


Рисунок 8 - Моделирование прохождения НИР частицы через детектор ATLAS для магнитного монополя (а) и Q-ball (б) с массой 500 ГэВ/c² и зарядом $\alpha=17e$.

Видно, что наряду с большим сигналом, выделившимся в электромагнитном калориметре (желтая, широкая линия, толщина которой пропорциональна энергии выделившейся в калориметре), наблюдается большое число взаимодействий НИР частицы с дрейфовыми трубками детектора TRT (белые точки). На рисунке 8 показан также трек от сильноионизирующей частицы, восстановленный в TRT детекторе (красная линия). Вероятность остановки НИР частицы в детекторе ATLAS зависит от ее заряда, массы, а так же от количества вещества на пути частицы. Радиационная длина между точкой взаимодействия и выходом из TRT детектора равна примерно $0,5 X_0$ при $\eta = 0$ и $1,5 X_0$ при $|\eta| = 1,3$.

Дополнительное вещество перед электромагнитным калориметром (катушка соленоида и её криостат) добавляют к радиационной длине $2.0 X_0$ при $\eta = 0$ и $3,5 X_0$ при $|\eta| = 1,3$. Толщина первого, второго и третьего слоя электромагнитного калориметра составляют соответственно $4,5 X_0$, $16,5 X_0$ и $1,5 X_0$ при $\eta = 0$, и $3 X_0$, $20 X_0$ и $5 X_0$ при $|\eta| = 1,3$.

Были выполнены расчеты для оценки минимального импульса НР частицы в зависимости от заряда для того чтобы она могла достигнуть калориметра или пройти детектор TRT. Расчеты были сделаны для Q-ball (см. графики на рисунке 9) и магнитного монополя (см. графики на рисунке 10).

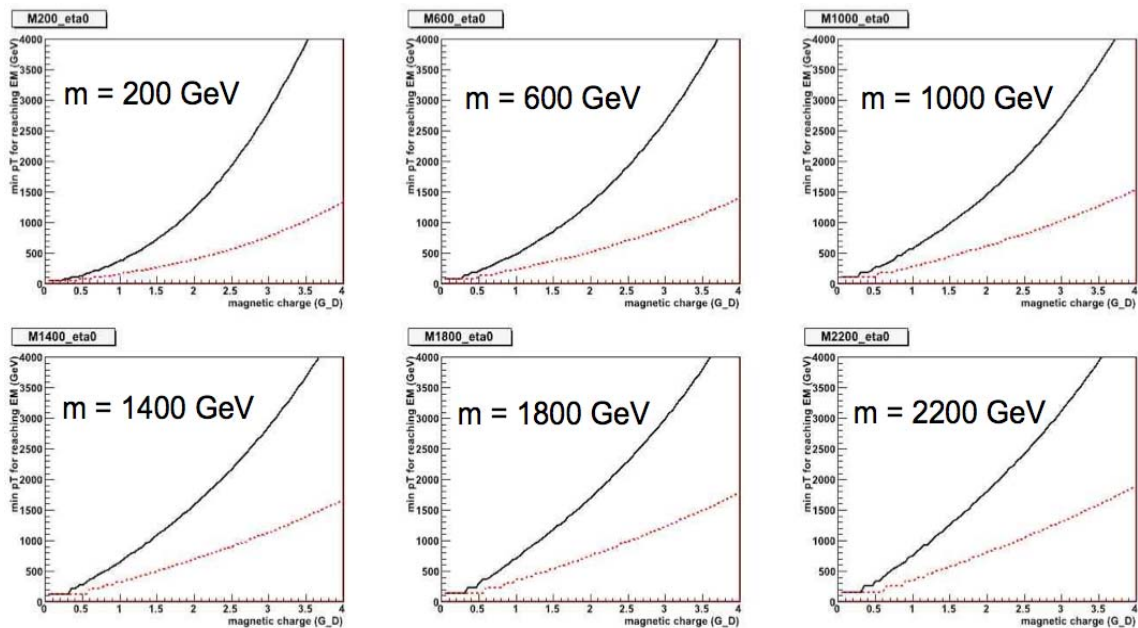


Рисунок 9 - Зависимость минимального импульса Q-ball с массами 200, 600, 1000, 1400, 1800 и 2200 ГэВ/с² от его заряда для частиц с $\eta=0$ достигших электромагнитный калориметер (черная линия) и вышедших из TRT детектора (красная линия)

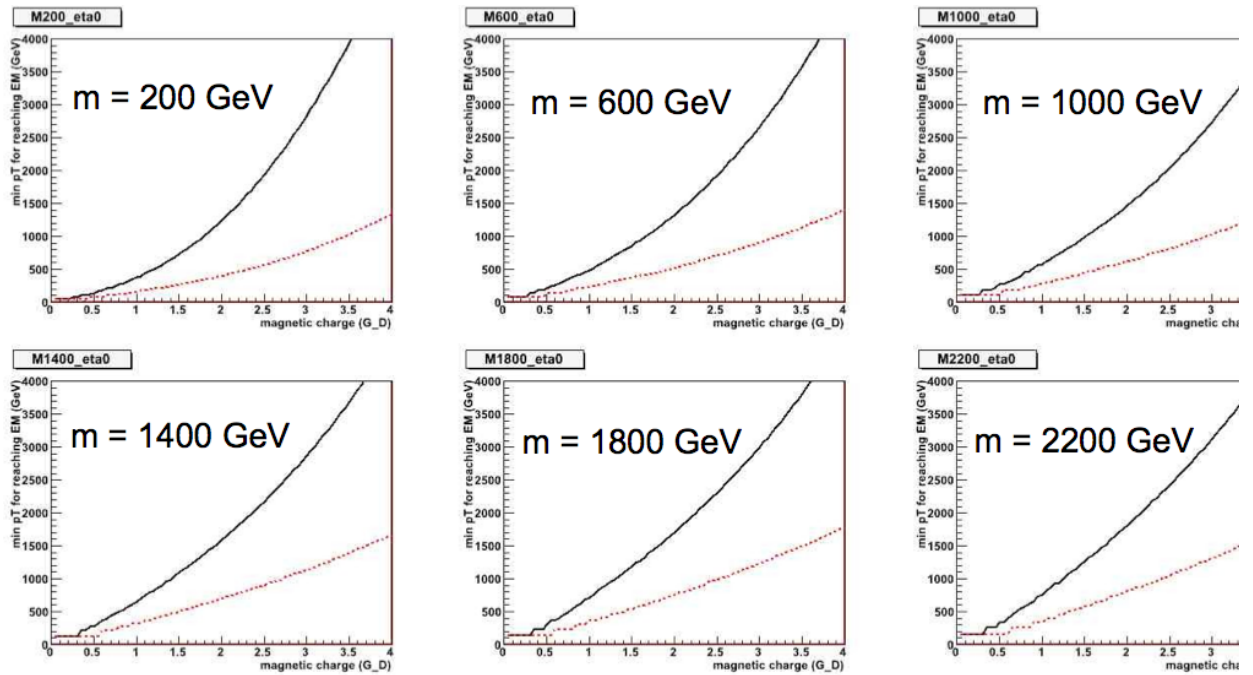


Рисунок 10 - Зависимость минимального импульса магнитного монополя с массой 200, 600, 1000, 1400, 1800 и 2200 ГэВ/ c^2 от его магнитного заряда для частиц с $\eta=0$.

4 Анализ требований к TRT FAST OR триггеру

При создании электроники детектора TRT была предусмотрена возможность генерирования триггерного сигнала в том случае, когда трек заряженной частицы пересекает детектор. Цифровая микросхема DTMROC (Drift Time Measurement/Read Out Chip), используемая в придетекторной электронике, может быть сконфигурирована таким образом, что она будет выдавать быстрый цифровой сигнал, который генерируется быстрыми цифровыми сигналами “ИЛИ” приходящими с ASDBLR (Amplifier Discriminator Base Line Restore) микросхемы. Микросхема ASDBLR предназначена для формирования сигналов с 8-ми дрейфовых трубок. Для выработки быстрого сигнала с ASDBLR может быть установлен как высокий (high threshold – HT), так и низкий (low threshold - LT) порог. Быстрый цифровой сигнал с DTMROC может быть передан через линию “Command Out” на модуль TTC (Trigger Timing and Control), если сработала одна или несколько дрейфовых трубок. Логический модуль TTC получает эти сигналы с разных групп DTMROC, т.е. с разных групп дрейфовых трубок детектора TRT. Программируемая логика модуля TTC позволяет определить число групп сработавших дрейфовых трубок, для выработки триггерного сигнала с

модуля TTC на центральный процессор триггерной системы СТР (Central Trigger Processor). Существующая схема FAST OR триггера показана на рисунке 11.

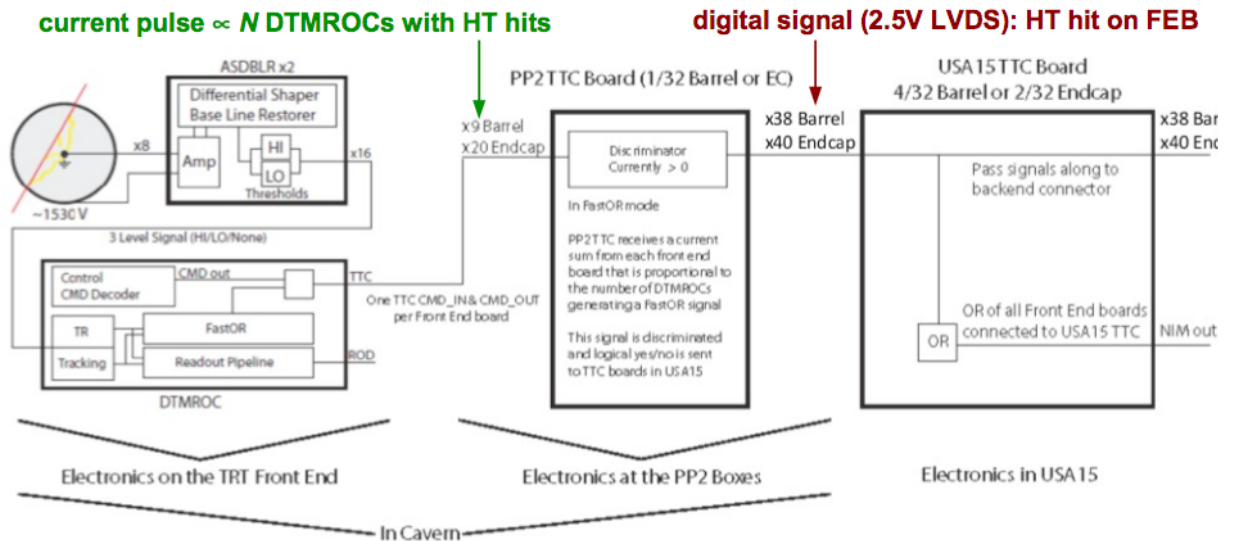


Рисунок 11 - Существующая схема работы FAST OR триггера используемая в режиме автозапуска детектора TRT для регистрации космического излучения.

FAST OR триггер в режиме автозапуска детектора TRT был использован для регистрации космического излучения при пуско-наладочных работах.

При регистрации частиц космического излучения события в детекторе крайне редки ~ 1 Гц и связаны с прохождением нескольких треков (обычно одного основного и двух-трех вторичных). При работе на пучке ускорителя ЛНС количество треков при одном пересечении пучков достигает нескольких сотен.

Сигналы «быстрое ИЛИ» со считывающей электроники объединяются таким образом, что на один модуль TTC (Time, Trigger and Control) приходится до 40 каналов «быстрого ИЛИ» (36 – для центральной части детектора, 40 – для торцевой части). С учетом сегментации детектора по системе TTC каждые 9 (10) сигналов «быстрого ИЛИ» центральной (торцевой) части детектора приходятся на один сегмент (1/32 часть по азимутальному углу ϕ). Сегментация детектора по сигналам «быстрое ИЛИ»

для центральной части представлена в таблице 3, а для торцевой части – в таблице 4.

Таблица 3. Сегментация центральной части детектора TRT по сигналам «быстрое ИЛИ».

На 1 сегмент (1/32 часть по углу ф)					На 1 модуль ТТС (4/32 часть по углу ф)			
Модуль	Платы Front End Board	Линии ТТС	DTMROC	Дрейфовые трубки	Платы Front End Board	Линии ТТС	DTMROC	Дрейфовые трубки
M1	2	1	10	16x10	2x4	1x4	10x4	16x10x4
		1	11	16x11		1x4	11x4	16x11x4
M2	2	1	15	16x15	3x4	1x4	15x4	16x15x4
		2	18	16x18		2x4	18x4	16x18x4
M3	2	2	23	16x23	4x4	2x4	23x4	16x23x4
		2	27	16x27		2x4	27x4	16x27x4
Всего					36	36	104	6656

Таблица 4. Сегментация торцевых частей детектора TRT по сигналам «быстрое ИЛИ».

На 1 сегмент (1/32 часть по углу ф)					На 1 модуль ТТС (2/32 часть по углу ф)			
Модуль	Платы Front End Board	Линии ТТС	DTMROC	Дрейфовые трубки	Платы Front End Board	Линии ТТС	DTMROC	Дрейфовые трубки
WheelA	2	1	12	16x12	4x6	2x6	24x6	2x16x12x6
		1	12	16x12		2x6	24x6	2x16x12x6
WheelB	2	1	12	16x12	2x8	2x8	24x8	2x16x12x8
Всего					40	40	480	7680

На рисунке 12 показана сегментация по сигналам «быстрое ИЛИ» для трех секторов (3x1/32 часть) по азимутальному углу φ центральной и торцевой части детектора.

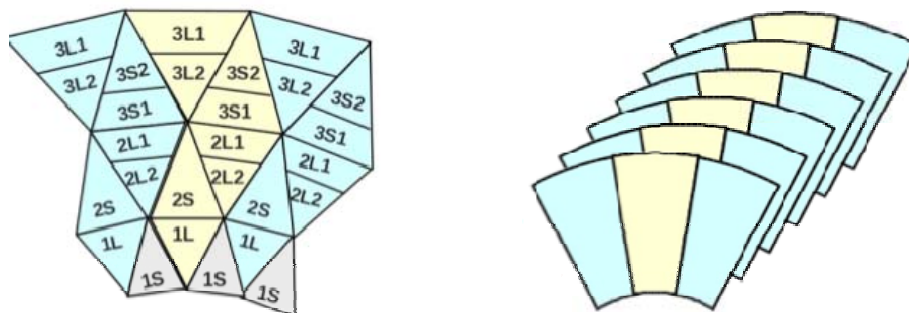


Рисунок 12 - Сегментация по сигналам «быстрое ИЛИ» для трех секторов (3x1/32) по азимутальному углу φ центральной и торцевой части детектора. Каждый сектор выделен голубым или желтым цветом.

Каждый модуль центральной части содержит две платы считывающей электроники модуль M1 - 1S (short) и 1L (Long), модуль M2 - 2S и 2L и модуль M3 - 3S и 3L. Модуль M1 имеет всего две линии сигнала «Быстрое ИЛИ», по одной на каждую плату. Модуль M2 имеет три линии – одну для 2S и две для 2L (на рисунке 11 они обозначены как 2L1 и 2L2). Модуль 3 имеет четыре линии по две на обе платы 3S и 3L. Торцевая часть детектора содержит три платы считывающей электроники для каждого сектора (1/32 часть) по азимутальному углу φ . Однако эти три платы имеют только одну линию для сигнала «Быстрое ИЛИ».

Для оценки возможности выработки триггерного сигнала с использованием сигналов «Быстрое ИЛИ» необходимо оценить объем информации, который надо записать в таблицы поиска (LUT-LookUp Table). Детектор TRT по параметру псевдобыстроты η можно разбить на три области: центральную $|\eta| < 0,65$, переходную (между центральной и торцевой) $0,75 < |\eta| < 0,92$ и торцевую $1,0 < |\eta| < 1,9$. Треки с зарядом $Q = \pm e$ и импульсом $p_T = 5$ ГэВ отклоняются на пути от первичной вершины (точки пересечения пучков) до выхода из детектора TRT в плоскости φ примерно на $\sim 3,7^\circ$. Это означает, что треки с таким или большим импульсом остаются внутри

сектора 1/32 в плоскости ϕ . Таким образом, если для надежности учесть сигналы от области охватывающей 3/32 части детектора получим следующее:

3/32 сектора для центральной части детектора содержат всего 27 сигналов FAST OR. Однако платы 1S не будут давать сигнал, так как анодная проволока в дрейфовых трубках с которых снимается сигнал платами 1S, разделена изоляторами на три части и средняя часть не используется (см. рисунок 13).

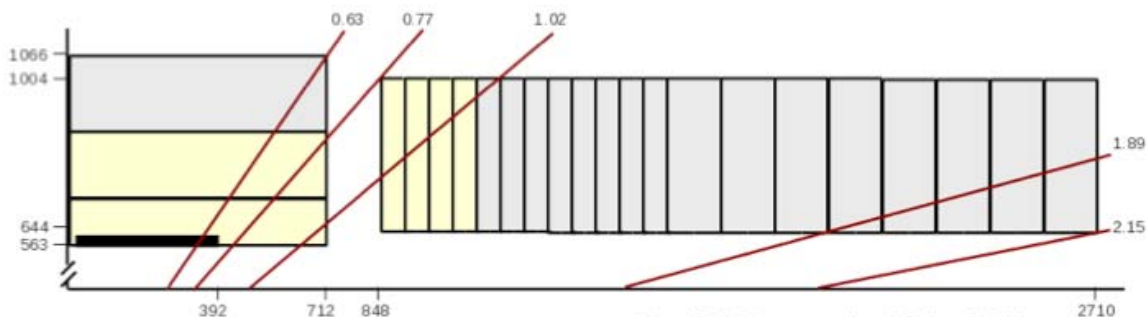


Рисунок 13 - Схема разбиения детектора TRT по параметру псевдобыстроты η . Черным цветом показана часть с которой информация не считывается. В этой части детектора анодные проволоки в дрейфовых трубках разделены изоляторами на три части, при этом средняя часть не работает. Это сделано для уменьшения загрузок на дрейфовые трубки расположенные вблизи оси пучка.

Таким образом, будет всего 24 сигнала FAST OR. Простейшая LUT таблица должна иметь объем $2^{24}=16$ Мбит:

- 3/32 сектора для переходной части детектора дают 12 FAST OR сигналов, приходящих с модулей M1 и M2 центральной части, и 12 сигналов, приходящих с 4 модулей (wheel) торцевой части детектора. Таким образом, простейшая LUT таблица также должна иметь объем $2^{24}=16$ Мбит.

- Для 3/32 сектора в торцевой части детектора достаточно рассматривать группы по 6 модулей вдоль ост z . Каждая группа будет давать $3 \times 6=18$ сигналов FAST OR. Всего будет 15 групп. Следовательно, для торцевой части LUT таблица должна содержать $15 \times 2^{18} \approx 0.5$ Мбит.

Была проведена оценка эффективности работы трекового FAST OR триггера в простейшем варианте. Требовалось, чтобы в центральной части детектора срабатывала следующая последовательность FAST OR сигналов (в скобках указано количество DTMROC сработавших на плате):

- $2L2(\geq 2) \& 2L1(\geq 2) \& 3S1(\geq 2) \& 3S2(\geq 2) \& [2L2(\geq 3) \parallel 3S2(\geq 3)]$;
- $1L(\geq 2) \& 2S(\geq 4) \& 3L2(\geq 4) \& 3L1(\geq 2)$;
- $1L(\geq 2) \& 2S(\geq 2) \& 3L2(\geq 2) \& 3L1(\geq 2) \& [3S1_L(\geq 2) \parallel 3S1_R(\geq 2)]$;

Для торцевой части требовалось срабатывание 5 из 6 FAST OR сигналов для каждой из групп расположенных последовательно вдоль координаты z.

В качестве сигнала были использованы данные моделирования прохождения магнитного монополя с массой 500 ГэВ и кинетической энергией распределенной равномерно от 0 до 500 ГэВ и магнитным зарядом $g_D=68,5e$ через детектора ATLAS. В качестве фона использовалась *minimal bias* симуляция, которая описывает неупругую часть протон-протонного взаимодействия. При симуляции фона разрешалось иметь до 24 взаимодействий на одно пересечение пучков (*pile-up*). Полученная зависимость эффективности FAST OR триггера от кинетической энергии монополя представлена на рисунке 14 для центральной части детектора (а) и торцевой части (б).

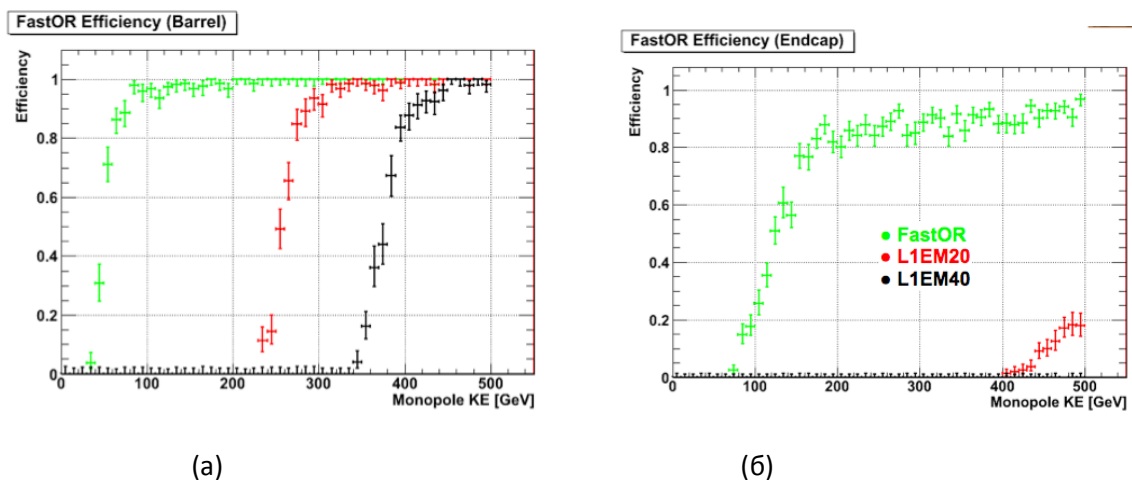


Рисунок 14 - Зависимость эффективности FAST OR триггера от кинетической энергии монополя (зеленые кресты) для центральной (а) и торцевых частей детектора. Также показана зависимость эффективности для триггеров L1EM20 (красные кресты) и L1EM40 (черные кресты) на основе электромагнитного калориметра.

На этих же графиках показана зависимость эффективности триггеров для электромагнитного калориметра L1EM20 и L1EM40. Из представленных

графиков видно, что включение FAST OR триггера позволяет регистрировать магнитные монополи начиная с энергии $\sim 50-100$ ГэВ, т.е. существенно меньшей, чем это возможно для триггера использующего электромагнитный калориметр. Видно, так же, что при энергиях монополя ~ 100 ГэВ для центральной части и 200 ГэВ для торцевых частей эффективность достигает плато, которое составляет 100% для центральной части и $\sim 90\%$ для торцевых частей. Данные зависимости для эффективности были получены только для сигнальных событий в условия отсутствия фона. Симуляция фона была использована для оценки скорости счета триггера в отсутствии сигнала. Подсчитывалось количество DTMROC микросхем выработавших сигнал “Быстрое ИЛИ” на каждой плате во временном интервале соответствующем ± 2 периода пересечения пучков ($4 \times 25 = 100$ нс). Результаты приведены на рисунке 15 для сектора $3 \times 1/32$ по азимутальному углу φ для сигналов от низкого порога (LT low threshold) и для высокого порога (HT high threshold).

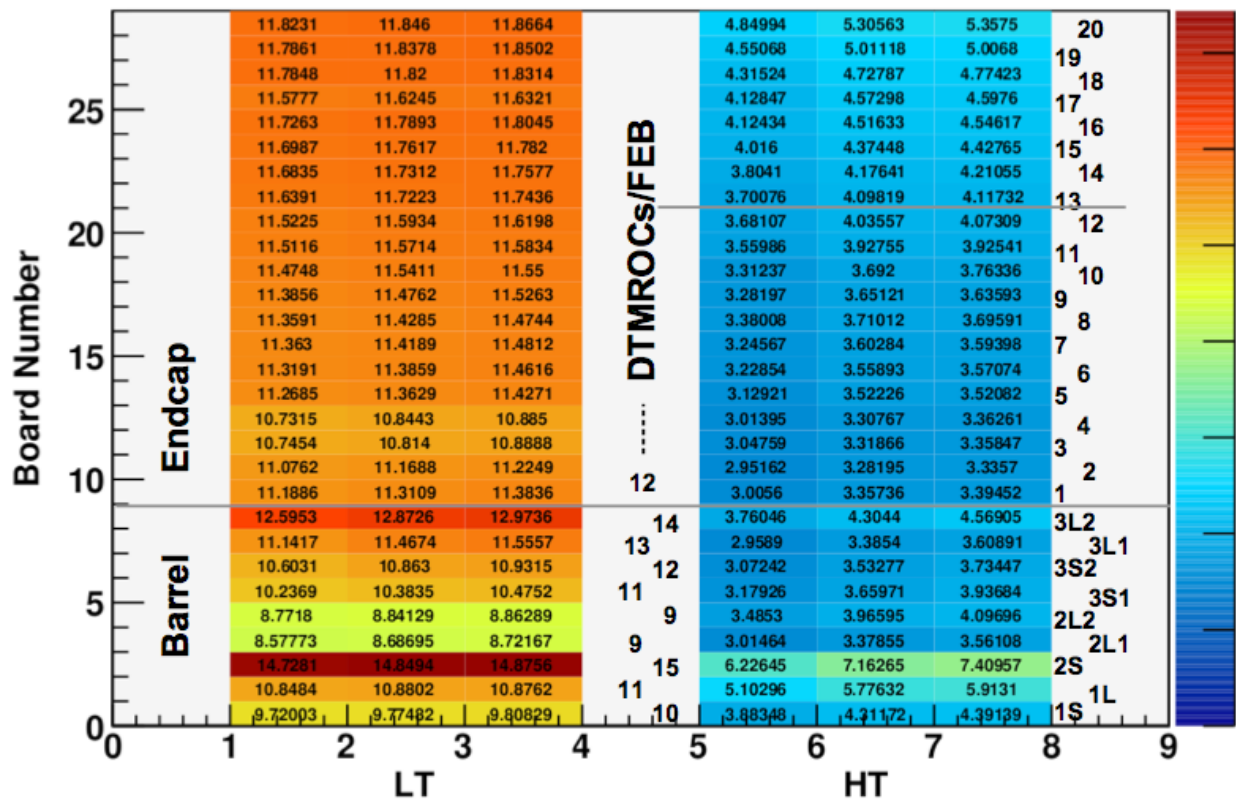


Рисунок 15 - Количество DTMROC микросхем выработавших сигнал “Быстрое ИЛИ” на каждой плате во временном интервале соответствующем ± 2 периода пересечения пучков ($4 \times 25 = 100$ нс) для minimum bias симуляции в сектора $3 \times 1/32$ по азимутальному углу ϕ отдельно для сигналов от низкого порога (LT low threshold) и для высокого порога (HT high threshold)

По вертикальной оси отложен номер DTMROC на плате. Для центральной части номер определялся следующим образом модуль 1S-0-ый, модуль 1L -1-ый и т.д. до модуля 3L1 – 8-ой. Для торцевой части номер изменяется от 9-го до 28-го в сторону увеличения номера модуля от точки пересечения пучков. На рисунке 15 также показано количество DTMROC на каждой плате. Хорошо видно, что для низкого порога среднее количество сработавших DTMROC близко к полному количеству DTMROC на плате. Отсюда следует, что невозможно использовать низкий порог для FAST OR триггера, так как в каждом событии будут срабатывать практически все DTMROC. В случае высоко порога среднее количество сработавших DTMROC составляет примерно 4 для всех плат, что опять же не оставляет шансов на использование сигналов “Быстрое ИЛИ” для организации триггера треков от НР частиц.

Длительность сигнала «Быстрое ИЛИ» пропорциональна времени превышения сигнала с дрейфовой трубки над порогом высоким или низким. Это определяется конфигурацией микросхемы DTMROC. Сигнал от НР частицы, которая оставляет большую ионизацию в дрейфовой трубке, будет приводить к насыщению электроники и выработке длинного ~ 100 нс сигнала «Быстрое ИЛИ». Для обычной частицы, которая оставляет минимальную ионизацию, длительность сигнала составит всего 10-13 нс. Таким образом, используя не только количество сработавших микросхем DTMROC, но и длительность сигнала «Быстрое ИЛИ» можно подавить срабатывание триггера треков от обычных частиц, оставив только срабатывание от НР частиц. На рисунке 16 показана временная диаграмма сигналов с DTMROC для обычной заряженной частицы и сильноионизирующей частицы.

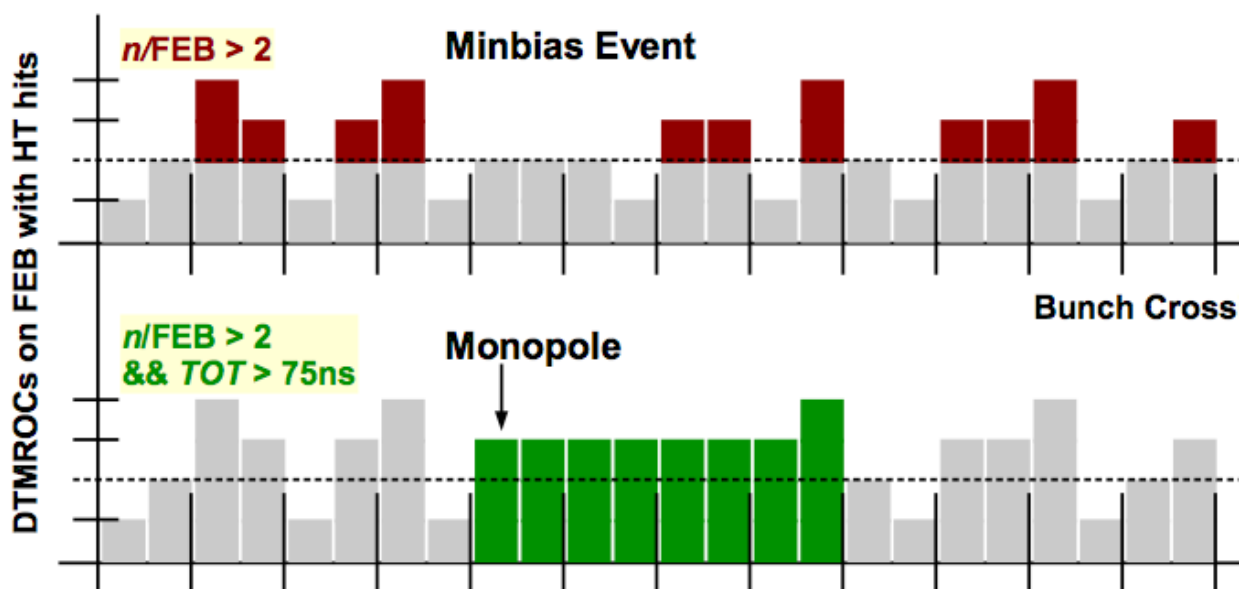


Рисунок 16 - Временная диаграмма сигналов с DTMROC для обычной заряженной частицы (minbias) и сильноионизирующей частицы (monopole)

Видно, что в случае сильноионизирующей частицы время превышения сигнала над порогом больше чем 3 интервала пересечения пучков ($3 \times 25 = 75$ нс)

5 Создание алгоритмов триггера для выделения распадов В-мезонов с образованием двух мюонов

Изучение редких полу лептонных распадов b -адронов представляет интерес с точки зрения экспериментальных поисков Новой Физики. На кварковом уровне они представляют собой переход $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$, и происходят, таким образом, через нейтральный слабый ток, меняющий аромат. Такие процессы запрещены в Стандартной Модели на древесном уровне, и их амплитуда определяется петлевыми диаграммами более высокого порядка. Частицы, предсказываемые различными моделями Новой Физики, могут давать вклады в эти диаграммы, оказывая влияние на вероятность этих процессов и другие их наблюдаемые характеристики. Таким образом, сравнение экспериментально измеряемых величин с предсказаниями Стандартной Модели могут оказаться косвенным свидетельством в пользу таких теорий либо позволят установить экспериментальные ограничения на их параметры.

Для отбора событий такого типа на установке АТЛАС используется 3-х уровневая система триггера [7]. Триггер 2-го и 3-го уровня (т.н. Триггер высокого уровня- HLT) реализован программным образом - специальные алгоритмы анализируют сигналы различных субдетекторов, отбирая события с определёнными характеристиками.

Наиболее благоприятными для экспериментального поиска являются четыре распада: $B^+ \rightarrow \mu \mu K^+$, $B_s \rightarrow \mu \mu \phi (K^+ K^-)$, $B^0 \rightarrow \mu \mu K^*(K^+ \pi^-)$ и $\Lambda_b \rightarrow \mu \mu \Lambda (p \pi^-)$, имеющие относительную парциальную ширину порядка 10^{-6} [8]. Именно на отбор этих каналов и нацелен разрабатываемый алгоритм триггера высокого уровня.

Важным требованием к триггеру таких распадов является отбор событий с парой мюонов, инвариантная масса которой может лежать в широком диапазоне от 200 МэВ до 5,5 ГэВ. По этой причине триггерные алгоритмы, созданные для отбора событий с J/ψ -мезоном, распадающимся по мюонному каналу, не подходят для рассматриваемых распадов, т. к. работают в диапазоне масс мюонной пары 2–4 ГэВ. Другим возможным вариантом триггера для таких распадов является алгоритм DiMu, отбирающий мюонные пары в более широком диапазоне инвариантных масс. Однако при текущей

светимости БАК порядка 10^{33} - 10^{34} см⁻²·с⁻¹ он создаёт неприемлемо высокие потоки событий, поэтому используется с высоким коэффициентом деления частоты (prescale). Таким образом, возникает задача создания специализированного алгоритма триггера высокого уровня для рассматриваемых распадов с достаточно широким массовым окном для пары мюонов, и, вместе с тем, не создающего слишком интенсивные потоки событий. Последнее может быть достигнуто путём дополнительного отбора, основанного на использовании треков, реконструированных Внутренним Детектором, для полной реконструкции этих распадов.

Для оценки потоков событий, создаваемых существующими алгоритмами и выработки требований к новому алгоритму, были проанализированы результаты ряда сеансов работы ускорителя БАК в начале 2012 г. с числом сталкивающихся сгустков протонов от 72 до 618 и концентрацией числа протонов в одном сгустке диапазоне $(1-4) \cdot 10^{30}$ протонов. Это данные были перенормированы на величину светимости 10^{34} см⁻²сек⁻¹ - максимальной ожидаемой в текущем цикле работы БАК. На рисунке 17 показаны результаты предсказаний потока событий, отбираемых на втором (L2) и третьем (EF) уровне триггера.

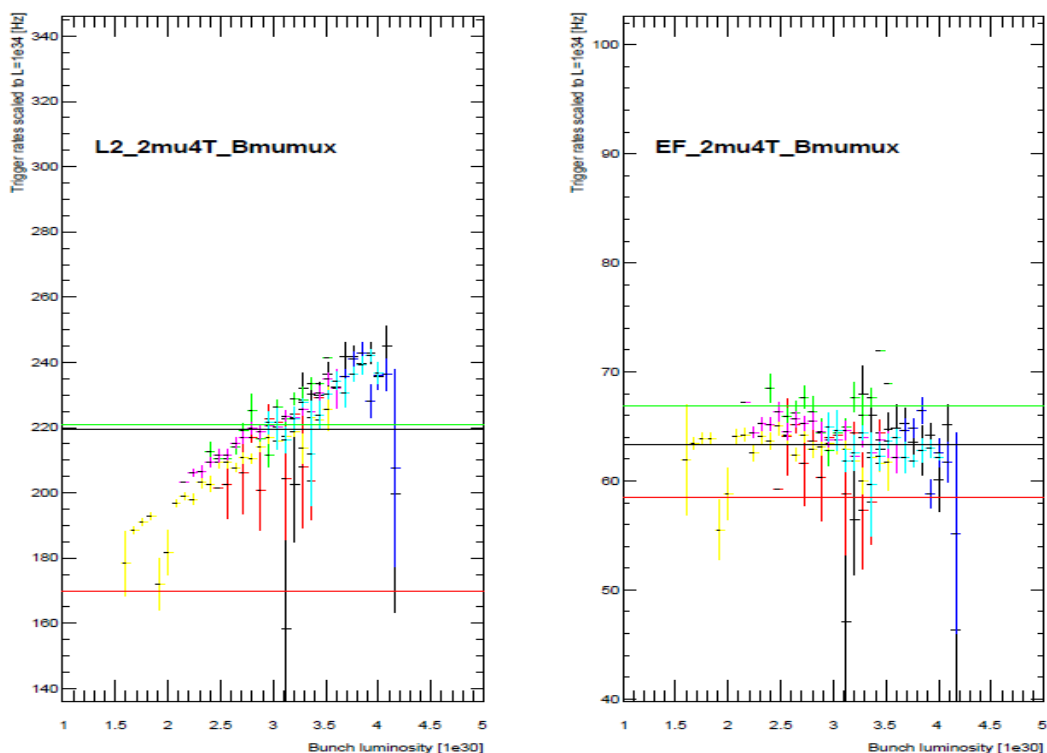


Рисунок 17 - Результаты предсказаний потока событий, отбираемых на втором (L2) и третьем (EF) уровне триггера.

Из графика следует, что существующий алгоритм будет производить поток событий около 65 Гц, что в несколько раз превышает максимально допустимое значение для данного типа событий. Это обуславливает необходимость создания нового алгоритма, отбирающего нужные события с приемлемой частотой и высокой эффективностью.

В ходе работы группы был разработан алгоритм фильтра событий, производящий необходимый отбор. Схематично логика его работы представлена на рисунке 18.

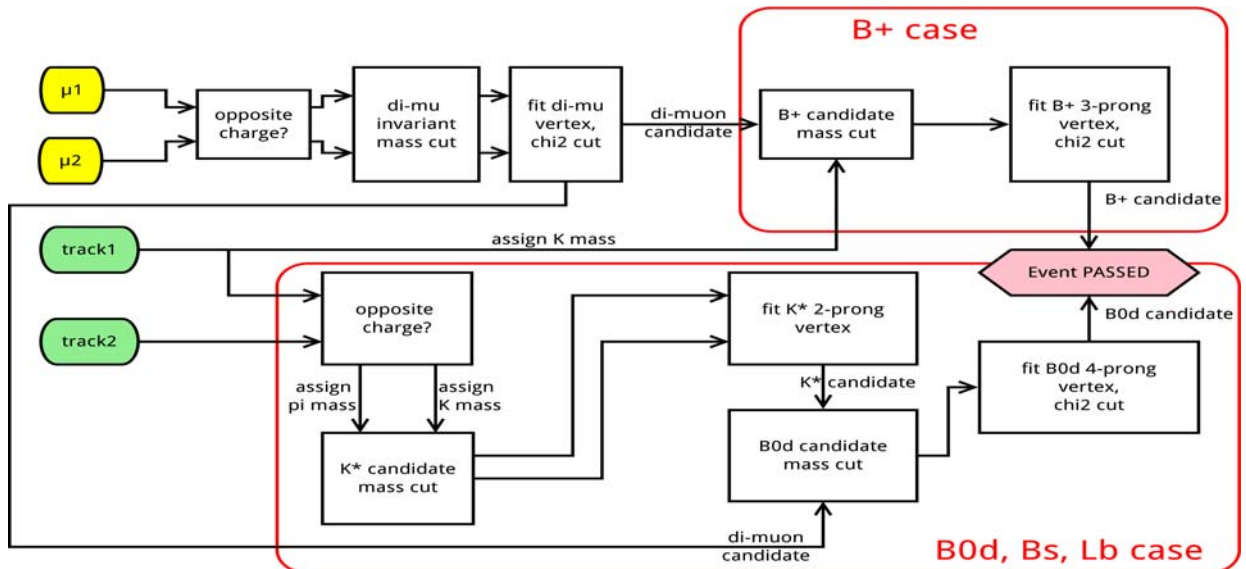


Рисунок 18 - Схематичное представление логики разработанного алгоритма фильтра событий.

Алгоритм принимает на вход два мюона, реконструированных на уровне фильтра событий при помощи алгоритмов, аналогичных используемым при off-line - реконструкции. Кроме того в геометрической «области интереса» (Region of Interest) вокруг этих мюонов производится реконструкция треков, измеренных внутренним детектором, для их последующего использования при построении кандидатов в полу лептонные распады.

Производится фитирование двух противоположно заряженных мюонов к общей вторичной вершине, и налагается условие на инвариантную массу пары (не более 5,5 ГэВ) и качество фитирования вершины ($\chi^2 < 20$).

Затем по отдельности производится построение кандидатов для различных топологий всех рассматриваемых полулептонных распадов. В случае 3-частичного распада $B^+ \rightarrow \mu\mu K^+$ построенная мюонная пара комбинируется с каждым из реконструированных внутренним детектором треков (за исключением треков самих мюонов), которому присваивается масса К-мезона. Три трека фитируются к общей вершине, накладывається условие на их инвариантную массу и качество фитирования. Если все они выполняются, событие отбирается триггером.

Для других трёх распадов, имеющих 4 частицы в конечном состоянии, первоначально отбираются все возможные пары противоположно заряженных треков, не являющихся мюонами. Каждая пара фитируется к общей вершине, и отбираются те, инвариантная масса которых близка к массе

одной из подходящих частиц, в рамках соответствующей массовой гипотезы. Затем эта пара комбинируется с построенной парой мюонов, и четыре трека вновь фитируются к общей вершине. Если их инвариантная масса и качество фитирования удовлетворяют установленным критериям, триггер также отбирает это событие. Данная процедура повторяется по отдельности для каждого из трёх распадов с 4-частичной топологией с соответствующими различными массовыми гипотезами для адронных треков и пороговыми значениями инвариантных масс. Единственное отличие для распада $\Lambda_b \rightarrow \mu\mu\Lambda(p\pi^-)$ заключается в отсутствии этапа фитирования 4-частичной вершины в связи с большим временем жизни Λ -гиперона.

В таблице 5 приведены установленные пороговые значения инвариантных масс и показателей качества фитирования χ^2 .

Таблица 5. Диапазоны инвариантных масс и пороговые значения χ^2 для различных распадов; под частицей X понимаются K^* , ϕ или Λ в соответствующих распадах.

Распад	Масса частицы X, ГэВ	Масса b -адрона, ГэВ	Порог χ^2
$B^+ \rightarrow \mu\mu K^+$	-	4,4–5,8	50
$B^0 \rightarrow \mu\mu K^*(K^+\pi^-)$	0,94–1,10	4,8–5,8	60
$B_s \rightarrow \mu\mu\phi(K^+K^-)$	0,70–1,10	4,6–5,9	60
$\Lambda_b \rightarrow \mu\mu\Lambda(p\pi^-)$	1,04–1,20	5,1–6,1	60

Первые оценки эффективности триггерного отбора с использованием нового алгоритма показали низкую эффективность отбора событий распадов $\Lambda_b \rightarrow \mu\mu\Lambda(p\pi^-)$ при полной реконструкции всех 4-х частиц в конечном состоянии. Это связано с существенным падением эффективности реконструкции адронных треков триггером высокого уровня, когда они выходят из вершины, сильно смещённой относительно точки pp -соударений (в данном случае — из вершины распада Λ -гиперона). В связи с этим была предложена схема отбора т. н. «частично реконструированных» распадов Λ_b , когда восстанавливается лишь один из треков от распада Λ -гиперона, и определяется инвариантная масса его и пары мюонов. В этом случае нижний

порог окна допустимых значений этой массы должен быть снижен, чтобы компенсировать массу и импульс, уносимый вторым треком, который не был реконструирован.

Таким образом распады $L_b \rightarrow \mu\mu L(p\pi^-)$ эффективно рассматриваются как имеющие 3 частицы в конечном состоянии, и эти события могут отбираться той частью алгоритма, которая нацелена на отбор 3-частичного распада $B^+ \rightarrow \mu\mu K^+$. Для увеличения эффективности такого отбора распадов L_b нижняя граница массового окна для кандидата в B^+ -мезон была установлена на уровне 4,4 ГэВ, значительно более низком, чем это необходимо при отборе распадов самого B^+ . В результате эффективность отбора распадов L_b по такой схеме значительно увеличилась.

Параллельно с разработкой алгоритма уровня фильтра событий был модифицирован уже существовавший алгоритм триггера второго уровня, созданный для отбора событий с указанными распадами и имеющий сходную логику работы. В нём была оптимизирована структура программного кода, исправлено несколько ошибок, используемые пороговые значения инвариантных масс приведены в соответствие с аналогичными значениями на уровне фильтра событий.

Были сконфигурированы новые цепочки триггера высокого уровня, последовательно включающие эти два алгоритма.

Весь разработанный и модифицированный программный код триггерных алгоритмов был размещён в SVN-репозитории программного обеспечения эксперимента ATLAS. Он также включён в тестовые сборки, предназначенные для проверки новых алгоритмов перед их вводом в эксплуатацию в онлайн-режиме.

Предварительные оценки потоков событий, порождаемых новыми триггерными цепочками, показали, что они находятся на приемлемом уровне для дальнейшего отбора событий онлайн. Временные характеристики работы нового алгоритма также удовлетворяют требованиям, предъявляемым к алгоритмам фильтра событий (среднее время обработки одного события составляет 13 мс в сеансе с наложением (pile-up) 22 протон-протонных столкновений). Это позволяет уже на текущем этапе включить новые цепочки в онлайн-отбор экспериментальных событий. Это будет сделано после очередной технической остановки ускорителя БАК в июле 2012 г.

Была проведена начальная разработка триггера высокого уровня для обнаружения мод распада B_c мезона с двумя мюонами в конечном состоянии, в частности моды распада $B_c \rightarrow D_s^* \mu^+ \mu^-$. Для регистрации D_s^* мезонов используются их распады $D_s^* \rightarrow D_s \pi^0 / \gamma$ с последующим каскадным распадом $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ (и зарядово-сопряжённая мода). Реконструкция данного каскадного распада отлажена на данных сотрудничества ATLAS. На рисунке 19 показано распределение по инвариантной массе $M(K^+ K^- \pi^+)$ для отобранных кандидатов. Сигнал от D_s^\pm мезона хорошо виден.

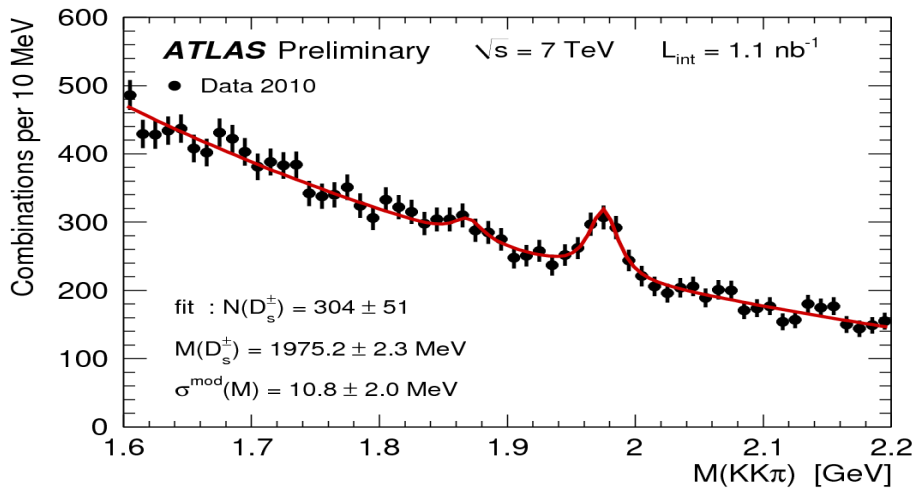


Рисунок 19 - Распределение по инвариантной массе $M(K^+ K^- \pi^+)$ для отобранных кандидатов в D_s^\pm мезоны.

На Рисунке 20 показано распределение по инвариантной массе $M(K^+ K^-)$ для кандидатов в D_s^\pm мезоны с реконструированной массой $1,93 < M(K^+ K^- \pi^+) < 2,01$ ГэВ. В этом распределении хорошо виден сигнал от ϕ мезона.

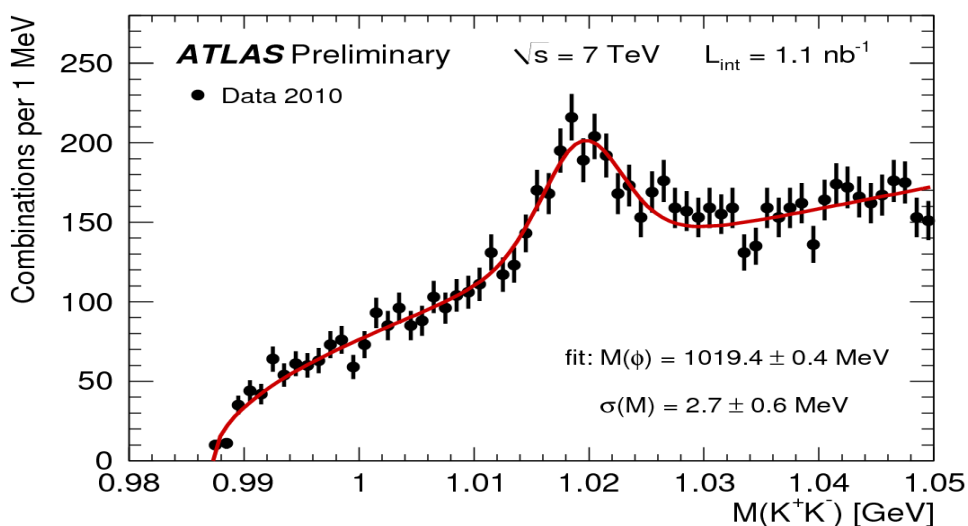


Рисунок 20 - Распределение по инвариантной массе $M(K^+K^-)$ для кандидатов в D_s^\pm мезоны с реконструированной массой $1,93 < M(K^+K^-\pi^+) < 2,01$ ГэВ.

- 6 Анализ требований к детекторам «малых колес», эскизная проработка лабораторных образцов трековых детекторов, испытания образцов

Существующая конфигурация мюонного спектрометра АТЛАС[9] была разработана и создана для работы с номинальной светимостью БАК $1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Намеченное на 2018 год увеличение светимости до $(2-3) \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ приведет к тому, что ныне используемые трековые мюонные камеры (MDT – камеры на основе дрейфовых трубок и CSC – cathode strip chambers), расположенные во внутренних торцевых частях мюонного спектрометра (Small Wheels (SW) «малые колеса», см. рис. 21) будут существенно перегружены увеличившимся фоном и не смогут обеспечить надежную регистрацию продуктов взаимодействия.

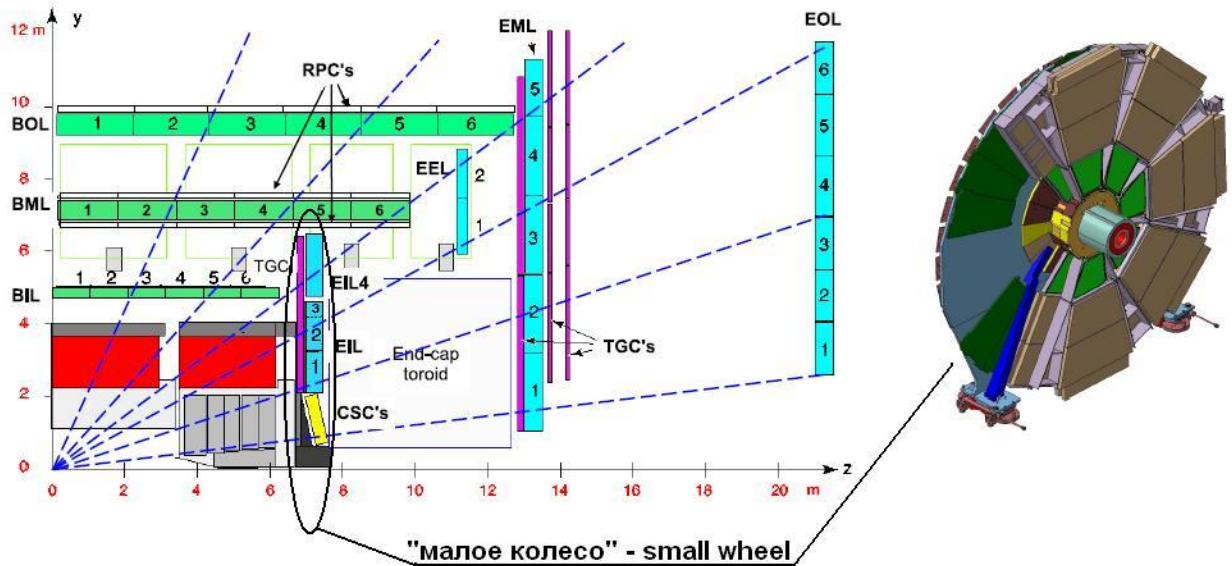


Рисунок 21 - Схема мюонного спектрометра установки АТЛАС.

В связи с этим подгруппа мюонного спектрометра АТЛАС приняла решение о создании в рамках этой 1-фазы модернизации новой пары SW (“New Small Wheels” – «новые малые колеса») и установке их в шахте АТЛАС взамен существующих во время большой остановки 2018 г.

Измеренная нагрузка детекторов в SW показана на рисунке 22(а) для светимости $0,96 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Моделирование довольно хорошо описывает радиальную зависимость фона, но дает несколько заниженные (фактор 0,6) результаты. Тем не менее, существующая экспериментальная информация позволяет оценивать нагрузку дрейфовых камер (MDT) «малого колеса» после увеличения светимости (см. рисунок 22(б)).

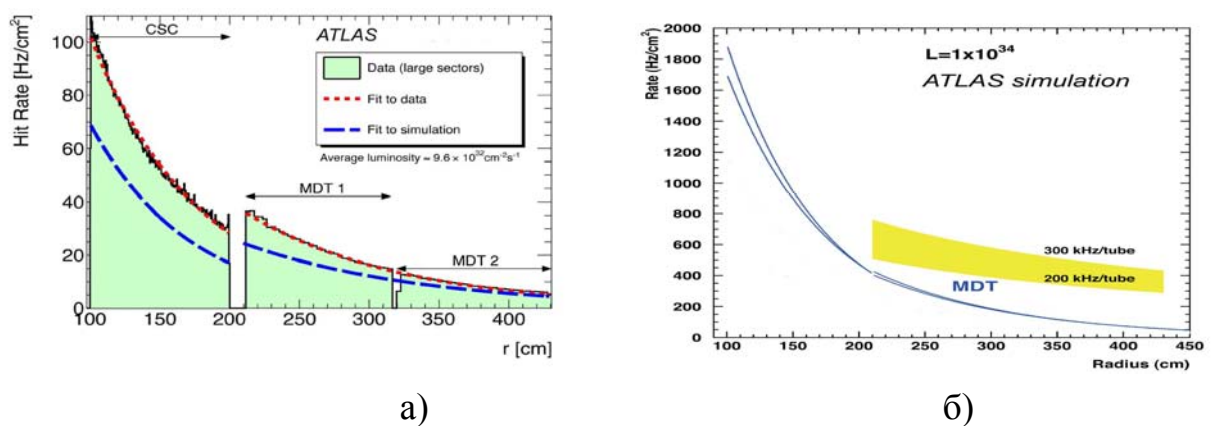


Рисунок 22 - Загрузка детекторов малого колеса: а) эксперимент и моделирование текущей ситуации; б) – экстраполяция к светимости $1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ при 30 мм дрейфовых трубках.

Загрузка 30-мм дрейфовых трубок длиной 1,3 м, расположенных на расстоянии 1,2 м от ионопровода составляет 510-770 Гц/см² при светимости 1×10^{34} см⁻²сек⁻¹. В принципе, 30 мм трубки сохраняют работоспособность при некотором уменьшении эффективности, но при этом не остается никакого запаса по загрузочной способности.

Один из вариантов нового малого колеса основывается на применении узкозазорных пропорциональных камер (Thin-Gap-Chambers, sTGC) для выработки триггера и дрейфовых камер на основе трубок малого диаметра (15 мм, sMDT) для точного определения координат треков. Пример компоновки отдельной сборки камер показан на рисунке 23. Все камеры дрейфовые камеры имеют форму ступенчатой трапеции.

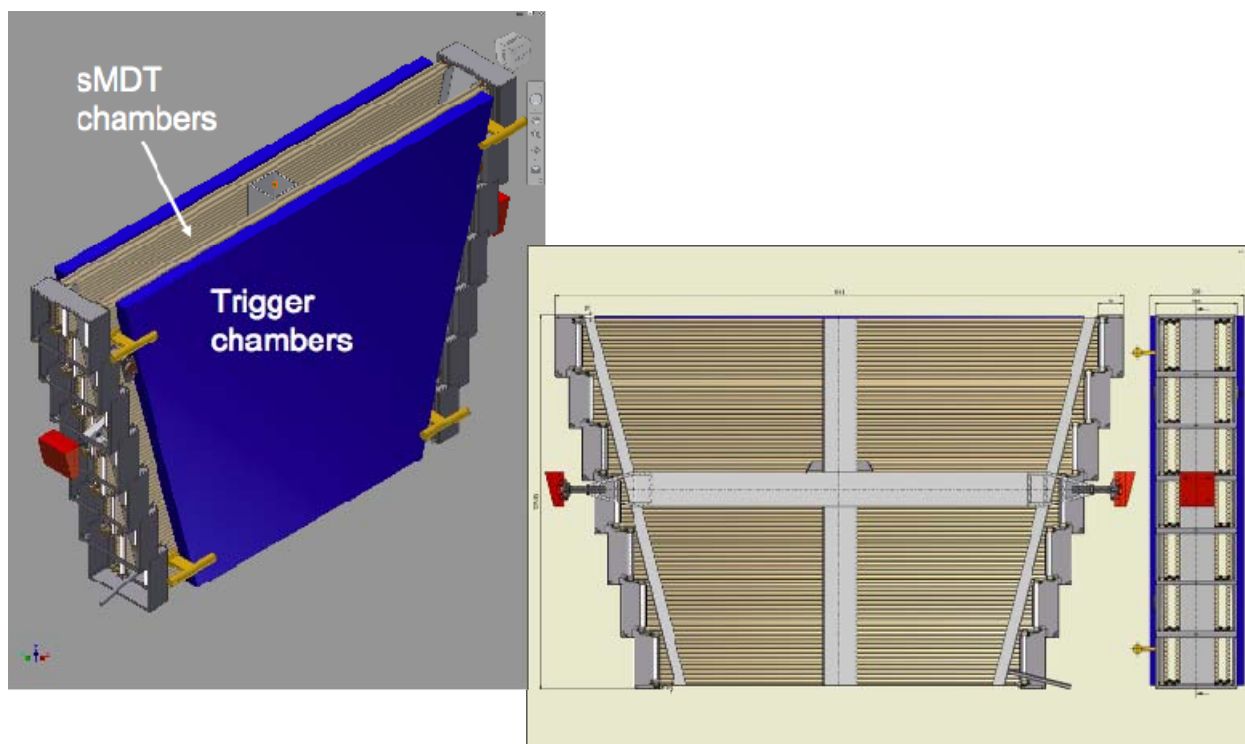


Рисунок 23 - Сборка камер малого колеса: слева – две триггерные камеры, соединенные с дрейфовой камерой; справа – камера из 15 мм дрейфовых трубок.

Потребное количество камер и трубок представлено в таблице 6, полное число камер – 96, полное число трубок - 70650.

Таблица 6. Параметры sMDT-камер.

Тип камеры	EIL0	EIL1	EIL2	EIS0	EIS1	EIS2
Число камер	2x8	2x8	2x8	2x8	2x8	2x8
Ширина камеры, мм	1095	1095	1457	1215	1276	1095
Мин. длина трубок, мм	560	1248	1788	498	876	1254
Мах. длина трубок, мм	1200	1698	2238	822	1200	1542
Число слоев трубок	2x6	2x4	2x4	2x6	2x4	2x4
Число трубок в камере	864	576	768	960	672	576
Полное число трубок	13824	9216	12288	15360	10752	9216

- 7 Выбор варианта трековых детекторов для комплектации новых малых колёс мюонного спектрометра АТЛАС; испытания опытных образцов трековых детекторов (работы выполнены иностранным партнёром)

Существует альтернативный вариант обновления малого колеса, когда для измерения координат треков используются камеры с тонкими полосками, нанесенными на стеклотекстолит методами фотолитографии (Microstrip Gas Chambers, MicroMeGas). Этот вариант, в свою очередь, рассматривается в двух версиях, MicroMeGas заменяют только внутренний радиус колеса либо все трековые камеры. В последнем случае потребуется около 2 миллионов каналов регистрирующей электроники. Окончательный выбор трекового детектора отнесен к концу 2012 года, когда будет продемонстрирован прототип MicroMeGas размером $1 \times 2 \text{ м}^2$.

Группа из МРІ на тестовом пучке в ЦЕРНе провела исследования эффективности и разрешения 15-миллиметровой дрейфовой трубки и сравнение ее с обычной (30 мм) трубкой в существующей версии мюонного спектрометра АТЛАСА.

На рисунке 24 показаны экспериментальные результаты сравнения эффективности и координатной точности для 15- и 30-мм дрейфовых трубок в зависимости от загрузки.

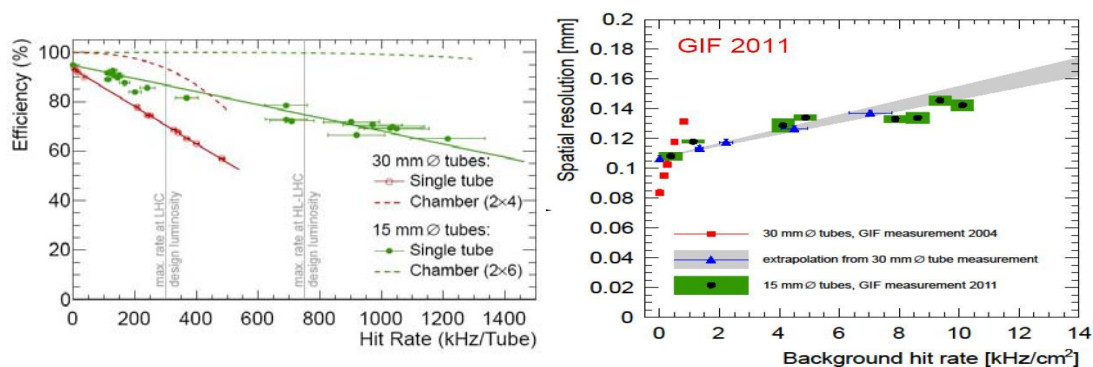


Рисунок 24 - Сравнение эффективности и разрешения 15- и 30-миллиметровой дрейфовых трубок.

- 8 Создание установки на реакторе ИБР-2м и проведение на ней программы исследований радиационной стойкости образцов материалов и электроники для модернизации установки АТЛАС

Целью работы на данном этапе является оценка радиационных нагрузок на детекторные системы установки АТЛАС в условиях повышенной светимости БАК.

По планам модернизации БАК в 2018 году светимость должна на порядок превысить достигнутое значение в 10^{34} см⁻²сек⁻¹. К этому времени следует иметь полную ясность в вопросе о поведении детекторов, их работоспособности при новых радиационных нагрузках. Очевидно, что работы по изучению поведения детекторов следует начинать сейчас, чтобы иметь время в случае необходимости внести изменения в детекторы и сделать их готовыми к началу работы БАК при большой светимости.

Чтобы рассчитать радиационные нагрузки в зоне детекторов, следует знать множественность и импульсные спектры частиц, образующихся в протон-протонных взаимодействиях.

Основой для их количественных оценок послужил анализ неупругих протон-протонных взаимодействий (minimum bias events), сгенерированных с использованием программы DTUJET. Полученные с помощью этого генератора вторичные частицы были проведены через вещество элементов ускорителя и детекторов установки с учетом всех видов взаимодействий для каждой из образовавшихся частиц. Транспортировка была осуществлена с помощью программы FLUKA. Распределение вещества в зоне детектора АТЛАС было выбрано соответствующим геометрии подсистем установки.

По результатам расчетов, в предположении величины сечения неупругого pp-взаимодействия равной 60 mb, был определен целый ряд компонент радиационного

поля в зоне детектора. На рисунках 25 и 26 приведены, соответственно, потоки нейтронов и величины поглощенных гамма-доз в детекторах для светимости 10^{35} $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ при работе коллайдера в стандартном режиме в течение 1 года.

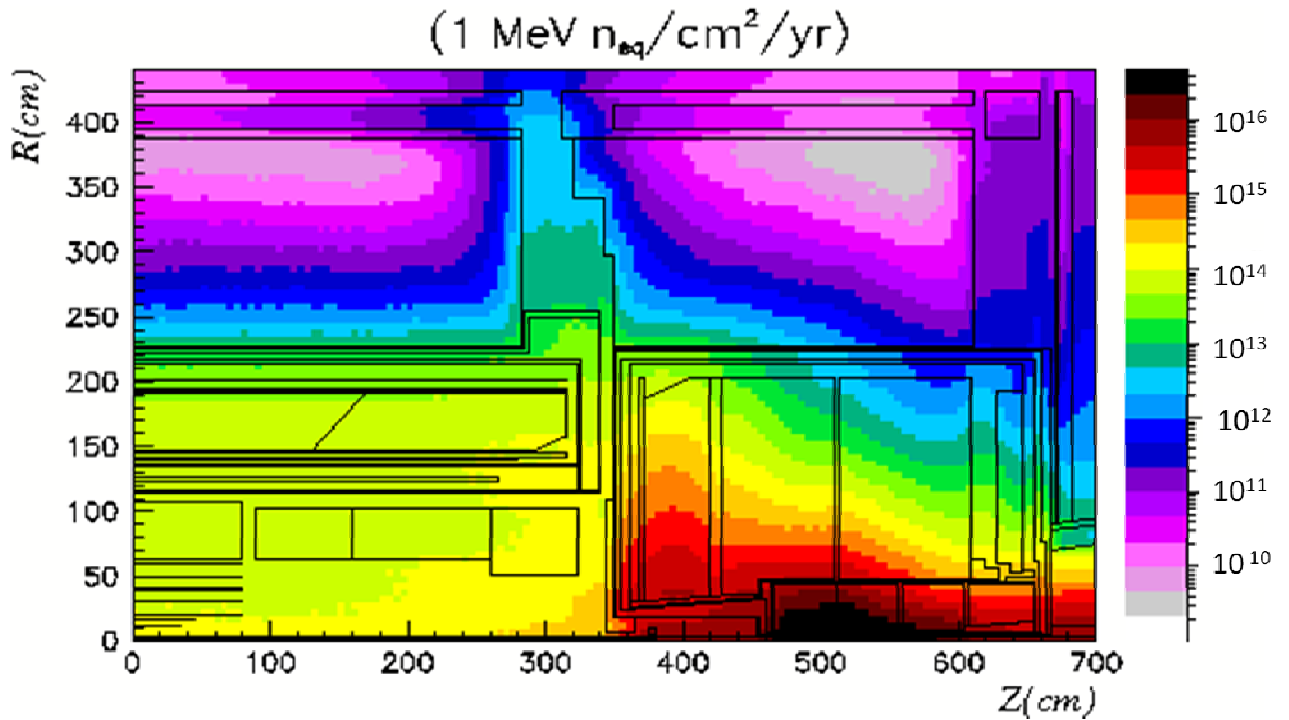


Рисунок 25 - Интегральный поток нейтронов для 1 MeV эквивалентной энергии для стандартной работы БАК в течение 1 года при светимости 10^{35} $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$.

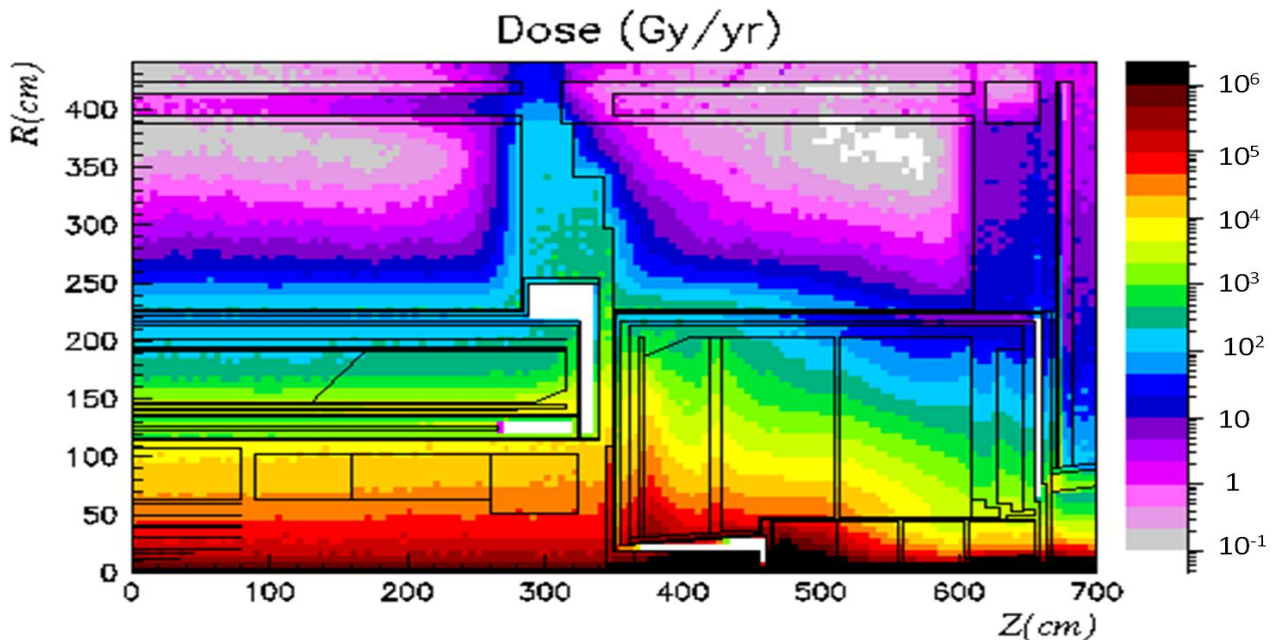


Рисунок 26 - Суммарная доза гамма-квантов с энергией выше 30 KeV для стандартной работы БАК в течение 1 года при светимости 10^{35} $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$.

Рисунки демонстрируют радиационную нагрузку в системе координат (R, Z) , где Z – координата вдоль оси сталкивающихся пучков, а R – координата в направлении, перпендикулярном пучку. Расчеты приведены для $1/4$ части установки АТЛАС. Детали установки также схематично представлены на рисунках: в области малых (~ 100 см) радиусов и Z -координат вдоль пучка, меньших ~ 350 см, располагается внутренний трекер, регистрирующий координаты заряженных частиц; вне внутреннего трекера в тех же пределах по Z и для $R < 230$ см, а также в области $R < 230$ см и $350 \text{ см} < Z < 650$ см размещены электромагнитный и адронный калориметры, предназначенные для измерения энергии; внешнюю по отношению к указанным подсистемам область занимает мюонная система, регистрирующая мю-мезоны.

Представленные на рисунках данные явно показывают, насколько неравномерны радиационные условия в объеме установки. В наиболее опасной зоне (отмеченной черным цветом) размещается передний калориметр. В несколько более мягких условиях функционируют торцевой адронный и электромагнитный калориметры. Для прочих подсистем детектора радиационные нагрузки на несколько порядков меньше и не являются определяющим негативным фактором, который следует принимать во внимание при оценке радиационной стойкости.

При разработке детекторов было принято требование, чтобы подсистемы устойчиво проработали без больших ($< 20\%$) ухудшений характеристик в течение 10 лет. Из этого требования и приведенных расчетов следует, что интегральный поток нейтронов в переднем калориметре составит величину около 3×10^{17} частиц на 1 квадратный сантиметр.

Электроника считывания адронного калориметра расположена внутри криостата на периферии модулей поглотителя, где радиационные нагрузки существенно меньше. На недавней конференции в Комо (Италия, 2011) были представлены результаты изучения радиационной стойкости электроники, созданной с применением различных технологий (би-полярный SiGe, Si CMOS FET и GaAs FET), из которых следует, что нейтронный поток порядка 10^{16} нейтронов/см² является максимально допустимым. В то же время электроника остается толерантной к набору весьма высоких доз гамма облучения.

- 9 Требования к параметрам реактора и объектам инфраструктуры, необходимым для проведения радиационных испытаний образцов конструкционных материалов и электроники в интенсивных потоках нейтронов и гамма-квантов

Максимальный нейтронный поток является необходимым параметром для конструирования облучающей установки на канале № 3 реактора ИБР-2М[10]. Необходимо создать такую установку, которая бы обеспечила накопление 3×10^{17} нейтронов на 1 квадратный сантиметр за 1 цикл работы реактора продолжительностью в 11 суток. Удовлетворение этого требования обеспечивает дополнительную надежность в исследованиях радиационной стойкости материалов и оборудования.

9.1 Требования к реактору

Основными элементами, необходимыми для проведения радиационных исследований, являются:

- реактор ИБР-2М Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, являющийся источником нейтронов и гамма-квантов;
- канал транспортировки частиц; кольцевой коридор, созданный в защите реактора;
- помещение, в котором располагается экспериментально-измерительная аппаратура.

Поток нейтронов на границе активной зоны реактора ИБР-2М составляет 10^{12} нейтронов на 1 квадратный сантиметр в 1 секунду. Таким образом, за 1 сутки работы реактор обеспечивает поток порядка 10^{17} нейтронов/см², что обеспечивает возможность решения задачи по облучению образцов до нужного уровня.

На рисунке 27 представлены энергетические спектры нейтронов и гамма квантов, измеренные ранее в кольцевом коридоре канала №3.

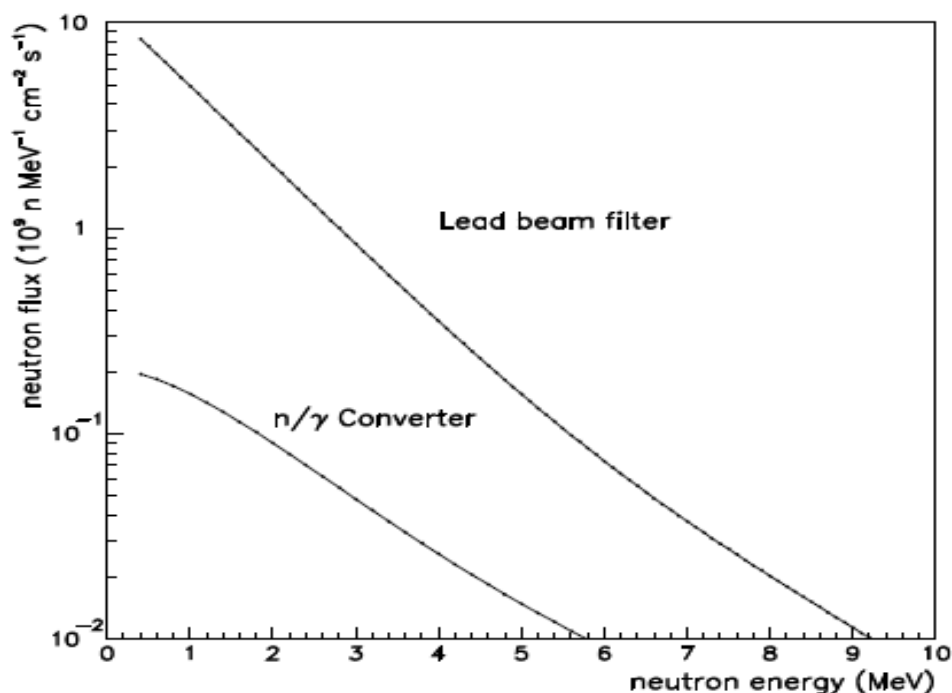


Рисунок 27 - Спектры энергий нейтронов и гамма-квантов на реакторе ИВР-2.

Видно, что энергии нейтронов от реактора близки к тем, что ожидаются в калориметре АТЛАС в результате развития адронного ливня.

9.2 Требования к устройству доставки

Следующей проблемой является конструкторская проработка системы доставки исследуемых образцов и датчиков, измеряющих интенсивность потока нейтронов в зону облучения вблизи активной зоны реактора. Задание на конструкторские работы должно содержать требование минимально возможного приближения к активной зоне, а также доставки облученных образцов в экспериментальный зал для последующих измерений.

9.3 Использование кольцевого коридора

Кольцевой коридор, имеющийся в защите реактора, может быть использован для проведения научных исследований, которые НЕ требуют максимальных интенсивностей прямого потока нейтронов от реактора ИВР-2М. Следует проработать конструкторские вопросы создания опорной фермы для размещения на ней исследуемых образцов. Нужны каналы доступа в кольцевой коридор, которые позволяли бы осуществлять ввод и вывод

образцов облучаемых материалов и регистрирующих датчиков небольших размеров во время цикла работы реактора. Также должны быть предусмотрены каналы для проводки через них электрических кабелей, обеспечивающих подачу электрического напряжения, и сигнальных кабелей.

9.4 Защита зоны канала

Отдельной проблемой является разработка защиты экспериментального зала от радиационного воздействия при работающем реакторе. Защита должна располагаться в зоне канала за кольцевым коридором по направлению пучка нейтронов и обеспечить в экспериментальном зале уровень радиационного воздействия на персонал не более определенного действующими санитарными нормами [11]. Участок для измерения характеристик облученных образцов в экспериментальном зале и домик экспериментатора также должны быть соответствующим образом защищены.

9.5 Работы с жидким аргоном

Как отмечалось ранее, максимальные радиационные нагрузки (см. рисунки 25 и 26 выше) испытывают торцевые калориметры, в которых в качестве активной среды используется жидкий аргон. Интенсивное радиационное воздействие на поверхность материалов, примененных при создании калориметров, может приводить к загрязнению жидкого аргона электроотрицательными радикалами. Те материалы, которые использованы для создания действующих калориметров, были протестированы по проблеме загрязнения аргона при радиационных нагрузках, соответствующих номинальной светимости коллайдера. Повышение на порядок светимости БАК, в принципе, может вновь поставить вопрос о возможном загрязнении жидкого аргона и необходимости проведения новых исследований на реакторе.

Для проверки на загрязнение жидкого аргона в соответствующем месте нейтронного канала должен быть размещен жидко-аргоновый криостат с находящимися в нем образцами. Чистота жидкого аргона измеряется до и после облучения и сравнивается. Конденсация газообразного аргона особой чистоты обычно осуществляется жидким азотом, проходящим через охлаждающую петлю внутри криостата, поскольку жидкий азот имеет температуру конденсации несколько меньшую, чем аргон и легко доступен. Однако, при увеличенной интенсивности потоков нейтронов жидкий азот не должен находиться внутри криостата в зоне облучения, ввиду возможного образования взрывоопасных веществ – азидов. Из этого следует, что должна быть разработана специальная криогенная схема для криостата, которая поддерживала бы в нем неизменный уровень жидкого аргона, и исключала бы при этом присутствие жидкого азота в зоне облучения в течение несколько большего периода, чем длительность цикла реактора.

- 10 Анализ эксперимента по исследованию характеристик жидкоаргоновых калориметров при работе в высокоинтенсивных пучках. Разработка требований к аппаратуре

Планируемое увеличение светимости LHC (проект HL-LHC) примерно на порядок сильно повлияет на форму сигналов и выдвигает новые

требования к радиационной стойкости торцевого электромагнитного (ЕМЕС)[12], адронного (НЕС)[13] и переднего (FCAL)[14] калориметров установки АТЛАС. Энергия, выделяющаяся в этих калориметрах, зависит от их расположения относительно места пересечения пучков.

В эксперименте на ускорителе ИФВЭ необходимо сохранить соотношение между энергиями, выделяющимися в каждом из калориметров. Для этого в протонный пучок необходимо поместить поглотители, как показано на рисунке 28.

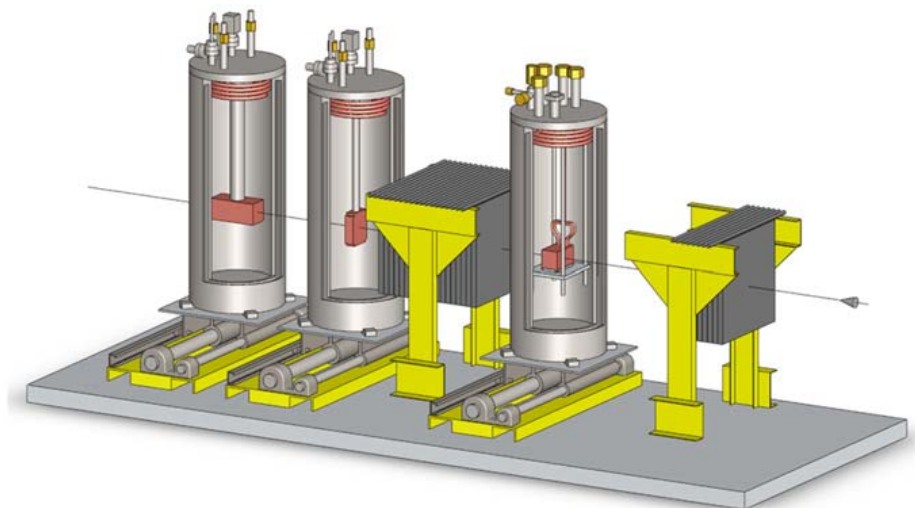


Рисунок 28 - Схема установки. Показаны три криостата с модулями калориметров и два поглотителя. Пучок летит справа.

Расположение элементов установки оптимизировалась при помощи программы моделирования, созданной на основе пакета GEANT 4. Целью оптимизации являлось соответствие отношений потоков частиц через каждый из калориметров этим же отношениям в установке АТЛАС. Дополнительным условием являлось равномерность распределения частиц по передней плоскости модулей калориметров.

Модули НЕС и ЕМЕС были описаны со всеми деталями, а для модулей FCAL использовалась упрощённая плоскопараллельная геометрия. Было проверено, что для изучения отклика калориметра это приближение допустимо. Первый поглотитель размещался перед FCAL, а второй – между FCAL и ЕМЕС. Толщина поглотителей варьировалась в пределах $0 \div 2$ ядерной длины. Поперечное распределение протонного пучка с энергией 50 ГэВ описывалось распределением Гаусса с $\sigma=10$ мм.

Оптимальными толщинами оказались 0,7 ядерные длины для первого поглотителя и 1,8 – для второго. На рисунке 29 показано распределение энергии, выделившейся на один протон в зависимости от радиуса от центра пучка для каждого из модулей калориметров.

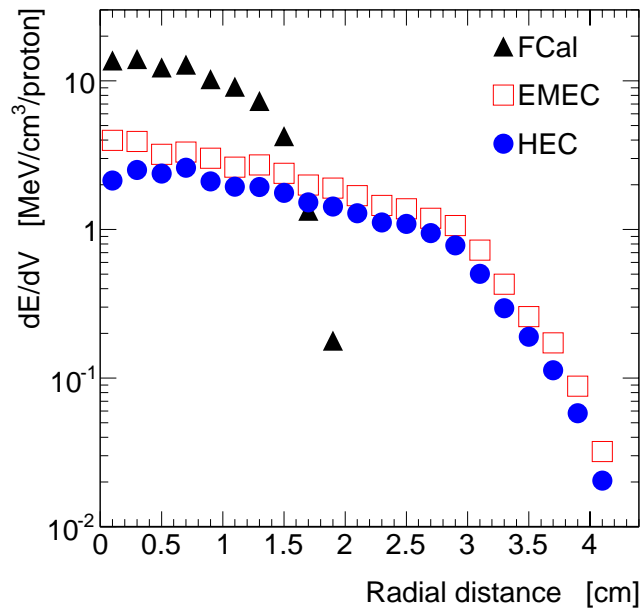


Рисунок 29 - Выделение энергии в модулях калориметра в зависимости от радиального расстояния от центра пучка.

Кроме того, в результате моделирования были получены значения интенсивности протонного пучка, соответствующие светимости ЛНС $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Для модулей FCal, EMEC и HEC они равны $6,7 \cdot 10^8$, $8,9 \cdot 10^7$ и $4,8 \cdot 10^7$ протонов/с. Нужно отметить, что лишь малая доля ($\sim 0,1\%$) энергии протонного пучка выделяется в модулях калориметров. Кроме того, есть неопределённости, связанные с моделированием адронного ливня и знанием точного положения и профиля пучка. Линейно складывая эти погрешности, можно оценить систематическую погрешность моделирования в $\sim 26\%$.

Так как в ходе эксперимента интенсивность пучка меняется в очень широких пределах – от 10^6 до $5 \cdot 10^{11}$ протонов/с, необходимо оснастить установку детекторами, позволяющими мониторить интенсивность (с точностью не хуже 10%) и положение пучка в этом диапазоне интенсивностей. Такими устройствами являются (см. рисунок 30):

- Сцинтилляционные счётчики S1, S2, S3 (низкая интенсивность)
- Сцинтилляционный годоскоп H (положение пучка, низкая интенсивность)

- Ионизационная камера IC (положение пучка, средняя интенсивность)
- Камера вторичной эмиссии SEC (положение пучка, высокая интенсивность)
- Черенковский счётчик CH (весь диапазон интенсивности, если менять напряжение на ФЭУ)

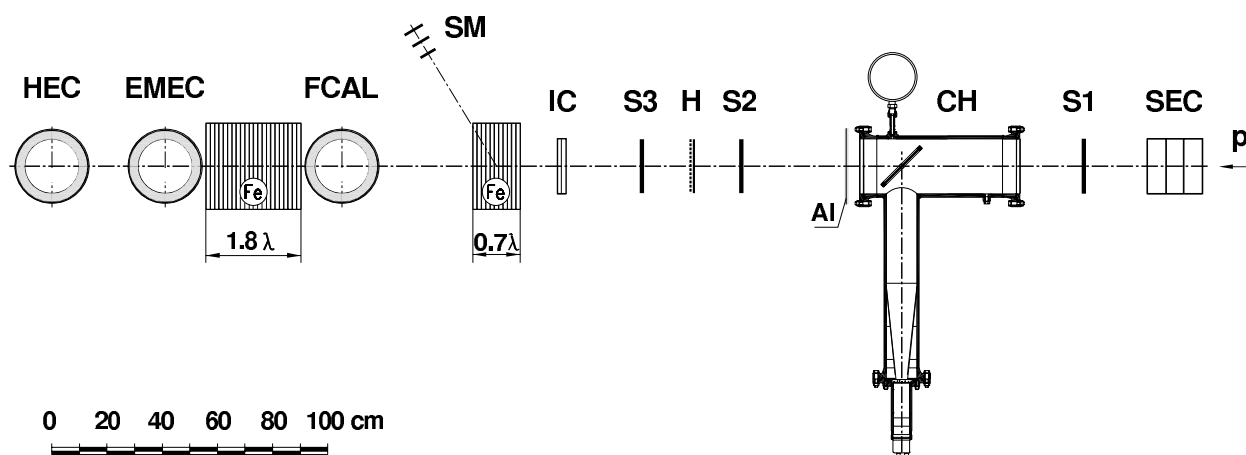


Рисунок 30 - Схема установки. SEC – камеры вторичной эмиссии, S1 – S3 – сцинтилляционные счётчики, CH – черенковский счётчик, Al - алюминиевая фольга, H – сцинтилляционный годоскоп, IC – ионизационная камера, SM – сцинтилляционный монитор, Fe – стальной поглотитель, FCAL, EMEC, HEC – криостаты с модулями калориметров.

Так как интенсивность выведенного пучка сильно неравномерна во времени, а пространственный заряд в зазорах калориметров зависит от предыстории интенсивности со временем ~ 10 мс, необходим детектор, позволяющий измерять мгновенное значение интенсивности пучка с хорошим временным разрешением – менее 1 мс. В качестве такого прибора можно использовать черенковский счётчик, заполненный воздухом при атмосферном давлении. Предварительные испытания показали, что он позволяет измерять интенсивность даже в отдельном сгустке частиц (частота следования сгустков частиц в ускорителе ИФВЭ – 6 МГц).

Абсолютная калибровка всех детекторов, измеряющих интенсивность, может осуществляться по измерению активации алюминиевой фольги за длительный промежуток времени. Активация фольги измеряется по реакции $^{27}\text{Al}(p,3p3n)^{22}\text{Na}$, $^{22}\text{Na} \rightarrow \gamma$ (1275 кэВ), сечение которой равно $10,6 \pm 1,1$ мб.

- 11 Моделирование откликов макетов жидкоаргоновых калориметров в зависимости от интенсивности пучка и напряжения на электродах (работы выполнены иностранным партнёром)

Скорость дрейфа положительных ионов в жидком аргоне значительно меньше, чем электронов. Она определяется подвижностью ионов, известной с большой неопределённостью [15-17]. Это приводит к тому, что при скорости ионизации больше критической в зазоре калориметра накапливаются положительные ионы и возникает область с нулевым электрическим полем. Кроме того, на электрическое поле в зазоре влияет рекомбинация электронов и ионов.

На рисунке 31 показаны результаты моделирования для модуля ЕМЕС (величина зазора 2 мм) при напряжении на электродах 1200 В и различной интенсивности протонного пучка.

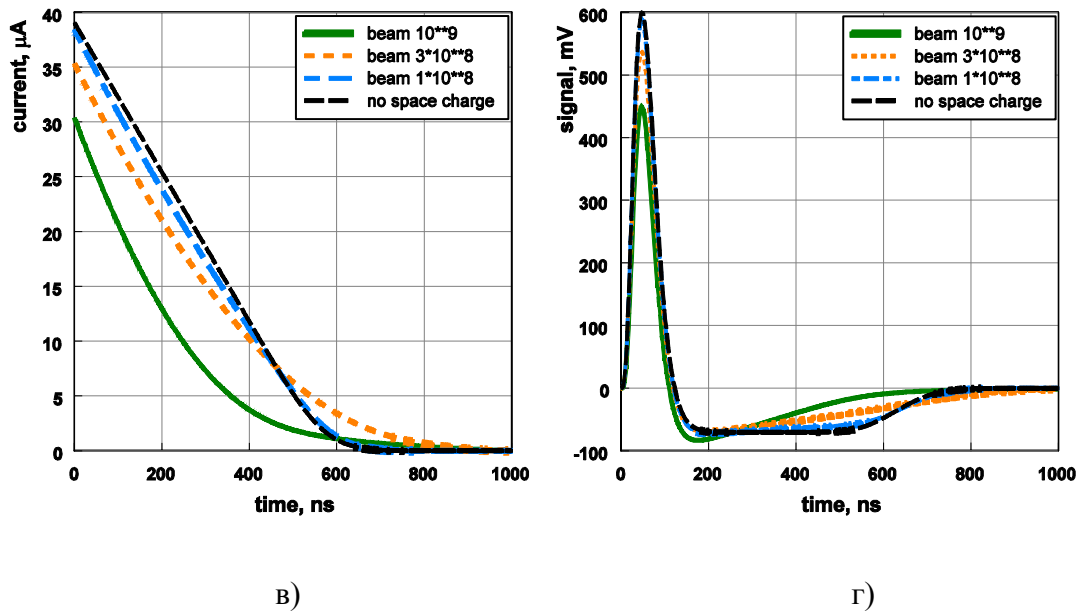
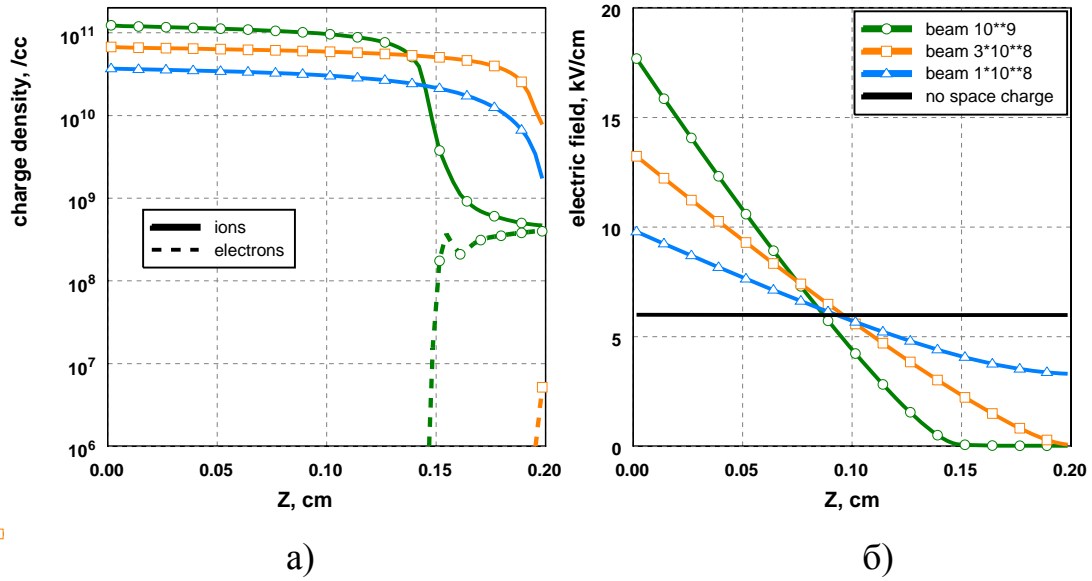


Рисунок 31 - Результаты моделирования при различной интенсивности пучка и напряжении 1200 В. а) –плотность положительных ионов и электронов в зазоре calorimetra, б) – величина электрического поля в зазоре, в) - ток calorimetra, г) – форма импульса после формирователя.

При моделировании использовались следующие параметры: подвижность положительных ионов $\mu_+ = 10^{-3} \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и константа рекомбинации $k_r = 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$. Поперечное распределение частиц

подразумевалось равномерным. Форма импульса определялась для формирователя, используемого в установке АТЛАС.

На рисунке 32 показаны результаты моделирования для различного напряжения на электродах при интенсивности пучка 10^9 протонов/с. Как и ожидалось, при более низком напряжении, эффекты, связанные с накоплением пространственного заряда, проявляются раньше.

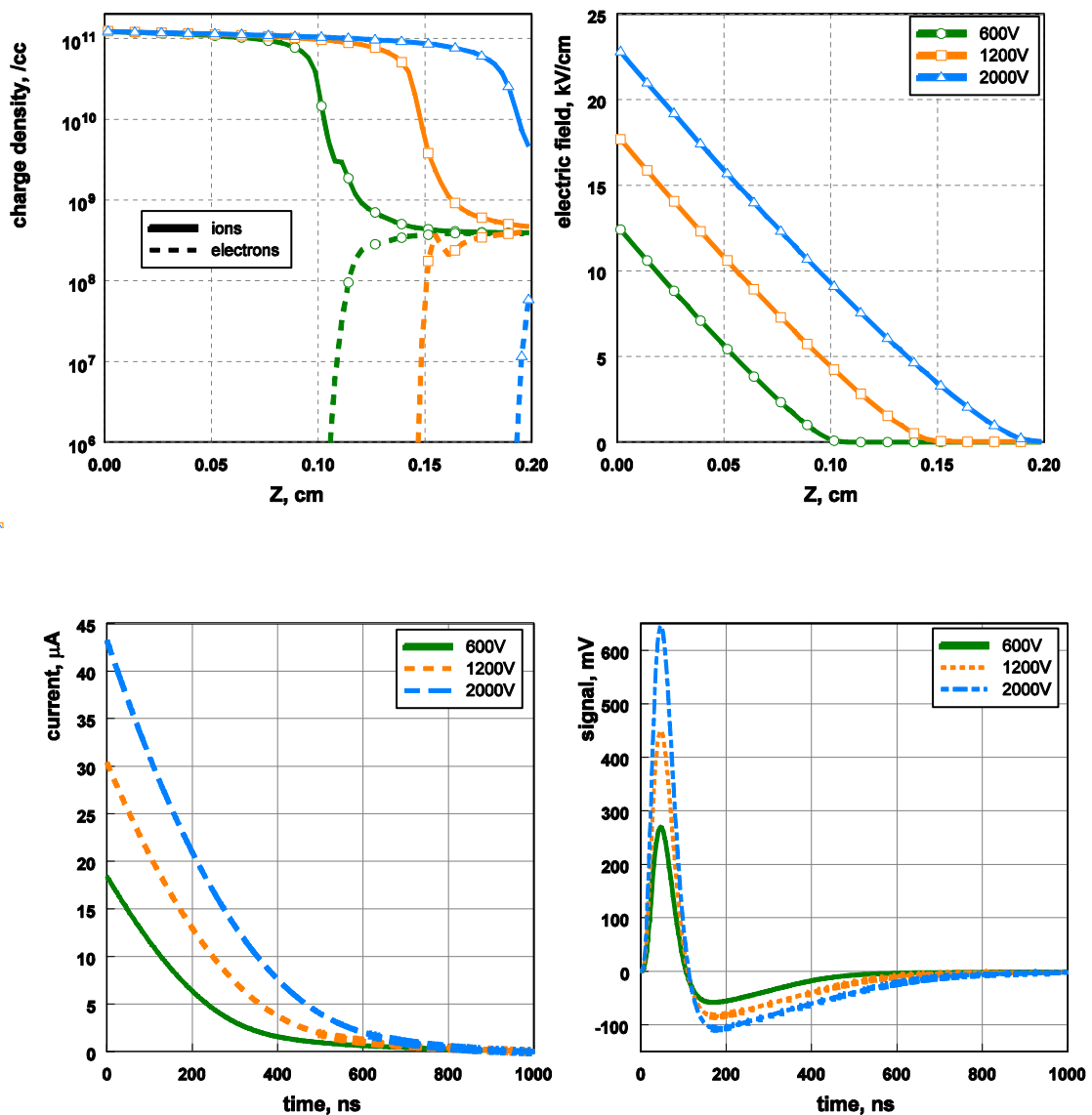


Рисунок 32 - Результаты моделирования при различном напряжении на электродах и интенсивности пучка 10^9 протонов/с.

Для того, чтобы оценить систематическую ошибку, связанную с неопределённостью скорости рекомбинации, было проведено моделирование отклика для различных значений константы рекомбинации $k_r=3 \cdot 10^{-6}$, 10^{-5} и

$3 \cdot 10^{-5}$ см³/с. Интенсивность пучка – 10^9 протонов/с, напряжение – 1200 В. Результаты показывают, что накопление пространственного заряда ярче проявляется при малых значениях скорости рекомбинации.

12 Разработка методики измерения чистоты жидкого аргона (работы выполнены иностранным партнёром)

Присутствие электроотрицательных примесей в жидком аргоне меняет сигнал с калориметра, причём изменения формы сигнала очень похожи на связанные с накоплением пространственного заряда. Поэтому при проведении эксперимента необходимо контролировать их количество (“чистоту аргона”).

Принцип измерения чистоты жидкого аргона – измерение сигнала от частиц из моноэнергетического радиоактивного распада. Уменьшение сигнала означает уменьшение количества дрейфующих электронов, и, следовательно, увеличение количества электроотрицательных примесей.

Измеритель чистоты содержит 2 радиоактивных источника – ²⁴¹Am и ²⁰⁷Pb, излучающих α -частицы с энергией 5 МэВ и электроны с энергией 1 МэВ. Чувствительность к примесям различна для этих частиц - α -частицы выделяют энергию локально вблизи источника, а электроны – вдоль трека с характерной длиной несколько миллиметров. Такая разница в энерговыделении приводит к различной зависимости сигнала от количества примесей, что показано на рисунке 33.

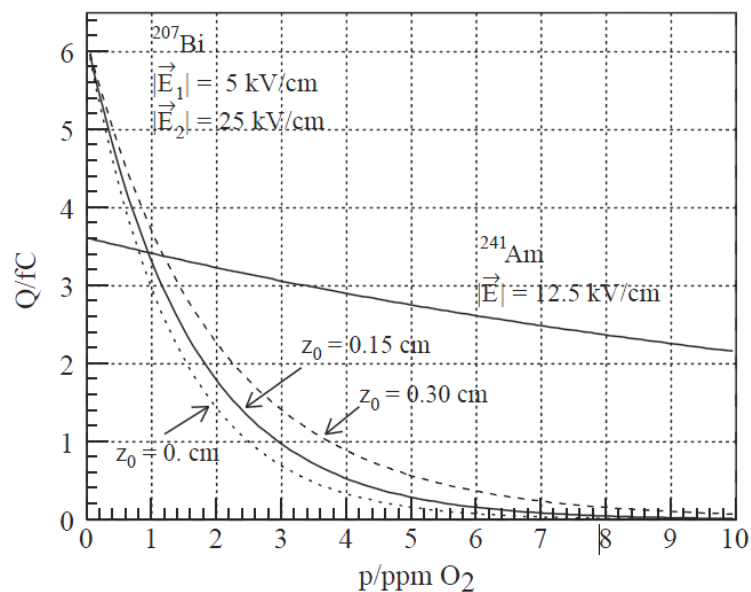


Рисунок 33 - Расчётные амплитуды сигналов от ^{241}Am и ^{207}Bi в зависимости от количества электроотрицательных примесей.

По соотношению сигналов от этих двух источников можно определить абсолютное количество электроотрицательных примесей без абсолютной калибровки цепи измерения сигнала.

На рисунке 34 показано измеренное отношение амплитуды сигналов от ^{241}Am и ^{207}Bi в зависимости от количества электроотрицательных примесей [18]. Из рисунка 34 видно, что это отношение зависит также и от температуры жидкого аргона, поэтому измеритель чистоты должен иметь возможность измерять эту температуру.

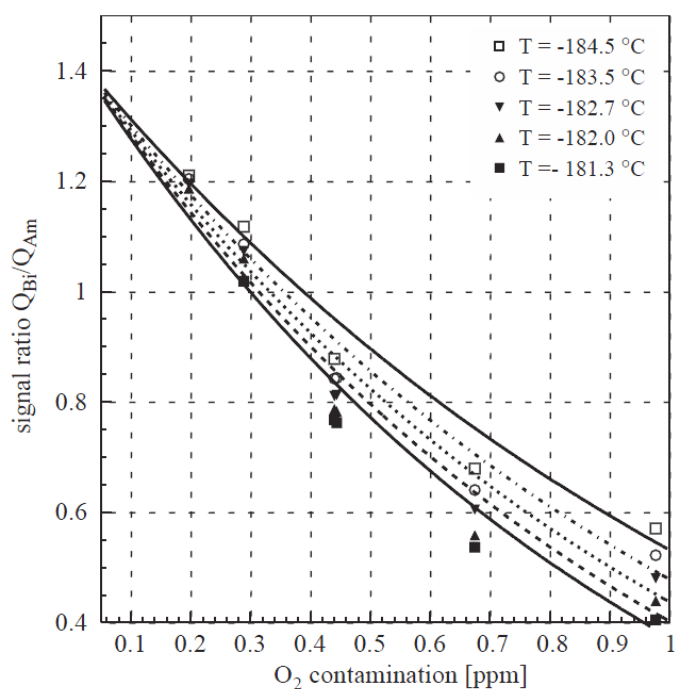


Рисунок 34 - Измеренное отношение амплитуды сигналов от ^{241}Am и ^{207}Bi в зависимости от количества электроотрицательных примесей при различной температуре жидкого аргона.

13 Задачи модернизации триггерной системы первого уровня для внутреннего детектора

Для того, чтобы достичь описанных выше физических результатов, необходимо знать ожидаемую эффективность выделения стандартных каналов, и выбор алгоритмов триггера здесь является одним из важнейших компонентов. Предлагаемая стратегия трекового триггера предполагает порог ~ 20 ГэВ на характерные особенности отдельного лептона и дополнительные характеристики, основанные на комбинациях различных триггеров, способных записать мягкий спектр. Сотрудничеством АТЛАС были изучены и сравнены различные характеристики триггера в терминах эффективности для физического анализа [2], которая может быть представлена как эффект акцептанса, эффективности восстановления трека и эффективности триггера $\epsilon_{\text{physics}} = \epsilon_{\text{acc}} \times \epsilon_{\text{reco}} \times \epsilon_{\text{trigger}}$. В частности, была изучена работа триггера первого уровня в электронном (L1 EM) и мюонном (L1 MU) каналах.

13.1 Электронный канал

События, содержащие электроны или фотоны, отбираются с помощью триггера первого уровня (Level-1), в настоящий момент это делается базируясь на триггерные башни калориметра, степень детализации которых равна $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$. Электромагнитный (EM) кластер использует дифференциальное окно в $4 \times 4 = 16$ триггерных башен, с помощью которых происходит поиск локального максимума энергии в электромагнитном калориметре. На триггерные башни, окружающие центральный массив 2×2 , могут быть наложены требования на электромагнитную и адронную изоляции, чтобы подавить фон и, таким образом, уменьшить частоту триггера.

Была изучена работа текущей триггерной системы при средней множественности взаимодействий пар протонов за одно пересечение сгустков пучков $\langle \mu \rangle = 70$ с использованием смоделированных событий неупругих взаимодействий. Хотя эта величина $\langle \mu \rangle$ соответствует мгновенной светимости ($L = 3 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$), которая ниже ожидаемой для модернизированного БАК ($L = 5 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$), частота триггеров одиночных объектов, показанная на рисунке 35, чрезвычайно высока.

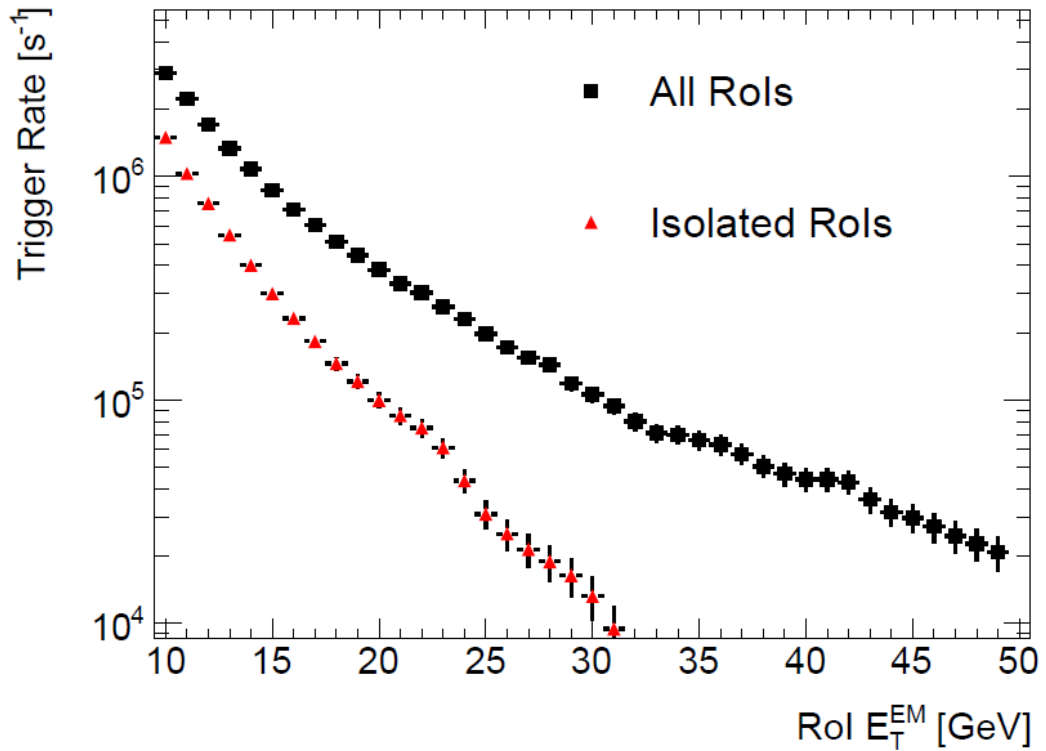


Рисунок 35 - Частота триггера в зависимости от энергетического порога на EM кластер для $\langle\mu\rangle=70$ ($L=5 \times 10^{34}$ см⁻² сек⁻¹, период столкновения сгустков 25 нс.

Для порога по поперечной энергии $E_T \sim 25$ ГэВ частота триггера, вероятнее всего, будет за пределами возможностей системы сбора и записи данных (DAQ). Даже с усиленными требованиями по изоляции, которые будут неэффективными из-за многократных наложенных взаимодействий (pileup), частота будет равняться 30 кГц для $E_T > 25$ ГэВ при $\langle\mu\rangle=70$ и 65 кГц при $\langle\mu\rangle=150$, что гораздо больше стандартно дозволенных 20 кГц.

Изучалась природа EM-кластеров в событиях с неупругими взаимодействиями при рассмотрении истинной частицы из Монте-Карло моделирования с наивысшим поперечным импульсом p_T , которая совпадает с EM кластером с энергией $E_T > 7$ ГэВ внутри угла $\Delta R < 0,15$. Относительные многообразия типов частиц показаны на рисунке 36. Только у примерно 1% кластеров в качестве частицы с наивысшим p_T является совпавший с ней истинный электрон, тогда как, в ~50% этой совпавшей частицей является истинная нейтральная частица. Самый распространённый тип подобной частицы - фотоны, большинство которых образовались как дочерние от распада π^0 -мезона.

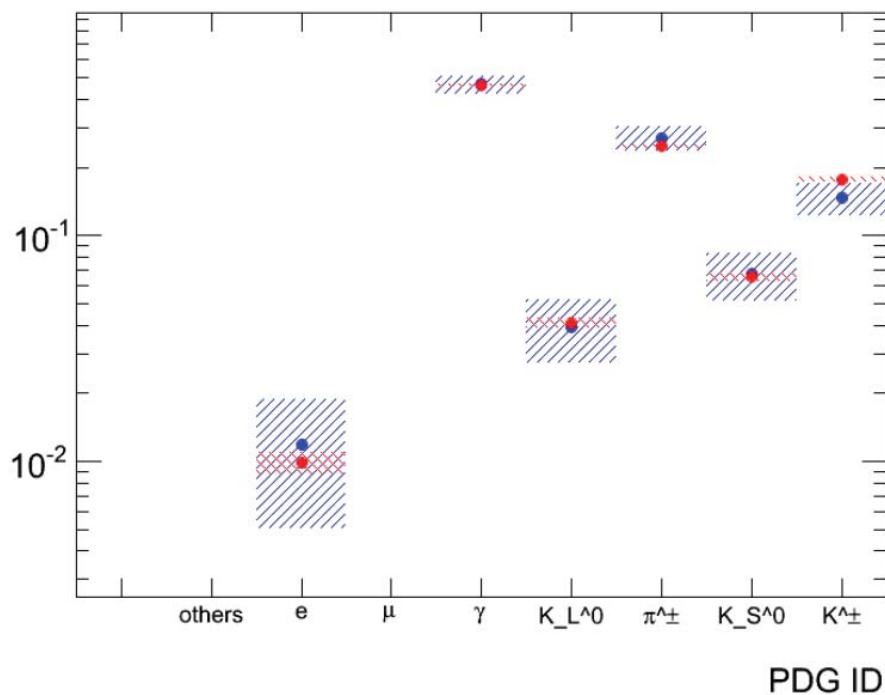


Рисунок 36 - Относительные многообразия различных типов частиц, которые совпали с EM кластерами

Поскольку большая часть срабатываний EM триггера происходит не благодаря настоящим электронам, то информация трекового детектора могла бы сильно снизить частоту и сохранить порог триггера Level-1 на уровне $E_T \geq 25$ ГэВ для отдельных электронов. Поскольку маловероятно, что трековая система Level-1 будет реконструировать треки так же, как и настоящая оффлайн реконструкция, поиск совпадения между треком и кластером в этом исследовании был проверен с помощью оффлайн треков.

Рисунок 37(a) показывает расстояние ΔR между кластером и ближайшим реконструированным треком, прошедшим некие слабые требования на качество трека.

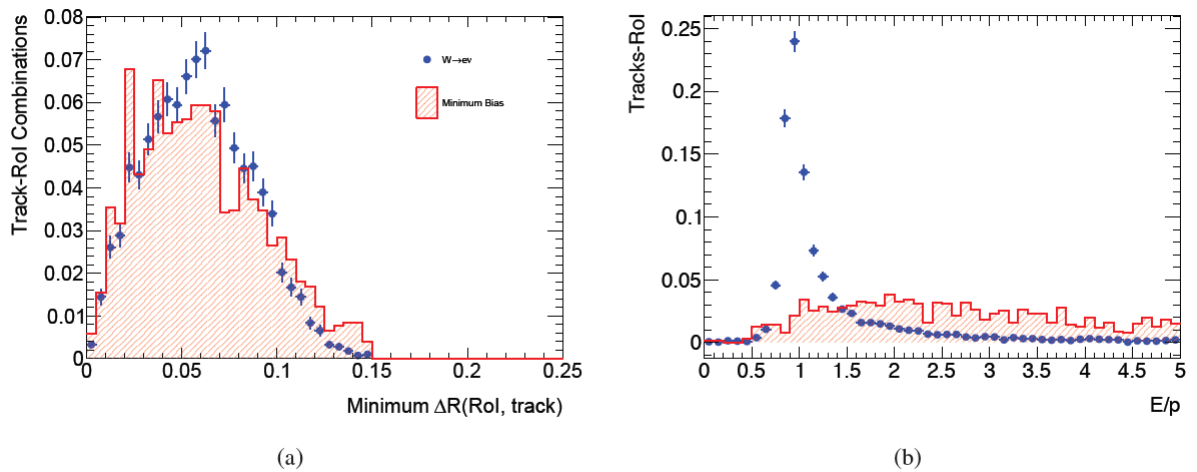


Рисунок 37 – (а) ΔR между EM кластером и ближайшим треком, удовлетворяющим требованиям на его качество; (б) Энергия EM кластера делённая на импульс геометрически совпавшего с ним трека

Вид этого распределения преимущественно определяется грубым позиционным разрешением EM кластеров L1, поэтому на нём нет существенного различия между поиском ΔR совпадений с реальными электронами от событий $W \rightarrow e\nu$ и с ложными электронами в событиях неупругих взаимодействий. Если позиционное разрешение EM кластера было улучшено (как планируется во время усовершенствования калориметрического L1 триггера), здесь может появиться потенциал для лучшего подавления фона на базе геометрического поиска совпадений.

В дополнение к геометрическому поиску совпадений, может быть наложено требование на соответствие между энергией в EM кластере и импульсом совпавшего с ним трека. Рисунок 37(b) показывает, что величина отношения энергии к импульсу E/p хорошо отличает настоящие электроны от ложных из неупругих взаимодействий. Опять же, планируемые модификации калориметрического L1 триггера улучшат энергетическое разрешение EM кластера и, таким образом, увеличат дискриминационную силу данной переменной.

Эффект от поиска соответствующего трека был оценен при требовании совпадения трека и EM кластера внутри $\Delta R < 0,15$ и накладывании ограничения $0,67 < E/p < 1,5$. Такие критерии определены как наиболее эффективные для сигнальных электронов, они же одновременно позволяют отлично подавить фон. На рисунке 38 показано, что достигнут фактор

подавления ~ 10 , с помощью чего порог EM E_T для частоты триггера в 20 кГц уменьшен с 29 ГэВ до 17 ГэВ.

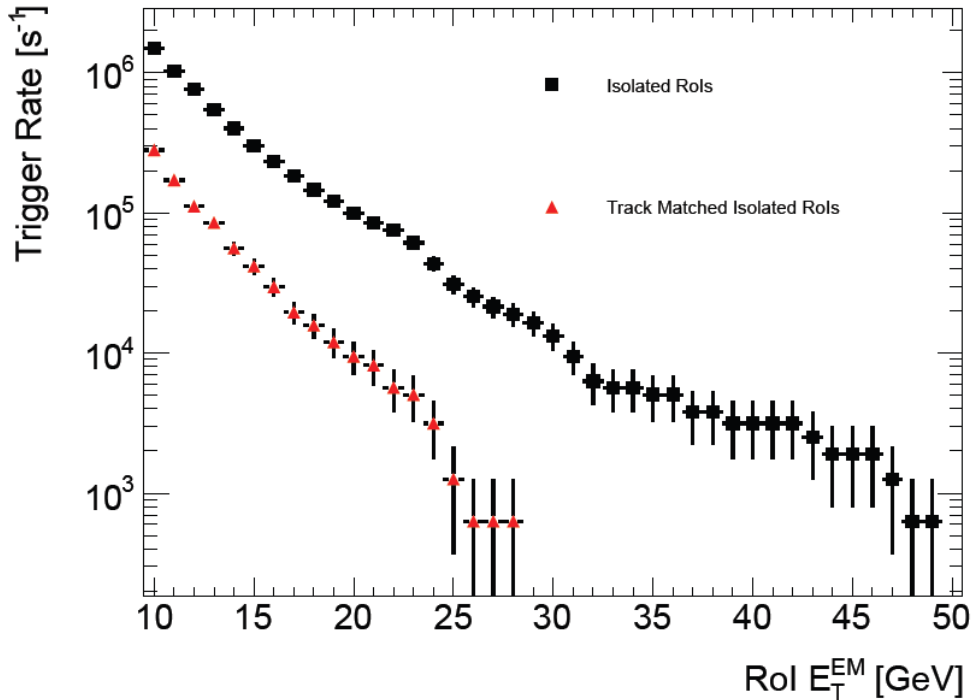


Рисунок 38 - Зависимость частоты триггера от E_T порога на EM кластер при $\langle\mu\rangle=70$

Это исследование показало, что трековый триггер Level-1 имеет огромный потенциал эффективного уменьшения триггерной частоты для отдельных электронов. Без подобного триггера, частота L1 калориметрического EM триггера вероятнее всего сильно превысит возможности систем сбора и записи данных, либо аксептанс сигнала сильно пострадает.

13.2 Мюонный канал.

Далее представлены результаты, показывающие, что информация о трекинге может быть использована на первом уровне триггера (L1) для контроля частоты мюонного L1-триггера без какого-либо значительного воздействия на эффективность. Поскольку порог L1-триггера MU20 настроен таким образом, чтобы давать хорошую эффективность для мюонов от

распадов резонансов, основная работа была сконцентрирована на возможности сохранения этого порога L1-триггера.

Рисунок 39 показывает ожидаемую частоту мюонного L1-триггера как функцию порога триггера при светимости $1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ при $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$.

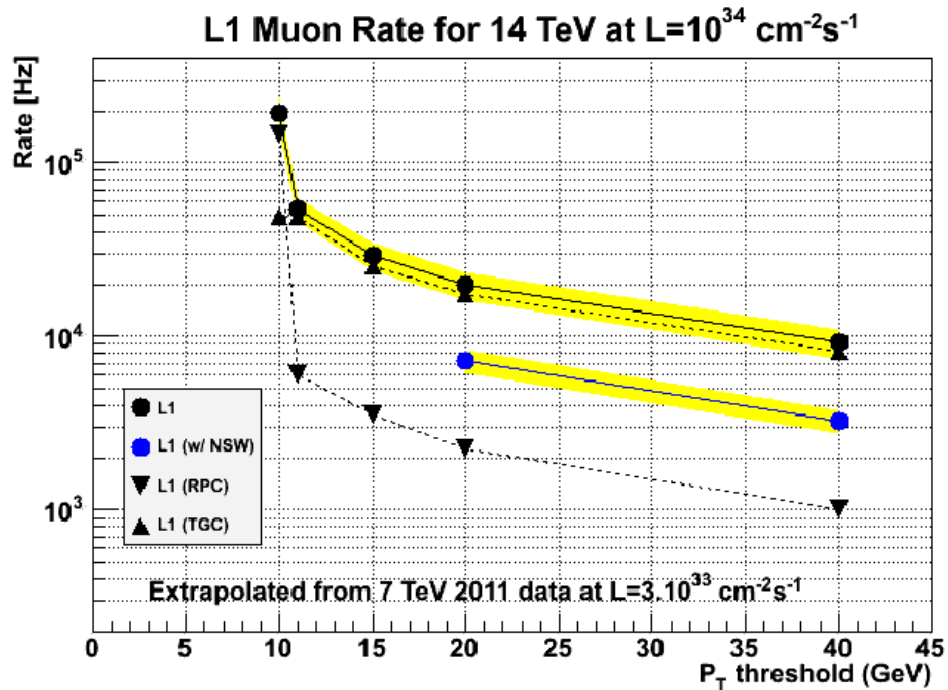


Рисунок 39 - Частота срабатываний систем мюонного L1-триггера как функция порога триггера по поперечному импульсу при $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ и светимости $1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

Экстраполировано из данных 2011 года при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$.

Эта оценка была сделана с помощью экстраполяции частоты триггера в данных, накопленных за 2011 год при энергии в системе центра масс 7 ТэВ со светимостью $3 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ при следующих допущениях:

- примерное удвоение частоты из-за увеличения инклюзивного сечения рождения В-мезонов при переходе от 7 к 14 ТэВ;
- линейный рост частоты со светимостью.

Частота срабатывания триггера L1_MU20 суммарно в центральной и торцевых частях установки АТЛАС при светимости $1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ равна приблизительно 20 кГц, что при светимости $7 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ даст около 140 кГц.

Однако, введение “новых малых колёс” (New Small Wheels, NSW) в мюонную систему в первой фазе модернизации эксперимента (Phase-I upgrade), как ожидается, на 85% снизит частоту триггера в интервале

псевдобыстроты $|\eta| > 1,3$. Отражение этого эффекта на частоте триггера показано на рисунке 40.

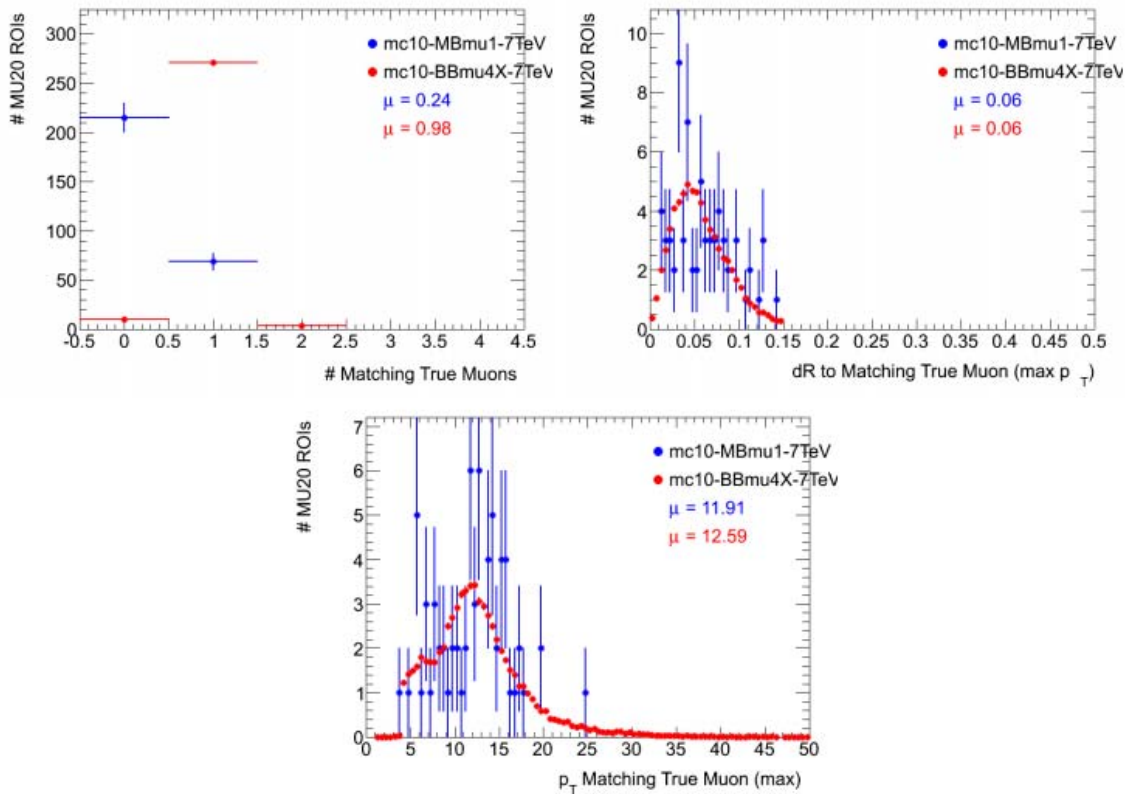


Рисунок 40 - Результаты сопоставления на уровне генерации мюонов и “областей интереса” (regions of interest, RoI) триггера L1_MU20 в Монте-Карло моделировании, используя требование $\Delta R < 0,15$. Показаны число сопоставленных мюонов на одну “область интереса” (слева сверху), распределение по ΔR между мюоном с максимальным p_T и “областью интереса” (справа сверху) и распределение по поперечному импульсу сопоставленных мюонов с максимальным p_T (внизу).

Учитывая это нововведение, оценка частоты L1_MU20 триггера при энергии в системе центра масс 14 ТэВ и светимости $7 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ становится ~ 40 кГц.

Как описано выше, есть определенный набор допущений, влияющих на экстраполяцию, и не последнюю роль здесь играет предположение о том, что частота “ложных срабатываний” триггера будет линейно расти с увеличением светимости, и не будет подвергаться возможным нелинейным эффектам, таким, как увеличение фона в экспериментальном зале. Поэтому желательна модернизация системы триггеров первого уровня, который обеспечит уменьшение частоты таких ложных срабатываний примерно в пять раз.

Два разных набора данных с моделированными по методу Монте-Карло событиями использовались для изучения работы L1_MU20 и возможного воздействия восстановления треков на частоту триггера. Первый набор – это события с $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и минимальным отбором по триггеру (“minimum bias”), сгенерированные с помощью программы PYTHIA используя настройки mc10, без дополнительных накладывающихся событий ($\mu=0$). На рисунке 38 это обозначено как “mc10-MBmu1-7TeV”.

Второй набор – это инклюзивные $b\bar{b}$ -события, также сгенерированные с помощью PYTHIA при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с требованием иметь в каждом событии хотя бы один мюон с $p_T > 4$ ГэВ. Этот набор событий был смоделирован, используя настройки mc10 (включая условия наложения событий друг на друга), и на рис. 38 обозначен как “mc10-BBmu4X-7TeV”. Заметим, что оба эти набора событий используют текущую версию геометрии установки АТЛАС.

Далее было изучено воздействие ΔR -согласования реконструированного трека к “области интереса” триггера L1_MU20 на частоту срабатывания триггера. На рисунке 41 представлены результаты согласования между треком и “областью интереса” для моделированного $b\bar{b}$ -набора событий.

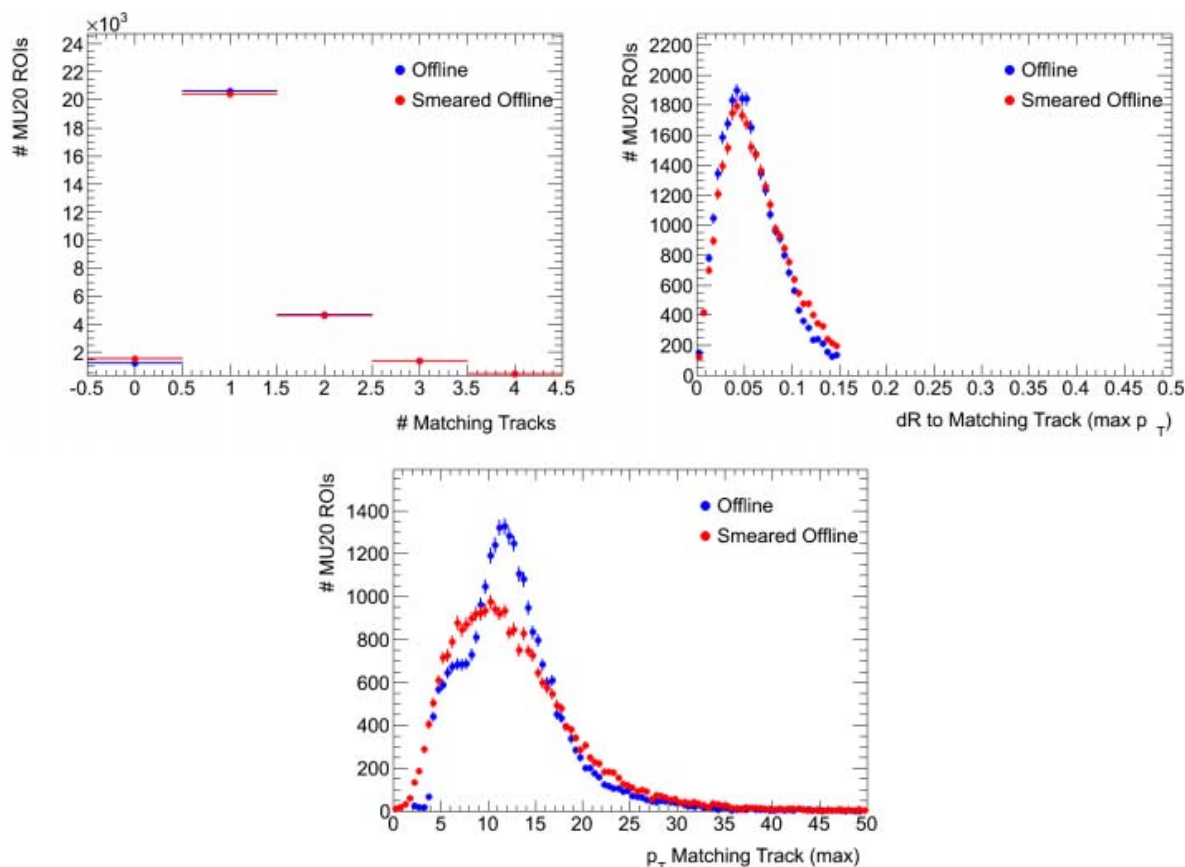


Рисунок 41 - Результаты согласования реконструированных треков с “областями интереса” триггера L1_MU20, используя требование $\Delta R < 0,15$ для моделированного в mc10 набора $b\bar{b}$ -событий. Слева сверху показано число сопоставленных треков на одну “область интереса”, справа сверху - распределение по ΔR между треком с максимальным p_T и “областью интереса”, и внизу - распределение по поперечному импульсу сопоставленных треков с максимальным p_T .

Как и ожидалось, результаты схожи с представленными выше на рисунке 40. Хотя и очевидно, что качество восстановления трека в L1 несопоставимо с нынешней системой реконструкции трека.

13.3 Требования к трековому триггеру для внутреннего детектора

Планы по модернизации внутреннего детектора АТЛАС включают в себя полную замену всего детектора новой системой, полностью состоящей из кремниевых детекторов [19,20]. Это необходимо из-за того, что, например, TRT будет иметь чрезмерно высокую загрузку, а электроника SCT и Pixel детекторов будет подвержена сильному радиационному воздействию. Ожидается, что внутренний детектор после модернизации будет содержать

около 200 м^2 кремниевых детекторов. Из-за возрастания потока частиц поиск радиационно-стойких датчиков является наивысшим приоритетом, вкуче с оптимизацией конструкции детектора и увеличенным уровнем детализации, что может потребовать увеличения мультиплексирования (передачи нескольких логических групп данных по одному физическому каналу).

Главное ограничение трековой измерительной системы является геометрия существующего детектора АТЛАС, подразумевающая максимальный радиус 1 метр для внутреннего детектора, магнитное поле соленоида в 2 Тл, и ограниченные пространства для обслуживающего оборудования. Так, например, наружные слои кремниевых детекторов требуют больше обслуживающего оборудования, чем TRT, который они заменяют. Также необходимо сохранить и увеличить гибкость настройки триггера, чтобы иметь возможность искать новую физику. Наибольшую проблему здесь составляет триггер первого уровня L1, поскольку при огромной загрузке детекторов даже частота L1A в 100 кГц требует гораздо большей пропускной способности, особенно для трековой системы.

13.4 Угловое и пространственное разрешение трековой системы

Для модернизации трекового детектора АТЛАСа, начинающегося с нового b-слоя пиксельного детектора, разработан новый препроцессорный чип FE-I4 [21], который должен заменить нынешний чип FE-I3. Этот чип в хорошей степени удовлетворяет требованиям к трековой системе: высокая детализация обеспечивает достаточное пространственное разрешение в 15 микрон; угловое разрешение порядка 1 мкрад; чип устойчив к радиации до доз порядка 3 МГр; а его размер достаточно большой для того, чтобы один модуль обслуживался не более чем одним чипом.

13.5 SCT-триггер с использованием парных слоев

SCT-триггер предполагает восстанавливать треки параллельно с L1Muon и L1Calo. Это потребует специально предназначенных для триггера слоёв трековой системы. Затем информация от L1Calo/L1Muon/восстановленного трека объединяется в центральном триггерном процессоре ЦТП. Такой триггер предполагает:

- два слоя для того чтобы различать треки с высокими поперечными импульсами p_T (см. рисунок 42);
- одиночные слои, способные подавлять шум и треки с низкими p_T ;
- слои должны быть находиться на больших радиусах R , чтобы треки имели возможность достаточно изогнуться.

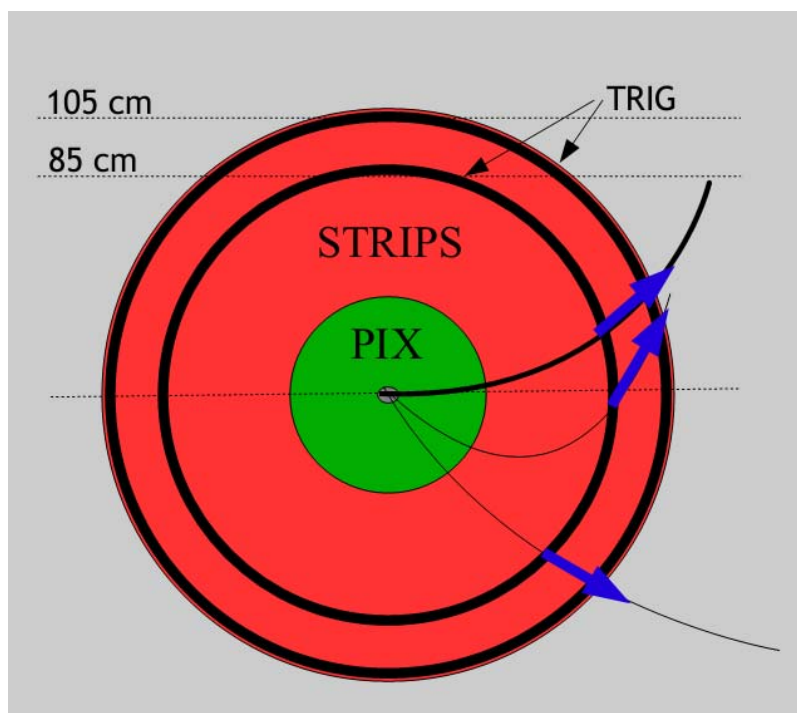


Рисунок 42 - Условная схема предлагаемого SCT-триггера

В свою очередь, тот факт, что слои должны быть находиться на больших радиусах, имеет свои преимущества и недостатки.

Преимущества:

- Низкая загрузка;
- Улучшенное измерение импульса;
- Лёгкость нахождения соответствия с мюонным и калориметрическими триггерами.

Недостатки:

- Большое количество каналов;
- Увеличение количества вещества, которое пройдет частица;
- Конверсии фотонов.

13.6 Триггер, основанный на RoI

Один из способов исполнения трекового триггера первого уровня L1, это так называемый "RoI based", то есть обработка информации, основанная на выделении области интереса калориметрического и мюонного триггеров L1.

Частота частиц с поперечным импульсом $p_T > 20$ ГэВ в объеме внутреннего детектора равна примерно 700 кГц, и для всех других подходов требования на порог импульса частицы - очень критичный, но не для RoI триггера.

Триггер первого уровня на основе информации из калориметра и мюонной системы может снизить частоту с 40 МГц до ~ 500 кГц за $\sim 2,5$ мкс. Для дополнительного отбора такой триггер может использовать и небольшую часть внутреннего детектора для считывания (см. рисунок 43).

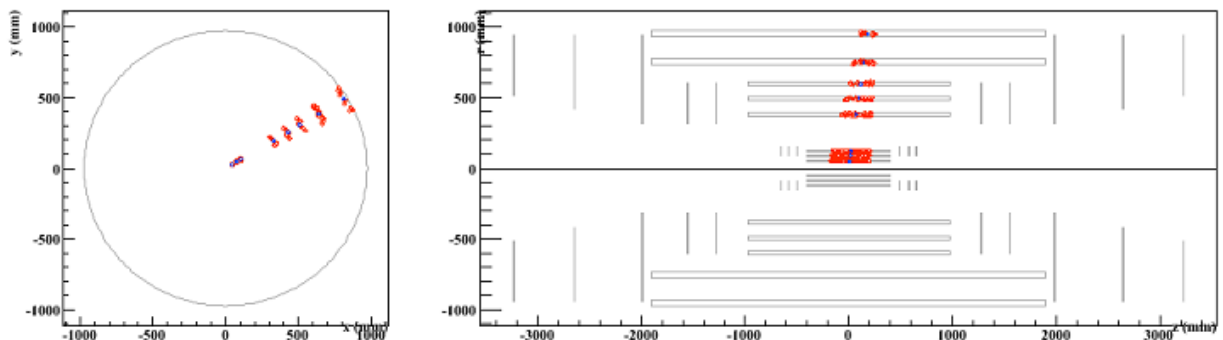


Рисунок 43 - RoI область центральной части внутреннего детектора

Трековая система будет иметь ещё 2.5 мкс для считывания и выделения параметров, чтобы обеспечить принятие решения. Среднее добавочное время будет вполне малым, но только в трековой системе, а не во всём Атласе. Для высокоэнергетичных треков, возможно, понадобится информация лишь от внешних кремниевых стрипов.

В первую очередь необходимы действия по уменьшению поступающих данных, такие как:

- кластеризация по хитам (необходимо посылать только информацию о позиции центрального стрипа);
- отбрасывание широких стрипов (подавление треков с низким p_T);
- ограничение максимального числа кластеров на чип и максимального числа битов на модуль.

Обработка, основанная на RoI, не имеет серьёзных недостатков. Необходимы лишь некоторые изменения в архитектуре считывания данных, чтобы она позволяла считывание в течение 1-2 мкс (включая мёртвые времена). А также необходимо, чтобы считывание внутри RoI было быстрым (с использованием 1-2% детектора).

13.7 Газо-пиксельный детектор

Один из способов реализации трекового Level-1 триггера основан на газо-пиксельных детекторах (ГПД), которые, будучи технологически новыми и перспективными разработками, являются одним из возможных составляющих будущей трековой системы эксперимента АТЛАС, начиная с первой фазы модернизации [22-24]. Эти детекторы представляют собой пиксельный чип с газовой камерой над ним и являются аналогом время-проекционной камеры. В зависимости от рабочего газа в таком детекторе он может быть как вершинным детектором, так и внешним трековым детектором с возможностью реализации трекового L1 триггера.

На радиусе около 1000 мм от пучка, ГПД с дрейфовым промежутком в ~17 мм может обеспечить быструю информацию по триггеру первого уровня от внутреннего детектора эксперимента Атлас. Для этого он будет реконструировать короткие участки треков за несколько миллисекунд. В дополнение, если расположить радиатор перед ГПД, то также будет возможна

и идентификация частиц с помощью анализа ионизационных кластеров от фотонов.

На рисунке 44 показан пример измеренных электронного и пионного треков в эксперименте, проведённом на тестовом пучке.

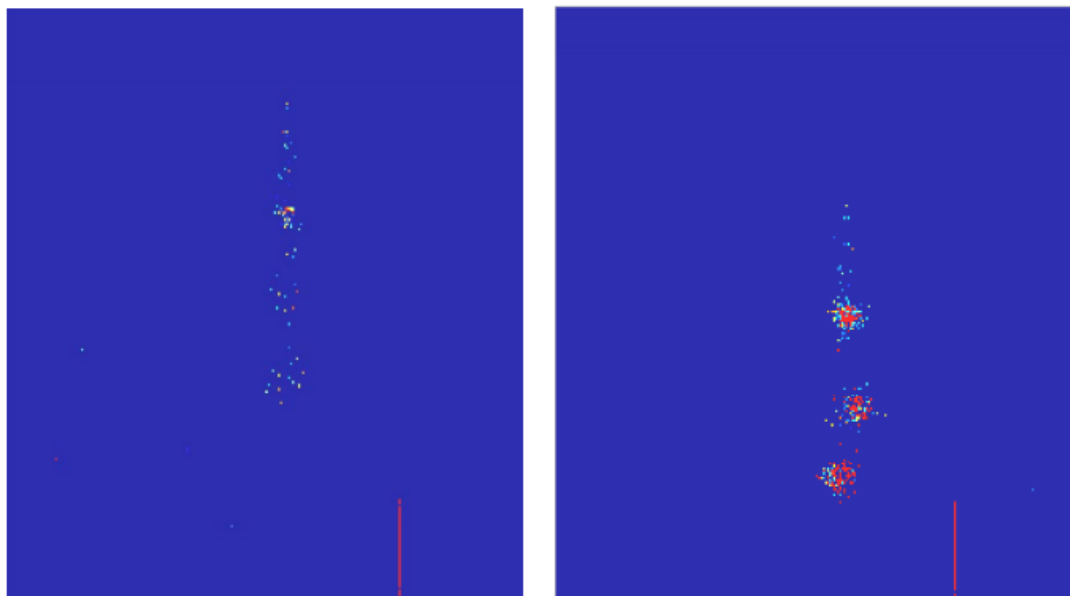


Рисунок 44 - Измеренные пионные треки (слева) и электронные треки (справа). Цвет показывает величину заряженного сигнала.

Частицы с импульсом 5 ГэВ входили в ГПД под углом 25° . Детектор был заполнен газовой смесью Xe/CO₂. Радиатор переходного излучения был помещён перед детектором. У электронных треков хорошо видны 3 наложенных фотона, что даёт возможность идентификации частиц.

Для реализации триггера предлагается построить 2 внешних слоя внутреннего детектора из ГПД, соединяя лучшие свойства кремниевых и газовых детекторов. Его возможное расположение показано на рис. 45.

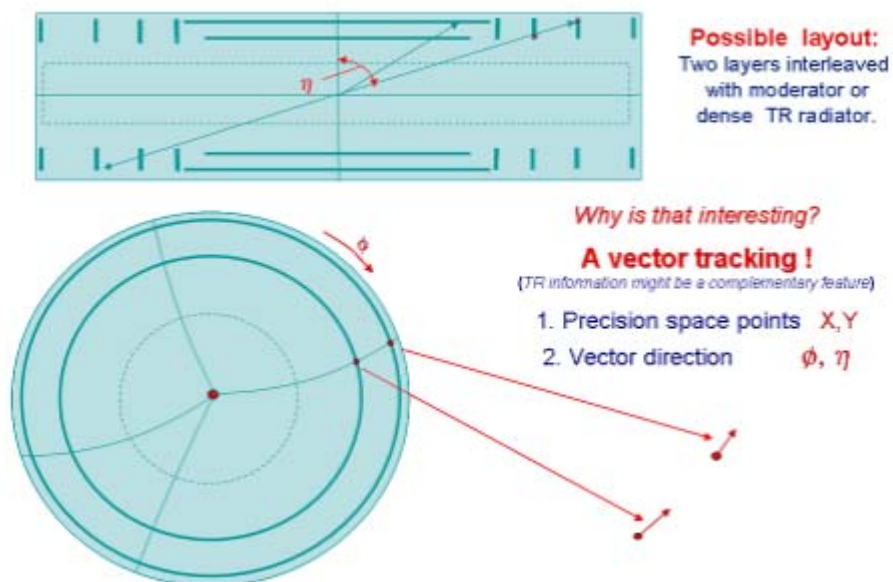


Рисунок 45 - Возможное расположение ГПД во внутреннем детекторе эксперимента Атлас после его усовершенствования.

Пре-процессинг данных на аппаратном уровне детекторной электроники позволяет реализовать первый уровень триггера для треков с высоким поперечным импульсом p_T . Отдельный слой трекера, построенного на ГПД, позволяет реконструировать частицы с p_T равным 20 ГэВ с точностью в 25%, делая возможным иметь порог энергии для трекового L1 триггера на этом уровне.

Более точная информация может быть получена из информации по трековым сегментам из обоих слоёв предлагаемой трековой системы на ГПД. Суммирование информации от этих сегментов даст нам измерение импульса частицы с энергией 100 ГэВ с точностью 20%. А добавление информации от калориметрического L1 триггера существенно увеличит долю интересных событий в потоке данных. Измерения на тестовом пучке также показывают, что для двухслойной трековой системы возможна вполне достоверная дифференциация e - π подсчётом количества кластеров от фотонов, образованных соответствующим радиатором переходного излучения.

Одна из главных проблем для ГПД - количество каналов и количество информации, которую требуется выделять. Для работы подобного детектора необходим новый подход к работе с данными на уровне оборудования. Этот подход основан на непрерывном пре-процессинге событий, уменьшающем

поток данных от считывающей электроники до информации только о координатах пространственной точки и углов трека. Эта задача включает требования на максимизацию количества компонентов схемы, которые могут быть расположены под пространством одного пикселя и на трёхмерное расположение считывающей электроники.

На рисунке 46 показано, что размер пикселя напрямую влияет на характеристики детектора.

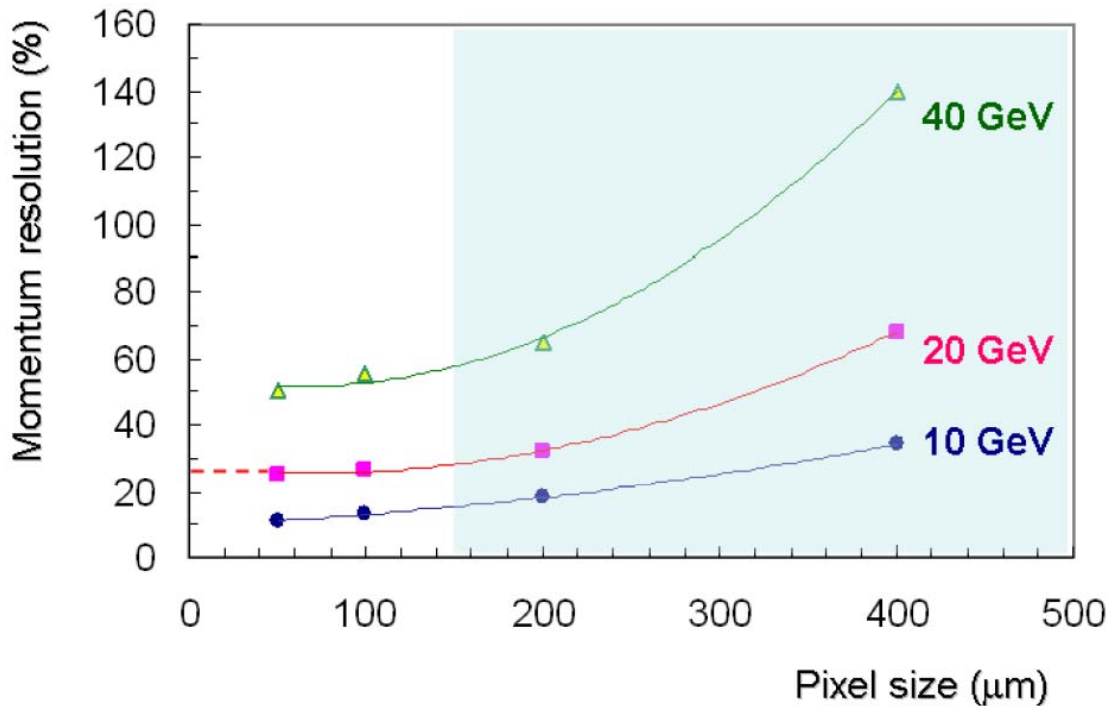


Рисунок 46 - Смоделированная точность импульса как функция от размера пикселя для отдельного слоя ГПД, расположенного на радиусе $R=1000$ мм во внутреннем детекторе эксперимента Атлас для частиц с разными импульсами

Действительно, на графике приведено Монте-Карло моделирование точности импульса в одном слое ГПД как функция размера пикселя. Видно, что для размеров пикселя до 150 мкм точность практически не меняется. В направлении z требования (от загрузки) на размер пикселя ещё менее строгие. Они позволяют использовать размер одного пикселя до 250 мкм.

Следует учитывать, что эксперимент на тестовом пучке лишь только показал применимость принципиального замысла ГПД, как трековой системы и как трекового триггера L1. Необходимы следующие шаги по оптимизации

параметров, расположения детектора, по его исполнению в условиях sLHC и по разработке электроники с возможностями для реконструкции треков.

13.8 Описание газо-пиксельных детекторов

ГПД - это газовый пиксельный детектор, в котором считывающий пиксельный чип принимает участие в процессе детектирования частицы [22-24].

Работа ГПД проиллюстрирована на рис. 47.

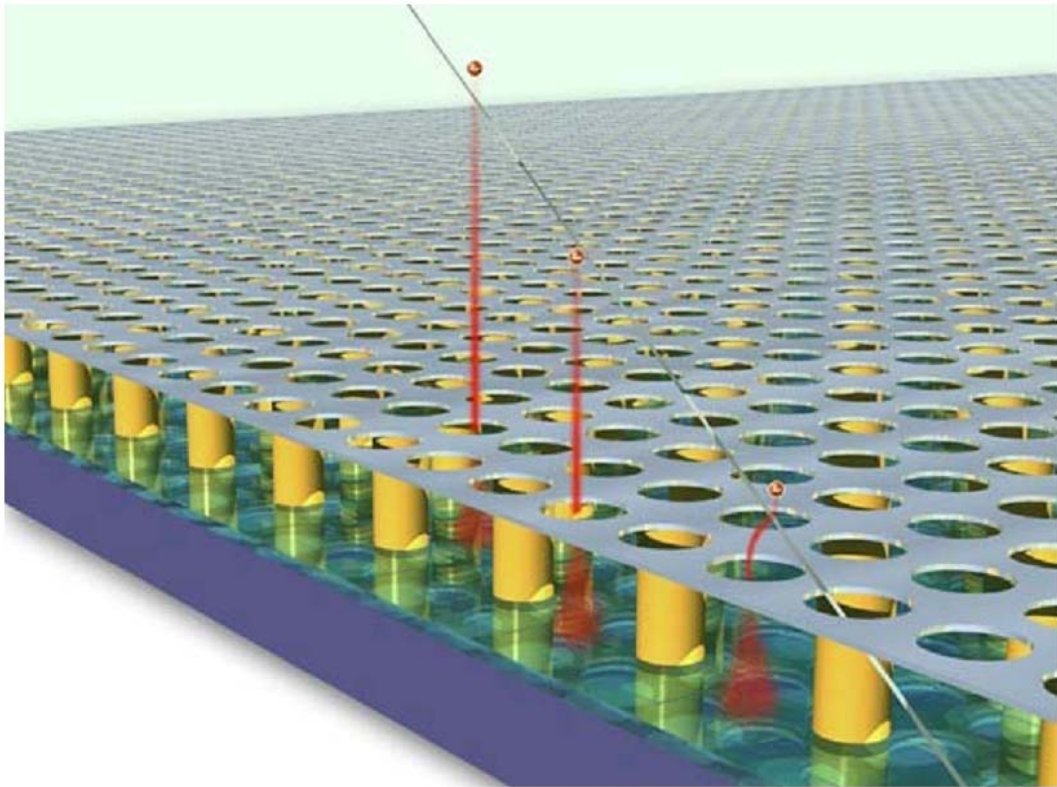


Рисунок 47 - Принцип работы ГПД

В дрейфовом объеме, заполненном газом, вдоль трека пролетающей частицы рождаются электрон-ионные пары. Благодаря электрическому полю электроны дрейфуют к сетке типа Micromegas и затем собираются в ее отверстиях. К сетке приложено напряжение -400 В относительно заземленного пиксельного считывающего чипа, создавая сильное поле в 50-микронном лавинном промежутке. В результате каждый электрон, попадающий в отверстие сетки, создает электронную лавину с амплитудой,

достаточной для того, чтобы быть зарегистрированным электроникой пикселя. Регистрируя время прихода сигнала заряда лавины, можно восстановить позицию по координате z первоначального электрона: по существу ГПД – время-проекционная камера, чувствительная к каждому электрону. Объединяя данные обо всех электронах, становится возможным восстановить сегмент трека.

13.9 Преимущества и новые возможности

Как правило, детектирующая среда детекторов ГПД – газ. По сравнению с твердотельными детекторами, газовые имеют преимущество в пренебрежительно малой массе детектирующей среды, но их недостаток кроется в слишком малой первичной ионизации для прямой регистрации. По этой причине сигнал заряда должен быть усилен лавинным процессом.

Сравнивая с твердотельными детекторами, эти свойства выливаются в следующие достоинства и недостатки.

Преимущества газо-пиксельных детекторов:

- газ постоянно обновляется, поэтому чувствительному веществу не наносится радиационных повреждений; сравнивая собранный заряд на единице поверхности с результатами старения проволочных камер, можно видеть перспективы очень высокой радиационной устойчивости, превышающей возможности твердотельных сенсоров;
- величина сигнала (заряда) настраивается напряжением сетки и может быть установлена на значение кремниевых детекторов и больше;
- отсутствие напряжения смещения и темновых токов, проходящих через регистрирующую среду;
- в газе $\epsilon_r = 1$, поэтому по геометрическим причинам емкость источника сигнала составляет всего около 10 фФ, что позволяет применять быстрые, маломощные предусилители с малыми помехами;
- Gossip (Быстрый ГПД или БГПД) определяет позицию каждого отдельного электрона, рожденного пролетевшей заряженной частицей, в трех измерениях. Таким образом, восстанавливается часть трека вместо одной координаты и можно получить информацию об ионизации dE/dx ;

- вероятность рождать δ -электроны, искажающие информацию о треке, очень мала. Кроме того, такие δ -электроны могут быть распознаны, отделены от первичной ионизации трека и отвергнуты;
- вероятность регистрации (фоновых) нейтронов и рентгеновского излучения в БГПД мала;
- технология производства детекторов ГПД дешева. Детектор состоит из CMOS чипов, а также из элементов, производимых средствами стандартной технологии MEMS. В итоге получается конкурентоспособная цена за 1 см^2 ;
- Gossip (БГПД) может работать в широком диапазоне температур от -100°C до $+50^\circ\text{C}$;
- низкое рассеивание мощности электроники, отсутствие токов смещения и широкий диапазон температур работы сильно снижают требования к системе охлаждения. В результате масса системы охлаждения может быть значительно уменьшена по сравнению с кремниевыми детекторами, применяющимися в условиях высокой светимости, и становится возможным объединение системы охлаждения с опорной частью.

Недостатки и ограничения ГПД/БГПД:

- Возможны разряды между сеткой и пиксельным чипом, которые могут повредить или уничтожить пиксельный чип. Эта проблема была решена применением соответствующего защитного слоя;
- Риск старения из-за осаждения полимера на аноде, что приводит к уменьшению газового усиления. С другой стороны, в действительности радиационная устойчивость БГПД гораздо лучше той, которая может быть достигнута использованием любой из ныне известных технологий твердотельных детекторов.
- Разрешение местоположения трека ограничено первичной ионизацией, диффузией дрейфующих электронов и размером пикселя. На большинстве треков рождается только несколько первичных электронов, что ограничивает таким образом разрешение позиции трека;

- Объем данных на трек примерно в 3 раза больше, чем для твердотельных детекторов, поскольку регистрируется информация в трех измерениях от большого количества отдельных электронов;
- Требуется больше инфраструктуры: необходимы две линии высокого напряжения (сетка + катод) вместо одной, также две (тонких) газовых линии;
- Крайне необходимо управление напряжением сетки;
- Время собирания заряда может быть большим, поскольку оно складывается из суммы максимального времени дрейфа и длительности самого сигнала заряда. Возможно, что оно превысит временной промежуток столкновения сгустков частиц в БАК.

13.10 Принципы работы

Работа ГПД проиллюстрирована на рисунке 48 измерением двух низкоэнергетичных электронов в детекторе ГПД с использованием TimePix [25] чипа с 30-мм дрейфовым промежутком.

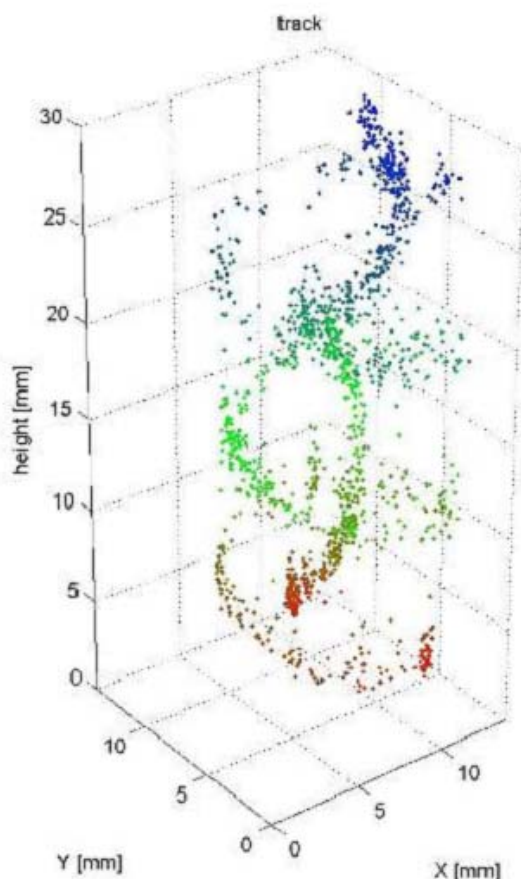


Рисунок 48 - Изображение с детектора ГПД: Электроны, возникшие в процессе ионизации, от двух β -треков от источника ^{90}Sr

Принятая за основу считывающая поверхность площадью $14 \times 14 \text{ мм}^2$ заполнена матрицей из 256×256 пикселей, каждый из которых представляет собой квадрат со стороной 55 мкм. Детектор помещен в магнитное поле 0,2 Тл с линиями магнитного поля, параллельными направлению дрейфа, и наполнен смесью гелия и изобутана. В будущем планируется применять смеси с более высокой ионизацией и меньшей диффузией для детектирования частиц в их минимуме ионизационных потерь.

Для технической реализации ГПД крайне важны две новых идеи: защитный слой для разрядоустойчивости пиксельного чипа и сетка Micromegas, интегрированная с пиксельным чипом на базе технологии MEMS.

Защитный слой, это слой с высоким сопротивлением, который осаждается на поверхность пиксельного чипа в качестве защиты от искровых

разрядов. Такая защита важна, поскольку эксплуатация газоразрядных детекторов обычно сопровождается микроразрядами, приводящими к испарению поверхностной структуры чипа из-за горячей плазмы разряда и слишком большому входному заряду, повреждающему электронику пикселя.

Оба этих риска могут быть сведены к минимуму, если на пиксельный чип поместить слой с высоким сопротивлением. В случае искрового разряда сразу же создается значительная разность потенциалов, приводящая к уменьшению электрического (лавинного) поля, и таким образом разряд гасится на ранней стадии. Отметим, что такой подход уже был применен для гашения разрядов в Resistive Plate Chambers (RPC).

Первоначально применялся слой аморфного кремния толщиной 20 мкм в качестве искровой защиты. Чипы, покрытые таким слоем, безупречно работали в течение многих недель. В данный момент используется нитрид кремния (Si_3N_4), изготовленный слегка проводящим с примесью кремния. Таким образом, удельная проводимость может регулироваться между 10^8 и 10^{15} Ом/см. Благодаря его низкой диэлектрической проницаемости доказано, что достаточно слоя толщиной 7 мкм. В отличие от аморфного кремния, осаждение Si_3N_4 – обычная практика в области технологии тонких пленок.

Необходимо отметить, что в случае, если входной контур электроники содержит такую защиту на входе, при которой избыток заряда поступает на входной резистор, толщина слоя Si_3N_4 может быть уменьшена - достаточно толщины всего в 2 мкм.

Примеры зарегистрированных разрядов показаны на рисунках 49 и 50. На рисунке 49 разряды были вызваны частицами от распада радона. Пиксели в воронке разряда подвержены слишком большому воздействию, затрагивая соседние пиксели.

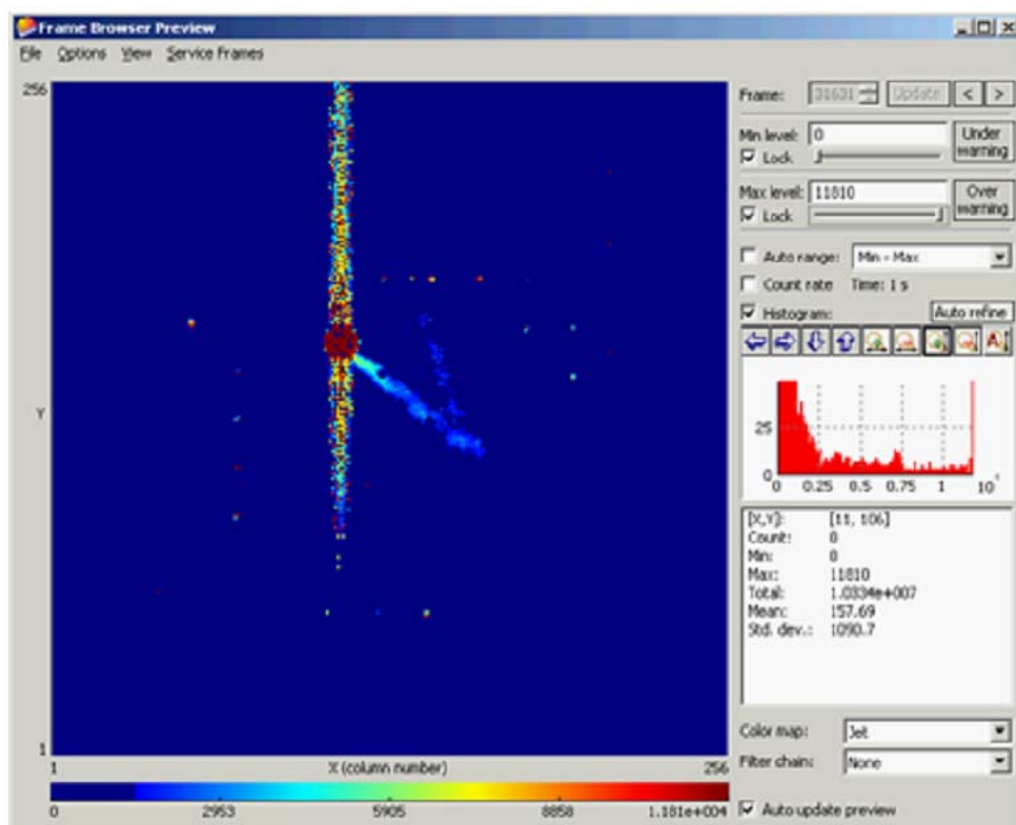


Рисунок 49 - Разряд, наблюдающийся в чипе TimePix, защищенном слоем некристаллического гидрированного кремния толщиной 20 мкм

В случае, изображенном на рисунке 50, емкость сетки была снижена со 100 до 25 нФ с помощью меньшего конденсатора развязки. В результате, амплитуда разряда также уменьшилась, и электроника пикселя больше не подвержена сильному воздействию.

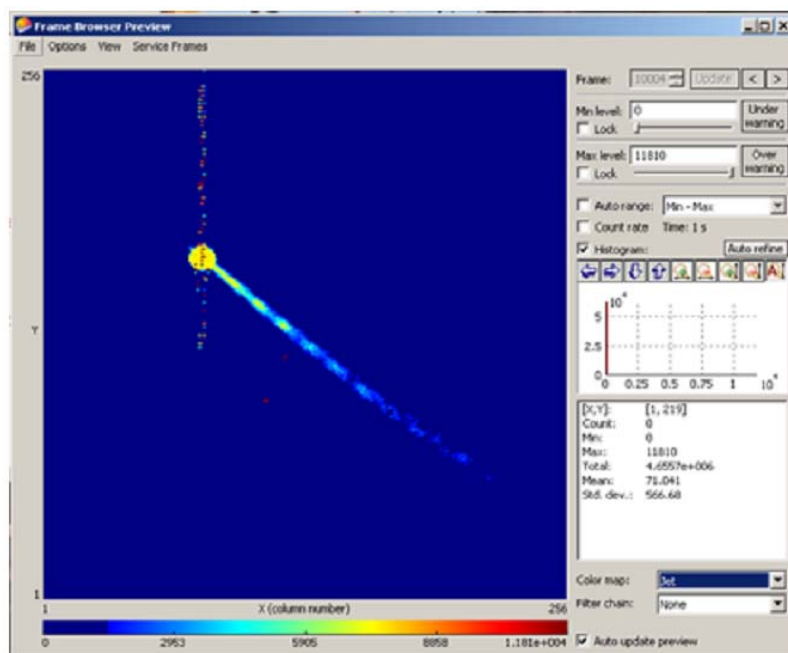


Рисунок 50 - Событие разрядки на чипе TimePix без сильного воздействия благодаря меньшему конденсатору развязки

Поперечное сечение осажденного слоя Si_3N_4 показано на рисунке 51. Для того чтобы ограничить температуру чипа во время осаждения, слой накладывается в пять шагов, 2,4 мкм за раз. Вероятно, в дальнейшем станет возможным уменьшить толщину слоя до 2,4 мкм, внедрив защиту пиксельной электроники на входе.

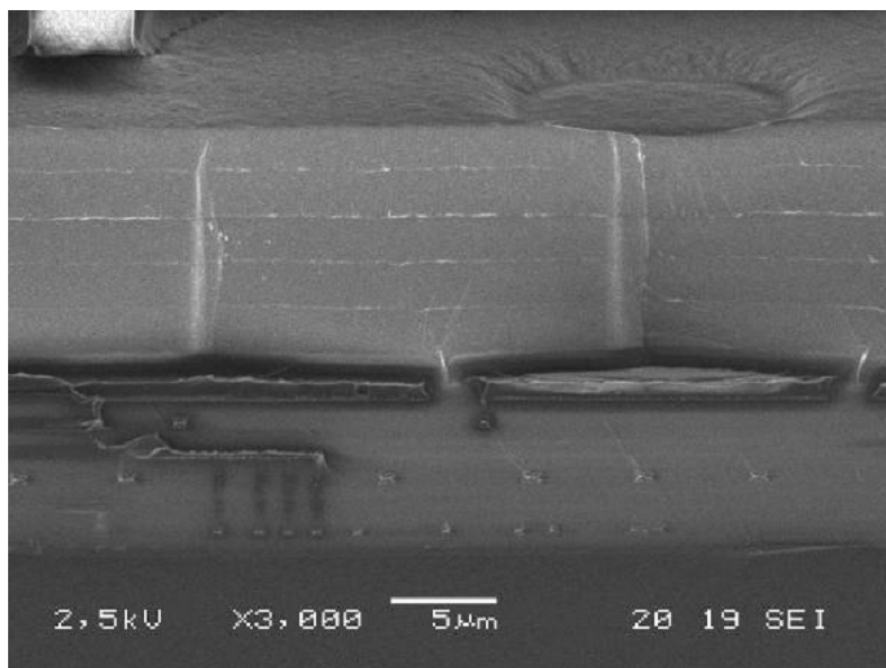


Рисунок 51 - Поперечное сечение чипа TimePix, защищенного слоем Si_3N_4 .

Сетка Micromegas создается на подложке (обычно – на пиксельном чипе) с помощью технологии фотолитографии пластины. С применением данной технологии опоры сетки могут быть сделаны достаточно узкими: такими, чтобы они своим присутствием не создавали нечувствительных областей. Также этот метод обеспечивает улучшенный контроль за толщиной промежутка усиления и меньшие затраты при массовом производстве.

Оснащенный защитным слоем и сеткой Micromegas (рисунок 52), чип пикселя выполняет функции считывающего анода дрейфового объема, заполненного газом.

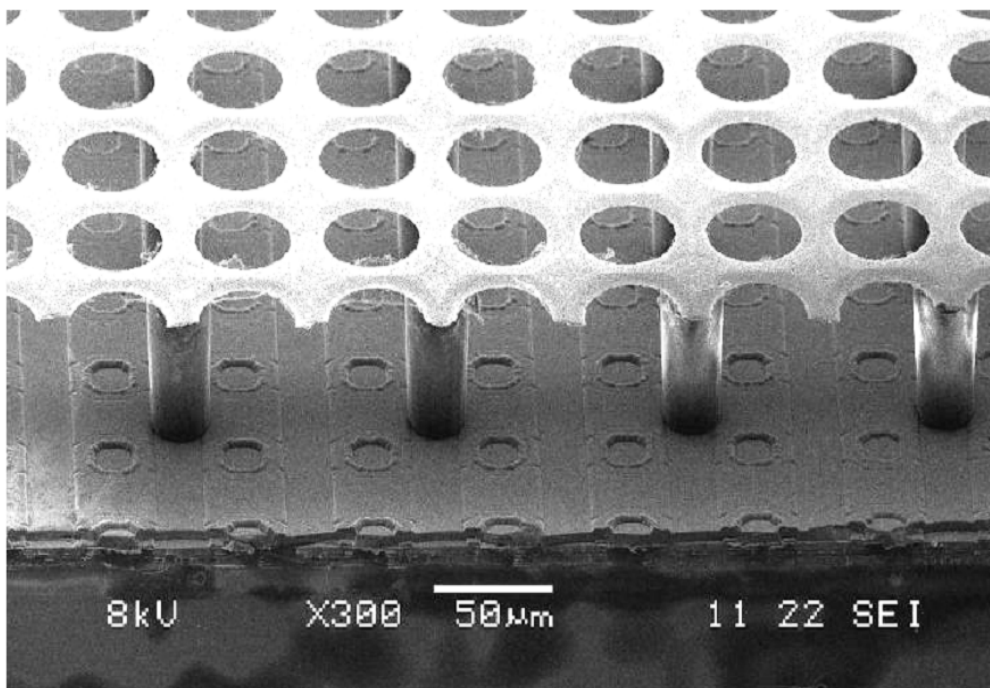


Рисунок 52 - Разработанная MESA+ (University of Twente) технология MEMS для применения защитного слоя и сетки Micromegas на пиксельных чипах

В качестве дополнительной защиты от повреждения разрядами, изучается возможность замены алюминиевой сетки на слой Si_3N_4 с высоким сопротивлением.

Также рассматривается возможность замены материала опор сетки на непроводящую керамику.

Это приведет к тому, что прибор, полностью состоящий из керамических материалов, будет способен противостоять высоким температурам. Дополнительным преимуществом будет отсутствие дегазации, что уменьшит риск (быстрого) старения.

Длительность сигнала (заряда) в ГПД может быть достаточно большой (20-50 нс), поскольку она определяется ионным дрейфом от анода к сетке. Для обеспечения быстрого сбора заряда, рассматривается возможность добавления второй сеточной структуры. Между этими сетками разность потенциалов будет такой, что лавина развивается главным образом между сетками, а не над анодом. Большая часть электронов лавины будет по-прежнему собираться отверстиями на дне сетки и затем достигать анода за несколько наносекунд. Из-за отсутствия ионов непосредственно над анодом, ожидается, что длительность сигнала заряда будет очень короткой. Были

изготовлены первые двойные сетки (см. рисунок 53), сейчас изучается их работа.

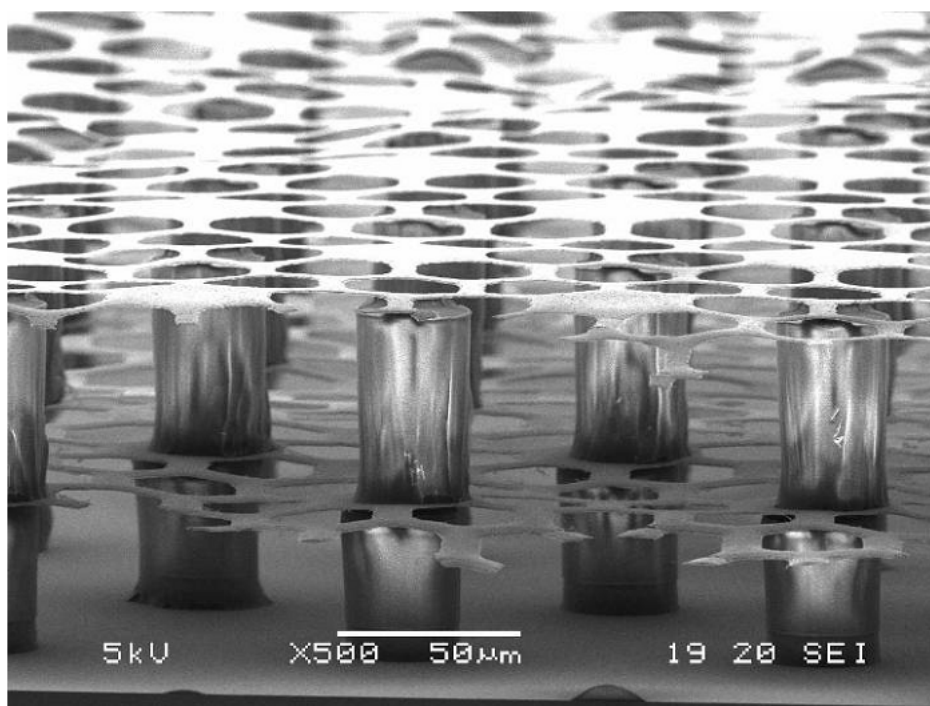


Рисунок 53 - Пример двойной сетки.

13.11 Возможность использования ГПД для внутреннего детектора

Для модернизации установки АТЛАС технология ГПД может быть использована в следующих подсистемах внутреннего детектора:

- пиксельный вершинный трекер и В-слой: быстрый ГПД (БГПД);
- кремниевый стриповый трекер;
- внешний трекер и L1 триггер;
- детектор переходного излучения с использованием ГПД.

Главное назначение ГПД – регистрация в пространстве сегмента трека заряженной частицы, измеряя отдельные электроны от ионизации. В принципе, разрешение измерения ограничено лишь диффузией дрейфующих электронов, конечностью числа начальных электронов и неточностью измерения времени дрейфа из-за времени переключения электроники. Доминирующей из всех является неточность измерения времени дрейфа.

Поэтому наилучшие результаты получаются в случае, если влияние измерения z на конечную позицию трека мало.

Этого можно добиться такой ориентацией детекторов, чтобы путь дрейфа был почти параллелен трекам из точки взаимодействия с высоким p_T . Например, для центральной части установки АТЛАС необходимо наклонить детекторы на угол Лоренца ($5-10^\circ$).

Малая толщина газового слоя обусловлена разрешенным временем прибытия заряженного сигнала, загрузкой пикселя и диффузией, которая ухудшает пространственную и временную точность.

13.12 Использование в качестве пиксельного вершинного детектора В-слоя

Здесь применяется минимальная дрейфовая длина 1-1,2 мм и детекторы наклоняются на угол Лоренца. Для газовой смеси, которая используется на данный момент, он равен 9° . Применяя эту величину и двухслойную конфигурацию, улучшающую позиционное разрешение и механическую стабильность, получается конфигурация, показанная на рисунке 54. Для плоскости R-φ электроны в этой геометрии "маленькой турбины" дрейфуют почти параллельно к направлению жёстких радиальных треков, приводя к минимальной проекционной длине трека и, таким образом, к лучшему координатному разрешению.

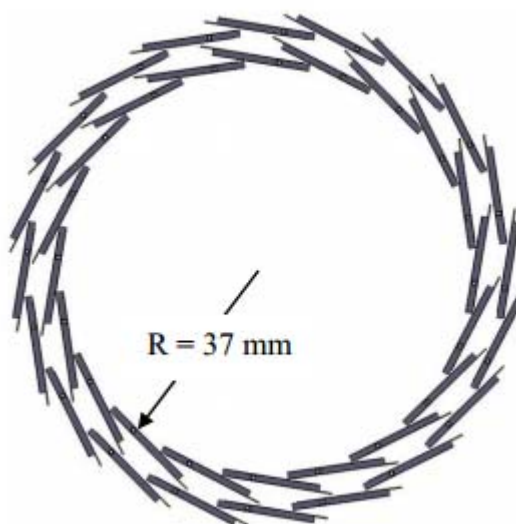


Рисунок 54 - Два слоя БГПД, возможное расположение на месте Pixel детектора

Из-за малой величины рассеяния в (газовом) сенсоре ($\leq 10\text{мВ}$ для В-слоя в sLHC), небольшая величина рассеяния ожидается и для пиксельного чипа ($\sim 0,2\text{ В/см}^2$). Благодаря тому, что БГПД может функционировать даже при комнатной температуре, охлаждение с помощью CO_2 может быть интегрировано в дополнительном сервисном оборудовании. Увеличение температуры во время нагрева трубы пучка будет, вероятно, приводить к более строгим ограничениям на конструкцию этого оборудования.

13.13 Короткий стриповый детектор

БГПД технология может быть также применена на больших размерах, как в предложенном в эксперименте Атлас детекторе “Strixel”, где она будет исполнена на сравнимом уровне. Базовый элемент этого детектора – большой CMOS чип $30*30\text{ мм}^2$, включающий 512 рядов стрипов, которые разделены и сложены в несколько раз. В результате мы получаем матрицу элементов ("стрикелей") размерности $0,115*(30/n)\text{ мм}^2$.

13.14 Трековый газо-пиксельный детектор

Потенциал этой технологии изучался с помощью моделирования, которое было выполнено в программе GARFIELD, используя значения для плотности кластеров и суммарной ионизации из HEED и MAGBOLTZ для вычисления скорости дрейфа и диффузии. Электрическое поле было рассчитано в GARFIELD для следующих значений потенциалов:

- напряжение дрейфа 700В;
- напряжение сетки 400В;
- напряжение на пиксельном чипе 0В.

Эти значения, при примененной газовой смеси CO_2/DME в пропорции 50%/50%, приводят к следующим параметрам для MAGBOLTZ:

- диффузия $98,5\text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$ (продольная), $114,5\text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$ (поперечная);
- скорость дрейфа $55,6\text{ мкм/нс}$.

Три параметра варьировались для изучения их воздействия на величину координатного разрешения:

- размеры пикселя;
- разрешение измерения времени дрейфа;
- угол ϕ трека к нормали пиксельного чипа.

Для каждого набора параметров моделирование в GARFIELD проводилось для 1000 треков мюонов с импульсом 10 ГэВ/с. Для БГПД была выбрана величина дрейфового промежутка в 1 мм. На рисунке 55 показано определение используемой системы координат.

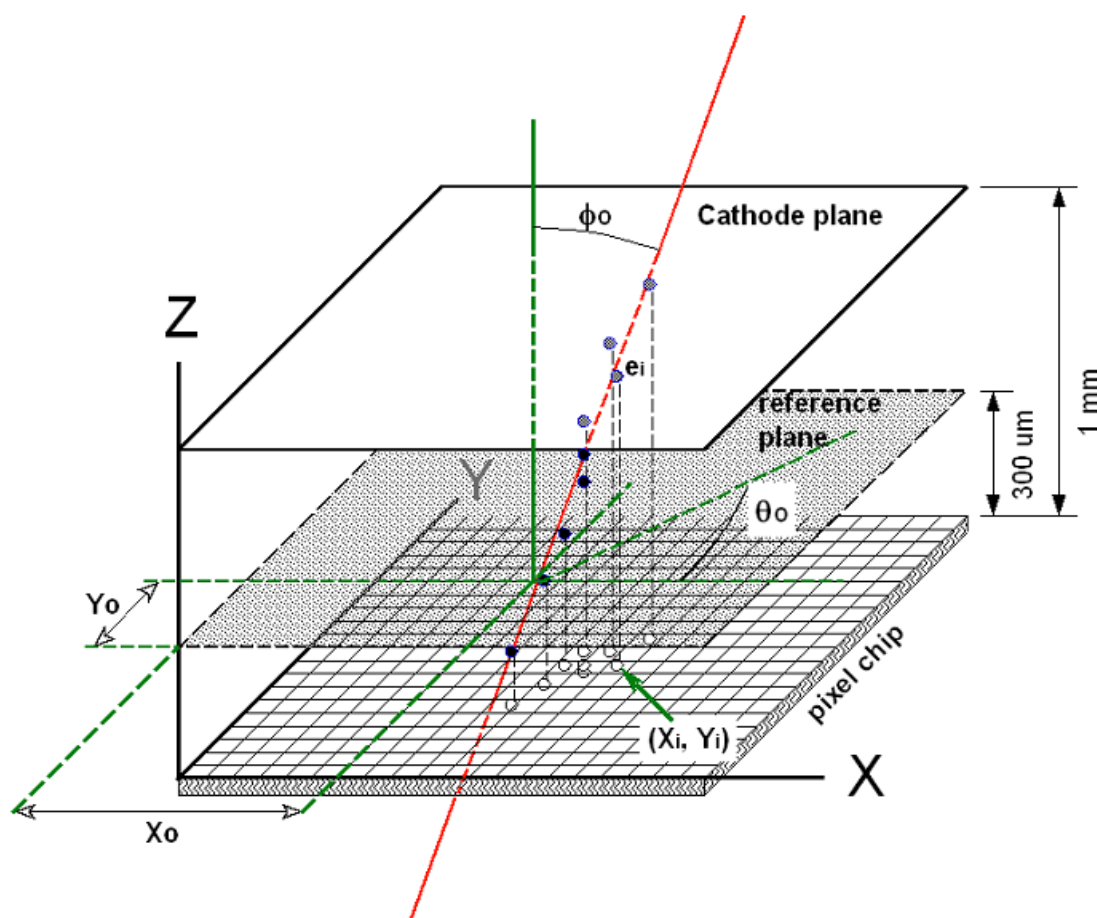


Рисунок 55. Система координат и терминология параметров трека. X-Y-координата (X_0 , Y_0) задается точкой пересечения реконструированного трека с базисной плоскостью.

Для вычисления ионизации вдоль трека было сделано предположение о том, что пролетающая частица с некоторой вероятностью освободит электрон из молекулы газа. Небольшая доля таких кластеров ионизации имеет достаточную энергию, чтобы освободить дополнительные (вторичные)

электроны, иногда они даже могут производить δ -электроны. Для этого моделирования были включены эффекты взаимодействия фотонов с заряженными частицами, а эффекты ионизации флюоресценцией и эффект Оже не рассматривались. События с единственным электроном ионизации (таких событий $\sim 5\%$) были отброшены, поскольку они не позволяют реконструировать трек в единственном детекторе БГПД. Однако они все еще могут быть использованы для восстановления трека через несколько слоев БГПД. Отметим, что восстановление трека, используя одиночное пересечение есть особенность идеи БГПД и не применяется в других детекторных технологиях.

Для вычисления пространственного разрешения принимаются во внимание все электроны – первичные и вторичные, которые освобождены треком мюона, сгенерированным GARFIELD. В идеале электрон e_i прилетит в точку (X_i, Y_i) после его дрейфового времени T_i (см. рисунок 55 выше). Однако трехмерная координата размывается из-за поперечной и продольной диффузий, а также из-за развития лавины. Кроме того, конечная оцифровка электроникой добавляет свою погрешность. В результате трехмерное положение электрона e_i восстанавливается как T_{ni}, X_{ni}, Y_{ni} .

Впоследствии, при анализе, прямая линия реконструируется через три точки в пространстве. Фит параметризуется точкой пересечения с плоскостью X-Y и углами φ и θ . Для фита вес точек T_{ni}, X_{ni}, Y_{ni} обратно пропорционален квадрату предполагаемых ошибок измеренных пространственных точек. Эти ошибки получаются из-за вкладов диффузии электронов в газе, конечного размера пикселя, рассеивания начальных электрон-ионных пар по отношению к треку и наименьших отсчетов при измерении времени. Для вычисления XY координатного разрешения используется точка пересечения (X_0, Y_0) фита с базисной плоскостью над пиксельным чипом. Фит пересекает базисную плоскость под углом φ_0 к нормали; угол между проекцией трека на базисную плоскость и осью X – θ_0 (см. рисунок 55 выше).

Координатное разрешение извлекается из точки пересечения с базисной плоскостью для того, чтобы минимизировать вклад угловой ошибки фита трека (эффект плеча рычага). В принципе, оптимальная базисная плоскость ожидалась бы ровно посередине между пиксельным чипом и плоскостью

катода, т.е. на расстоянии 500 мкм над пиксельным чипом. Но на самом деле она должна быть чуть ближе к пиксельному чипу по двум причинам:

- хиты с большим расстоянием дрейфа будут иметь меньший вес;
- загрузка пиксельных ячеек ранним хитом сформирует такой же трек.

Для моделирования в этом разделе высота базисной плоскости была равна 300 мкм.

Результаты моделирования координатной точности на базисной плоскости представлены на рисунке 56.

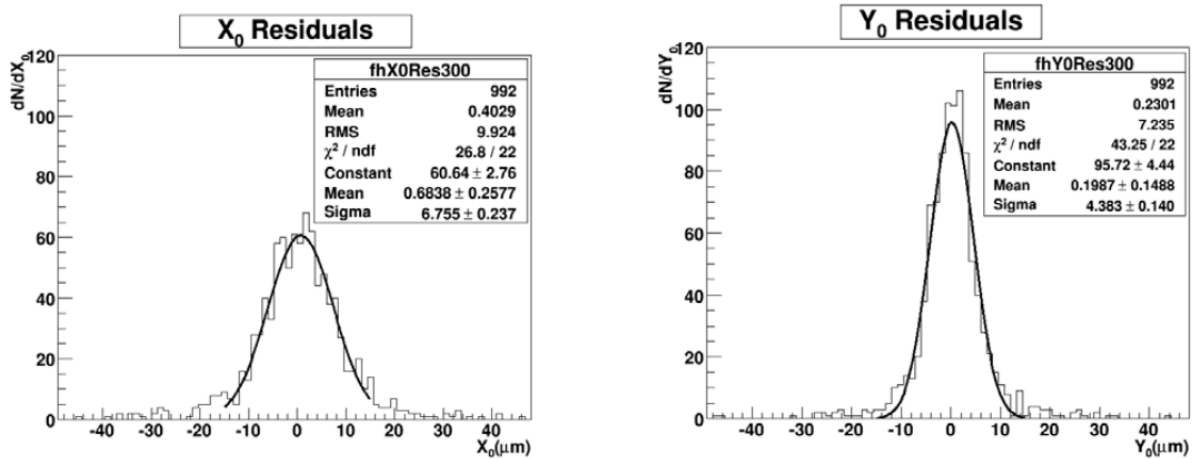


Рисунок 56 - Смоделированные гистограммы ошибок $X-X_0$ и $Y-Y_0$ для треков, наклоненных в направлении X ($\varphi_0 = 45^\circ$, $\theta_0 = 0^\circ$) при шаге пикселя в 1 мкм.

Для этих графиков были сгенерированы треки со случайной точкой пересечения (X, Y) с базисной плоскостью, но фиксированным углом падения $\varphi_0 = 0.79 \text{ rad}$ (45°) и $\theta_0 = 0^\circ$. Чтобы отследить возможную асимметрию и получить представление о физических пределах, накладываемых диффузией и малым числом электронов ионизации, для пиксельного чипа были взяты идеальные, но нереалистичные параметры, такие как шаг пикселя в 1 мкм и время разрешения 0,1 нс. Распределения симметричны относительно нуля, что указывает на малость систематических эффектов. В хвостах распределения превышают фит из-за треков дельта-электронов. В детекторе из, по крайней мере, трёх слоёв БПД эти хвосты могут быть отброшены оффлайн-анализом. В результате моделирования получено хорошее координатное разрешение – 6,8 мкм для X и 4,4 мкм для Y (рисунок 56).

13.15 Идентификация частиц с помощью ГПД

Добавление подходящего радиатора перед детектором создаст переходное излучение от частиц с гамма-фактором более 1000. Впоследствии, количество зарегистрированного переходного излучения может быть использовано для дифференциации различных типов частиц. Этот метод работает особенно хорошо для разделения электронов и пионов с импульсами до примерно 100 ГэВ. Также он может быть мощным инструментом для идентификации мюонов с высоким поперечным импульсом и долгоживущих тяжёлых частиц, предсказываемых разными моделями.

Пример потенциала в разделении e - π показан на рисунке 57, сделанном на основе данных от эксперимента T9 на тестовом пучке со смешанным электрон-пионным пучком с энергией 5 ГэВ.

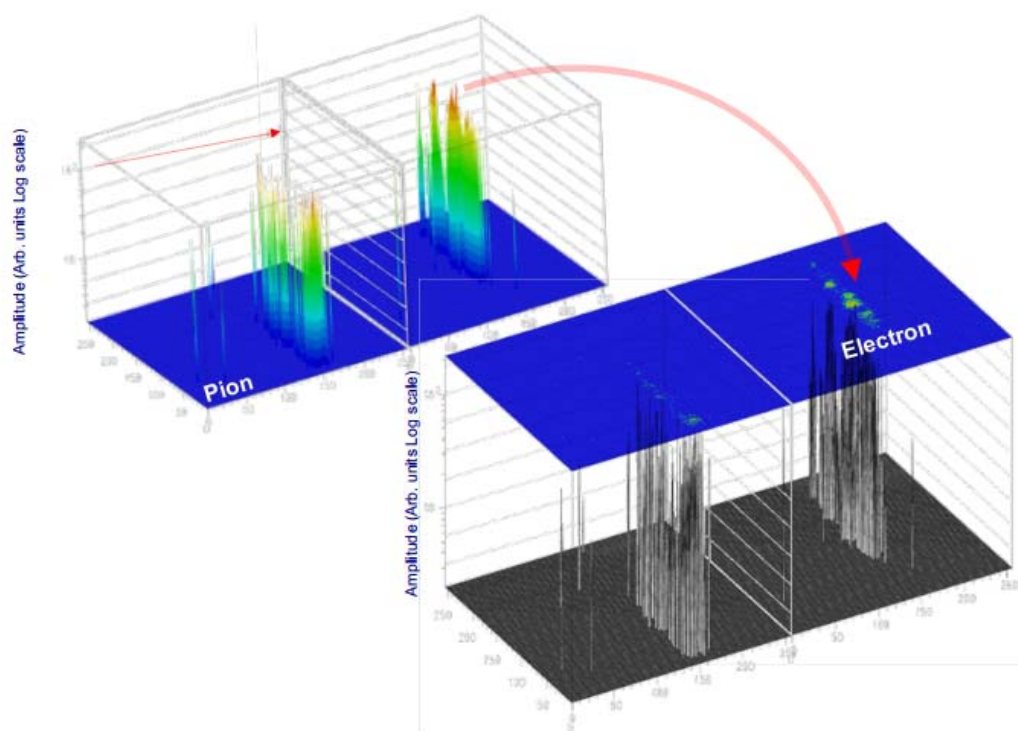


Рисунок 57 - Амплитуда сигнала, измеренная каждым пикселем для пионных и электронных событий. На двумерной проекции амплитуда показана цветовым кодом (вывод сделан из измерения ToT)

Частицы были отдельно идентифицированы в предливневом счётчике, в калориметре и черенковском счётчике. В данном эксперименте радиатор толщиной 18 см был помещён перед ГПД. Радиатор состоял из структуры на основе полипропиленовой фольги, толщина которой была 15 мкм. Величина

заряженных сигналов наборов данных была рассчитана из измеренного "времени над порогом" (ToT). Рисунок 57 показывает вычисленные амплитуды сигнала для каждого пикселя и их проекции на пиксельную плоскость для пионных и электронных событий.

Для анализа может быть использовано два метода разделения электронов и пионов:

- Метод полной энергии. В этом методе был вычислен полностью собранный заряд от всего трека. Разделение пионов от электронов было сделано с применением требования к сумме заряда от сигнального трека;
- Метод подсчёта кластеров. В этом методе вычисляется количество возбуждённых рентгеновским излучением кластеров, для которых набранный заряд превышает определённый уровень.

Следует учитывать, что в основном размер кластера от события рентгеновского излучения (>100 первичных электронов) намного превышает размер кластера от излучения частиц в их минимуме ионизационных потерь, в отличие от дельта кластеров.

Также на основе внешнего ГПД есть возможность реализации L1 трекового триггера, о чём уже было рассказано выше. Данный триггер позволит отбросить огромное число ложных событий, на которые срабатывает калориметрический L1 триггер отдельных электронов.

Метод идентификации кластеров с помощью ГПД в дрейфовом регионе иллюстрирован измерением на рисунке 58. Там показаны два полных трека принадлежащие требуемым точкам пересечения кластеров, так же как и два частичных трека для ранней и поздней точек соответственно.

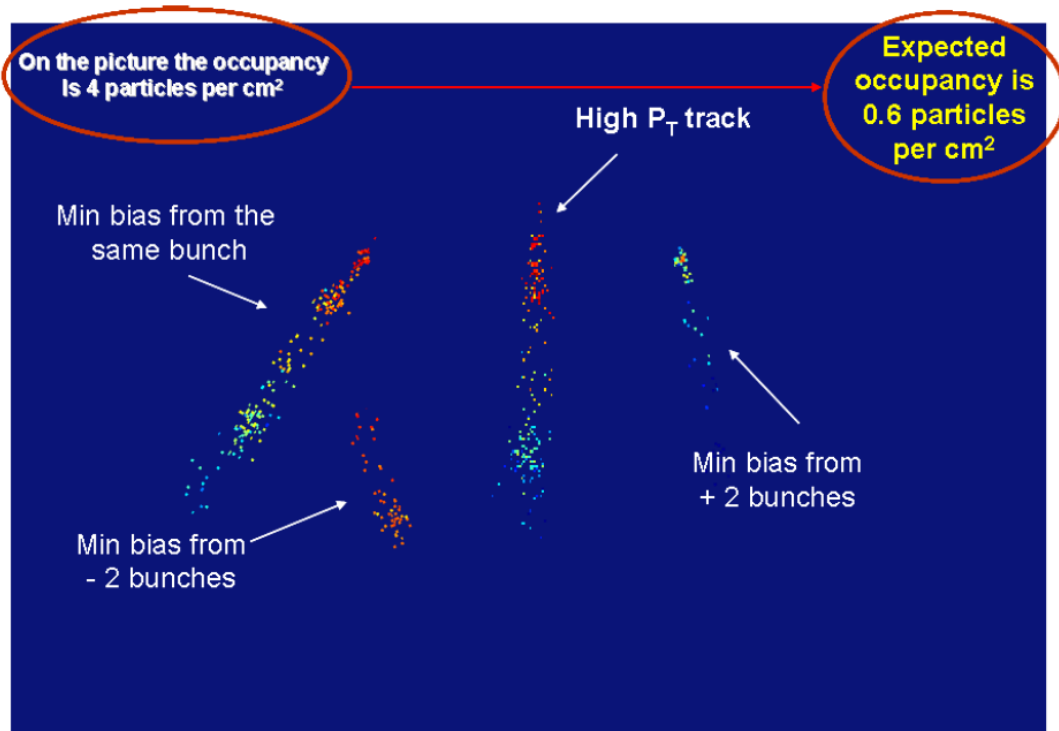


Рисунок 58 - Измерения на тестовом пучке, показывающее, что два полных трека имеют ионизацию по всей длине дрейфа, так же как и два частичных трека. Цвета точек показывают измеренное время дрейфа.

13.16 Оптимизация газовых смесей

Основными параметрами газовой смеси для предполагаемого варианта геометрии газо-пиксельного детектора являются: скорость дрейфа электронов и ионов в газовой среде дрейфовой камеры, величина диффузии в поперечной вектору электрического поля плоскости, значение угла Лоренца, плотность, стабильность усиления, отсутствие радиационного старения и полимеризации. Поэтому задачей было исследование вышеперечисленных свойств для возможных газовых смесей при различных значениях электрического и магнитного полей и окончательный выбор газовой смеси. Исследование проводилось с помощью компьютерного моделирования свойств газовых смесей, а также с помощью программного обеспечения для моделирования дрейфа электронов и ионов в различных конфигурациях электрического и магнитного полей.

В процессе моделирования было проведено исследование более 50 различных газовых смесей на основе как органических, так и неорганических

соединений. Оказалось, что наиболее подходящие для задач трекинга газовые смеси являются преимущественно легковоспламеняющимися и подпадают под ограничения норм безопасности ЦЕРН. В числе иных вариантов могут использоваться смеси на основе Ar (или намного более дорогого Xe — для возможности регистрации переходного излучения) с различной долей добавок CO₂. Их недостатком являются значительно большие значения поперечной диффузии и угла Лоренца, чем у легковоспламеняющихся смесей с органическими добавками. В случае меньших магнитных полей для задач трекинга удовлетворяют смеси Ar/CO₂ и Xe/CO₂.

13.17 Используемое программное обеспечение

Для предварительного выбора газа в качестве компоненты в различных газовых смесях использовалась база данных сечений электронного рассеяния молекулами данного газа [26,27].

Для моделирования свойств газовых смесей использовался программный пакет Magboltz 7.1 [28]. Программный пакет Magboltz предназначен для численного решения кинетического уравнения Больцмана для электронов в газовых смесях под воздействием электрического и магнитного полей.

Для детального моделирования время-проекционной камеры применялся программный пакет Garfield 9 [29].

13.18 Выбор требуемых свойств газовой смеси

Задача выбора необходимых свойств газовой смеси тесно связана не только с требуемыми параметрами детектора для проведения физического эксперимента (высокая координатная и угловая точность, работа при высоких нагрузках, реализация триггера Внутреннего Детектора), но и с параметрами окружающих газую смесь элементов детектора: стенок дрейфовой камеры, мембраны-катода, чувствительного элемента и подложки. Более того, такая задача связана с общей конфигурацией (геометрией) детектора, расположения радиатора для переходного излучения. Так, для предложенного варианта геометрии детектора важным является обеспечить минимальное значения угла Лоренца для дрейфовых частиц.

Высокие загрузки налагают требования на скорость дрейфа электронов, что предотвращает также уширение сигнала, снимаемого с чувствительных элементов. Высота дрейфовой камеры в предполагаемом детекторе составляет 4 мм. Минимальным приемлемым значением скорости дрейфа в направлении параллельном вектору электрического поля является 4 см/мкс. Желательно, чтобы газовая смесь обеспечивала стабильность скорости дрейфа при различных внешних параметрах, таких как давление и температура.

На размытие сигнального пятна в чувствительных элементах оказывает значительное влияние величина диффузии газовой смеси в плоскости, перпендикулярной вектору электрического поля. Предельное значение для поперечной диффузии для проектных размеров дрейфовой камеры не должно превышать 200 мкм/см. Оказалось, что величина диффузии в газовой смеси зависит также и от величины и направления магнитного поля. Значение диффузии становится минимальным в направлении, перпендикулярном вектору магнитного поля.

Газовая смесь для ГПД должна обладать усилением 3000-5000 в широком диапазоне значений поля усиления. При этом должна быть обеспечена недостижимость разряда в рабочих значениях электрического поля. Зависимость газового усиления смеси не должна превышать усиление для смеси Ar/CO₂: усиление до 10^4 в диапазоне $70 \text{ кВ/см} < E < 80 \text{ кВ/см}$. Также желательны максимальное значение коэффициента Таунсенда α и минимальное значение коэффициента прилипания электронов η [30] для сохранения максимальной информации о dE/dx ионизации для идентификации частиц.

Необходимо обеспечить высокую ионную мобильность для уменьшения общего времени снятия сигнала.

13.19 Поиск компонентов газовой смеси

Первоначально поиск производился среди газов, уже использующихся или использовавшихся в физических экспериментах с дрейфовыми и время-проекционными камерами. В них применяется следующий принцип регистрации частиц: частица высокой энергии, попадающая в дрейфовый объём, заполненный газовой смесью, выбивает электроны и ионы из атомов

газовой смеси и такие электроны или ионы под действием электрического поля перемещаются к чувствительному элементу.

Чистого однокомпонентного газа, идеального для всех типов дрейфовых камер, не существует. Выбор газовой смеси сильно зависит от множества параметров среды, в которую заключается газ, а также от режима использования детектора на основе сбора дрейфовой информации.

Возможные компоненты можно разделить на следующие группы газов: благородные газы, органические газы, CO_2 , чистые газы из молекул H_2 , N_2 , O_2 , а также фреоны, азотные соединения и силаны.

13.19.1 Благородные газы

Из группы благородных газов (He , Ne , Ar , Kr , Xe , Rn) выбирались газы с большой плотностью, для достижения высокой ионизации, и обладающие большим сечением упругого взаимодействия в диапазоне энергий 1-100 эВ. А также нерадиоактивными и экономически доступными. Таким свойствам более всего удовлетворяет аргон. Использование He или Ne затруднено вследствие значительного влияния эффекта Пеннинга. Криптон и ксенон в составе смесей позволяют достичь необходимых величин скорости дрейфа (как у аргона), но их высокая стоимость сильно увеличивает общую стоимость установки. Стоит отметить, что при желании сохранить информацию о переходном излучении, ксеноновые смеси являются незаменимыми. Использование радона невозможно из-за его радиоактивности, что не допускают требования безопасности ЦЕРНа. Благодаря крайне низкой химической активности, благородные газы удобны в использовании, как в чистом виде, так и в виде основной части газовой смеси.

13.19.2 Органические соединения

Добавки в виде органических соединений традиционно используются в газовых детекторах элементарных частиц, благодаря достижению хороших дрейфовых свойств и наличию значительного фотонного поглощения в таких смесях. Даже незначительные добавки органических компонент сильно меняют кинетические свойства газовой смеси.

Метан широко используется в дрейфовых и время-проекционных камерах, например, в экспериментах ALEPH, STAR, HARP. Наиболее распространена смесь Ar 90% - CH₄ 10% (известная как P10). Скорость дрейфа 5 см/мкс в такой смеси достигается уже при напряжённости электрического поля 125 В/см. Использование таких малых электрических полей значительно упрощают конструкцию камеры.

Этан, изобутан и Н-пентан использовались в многопроволочных камерах, благодаря достижению при их использовании достаточной скорости дрейфа при значениях электрического поля порядка нескольких кВ/см. Наиболее распространёнными в таких экспериментах являются смеси Ar 50% - C₂H₆ 50% и Ar 75% - iC₄H₁₀ 25%. Помимо рисков воспламенения, этан и изобутан вызывают радиационное старение материалов, используемых в газовой системе, что недопустимо при высокой скорости накопления заряда при рабочих режимах работы ускорителя (несколько Кл/см в год).

Диметиловый эфир (C₂H₆O, DME) имеет хорошие свойства в качестве гасителя, благодаря тому, что обладает минимальным сечением электронного рассеяния уже при энергии электронов 0,9 эВ, что обеспечивает быстрые смеси с малой диффузией и малым значением угла Лоренца, но его использование ограничено из-за риска воспламенения.

13.19.3 Азот и азотные соединения

Азот ¹⁴N может захватить тепловой нейтрон и превратиться в ¹⁵N, который может испустить фотон с энергией 10,8 МэВ. Это ведёт к нежелательной чувствительности детектора к фоновым тепловым нейтронам. Различные азотные соединения, такие как NH₃, NO и N₂O являются хорошими гасителями, которые не образуют твёрдые полимеры, но, как и чистый азот, являются чувствительными к нейтронам.

13.19.3 Кислород

Кислород даже в концентрациях порядка 10⁻⁶ приводит к прилипанию электронов к молекулам газовой смеси. Явление значительно возрастает в присутствии водяного пара. Прилипание электронов уменьшают как пространственное, так и dE/dx разрешение детектора, а также может приводить к газовому разряду.

13.19.4 Фреоны

Фреоны являются очень хорошими гасителями в смесях с инертными газами. Такие смеси обеспечивают высокую скорость дрейфа при низких значениях электрического поля. Но использование фреонов сильно ограничено по экологическим соображениям. К тому же CF_4 вступает в реакцию с алюминием в присутствии воды. Ещё одной причиной отказа от использования фреонов является вызываемые ими потери электронов.

13.19.5 Двуокись углерода

CO_2 является хорошим гасителем. Но использование чистого CO_2 в качестве газовой смеси в дрейфовом объёме предполагает значительные усиливающие поля E , из-за того, что сечение электронного рассеяния для CO_2 имеет минимум при энергии электрона 1,9 эВ, что превышает аналогичные положения минимумов в сечениях других смесей.

13.20 Результаты моделирования газовых смесей на основе Ar, Xe и CO_2

Ниже представлены результаты моделирования для смеси Ar-60% CO_2 -40% при давлении 1 атм для двух значений магнитного поля (2,0 и 1,4 Т).

13.20.1 Скорость дрейфа

Для чистых благородных газов и для большинства других чистых газов скорость дрейфа электронов не достигает желаемых 4 см/мкс при напряжённости поля $E < 2,0$ кВ/см. Но при добавлении нескольких процентов CO_2 к аргону, скорость дрейфа значительно возрастает, что видно на рисунке 59.

Drift velocity parallel with E

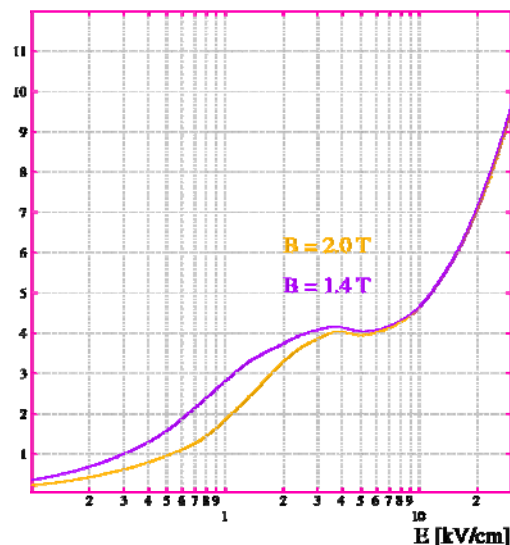


Рисунок 59 - Скорость дрейфа в газовой смеси Ar-93% CO₂-7%

Причина этого заключается в особенностях сечения электронного рассеяния данных газов. При энергиях электронов до 1 эВ сечение для CO₂ на порядок больше сечений для аргона или ксенона. Сечение CO₂ постепенно уменьшается вплоть до энергии электронов 1,9 эВ, в то время как сечение для аргона проходит так называемый Рамзауэровский минимум при 0,23 эВ. Аналогичный минимум для сечения ксенона приходится на 0,65 эВ. Различие в энергии объясняется большей атомной массой Хе для взаимодействия с атомами которого необходимы электроны с большей кинетической энергией.

При добавлении небольшой доли CO₂ в Ar либо Хе сечение электронного рассеяния существенно возрастает при сдвиге Рамзауэровского минимума к большим энергиям. При постоянном электрическом поле энергия электронов уменьшается вместе с увеличением доли CO₂. Добавление CO₂ ведёт к всё меньшему отклонению электронов от их первоначальных траекторий (уменьшению коэффициента диффузии в плоскости, перпендикулярной вектору скорости электронов) и, соответственно, к увеличению их скорости дрейфа.

Величина скорости дрейфа в газовой смеси Ar/CO₂ является неустойчивой в интересующем диапазоне напряжённостей электрического поля (0,5-2 кВ/см), как показано на рисунке 60.

Drift velocity parallel with E

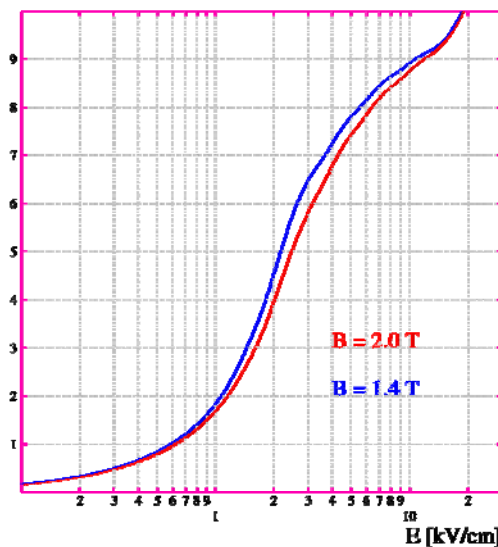


Рисунок 60 - Скорость дрейфа в газовой смеси Ar-60% CO₂-40%

13.20.2 Коэффициент диффузии в направлении перпендикулярном магнитному полю

Для высокоточного трекинга необходимо минимальное значение коэффициента диффузии в газовой смеси. Добавление CO₂ в газ является наиболее эффективным способом уменьшить коэффициенты диффузии в данной смеси. На рисунке 61 заметно расщепление коэффициентов диффузии в зависимости от направления магнитного поля: штрихованными линиями показана зависимость коэффициента диффузии вдоль вектора поля E при двух значениях магнитного поля (1,4 и 2,0 Т), сплошными — в плоскости, перпендикулярной вектору магнитного поля (также при 1,4 и 2,0 Т).

Diffusion coefficients vs E

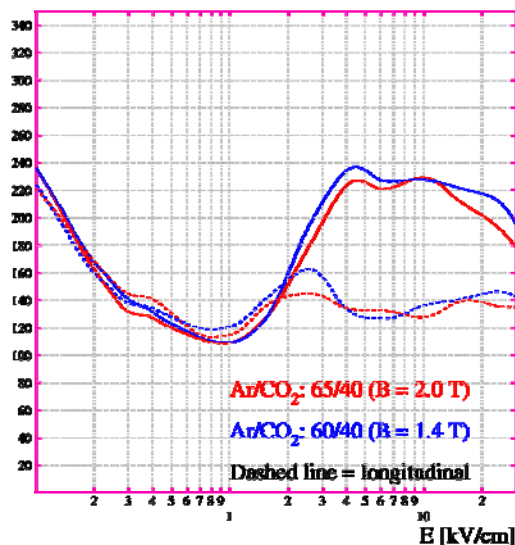


Рисунок 61 - Коэффициенты диффузии для смеси Ar-60% CO₂-40% в присутствии и без магнитного поля.

13.20.3 Величина угла Лоренца

Для постоянного магнитного поля максимум угла Лоренца приходится на то же значение величины поля E , что и локальный максимум для скорости дрейфа той же газовой смеси [31]. Большие значения угла Лоренца означают большее время дрейфа при одинаковой скорости дрейфа. Разумным является смещение в область меньших углов Лоренца вплоть до достижения минимально допустимых значений скорости дрейфа.

Рисунок 62 показывает, что при меньших значениях магнитного поля можно получить желаемую величину угла Лоренца, при том же значении электрического поля.

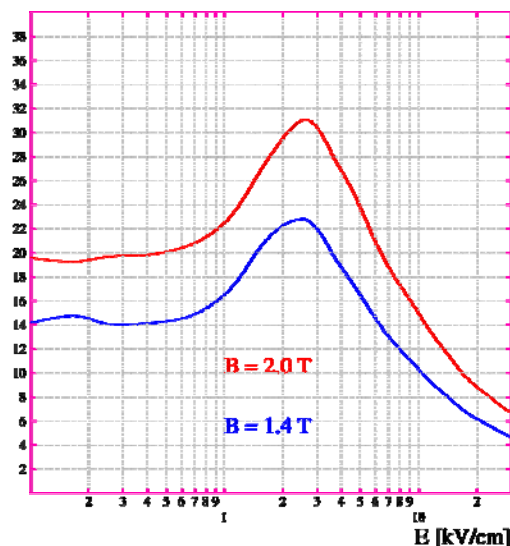


Рисунок 62 - Величина угла Лоренца для смеси Ar-60% CO₂-40% при двух значениях магнитного поля.

13.21 Подготовка к проведению испытаний на пучке ускорителя ЦЕРН

Для проверки разрабатываемых образцов газовых микроканальных детекторов предполагается провести специальные тестовые испытания на пучках ускорителя в ЦЕРН. Целью этих испытаний является изучение в реальных условиях различных режимов работы образцов, измерение и оптимизация их характеристик, получение набора экспериментальных данных для дальнейшей разработки алгоритмов реконструкции событий в детекторах. Испытания предполагается проводить в «западном зале» ускорителя SPS в пучках e , π , μ с энергиями 20-100 ГэВ. Во время испытаний предполагается исследовать микроканальные детекторы с различными газовыми смесями (на основе Xe, Ar, DME), в трековом режиме – без радиатора переходного излучения (ПИ) перед детектором и в режиме регистрации переходного излучения - с радиатором, без магнитного поля и с полем напряженностью 2,2 Тесла.

Предполагаемая схема размещения оборудования на пучке приведена на рисунке 63.

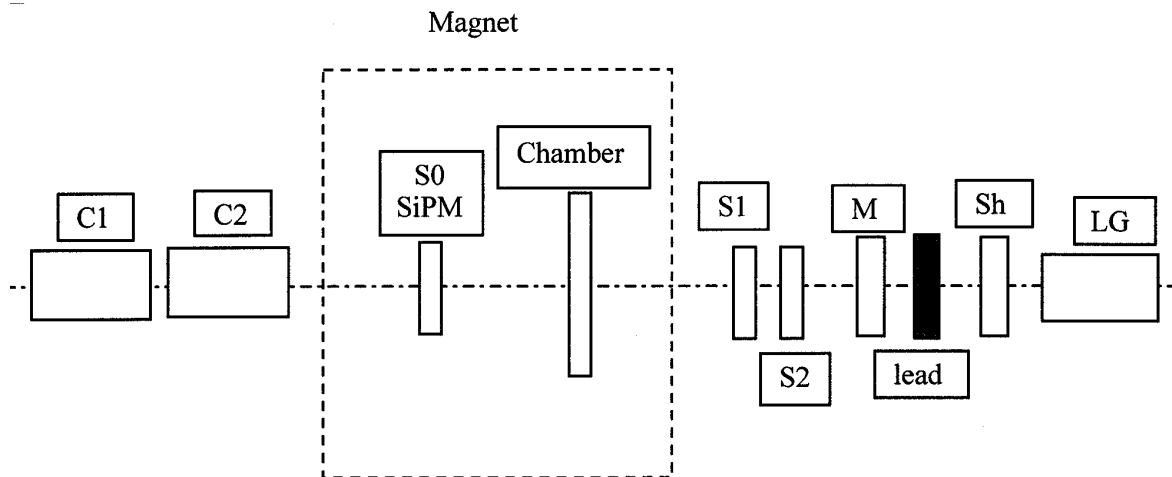


Рисунок 63 - Предполагаемая схема размещения оборудования на пучке в ЦЕРН. Здесь C1 и C2 – черенковские счетчики, S0 SiPM – сцинтиллятор со съемом информации на SiPM, Chamber – испытываемая камера с микроканальным детектором, S1 и S2 – сцинтилляционные счетчики совпадения, M – счетчик множественности, lead – свинцовая пластина, Sh – ливневый счетчик, LG – электромагнитный калориметр на основе свинцового стекла.

Испытываемые камеры, вместе радиатором (в режиме регистрации ПИ) и сцинтиллятором S0, будут установлены внутри магнита на специальной платформе, см. рисунок 64. Платформа позволяет, как регулировать установленное на ней оборудование по высоте, так и вращать испытываемую камеру в двух плоскостях. Это позволяет устанавливать желаемое положение и углы наклона испытываемых детекторов по отношению к частицам пучка.

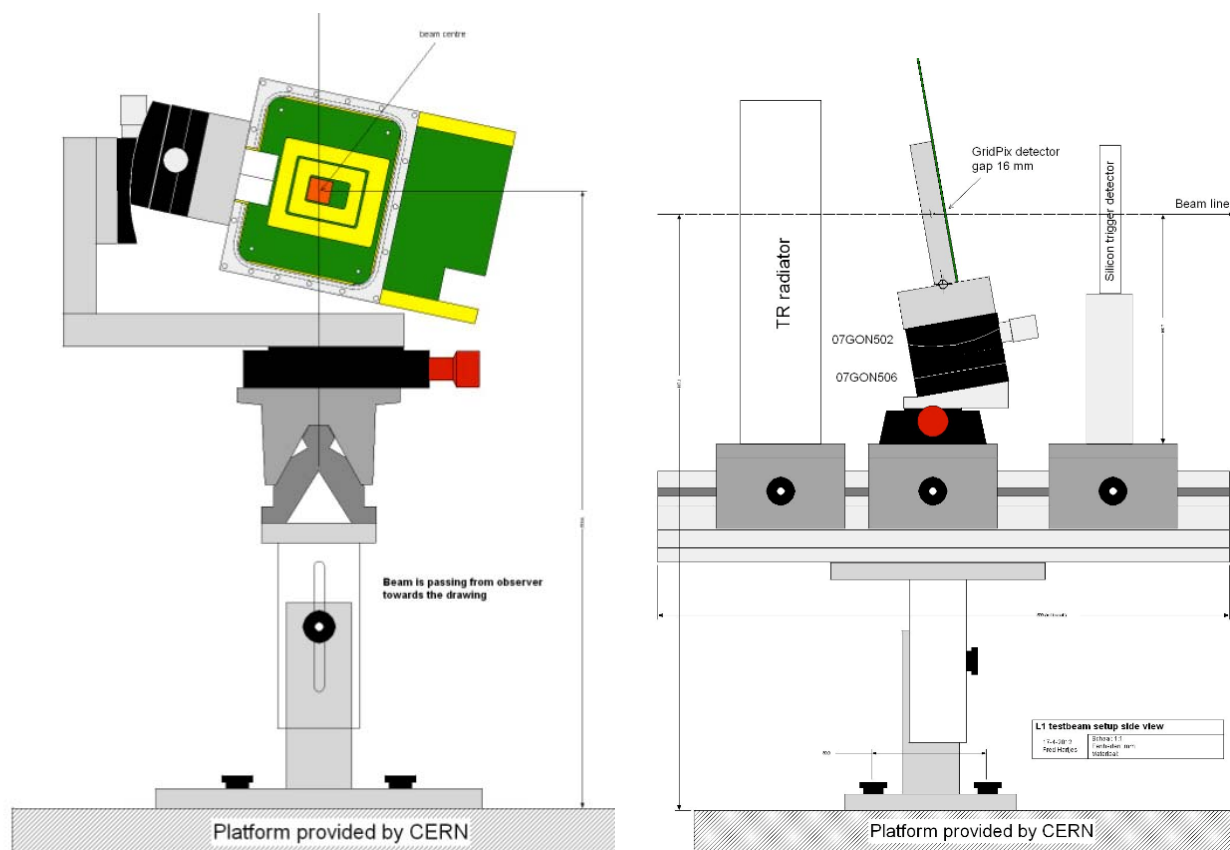


Рисунок 64 - Платформа для испытуемого детектора, слева – вид по направлению пучка, справа – вид сбоку. Здесь: beam centre – центр пучка, TR radiator – радиатор ПИ, GasPix detector – газовый микроканальный детектор, Silicon trigger detector – кремниевый триггерный детектор (соответствует S0 на рисунке 63), Beam line – линия пучка.

13.21.1 Триггерная система и система идентификации частиц для работы на пучке

Для выделения и идентификации одиночных частиц в пучке и запуска в подходящем случае системы считывания газового микроканального детектора, была разработана специальная триггерная система. Отбор одиночной частицы пучка и ее идентификация основаны на анализе показаний вспомогательных детекторов, показанных на рисунке 64. Впереди по пучку установлены два пороговых черенковских счетчика C1 и C2. Внутри магнита, непосредственно перед прототипом газо-пиксельного детектора (Chamber) находится сцинтилляционный счетчик (S0) на основе кремниевого фотодиода. Сзади, на расстоянии 4 м от магнита располагаются счетчики системы идентификации частиц. Внешний вид системы идентификации частиц представлен на рисунке 65.



Рисунок 65 - Платформа с детекторами системы идентификации частиц.

Она состоит из следующих элементов: Сцинтилляционные счетчики S1 и S2 в совпадении со счетчиком S0 позволяют определить положение пучка после отклонения в магнитном поле. Отклонение частиц в магните происходит в вертикальном направлении. Обеспечена возможность перемещения всех счетчиков, расположенных после магнита, по вертикали. Счетчик множественности M предназначен для того, чтобы исключить из электронного триггера события, в которых электрон взаимодействовал с веществом, находящимся до газо-пиксельного детектора, и образовал электромагнитный ливень. Счетчик множественности позволяет выделять одиночные электроны. За ним установлена свинцовая пластина (Lead) толщиной две радиационных длины и ливневый счетчик (Sh). Далее расположен электромагнитный сцинтилляционный калориметр (LG). Ливневый счетчик и сцинтилляционный калориметр предназначены для разделения электронов и пионов.

Схема электронной логики системы идентификации частиц представлена на рисунке 66. В этой схеме предусматривается использование отдельного набора порогов для выделения электронов и другого набора порогов для выделения адронов. Это позволяет улучшить режекционный фактор за счет незначительного уменьшения эффективности регистрации частиц.

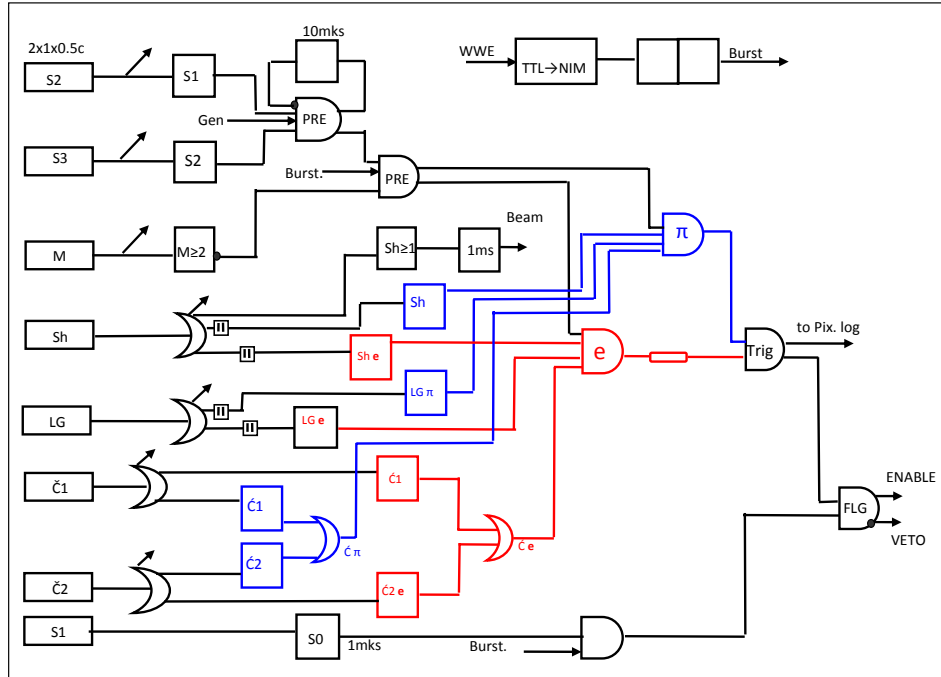


Рисунок 66 - Схема электронной логики системы идентификации частиц.

Претриггерный сигнал, а также разрешающий сигнал “ENABLE” или запрещающий сигнал “VETO” поступают на схему логики газо-пиксельного детектора (TimePix logic) на рисунке 67.

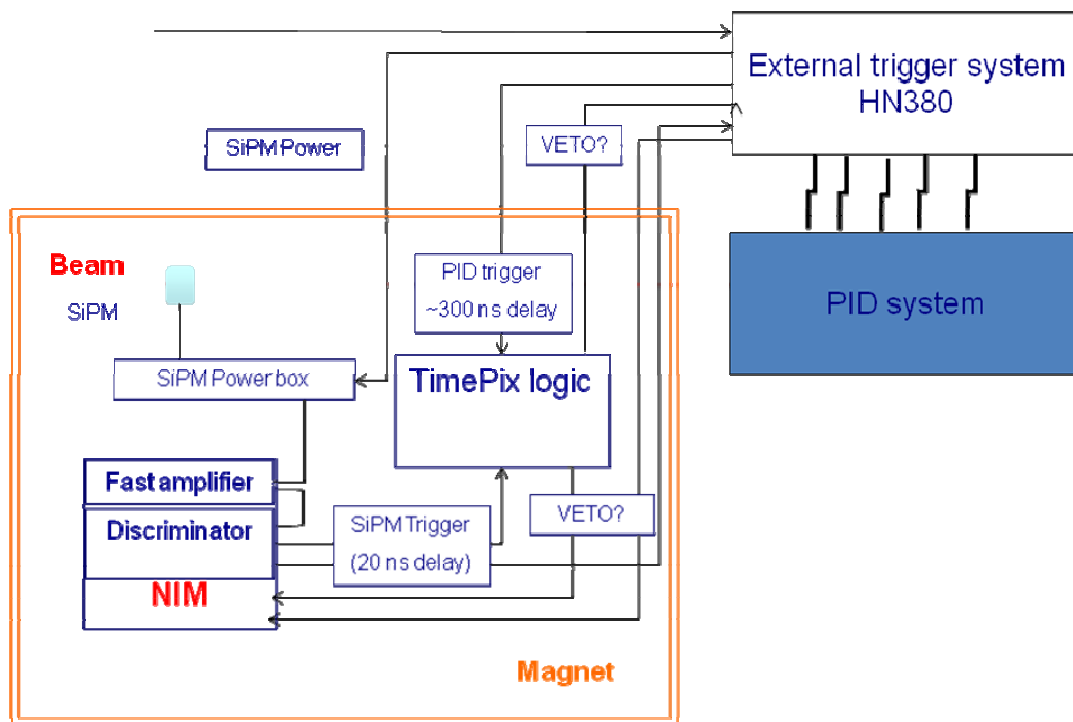


Рисунок 67 - Схема организации триггера.

На этом рисунке изображена общая схема триггера. При прохождении частицы через счетчик S0 при помощи дискриминатора формируется логический сигнал в стандарте NIM. Этот сигнал, с задержкой 20 нс, поступает на логику газового пиксельного детектора. Если при этом в течение 300 нс приходит разрешающий сигнал от системы идентификации частиц, то запускается считывание газо-пиксельного детектора. Если нет, то считывания не происходит. Кроме того, предусмотрена защита от двойных событий: когда за время сбора сигнала газо-пиксельного детектора, порядка 10 мкс, пролетает вторая частица. В этом случае вырабатывается сигнал запрета, такое событие не записывается, а буфер считывания очищается.

13.21.2 Создание сцинтилляционного счетчика для работы в магнитном поле.

Также специально для тестовых измерений на пучке был разработан триггерный счетчик (S0 на рисунке 61 выше), способный работать в сильном магнитном поле. Поскольку работа обычных, вакуумных ФЭУ, в таком поле весьма затруднена, было решено использовать в качестве детектирующего элемента кремниевый фотоумножитель – SiPM. SiPM (**Silicon Photomultiplier**) – прибор для детектирования вспышек света слабой интенсивности (на

уровне одиночных фотонов) и длительности порядка единиц-сотен наносекунд, имеющий высокий коэффициент усиления (рисунок 68).



Рисунок 68 - Внешний вид различных детекторов SiPM.

SiPM состоит из матрицы микрофотодиодов (размеры каждого микрофотодиода порядка $30 \times 30 \text{ мкм}^2$) на общей кремниевой подложке. Каждый микрофотодиод в SiPM работает в гейгеровском режиме и связан с другими микрофотодиодами гасящим резистором из поликристаллического кремния и общей кремниевой подложкой. Напряжение питания зависит от используемой технологии и, как правило, изменяется в пределах 25-70 В, что в 30-50 раз ниже, чем напряжение, требуемое для традиционного фотоэлектронного умножителя. SiPM был изобретён в России. Эта идея была далее использована компаниями SensL, Photonique, Hamamatsu, Voxel Inc., Zecotek Photonics, STMicroelectronics и др.

Структура SiPM и внешний вид ячеек представлена на рисунке 69.

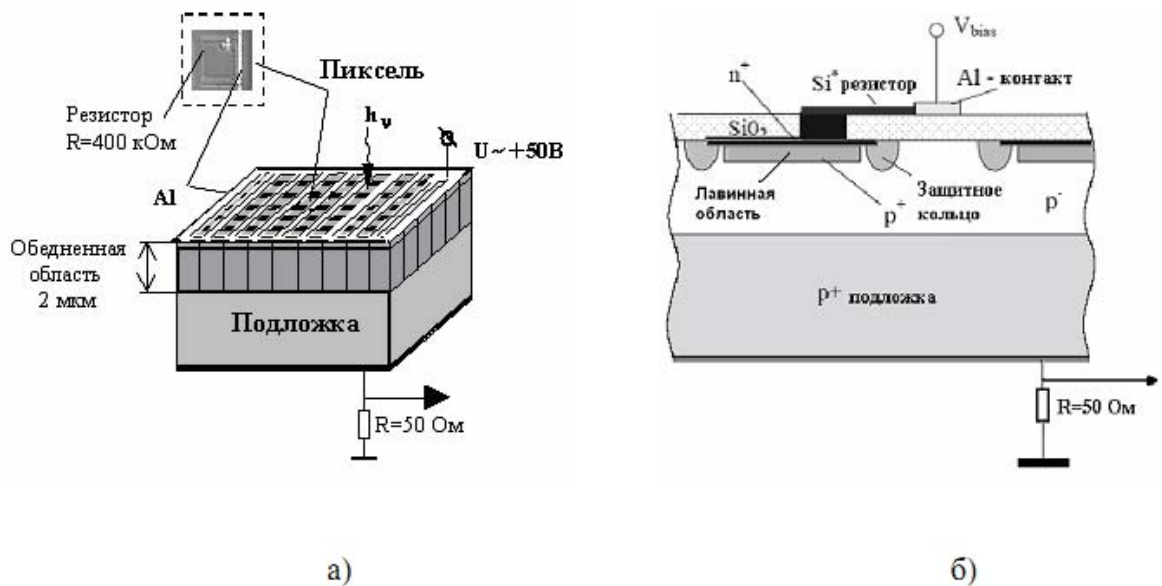


Рисунок 69 - Структура SiPM: а) схема устройства SiPM, б) схема устройства отдельного пикселя SiPM.

Посредством алюминиевых шин все пиксели объединены и к ним приложено одинаковое напряжение смещения ($U_{\text{смещ}}$), превышающее пробойное ($U_{\text{проб}}$) на 10-15% , что обеспечивает работу в «гейгеровском» режиме. При попадании кванта света в активную область пикселя в нём развивается самогасящийся гейгеровский разряд. Гашение, то есть прекращение разряда, происходит из-за падения напряжения на p-n переходе ниже пробойного благодаря наличию в каждом пикселе токоограничивающего резистора ($R_{\text{огр}} \approx 1 \text{ МОм}$). Токовые сигналы от сработавших пикселей суммируются на общей нагрузке, поэтому отклик детектора на слабые световые вспышки пропорционален их интенсивности. Каждый пиксель матрицы работает в гейгеровском режиме с коэффициентом усиления 10^6 , а весь SiPM представляет собой аналоговый детектор, так как выходной сигнал есть сумма сигналов со всех ячеек фотодиода, сработавших при поглощении ими фотона.

Следует отметить, что динамический диапазон SiPM в основном ограничен количеством микроячеек в SiPM. При условии, что световой сигнал падает равномерно на активную поверхность фотодиода, каждая ячейка должна регистрировать один фотон. Таким образом, максимальное число фотонов, которое может быть зарегистрировано, определяется числом

ячеек. Так как каждая ячейка имеет мёртвое время, равное 100 нс, то регистрация следующего фотона может происходить только по истечении этого времени. Поэтому для «мгновенных» световых импульсов динамический диапазон ограничен числом ячеек, в то время как для длительных импульсов он увеличивается приблизительно пропорционально длительности сигнала.

В процессе развития гейгеровского разряда электроны движутся в сильном электрическом поле, формируя электронную лавину. При развитии лавины происходят рекомбинации электронно-дырочных пар, что приводит к испусканию квантов электромагнитного излучения, спектральный состав которого захватывает оптический диапазон. Эти фотоны распространяются внутри объема SiPM и вызывают срабатывание других пикселей. Коэффициент усиления, представляющий собой отклик фотодиода на единственный детектируемый фотон, таким образом, увеличивается.

Характеристики SiPM и ФЭУ приведены в таблице 7.

Таблица 7. Сравнение некоторых характеристик SiPM и ФЭУ.

Характеристика	SiPM	ФЭУ
Коэффициент усиления	$\sim 10^6$	$\sim 10^6$
Спектральный диапазон, нм	320-900	100-1700
Максимальная спектральная чувствительность, нм	490	450
$U_{см}$, В	25-90	1500-2000
Эффективность регистрации, %	30÷50	10-20
Темновая скорость счета, МГц	0,5-2	~ 10
Мёртвое время, нс	100	50
Размеры	$\sim 1 \text{ мм}^2$	$\sim 1 \text{ см}^2$
Чувствительность к магнитным полям	Нет	Есть

Помимо этого SiPM обладает следующими характеристиками:

- рабочее напряжение $U_{раб}$ на 2 В выше, чем пробойное напряжение $U_{проб}$;
- не повреждается от избыточного света;
- конструкция достаточно прочная;

- минимальные требования к электронике;
- невысокая чувствительность коэффициента усиления к изменению температуры и напряжения питания (к изменению температуры $\sim 3\%$ на 10°C ; к изменению напряжения смещения $\sim 1\%$ на 30мВ);
- возможность регистрации наносекундных вспышек света без искажения формы детектируемого импульса;
- возможность работы как в режиме счета импульсов, так и в спектрометрическом режиме;
- линейная зависимость коэффициента усиления от приложенного напряжения;
- хорошее временное разрешение (десятки пикосекунд);
- компактность (размеры чувствительной области SiPM : 1мм^2 , 9мм^2 , 25мм^2).

Характеристики фотоприёмников Hamamatsu показаны в таблице 8.

Таблица 8. Характеристики используемых фотоприёмников.

Характеристика	ФЭУ Hamamatsu	SiPM Hamamatsu 3x3
$U_{см}, В$	~1500	71,1
$I_g, мкА$	2,91	1,46
$\lambda, нм$	200-640	320-900
Эффективность, %	13-20	22-30

Для моделирования устройства, позволяющего с помощью сцинтиллятора и SiPM выделить МIP-частицы, была создана установка, вид которой показан на рисунке 70.

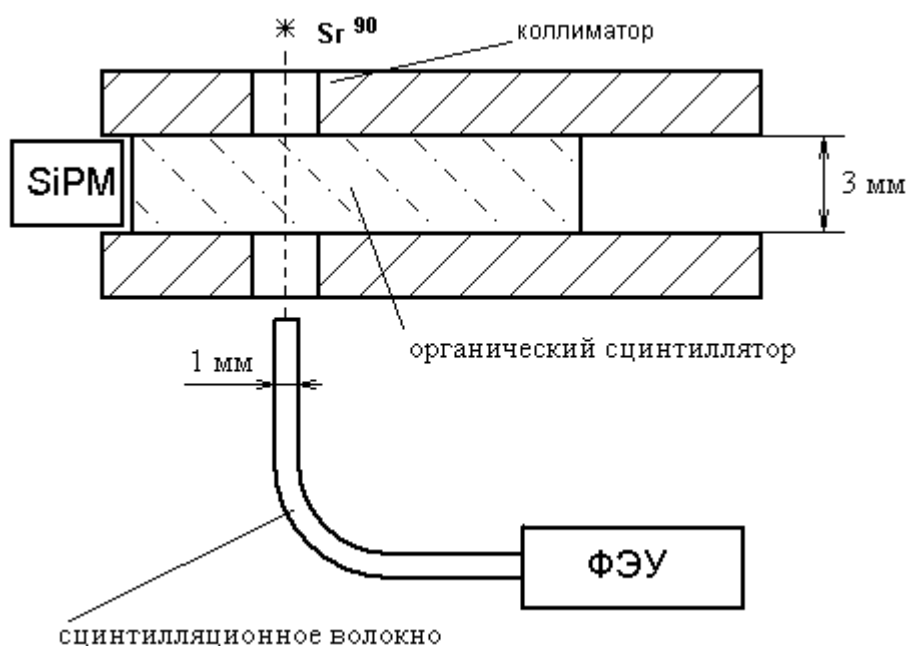


Рисунок 70 - Схема установки для изучения сцинтилляционного счетчика с SiPM.

Характеристики используемого органического сцинтиллятора:

- размеры: $3 \times 3 \times 6 \text{ мм}^3$
- состав: поливинилтолуол с добавкой *p*-терфенила (3,4%) и РОРОР (0,1%)

- плотность: 1,1 г/см³
- максимум в спектре люминесценции: 430 нм
- время высвечивания: 3 нс
- световыход: 50% (относительно антрацена)

В установке использовался SiPM Hamamatsu S10943-0035(X) с размерами чувствительной области 3x3 мм² и ФЭУ Hamamatsu H6780-03. В качестве β-активного источника, имитирующего МIP-частицы, использовался Sr⁹⁰.

Блок-схема установки для измерения сигналов с детекторов приведена на рисунке 71.

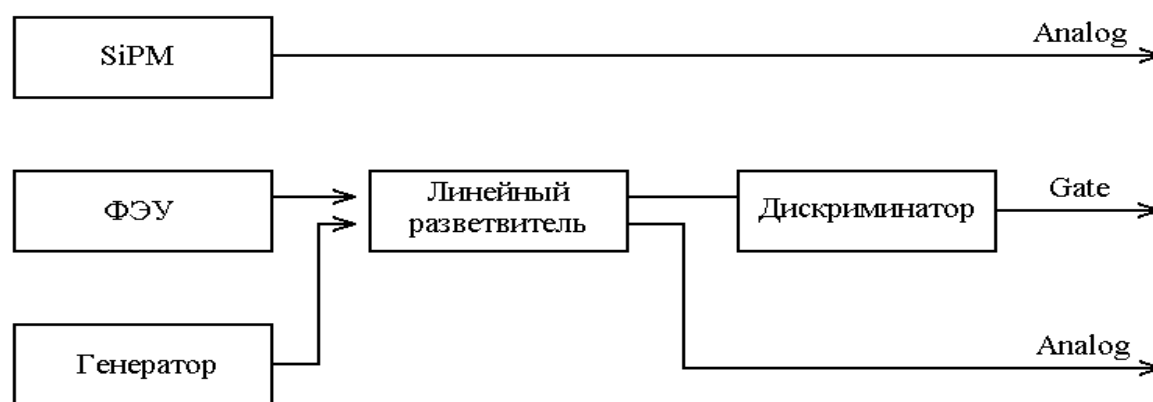


Рисунок 71 - Блок-схема для измерения сигналов с фотоумножителей.

Энергетический спектр электронов от β-источника распределён в диапазоне от 0 до 2 МэВ. Чтобы выделить электроны с энергией $\geq 1 \div 2$ МэВ, соответствующей энергии МIP-частиц, в установке используется дополнительный триггерный сцинтилляционный счётчик в виде волокна диаметром 1 мм.

Электроны от β-активного источника Sr⁹⁰ через коллиматор попадают в исследуемый пластиковый сцинтиллятор, в котором теряют свою энергию либо полностью, либо частично (в зависимости от начальной энергии). Электроны, теряющие в пластиковом сцинтилляторе всю свою энергию, регистрируются лишь SiPM.

Электроны, регистрируемые в волокне, гарантированно проходят через исследуемый сцинтиллятор (см. рисунок 71), а их энергия определяется

порогом дискриминатора. Например, при пороге дискриминатора 317 мВ ФЭУ НАМАМАТСУ регистрирует электроны с энергией $\geq 1\div 2$ МэВ (MIP-частицы). Триггеруясь этими сигналами с дискриминатора, можно получить амплитудный спектр сигналов с SiPM от электронов с энергией $\geq 1\div 2$ МэВ, проходящих через сцинтиллятор толщиной 3мм (см. рисунок 72).

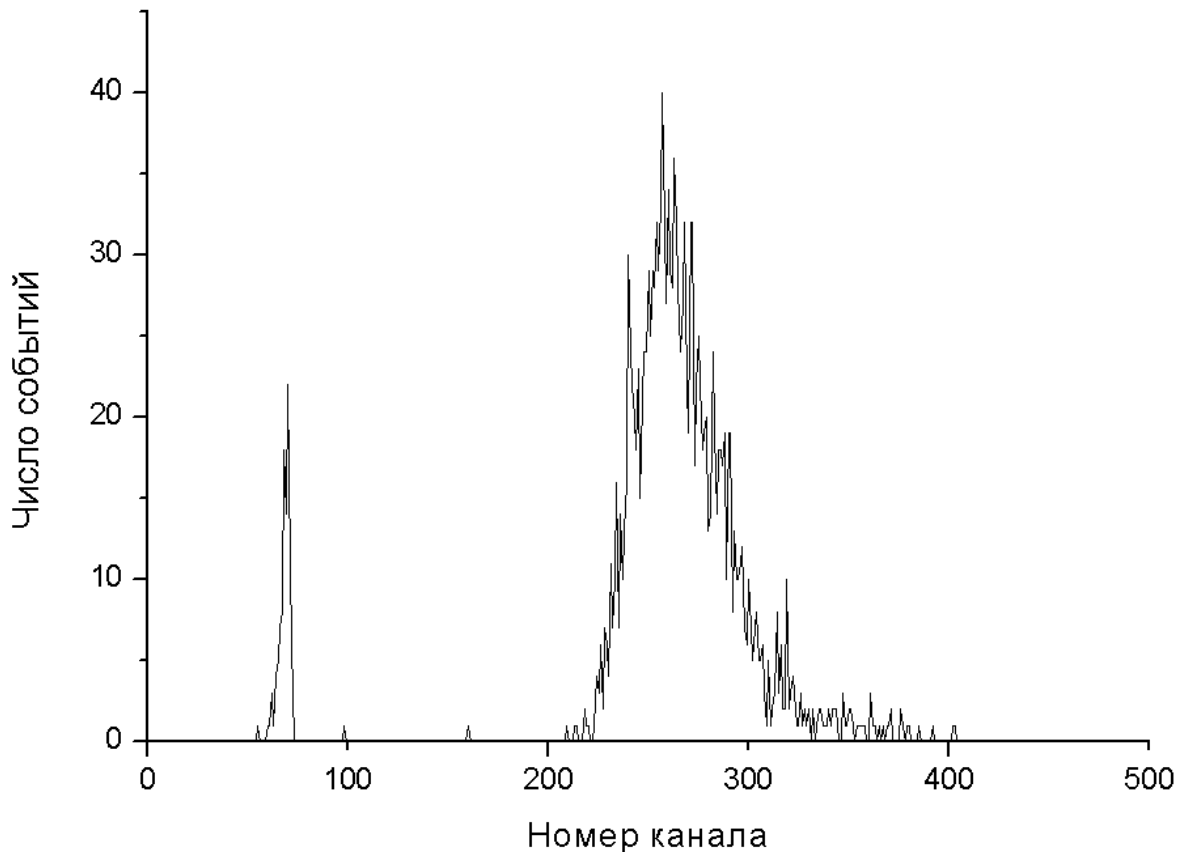


Рисунок 72 - Спектр сигналов с SiPM, с триггером от ФЭУ. Источник – Sr^{90} , $U_{пор}(ФЭУ) = 317$ мВ. Напряжение смещения на SiPM $U_{смещ}=72,4$ В, ток $I=1,2$ мкА.

Шум от SiPM виден слева в виде небольшого острого пика. Отношение числа событий в правом пике (полезный сигнал) к числу событий в левом пике (шум) около 16. Устанавливая порог на дискриминаторе SiPM и изменяя его, можно отсекал шум SiPM.

На рисунке 73 представлен спектр шума от SiPM при стробировании преобразователя ADC сигналом от генератора, случайным во времени относительно сигнала от радиоактивного источника (пьедестал).

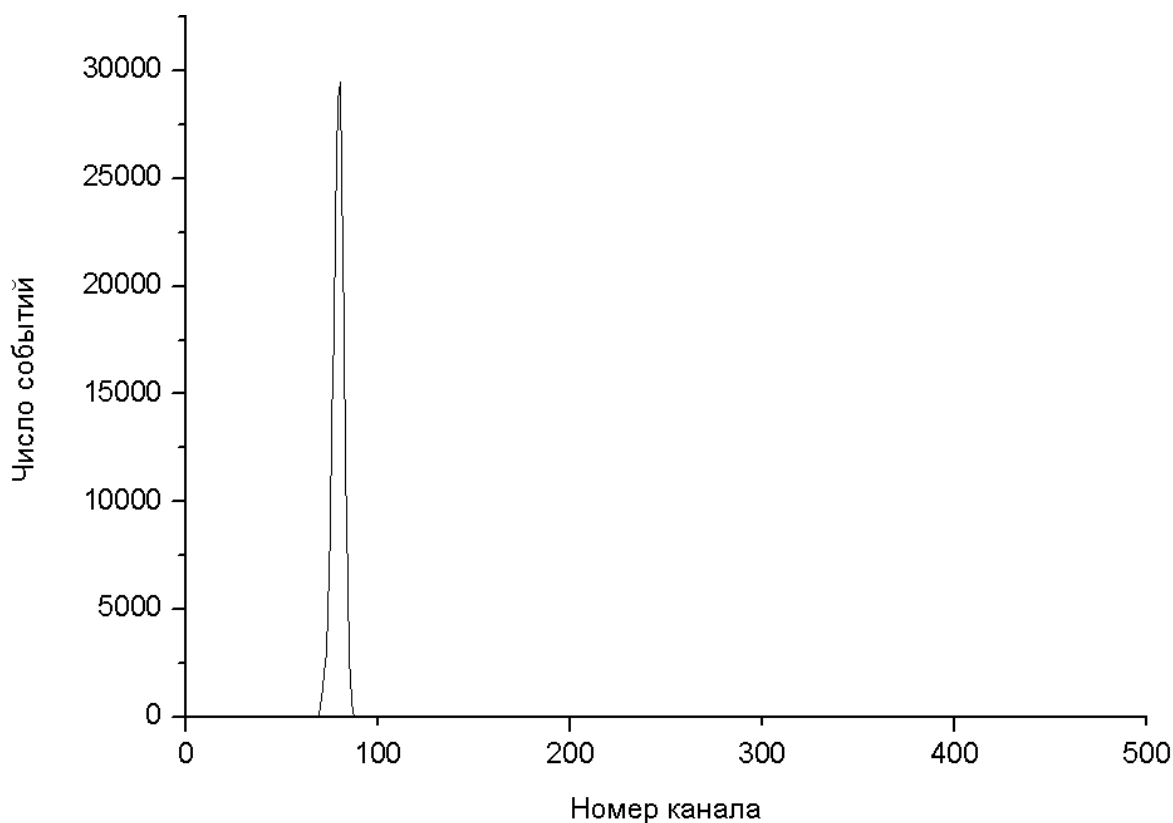


Рисунок 73 - Спектр сигналов с SiPM, с триггером от генератора, без источника.

Видно, что спектр сигналов от шума не пересекается со спектром сигнала от MIP-частицы, т.е. в области сигнала от MIP-частиц шумов нет. Отношение сигнал/шум для MIP-частицы составляет не менее 16 даже при минимальном пороге. При повышении порога шумом в интервале энергий MIP частиц можно пренебречь.

Следует отметить, что в проведённых измерениях толщина сцинтиллятора на пути пересечения MIP-частицы составляет 3 мм. В реальных измерениях на пучке эта толщина будет составлять 6 мм, и сигнал от MIP-частицы будет в 1,5 - 2 раза больше.

Проведенные измерения показали, что:

- Детектор на сцинтиляторе $3 \times 3 \times 6 \text{ мм}^3$ с SiPM Hamamatsu обеспечивает отношение сигнал/фон > 16 ;
- Детектор компактный. Обеспечивает выделение пучка сечением $3 \times 3 \text{ мм}^2$ из всего сечения падающего пучка;
- Детектор может работать в магнитном поле;
- Детектор не требует усилителя;

- Временная задержка сигнала относительно регистрируемой частицы составляет $\sim 3\text{-}5$ нс.

Таким образом, SiPM вполне подходит для применения в составе пучкового телескопа, как по уровню шума, так и по характеристикам, связанным с особенностями такой установки (сильное магнитное поле).

13.21.3 Описание детекторов, создаваемых по технологии MicroMegas для использования в новом малом кольце мюонного спектрометра.

Основной задачей эксперимента АТЛАС (ATLAS) на Большом Адронном Коллайдере (LHC) является поиск бозона Хиггса H^0 . Наиболее вероятным каналом для обнаружения бозона Хиггса является мода распада H^0 в пары Z бозонов, с последующим распадом этих Z бозонов в лептоны, в частности, в мюоны. Поэтому для эксперимента АТЛАС актуальной является задача точной калибровки Мюонного спектрометра для эффективной реконструкции мюонов.

Как уже было отмечено выше, к 2018 году планируется повысить светимость пучков ускорителя LHC в десять раз. В новых условиях мюонные детекторы АТЛАС общей площадью поверхности около 400 м² в области «малых колес», т.е. для значений псевдобыстроты $\eta > 1$, не смогут эффективно работать, и в соответствии с программой модернизации АТЛАС, эти детекторы будут заменены на новые. Модернизации подвергнутся детекторы CSC, MDT и TGC (рисунок 74).

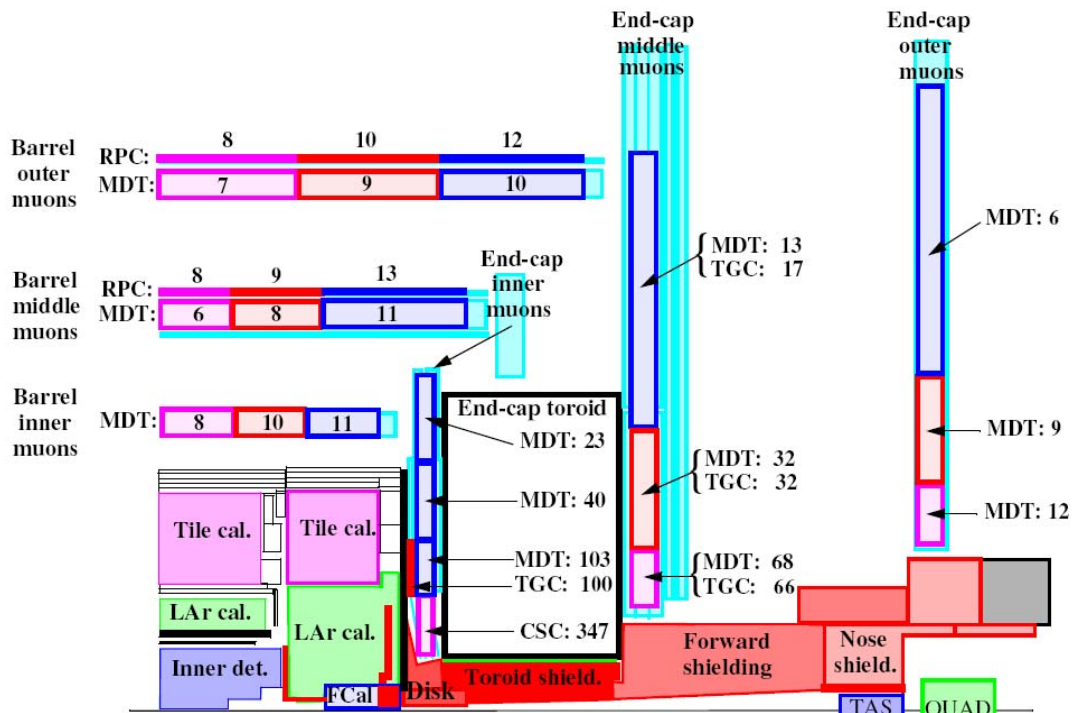


Рисунок 74 - Загрузка частей Мюонной Системы Атлас при светимости LHC $L=10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$

Согласно разработанному сотрудничествем АТЛАС проекту модернизации установки главные требования к новым детекторам мюонной системы заключаются в следующем:

- Способность работы в условиях повышенной нагрузки 10 кГц/см^2
- Высокая эффективность детектора $\approx 99\%$
- Пространственное разрешение $60\text{-}80 \text{ мкм}$ при углах падения треков мюонов вплоть до 45 градусов
- Временное разрешение 5 нс
- Способность работы в режиме триггера первого уровня Level-1 BCID (угловая гранулярность $\approx 1 \text{ мрад}$)
- Способность работы в присутствии потока нейтронов 200 Гц/см^2 с энергией $E > 100 \text{ кэВ}$

Основными задачами для технологий-кандидатов для модернизации мюонного спектрометра являются:

- способность детектора восстанавливаться после событий с высокой ионизацией;
- возможность создания полноразмерного детектора размером $1 \times 2 \text{ м}^2$;

- наличие «умной» front-end электроники с количеством каналов до 1 млн.

Размеры детектора должны соответствовать размерам камеры MDT, установленным на Малом Мюоном кольце, именно 1м x 2м.

Указанным требованиям наиболее полно удовлетворяет технология MicroMegas (рисунок 75).

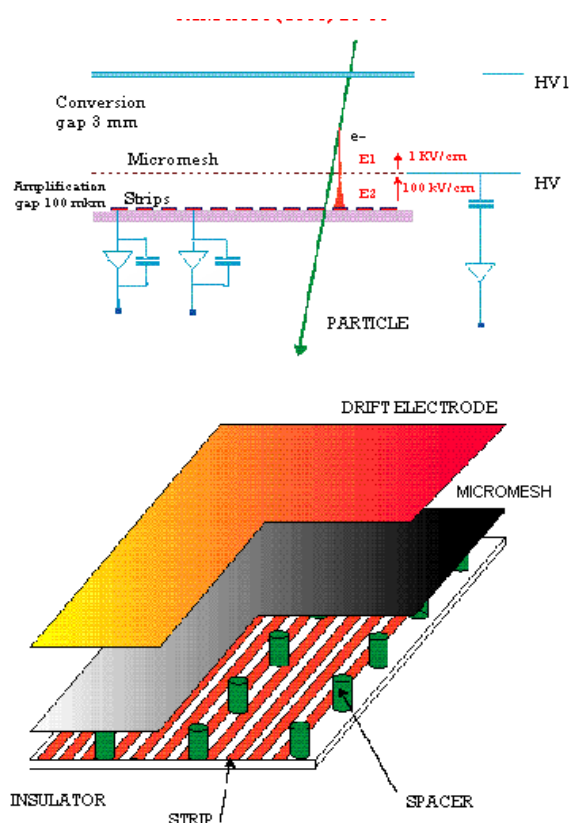


Рисунок 75 - Схема детектора MicroMegas

Детектор заряженных частиц MicroMegas представляет собой пропорциональную камеру с двумя зазорами, разделёнными микросеткой с шагом 25 нм. Камера заполнена газовой смесью. Величины напряжений дрейфового электрода (HV1) и микросетки (HV) зависят от используемой газовой смеси.

В эксперименте АТЛАС разрешено использование только негорючих смесей, таких, например, как 85 %CO₂+15%Ar. Характерные величины напряжений используемых детекторами MicroMegas – 300 и 500 В. В первом

зазоре заряженная частица рождает первичные электроны, которые дрейфуют по направлению к сетке. Далее во втором зазоре прибывшие электроны образуют «ливни», след от которых, достигая одного или нескольких стрипов, определяет координату исходной частицы.

В 2008 г. по решению руководства АТЛАС была создана коллаборация МАММА (Muon Atlas MicroMegas Activity). Сотрудники группы НИЯУ МИФИ активно участвуют в сотрудничестве с самого начала её создания. Целью сотрудничества является создание принципиально нового детектора мюонов созданного на основе технологии MicroMegas. Основной задачей здесь является создание первых в мире образцов большого размера, которые бы успешно функционировали в условиях повышенной нагрузки.

На данный момент сотрудничеством созданы и протестированы на экспериментальном пучке в ЦЕРН несколько серий прототипов детекторов MicroMegas [32,33]. Показано, что в условиях Малого Мюонного Кольца может успешно функционировать версия детектора с резистивным покрытием стрипов. Особенности создания «успешного» прототипа, обнаруженные в процессе тестов и исследований на пучке SPS на H6:

- резистивные стрипы соединены с «землёй»;
- тонкий изолирующий слой требуется нанести между резистивными стрипами и активными стрипами, с которых считывается сигнал;
- заряды, появляющиеся в результате пробоев камеры нейтрализуются через резистивные стрипы на «землю».

В существующей Мюонной системе триггер первого уровня реализован только в камерах Большого Мюонного кольца. В существующей модели вектор триггер осуществляется по вектору ВС. Момент импульса определяется исключительно исходя из предположения о том, что трек происходит из точки столкновения (IP) первичных пучков. В такой ситуации любой случайный фоновый трек может исказить процесс реконструкции сигнала триггера первого уровня. В действительности 96% триггерных событий с большими поперечными импульсами p_T не имеют треков, ассоциированных с этими событиями.

Поэтому использование камер Малого Мюонного кольца для уточнения вектора потенциального триггерного события кардинально улучшит эффективность триггера и увеличит разрешение треков в отобранных событиях. Результаты исследований показали, что детекторы МАММА с резистивным покрытием потенциально способны одновременно обеспечить триггер по треку мюонов первого уровня Level-1, и определить траекторию движения мюона с точностью лучше 100 мкм.

Последние модификации прототипов, прошедших испытания на тестовых пучках в ЦЕРН, оборудованы независимыми системами стрипов (см. рисунки 76 и 77).

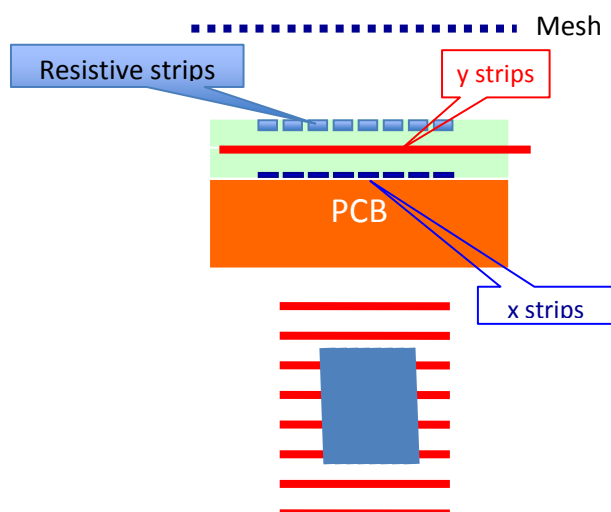


Рисунок 76 - Характерные величины сопротивлений используемые в прототипе камеры R16 составляют: $R_G \approx 55 \text{ МОм}$, $R_{\text{strip}} \approx 35 \text{ МОм/см}$.

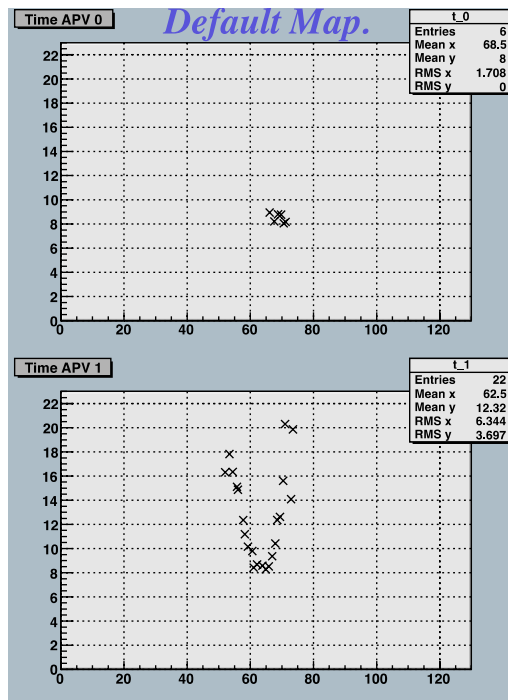


Рисунок 77 - События с 2 треками, зарегистрированные с помощью прототипа R16.

Данная модификация воспроизводит систему считывания двух координат, успешно реализованную ранее в Катодных Стриповых Камерах (CSC) существующего Малого Мюонного Кольца. Предполагается, что данные второй координаты существенно улучшат выбраковку фоновых хитов, а также позволят на качественно новом уровне выделять двух-трековые события.

Каждый слой такого детектора способен восстановить сегмент трека и выдаёт вторую координату, что даёт мощный инструмент для выделения и идентификации разделения двух-трековых событий, а также для фильтрации треков-фантомов. Система включает в себя около 2 млн. каналов электроники, и одновременно 30 тыс. триггерных каналов. Активные части детекторов в настоящее время создаются промышленным образом, сборка и проверка готовых детекторов будет осуществляться силами университетов и научных организаций – стран участников проекта.

По итогам проведенных сотрудничеством МАММА исследований были выработаны следующие технические предложения для первого этапа модернизации малых мюонных колец установки АТЛАС:

- использовать 4 камеры Micromegas для каждого из 8 секторов;
 - использовать 2 четырехслойных детектора в качестве одной камеры;
 - применить двухкоординатную систему считывания, x-стрипы для высокоточной координаты (размер шага $\approx 0.5\text{--}1\text{ мм}$, а также y-стрипы с размером шага 1-2 мм;
 - обеспечить одновременное считывание двух координат с каждого слоя детектора;
 - изготовить стрипы с максимальной длиной $\approx 1,2\text{ м}$;
 - обеспечить полное число каналов считывания $\approx 2\text{ млн.}$ и полное число триггерных каналов $\approx 30\text{ тыс.}$
- 14 Разработка методики тестирования электропрочностных характеристик перспективных материалов под радиационным воздействием

Требования к параметрам тестирования электропрочностных характеристик различных материалов в более широком понимании определяются не столько методами измерений токов утечки в зависимости от дозы радиационного воздействия, которые достаточно хорошо известны, сколько выбором конкретных структур (материалов, их толщин, линейных размеров элементов топологии) для изготовления компонентов печатных плат. Это означает, что для формализации требований к тестируемым параметрам необходимо, в первую очередь, определиться с выбором перспективных радиационно-стойких материалов и структурой печатных плат на их основе. Эта работа была проделана группой ФИАН в сотрудничестве с группой из лаборатории TRIUMF, Канада и совместно с представителями фирмы-изготовителя фольгированных электроизоляционных материалов - «ЭЛИФОМ».

14.1 Материалы для изготовления печатных плат в ксеноновом калориметре высокого давления.

При модернизации жидкоаргонового адронного калориметра одной из возможных опций является создание mini FCal – ксенонового калориметра высокого давления ($\sim 10\text{ атм.}$). Считывающие структуры калориметра должны быть расположены на многослойных печатных платах [34],

обеспечивающих механическое крепление элементов этих структур, подведение рабочего напряжения и считывание сигналов.

Учитывая, что место расположения mini FCal будет находиться под воздействием более высоких радиационных нагрузок, чем в ныне действующей версии детектора «АТЛАС», при выборе материалов для многослойных печатных плат необходимо проведение радиационных тестов, которые планируется осуществить на реакторе ИБР-2 (ОИЯИ, г. Дубна).

Для сравнительных тестов были выбраны 4 материала. В качестве реперного (эталонного) материала с хорошо изученными характеристиками был выбран G10 (фольгированный стеклотекстолит), принятое название в российской промышленности - СФУ. Для сравнения в испытаниях планируется использовать современный модифицированный аналог G10 – FR4, принятое в России название - СОНФ. Кроме этого будет протестирован перспективный фольгированный материал на основе керамического наполнителя – ROGERS. Также будет испытан и хорошо известный своей высокой радиационной стойкостью фольгированный полиимид – Kapton.

По согласованию с лабораторией TRIUMF были выбраны следующие варианты склейки слоев для тестируемых материалов:

- G10 – отечественное название СФУ.
Толщины слоев следующие: медь - 35 мкм, G10 - 80 мкм, медь – 35 мкм. Клей полиуретановый. Суммарная толщина платы - 410 мкм.
- FR-4 – отечественное название СОНФ.
Толщины слоев следующие: медь - 35 мкм, FR-4 - 80 мкм, медь – 35 мкм. Клей полиуретановый. Суммарная толщина платы - 410 мкм.
- Rogers. Планируется использование неполимеризованного (препрег) варианта - Rogers 4450В. Толщины слоев следующие: медь - 35 мкм, Rogers - 100 мкм, медь – 35 мкм. Суммарная толщина платы - 440 мкм.
- Полиимид – Kapton (торговая марка фирмы DuPont).
Толщины слоев следующие: медь - 35 мкм, Kapton - 100 или 40 мкм, медь – 35 мкм. Клей полиуретановый. Суммарная толщина платы - 410 мкм. Как вариант – использование во всех слоях пленки одной толщины - 75 мкм.

Общие требования к образцам:

- Количество плат из каждого типа материала для электропрочностного тестирования – 12.
- Характерный размер образцов плат – 100 x 100 мм
- Диаметр отверстий – 0,5–1,0 мм (~ 4 отв./ см²)
- Металлизация отверстий
- Золочение контактных площадок.
- Топология разводки печатных плат, конкретные значения измеряемых в процессе тестирования параметров и тестовый стенд предоставляются лабораторией TRIUMF, Канада.

Параметры техпроцесса склейки в прессе (технология ЭЛИФОМ):

- Температура – 180 °С;
- Давление – 40 атм. (как вариант - 20 атм. и предварительно прогретый пресс);
- Время прессования – 1,5 часа.

В процессе прессования (подъем температуры до 200 °С и остывание) возможен уход геометрических размеров полиимида, оцениваемый в 0,3 -1,0 мкм/мм.

14.2 Методика тестирования

Тестируемые образцы с укрепленными на них проводниками помещаются в зону облучения реактора ИБР-2 (ОИЯИ, г. Дубна). Тестовые проводники соединяются с измерительным оборудованием и источниками тестовых напряжений, расположенными вне зоны облучения образцов. Величины изменения электрических характеристик образцов (удельное сопротивление, токи утечки) фиксируются измерительным оборудованием в процессе накопления радиационной дозы и сохраняются для дальнейшей обработки.

В 2013 году планируется провести два сеанса тестирования электропрочностных характеристик выбранных материалов. Конкретные значения параметров тестирования и дозы облучения, эквивалентные ожидаемым суммарным дозам в калориметре mini FCal за 10 лет работы в режиме высокой светимости предоставляются лабораторией TRIUMF, Канада.

После окончания испытаний, облученные образцы перемещаются в радиационный могильник.

Программа испытаний выбранных материалов будет продолжена в 2014 году циклом измерений радиочастотных параметров тестовых плат под радиационным воздействием, а в 2015 году – циклом аналогичных измерений под воздействием ультрафиолетового излучения. По результатам всех тестов будет выбран материал, который будет использован при создании mini FCal калориметра.

- 15 Анализ требований к TDAQ (Trigger & Data Acquisition) системе АТЛАС при работе на повышенной светимости БАК и к триггеру высокого уровня.

Современная система сбора данных АТЛАС получает информацию о событиях с различных детекторов с рабочей частотой БАК 40 МГц. Число записанных событий, однако, существенно меньше и составляет несколько сот Гц. В систему входит первичный триггер, использующий информацию с калориметра (с низкой степенью детализации) и полную информацию с выделенных детекторов мюонного триггера. Калориметрическая и мюонная части первичного триггера работают независимо, общая задержка составляет 2,5 мксек. Центральный процессор триггера (СТР) собирает сигналы подсистем и передает детекторам решение о чтении события. Частота чтения на этой стадии может быть подавлена до 75 кГц.

Триггеры более высокого уровня программные. Уровень 2 обрабатывает уже полные данные из так называемых «интересных областей», указанных первичным триггером. На этом уровне скорость чтения падает до нескольких кГц. Последняя стадия триггера, фильтр событий (event filter, EF) реконструирует отобранные вторым уровнем события снижая загрузку до нескольких сот Гц.

Модернизацию предполагается организовать за три большие остановки работы (Long Shutdown, LS). Первая остановка (фаза 0 модернизации) запланирована на период 2013-2014 гг. и позволит достичь проектной светимости $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ с расстоянием между сгустками 25 нс и энергией СЦМ 13-14 ТэВ. Следующая остановка (фаза 1) в 2018 г. и позволит установке достичь светимости $3 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ и энергии СЦМ 14 ТэВ. Последняя остановка (и фаза 2 модернизации) отложена на период 2022-2023 гг. и направлена на получение светимости $7 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

Соответственно, все системы детектора и инфраструктура системы сбора данных должны быть модернизированы, чтобы учесть увеличение радиации и рост скорости счета.

Текущие параметры системы сбора данных способны записать данные на проектной светимости. Однако уже на фазе 1 модернизации заложенные скорости первичного триггера не справятся с загрузками, особенно если учесть, что энергетические пороги и ограничения на поперечные импульсы не изменятся в силу требований физической программы. Возможные направления решения этой проблемы таковы:

- увеличение степени пространственной детализации триггера (для калориметра) или введение новых триггерных детекторов (в мюонной области);
- нужно добавить больше гибкости и новые алгоритмы в логику триггера, чтобы сделать возможными более сложные схемы отбора событий;
- переместить часть программных алгоритмов следующих уровней триггера в аппаратный первичный триггер.

Как уже было сказано, для калориметрической части решение может состоять в улучшении пространственной детализации входа триггера. Модернизация считывающей электроники калориметра позволит добиться этого уже на фазе 1. На фазе 2 оцифровывающая электроника будет интегрирована со считывающей, но сегодня рано обсуждать возможности такой модернизации триггера.

Мюонная часть триггера сейчас использует резистивную плоскую камеру (RPC) и мало зазорную торцевую камеру (TGC). Исследования показывают, что основные загрузки триггера идут из торцевой области детектора. На фазе 1 внутренняя часть торцов, которая сейчас не используется в триггере, будет заменена на так называемые «новые малые кольца» с высоким угловым разрешением. Их использование в триггере позволит существенно улучшить его селективность. Наконец, есть идея включить в триггер данные от детектора MDT (Monitor Drift Tubes), имеющего высокое пространственное разрешение.

Центральный процессор первичного триггера (СТР) будет модернизирован уже на фазе 0. Будет увеличено число возможных входов, улучшена гибкость конфигурации, добавлен топологический триггер.

На фазе 1 будут интегрированы «новые малые кольца», а на фазе 2 СТР будет заменен полностью.

Важное добавление в триггер следующего, второго уровня, это аппаратный быстрый поиск треков (FTK). Эта часть вторичного триггера будет работать на полной скорости первичного триггера и выдавать данные по трекам частиц с поперечным импульсом более $1 \text{ ГэВ}/c^2$ вторичному триггеру с задержкой 100 мксек.

Таким образом, есть возможность улучшить гибкость и селективность системы сбора данных для обслуживания существенного роста потока данных при модернизации БАК. В настоящее время ведутся исследования, разрабатываются аппаратные средства, проводятся эксперименты на прототипах. Не так давно, в частности началось развертывание тестовой площадки (testbed), на которой будет, в том числе, установлен прототип FTK.

16 Анализ возможных путей совершенствования информационной системы AGIS (ATLAS GRID Information System). Расширение пользовательского интерфейса и развитие функциональности системы в целом

Информационная система AGIS представляет собой централизованное хранилище различных параметров, конфигурационной информации, статических и динамических данных необходимых для настройки, управления и функционирования различных систем и сервисов распределенной грид-сети эксперимента АТЛАС. Естественное развитие компьютерной инфраструктуры и программного обеспечения эксперимента АТЛАС, связанное в частности с повышением потока данных с детектора, и как следствие, увеличения объема данных, распределяемых по грид-сети, требует совершенствования системы AGIS, как информационного звена распределенной АТЛАС грид-сети.

Развитие компьютерного и программного обеспечения эксперимента АТЛАС, необходимого для удовлетворения возросших вычислительных требований по анализу данных в связи с повышенной светимостью комплекса ЛНС, влечет за собой развертывание новых сервисных служб для увеличения производительности параллельных вычислений в целом. Одним из примеров подобных служб являются сервисы Frontier-Squid инфраструктуры,

обеспечивающие одновременный доступ к системам баз данных задачам и приложениям, работающим на каждом вычислительном узле GRID-сети АТЛАС. Подобные расширения компьютерной инфраструктуры и сопутствующее развитие программного обеспечения требуют от информационной системы AGIS расширения структуры внутренних моделей данных для описания новых типов сервисов, служб, конфигурационной и иной информации, а также развития функционала по управлению подобными данными. Таким образом, основными направлениями совершенствования системы AGIS являются расширение структуры моделей данных, описание и добавление новых моделей, разработка высокоуровневых пользовательских интерфейсов, программных сервисов и служб для работы и управления хранимой информацией.

Другим направлением совершенствования информационной системы является разработка и подключение новых модулей-агентов для автоматического сбора необходимой для АТЛАСА информации с внешних источников данных. Например, миграция данных из локальных конфигурационных файлов приложений в централизованную базу данных AGIS, с последующей разработкой функций для экспорта данного типа данных. Развитие пакета клиентского программного интерфейса, пользовательского WEB интерфейса по управлению и визуализации информации позволят улучшить функциональность информационной системы в целом.

17 Выбор направления оптимизации TDAQ и AGIS систем АТЛАС (работы выполнены иностранным партнёром)

Возможные направления оптимизации TDAQ были подробно рассмотрены в разделах 15 и 16 отчета. На данном этапе работы предлагается:

- увеличить степень пространственной детализации триггера (для калориметра) и использовать в триггере ранее не задействованные детекторы (в мюонной области);
- добавить новые алгоритмы и обеспечить большую гибкость логики триггера, чтобы использовать более сложные схемы отбора событий, учитывающие их топологию;

- переместить часть программных TDAQ алгоритмов следующих уровней триггера в аппаратный первичный триггер.

Дополнительно, важным добавлением в триггер может стать аппаратный быстрый поиск треков (FTK) на скорости, сравнимой со скоростью первичного триггера (задержка на уровне нескольких микросекунд)

Рабочим вариантом развития информационной системы AGIS выбраны оптимизация серверной части программного обеспечения системы и усовершенствование клиентского программного пакета, включающего как пользовательский WEB интерфейс, так и различные программные интерфейсы для взаимодействия с системой.

Возросший поток данных с детектора, дальнейшая интеграция информационной системы с различными приложениями программных продуктов, используемых на эксперименте АТЛАС, требуют расширения и оптимизации серверной инфраструктуры системы AGIS. Данное направление оптимизации заключается в разделении сервисов системы на пользовательский WEB интерфейсы и программный API интерфейс, их дальнейшая установка и развертывание на независимые физические сервера с целью увеличения быстродействия системы. Также для распределения нагрузки на API сервер программного интерфейса был выбран подход последовательного наращивания серверных узлов, широко используемый в компьютерной инфраструктуре АТЛАС. Для этих целей предполагается оптимизировать и настроить серверную часть API интерфейсов таким образом, чтобы обеспечить расширение аппаратной инфраструктуры, добавление нового узла в кластерный сервер, без длительного простоя системы. За счет балансировки нагрузки также увеличится отказоустойчивость системы в целом, позволяя добавлять новый узел по мере необходимости.

В качестве механизма оптимизации программных интерфейсов предлагается расширить функционал системы, позволяющий получать данные в формате, удобном для последующего кеширования на стороне клиента. Для этого может быть выбран универсальный формат JSON (JavaScript Object Notation). Дополнительная оптимизация клиентского программного пакета также заключается в развитии функций и фильтров,

позволяющих указывать строго необходимый набор атрибутов и условий при запросе данных со стороны клиента. Это позволит уменьшить размер данных, требуемых для передачи с сервера клиенту, что уменьшит нагрузку на сервер и разгрузит каналы связи.

18 Патентные исследования

При создании и модернизации детекторов будут использоваться материалы, микросхемы и другие детали и схемные элементы промышленного производства импортного изготовления, поэтому нет необходимости проверять их на патентную чистоту. В результате проведенного поиска были найдены работы теоретического характера, но работ прикладного характера, защищенных патентами, близких исследуемой теме, не обнаружено. Есть ряд документов, касающихся различных аспектов исследуемых проблем.

Оборудование создается в единичном экземпляре для научных исследований, для конкретной задачи – только для использования в детекторе ATLAS и коммерческой ценности не представляет. Другое использование не предусматривается и в подавляющем большинстве случаев патентование не предполагается.

19 Стажировка молодых специалистов на базе иностранных партнеров

Подготовлена и выполняется программа стажировки Российских молодых специалистов на базе иностранных партнёров сотрудничества АТЛАС. Программа и отчёт о её выполненной части представлены в приложении А.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В сотрудничестве с зарубежными партнёрами из институтов, участвующих в эксперименте АТЛАС, на первом этапе контракта успешно выполнены следующие работы:

- Представлено обоснование выбора направлений исследований.
- Проведён анализ экспериментов по исследованию характеристик жидкоаргоновых калориметров при работе в высокоинтенсивных пучках. Разработаны требования к аппаратуре.
- Представлено физическое обоснование создания FAST OR триггера на основе детектора переходного излучения TRT и проведён анализ требований к триггеру.
- Выполнен анализ применимости технологии микроканальных детекторов и пиксельных детекторов для модернизации установки АТЛАС.
- Проведён анализ требований к детекторам «малых колес», эскизная проработка лабораторных образцов трековых детекторов.
- Проведён анализ требований к TDAQ (Trigger&Data Acquisition) установки АТЛАС при работе на повышенной светимости БАК, а также к триггеру высокого уровня.
- Проведён анализ возможных путей совершенствования систем TDAQ и AGIS (ATLAS GRID Information System).
- Проведён анализ требований к параметрам реактора и объектам инфраструктуры, необходимым для проведения радиационных испытаний образцов конструкционных материалов и электроники в интенсивных потоках быстрых нейтронов и гамма-квантов на реакторе.
- Разработана методика тестирования электропрочностных характеристик перспективных материалов под радиационным воздействием.
- Проведены патентные исследования, которые показали, что в этой области научных разработок не требуется патентная защита и обеспечена патентная чистота данных работ;
- Подготовлен план стажировки и проведена стажировка молодых специалистов на базе иностранного партнера.

Работы, выполненные зарубежными партнёрами:

- Выполнено моделирование откликов макетов жидкоаргоновых калориметров в зависимости от интенсивности пучка и напряжения на электродах;
- Разработана методика измерения чистоты жидкого аргона;
- Выбраны варианты трековых детекторов для комплектации новых «малых колёс» мюонного спектрометра АТЛАС, проведено испытание опытных образцов трековых детекторов;
- Выбрано направление оптимизации TDAQ и AGIS систем АТЛАС.

Работы проведены в соответствии с техническим заданием и календарным планом.

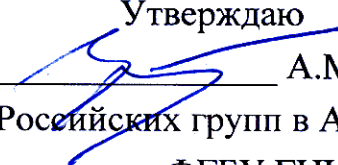
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 ATLAS. Detector And Physics Performance. Technical Design Report. CERN/LHCC/99-14, CERN/LHCC/99-15.
- 2 ATLAS Letter of Intend, Phase-I Upgrade, CERN-LHCC-2011-012, LHCC-I-020, December, 2011.
- 3 M.Mangano, The super-LHC, Contemp. Phys. 51 (2010) 211-231.
- 4 F.Gianotti, M.Mangano, T.Virdee et al., Physics potential and experimental challenges of the LHC luminosity upgrade, Eur. Phys. J. C39 (2005) 293-333.
- 5 Rubakov V., Levin A. Q-balls with scalar charges, Mod.Phys.Lett. A26(2011) 409 – 413.
- 6 ATLAS.Liquid Argon Calorimeter. Technical Design Report. CERN/LHCC/96-41.
- 7 ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS Trigger System in 2010, Eur. Phys. J. C72 (2012) p.1849.
- 8 ATLAS Collaboration, Search for the decay $B_0 \rightarrow \mu \mu$ with the ATLAS detector. Phys. Lett. B 713 (2012), p.387.
- 9 ATLAS muon spectrometer: Technical design report, CERN/LHCC 2010-013.
- 10 E. Shabalin, Fast pulsed and burst reactors, Pergamon Press Ltd., Oxford (1979).
- 11 Санитарные правила СанПин 2.6.1.2523-09 (НРБ 99/2009)
- 12 M. Aleksa, et al. Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic end-cap calorimeters, Journal of Instrumentation 3: P06002, 2008.
- 13 D.M. Gingrich, et al. Construction, assembly and testing of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter., Journal of Instrumentation 2: P05005, 2007.
- 14 A. Artamonov, et al. The ATLAS Forward Calorimeter, Journal of Instrumentation 3: P02010, 2008.
- 15 N. Gee, M. Antonio Floriano, T. Wada, S.S.-S. Huang, G.R. Freeman. Ion and electron mobilities in cryogenic liquids: Argon, nitrogen, methane, and ethane. // Journal of Applied Physics 57: 1097, 1985.

- 16 T.H. Dey, T.J. Lewis. Ion mobility and liquid motion in liquefied argon.,
Journal of Physics D 1: 1019, 1968.
- 17 J. Rutherford. Signal degradation due to charge buildup in noble liquid
ionization calorimeters., Nuclear Instruments and Methods in Physics
Research Section A 482: 156-178 (2002).
- 18 M. Adams, et al. A purity monitoring system for liquid argon calorimeters //
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 545: 613-
623, 2005.
- 19 E.Lipeles, et al., L1 Track Triggers for ATLAS in the HL-LHC, ATL-DAQ-
PROC-2011-054, <http://cdsweb.cern.ch/record/1405960>
- 20 D.Muenstermann, Atlas Upgrade, ATL-UPGRADE-PROC-2010-005,
<http://cdsweb.cern.ch/record/1288266>
- 21 M.Barbero et al., The FE-I4 Pixel Readout Chip and the IBL Module, ATL-
UPGRADE-PROC-2012-001, <http://cdsweb.cern.ch/record/1415701>
- 22 H. van der Graaf, GridPix: An integrated readout system for gaseous
detectors with a pixel chip as anode, NIM A580,2 (2007) 1023-1026
- 23 V.Blanco Carballo et al., Applications of GridPix detectors, JINST 5 (2010)
P02002
- 24 H. van der Graaf, Production, progress & applications of the GridPix
Gaseous Pixel Detector: characterizing discharge protection and improving
drift time resolution, JINST 7 (2012) C03032
- 25 X.Llopart et al., Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival
time, energy and/or photon counting measurements, NIM A581 (2007) 485-
494
- 26 База данных сечений электронного рассеяния на молекулах газов,
<http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr>
- 27 База данных сечений электронного рассеяния на молекулах газов,
используемых в программе Magboltz, [http://rjd.web.cern.ch/rjd/cgi-
bin/cross](http://rjd.web.cern.ch/rjd/cgi-bin/cross)
- 28 Magboltz – программа для численного решения кинетического
уравнения Больцмана для электронов в газовых смесях,
<http://consult.cern.ch/writeup/magboltz>

- 29 R.Veenhof, Garfield – программный пакет для детального моделирования двумерных и трехмерных дрейфовых камер, <http://garfield.web.cern.ch/garfield>
- 30 А.Г.Храпак, И.Т.Якубов, Электроны и позитроны в плотных газах, УФН, 1979, т.129 вып.1
- 31 T.Kunst, B.Götz and B.Schmidt, Precision measurements of magnetic deflection angles and drift velocities in crossed electric and magnetic fields, NIM A324 (1992) 127-140
- 32 T.Alexopoulos et al., The ATLAS muon Micromegas R&D project: Towards large-size chambers for the s-LHC. JINST 4 (2009) P12015
- 33 T.Alexopoulos et al., Development of large size Micromegas detector for the upgrade of the ATLAS muon system Nucl.Instrum.Meth.A617(2010)161-165
- 34 Снесарев А.А., Сулин В.В., Александрова Л.Г., Шестаков А.К., Использование радиационно-стойких полимерных материалов при изготовлении регистрирующих электродов для Торцевого Жидкоаргонового адронного Калориметра (ТЖК) эксперимента "АТЛАС", "Технологии приборостроения", N4, 2002.

ПРИЛОЖЕНИЕ А.

Утверждаю
 20 марта 2012 г.  А.М.Зайцев
 Координатор Российских групп в АТЛАС'e
 Заместитель директора ФГБУ ГНЦ ИФВЭ.

Программа стажировки молодых специалистов за границей.

Фамилия И.О.	Год рождения	Должность, институт.	Тематика работы в период стажировки.	Место и срок стажировки	Дата прибытия	Дата отъезда
Голубков Д.В.	1985	Мнс ФГБУ ГНЦ ИФВЭ	Развитие и поддержка систем ATLAS ProdSys и ATLAS PanDA Monitor	ЦЕРН, Женева, 3 мес.	29.02.2012	31.05.2012
Соловьев В.М.	1982	Мнс ФГБУ ПИЯФ	Поиск новых тяжелых калибровочных бозонов в канале распада $W' \rightarrow e\mu$	ЦЕРН, Женева, 3 мес.	1.04.2012	30.06.2012
Седых Е.В	1982	Мнс ФГБУ ПИЯФ	Определение эффективности идентификации электронов методом tag&probe в процессе $Y \rightarrow ee$	ЦЕРН, Женева, 3 мес.	1.05.2012	31.07.2012
Турчихин С.М.	1989	Аспирант физфака МГУ	Разработка и внедрение триггера высокого уровня для регистрации каналов $B \rightarrow \mu X$	ЦЕРН, Женева, 2 мес.	25.06.2012	17.08.2012
Михасенко М.О.	1990	Инж. ИФВЭ/студ. МФТИ	Участие в летней студенческой школе DESY. Работа с полупроводниковыми пиксельными детекторами.	DESY, Гамбург, 7 недель.	16.07.2012	07.09.2012

Щербакова А.С.	1990	Студентка физфака МГУ	Измерение ассоциированного рождения прямых фотонов и с-кварков	ЦЕРН, Женева, 1,2 мес.	10.09.2012	15.10.2012
Лобанов С.Ю.	1990	Студент физфака МГУ	Анализ эффективности регистрации редких распадов $B \rightarrow \mu\mu$ в эксперименте ATLAS в условиях повышенной светимости коллайдера	ЦЕРН, Женева, 1,2 мес.	10.09.2012	15.10.2012
Маевский А.С.	1990	Студент физфака МГУ	Анализ эффективности регистрации редких распадов $B \rightarrow \mu\mu$ в эксперименте ATLAS в условиях увеличения светимости коллайдера и числа одновременных pp-взаимодействий	ЦЕРН, Женева, 1,2 мес.	10.09.2012	15.10.2012
Календарёв В. В.	1985	Мнс ФГБУ ГНЦ ИФВЭ	Участие в Летней школе по адронной физике Бад Хонеф, Германия.	Бад-Хонеф, Германия, 1 неделя.	23.08.2012	30.08.2012

Результаты работы стажеров.

Фамилия И.О.	Результаты стажировки
Голубков Д.В.	<p>Реализован новый интерфейс для определения задач переработки и реконструкции триггера высокого уровня (HLT Task Definition Interface).</p> <p>Реализован новый интерфейс для определения конфигурационных тегов (Tag Definition Interface), интегрированный с AMI (ATLAS Metadata Interface).</p>
Соловьев В.М.	<p>Выполнен анализ данных 2012 (5 фб) по поиску тяжелых калибровочных бозонов в канале их распада $W' \rightarrow e\mu$. Результаты анализа опубликованы в виде ноты.</p>
Седых Е.В	<p>Проведено определение эффективности идентификации электронов методом tag&probe в процессе $Y \rightarrow ee$. Результаты доложены на семинаре egamma группы.</p>
Турчихин С.М.	<p>Создан и внедрен триггера высокого уровня для регистрации каналов $B \rightarrow \mu X$. Определен вклад резонансного вклада фоновых событий при выделении канала $B_s \rightarrow \mu\mu$ на полной статистике 2011г.</p>
Михасенко М.О.	<p>(Предв.) Освоено измерение характеристик чипов полупроводниковых детекторов (заряд на пиксель, заряд кластера, размер кластера). Изучаются зависимости этих характеристик от опорного напряжения, угла наклона чипа относительно пучка, порога дискриминации сигнала. Участие в летней школе DESY.</p>