

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

На правах рукописи

Меликян Юрий Александрович

**Разработка детектирующей системы триггерного комплекса FIT
обновлённого эксперимента ALICE**

Специальность 01.04.01 - Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук,
Каплин Владимир Александрович

Автор:

Москва 2019

Оглавление	
Введение	4
Глава 1. Детектор FIT в составе модернизируемого эксперимента ALICE	13
1.1. Основные научные результаты эксперимента ALICE	15
1.1.1. Измерение множественности заряженных частиц при столкновениях с рекордно высокой энергией	15
1.1.2. Измерение вязкости кварк-глюонной плазмы	18
1.1.3. Измерение температуры кварк-глюонной плазмы	20
1.1.4. Изменение выхода кваркония	22
1.1.5. Признаки образования КГП в малых системах.....	25
1.2. Мотивация и проект модернизации эксперимента ALICE.....	27
1.3. Задачи и внешние ограничения для детектора FIT	33
1.4. Обзор временных детекторов аналогичных экспериментов	36
1.5. Заключение к главе 1	40
Глава 2. Обоснование выбора методики регистрации частиц	42
2.1. Выбор фотодетектора	42
2.1.1. Разнообразие фотодетекторов и история их развития.....	42
2.1.2. Возможность применения SiPM	49
2.1.3. Возможность применения МКП-ФЭУ.....	56
2.2. Исследование характеристик прототипа черенковского модуля	65
2.2.1. Экспериментальная установка	66
2.2.2. Временные и амплитудные параметры при прямом облучении	71
2.2.3. Параметры модуля с высокой геометрической эффективностью.....	76
2.2.4. Оптимальная конфигурация детектора FIT.....	82
2.3. Исследование характеристик прототипов сцинтилляционного детектора.	84
2.3.1. Сцинтилляционный детектор с ССВ и SiPM	84
2.3.2. Детектор с воздушным световодом и вакуумным ФЭУ	86
2.3.3. Детектор с прозрачными волокнами и вакуумным ФЭУ	92
2.3.4. Детектор с кремниевыми фотоумножителями, распределёнными в объёме сцинтиллятора	95
2.4. Заключение к главе 2	98

Глава 3. МКП-ФЭУ семейства Planacon для использования в детекторе FIT 100

3.1. Технология и результат модификации плат съёма сигнала с МКП-ФЭУ	100
3.2. Характеристика насыщения МКП-ФЭУ семейства Planacon.....	107
3.2.1. Амплитудное насыщение МКП-ФЭУ.....	108
3.2.2. Насыщение МКП-ФЭУ по среднему анодному току	111
3.2.3. Зарядовое насыщение МКП-ФЭУ	115
3.3. Спецификация параметров МКП-ФЭУ и методика их входного тестирования	117
3.4. Исследование времени жизни МКП-ФЭУ семейства Planacon.....	126
3.4.1. Расчёт ожидаемой интегральной загрузки МКП-ФЭУ в FIT.....	126
3.4.2. Тестирование Planacon XP85112/A1-Q-ALD	128
3.4.3. Установка по исследованию старения МКП-ФЭУ	133
3.4.4. Наблюдение эффектов старения МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q	136
3.4.5. Обсуждение результатов	143
3.5. Заключение к главе 3	144
Глава 4. Окончательный проект детектора FIT	145
4.1. Характеристики макета черенковской подсистемы детектора FIT.....	145
4.2. Опыт использования тестового модуля FIT в составе ALICE	150
4.3. Устройство подсистем детектора.....	153
4.3.1. Подсистема T0+	154
4.3.2. Подсистема V0+.....	159
4.4. Заключение к главе 4	161
Заключение	163
Список сокращений и условных обозначений	165
Список иллюстраций.....	168
Список таблиц	182
Библиографический список	183
Приложение А. Спецификация МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q.....	198
Приложение Б. Спецификация МКП-ФЭУ Planacon XP85002/FIT-Q	200

Введение

Квантовая хромодинамика (КХД) является общепринятой теорией, описывающей сильное взаимодействие элементарных частиц. Данная теория вводит понятие «цветового заряда» и постулирует, что каждый кварк обладает одним из трёх его значений. Антикваркам, по аналогии, приписывается свой анти-цвет, а глюонам – одна из восьми комбинаций цвет-антицвет, инвариантных относительно вращений в цветовом пространстве. Комбинация трёх кварков разного цвета, а также двух кварков одного цвета и антицвета, придаёт результирующей частице (в первом случае – бариону, во втором – мезону) нейтральный цвет. Таким образом, введение цветовых зарядов напрямую не меняет свойства огромной номенклатуры составных частиц – адронов, однако позволяет избежать возможного нарушения принципа исключения Паули при описании их структуры.

Помимо упомянутых выше основных составляющих, КХД вводит ряд новых характерных явлений, например, эффект удержания кварков внутри адронов (конфайнмент), а также существование кварк-глюонной плазмы. Эффект конфайнмента заключается в невозможности выделить из адрона кварк в свободном состоянии – при воздействии огромных сил на отдельный кварк, например, в случае взаимодействия двух кварков в составе сталкивающихся протонов, разрыв глюонной связи между «вылетающим» кварком и остальными кварками протона породит дополнительную пару кварк-антикварк, которая компенсирует недостаток кварков в протоне и преобразует вылетевший кварк в мезон (т.н. механизм адронизации).

Кварк-глюонная плазма (КГП) – состояние материи при экстремально высоких значениях плотности и температуры, которое отличается асимптотической свободой кварков и глюонов. Асимптотическая свобода означает, что при очень малых расстояниях между кварками, сила взаимодействия падает настолько, что ей можно пренебречь. Данное состояние предшествовало образованию обычной материи и

имело место в первые микросекунды после Большого Взрыва [1]. По этой причине, изучение условий, необходимых для формирования КГП, а также её свойств, является важной частью исследования Вселенной и механизмов её развития.

Создание КГП в лабораторных условиях возможно в столкновениях тяжёлых ионов, ускоренных до релятивистских скоростей. Так, впервые, косвенные признаки образования КГП наблюдались в столкновениях ядер свинца с энергиями $\sqrt{s}=17$ ГэВ/нуклон в системе центра масс на ускорителе SPS в ЦЕРН [2] в рамках эксперимента NA49.

Позднее, на ускорителе RHIC в Брукхевенской Национальной лаборатории четыре крупных эксперимента – PHENIX, STAR, PHOBOS и BRAHMS – совместно наблюдали прямые признаки образования кварк-глюонной плазмы в столкновениях ядер золота с энергией $\sqrt{s}=200$ ГэВ/нуклон [3, 4, 5, 6]. Тогда же, впервые, были получены первые оценки вязкости КГП, позволившие отождествить её с практически идеальной жидкостью [7].

Результаты RHIC по исследованию КГП были подтверждены и дополнены экспериментом ALICE на Большом Адронном Коллайдере (Large Hadron Collider, LHC) в ЦЕРН при исследовании столкновений ядер свинца при беспрецедентно высоких энергиях $\sqrt{s}=2,76$ ТэВ/нуклон [8] и $\sqrt{s}=5,02$ ТэВ/нуклон [9].

Эксперимент ALICE посвящён, главным образом, изучению свойств кварк-глюонной плазмы, которую правильнее называть кварк-глюонной материей, в условиях экстремально высокой температуры и плотности энергии столкновений ионов свинца [10]. Кроме того, ALICE накапливает статистику в условиях протон-протонных и протон-свинцовых столкновений, дополняя исследования других крупных многофункциональных экспериментов на LHC (ATLAS, CMS) в области Стандартной модели и поиске Новой физики, а также используя данные о столкновениях более лёгких систем в качестве референсных.

На момент введения в эксплуатацию в 2008 году, эксперимент ALICE состоял из 18-ти различных детекторных систем, позволяющих всему эксперименту регистрировать и идентифицировать элементарные и составные частицы в

условиях крайне высокой множественности частиц, которыми характеризуются столкновения ядер свинца при энергиях, достижимых на ускорителе LHC (более 10 000 частиц / столкновение). Данное разнообразие регистрирующих систем включает следующие категории детекторов, большая часть из которых располагается внутри крупного соленоидального магнита L3 (по названию эксперимента, для которого он был оригинально изготовлен) [10]:

- трековые детекторы (ITS, TPC, TRD) для реконструкции вторичных вершин распада тяжёлых частиц, идентификации и отслеживания траектории низкоэнергичных частиц;
- PID-детекторы для идентификации частиц: TOF, HMPID и TRD, оптимизированные под частицы с различным углом вылета;
- электромагнитные калориметры (EMCal, DCal, PHOS) для регистрации нейтральных мезонов и гамма-квантов, рождаемых в ходе термоэмиссии или жёстких хромодинамических взаимодействий;
- Мюонный спектрометр для регистрации тяжёлых кварковых резонансов;
- Forward- и триггерные детекторы, основными из которых являются стартовый триггерный черенковский детектор T0, используемый также в качестве основного люминометра; триггерный сцинтилляционный детектор V0 (менее точный, чем T0, но покрывающий больший диапазон углов вылета); FMD для измерения множественности частиц с малыми углами вылета; ZDC для регистрации нуклонов с нулевым углом вылета и матрица сцинтилляторов ACORDE на поверхности магнита L3 для регистрации космических частиц.

Эксперимент ALICE успешно участвует в наборе данных в течение первого (RUN 1, 2009-2012) и второго (RUN 2, 2015-2018) сеансов работы LHC, однако, к началу третьего сеанса, планируется крупная модернизация эксперимента с целью адаптации основных детектирующих систем к повышению средней частоты столкновений (вплоть до 50 кГц в Pb-Pb режиме вместо нынешней ~ 1 кГц, и вплоть

до 1 МГц в p-p и p-Pb режимах), а также с целью обновления устаревших и выработавших свой ресурс компонентов.

Модернизация эксперимента предполагает полную замену полупроводникового трекового детектора ITS [11] и системы считывания газонаполненной время-проекционной камеры TPC [12], внедрение мюонного трекового детектора MFT для предельно малых азимутальных углов [13], а также замену совокупности триггерных forward-детекторов T0, V0 и FMD на единый детектор FIT (Fast Interaction Trigger) [14, 15].

FIT будет являться основным триггерным детектором и люминометром эксперимента ALICE, а также будет определять точный момент времени, множественность, центральность и плоскость реакции свинец-свинцовых столкновений в широком диапазоне псевдобыстрот. Для этого, к детектору FIT предъявляются жёсткие требования по временному разрешению: точность определения времени столкновения в режиме он-лайн должна быть не хуже $\sigma=50$ пс. Кроме того, эффективность регистрации заряженных частиц должна быть близкой к 100% в диапазоне псевдобыстрот, сопоставимым с диапазоном прежнего детектора V0 при временном разрешении не хуже $\sigma=250$ пс по всей площади детектора.

При этом, детектор должен быть работоспособен в течение как минимум семи лет в условиях следующих внешних ограничений:

- индукция магнитного поля вплоть до $B=0,5$ Т;
- поглощённая доза ионизирующего излучения вплоть до ~ 46 крад;
- флюенс адронов вплоть до $\sim 1,3 \cdot 10^{12}$ 1-МэВ- $n_{\text{экв}}/\text{см}^2$;
- частота импульсов – вплоть до 40 МГц;
- общая толщина с одной из сторон от точки взаимодействия – не более 92 мм.

Целью данной работы является подготовка рабочего проекта регистрирующей системы детектора FIT, включая выбор и детальное исследование физических характеристик нового фотодетектора, определение конфигурации рабочего вещества и оптической связи между ними. Такая система должна обеспечить

предельно высокое временное разрешение в условиях жёстких радиационных, электромагнитных и геометрических ограничений.

Для достижения данной цели **были решены следующие задачи:**

- Выбор и обоснование конфигурации детектора FIT и конструкции его подсистем;
- Выбор, модернизация и детальная характеристика фотоумножителей для использования в детекторе FIT;
- Экспериментальное исследование физических характеристик прототипов черенковской и сцинтилляционной подсистем детектора FIT и макета его регистрирующей системы на пучке ускорителя;
- Экспериментальное обоснование спецификации на параметры фотоумножителей, производимых серийно для применения в детекторе FIT и разработка методики их входного тестирования и характеристики.

Актуальность данной работы обоснована тем, что детектор FIT будет являться основным триггерным детектором эксперимента ALICE (после его модернизации в течение 2019-2020 годов), без которого невозможен корректный набор данных всего эксперимента. FIT также будет являться одним из немногих инструментов Большого Адронного Коллайдера для надёжного измерения светимости в режиме он-лайн в ходе третьего и четвёртого сеансов работы в 2021-2029 годах.

Научная новизна работы заключается в следующем:

- Разработана регистрирующая система уникального детектора FIT. Его черенковская подсистема T0+ отличается рекордно высоким временным разрешением среди всех прочих стартовых детекторов крупных ускорительных экспериментов: собственное временное разрешение модулей при регистрации одиночных заряженных частиц составляет 13 пс (сигма), при использовании штатной электроники – 33 пс;
- Совместно с производителем (Photonis USA Pennsylvania Inc.), разработана новая версия четырёхканального фотоумножителя на микроканальных

пластинах Planacon XR85002/FIT-Q, оптимизированная для прецизионных временных измерений в условиях высоких нагрузок;

- Впервые получен широкий спектр физических характеристик фотоумножителей семейства Planacon (XR85012/A1-Q, XR85002/FIT-Q), включая прецизионные временные параметры, время жизни, закономерности образования электрических и оптических наводок и поведение в условиях сильного магнитного поля при низких напряжениях питания;
- Впервые продемонстрировано радикальное влияние ALD-покрытия стенок микроканалов в МКП-ФЭУ семейства Planacon (в частности, XR85112/A1-Q-ALD) на уровень их токового насыщения и время восстановления;
- Впервые продемонстрирована возможность достижения 100% геометрической эффективности регистрации частиц черенковским детектором с твердотельным радиатором при сохранении высокого временного (лучше 50 пс) и амплитудного разрешения путём расположения детектора «спиной» к точке вылета регистрируемых частиц;
- Впервые измерены временные и амплитудные характеристики сцинтилляционного детектора со светосбором с помощью матрицы SiPM, распределённой в объёме рабочего вещества сцинтиллятора.

Практическая ценность работы состоит в создании рабочего проекта регистрирующей системы детектора FIT, который будет использоваться в составе модернизированного эксперимента ALICE по изучению свойств кварк-глюонной материи в течение третьего и четвёртого сеансов работы Большого Адронного Коллайдера. Кроме того, были разработаны и реализованы в прототипах детектора FIT нетипичные методики прямого светособирания для черенковских и сцинтилляционных детекторов, позволяющие обеспечить высокое временное и амплитудное разрешение при существенном превышении площади просматриваемой поверхности рабочего вещества над чувствительной площадью фотоприёмников. Разработанные методики могут быть применены в схожих

детекторных системах других ускорительных экспериментов с менее жёсткими радиационными, либо геометрическими ограничениями.

Кроме того, предложенная методика модернизации МКП-ФЭУ позволит адаптировать семейство фотоумножителей Planacon к прецизионным временным измерениям в условиях больших загрузок.

Достоверность и обоснованность результатов работы подтверждается долговременным и успешным функционированием прототипа детектора FIT в составе эксперимента ALICE, а также использованием для измерений современной высокоточной электроники и программного обеспечения, апробацией результатов на научных конференциях и семинарах, публикацией их в печати и сравнением с опубликованными результатами для систем сопоставимого функционального назначения и области применения.

Личный вклад соискателя: все основные результаты работы получены либо лично автором, либо при его определяющем и непосредственном участии, включая:

- все измеренные характеристики фотоэлектронных умножителей семейства Planacon и определение необходимости их модификации до версии XP85002/FIT-Q;
- разработку методики и экспериментальную демонстрацию возможности достижения 100% геометрической эффективности регистрации частиц черенковским детектором с твердотельным радиатором при сохранении высокого временного и амплитудного разрешения;
- измеренные на пучке ускорителя параметры прототипа черенковского модуля детектора FIT T0+ и создание ряда вспомогательных детекторов для проведения данных измерений;
- создание некоторых прототипов сцинтилляционных детекторов с нетипичной методикой светособирания и измерение их временных и амплитудных характеристик;
- разработку спецификации параметров МКП-ФЭУ, производимых серийно для непосредственного использования в детекторе FIT, а также разработку

методики входного тестирования и характеристики данных МКП-ФЭУ и создание специализированного экспериментального стенда.

Полученные экспериментальные результаты систематизированы в семи печатных трудах, основной и определяющий вклад в непосредственную подготовку которых внёс соискатель.

Положения, выносимые на защиту:

- Методика модернизации МКП-ФЭУ семейства Planacon до версии XR85002/FIT-Q и результаты исследования специфических характеристик данных фотоумножителей, включая временное и амплитудное разрешение, закономерности формирования наведённых оптических и электрических сигналов, пределы амплитудной и токовой линейности, а также результаты тестирования МКП-ФЭУ в условиях сильного магнитного поля (до 0,5 Тл);
- Измеренные характеристики макета регистрирующей системы детектора FIT на пучке ускорителя, включая обоснование выбора конфигурации модуля FIT T0+, типа фотоумножителя, оптической смазки, количества и размера черенковских радиаторов;
- Разработанная методика серийной характеристики и тестирования фотоумножителей на микроканальных пластинах для их непосредственного использования в детекторе FIT;
- Методика регистрации частиц с предельно высокой геометрической эффективностью с помощью черенковского детектора обратной конфигурации при сохранении высокого амплитудного и временного разрешения.
- Измеренные временные и амплитудные характеристики сцинтилляционных детекторов с нетипичной методикой светособирания, включая использование распределённой матрицы SiPM, инкорпорированных в тело сцинтиллятора, а также методику регистрации сцинтилляций в детекторах большой площади с помощью воздушного световода.

Апробация

Результаты исследований, положенные в основу диссертации, были представлены соискателем и обсуждались на следующих международных конференциях:

- 10th International Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (Москва, 29 июля – 4 августа 2018),
- 133rd LHCC meeting (Женева, 28 февраля 2018),
- International Conference on Particle Physics and Astrophysics (Москва, 10-14 октября 2016),
- Fundamental Research and Particle Physics (Москва, 18-20 февраля 2015),

а также в рамках следующих научных мероприятий:

- ALCE FIT Production Readiness Review (Женева, 18 июля 2018),
- Научный семинар Лаборатории Экспериментальной Ядерной Физики НИЯУ МИФИ (Москва, 28 ноября 2016),
- Научная сессия НИЯУ МИФИ (Москва, 22-26 декабря 2015).

Публикации

По материалам, представленным в диссертации, опубликованы десять работ в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК РФ и индексируемых базами данных Scopus и/или Web of Science [30, 118, 122, 131, 133-136, 141, 149].

Глава 1. Детектор FTT в составе модернизируемого эксперимента ALICE

Целью эксперимента ALICE является изучение свойств сильно взаимодействующей материи в условиях образования новой формы вещества – так называемой «кварк-глюонной плазмы» (КГП). Первые предложения по программе и устройстве эксперимента были сформулированы в 1993 году [16]. Образование КГП сопровождается рядом явлений, регистрация которых является основной задачей детекторных систем эксперимента. Разумно сгруппировать регистрируемые явления в следующие группы:

- Исследование **начальных условий**, в частности, числа столкнувшихся нуклонов, для определения плотности энергии столкновения;
- Изучение **кварк-глюонной материи** путём регистрации излучаемых ею тепловых фотонов, наблюдения за изменением сечения взаимодействия адронов с большим поперечным импульсом за счёт потерь энергии партонов в плазме, а также регистрации рождения J/ψ -мезонов как свидетельства деконфайнмента;
- Наблюдение **фазового перехода** благодаря флуктуациям множественности частиц, характерных для его начала, и повышенному выходу странных частиц в условиях высокой плотности S -кварков, возникающей из-за частичного восстановления киральной симметрии в плазме;
- Исследование **адронной материи** на основе соотношения числа частиц разных типов и их распределения по поперечному импульсу, также измерения радиуса вымораживания сгустков плотной и горячей материи из области столкновения (т.н. «файерболов») методами интерферометрии.

Успешное наблюдение описанных явлений требует тщательной регистрации и идентификации всех частиц-продуктов столкновений, а также не участвовавших во

взаимодействии частиц-наблюдателей. Эта задача была решена благодаря наличию в составе супердетектора ALICE широкого спектра детекторных систем, перечисленных во Введении.

Общий вид супердетектора ALICE представлен на рисунке 1.1. Он был введен в эксплуатацию в 2008 году [10] и принимал участие в наборе научных данных в ходе первого и второго сеансов работы LHC. Основные целевые научные результаты эксперимента были получены благодаря проведению измерений в условиях свинец-свинцовых столкновений в 2010 и 2011 годах при энергии $\sqrt{s}=2,76$ ТэВ/нуклон, а также в 2015 и в 2016 годах при энергии $\sqrt{s}=5,02$ ТэВ/нуклон. Кроме того, вдобавок к регулярным протон-протонным референсным сеансам, в 2012, 2013 и 2016 годах были проведены три специальных сеанса набора данных в условиях протон-свинцовых столкновений при энергиях 2,76 ... 8,16 ТэВ/нуклон в системе центра масс. На рисунке 1.2 схематично представлено расписание состоявшихся и будущих сеансов работы LHC [17].

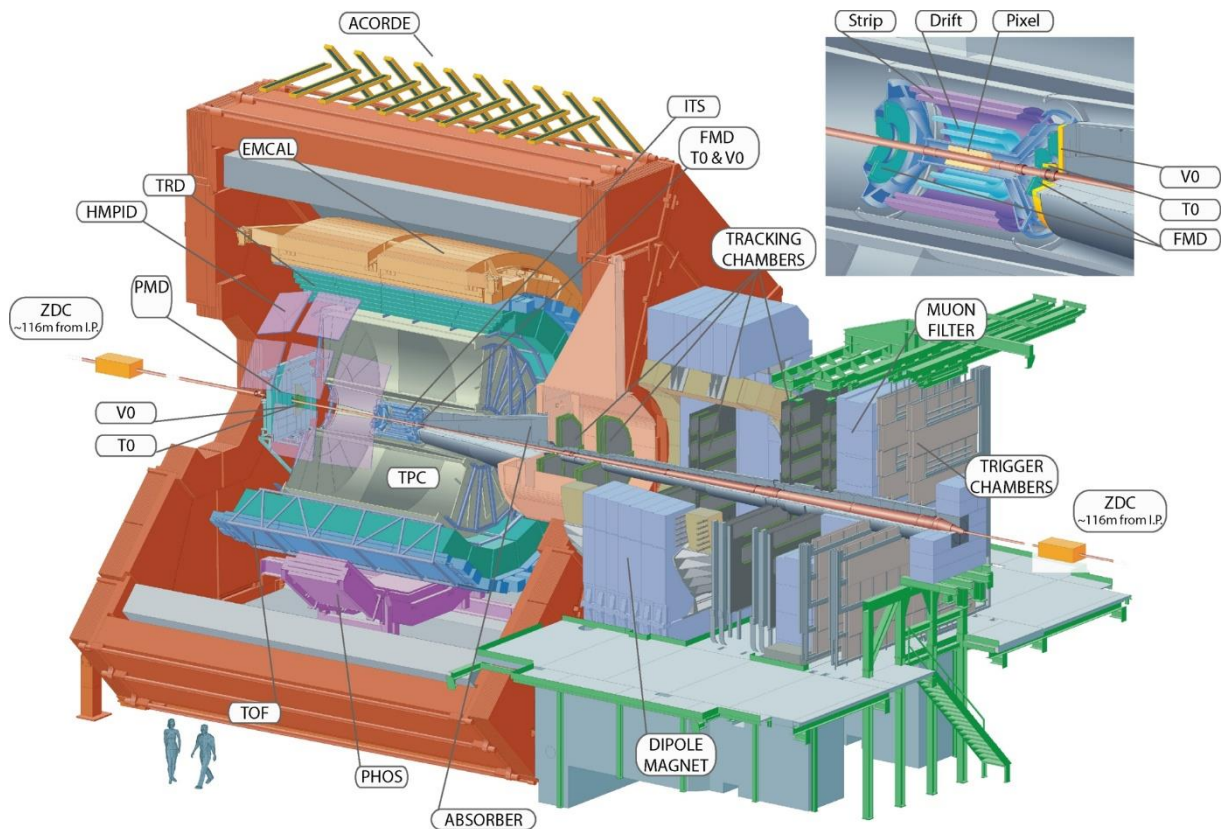


Рисунок 1.1. Схематичное изображение структуры супердетектора ALICE. Источник: [18].

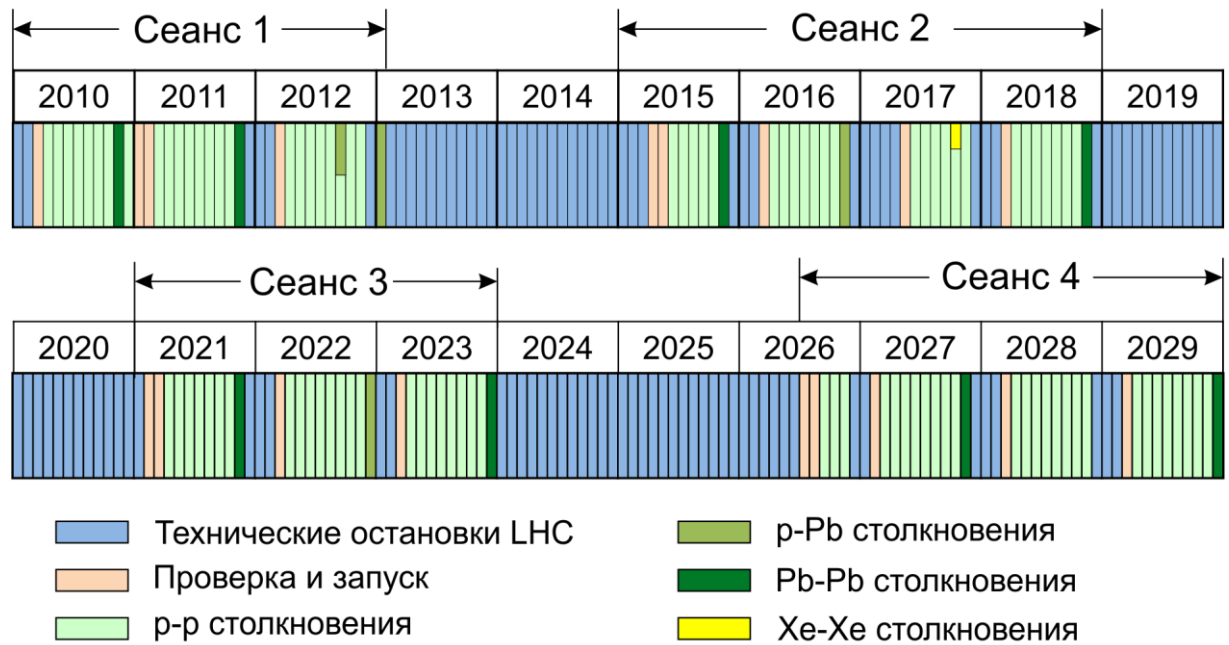


Рисунок 1.2. Расписание работы Большого Адронного Коллайдера в период с 2010 по 2030 годы. Источник: [17], адаптировано автором.

1.1. Основные научные результаты эксперимента ALICE

По состоянию на начало 2018 года, научные результаты работы эксперимента нашли своё отражение более чем в 130 публикациях [19]. Ниже представлен обзор наиболее важных из полученных результатов, с описанием методики их получения и участвующих детекторных систем.

1.1.1. Измерение множественности заряженных частиц при столкновениях с рекордно высокой энергией

Множественность заряжённых частиц в столкновениях напрямую связана с достигнутой плотностью энергии. Помимо ALICE, измерение множественности частиц в различных сталкивающихся системах проводилось в экспериментах на ускорителях SPS (SppS) и LEP в ЦЕРН, RHIC в BNL и TEVATRON в Лаборатории им. Э. Ферми (Фермилаб) при энергиях от 9 ГэВ до ~ 1 ТэВ в системе центра масс – критический обзор результатов данных экспериментов и их теоретического описания представлен в [20]. Как можно видеть из обзоров [20, 21], представленных до публикации первых научных результатов LHC, наилучшие из имевшихся к тому моменту теоретических моделей описания параметров столкновений высокоэнергичных адронов давали более чем двукратную разницу в

предсказаниях множественности частиц при энергиях с энергиями, характерными для LHC.

Для уточнения данных моделей коллаборацией ALICE были измерены зависимости множественности заряженных частиц от диапазона псевдобыстрот η и центральности Pb-Pb столкновений при энергиях $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ [22] и 5,02 ТэВ/нуклон [23] (псевдобыстрота η является показателем угла вылета частицы и определяется как $\eta = -\ln(\text{tg}(\theta/2))$, где θ – азимутальный угол вылета частицы). На рисунке 1.3 представлены совокупные результаты измерения множественности заряженных частиц в зависимости от энергии столкновения больших (ион-ионных, A-A) и малых (p-p, p-A) систем.

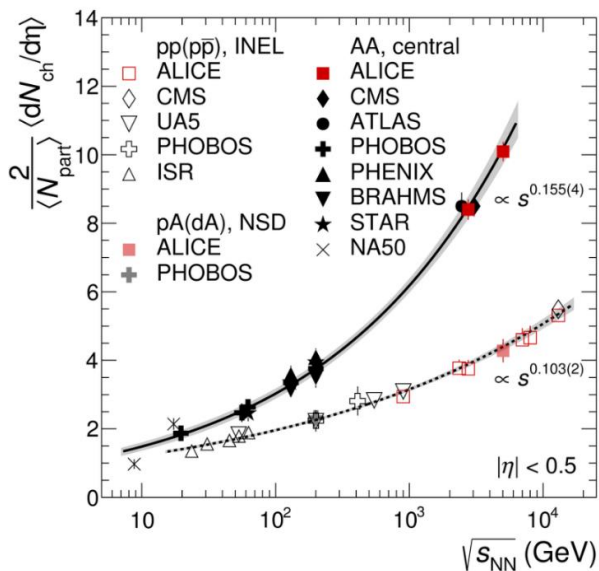


Рисунок 1.3. Множественность заряженных частиц на единицу псевдобыстроты, нормированная на число пар столкнувшихся нуклонов в зависимости от энергии столкновения p-p, p-A и A-A систем. Источник: [23].

На рис.1.4 представлены результаты, полученные исключительно в эксперименте ALICE по измерению псевдобыстротной плотности множественности заряженных частиц в зависимости от числа нуклонов-участников столкновений различного класса центральности [23]. На рисунке 1.5 эти же результаты сравниваются с рядом актуальных моделей, описывающих динамику столкновений релятивистских адронов.

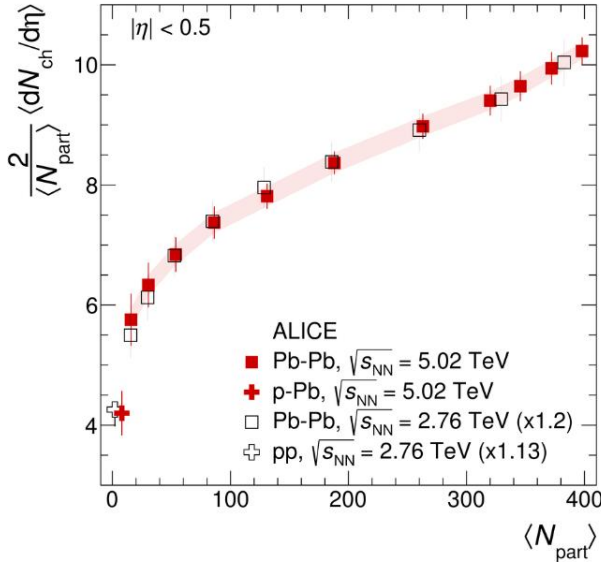


Рисунок 1.4. Множественность заряженных частиц на единицу псевдобыстроты, нормированная на число пар столкнувшихся нуклонов N_{part} в зависимости от N_{part} . Источник: [23].

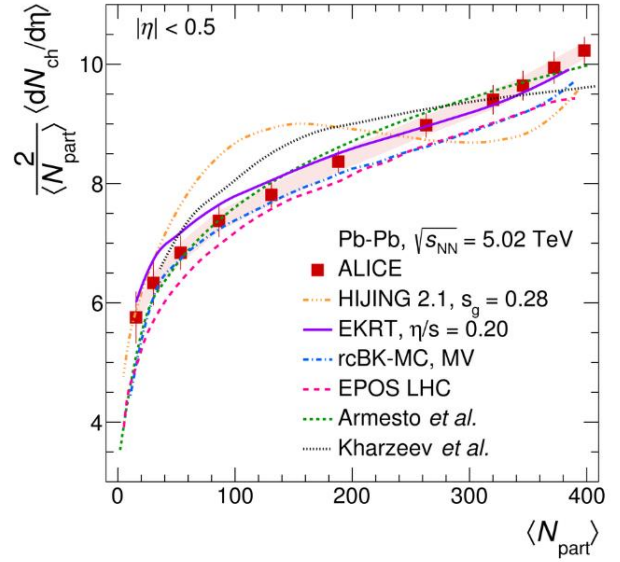


Рисунок 1.5. Сравнение зависимости, представленной на рис.1.4 с актуальными теоретическими моделями описания динамики столкновений релятивистских адронов. Источник: [23].

Достаточно хорошая точность измерения множественности позволяет исключить большинство теоретических моделей, предсказания которых представлены на рис.1.4. Это стало возможным благодаря использованию нескольких современных детектирующих систем для измерения множественности столкновений, а именно:

- Подсистемы SPD детектора ITS, представляющей собой два цилиндрических слоя кремниевых пиксельных детекторов (суммарно $\sim 10^7$ обратносмещённых кремниевых диодов), покрывающих диапазоны псевдобыстрот $|\eta| < 2,0$ (внутренний слой) и $|\eta| < 1,6$ (внешний слой). При этом, количество вещества каждого из слоёв детектора эквивалентно всего 1% радиационной длины.
- Двух сборок сцинтилляционных детекторов V0 с каждой стороны от точки взаимодействия, состоящих из модульных пластиковых сцинтилляторов со съёмом световых сигналов на вакуумные ФЭУ посредством спектросмещающих волокон. Сборки V0 покрывают диапазоны псевдобыстрот $2,8 < \eta < 5,1$ и $-3,7 < \eta < -1,7$, временное разрешение лучше 1 нс;

- Дополнительный анализ был проведён на основе данных нейтронных калориметров ZDC, которые располагаются в $\pm 112,5$ метрах от точки взаимодействия и регистрируют не участвовавшие в столкновении частицы с помощью черенковского света, генерируемого в кварцевых световодах после их взаимодействия с вольфрамовым конвертером.

1.1.2. Измерение вязкости кварк-глюонной плазмы

Одним из наиболее важных признаков рождения КГП является проявление коллективных эффектов материи в области столкновения, в частности – коллективных потоков. При столкновении двух тяжёлых ионов с ненулевым прицельным параметром (расстоянием между центрами ядер) область их перекрытия будет иметь вытянутую форму – см. рис.1.6. Взаимодействие между партонами-участниками так или иначе приведёт к эмиссии высокоэнергичных частиц, но в случае образования сгустка единой кварк-глюонной материи угловое (азимутальное) распределение частиц-продуктов столкновения будет неравномерным. Это связано с азимутальной анизотропией градиентов давления внутри сгустка, или, проще говоря, с тем, что в центре сгустка давление всегда максимально, а по краям всегда равно нулю, что вызывает несимметричные течения в расширяющемся сгустке в случае сплошного вещества (по законам гидродинамики), а не набора отдельных адронов.

Угловое распределение вылета частиц может быть разложено в ряд Фурье, второй (доминирующий) коэффициент v_2 которого характеризует эллиптический поток в среде (возможна также регистрация треугольного v_3 и квадрупольного v_4 потоков). Величина потока зависит от трения вещества (n/s), где n – сдвиговая вязкость, s – энтропия.

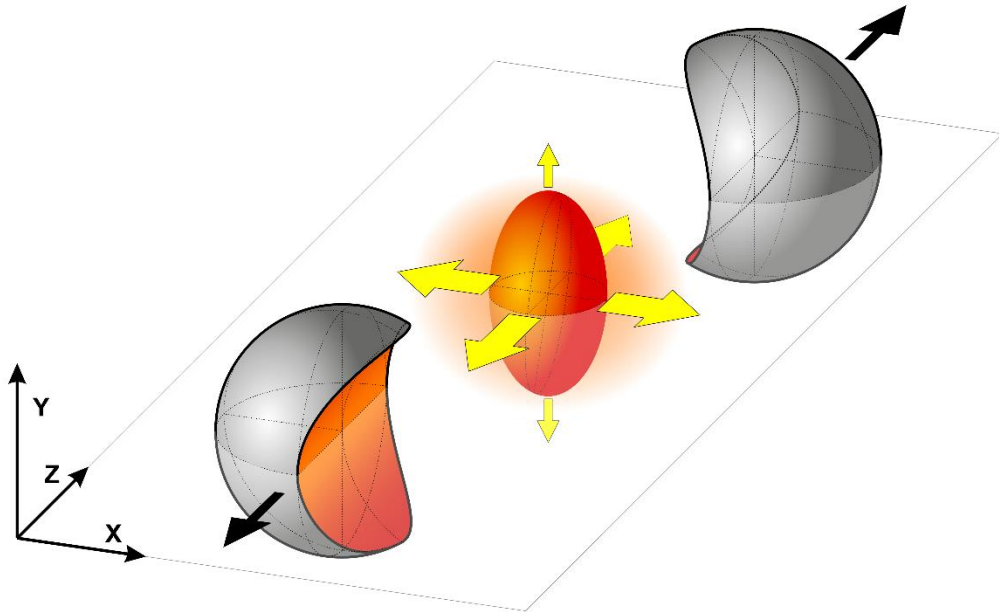


Рисунок 1.6. Схематическое изображение результата столкновения двух тяжёлых ионов. Иллюстрация автора.

Результаты эксперимента ALICE подтвердили наблюдения экспериментов RHIC о том, что трение вещества кварк-глюонной плазмы близко к величине $1/4\pi$, позволяющей отождествить КГП с практически идеальной жидкостью [24]. Кроме того, в эксперименте ALICE были впервые измерены коэффициенты эллиптического (v_2), треугольного (v_3) и квадрупольного (v_4) потоков заряженных частиц в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ на нуклон (см. рис.1.7), которые находятся в хорошем соответствии с предсказаниями моделей, основанных на гидродинамических закономерностях [24, 25].

Помимо детекторных подсистем, описанных в п.1.1.1, данные измерения задействовали для восстановления треков заряженных частиц большую газонаполненную время-проекционную камеру (TPC) со съёмом сигналов при помощи многопороволочных пропорциональных камер с пэдовой катодной структурой общей площадью $32,5 \text{ м}^2$ [10]. Большим преимуществом данной системы является её способность регистрировать одновременно до 10 000 треков частиц с координатным разрешением ~ 1 мм. Недостатком является ограниченная пропускная способность системы считывания (~ 1 кГц), вызванная

необходимостью предотвращения пространственного насыщения из-за обратного тока ионов из области умножения с помощью экранирующей сетки.

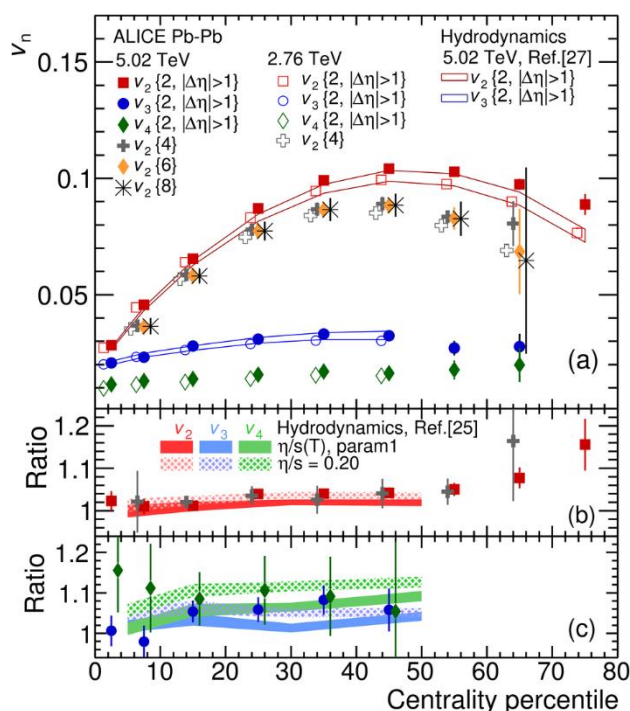


Рисунок 1.7. Коэффициенты анизотропных потоков v_2 , v_3 и v_4 , проинтегрированные в диапазоне поперечных импульсов от 0,2 до 5,0 ГэВ/с в зависимости от центральности события. Источник: [24].

1.1.3. Измерение температуры кварк-глюонной плазмы

Важными свидетелями эволюции состояния среды в области столкновения тяжёлых ионов являются прямые фотоны - они не связаны с распадами адронов, испускаются на всех этапах процесса столкновения и практически не взаимодействуют с образуемой средой [26]. Одной из их разновидностей являются тепловые фотоны, испускаемые горячей ядерной материей и несущие информацию о температуре, коллективных потоках и пространственно-временной эволюции среды (в основном, при поперечных импульсах $p_T \lesssim 4$ ГэВ/с) [27].

Регистрация прямых тепловых фотонов является важной задачей для изучения КГП и, в первую очередь, для измерения её температуры. С этой целью в ALICE используется фотонный спектрометр PHOS, способный регистрировать фотоны в диапазоне поперечных импульсов от 0,5 до 10 ГэВ/с с помощью кристаллов вольфрамата свинца в оптическом контакте с лавинными фотодиодами [28]. PHOS, по существу, является электромагнитным сцинтилляционным калориметром, основное рабочее вещество которого отличается высокой плотностью и малым

радиусом Мольер для достижения наилучшего энергетического и пространственного разрешения.

Помимо детектора PHOS, измерение прямых тепловых фотонов в ALICE может производиться путём регистрации треков образованных ими электрон-позитронных пар в диапазоне $|\eta| < 0.9$ детекторами ITS и TPC (описаны выше) с использованием время-пролётного детектора TOF для более точной идентификации частиц. Детектор TOF представляет собой цилиндрическую матрицу многозачорных резистивных плоских газонаполненных камер (MRPC) общей активной площадью 141 м^2 и имеет более чем 150 000 каналов считывания [10]. Использование двухсторонних пятизачорных MRPC обеспечивает возможность генерации сигналов о прохождении частиц с временным разрешением $\sim 80 \text{ пс}$ [29], которые используются в качестве сигналов СТОП при определении массы частиц по времени пролёта.

В качестве стартового сигнала, детектор TOF использует сигналы с триггерного черенковского детектора T0, которые могут отсутствовать в событиях с малой множественностью ввиду малого аксептанса детектора, либо использует собственную информацию о времени столкновения (возможно при одновременной регистрации трёх и более частиц) [29, 30]. Детектор T0 состоит из двух кольцевых матриц черенковских счётчиков с обеих сторон от точки взаимодействия, основанных на кварцевых радиаторах со съёмом световых сигналов с помощью вакуумных фотоумножителей с сетчатыми динодами. T0 определяет точное время столкновения путём измерения разницы во времени регистрации частиц двумя плечами детектора. Временное разрешение детектора T0 составляет 25-40 пс в зависимости от условий столкновения [31]: помимо выработки стартового сигнала для TOF, детектор вырабатывает также триггерные сигналы нулевого уровня и является основным измерителем светимости LHC в ALICE. Более подробно устройство детектора T0 будет описано ниже.

Совместная работа описанных выше детекторных систем позволила измерить спектр прямых фотонов в ALICE при столкновении ионов свинца при энергии 2,76

ТэВ/нуклон с системе центра масс – результаты представлены на рис. 1.8. На рис. 1.9 представлено сравнение спектра прямых фотонов, полученного в эксперименте PHENIX при $\sqrt{s_{NN}}=0,2$ ТэВ и в эксперименте ALICE при $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ ТэВ. Заметно $2,6 \sigma$ превышение последнего в диапазоне малых поперечных импульсов, что связано с вкладом прямых тепловых фотонов. Полученные данные позволили утверждать, что в эксперименте ALICE была получена кварк-глюонная материя температурой ~ 300 МэВ ($5,5 \cdot 10^{12}$ К), что является самой высокой температурой, когда-либо зарегистрированной на Земле [27].

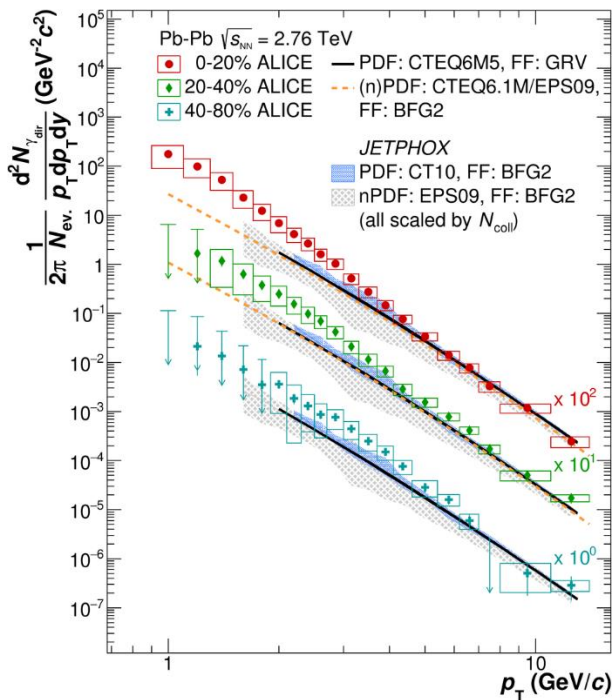


Рисунок 1.8. Спектр прямых фотонов в ALICE в трёх классах центральности при столкновении ионов свинца при энергии 2,76 ТэВ/нуклон. Источник: [27].

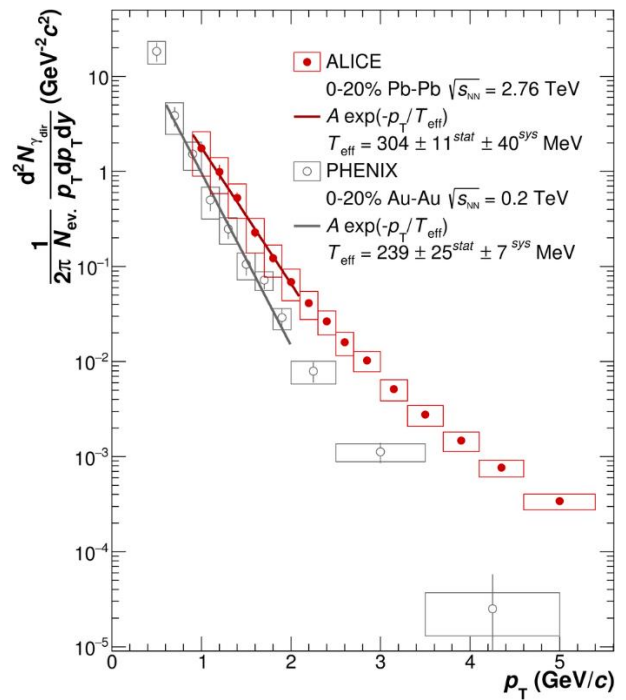


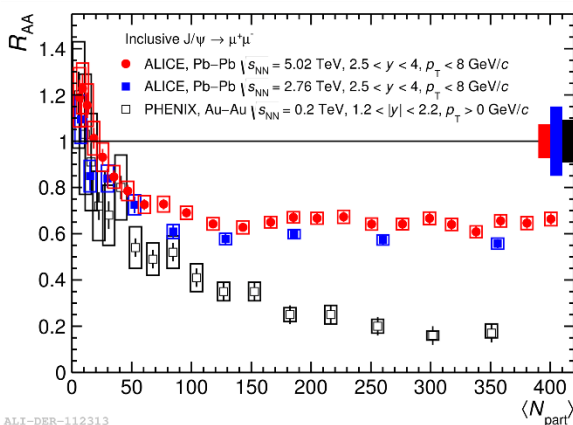
Рисунок 1.9. Спектр прямых фотонов для наиболее центральных событий в экспериментах ALICE и PHENIX при низких значениях поперечного импульса. Источник: [27].

1.1.4. Изменение выхода кваркония

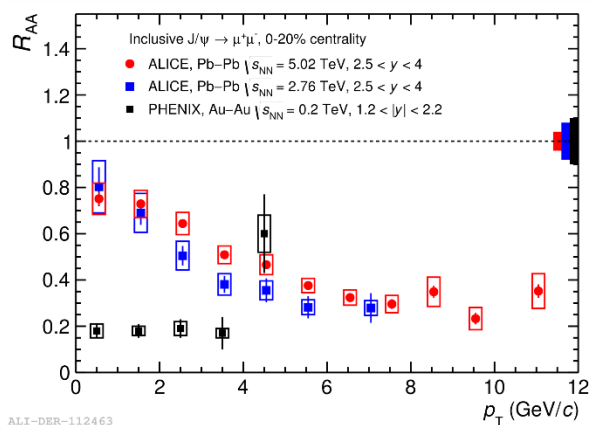
Кварконий – это пара тяжёлого кварка и его антикварка в связанном состоянии. Существующими разновидностями кваркония являются чармоний ($c\bar{c}$) и боттомоний ($b\bar{b}$). Важность изучения их рождения при исследовании свойств горячей ядерной материи была отмечена Т. Matsui и Н. Satz в 1986 г. – согласно

[32], за счёт наличия высокой плотности свободных цветовых зарядов в условиях КГП, между s и \bar{s} кварками может возникать экранировка, препятствующая образованию их связанных состояний. Таким образом, одним из признаков образования кварк-глюонной материи может быть подавление выхода чармония. Данный эффект был зарегистрирован в столкновениях ионов свинца и ионов индия на ускорителе SPS при $\sqrt{s_{NN}}=17,2$ ТэВ [33, 34], и в столкновениях ионов золота на ускорителе RHIC при $\sqrt{s_{NN}}=200$ ТэВ [35, 36], а также был подробно исследован экспериментом ALICE.

Согласно первичным представлениям о подавлении выхода кваркония в КГП [32], данный эффект должен был только усиливаться с повышением температуры КГП. Однако, результаты эксперимента ALICE при энергиях столкновения $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ ТэВ [37] и $\sqrt{s_{NN}}=5,02$ ТэВ [38] и их сравнение с прежними результатами при более низких энергиях, проявили иной характер зависимости изменения выхода кваркония от температуры КГП. Так, подавление выхода чармония при $\sqrt{s_{NN}}=5,02$ ТэВ оказалось более слабым, чем при $\sqrt{s_{NN}}=200$ ТэВ на RHIC, несмотря на гораздо более высокую энергию столкновения, и, соответственно, температуру КГП. Разница эффектов была наиболее выражена для центральных столкновений (см. рис.1.10 - 1.11)



ALI-DER-112313



ALI-DER-112463

Рисунок 1.10. Зависимость фактора ядерной модификации R_{AA} инклюзивного рождения J/ψ от (отношение выхода J/ψ в Pb-Pb

Рисунок 1.11. Зависимость фактора ядерной модификации R_{AA} инклюзивного рождения J/ψ от

столкновениях к поперечного импульса. Источник: масштабированному выходу в p-p [39].
 столкновениях) от центральности столкновения. Источник: [39].

Обнаруженный характер зависимости может быть объяснён регенерацией J/ψ путём рекомбинации с и \bar{c} кварков при деконфайнменте и/или при адронизации после падения температуры системы ниже критической [38]. Это связано с увеличением относительного количества с и \bar{c} кварков при увеличении энергии столкновения, в особенности для малых поперечных импульсов.

Возможность проведения данных измерений в эксперименте ALICE была, главным образом, определена наличием в его составе Мюонного спектрометра для регистрации продуктов распада J/ψ -мезонов в димюонном ($\mu^+\mu^-$) канале. Мюонный спектрометр [40] включает в себя передний абсорбер конической формы длиной 4,1 м, изготовленный из углерода, бетона и стали, для подавления адронов и гамма-квантов в аксептансе мюонного спектрометра ($2.5 \leq \eta \leq 4$). Основная детектирующая система расположена внутри и вокруг крупного дипольного магнита (интегральное поле ~ 3 Тл*м), предназначена для регистрации мюонов и определения их импульса и состоит из пяти плоскостей многопроволочных пропорциональных камер с сегментированным катодом общей площадью ~ 100 м² и $\sim 10^6$ каналов считывания. Координатное разрешение ~ 100 мкм в плоскости YZ и ~ 1 мм в плоскости XZ позволило достичь разрешения ~ 100 MeV/c² в области масс резонансов J/ψ -мезонов.

Для селекции мюонов, связанных с распадом J/ψ -мезонов, в Мюонном спектрометре используются две триггерные станции, расположенные после железного фильтра толщиной 1,2 м, предназначенного для поглощения вторичных адронов и низкоэнергичных мюонов. Триггерные станции имеют временное разрешение ~ 1 нс и представляют из себя четыре плоскости из 18-ти резистивных плоских газонаполненных камер, работающих в стриммерном режиме.

Кроме того, регистрация J/ψ -мезонов в ALICE подразумевает использование пиксельного детектора SPD для восстановления вершины, V0 для генерации триггера на события с минимальным перекрытием (minimum bias) и для определения центральности, а также T0 для определения светимости в p-p режиме.

1.1.5. Признаки образования КГП в малых системах

В 2013 году была обнаружена неожиданная форма угловых корреляций частиц в протон-свинцовых столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ ТэВ [41, 42]. Данный эффект выражается в двугорбой зависимости попарной разности распределения выхода частиц по радиальному углу при равномерной зависимости по азимутальному углу. Это становится заметным при вычитании данных зависимостей, полученных для событий с минимальной (60-100%) множественностью из событий с максимальной (0-20%) множественностью (рис.1.12). Разность зависимостей представляет из себя два хребта в π радианах друг от друга по оси разностей радиальных углов.

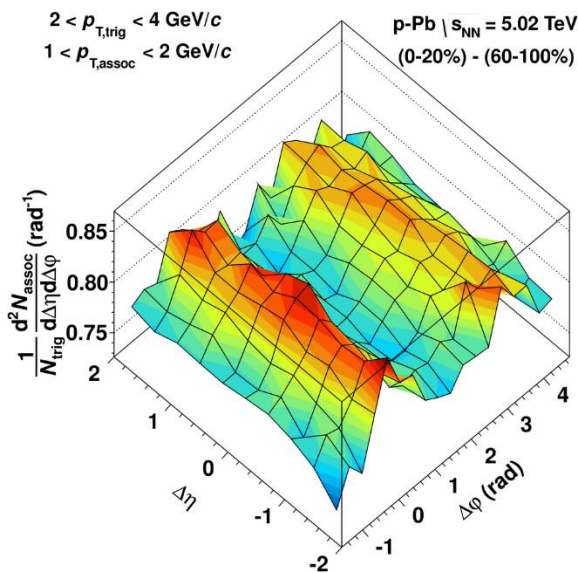


Рисунок 1.12. Выход заряженных ассоциированных частиц с $1 < p_T < 2$ ГэВ/с относительно триггерных с $2 < p_T < 4$ ГэВ/с в p-Pb столкновениях с $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ ТэВ (данные по событиям класса множественности 0-20% за вычетом событий класса 60-100%). Источник: [41].

Данный эффект типичен для Pb-Pb столкновений и связан с проявлением коллективных эффектов при образовании КГП, однако он не имеет чёткого описания существующими теоретическими моделями в случае столкновения малых систем (p-p, p-A), образование КГП в которых не ожидается [41]. Однако, нельзя не отметить, что данные структуры можно частично описать с применением модели Конденсата цветового стекла [43], либо гидродинамической модели [44].

Ещё один, более очевидный признак рождения КГП в малых системах был обнаружен коллаборацией ALICE в 2017 году. Речь идёт о наблюдении повышенного выхода адронов, содержащих S-кварк, не только в Pb-Pb столкновениях, но и в p-p столкновениях при энергии $\sqrt{S}=7$ ТэВ.

Одним из первых сформулированных признаков образования КГП является повышенный выход странных частиц [45, 46] благодаря высокой концентрации и малой массе странных кварков в условиях КГП. Этот эффект неоднократно наблюдался в столкновениях тяжёлых ионов, в том числе – экспериментом ALICE при столкновениях ионов свинца с энергией $\sqrt{S_{NN}}=2,76$ ТэВ [46], и может быть описан в рамках теоретических моделей, основанных на релятивистской гидродинамике. В протон-протонных столкновениях повышенный выход странных частиц наблюдался в событиях с высокой множественностью при анализе в среднем диапазоне быстрот ($|y|<0.5$) - результаты представлены на рис.1.13 относительно выхода пи-мезонов [47].

Полученные результаты не могут быть удовлетворительно предсказаны ни одной из существующих теоретических моделей для описания протон-протонных столкновений. В то же время, измеренные зависимости выхода странных частиц (в частности, зависимость от множественности) схожи с аналогичными зависимостями, полученными в Pb-Pb столкновениях [47], что является ещё одним намёком на возможность образования КГП в малых системах. Прояснение этого вопроса требует дальнейшего подробного исследования столкновений малых систем с ещё большей множественностью.

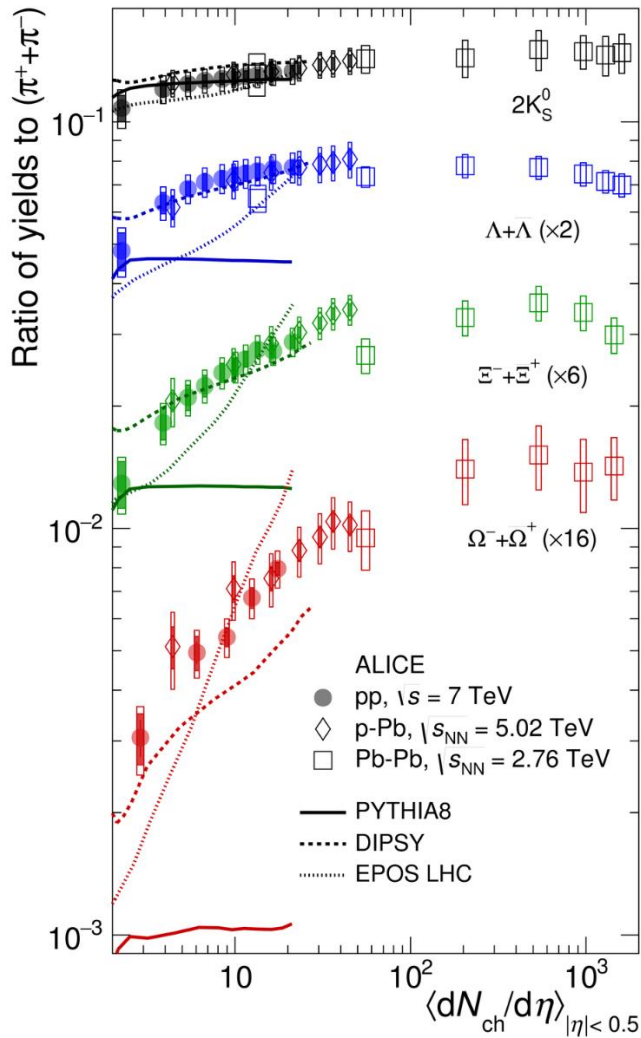


Рисунок 1.13. Отношение выхода барионов к π -мезонам (интегрировано по p_T) в p-p столкновениях в зависимости от плотности распределения частиц по псевдобыстроте при средних быстротах ($|\eta| < 0,5$) в сравнении с расчётами теоретических моделей и результатами для p-Pb и Pb-Pb столкновений. Источник: [47]

1.2. Мотивация и проект модернизации эксперимента ALICE

Несмотря на множество физических результатов, полученных за время первого и второго сеансов работы ЛНС, ряд фундаментальных вопросов в области сильных взаимодействий всё ещё требует своего прояснения, в частности, уточнение механизма партон-адронного перехода, а также прояснение природы конфайнмента и ядерной материи при высоких значения температуры. Для прояснения этих и других вопросов, эксперимент ALICE продолжит проводить измерения в третьем и четвёртом сеансе работы ЛНС в условиях повышенной светимости столкновений.

Основными научными задачами эксперимента ALICE будут являться [48]:

- Изучение термализации партонов в КГП, в частности – тяжёлых c- и b- кварков;
- Исследование распада кваркония в области малых импульсов, а также механизмов и условий его регенерации;

- Исследование рождения тепловых фотонов и лёгких дилептонов, излучаемых КГП для уточнения её начальной температуры и уравнения состояния;
- Изучение механизмов потерь энергии партонами в среде для измерения плотности КГП путём определения структуры адронных струй, взаимных корреляций двух адронных струй, адронных струй и других высокоэнергичных частиц, а также рождение тяжёлых частиц в струях;
- Изучение экзотических ядерных состояний и рождения лёгких ядер и анти-ядер.

Для успешного решения представленных задач за разумное время, требуется проведение более точных измерений, особенно в области малых p_T , при существенно более высокой частоте регистрируемых столкновений. Модернизация инжекторов ЛНС, запланированная на 2019-2020 годы [49], позволит увеличить среднюю частоту столкновений ионов свинца до ~ 50 кГц (соответствует мгновенной светимости $L=6 \cdot 10^{27}$ см⁻²с⁻¹) при энергии $\sqrt{s_{NN}}=5.5$ TeV. В случае соответствия минимальной пропускной способности всех критических подсистем эксперимента данной величине, становится возможным набор интегральной светимости $L_{int} = 13$ нб⁻¹ в течение третьего и четвёртого сеансов работы ЛНС, достаточной для прецизионного исследования перечисленных выше явлений [48]. Более подробно, предложенный сценарий набора данных экспериментом ALICE представлен в таблице 1.1.

Year	System	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	L_{int}		$N_{collisions}$
			pp: (pb ⁻¹)	p-Pb: (nb ⁻¹) Pb-Pb: (nb ⁻¹)	
2020	pp	14	0.4		$2.7 \cdot 10^{10}$
	Pb-Pb	5.5	2.85		$2.3 \cdot 10^{10}$
2021	pp	14	0.4		$2.7 \cdot 10^{10}$
	Pb-Pb	5.5	2.85		$2.3 \cdot 10^{10}$
2022	pp	14	0.4		$2.7 \cdot 10^{10}$
	pp	5.5	6		$4 \cdot 10^{11}$
2025	pp	14	0.4		$2.7 \cdot 10^{10}$
	Pb-Pb	5.5	2.85		$2.3 \cdot 10^{10}$
2026	pp	14	0.4		$2.7 \cdot 10^{10}$
	Pb-Pb	5.5	1.4		$1.1 \cdot 10^{10}$
	p-Pb	8.8	50		10^{11}
2027	pp	14	0.4		$2.7 \cdot 10^{10}$
	Pb-Pb	5.5	2.85		$2.3 \cdot 10^{10}$

Таблица 1.1. Предложенный сценарий набора данных экспериментом ALICE в течение третьего и четвертого сеансов работы ЛНС с указанием сталкивающихся систем, энергии частиц, интегральной светимости и числа столкновений (по состоянию на 2015 г.). Источник: [50].

Однако, пропускная способность некоторых критических подсистем эксперимента ALICE в нынешнем его состоянии недостаточна – в частности, максимальная частота съёма сигналов с ТРС составляет не более ~ 3 кГц [51] (типичное значение ~ 1 кГц). Кроме того, используемые методики отбора событий для запуска системы считывания плохо адаптированы для подробного исследования событий, в которых преобладают частицы с минимальными поперечными импульсами.

Для решения указанных проблем на 2019-2020 годы запланировано проведение крупной модернизации эксперимента ALICE, включая полную замену некоторых её критических подсистем [48]. Ниже перечислены основные изменения, которые подразумевает программа модернизации эксперимента:

- Установка новой внутренней трековой системы ITS [11];

ITS состоит из семи слоёв кремниевых пиксельных детекторов, изготовленных по КМОП-технологии (см. рис.1.14). Внутренний слой будет иметь диаметр всего 23 мм (вместо 39 мм в прежнем ITS), пространственное разрешение 5 мкм x 5 мкм (вместо прежних 12 мкм x 100 мкм) и полное количество вещества всего 0,3% X_0 (вместо прежних 1,14%), что позволит в 3-5 раз улучшить точность определения прицельного параметра [52] и импульсов частиц в малых углах вылета. Кроме того, считывающая электроника на основе чипов ALPIDE [52] позволит регистрировать свинец-свинцовые столкновения с частотой до 100 кГц (вместо прежнего 1 кГц).

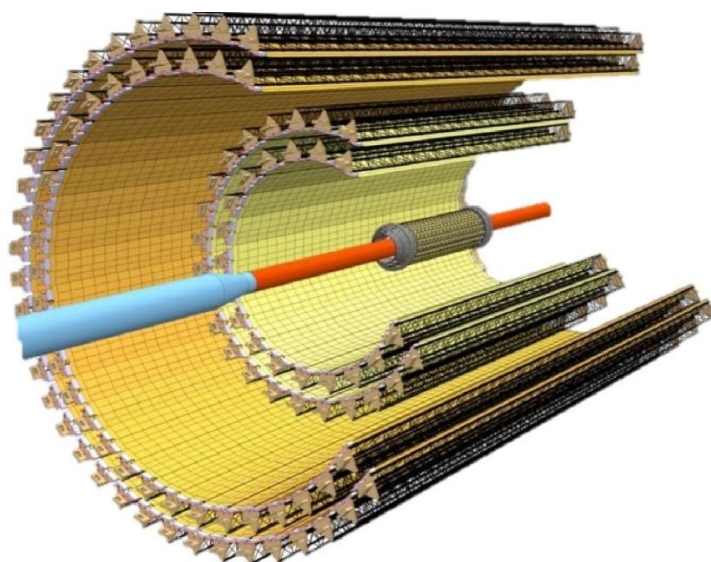


Рисунок 1.14. Схематичное изображение нового детектора ITS для модернизированного эксперимента ALICE. Источник: [11]

- Замена системы считывания сигналов время-проекционной камеры ТРС [12];

Как было сказано выше, пропускная способность прежней считывающей системы детектора TOF, основанной на многопроволочных пропорциональных камерах с пэдovým съёмом сигналов, в Pb-Pb режиме составляла ~ 1 кГц из-за ограничений, связанных с блокировкой обратного ионного тока. Новая система считывания ТРС будет основана на сборках газовых электронных умножителей (Gas Electron Multiplier, GEM), подавление обратного ионного тока в которых будет происходить за счёт использования сборок GEM с различным расположением пор – см. рис.1.15.

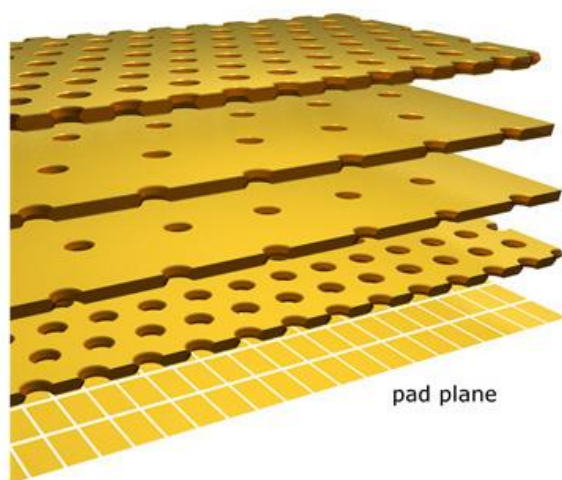


Рисунок 1.15. Схематичное изображение сборки из четырёх газовых электронных умножителей и анодной плоскости для использования в качестве модернизированной системы считывания детектора ТРС. Источник: [53]

Совместно с использованием специальной микросхемы SAMPA [54] для первичной обработки и оцифровки сигналов, обновлённая система считывания ТРС будет иметь $\sim 500\,000$ регистрирующих каналов и обеспечит возможность

бестриггерного считывания сигналов в Pb-Pb режиме при частоте столкновений до 50 кГц [55].

- Установка нового мюонного трекера MFT (Muon Forward Tracker) [13];

Введение нового трекера мюонов в области близких к нулю поперечных импульсов позволит определять первичные и вторичные вершины с гораздо большей точностью, чем при использовании существующего Мюонного спектрометра. К основным научным целям внедрения нового детектора относится исследование динамики диссоциации и регенерации чармония (см. пункт 1.1.4), наблюдение термализации тяжёлых кварков в среде путём измерения эллиптических потоков s - и b - кварков (см. пункт 1.1.2), исследование фазового перехода КХД через регистрацию теплового излучения КПП, и пр. [13].

Для этого MFT должен обеспечить заявленное пространственное разрешение определения вторичной вершины не хуже 170 мкм [56]. В результате, например, станет возможным чёткое разделение вершин от мюонных распадов D - и B - мезонов, вторичные вершины которых могут отстоять от первичной на 150 мкм и 500 мкм соответственно [13]. Поставленные задачи планируется решить внедрением MFT в промежутке между торцом детектора ITS и мюонным абсорбером. Проект детектора основан на пяти двусторонних дисковых массивах кремниевых пиксельных детекторов с характерным размером 28×28 мкм², общей площадью 0,4 м² (см. рис.1.16), и покрывающих диапазон псевдобыстрот $-3.6 < \eta < -2.45$. Съём сигналов будет осуществляться с помощью микросхем серии ALPIDE, разработанных, главным образом, для применения в обновлённом детекторе ITS (см. выше).

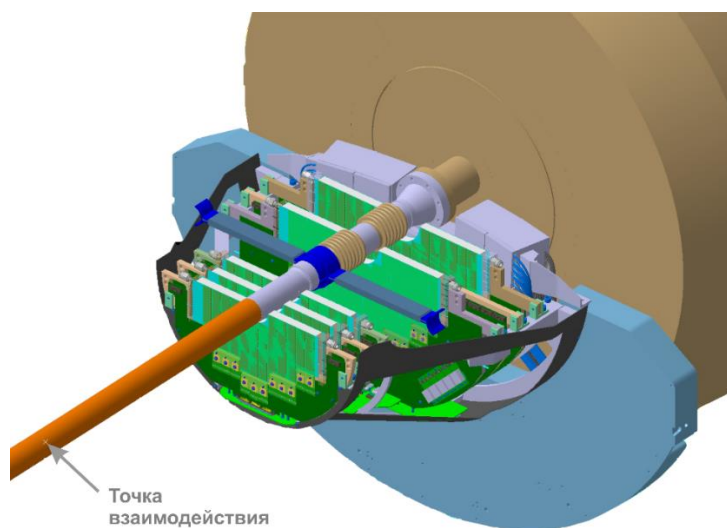


Рисунок 1.16. Схематичное изображение детектора MFT в составе модернизированного эксперимента ALICE. Характерный габаритный размер детектора ~30 см. Источник: [57]

- Замена триггерных и форвард-детекторов T0, V0 и FMD на единый многофункциональный детектор FIT [14, 15];

Модернизированный эксперимент ALICE требует наличия продвинутого триггерного детектора с комбинацией наилучших параметров прежних подсистем T0 и V0 (см. п.1.1.1 - 1.1.3) в условиях ограниченного пространства вдоль оси ионопровода из-за внедрения детектора MFT. Такой системой будет являться детектор FIT (Fast Interaction Trigger, триггер быстрого взаимодействия), разработке которого посвящена данная работа. Подробное описание окончательного проекта детектора FIT представлено в главе 4.

- Модификация считывающей электроники большинства остальных подсистем [14, 48];

Некоторые изменения внедрены в считывающую электронику большинства подсистем, в основном, для их адаптации к новой средней частоте столкновений – 50 кГц в режиме Pb-Pb, и 0,2-1,0 МГц в p-p и p-Pb режимах [48]: крупные изменения коснутся считывающей электроники TRD, TOF, PHOS и Мюонного спектрометра.

- Внедрение новой архитектуры системы формирования триггера, считывания и анализа данных со всего эксперимента [50].

Новая архитектура системы формирования триггера, считывания и анализа данных позволит передавать и обрабатывать полный поток данных при регистрации столкновений ионов свинца с частотой 50 кГц и других систем с частотой 200 кГц. Сигналы для запуска системы считывания будут формироваться на основе единого

триггерного детектора (FIT) [14]. Центральный триггерный процессор (СТР) будет формировать дополнительные, более поздние триггерные сигналы для отсеечения излишней информации о фоновых взаимодействиях, а также полезные в случае калибровки и подготовки детекторов эксперимента в начале набора данных (см. табл.1.2).

Таблица 1.2. Вклад различных детекторных систем ALICE в формирование триггерных сигналов различного уровня. Источник: [14], адаптировано автором.

Уровень триггерного сигнала	Задержка до входа на СТР, нс	Задержка до выхода с СТР, нс	Детекторы – источники сигнала
LM	425	525	FIT
L0	1200	1300	ACO, EMC, PHO, TOF, ZDC
L1	6100	6200	EMC, ZDC

1.3. Задачи и внешние ограничения для детектора FIT

С начала работы эксперимента ALICE в 2010-м году, в нём используются несколько независимых детекторов в диапазоне малых азимутальных углов (форвард-детекторов), а именно T0, V0 и FMD (рис.1.17) – описание их структуры представлено в п.1.1. Функциональное предназначение этих детекторов частично перекрывается: T0 используется в качестве основного триггерного детектора, стартового детектора для TOF, люминометра и он-лайн триггера по множественности в Pb-Pb столкновениях ($4.6 < \eta < 4.9$, $-3.3 < \eta < -3.0$); V0 используется для выработки он-лайн триггера по центральности и режекции фона для Мюонного спектрометра ($2.8 < \eta < 5.1$, $-3.7 < \eta < -1.7$); FMD – для точной офф-лайн информации о множественности частиц в диапазонах $-3.5 < \eta < -1.8$ и $1.8 < \eta < 5$.

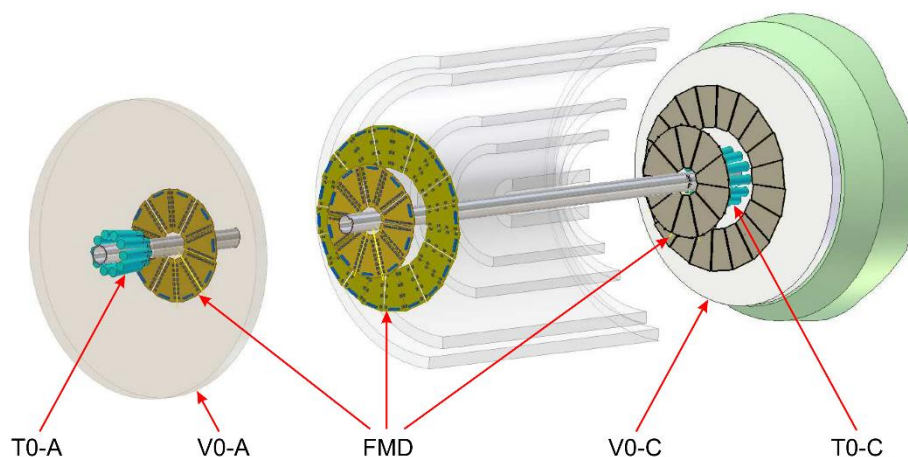


Рисунок 1.17.
Расположение
форвард-детекторов
эксперимента
ALICE в период
2010-2018 гг.
Источник: [58].

Функциональное перекрытие предназначения трёх независимых систем предусмотрено для технической подстраховки и для возможности взаимных проверок правильности процедур анализа данных [58]. Также, интересно отметить, что первые проекты эксперимента ALICE предусматривали создание лишь одного форвард-детектора, предназначенного для решения всех перечисленных задач, и использующего сборки крупных микроканальных пластин (МКП) с мультипэдовым анодом внутри единой вакуумной камеры [58, 59], однако техническая сложность и высокая стоимость реализации подобной системы привели к выбору варианта с несколькими детекторами, основанными на различных технологиях.

Модернизация эксперимента ALICE в 2019-2020 гг. предусматривает замену детекторов T0, V0 и FMD на многофункциональный детектор FIT (Fast Interaction Trigger, триггер быстрого взаимодействия). Это связано с рядом причин:

- Выработка ресурса работы прежних детекторов (в основном, из-за старения фотокатодов и постепенного нарушения вакуума ФЭУ, радиационного старения световодов, и т.д.);
- Внедрение нового детектора MFT на место нынешних детекторов T0 и V0, которое оставляет не более 10 см вдоль оси Z для расположения детектора FIT-C;
- Необходимость создания единой считывающей электроники, адаптированной к обновлённой системе съёма данных эксперимента;

- Необходимость улучшения временного разрешения в широком диапазоне псевдобыстрот (сопоставимого с покрытием прежнего V0) до ~ 200 пс, и пр.

На новый детектор FIT будут возложены следующие технические и физические задачи:

- Генерирование триггерного сигнала

Наиболее ранний и точный среди всех подсистем ALICE триггерный сигнал должен быть сформирован детектором FIT и передан на центральный триггерный процессор (СТР – Central Trigger Processor) менее, чем через 425 нс после столкновения (с учётом ~ 200 нс времени передачи сигнала по ~ 40 м кабелям) при условии попадания вершины взаимодействия в ожидаемый пространственный интервал для столкновения длиной 3 см вдоль оси Z. Это требует от каждого плеча детектора работы с временным разрешением лучше 50 пс и возможностью зарегистрировать пару частиц и сформировать триггерный сигнал менее, чем за 225 нс.

Кроме того, детектор должен быть способен формировать триггерные сигналы для различных классов центральности (центральные, полуженральные, с минимальным перекрытием), а также отсекаать события, связанные с электромагнитным взаимодействием ионов свинца и взаимодействием пучков с остаточными газами и материалами ионопровода.

- Измерение точного времени взаимодействия

Как было описано в п.1.1.3, оффлайн идентификация частиц по времени пролёта с помощью детектора TOF требует наличия стартового сигнала, сформированного с точностью лучше 50 пс, что является одной из задач детектора FIT.

- Измерение множественности столкновений

Измерение множественности каждого события необходимо для точного определения центральности столкновений в режиме оффлайн. Также, данные детектора FIT будут использоваться для определения плоскости реакции в режиме Pb-Pb.

- Измерение светимости LHC

Результаты измерения светимости должны передаваться в режиме онлайн в центральные системы управления LHC, а также будут использованы экспериментом ALICE в качестве ключевого нормировочного параметра во всех исследованиях, использующих величины сечения взаимодействия.

В качестве основных ограничений на работу детектора FIT выступают следующие внешние факторы:

- Необходимость работы в условиях сильного магнитного поля соленоидального магнита L3 (типичное значение индукции $B = 0,5$ Тл, или менее);
- Плохая радиационная обстановка в области детектора: согласно актуальным моделированиям методом Монте-Карло, за время работы детектор может быть подвержен поглощённой дозе 46 крад, флюенсу адронов вплоть до $1,3 \cdot 10^{12}$ 1-МэВ- $n_{\text{экв}}/\text{см}^2$, и частоте облучения адронами с энергией более 20 МэВ вплоть до 145 кГц/см² [60];
- Ограничение на длину детектора FIT-C вдоль оси Z не более 92 мм из-за внедрения MFT.

1.4. Обзор временных детекторов аналогичных экспериментов

Наиболее оптимальными вариантами методики регистрации частиц для детектора FIT является использование сцинтилляционных, черенковских детекторов, либо их комбинации: примеры создания компактного и магнитостойкого гранулированного детектора, способного регистрировать одиночные заряженные частицы с эффективностью, близкой к 100% и временным разрешением ~50 пс на основе газовых, полупроводниковых, твердотельных и пр. детекторов отсутствуют – во всяком случае, среди экспериментов на встречных пучках релятивистских тяжёлых ионов. Ниже представлен обзор стартовых и триггерных детекторов подобных экспериментов.

Одними из наиболее близких предшественников и аналогов эксперимента ALICE являются эксперименты, проводимые на ускорителе RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) Брукхевенской Национальной Лаборатории в США и нацеленные на

изучение свойств КГП в условиях столкновения релятивистских тяжёлых ионов, в частности, ионов золота с энергией до $\sqrt{S_{NN}}=200$ ГэВ.

В эксперименте STAR с 2007 года используется детектор VPD (Vertex Position Detector), функции которого схожи с функциями детектора T0 эксперимента ALICE. Обе его подсистемы состоят из двух концентричных сборок сцинтилляционных счётчиков и обеспечивают временное разрешение определения момента центрального Au-Au столкновения $\sim 20-30$ пс [61], однако временное разрешение одного счётчика при регистрации 1 MIP – не лучше ~ 100 пс (сигма). Счётчики детектора основаны на пластиковых сцинтилляторах EJ-204 диаметром ~ 4 см и толщиной 1 см, снабжённых 6 мм свинцовым конвертером и введённых в оптический контакт с ФЭУ с сетчатыми динодами Hamamatsu R5964.

Текущая модернизация эксперимента STAR перед сеансом работы в 2019-2020 гг. предполагает создание специального детектора EPD (Event Plane Detector) для точного определения центральности и плоскости реакции [62]. Это будет диск сцинтиллятора радиусом 90 см с 16-ю радиальными сегментами и 24-мя азимутальными. Каждый сегмент состоит из сцинтиллятора EJ-200 толщиной 1,2 см с σ -образными канавками. В каждую канавку тремя оборотами уложено спектросмещающее волокно диаметром 1 мм, выводящее сцинтилляционный свет на внешний край сцинтилляционной сборки, после чего, по прозрачным оптическим волокнам длиной 5,5 метров световые сигналы передаются на кремниевые фотоумножители Hamamatsu S13360-1325PE. Такая сложная система светосбора, хоть и обеспечивает достаточно высокую гранулярность, характеризуется временным разрешением не лучше 0,7 нс при определении времени Au-Au столкновений при 200 ГэВ.

Эксперимент PHENIX, также расположенный на коллайдере RHIC, с 2000-го года имеет в своём составе детектор для измерения центральности и точного времени столкновения – BBC (Beam-Beam Counter). Каждая из двух его сборок состоит из 64-х черенковских счётчиков, составленных в три концентричных слоя вокруг ионопровода. Каждый счётчик использует кварцевый радиатор толщиной 3 см и

ФЭУ с сетчатыми динодами Hamamatsu R6178 диаметром ~ 3 см и характеризуется временным разрешением 52 ± 4 пс в условиях реального эксперимента [63].

Начиная с 2007 года, в состав эксперимента был введён детектор RXNP (Reaction Plane Detector) для более точного определения плоскости реакции. Каждая из двух сборок детектора состоит из двух концентричных колец сцинтилляторов EJ-200 толщиной 2 см, с внешним диаметром большого кольца 66 см, разделённых на 12 секторов каждое. Для регистрации нейтральных частиц используется свинцовый конвертер – пластина толщиной 2 см. Сцинтилляционный свет передаётся на ФЭУ с сетчатыми динодами Hamamatsu R5543 диаметром $\sim 6,5$ см посредством светросмещающих волокон (ССВ), введённых с телом сцинтиллятора с шагом 0,5 см. Введение данного детектора в два раза увеличило точность определения плоскости реакции (относительно возможностей детектора BBC) [64], однако посредственное временное разрешение детектора, связанное с использованием ССВ, не позволяет отказаться от детектора BBC после внедрения RXNP.

Эксперимент PNOBOS коллайдера RHIC после запуска в 2000-м году использовал стартовые детекторы для TOF-идентификации частиц на основе черенковских радиаторов BC800 (оргстекло) толщиной 2,5 см и диаметром 5 см, введённых в оптический контакт с ФЭУ Hamamatsu R2083 с классической диодной системой. Детектор состоял из двухборок по 4 черенковских счётчика, располагался вне магнитного поля и имел типичное временное разрешение ~ 110 пс [65]. Кроме того, в эксперименте имелся независимый триггерный детектор, основанный на двух составных сцинтилляционных кольцах с обеих сторон от точки взаимодействия, использующих пластиковый сцинтиллятор BC400 толщиной ~ 1 см и внешним диаметром ~ 24 см. Сцинтилляционные сигналы передаются на гибридные ФЭУ Hamamatsu H1151-2 при помощи световодов из оргстекла BC-800. ФЭУ окружены пермаллоевым экраном толщиной 2 мм для защиты от магнитного поля. Временное разрешение триггерных сигналов, генерируемых такой системой, составило 150-400 пс в зависимости от области регистрации [66].

Примером будущего эксперимента в области, схожей с предметом исследования ALICE, является детектор MPD (Multi Purpose Detector) будущего коллайдера

NICA в ОИЯИ (г. Дубна). Проект нацелен на исследование фазовой диаграммы барионной материи в условиях столкновения ионов золота с энергией $\sqrt{s_{NN}}=4-11$ ГэВ. MPD будет иметь классическую «баррельную» компоновку, генерирование триггерного сигнала и измерение точного времени столкновения в которой будет выполнять детектор FFD (Fast Forward Detector) [67, 68].

Детектор FFD состоит из двух идентичных сборок из 20-ти черенковских модулей с обеих сторон от точки взаимодействия. Каждый модуль использует свинцовый конвертер толщиной 1 см для более эффективной регистрации фотонов, четыре одинаковых кварцевых радиатора сечением 28x28 мм и толщиной 15 мм (см. рис.1.18), а также МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q и Planacon XP85012/A1-S с входным окном, выполненным из кварца и сапфира соответственно.

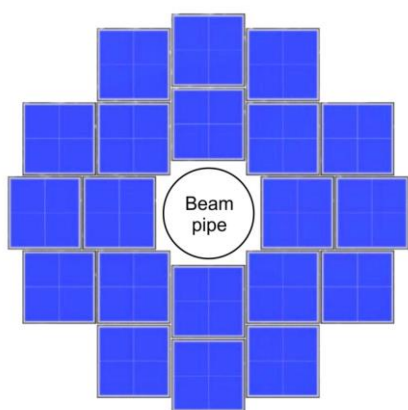


Рисунок 1.18. Схематичное изображение одной из двух идентичныхборок детектора FFD.

Источник: [68]

Энергия ядер, сталкивающихся в коллайдере NICA, будет на три порядка меньше энергии ядер в LHC, что приведёт к гораздо более низкой множественности столкновений, регистрируемых в MPD, относительно аналогичного параметра в ALICE. Согласно Монте-Карло моделированию, проведённому группой FFD коллаборации MPD, максимальное число первичных частиц, регистрируемых одновременно обеими сборками FFD в одном столкновении, не превышает общее число каналов детектора, что приводит к очень низким требованиям по динамическому диапазону амплитуд, регистрируемых МКП-ФЭУ [68].

По этой же причине, в FFD планируется использование стандартной заводской модификации МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q, временное разрешение которого существенно ухудшается при одновременной регистрации световых сигналов

сопоставимой интенсивности его независимыми каналами. Кроме того, относительно невысокая частота столкновений ионов в коллайдере NICA при малой множественности позволяет оценить величину интегрального анодного заряда, ожидаемого для самых загруженных МКП-ФЭУ, менее $0,1 \text{ Кл/см}^2$ [68].

Проведённые экспериментальные измерения параметров прототипов детектора FFD продемонстрировали непосредственное временное разрешение сборок МКП-ФЭУ + кварцевые радиаторы в 24 пс при съёме сигналов с короткими коаксиальными кабелями на оцифровщик и оффлайн обработке данных. Временное разрешение модулей в полном сборе с использованием штатной электроники составило 44 пс.

Таким образом, можно подытожить, что наилучшие из схожих детекторов в мировой практике используют комбинации черенковских радиаторов (кварц) и ФЭУ с сетчатыми диодами, либо МКП-ФЭУ, для достижения высокого временного разрешения. Для покрытия больших площадей используются, как правило, пластиковые сцинтилляционные детекторы, не способные, однако, достичь стабильного временного разрешения лучше 200 пс. Кроме того, как в сцинтилляционной, так и в черенковской методиках регистрации частиц, существенное влияние на параметры детектора оказывают характеристики фотоумножителей, используемых для регистрации световых сигналов.

1.5. Заключение к главе 1

Экспериментальные исследования прямых и косвенных признаков образования кварк-глюонной плазмы проводятся в условиях столкновения релятивистских тяжёлых ионов с 1980-х годов. Существенный вклад в накопление научных данных об условиях и параметрах образования КГП внёс эксперимент ALICE Большого Адронного Коллайдера в ЦЕРН, который успешно участвовал в наборе физических данных в ходе первого и второго сеансов работы ЛНС с 2010 по 2018 годы. К важным фундаментальным научным результатам эксперимента можно отнести экспериментальное наблюдение самого горячего вещества на Земле - кварк-глюонной плазмы в столкновениях релятивистских ионов свинца, измерение температуры и вязкости КГП, наблюдение ряда тонких эффектов в

закономерностях образования тяжёлых кварков и их связанных состояний, а также неожиданное обнаружение признаков образования кварк-глюонной плазмы в столкновениях малых систем.

Исследования КГП во всех её проявлениях будут продолжены после модернизации эксперимента ALICE в 2019-2020 годах с целью набора гораздо большего объёма научных данных с существенно более высокой точностью в ходе третьего и четвёртого сеансов работы ЛНС. Для этого, программа модернизации эксперимента подразумевает повышение пропускной способности детектирующих подсистем, а также улучшение параметров существующих и внедрение новых детекторов.

Одним из заново внедряемых детекторов будет являться детектор FIT, предназначенный для выработки наиболее раннего и точного триггерного сигнала, прецизионного измерения времени взаимодействия, определения множественности и плоскости реакции тяжелоионных столкновений и измерения светимости ЛНС в режиме он-лайн. Мировой опыт создания детекторных систем схожего функционального назначения, как правило, полагается на использование черенковских или сцинтилляционных детекторов с быстрыми фотосенсорами, однако ввиду жёстких требований к детектору FIT применявшиеся ранее методики регистрации частиц требуют существенной доработки.

Глава 2. Обоснование выбора методики регистрации частиц

2.1. Выбор фотодетектора

Развитие сцинтилляционной методики регистрации излучений появилось на рубеже XIX и XX веков с изобретением спинтарископа – прибора, состоящего из экрана, покрытого сульфидом цинка и просматриваемого через микроскоп человеческим глазом [69, 70, 71]. Однако, широкое применение сцинтилляционной технологии было ограничено вплоть до появления приборов для автоматической регистрации световых вспышек.

2.1.1. Разнообразие фотодетекторов и история их развития

Появление фотодетекторов обязано экспериментальному обнаружению фотоэлектрического эффекта Г. Герцем в 1887 году [72], определению его основных закономерностей А. Столетовым в 1888-1890 гг. [73] и теоретическому описанию данного эффекта А. Эйнштейном в 1905 году [72].

Кроме того, ввиду малой интенсивности света в сцинтилляционных вспышках, появлению первых фотодетекторов (фотоумножителей) предшествовало наблюдение эффекта вторичной электронной эмиссии М.П. Виллардом в 1899 году [74], его подробное изучение Остином и Старке в 1902 году [75] и изобретение Дж. Слепяном в 1919 году электронных трубок с использованием однокаскадного вторичного умножения потока электронов, фокусируемых магнитным полем [76].

Перечисленные выше научные открытия позволили Л.А. Кубетскому в 1930 году предложить идею создания первого многодиодного фотоэлектронного умножителя с магнитной фокусировкой. Первые работающие прототипы фотоумножителей – многокаскадный с магнитной фокусировкой и коэффициентом умножения $G \geq 1000$ и однокаскадный с электростатической фокусировкой и $G \approx 6$ были созданы соответственно Л.А. Кубетским в СССР и Х. Иамсом и Б.

Зальцбергом в США в 1934 году [77, 78, 79]. Преимущества обеих разновидностей фотоумножителей были объединены и развиты к 1939 году Зворыкиным и Райхманом в многодиодном фотоумножителе с электростатической фокусировкой и коэффициентом умножения вплоть до 10^9 [80], давшему начало серийному производству вакуумных ФЭУ.

Впоследствии, номенклатура вакуумных ФЭУ обогатилась разнообразием типов используемых фотокатодов, диодных и анодных структур, что способствовало их применению в подавляющем большинстве сцинтилляционных и черенковских детекторов [81]. Наиболее адаптированными типами ФЭУ к регистрации сигналов с высоким временным разрешением являются ФЭУ с линейно-сфокусированной, сетчатой, металлоканальной и микроканальной диодными системами (см. рис.2.1 а-г), однако только ФЭУ с сетчатыми и микроканальными диодными системами способны корректно работать в условиях магнитных полей более 100 мТл без дополнительной громоздкой магнитной экранировки (нежелательна в ALICE с точки зрения количества вещества) [82].

Фотоумножители с сетчатыми диодами

Первые фотоумножители с сетчатыми диодами появились в 1983 году и были существенно развиты в последующее десятилетие для удовлетворения потребностей планируемых крупных ускорительных экспериментов, использующих сильные магнитные поля, и новых диагностических технологий в медицине [83, 84, 85]. Современные версии таких ФЭУ содержат 15-19 диодов, расположенных с шагом ~ 1 мм. Каждый диод имеет тонкую структуру сетки (рис.2.1, в), образующие волокна которой имеют шаг ~ 13 мкм и диаметр ~ 4 мкм [86]. Планарная фокусировка электронов в области большой площади (типичный диаметр фотокатода и диодов $\sim 2,5 \dots 6,5$ см) и малое расстояние между диодами и фотокатодом позволяет данным фотоумножителям работать с высоким временным разрешением в магнитных полях до 1,9 Тл [87], а также существенно увеличивает предел по токовой линейности, определяемый пространственным насыщением заряда в области последних диодов [83]. Так, фотоумножитель Hamamatsu R5924-70 способен работать с временным разрешением на

однофотоэлектронном уровне (TTS, Transit Time Spread) 440 пс при магнитных полях $B = 1$ Тл и более, при уменьшении коэффициента усиления на один порядок относительно работы в отсутствие магнитного поля [87]. С увеличением интенсивности регистрируемой вспышки, временное разрешение ФЭУ улучшается обратно пропорционально квадрату числа фотоэлектронов [88].

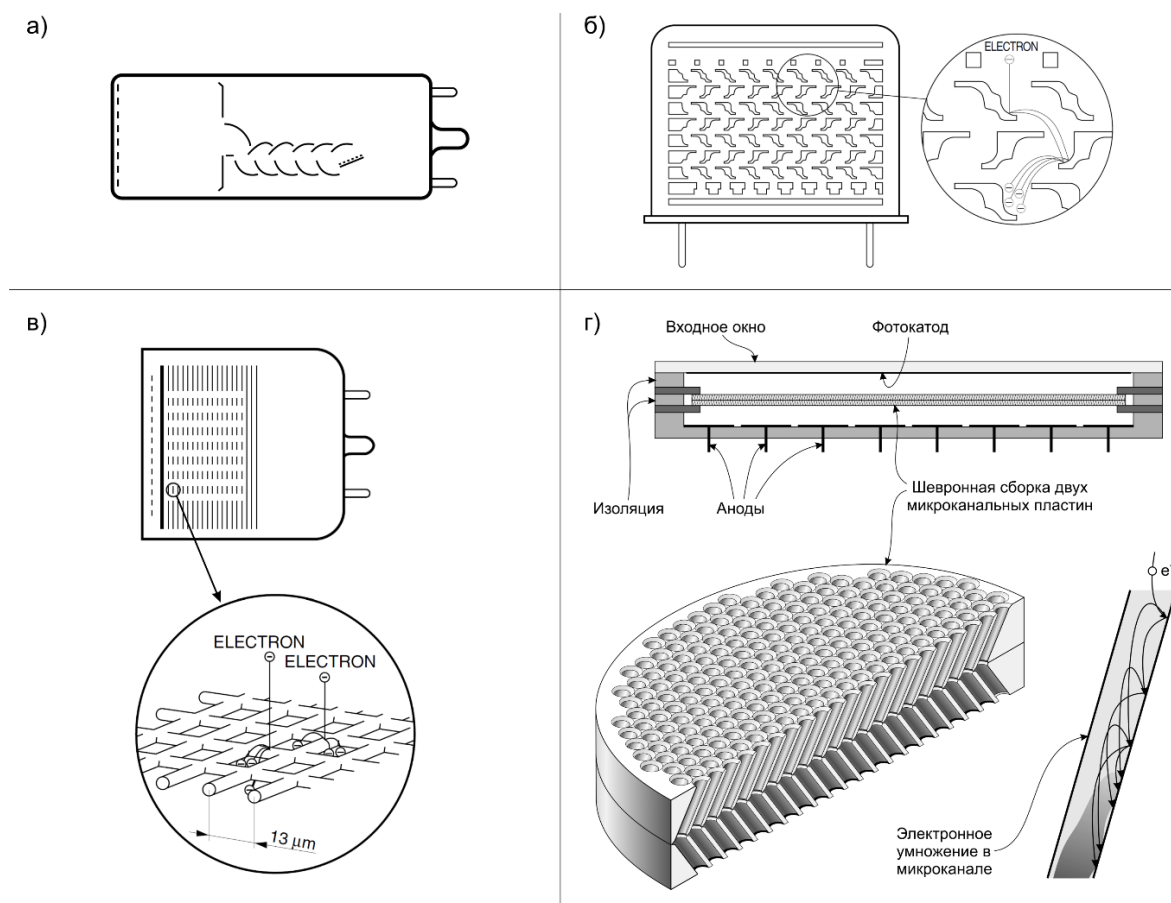


Рисунок 2.1. Схематичное изображение устройства ФЭУ с различными динодными системами: а) ФЭУ с линейно-сфокусированными динодами; б) ФЭУ с металлоканальной динодной системой; в) ФЭУ с динодами из тонких сеток; г) ФЭУ на микроканальных пластинах. Источник (а - в): [89], (г): иллюстрация автора.

Фотоумножители на микроканальных пластинах

Другой разновидностью магнитостойкого ФЭУ с высокими временными параметрами являются фотоумножители на микроканальных пластинах (МКП-ФЭУ). Они берут своё начало с запатентованной П.Т. Фарнсфортом конструкции первого фотоумножителя с непрерывным динодом. Он состоял из полого резистора для задания продольного электрического поля и центрального электрода

накаливания для задания поперечного поля. Кроме того, центральный электрод был покрыт вторично-эмиссионным материалом (Th, Ba), который переводился в газовую фазу путём нагрева электрода перед каждым периодом активной работы и переносился на внутренние стенки резистора, образуя, таким образом, фотоумножитель, состоящий из одного непрерывного цилиндрического динода [90].

Практическая реализация схожей, но существенно упрощённой конструкции была осуществлена только в 1960-м году П.К. Ощепковым и др. в институте металлургии АН СССР [91, 92, 93], создавшими одноканальный электронный умножитель на основе керамической трубки с полупроводящей внутренней поверхностью из смеси TiO_2 и MgO без использования центрального электрода. Кроме того, Ощепков и др. установили зависимость коэффициента умножения подобных устройств исключительно от коэффициента α - отношения длины трубки к её диаметру. Этот факт позволил G.W. Goodrich и W.C. Wiley в 1962 году в США [94, 95] создать аналог микроканальной пластины для регистрации электронов и ионов, состоящий из простого набора пяти тысяч микроскопических стеклянных трубок диаметром от 0,1 до 1,0 мм с полупроводниковым внутренним покрытием.

Дальнейшая миниатюризация стала возможной благодаря разработке в 1971 году технологии изготовления микроканальных пластин на основе трубок из свинцового стекла с растворимым в кислоте наполнителем [96]. Несколько сотен таких трубок вытягиваются при высокой температуре, существенно уменьшаясь в диаметре, и спаиваются друг с другом, образуя шестигранник с трубчатой структурой. Затем, аналогичная процедура повторяется для нескольких сотен подобных шестигранников, образуя микро-структурированный объём, сечение которого имеет желаемую форму МКП. Нанесение на этот объём стеклянной оболочки, его нарезка на слои толщиной не более 1 мм и последующее их травление в кислоте образует микроканальные пластины из свинцового стекла, а их последующий водородный отжиг приводит к появлению на стенках микроканалов

полупроводящей поверхности толщиной в несколько десятков атомарных слоёв [97].

Готовые микроканальные пластины имеют коэффициент умножения не более 10^4 , однако можно достичь и большего усиления при использовании двух или трёх пластин, составленных подряд. Зачастую, используют шевронные сборки из двух МКП, микроканалы в которых расположены зеркально друг другу под небольшим углом к нормали – благодаря этому, достигаются более высокие значения коэффициента умножения и подавляется ионная обратная связь [92]. Микроканальные пластины обладают относительно высокой чувствительностью к различным частицам, не только к электронам – это позволяет им с успехом применяться в спектроскопии [98] (в особенности – масс-спектрометрии [99]), космических исследованиях [100], физике плазмы [101] и, конечно, приборах ночного видения [102]. Обзор величины эффективности регистрации различных типов частиц современными МКП представлен на рис.2.2.

Однако, в физике высоких энергий МКП находят применение, в основном, в качестве диодной системы фотоумножителей - схематичное изображение структуры большинства современных МКП-ФЭУ представлено на рис.2.1 (г). Серийно производимые МКП-ФЭУ имеют микроканалы диаметром от 2 до 25 мкм и чувствительной площадью вплоть до 80 см^2 [103] и более. Основные преимущества МКП-ФЭУ заключаются в высокой стойкости к магнитным полям (вплоть до 4 Тл для моделей с минимальным диаметром микроканалов [104]) и отличных временных параметрах (типичное значение $TTS \approx 40 \text{ пс}$ [81]). Ограниченность применения МКП-ФЭУ в современных экспериментах связана с небольшим ресурсом работы большинства моделей [93] (до недавнего времени - не более 1 Кл/см^2 в терминах интегрального анодного заряда, что на 2-3 порядка меньше, чем у классических ФЭУ) и особенностями конструкции МКП (дискретность каналов и отрицательный температурный коэффициент их сопротивления), которые до некоторой степени ограничивают токовый

динамический диапазон [105] и максимальную квантовую эффективность МКП-ФЭУ.

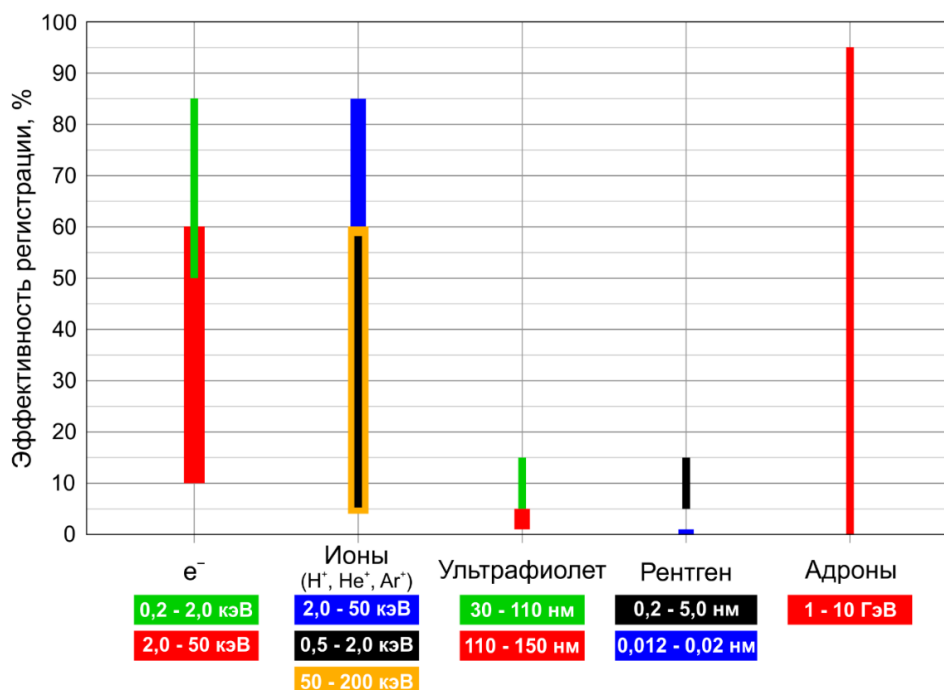


Рисунок 2.2. Типичные значения эффективности регистрации частиц различного типа и энергии с помощью микроканальных пластин. Источник: [105], иллюстрация автора.

Кремниевые фотоумножители

Параллельно с развитием вакуумных ФЭУ, происходило развитие и полупроводниковых магнитостойких приборов, способных регистрировать световые вспышки с высоким временным разрешением. Такие приборы берут своё начало с создания Лавинных фотодиодов (APD – Avalanche Photodiodes) [106], ставшего возможным после пионерских исследований процесса развития лавины в обратносмещённых кремниевых диодах в 1961-1964 годах R.J. McInture [107] и R.N. Haitz [108] в США. На APD подаётся напряжение, немногим меньшее пробойного, позволяя ему работать в режиме пропорционального усиления с невысоким коэффициентом умножения – около 10^2 , что не является достаточным для уверенной регистрации световых импульсов большинства сцинтилляционных и черенковских детекторов.

Недостаток малого коэффициента усиления был исправлен при разработке SPAD (Single Photon Avalanche Diode), работающих в гейгеровском режиме и достигающих усиления $\sim 10^6$ благодаря тому, что в образовании лавины участвуют и электроны, и дырки [106]. Гашение лавин в таких устройствах происходит за счёт последовательного включения высокоомного резистора в цепь диода. Эти устройства, однако, работают в бинарном режиме, и позволяют определять только факт и время вспышки, без возможности измерения её интенсивности. Этот недостаток был ликвидирован В. Головиным, З. Садыговым и Н. Юсиповым в разработанной в конце 1980-х – начале 1990-х технологии кремниевых фотоумножителей (SiPM) [109], использующей массивы из 10^2 - 10^4 независимых SPAD (ячеек), располагающихся на общей подложке. При этом, каждая ячейка имеет свой миниатюрный гасящий резистор и соединена с общей шиной, выводящей на считывающую электронику суммарный сигнал со всех ячеек (см. рис.2.3).

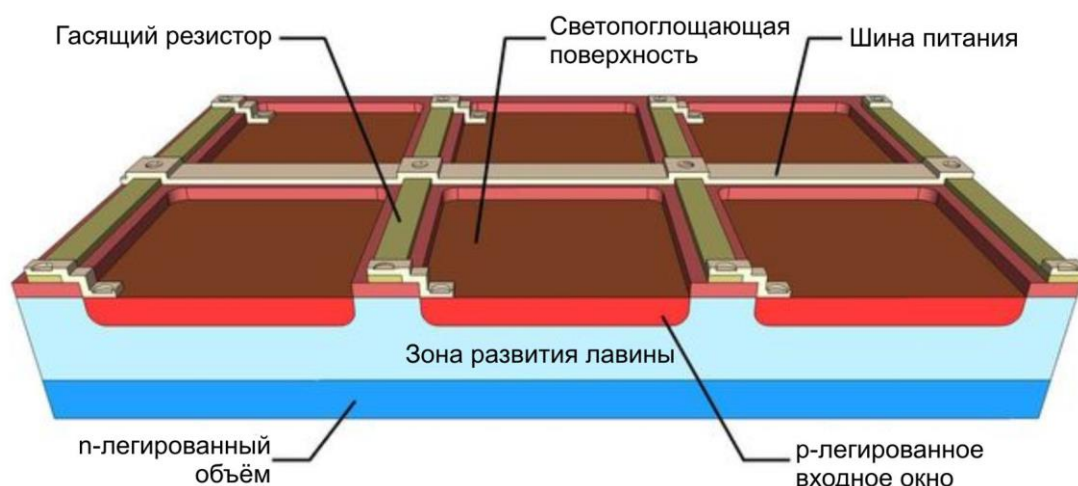


Рисунок 2.3. Структура ячеек SiPM. Источник: [110], адаптировано автором.

Эффективность регистрации фотонов современными кремниевыми фотоумножителями достигает 60% при том, что суммарная чувствительная площадь ячеек SiPM не превышает 80% от общей площади фронтальной поверхности [111, 110]. Благодаря своей компактности и скорости развития гейгеровской лавины, SiPM характеризуются высоким временным разрешением (~ 100 - 400 пс при регистрации одиночных фотонов) [112], а дискретная структура наделяет их непревзойдённым однофотоэлектронным разрешением [113]. Кроме

того, будучи полупроводниковым прибором, SiPM нечувствительны к магнитным полям и не подвержены старению даже в условиях интенсивных засветок [114].

В настоящее время области применения SiPM активно расширяются несмотря на существующие недостатки SiPM по сравнению с вакуумными ФЭУ, а именно высокий темновой счёт (~ 30 кГц/см² для лучших экземпляров), проблемы с наличием оптической связи между ячейками и невысокую стойкость к радиационному воздействию (предел $\sim 10^{12}$ 1-МэВ-н_{экв}/см²) [112].

Представленный обзор фотодетекторов подтверждает общее соответствие физических параметров ФЭУ с сетчатой и микроканальной динодными системами, а также SiPM, требованиям детектора FIT, однако организация черенковского детектора с прямым светособиранием на ФЭУ с сетчатыми динодами может быть затруднительна из-за отсутствия на рынке ФЭУ с сетчатыми динодами с минимальными «мёртвыми зонами» как в пределах окна ФЭУ, так и при сборке нескольких ФЭУ вплотную друг к другу (т.е. отсутствуют коммерчески доступные ФЭУ с плоскими гранями).

Кроме того, известные из литературы параметры радиационной стойкости SiPM сопоставимы с ожидаемыми дозовыми нагрузками в области рабочего вещества детектора FIT, что требует проведения дополнительного анализа влияния радиационного старения на параметры SiPM.

2.1.2. Возможность применения SiPM

Как указано в п.1.3, в ходе третьего и четвёртого сеансов работы LHC в детекторе FIT ожидается флюенс адронов вплоть до $1,3 \cdot 10^{12}$ 1-МэВ-н_{экв}/см² и поглощённая доза электронов и гамма-квантов вплоть до 46 крад [60]. Столь высокое значение ожидаемого флюенса адронов ставит вопрос о возможности применения SiPM для прямого собирания света в детекторе FIT, поскольку их радиационная стойкость существенно ниже, чем у вакуумных ФЭУ. Одной из основных причин радиационного повреждения SiPM является рождение дефектов вещества, вызванных смещением атомов (актуально для адронов средней энергии и пропорционально величине неионизирующей потере энергии (NIEL, Non-Ionizing Energy Loss), выраженной в 1-МэВ-н_{экв}/см²). Другие важные причины –

поверхностные повреждения слоя $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ и накопление заряда в рабочей области, искажающее электрические поля, что, в основном, вызвано низкоэнергичными гамма-квантами и электронами [115, 112].

Согласно литературным данным, современные SiPM сохраняют работоспособность после облучения вплоть до 10^{12} 1-МэВ- $n_{\text{экв}}/\text{см}^2$, а некоторые экземпляры – и после $2,2 \cdot 10^{14}$ 1-МэВ- $n_{\text{экв}}/\text{см}^2$ [112, 116]. При этом, однако, происходит существенное изменение их характеристик – в частности, наиболее стойкие образцы SiPM (производство FBK) продемонстрировали 25% уменьшение эффективности регистрации фотонов (PDE, Photon Detection Efficiency) и 50% уменьшение коэффициента умножения при заданном перенапряжении – обе величины, как таковые, не являются критичными для амплитудных измерений, в связи с чем подобные приборы планируется использовать, например, в адронном калориметре эксперимента CMS после модернизации LHC [116]. Однако, временные свойства SiPM, при этом, могут ухудшиться гораздо сильнее.

Согласно данным о радиационной стойкости различных типов SiPM производства SensL [115], KETEK [117], Hamamatsu [116, 115] и FBK [116], темновой ток подобных приборов нелинейно возрастает с увеличением NIEL, достигая увеличения в 10^5 раз после облучения адронами флюенсом 10^{12} 1-МэВ- $n_{\text{экв}}/\text{см}^2$. Изменение темнового тока напрямую сказывается на величине темнового счёта, который может достигать значений более 100 ГГц/мм² после такого облучения [117]. С учётом типичной длительности сигналов SiPM 1...10 нс, это приводит к постоянному наложению полезных сигналов на шумовые, при чём средняя амплитуда последних может составлять 100-1000 ф.э., что сопоставимо с типичной интенсивностью сигналов сцинтилляционных детекторов на 1 мм² фотоприёмника и превышает таковую для черенковских детекторов, радикально ухудшая соотношение сигнал/шум. Кроме того, повышение темнового счёта является причиной уменьшения PDE после облучения SiPM: дело в том, что каждая ячейка SiPM имеет мёртвое время, необходимое для восстановления после срабатывания (0,1-1 мкс, в зависимости от ёмкости ячеек), и при чрезвычайно высокой частоте

темновых шумов возникает высокая вероятность попадания фотонов полезного сигнала в невосстановленные ячейки.

Для количественной оценки влияния роста темнового тока SiPM на ухудшение временных и амплитудных характеристик сцинтилляционного детектора на их основе, были проведены соответствующие измерения в условиях искусственно повышенного темнового тока SiPM путём их постоянной внешней засветки с помощью светодиода. В измерениях использовались два типа кремниевых фотоумножителей: SensL MicroSB-60035-X13 с чувствительной областью $6 \times 6 \text{ мм}^2$ и ячейками $35 \times 35 \text{ мкм}^2$ и КЕТЕК PM6660TS-SB0 того же размера с ячейками $60 \times 60 \text{ мкм}^2$.

В первую очередь была измерена зависимость изменения амплитуды сигнала с отдельного SiPM при его импульсной засветке светодиодом LED1 от изменения темнового тока, вызванного непрерывной засветкой светодиодом LED2 (см. рис.2.4).

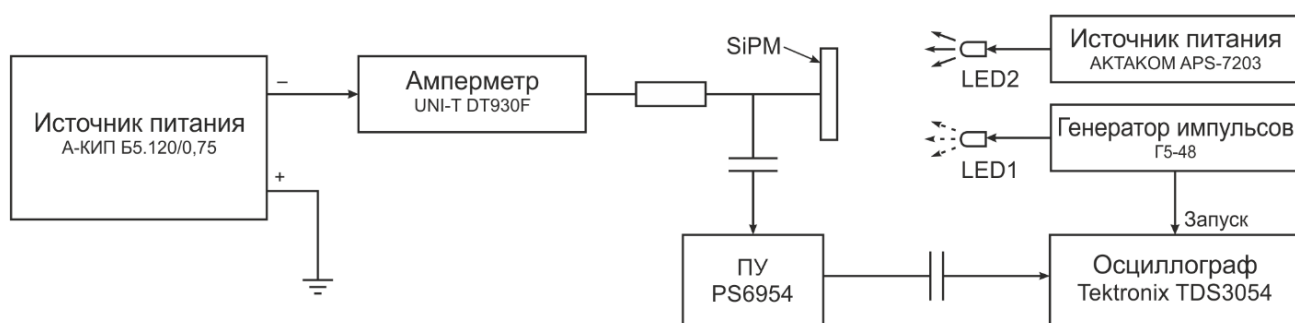


Рисунок 2.4. Схема установки по измерению изменения амплитуды сигнала с SiPM в условиях моделирования последствий радиационного старения. Иллюстрация автора.

Измерения проводились поочередно для каждого типа SiPM, результаты представлены на рис.2.5. Характер зависимости относительной амплитуды полезных сигналов от относительного темнового тока для SiPM SensL и КЕТЕК схож, амплитуда сигнала падает на 10% при увеличении темнового тока в ~ 90 и ~ 65 раз соответственно, или до 2,2 мА в обоих случаях [118].

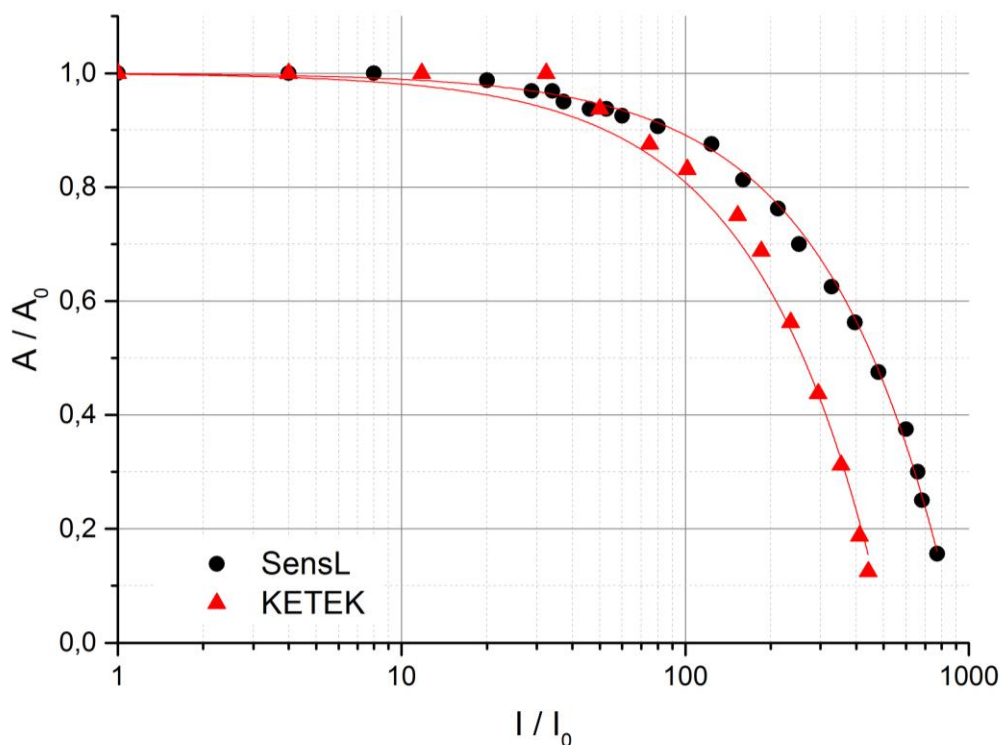


Рисунок 2.5. Зависимость относительной амплитуды полезных сигналов от изменения темнового тока SiPM. I_0 (SensL) = 25 мкА, I_0 (KETEK) = 34 мкА.

Затем, по схожей методике моделирования последствий радиационного старения, было проведено измерение временных характеристик сцинтилляционного детектора с полосой пластмассового сцинтиллятора $40 \times 10 \times 1$ см³ и линейками из шести SiPM каждого типа поочерёдно (каждая линейка состоит из двух подгрупп по 3 SiPM с объединёнными контактами) - схема установки представлена на рис.2.6. SiPM регистрируют свет от сцинтилляций, вызванных β -частицами, излучаемыми радиоактивным источником ^{90}Sr , расположенным в центре верхней грани сцинтиллятора. В оптический контакт с центром нижней грани введено входное окно ФЭУ Photonis XP2020, используемого для селекции событий с энерговыделением от 2,0 до 2,3 МэВ, аналогичному 1 MIP (2,3 МэВ – предельная энергия β -частиц, излучаемых источником). Сигналы с ФЭУ XP2020 также используются для формирования стартового сигнала время-амплитудного преобразователя, стоповый сигнал которого формируется из сигнала на выходе линейки SiPM.

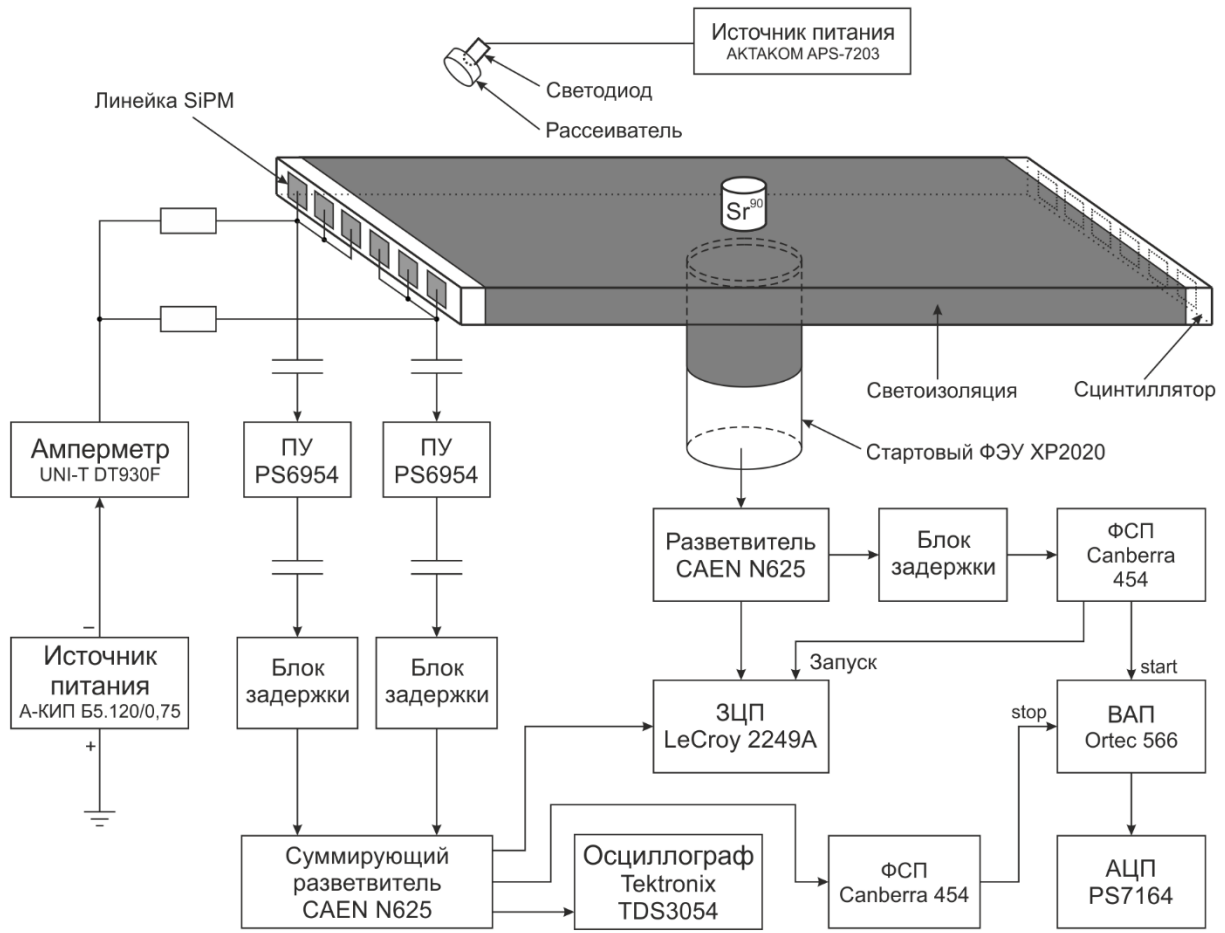


Рисунок 2.6. Схема установки по измерению характеристик сцинтиляционного детектора со съёмом сигналов на линейку SiPM в условиях моделирования последствий радиационного старения. Иллюстрация автора.

Как уже было упомянуто, продемонстрированное выше сокращение амплитуды полезного сигнала в условиях увеличения «темнового» тока непосредственно связано с увеличением фонового счёта SiPM. Это же самое явление обуславливает, также, значительное увеличение средней амплитуды шумов, и, как следствие, невозможность привязать пороги дискриминирующих устройств электронного тракта к уровням полезных сигналов, сколько-нибудь близким к нулевой амплитуде. Иллюстрация данному явлению представлена на рис.2.7, на котором в качестве примера приведены накопленные осциллограммы полезных сигналов с линейки SiPM в условиях штатного темнового тока (верхняя левая осциллограмма) и искусственно повышенного «темнового» тока. Все осциллограммы приведены в

одинаковом масштабе, запуск осциллографа осуществлялся от сигнала с формирователя в канале стартового ФЭУ.

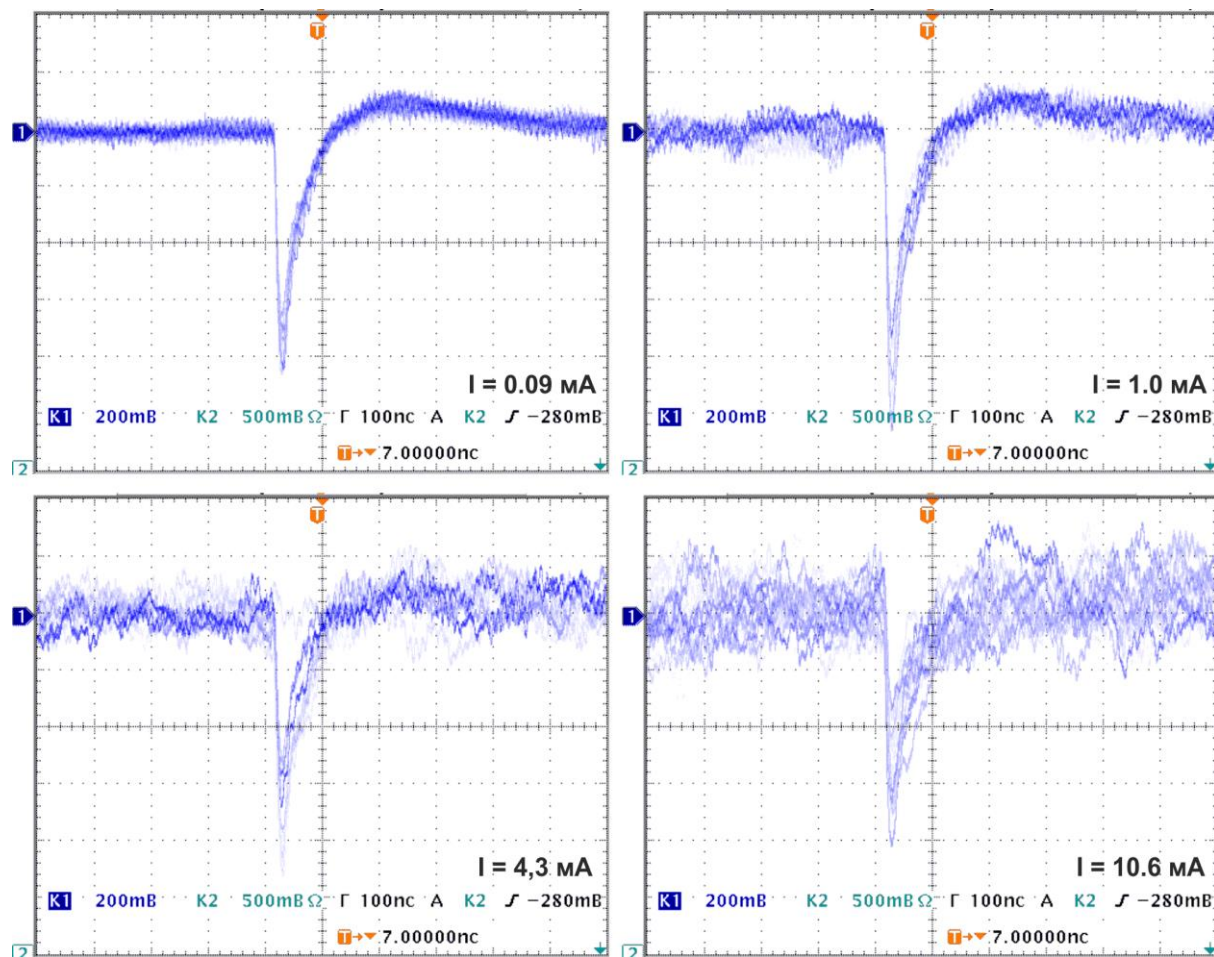


Рисунок 2.7. Осциллограммы полезных сигналов со сборки из шести SiPM КЕТЕК при различных значениях «темнового» тока.

Подобное уширение шумовой дорожки чрезвычайно усложняет выбор оптимального порога регистрации полезного сигнала над шумом и уменьшает эффективность регистрации частиц. Кроме того, необходимое повышение порога дискриминатора приводит к увеличению времени нарастания сигнала до момента его регистрации дискриминатором, что, при пуассоновском распределении амплитуд полезных сигналов, увеличивает разброс по времени срабатывания дискриминатора. Следствием этого является ухудшение временного разрешения детектора – его измеренная зависимость от изменения «темнового» тока представлена на рис.2.8 для случаев поочередного использования линеек SiPM SensL и КЕТЕК.

Как можно видеть из рис.2.8, созданный детектор имеет достаточно высокое временное разрешение в отсутствие внешней непрерывной засветки в случае регистрации сигналов каждой из используемых линеек SiPM. Искусственное 100-кратное увеличение «темнового» тока привело к ухудшению временного разрешения в $\sim 3,5$ раза несмотря на то, что амплитуда сигналов в этих условиях сократилась всего на 25%. Ухудшение временного разрешения с повышением темнового счёта может быть более слабым при использовании SiPM с сигналами меньшей длительности и с большим числом ячеек. Однако, представленные выше литературные данные об увеличении темнового тока SiPM в 10^5 раз при их облучении флюенсом адронов 10^{12} 1-МэВ- $n_{\text{экв}}/\text{см}^2$, сопоставимым с ожидаемой величиной для детектора FIT в ALICE, не оставляют возможности для надёжного использования существующих сегодня моделей SiPM в качестве фотосенсора для прямого сбора света в детекторе FIT.

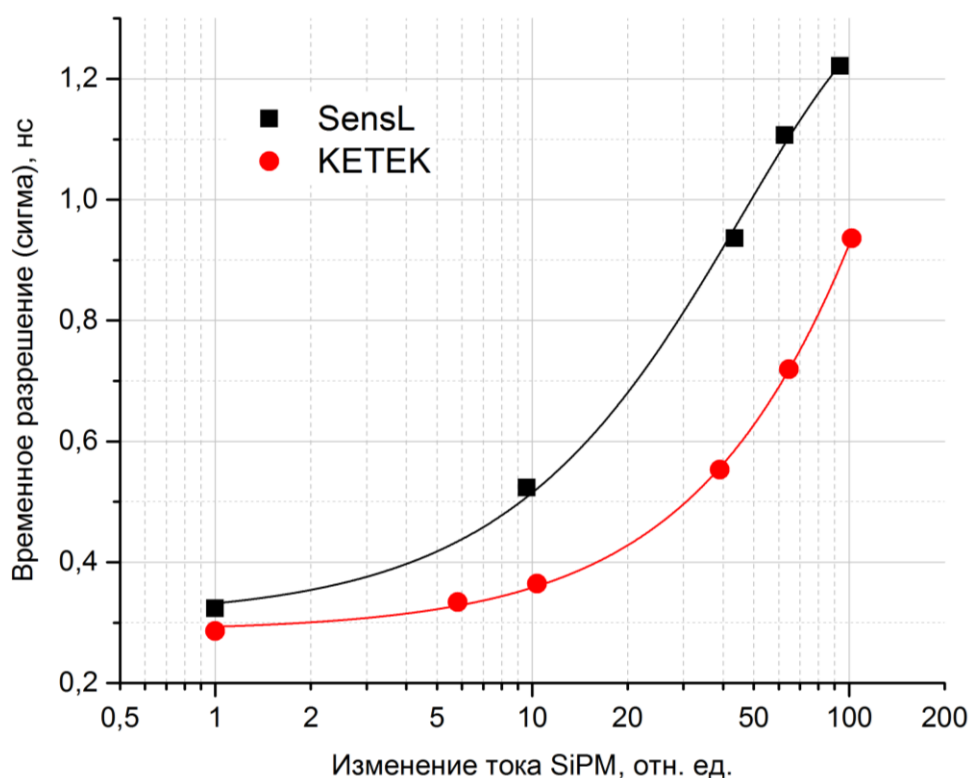


Рисунок 2.8. Зависимость временного разрешения при регистрации вспышек 2,0-2,3 МэВ от изменения величины тока, проходящего через сборку из шести SiPM на одном торце полосы пластмассового сцинтиллятора размерами 40x10x1 см³. Начальный ток, проходящий через сборки SiPM обоих типов, составлял 0,1 мА.

2.1.3. Возможность применения МКП-ФЭУ

Как было указано в п.2.1.1, одним из типов фотодетекторов, подходящих для использования в ФТТ, являются фотоумножители на микроканальных пластинах (МКП-ФЭУ), которые, как и другие вакуумные фотоумножители, не подвержены радиационному старению при дозах менее 10^{14} 1-МэВ- $n_{\text{экв}}/\text{см}^2$. [119]. Поиск подходящих коммерчески доступных моделей МКП-ФЭУ проводился в 2013-2015 году, и, на тот момент, среди подходящих по габаритным размерам моделей были только МКП-ФЭУ Planacon XR85012 производства Photonis UAS Pennsylvania Inc. [120] и фотоумножители Hamamatsu R10754-07-M16 [121].

Однако, геометрическая эффективность (отношение площади фотокатода к полной площади входного окна) МКП-ФЭУ производства Hamamatsu на 14% меньше, чем у Planacon: 70% против 81% (см. рис.2.9). К тому же, коммерческая стоимость обоих приборов составляла приблизительно 8 000 USD, то есть стоимость МКП-ФЭУ производства Hamamatsu в ~5 раз выше в пересчёте на 1 см^2 площади фотокатода. Эти два факта предопределили приоритет тестирования МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q с целью определения возможности его использования в ФТТ.

Для первичного тестирования МКП-ФЭУ серии Planacon была выбрана модель XR85012/A1-Q, оснащённая шевронной сборкой из двух микроканальных пластин с диаметром каналов 25 мкм, сегментированной анодной плоскостью (8x8 анодов) и кварцевым входным окном с бищелочным фотокатодом. Кроме того, данная модель ФЭУ оснащена так называемым «общим выходом», который, фактически, является токовым сигналом, полученным на выходе второй МКП. Внешний вид прибора представлен на рис.2.10, схема внутренней электрической цепи – на рис.2.11.

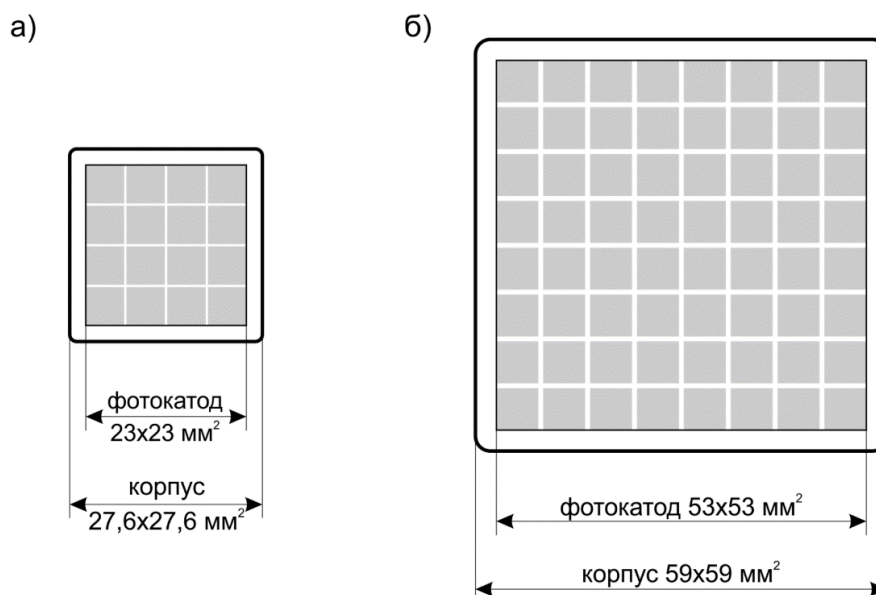


Рисунок 2.9. Размеры корпуса и фотокаатода фотоумножителей на микроканальных пластинах Hamamatsu R10754-07-M16 (а) и Planacon XP85012/A1-Q (б). Сегментация анодов отображена серым цветом.

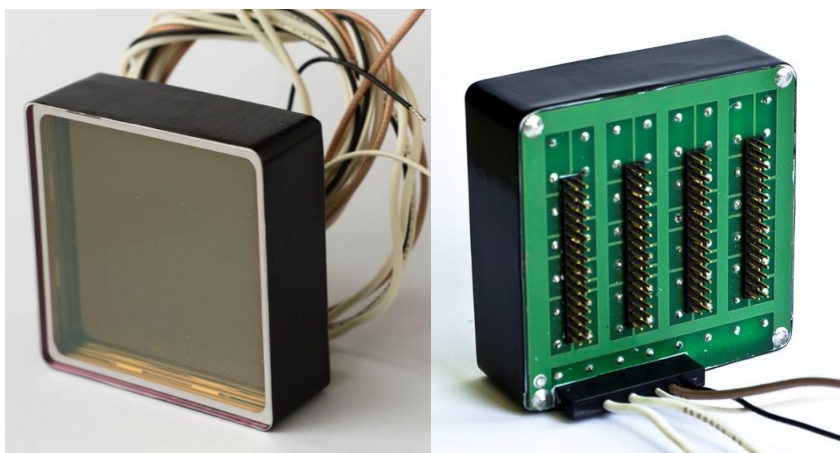


Рисунок 2.10. Внешний вид МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q. Фото: W.H. Trzaska.

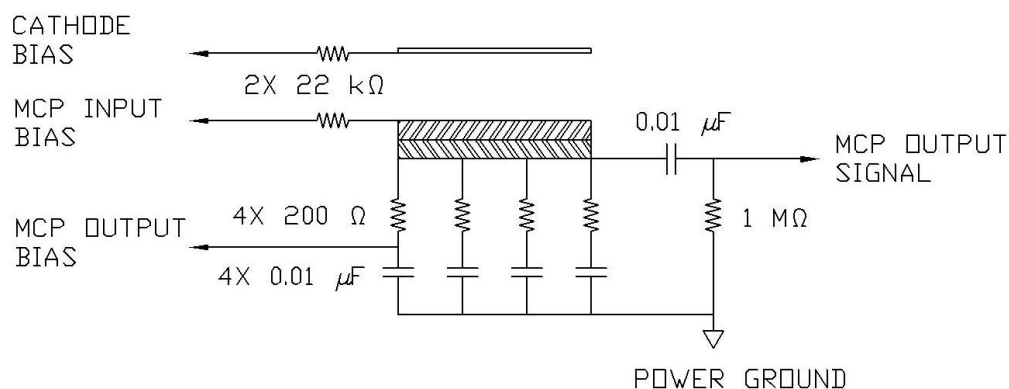


Рисунок 2.11. Принципиальная схема внутренней цепи МКП-ФЭУ. Источник: [120].

Первичное тестирование МКП-ФЭУ проводилось при его засветке лазерными импульсами с длиной волны $\lambda=405$ нм длительностью 30 пс. Электрические сигналы регистрировались с помощью цифрового осциллографа LeCroy WaveRunner 620Zi с полосой пропускания 2 ГГц и частотой оцифровки 20 Гвыб/с. Типичная форма сигналов на выходе МКП-ФЭУ при различной группировке анодов представлена на рис.2.12.

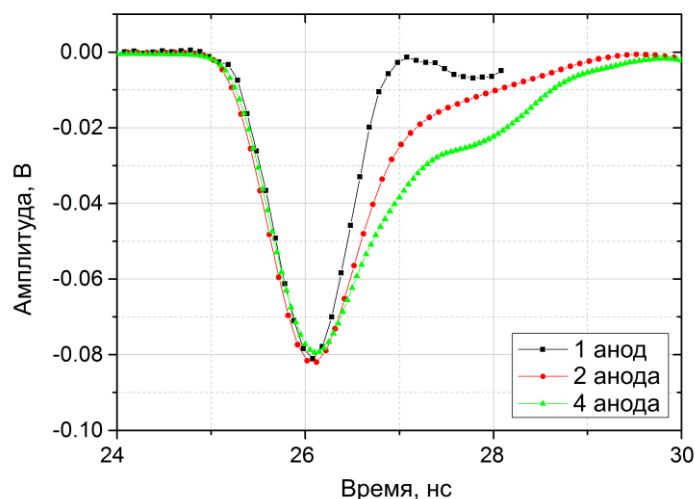


Рисунок 2.12. Типичные формы сигналов на выходе одного анода МКП-ФЭУ, а также при объединении двух и четырех анодов.

Как можно видеть из рис.2.12, длительность фронта сигналов практически не зависит от конфигурации объединённых анодов и не превышает 1 нс, что позволяет рассчитывать на высокие временные характеристики прибора. На рис.2.13 представлены гистограммы распределения временных интервалов между триггерным сигналом лазера и регистрацией сигналов на выходе МКП-ФЭУ при пороге в 20% своей амплитуды при засветке МКП-ФЭУ импульсами со средним числом фотонов меньше 1. В измерениях использовался предусилитель ORTEC VT120 и формирователь со следящим порогом Canberra 454.

Как можно видеть из аппроксимирующих кривых на рис.2.13, временной разброс подавляющего большинства событий, зарегистрированных одним отдельным анодом, не превышает 50 пс (сигма), или 91 пс для 16-ти объединённых анодов. Такая разница во временном разрешении связана, по-видимому, с разной длиной проводников на выводной плате МКП-ФЭУ между индивидуальными анодами и соответствующими им контактами многоконтактного сигнального разъёма.

«Хвосты» распределений могут быть связаны с эффектами обратного рассеяния фотоэлектронов на входе МКП [122].

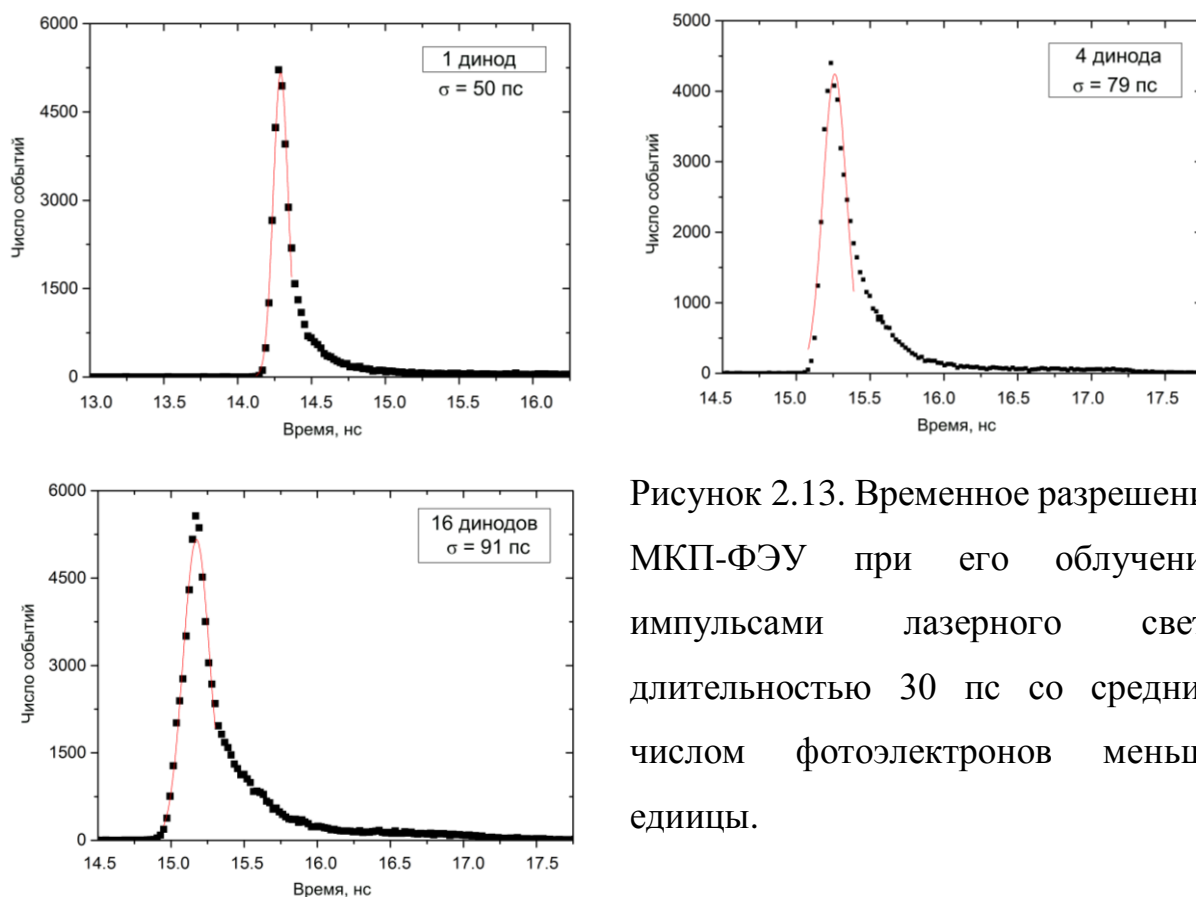


Рисунок 2.13. Временное разрешение МКП-ФЭУ при его облучении импульсами лазерного света длительностью 30 пс со средним числом фотоэлектронов меньше единицы.

Как упоминалось выше, временное разрешение фотодетектора растёт с увеличением числа регистрируемых фотонов вспышки – такая зависимость была измерена для тестируемого ФЭУ при объединении 16-ти анодов одного квадранта МКП-ФЭУ. Результат представлен на рис.2.14 – он был получен при использовании аналоговой электроники для формирования логического сигнала СТОП время-цифрового преобразователя. Как можно видеть из рисунка, временное разрешение МКП-ФЭУ может достигать значений не хуже 30 пс при регистрации вспышек интенсивностью около 280 ф.э. – для сравнения, световыход черенковских радиаторов детектора T0 эксперимента ALICE при использовании ФЭУ-187 с квантовой эффективностью $\sim 15\%$ составляет ~ 180 ф.э./МIP [123]. Подобный характер зависимости, кстати, может быть использован для определения временного разрешения детектора по числу зарегистрированных частиц [30].

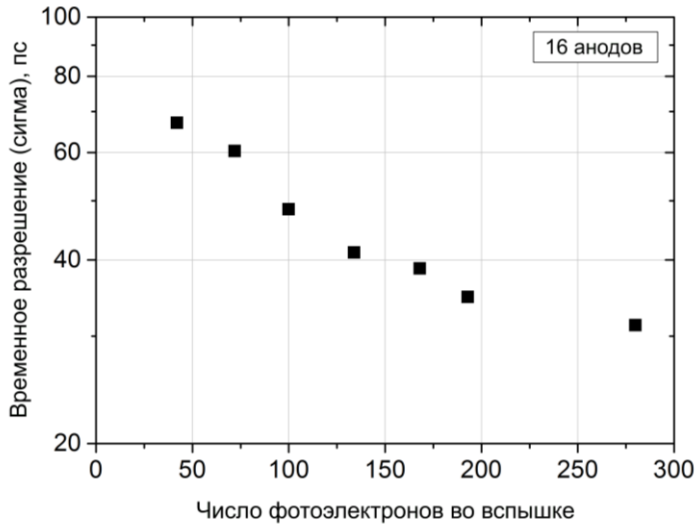


Рисунок 2.14. Зависимость временного разрешения МКП-ФЭУ от интенсивности вспышки, регистрируемой 16-тью объединёнными анодами.

Кроме того, на рис.2.15 представлены результаты сравнения временного разрешения при регистрации вспышек интенсивностью 100 ф.э. различной конфигурацией объединённых анодов, а также при использовании общего выхода. Эти результаты были получены при съёме сигналов с МКП-ФЭУ непосредственно на цифровой осциллограф LeCroy WR620Zi и использовании встроенных программных аналогов формирователя со следящим порогом. Результаты сравнения в этих условиях схожи с данными, представленными на рис.2.13, и значительно лучше временного разрешения, представленного на рис.2.14, в связи с отсутствием в цепи обработки сигналов аналоговых элементов и их дополнительного вклада в шумовую составляющую сигнала.

Полученные временные характеристики МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q соответствуют требованиям, предъявляемым временным параметрам фотосенсоров для детектора FIT. Однако, в ходе описанных тестов была выявлена особенность данного МКП-ФЭУ, накладывающая некоторые ограничения на его применение в условиях относительно высоких нагрузок. Как было выяснено, наличие ёмкостной связи между анодной плоскостью и МКП, с выхода которой формируется положительный общий сигнал, приводит к возникновению биполярной наводки между каналами съёма сигналов. Так, например, если все индивидуальные аноды МКП-ФЭУ объединены в 4 квадранта по 16 штук, то, при регистрации светового сигнала только одним квадрантом на трёх других появится биполярная наводка с амплитудой положительного выброса ~15% от амплитуды

оригинального сигнала. Если-же сигнал регистрируется тремя квадрантами, то амплитуда положительного выброса на четвёртом может достигать ~45% - пример засветки подобной конфигурации представлен на рис.2.16.

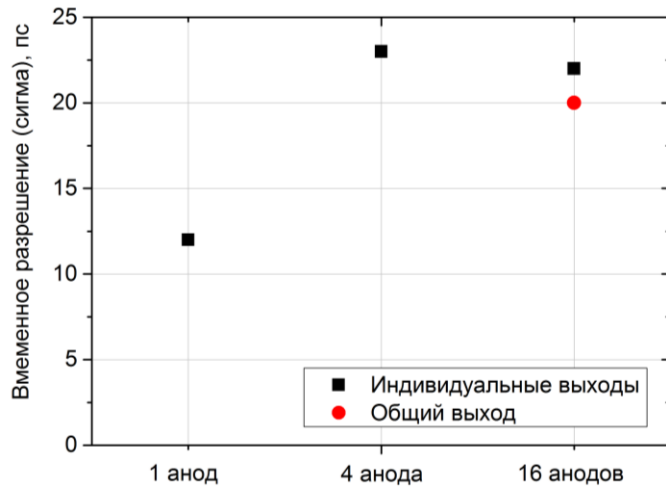


Рисунок 2.15. Сравнение временного разрешения при регистрации вспышек интенсивностью 100 ф.э. анодами, объединёнными в различные конфигурации, а также общим выходом, при использовании полностью цифровой системы съёма и обработки сигналов.

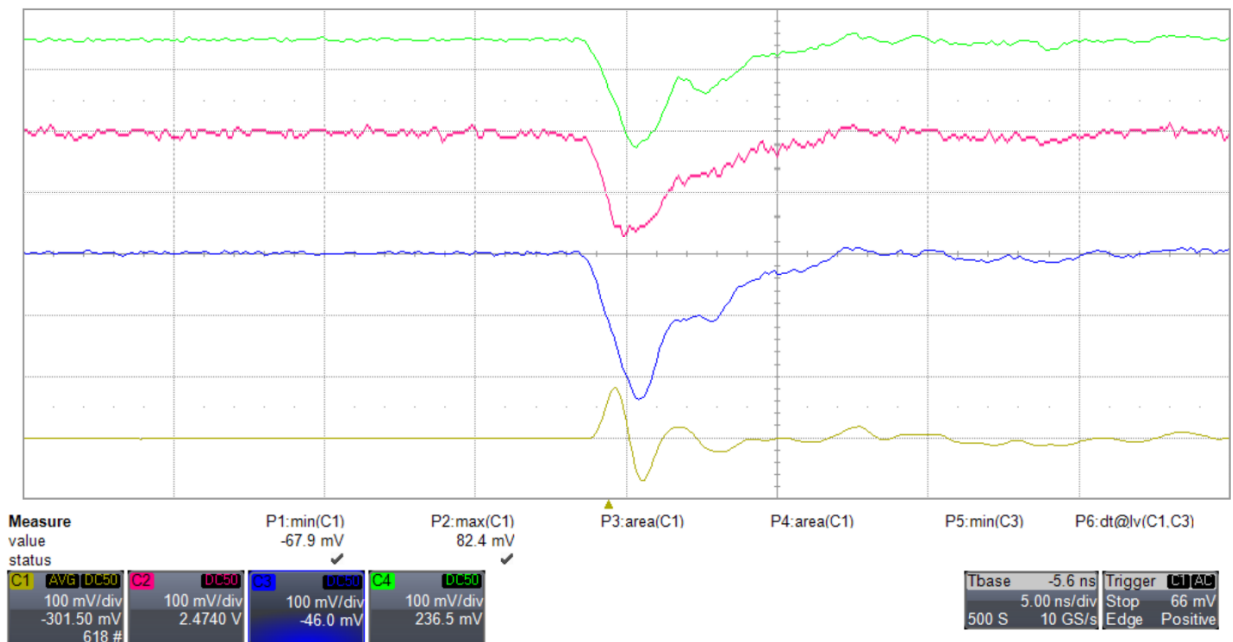


Рисунок 2.16. Образец биполярной наводки на первом квадранте (к.1, жёлтый) МКП-ФЭУ в условиях равномерной засветки остальных трёх квадрантов.

Наложение биполярной наводки на сигнал отрицательной полярности неминуемо приводит к искажению фронта сигнала, что делает невозможным формирование точного временного сигнала на его основе. А, поскольку в детекторе FIT в Pb-Pb режиме планируется одновременная регистрация нескольких десятков частиц с 1

см² поверхности детектора, временная информация большинства событий будет искажена до недопустимого уровня. Таким образом, применение МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q в детекторе FIT возможно либо в случае использования временной информации только с общего выхода (который не подвержен описанным выше наводкам), что ограничит гранулярность детектора, либо в случае модернизации платы подачи высокого напряжения и съёма сигналов МКП-ФЭУ для ликвидации причин возникновения положительной составляющей наводки на анодные сигналы (см. п.3.1).

Ещё одним критическим параметром, определяющим возможность применения Planacon XR85012/A1-Q в детекторе FIT, является стойкость его амплитудных параметров к работе в условиях сильных магнитных полей с индукцией 0,2-0,5 Тл. В литературе имеется несколько источников, демонстрирующих амплитудные параметры подобных ФЭУ в условиях магнитного поля до 2,0 Тл [124, 125, 126], однако все они описывают работу ФЭУ для крайне высоких ($>10^6$) коэффициентов умножения и напряжений питания (>1800 В), и не покрывают диапазон магнитных полей до 0,5 Тл. В случае детектора FIT, работа МКП-ФЭУ ожидается при коэффициентах умножения $\sim 10^4$ - 10^5 (~ 1200 - 1600 В) в условиях магнитного поля индукцией 0,2 и 0,5 Тл. В связи с отсутствием таких данных в литературе, были проведены специальные измерения зависимости коэффициента умножения Planacon XR85012/A1-Q от величины магнитного поля, направленного вдоль нормали ко входному окну, а также в случае небольшого наклона МКП-ФЭУ относительно этого положения.

Измерения проводились в поле магнита типа СП57а1: МКП-ФЭУ был помещён в светозащитный корпус с введёнными в него световодами, обеспечивающими засветку центра каждого квадранта ФЭУ (16 объединённых анодов) пятном диаметром 10 мм. Источником света с длиной волны 405 нс служил генератор пикосекундных оптических импульсов PLS-405/660, сигналы регистрировались и анализировались с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS3054C.

На рисунке 2.17 представлены зависимости амплитуды сигнала с первого квадранта МКП-ФЭУ в относительных (а) и абсолютных (б) величинах от

индукции магнитного поля, измеренные при различных напряжениях питания (другие квадранты продемонстрировали зависимости идентичного характера, вектор магнитного поля был направлен вдоль нормали к поверхности входного окна МКП-ФЭУ). Как можно видеть из представленных зависимостей, коэффициент умножения МКП-ФЭУ имеет разнонаправленную зависимость от магнитного поля при различных напряжениях питания, имея однозначных тренд к снижению при высоких значениях индукции. Это может быть связано со спиральностью траектории движения электрона в магнитном поле, ларморовский радиус которой может, при определённой комбинации напряжения и индукции магнитного поля, становится меньше диаметра микроканалов (25 мкм) [125].

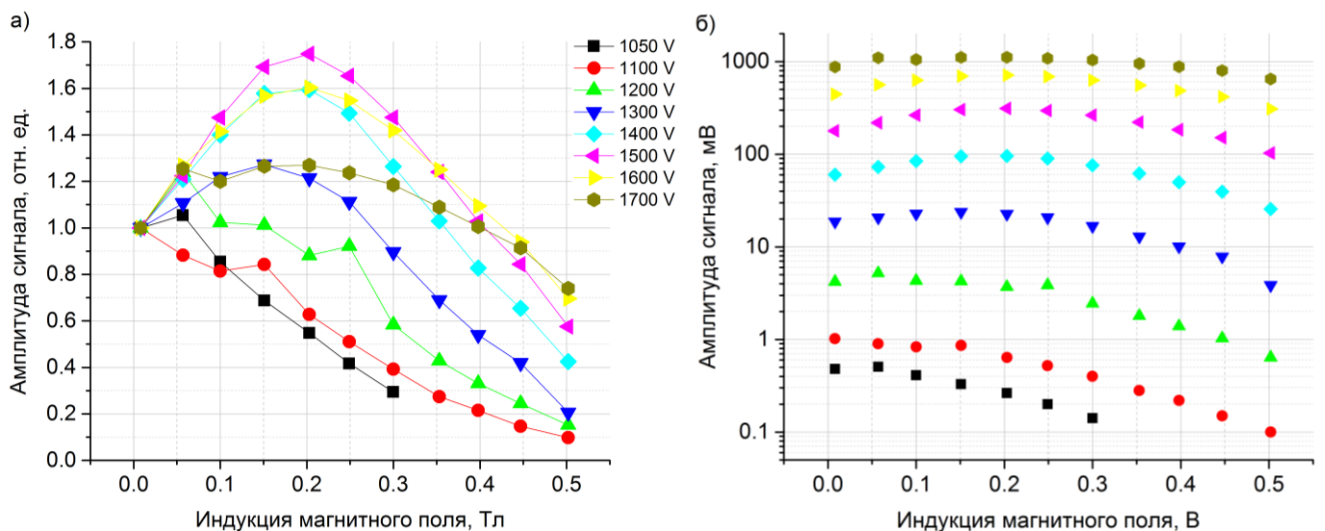


Рисунок 2.17. а) Зависимость относительной амплитуды сигнала одного квадранта МКП-ФЭУ от индукции магнитного поля при различных значениях напряжения питания; б) – аналогичная зависимость абсолютных значений амплитуды сигналов. Для лучшего визуального восприятия, экспериментальные точки соединены отрезками прямых.

Как можно видеть из рис.2.18, основанного на тех же данных, что и рис.2.17, изменение амплитуды при актуальных для детектора FIT значениях индукции магнитного поля 0,2 и 0,5 Тл составляет соответственно 60% - 170% и 10 – 80% от величины в отсутствие поля. В связи с тем, что производители ФЭУ не могут сколько-нибудь точно контролировать коэффициент умножения производимых

ФЭУ при заданном напряжении питания, работа Planacon XR85012/A1-Q при коэффициенте умножения 10^4 может потребовать подачи напряжения питания в диапазоне 1100...1500 В. Кривая на рисунке 2.18 подтверждает работоспособность ФЭУ в этом диапазоне: усиление может сократиться не более, чем в 10 раз в условиях магнитного поля до 0,5 Тл, что достаточно легко компенсируется увеличением напряжения на 100-150 В.

Кроме того, была измерена зависимость влияния магнитного поля на коэффициент умножения МКП-ФЭУ при разных углах наклона (см. рис.2.19). В результате, была выявлена существенная и асимметричная угловая зависимость усиления МКП-ФЭУ для плоскости, совпадающей с плоскостью шевронного угла поворота микроканалов (плоскость X на рисунке 2.19), а также существенно более слабая и симметричная зависимость от наклона в другой плоскости (плоскость Y).

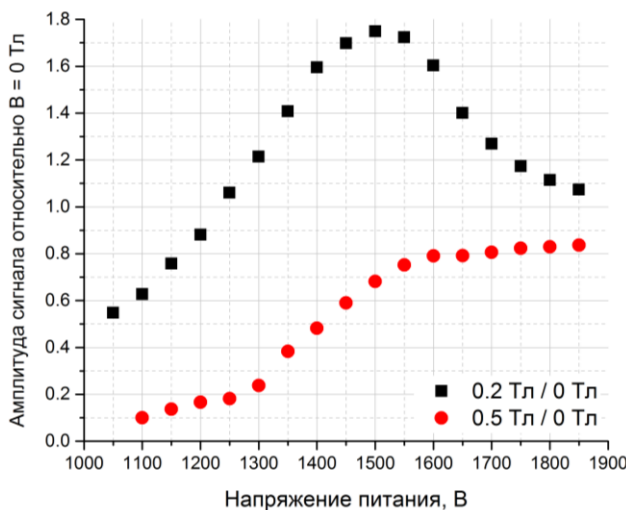


Рисунок 2.18. Зависимость изменения амплитуды сигнала от напряжения питания в условиях магнитного поля индукцией 0,2 Тл и 0,5 Тл.

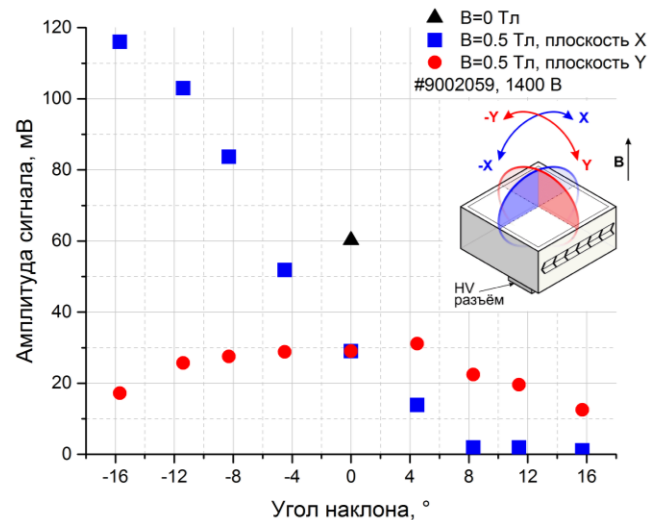


Рисунок 2.19. Зависимость изменения амплитуды сигнала одного квадранта МКП-ФЭУ от его угла наклона в двух плоскостях при увеличении индукции магнитного поля от 0 до 0,5 Тл. Иллюстрация автора.

Этот эффект уже наблюдался для другого типа МКП-ФЭУ [127], и заключается в том, что в условиях сильного магнитного поля усиление МКП минимально при совпадении направления вектора магнитного поля с направлением микроканала.

Однако, при шевронной сборке пластин такая ситуация невозможна – при совпадении вектора \mathbf{V} и направления каналов второй МКП, вектор \mathbf{V} будет перекрещиваться с каналами первой МКП на удвоенный угол наклона каналов. Но, ввиду лавинообразной природы умножения электронов в каналах, первая пластина даёт максимальный вклад в результирующий коэффициент умножения – поэтому, совпадение направления именно её каналов с вектором \mathbf{V} приводит к минимальному коэффициенту умножения. Направление шевронной сборки МКП используемого ФЭУ схематически отображено на иллюстрации в графике на рис.2.19.

Таким образом, при должном контроле плоскости наклона МКП-ФЭУ в детекторе FIT (если такой будет необходим), его коэффициент умножения при повышении магнитного поля до 0,5 Тл составит не менее 30% оригинальной величины при $U=1400$ В. С учётом максимального напряжения питания МКП-ФЭУ семейства Planacon в 2,0 кВ, это подтверждает возможность их использования в детекторе FIT с точки зрения стойкости к магнитному полю.

2.2. Исследование характеристик прототипа черенковского модуля

Помимо собственного временного разрешения фотосенсора, большое влияние на результирующие временные характеристики детектора оказывают также параметры сцинтиллятора / черенковского радиатора, включая их геометрию, время и спектр высвечивания. Наилучшие на сегодняшний день сцинтилляторы для временных применений имеют время высвечивания 0,8 нс – 1,4 нс (кристалл BaF_2 и пластмассовый сцинтиллятор EJ-228 соответственно) [128, 129], однако их максимальный характерный размер составляет, как правило, не более 10 см. В тоже время, фундаментальный предел на длительность черенковской вспышки составляет всего несколько фемтосекунд [130], а практический предел на временное разрешение подавляющего большинства черенковских детекторов определяется геометрией и размерами радиатора и собственным временным разрешением фотосенсора на статистике фотонов, ограниченной интенсивностью черенковской вспышки.

В связи с вышесказанным, приоритетной методикой регистрации частиц для детектора FIT может являться использование черенковских детекторов на основе кварцевых радиаторов в прямом оптическом контакте с МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q - использование кварца обусловлено его высокой радиационной стойкостью ($>10^{14}$ н_экв/см²) и плотностью ($\sim 2,6$ г/см³), а также широким спектром пропускания (≥ 160 нм) и приемлемой стоимостью. Ниже представлены результаты измерения основных параметров прототипа детектора FIT, имеющего подобную структуру.

2.2.1. Экспериментальная установка

Измерения параметров черенковских модулей – прототипов детектора FIT проводилось на выведенном пучке π^- -мезонов ускорителя Proton Synchrotron (PS) в ЦЕРН. Целью измерений являлась экспериментальная проверка временных параметров черенковского модуля в сборе и выбор оптимальной конфигурации радиаторов. В измерениях участвовали два МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q в светонепроницаемых корпусах, позволяющих поочерёдно использовать различные конфигурации радиаторов – их примеры представлены на рис.2.20.

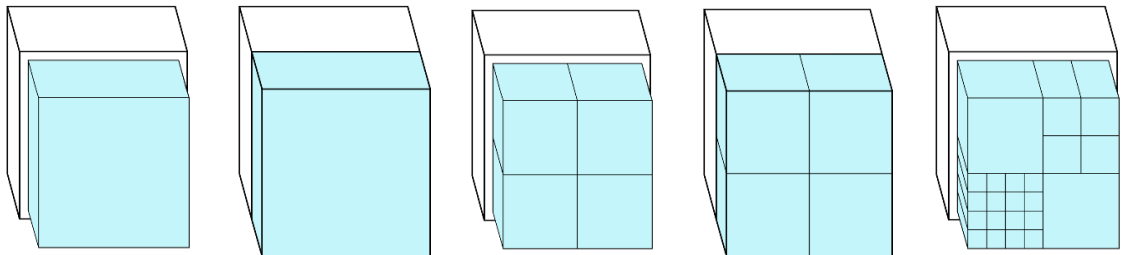


Рисунок 2.20. Различные конфигурации радиаторов для использования в прототипе черенковского модуля FIT: стандартные (по размеру фотокатода 53x53 мм²) и увеличенные (по размеру входного окна 59x59 мм²) радиаторы, а также наборные радиаторы (из расчёта 2x2, 4x4, 8x8 радиаторов на окно МКП-ФЭУ).

Для исследования параметров черенковских модулей в зависимости от точки прохождения частицы в измерениях был задействован координатно-чувствительный сцинтилляционный детектор (КЧД), специально изготовленный в НИЯУ МИФИ для применения в данных измерениях. Принцип его действия заключается в регистрации горизонтальной (X) и вертикальной (Y) координат

точки пролёта частиц пучка двумя независимыми плоскостями сцинтилляционных счётчиков, повернутых друг относительно друга на 90 градусов вокруг оси пучка (см. рис.2.21). Каждый счётчик состоит из бруска сцинтиллятора ВС408 размером $10 \times 12 \times 53$ мм³ (без учёта отражателя), обернутого алюминизированным майларом – общая чувствительная площадь практически идентична площади фотокатода используемого МКП-ФЭУ. Каждый сцинтиллятор просматривается кремниевым фотоумножителем КЕТЕК РМ6660TS-SB0 с размером чувствительной области 6×6 мм² через один из торцов. Размеры поддерживающих конструкций подобраны таким образом, чтобы области КЧД и МКП-ФЭУ накладывались друг на друга – схема соответствия каналов КЧД квадрантам МКП-ФЭУ представлена на рис.2.22.

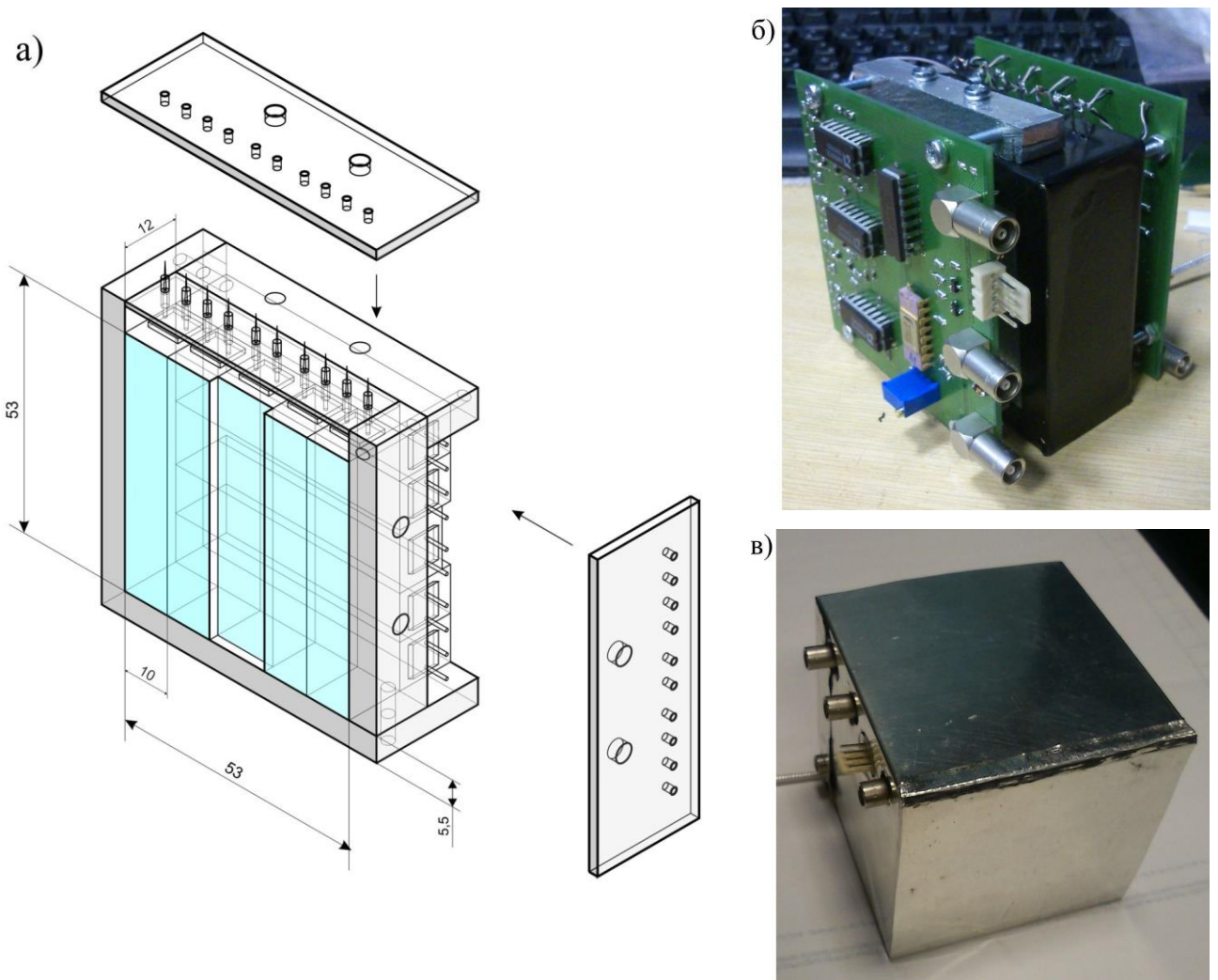


Рисунок 2.21 а) Эскиз внутренней структуры координатно-чувствительного детектора; б) фотография КЧД в сборке с электронными платами для

формирования сигналов (без корпуса); в) фотография КЧД во внешнем корпусе. Иллюстрации и фотографии автора.

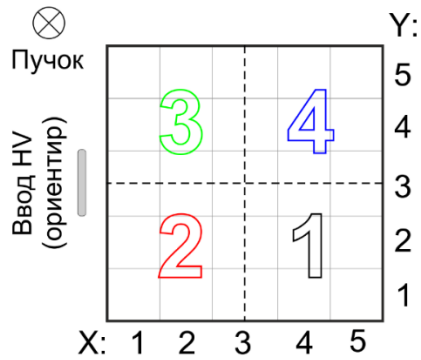


Рисунок 2.22. Типовая схема соответствия квадрантов МКП-ФЭУ и каналов КЧД.

Логика формирования сигналов с КЧД была адаптирована для простоты их регистрации оцифровщиком CAEN DT5742, используемым в измерениях на PS (см. ниже): сигналы с каждого SiPM поступают на компаратор AD96687, расположенный на электронной плате детектора (всего таких плат две – по одной на каждую плоскость). Логические сигналы пяти компараторов каждой плоскости поступают на один из пяти разрядов цифро-аналогового преобразователя, который, затем, выдаёт логические сигналы дискретной амплитуды: 0,15 В, 0,3 В, 0,6 В, 1,2 В, 2,4 В, по которым можно судить о номере сработавшего счётчика (точнее, пары перпендикулярных друг другу счётчиков) и, соответственно, определять координату частицы с точностью до 1 см (или до 0,6 см, в комбинации с черенковским модулем)

Помимо КЧД, в экспериментальной установке на ускорителе PS (рис.2.23) использовалось ещё несколько вспомогательных детекторов: два стартовых черенковских счётчика T0-C и T0-D, которые имеют собственное временное разрешение ~ 38 пс каждый, и «рамочный» детектор с размером чувствительной области 6x6 см для селекции частиц, прошедших через область окна МКП-ФЭУ вне фотокатода. «Рамочный» детектор также был специально изготовлен в НИЯУ МИФИ и описан более подробно в п.2.3.1.

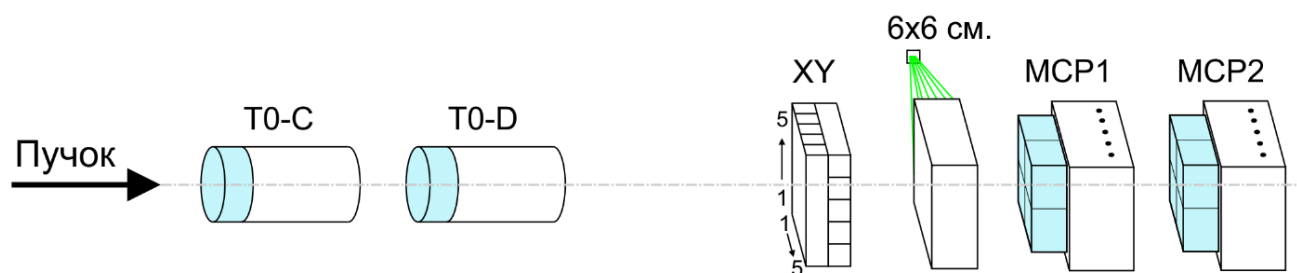


Рисунок 2.23. Схема установки по измерению параметров черенковских модулей на пучке π -мезонов. Иллюстрация автора.

Аналоговые сигналы с исследуемых модулей и дополнительных детекторов регистрировались с помощью оцифровщика сигналов CAEN DT5742 с шагом оцифровки 200 пс. Анализ всех данных происходил в режиме офф-лайн, время прихода сигналов определялось как время пересечения фронтом сигнала порога, составляющего 20% от амплитуды сигнала (виртуальный аналог ФСП).

Триггерный сигнал для запуска оцифровщика формировался в различных режимах, в зависимости от исследуемой области прототипов черенковских модулей – схема формирования триггерных сигналов и различия в режимах запуска представлены на рис.2.24.

В проведённых измерениях, фокус пучка π^- -мезонов с импульсом 6 ГэВ/с располагался на уровне двух черенковских счётчиков T0-C и T0-D. Исследуемые модули располагались в ~ 3 м от стартовых счётчиков, что позволяло облучать их достаточно широким пучком (профиль пучка, измеренный с помощью КЧД, представлен на рис.2.25). Счётчики T0-C и T0-D обеспечивали стартовый сигнал при измерении временного разрешения исследуемых модулей. Временное разрешение стартового сигнала, вычисляемого как среднеарифметическое времени регистрации частицы счётчиками T0-C и T0-D, составило 24,5 пс (сигма): распределение разности этих времён, отображающее удвоенное временное разрешение, представлено на рис.2.26.

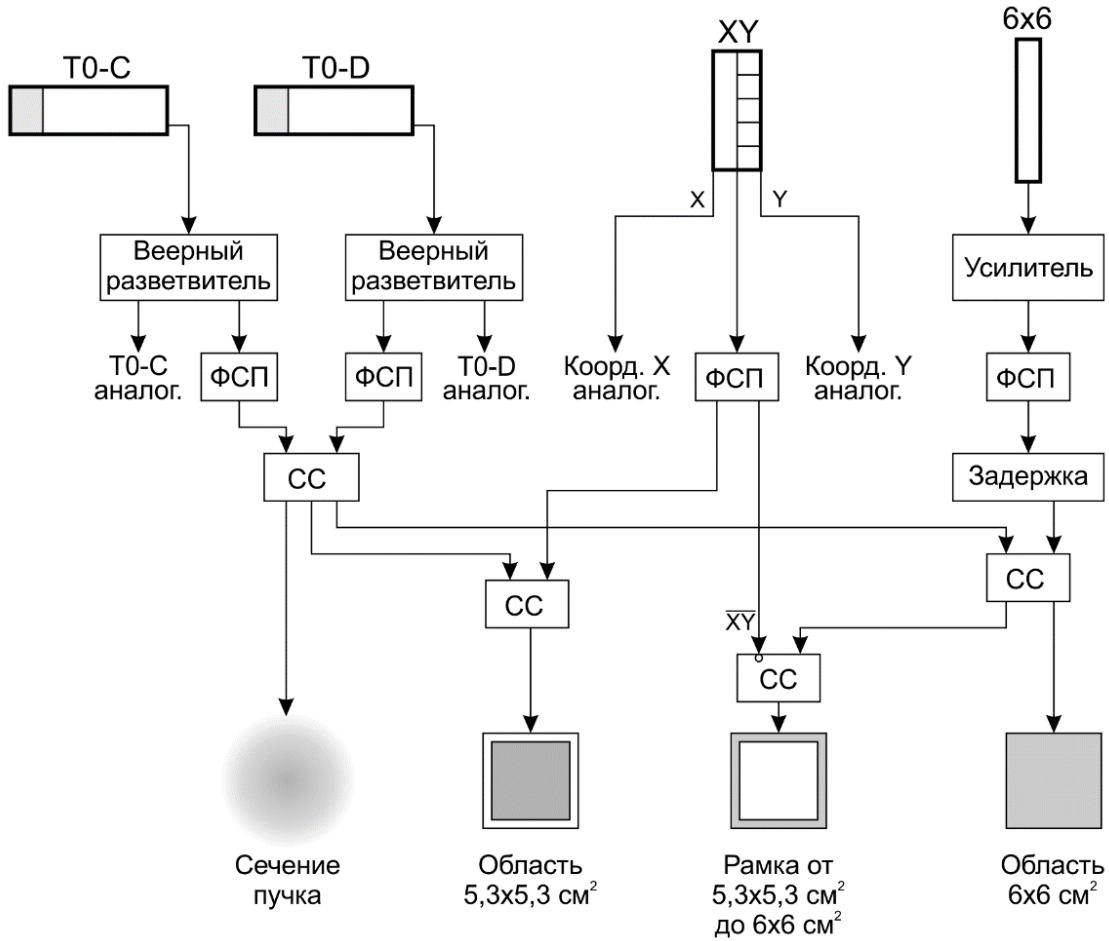


Рисунок 2.24. Схема формирования триггерных сигналов для запуска оцифровщика и селекции событий в разных областях исследуемых прототипов черенковских модулей.

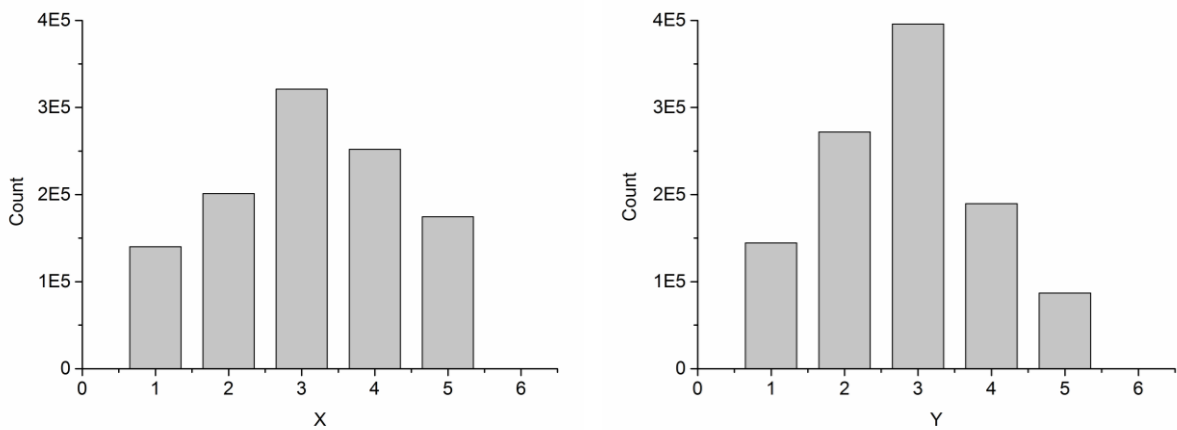


Рисунок 2.25. Гистограммы, демонстрирующие профиль пучка по оси X (слева) и Y (справа) при облучении тестируемого ФЭУ.

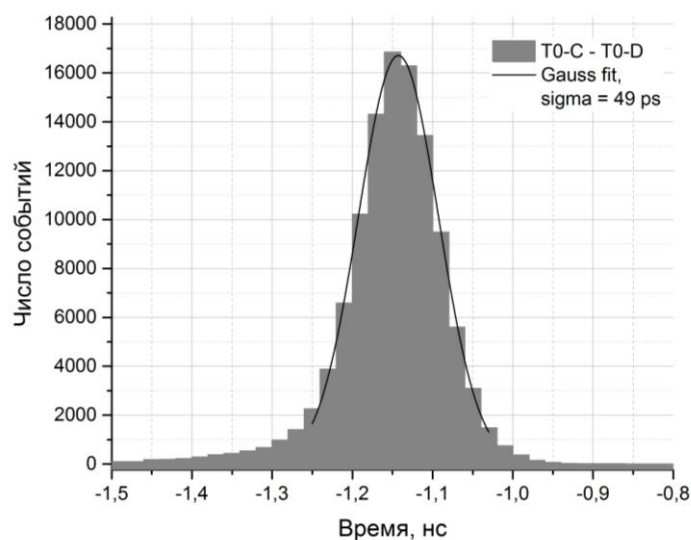


Рисунок 2.26. Распределение разности временных интервалов регистрации частиц счётчиками T0-C и T0-D, отображающее удвоенную величину временного разрешения стартового сигнала – их среднеарифметической величины.

2.2.2. Временные и амплитудные параметры при прямом облучении

На рис.2.27 представлены амплитудные спектры и временное разрешение черенковского модуля в его наиболее естественной конфигурации: при использовании четырёх радиаторов, с суммарным сечением, совпадающим с площадью фотокатода ($53 \times 53 \text{ мм}^2$). Сегментация радиаторов в данном случае определяется требованиями к гранулярности детектора FIT: для измерения плоскости реакции свинец-свинцовых столкновений необходима сегментация МКП-ФЭУ на 4 или более квадрантов. Таким образом, аноды ФЭУ в этих измерениях были объединены в 4 группы (квадранта) по 16 анодов.

Как можно видеть из рисунка, собственное временное разрешение черенковского модуля такой конфигурации после вычета вклада стартовых детекторов составляет ~ 30 пс при съёме сигналов с индивидуальных каналов и $\sigma = 43$ пс при съёме сигналов с общего выхода. Координатная зависимость временного разрешения, измеренного с общего выхода, не выявила существенной разницы во временных параметрах МКП-ФЭУ в зависимости от области фотокатода (рис 2.28, а). Однако, координатная зависимость временной задержки, представленная на рис.2.28 (б), демонстрирует существенную неоднородность, связанную, по-видимому, с асимметрией подключения общего выхода ко внешней поверхности МКП. Это может являться неизбежным фактором, ограничивающим временное разрешение черенковского модуля при использовании сигналов с общего выхода.

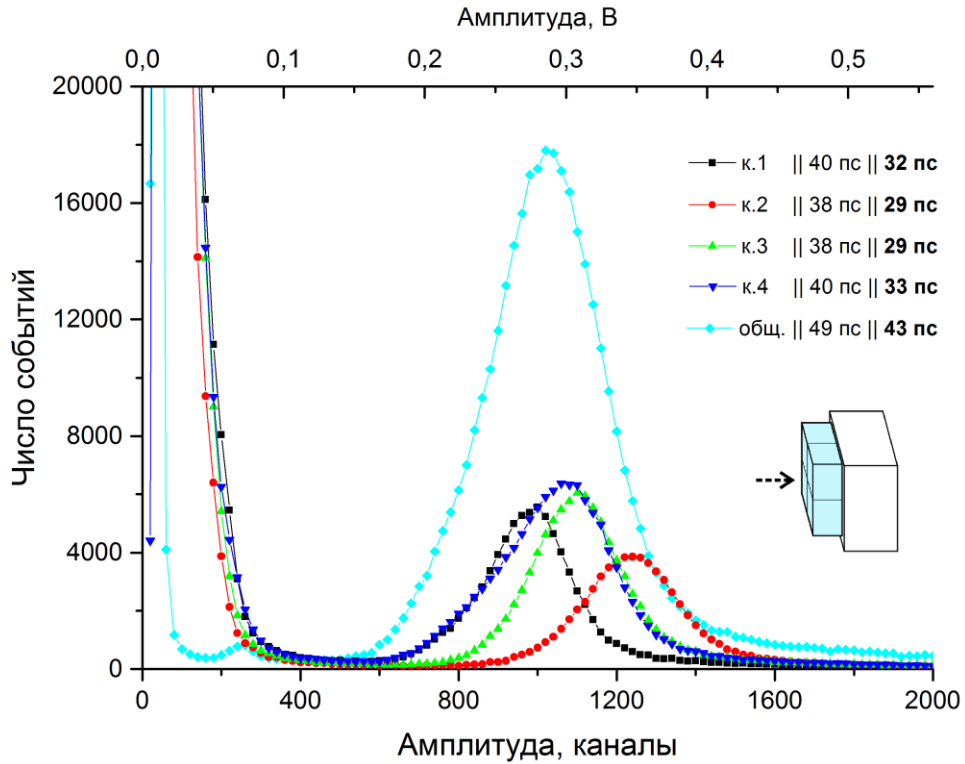


Рисунок 2.27. Амплитудные спектры с каждого канала черенковского модуля (4 квадранта + общий выход) при использовании четырёх стандартных радиаторов, с указанием временного разрешения до и после вычитания вклада стартовых детекторов.

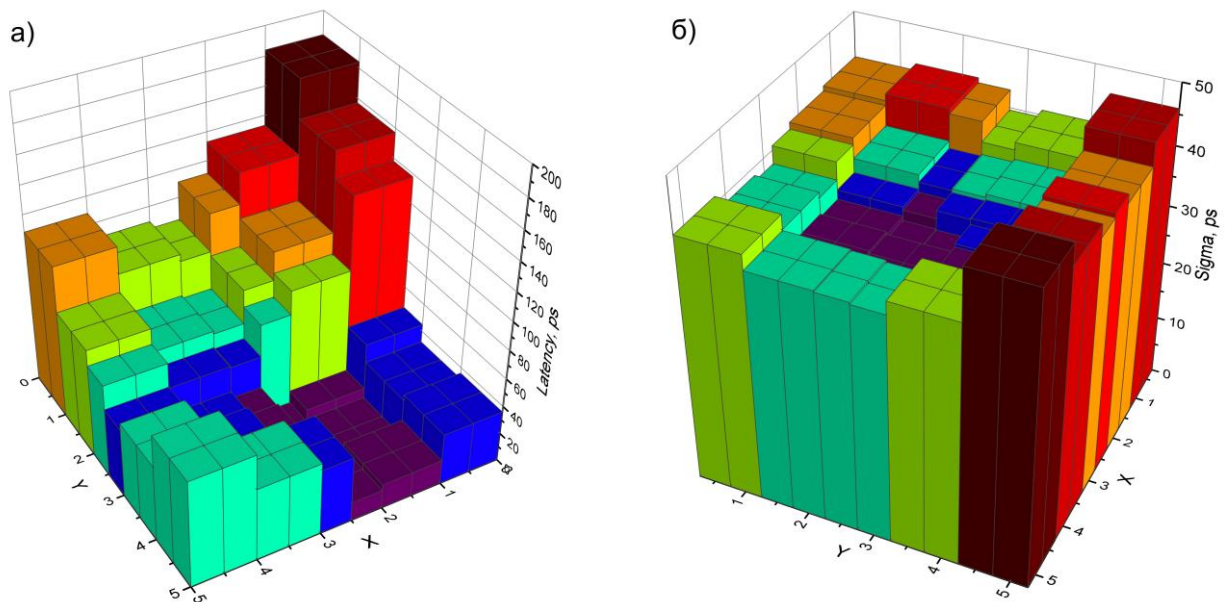


Рисунок 2.28. а) Зависимость временной задержки сигналов с общего выхода от точки прохода частицы; б) Зависимость временного разрешения сигналов с общего выхода от точки прохода частицы.

При использовании стандартных радиаторов геометрическая эффективность детектора не будет превышать 81% - в связи с этим, представляют интерес параметры детектора при использовании увеличенных радиаторов по размеру входного окна. Результаты таких измерений представлены на рис.2.29.

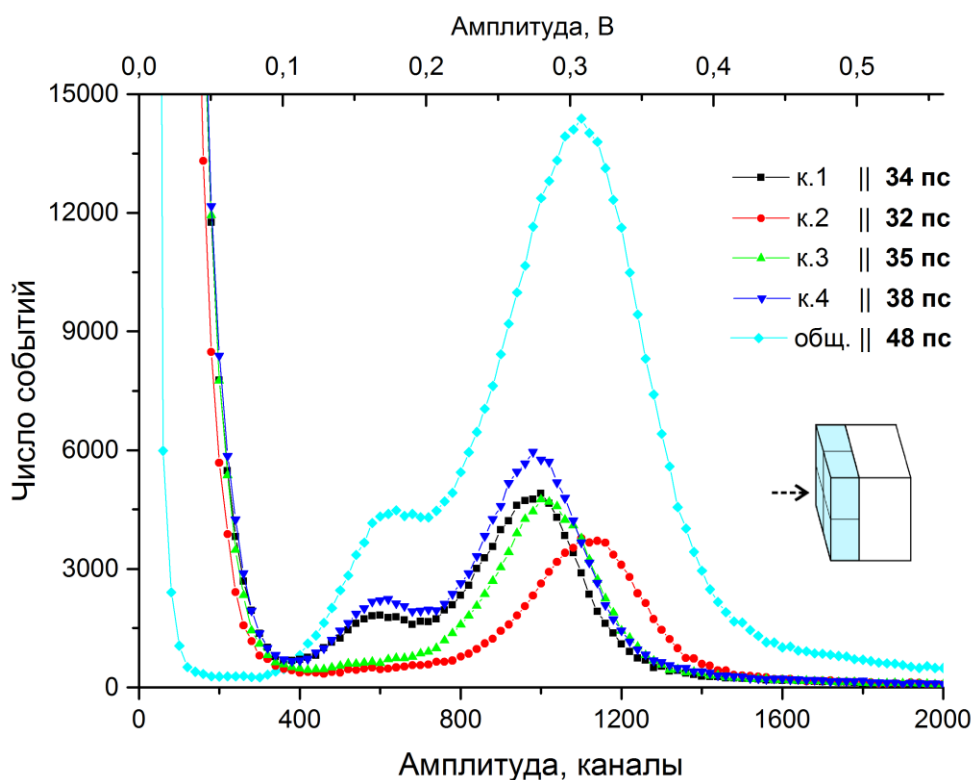


Рисунок 2.29. Амплитудные спектры с каждого канала черенковского модуля при использовании четырёх увеличенных радиаторов, с указанием временного разрешения после вычитания вклада стартовых детекторов.

Как можно видеть из рисунка, при умеренном ухудшении временного разрешения, использование увеличенных радиаторов радикально ухудшает амплитудное разрешение, приводя к появлению в амплитудном распределении второй пик с меньшим средним значением. Данный эффект связан с попаданием части черенковских фотонов (около 20%, исходя из формы спектров) на поверхность нечувствительной к свету кромки МКП-ФЭУ шириной 3 мм — это однозначно подтверждается сравнением амплитудных спектров всех событий, и только центральных — см. рис.2.30.

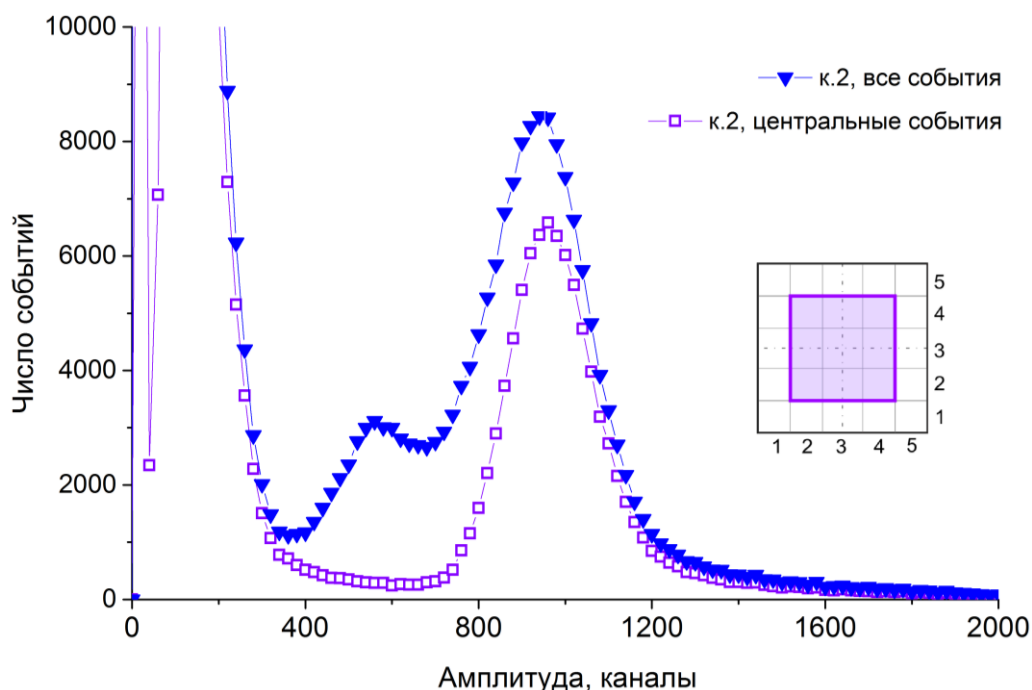


Рисунок 2.30. Амплитудные спектры, полученные со второго канала черенковского модуля с увеличенными радиаторами при селекции событий по попаданию в центральную область МКП-ФЭУ и без селекции.

Для проверки параметров черенковского модуля при использовании радиаторов большей сегментации (из расчёта 4x4 и 8x8 радиаторов на МКП-ФЭУ), был собран экспериментальный модуль, состоящий из двух стандартных радиаторов (в квадрантах 1 и 3), четырёх радиаторов сечением 13,2 x 13,2 мм² во втором квадранте и шестнадцати радиаторов сечением 6,6 x 6,6 мм² в четвёртом квадранте (см. рис.2.20) – его характеристики при селекции событий по квадрантам представлены на рис.2.31. Как видно из рисунка, высокая сегментация радиаторов при фиксированной группировке анодов ФЭУ по 4 квадрантам приводит к высокой неоднородности сигнала по амплитуде и худшему временному разрешению. Для компенсации несоответствия разделения анодов и радиаторов, была произведена селекция событий по центральному пикселю [3;3] – то есть для каждого квадранта были отобраны только те частицы, которые прошли через узкую область 6x6 мм² в углу каждого квадранта, лежащего в центре МКП-ФЭУ. Таким образом, все проанализированные события со второго и четвёртого каналов считывания были

вызваны прохождением частиц только через один радиатор $13,2 \times 13,2 \text{ мм}^2$ и $6,6 \times 6,6 \text{ мм}^2$ соответственно – результаты представлены на рис.2.32.

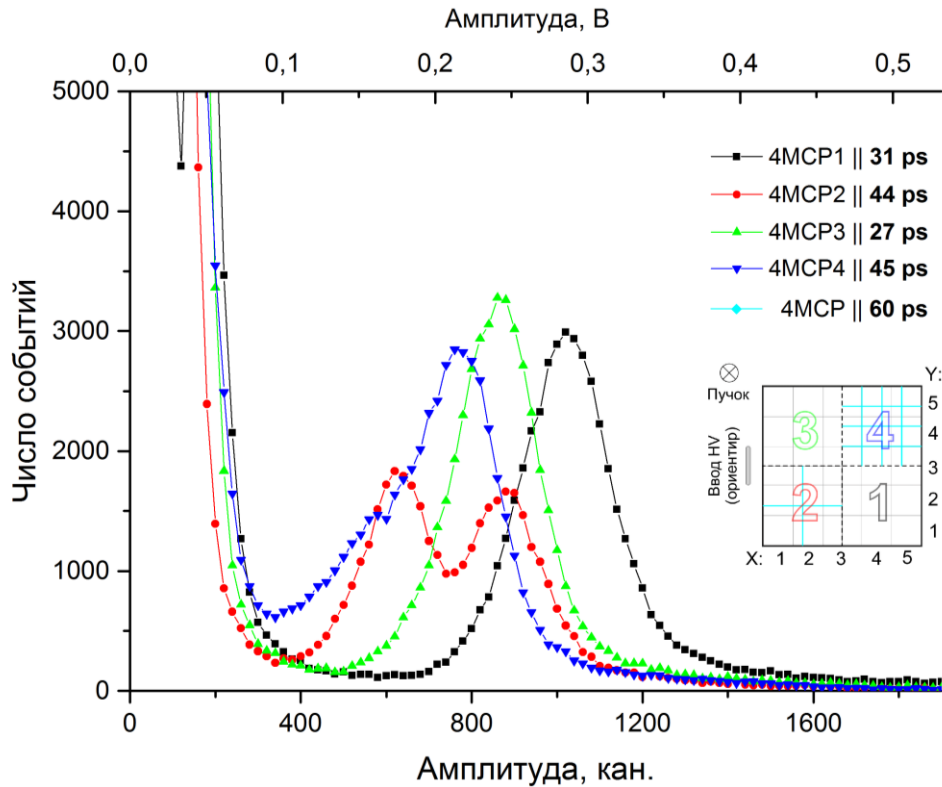


Рисунок 2.31. Амплитудные спектры каналов черенковского модуля с комбинированными радиаторами при селекции событий по квадрантам с указанием временного разрешения после вычета вклада стартовых детекторов.

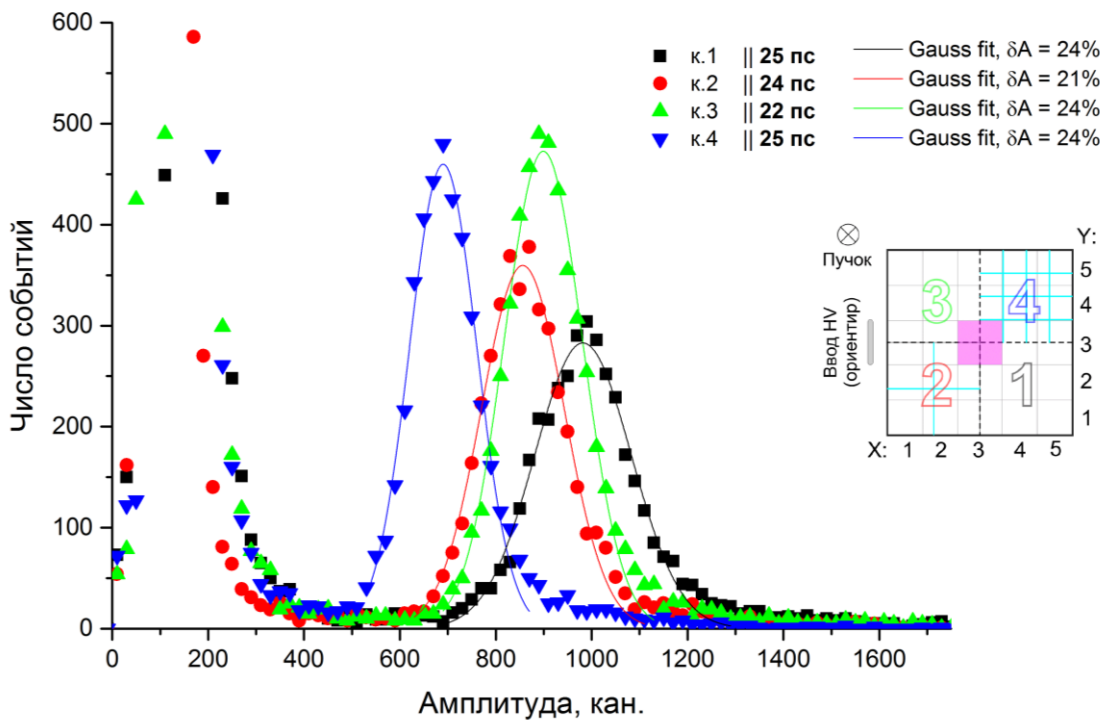


Рисунок 2.32. Амплитудные спектры каналов черенковского модуля с комбинированными радиаторами при селекции событий по квадрантам и центральной области $12 \times 12 \text{ мм}^2$ с указанием временного разрешения после вычета вклада стартовых детекторов.

Как можно видеть из рис.2.32, при анализе событий от тех частиц, которые проходят только через один радиатор, не возникает существенной временной или амплитудной неоднородности. При этом, сегментация радиаторов дальше 2×2 не приводит к существенному выигрышу ни с точки зрения временного, ни с точки зрения амплитудного разрешения. Использование же сплошного радиатора на всю поверхность фотокатода или входного окна не позволяет получать сколько-нибудь внятную информацию с выходов квадрантов, поскольку диаметр пятна черенковского излучения при прохождении частицей 2 см кварца составляет $\sim 4 \text{ см}$ – таким образом, черенковский свет неминуемо делится в некоторой варьируемой пропорции между квадрантами, характерный размер которых - всего 2,5 см (см. рис.2.33).

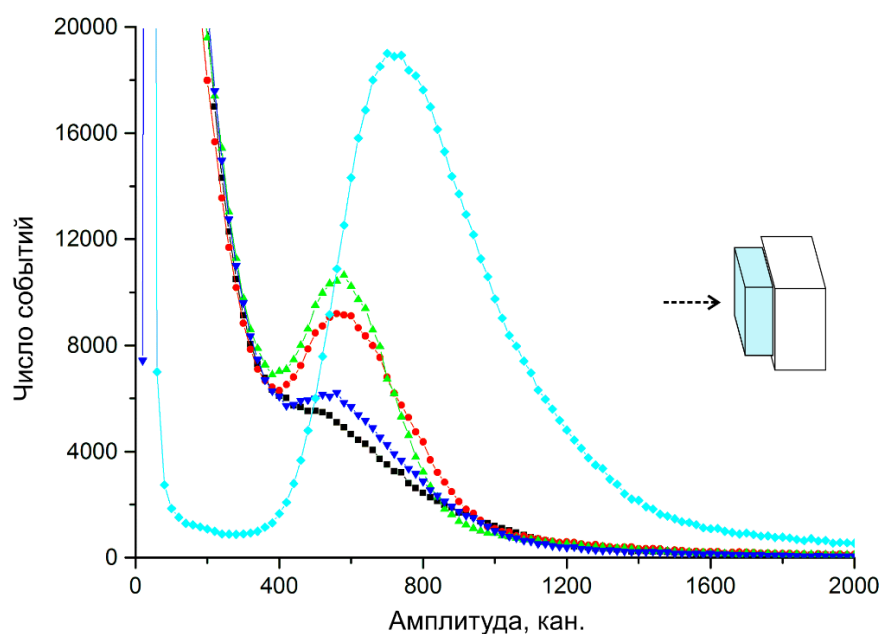


Рисунок 2.33. Амплитудные спектры каналов черенковского модуля со сплошным радиатором по размеру фотокатода.

2.2.3. Параметры модуля с высокой геометрической эффективностью

Как было отмечено выше, использование радиаторов сечением, равным размеру фотокатода, позволяет достичь временного и амплитудного разрешения, достаточно высокого для использования черенковских модулей такой

конфигурации в детекторе FIT, однако ограничивает геометрическую эффективность детектора на уровне $\sim 80\%$. Под геометрической эффективностью здесь понимается отношение чувствительной площади детектора в полной площади его фронтальной поверхности. Использование же увеличенных радиаторов по размеру входного окна МКП-ФЭУ радикально ухудшает амплитудное разрешение из-за поглощения части черенковских фотонов нечувствительной кромкой фотосенсора. Поиск решения данной проблемы привёл к неожиданному предложению использования черенковских модулей, расположенных «спиной» к точке вылета частиц. В такой конфигурации, черенковский свет, распространяющийся под углом $47\dots 52^\circ$ к направлению движения частицы пройдёт в два раза больший путь, благодаря чему может быть обеспечена достаточно равномерная засветка всей поверхности квадранта (вместе с нечувствительной кромкой) вне зависимости от точки попадания частицы.

Данная идея была проверена на практике при развороте модуля с увеличенными радиаторами на 180 градусов вокруг вертикальной оси – задней стороной МКП-ФЭУ к источнику частиц. Результирующие спектры представлены на рис.2.34.

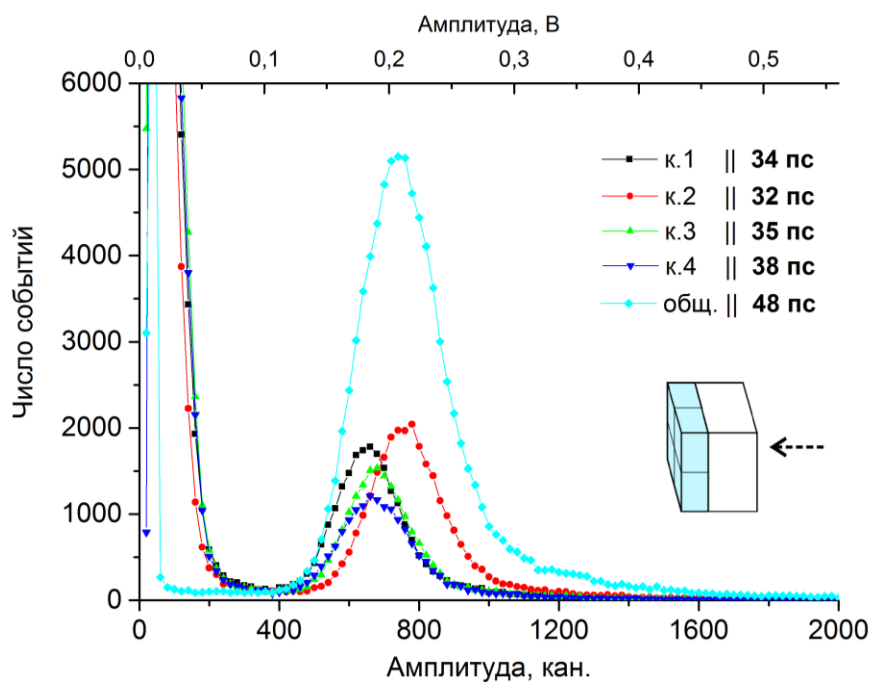


Рисунок 2.34. Амплитудные спектры с каналов черенковского модуля при использовании четырёх увеличенных радиаторов при обратном облучении модуля,

с указанием временного разрешения после вычитания вклада стартовых детекторов.

Как можно видеть из рисунка, предложенная методика не приводит к заметному ухудшению амплитудного разрешения, хотя средняя амплитуда сигналов сокращается на $\sim 30\%$ против параметров модуля со стандартными радиаторами при прямом облучении. Кроме того, сохраняется достаточно высокое временное разрешение (~ 35 пс) при съёме сигналов с индивидуальных выходов. Равномерность засветки при использовании предложенной методики оказывается достаточно высокой даже для использования единого сплошного радиатора по размеру входного окна МКП-ФЭУ – однако, значительное уменьшение амплитуды по каждому из каналов (по существу, в четыре раза) и возникновение биполярной наводки при одновременном срабатывании нескольких каналов (см. п.2.1.3) не позволяет достичь высокого временного разрешения в индивидуальных каналах.

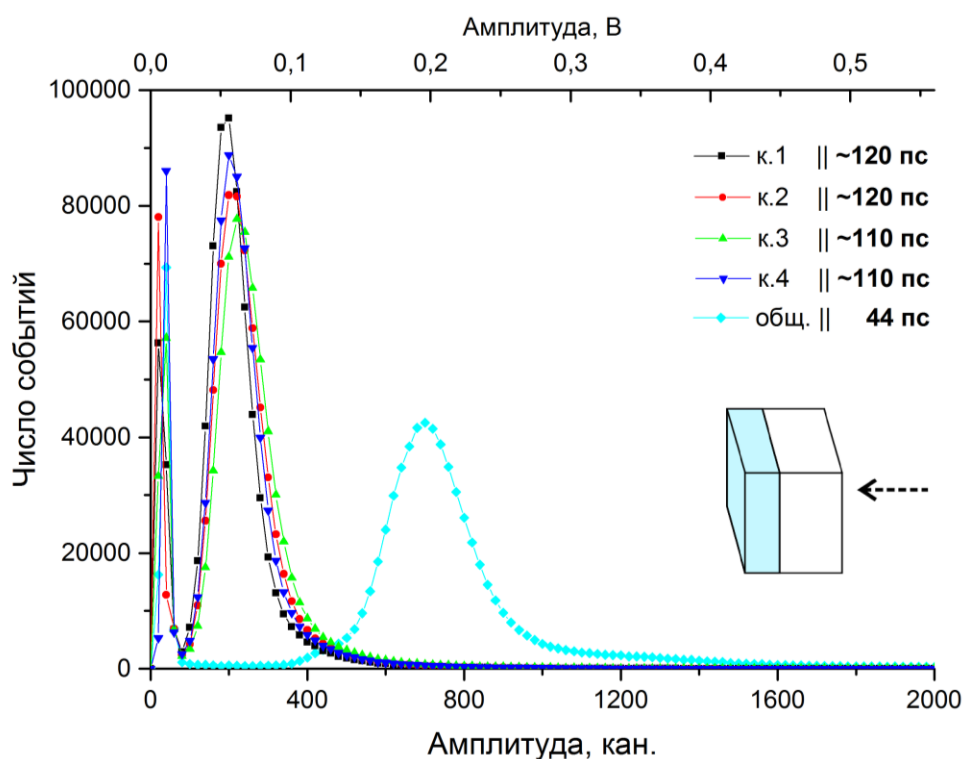


Рисунок 2.35. Амплитудные спектры с каналов черенковского модуля, облучаемого в обратном направлении, при использовании одного сплошного радиатора по размеру входного окна, с указанием временного разрешения после вычитания вклада стартовых детекторов.

Высокое амплитудное и временное разрешение при обратном облучении черенковских модулей, несмотря на превышение радиаторами размеров чувствительной области МКП-ФЭУ, привело к идее покрытия криволинейных поверхностей, например, в непосредственной близости от трубы ионопровода, радиаторами, вытянутыми за пределы не только фотокатода, но и самого окна МКП-ФЭУ (см. рис. 2.36).

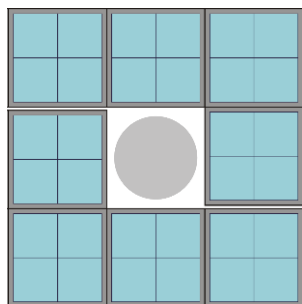


Рисунок 2.36. Схематичное изображение стандартного варианта покрытия области вокруг круглой трубы ионопровода прямоугольными модулями – белые области вокруг трубы могли бы быть покрыты радиаторами, вытянутыми за пределы МКП-ФЭУ.

Реализовать такую идею без ущерба для амплитудного и временного разрешения можно только при расположении детектора «задом наперёд», и важным вопросом остаётся величина ослабления средней амплитуды сигнала при частичном «выносе» радиатора за границы ФЭУ. Этот вопрос был исследован с помощью проведения измерений на модели предлагаемой конфигурации черенковского модуля, использующей сплошной квадратный радиатор размером $53 \times 53 \times 20$ мм³, смещённый от центра ФЭУ по горизонтальной оси на некоторое расстояние, как это показано на схеме на рис.2.37.

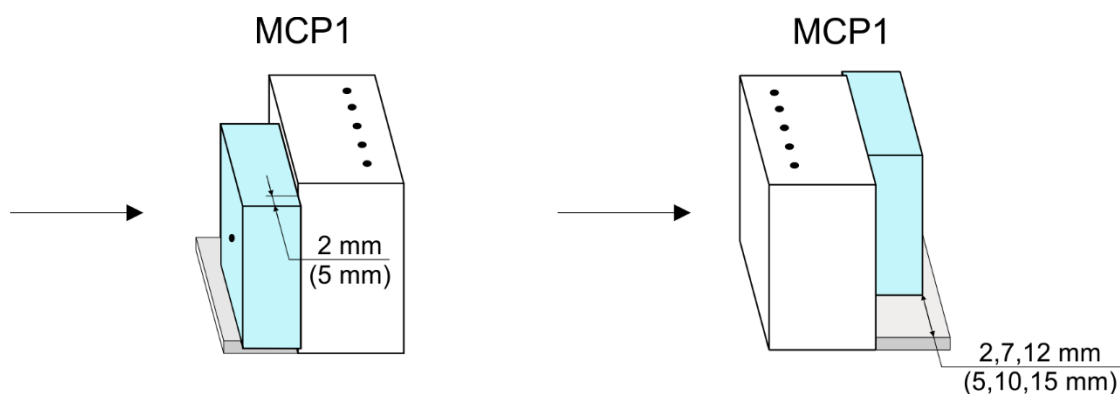


Рисунок 2.37. Схема тестового модуля со смещённым радиатором. Иллюстрация автора.

Сначала были проведены измерения с прямым пучком при смещении радиатора на 5 мм от границы фотокатода (то есть на 2 мм от внешней границы ФЭУ). При этом, из технологических соображений, центр радиатора совпадал с осью пучка, так же, как и координатный детектор, а смещался только сам ФЭУ, согласно схемам на рис.2.38.

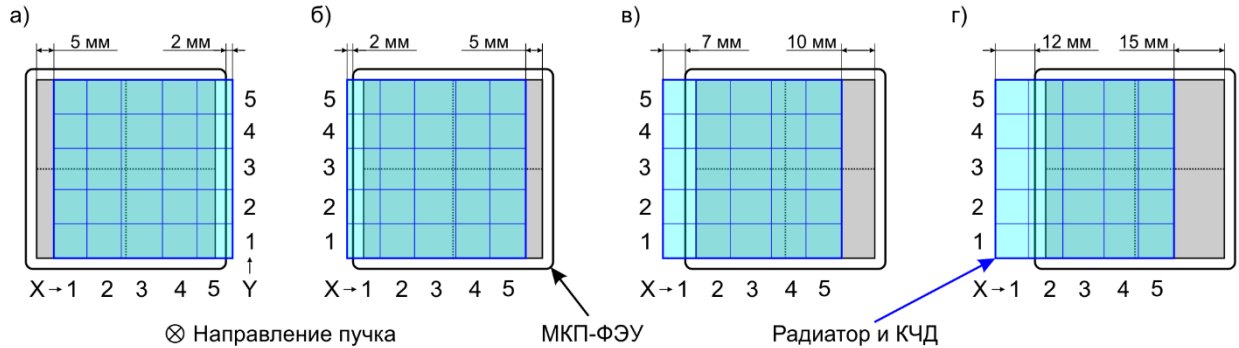


Рисунок 2.38 а) Схема взаимного расположения оси пучка, радиатора и ФЭУ при прямом облучении и смещении 5 мм; (б) - (г) – схема взаимного расположения оси пучка, радиатора и ФЭУ при обратном облучении и смещении 5, 10 и 15 мм соответственно.

На рис.2.39 приведены результирующие амплитудные спектры для прямого облучения после фильтрации по координате прохода частицы: отбираются частицы, проходящие через центр ФЭУ ($X=2$, левый спектр) и через тот край радиатора, который выходит за границы ФЭУ ($X=5$, правый спектр).

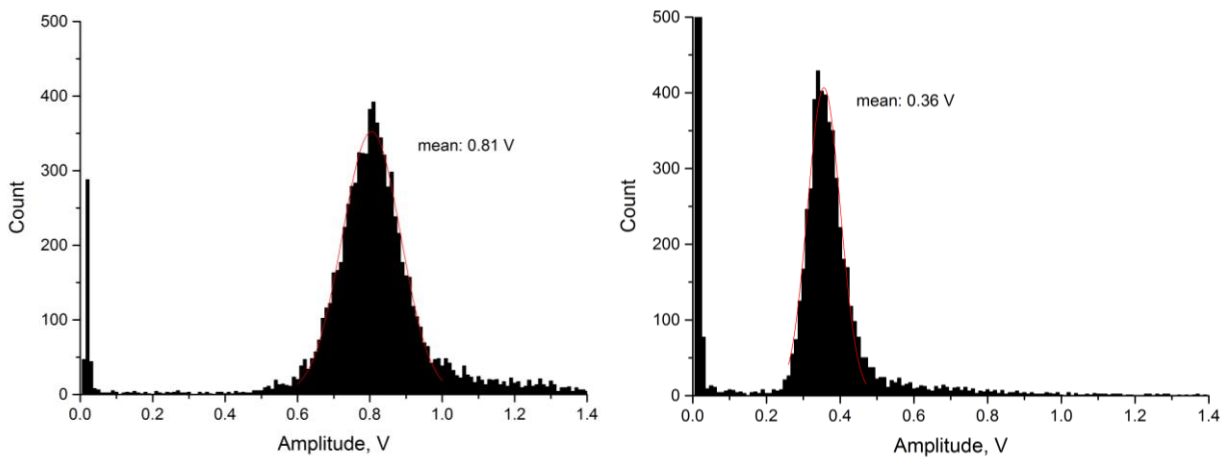


Рисунок 2.39. Амплитудные спектры сигналов, возникающих при прямом облучении детектора при проходе частиц через центр ФЭУ (левый спектр) и через край радиатора, который выходит за габариты ФЭУ (правый спектр).

Из сравнения спектров видно, что при прямом облучении использование радиатора с размерами, превышающими габариты ФЭУ, неизбежно ведёт к появлению значимой неоднородности амплитуды сигналов по координате.

В случае же обратного пучка такой существенной разницы в средних амплитудах сигналов от частиц, проходящих через центр ФЭУ и край радиатора, не наблюдается: результаты этих измерений сведены на рис.2.40.

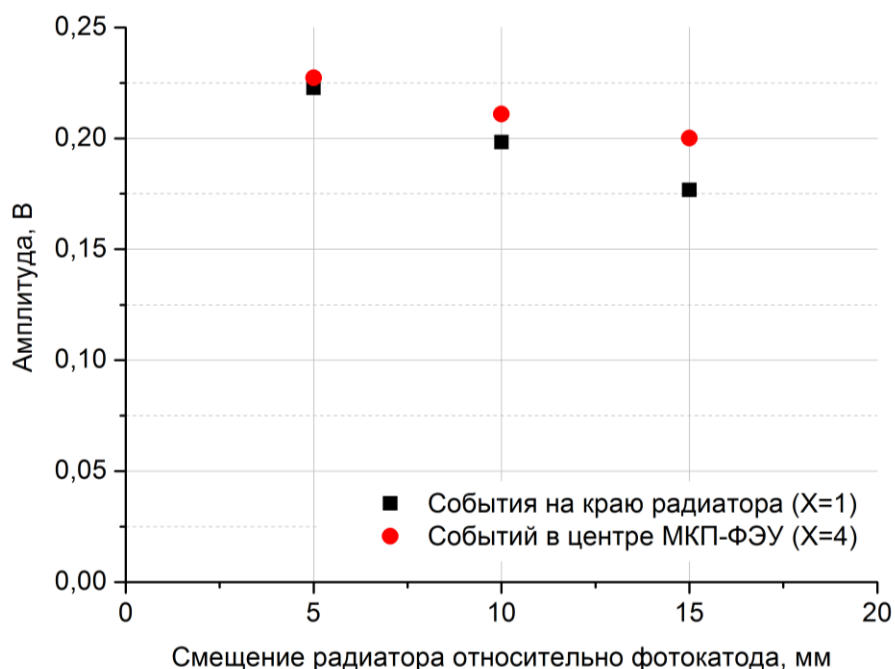


Рисунок 2.40. Сводка результатов измерений амплитуды сигналов для центральных и краевых событий при использовании модуля черенковского детектора со смещённым радиатором.

Приведённые данные были получены с помощью фильтрации по координатам, аналогичной описанной выше с учётом зеркального отображения (из-за поворота детектора на 180 градусов): за центр ФЭУ принималась координата $X=4$, за край радиатора — $X=1$.

На основании полученных данных можно утверждать, что вынос радиаторов за габариты ФЭУ (в пределах ~ 1 см) не приводит к значимому ухудшению базовых параметров черенковского модуля при его развороте на 180° , что позволяет надеяться на возможность создания детектора FIT в альтернативной конфигурации

расположения черенковских модулей, увеличивающей общую эффективность детектора [131].

2.2.4. Оптимальная конфигурация детектора FIT

Среди основных требований к детектору FIT (см. п.1.3) числится возможность определения времени столкновения частиц в эксперименте ALICE с точностью лучше 50 пс, а также герметичное покрытие диапазона псевдобыстрот, сопоставимого с покрытием прежнего детектора V0. Как было показано выше, использование набора черенковских модулей на основе МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q и кварцевых радиаторов в прямой конфигурации позволяет успешно решить первую из этих задач, но для создания герметичного детектора необходимо прибегнуть к развороту черенковских модулей на 180° относительно точки столкновения частиц. Однако, важным требованием к черенковским модулям в «обратной» конфигурации является покрытие всех граней радиаторов (кроме контактирующих с окном МКП-ФЭУ) отражающим материалом, в то время как в «прямой» конфигурации черенковских модулей торцевая поверхность радиаторов, обращенная к точке столкновений, может быть покрыта черной краской для снижения чувствительности модулей к фоновым частицам обратного направления.

Одним из основных источников таких частиц является взаимодействие частиц пучка с молекулами остаточного газа в трубе ускорителя, а также искажение траектории некоторых частиц пучка, приводящее к их столкновению с самой трубой. Согласно результатам моделирования [60], несмотря на планируемое улучшение качества вакуума до 10^{-12} бар в секции ионопровода длиной ± 270 м в обе стороны от ALICE, поток фоновых частиц сквозь детектор FIT будет превышать поток частиц от полезных событий, тем самым увеличивая загрузку и интегральный анодный заряд МКП-ФЭУ в случае использования радиаторов с зеркальным покрытием торцевой поверхности. Кроме того, сигналы от фоновых событий обратного направления могут давать свой вклад в формирование триггерных сигналов, искажая логику набора данных. В связи с этим, создание детектора FIT на основе черенковских модулей обратной конфигурации с

герметичным набором радиаторов не представляется целесообразным. Однако, стоит отметить, что такая структура детектора может быть актуальна для других экспериментов с меньшей энергией столкновений, например, для экспериментов на выведенных пучках.

Для достижения высокого временного разрешения и нечувствительности к фоновым частицам обратного направления, детектор FIT может использовать набор черенковских модулей прямой конфигурации с радиаторами, покрывающими только область фотокатода МКП-ФЭУ и чернёными торцами, обращёнными к точке взаимодействия. Однако, помимо недостаточно высокой геометрической эффективности ($\sim 80\%$), детектор такой структуры будет иметь слишком высокую стоимость – более 3 000 000 USD/м², в основном, за счёт стоимости фотосенсоров. К счастью, ввиду резкой азимутальной неоднородности распределения частиц - продуктов столкновений в ALICE, определение точного времени столкновения требует оснащения такими модулями лишь относительно небольшой площади $\sim 0,1$ м² непосредственно вокруг ионопровода. Удовлетворения же требования большего аксептанса и герметичной структуры можно достичь с помощью дублирующей детекторной плоскости, основанной на иной технологии, например, с использованием достаточно быстрых и относительно недорогих пластмассовых сцинтилляторов – упрощённая схема предлагаемой конфигурации детектора представлена на рис.2.41, а различные варианты конструкции такой сцинтилляционной подсистемы рассмотрены далее.

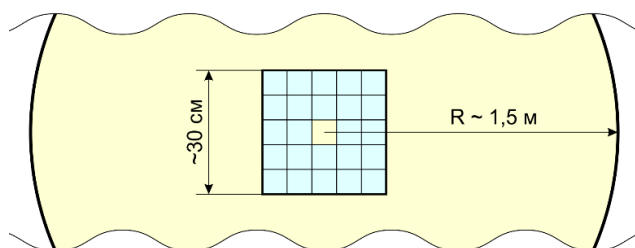


Рисунок 2.41. Схематичное изображение предлагаемой конфигурации детектора FIT на основе дублирующих плоскостей черенковской и сцинтилляционной подсистем различного размера.

2.3. Исследование характеристик прототипов сцинтилляционного детектора

2.3.1. Сцинтилляционный детектор с ССВ и SiPM

Результаты исследования параметров сцинтилляционного детектора с SiPM при моделировании последствий радиационного старения, представленные в п.2.1.2, не позволяют применять SiPM для прямого светособирания в подсистемах детектора FTT. Однако, согласно результатам моделирования радиационных условий в эксперименте ALICE после модернизации, дозовая нагрузка на расстоянии ≥ 1 м от оси пучка спадает приблизительно на 2 порядка против ожидаемой нагрузки в непосредственной близости от ионопровода. Это открывает возможность использования кремниевых фотоумножителей для съёма сигналов с пластикового сцинтилляционного детектора посредством спектросмещающих волокон.

Для оценки параметров подобной детекторной системы был изготовлен тестовый экземпляр детектора, состоящий из четырёх пластин пластмассового сцинтиллятора размером 60х60х5 мм, сложенных друг на друга (см. рис.2.42), образуя составной сцинтиллятор толщиной 2 см. В каждой пластине было проточено пять канавок глубиной 2 мм с шагом 1 см, в которые были уложены спектросмещающие волокна (ССВ) диаметром 1 мм и длиной 20 см. Торцы волокон со стороны сцинтиллятора имели зеркальное покрытие, а с противоположной стороны были введены в оптический контакт с тремя SiPM КЕТЕК чувствительной площадью размером 3х3 мм². Сигналы с SiPM суммировались на общей плате съёма сигналов и подачи напряжения смещения. Тестирование данного детектора проходило на ускорителе PS совместно с тестированием черенковских модулей, описанным в п.2.2 – параллельно с исследованием его временных параметров, данный детектор использовался при формировании триггерного сигнала в качестве «рамочного» детектора 6х6 см, покрывающего всю площадь входного окна МКП-ФЭУ.



Рисунок 2.42. Фотография тестового экземпляра сцинтилляционного детектора со съёмом сигналов на SiPM через ССВ (детектор представлен без внешней оболочки и платы съёма сигналов). Фотография автора.

На рис.2.43 представлены амплитудные спектры с исследуемого детектора для напряжения питания 27,1 В, 27,5 В и 28,0 В при облучении детектора по всей площади. Приведённые спектры демонстрируют достаточно хорошее соотношение сигнал-шум при умеренном коэффициенте умножения на линейке SiPM ($\sim 10^6$). Проведённый с помощью КЧД отбор событий, соответствующих пролету частиц через области сцинтиллятора размером $1 \times 1 \text{ см}^2$, не продемонстрировал смещения положения максимума в зависимости от облучаемой области более 1,5% (при напряжения питания 27,1 В). Это доказывает возможность использования подобного детектора для определения числа частиц, прошедших через его чувствительную площадь.

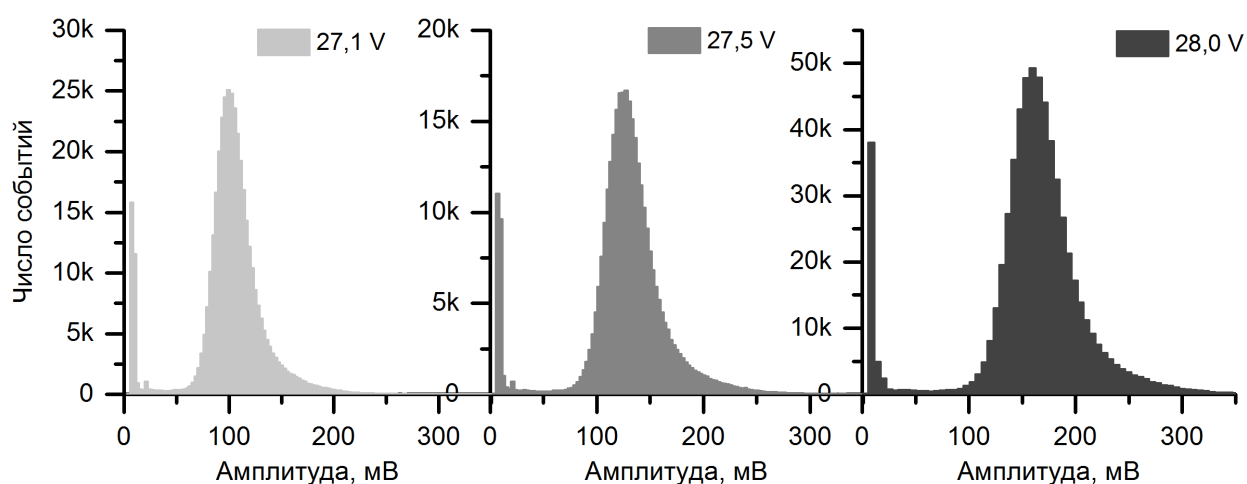


Рисунок 2.43. Амплитудные спектры сигналов с тестового детектора при регистрации релятивистских частиц при напряжении питания 27,1 В, 27,5 В и 28,0 В.

При облучении всего детектора временное разрешение составило 0,49 нс (сигма). Также была продемонстрирована равномерность временных параметров детектора по всей площади при облучении небольших участков 1x1 см² в разных областях сцинтиллятора (выделены цветом на рис.2.44).

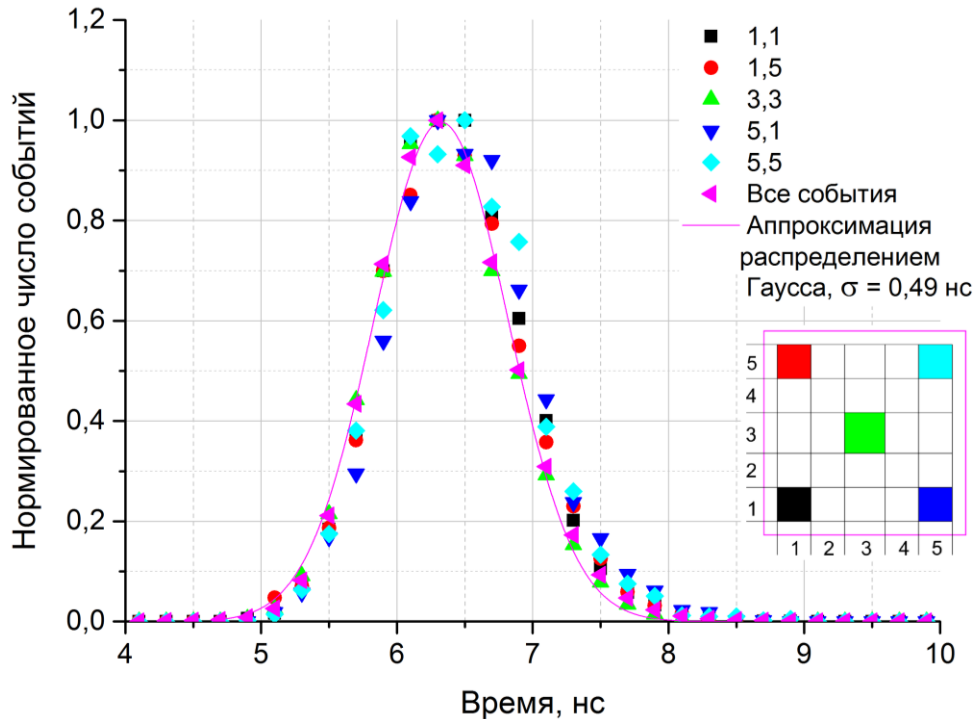


Рисунок 2.44. Временные спектры сигналов с модуля лабораторного образца сцинтилляционного детектора при облучении различных его областей.

Полученное временное разрешение, даже при довольно компактном размере тестового сцинтиллятора, хуже желаемой величины в 250 пс для подсистемы детектора FIT большого аксептанса, хотя эта величина существенно лучше, чем временное разрешение прежнего детектора V0, составляющее немногим лучше 1 нс. Недостаточно высокие временные характеристики, по-видимому, связаны с вкладом переизлучения света в спектросмещающих волокнах.

2.3.2. Детектор с воздушным световодом и вакуумным ФЭУ

Для избежания негативного влияния процесса переизлучения света на временное разрешение детектора, была опробована иная, более простая методика светособирания в тестовом образце модульного сцинтилляционного детектора с воздушным световодом – его схематичное изображение, а также схема установки по исследованию его параметров, представлена на рис.2.45.

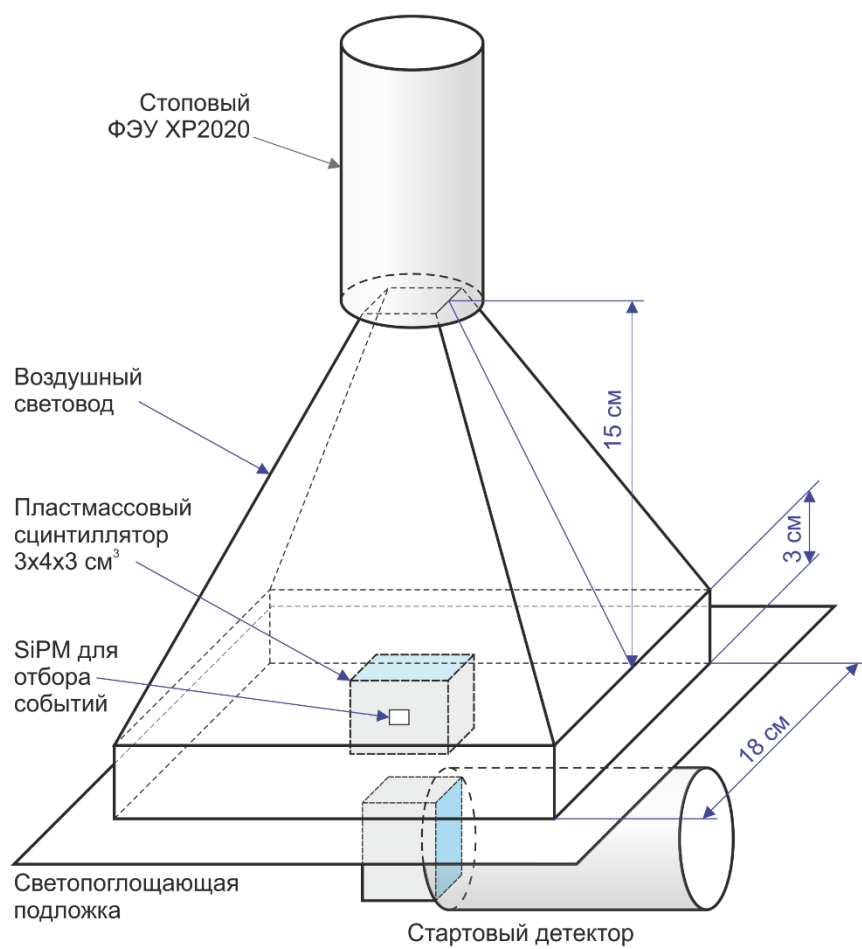


Рисунок 2.45. Схема установки по исследованию параметров модульного сцинтилляционного детектора с воздушным световодом.

Иллюстрация автора.

Тестируемый детектор состоит из бруска пластмассового сцинтиллятора размером $3 \times 4 \times 3 \text{ см}^3$, установленного на подставке со светопоглощающим покрытием. Пять граней (кроме верхней) сцинтиллятора покрыты зеркальным отражателем, верхняя грань лежит в одной плоскости с большим основанием световода размером $15 \times 15 \text{ см}^2$, выполненного в форме усеченной равнобедренной пирамиды. Фотоны сцинтилляционных вспышек, вызванных прохождением атмосферных мюонов через сцинтиллятор, распространяются внутри световода и регистрируются с помощью ФЭУ Photonis XR2020, окно которого установлено в плоскости малого (верхнего) основания пирамиды размером $3 \times 3 \text{ см}^2$.

Идея детектора состоит в покрытии довольно большой площади (всего большого основания световода) небольшими брусками сцинтиллятора для уменьшения времени распространения света в рабочем веществе. При этом, свет со всех брусков будет регистрироваться единым фотосенсором с фотокатодом относительно небольшой площади – его расположение на небольшом расстоянии от

сцинтилляционной матрицы и использование воздушного световода может позволить обеспечить относительно высокую однородность светособирания. В созданной установке, отсутствие полной матрицы сцинтилляторов компенсируется проведением серии измерений при перемещении сцинтиллятора (и, соответственно, стартового детектора) в различные области нижнего основания световода согласно схеме на рис.2.46.

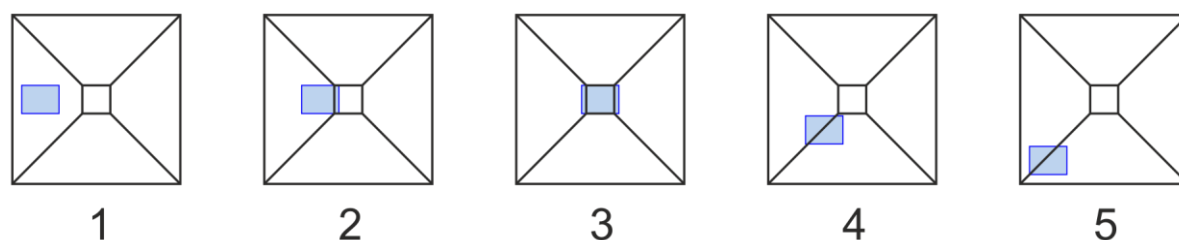


Рисунок 2.46. Схема расположения сцинтиллятора в основании световода для исследования однородности светособирания.

Для выделения мюонных событий используется телескоп, состоящий из двух соосных сцинтилляционных детекторов. В качестве верхнего детектора используется упомянутый выше сцинтиллятор, в боковой поверхности которого имеется небольшое окно, не покрытое отражателем. Оно просматривается кремниевым фотоумножителем SensL размером $6 \times 6 \text{ мм}^2$. Нижний детектор состоит из бруска пластикового сцинтиллятора размером $3 \times 4 \times 3 \text{ см}^3$, введённого в прямой оптический контакт с ещё одним ФЭУ XR2020. Временное разрешение нижнего детектора в такой конфигурации составляет $\sim 120 \text{ пс}$. Сигналы с нижнего детектора используются в качестве стартовых, сигналы с верхнего ФЭУ – в качестве стоповых для исследования временных параметров предложенной системы.

Съём сигналов со всех трёх измерительных каналов осуществлялся в событийном режиме с помощью цифрового осциллографа LeCroy WR620 Zi с полосой пропускания 200 МГц и частотой дискретизации 10 ГС/с. Для дальнейшего анализа использовались события, которые характеризовались наличием сигналов в обоих детекторах телескопа. На этом же устройстве был реализован программный аналог формирователя со следящим порогом в 20% от

амплитуды сигнала, с помощью которого формировалась точная временная отметка прихода сигналов в стартовом и стоповом каналах.

Были проведены измерения с двумя аналогичными световодами – высотой 15 и 8,5 см. Сводка полученных значений временного разрешения представлена на рис.2.47 для пяти различных положений бруска сцинтиллятора в основании пирамиды световодов с матовым и зеркальным внутренним покрытием.

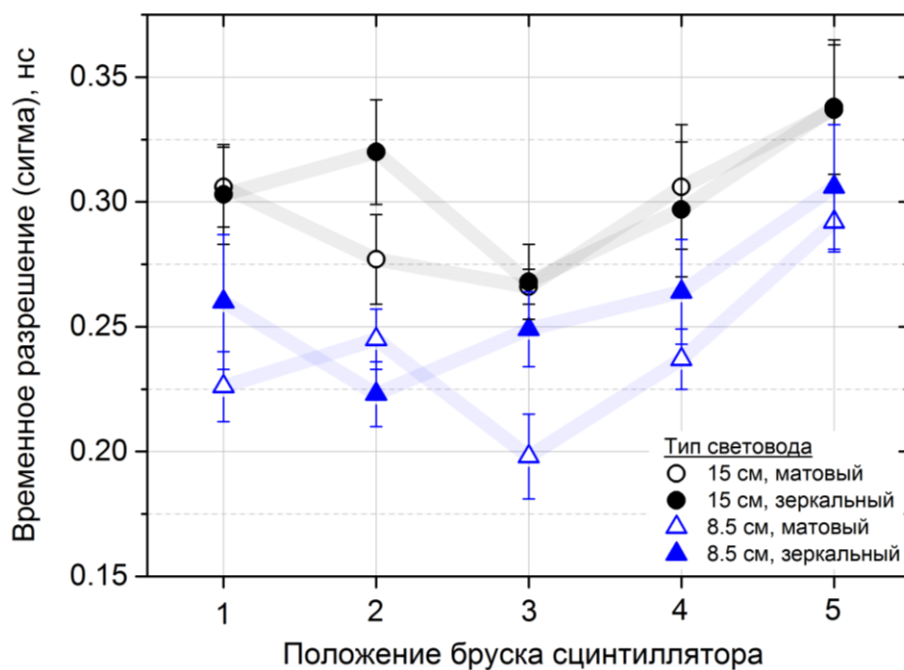


Рисунок 2.47. Временное разрешение исследуемого детектора относительно стартового счётчика для различных положений сцинтиллятора.

На рисунках 2.48 и 2.49 представлены величины средней задержки прихода и среднего заряда сигналов соответственно при различных положениях сцинтиллятора.

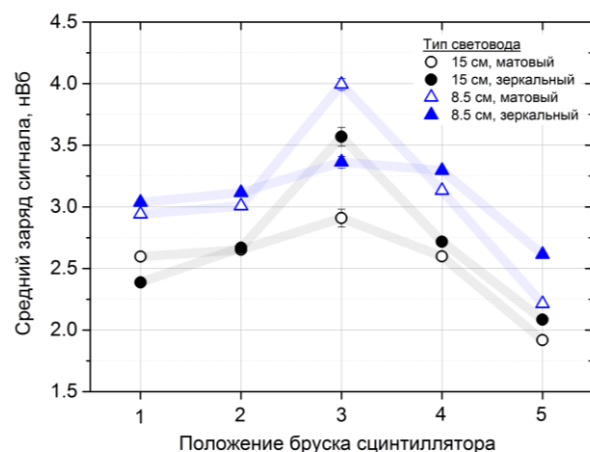
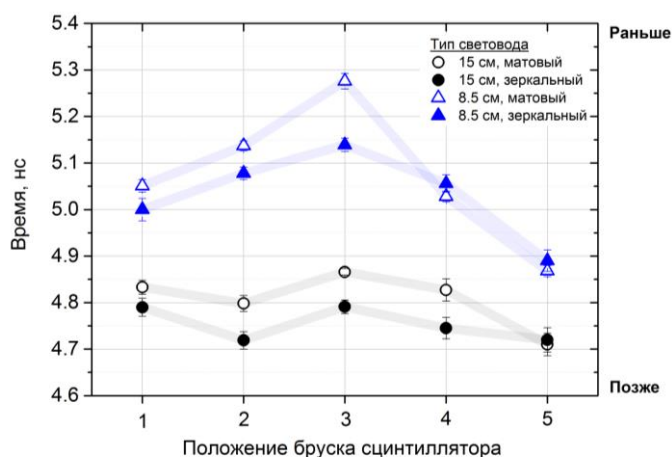
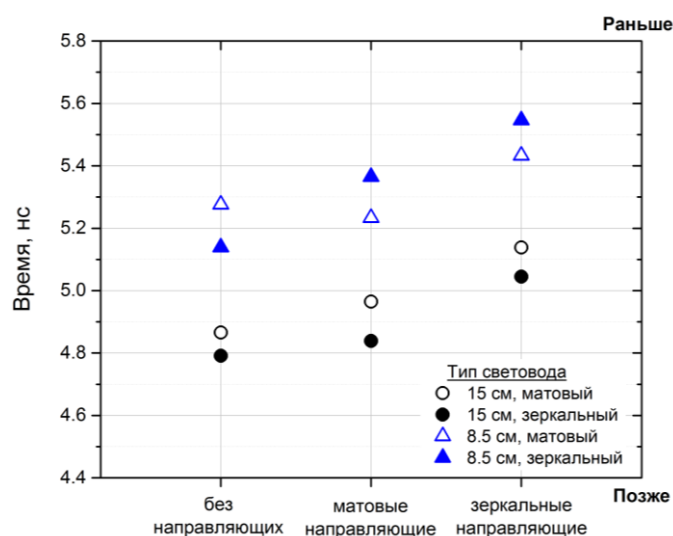
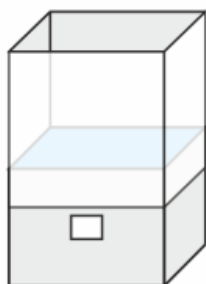


Рисунок 2.48. Средняя величина задержки сигнала для различных положений бруска сцинтиллятора.

Рисунок 2.49. Средняя величина заряда сигнала для различных положений сцинтиллятора.

Кроме того, были исследованы различные варианты улучшения временного разрешения с помощью установки «световых направляющих» на сцинтиллятор – зеркальных и матовых бортиков высотой 1 см. Результаты измерений, аналогичных измерениям выше при центральном положении бруска сцинтиллятора, представлены на рис.2.50.



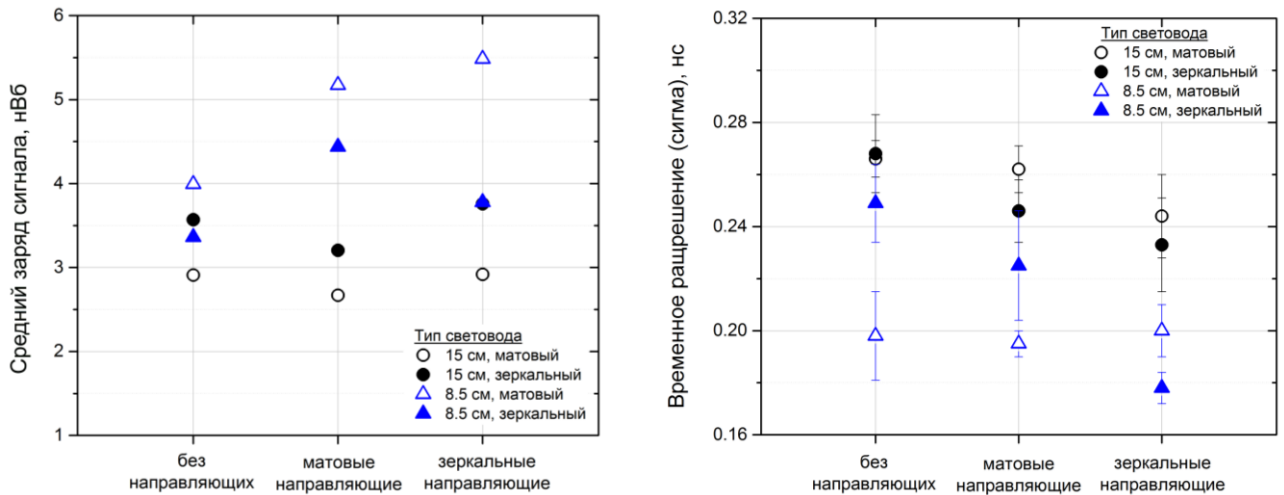


Рисунок 2.50. Результаты измерений параметров детектора со сцинтиллятором, оснащённым световыми направляющими.

Представленные результаты показывают возможность создать сцинтилляционный детектор с воздушным световодом и фотодетектором с чувствительной площадью в 36 раз меньше площади сцинтиллятора при сохранении достаточно высокого временного разрешения и однородности светособирания. Было достигнуто среднее по точкам в основании световода временное разрешение (сигма) ~ 250 пс при использовании световода высотой 8,5 см и ~ 300 пс при использовании световода высотой 15 см. При этом, разброс величин задержки времени прихода сигнала по пяти указанным точкам в основании световода высотой 8,5 см составляет 100 и 150 пс для зеркального и матового покрытия соответственно, для световода высотой 15 см – 35 пс и 60 пс (стандартное отклонение).

Разброс величин заряда сигналов по пяти указанным точкам составил 10% и 21% для зеркального и матового световода высотой 8,5 см соотв., 21% и 15% - для световода высотой 15 см.

Из графиков на рис.2.47-2.49 видно, что наибольший вклад в неоднородность характеристик детектора по площади основания световода дают события, произошедшие в угловых областях: сигналы от таких событий приходят позже и характеризуются меньшим зарядом. Частично, последствий данной проблемы можно избежать, увеличивая высоту брусков сцинтиллятора в угловых зонах и уменьшая её в центре. Кроме того, установка дополнительных «направляющих»

для света, выходящего из бруска сцинтиллятора, может помочь уменьшить задержку во времени распространения сигнала и увеличить заряд собираемого светового сигнала в боковых областях основания световода.

Таким образом, подобная система является перспективным вариантом для применения в качестве временного детектора большой площади в различных экспериментах на встречных пучках при использовании радиационно-прочных магнитостойких составляющих, например, вакуумных ФЭУ с сетчатыми динодами, и, при должной оптимизации, могла бы быть применена в детекторе FIT в качестве герметичной подсистемы большой площади с умеренно-высоким временным разрешением.

2.3.3. Детектор с прозрачными волокнами и вакуумным ФЭУ

Участниками коллаборации FIT был разработан ещё один вариант альтернативного способа передачи сигналов со сцинтиллятора большой площади на фотоприёмники с существенно меньшей площадью фотокатода при сохранении высокого временного разрешения и однородности светособирания. Данная методика предполагает внедрение большого числа прозрачных оптических волокон (десятки тысяч штук на 1 м^2) торцами на некоторую глубину сцинтиллятора и вывод световых сигналов с большого числа волокон на небольшое число магнитостойких вакуумных ФЭУ с сетчатыми динодами.

Для проверки параметров подобной детекторной системы участниками коллаборации FIT был создан тестовый модуль – прототип сцинтилляционной подсистемы детектора FIT – его фотография представлена на рис.2.51. Он использует сцинтиллятор EJ-204 толщиной 4 см с внедрёнными в него с шагом 5 мм торцами оптических волокон диаметром 1 мм. Сцинтилляционный свет выводится с помощью двух пучков волокон (с левой и правой половины сцинтиллятора) поочередно на ФЭУ с сетчатыми динодами Hamamatsu R5924-70 и Hamamatsu R2490-05 различного диаметра. Детектор был облучён на ускорителе PS совместно с прототипом черенковского модуля установке, аналогичной описанной в п.2.2.

На рис.2.52 представлена координатная зависимость эффективности регистрации для двух типов используемых ФЭУ (чёрные и красные точки), на рис.2.53 – координатная зависимость амплитуды сигнала с левого и правого каналов регистрации. Временное разрешение системы в зависимости от области облучения детектора представлено на рис.2.54.



Рисунок 2.51. Фотографии прототипа сцинтилляционной подсистемы детектора FIT с использованием прозрачных волокон. Источник: [132].

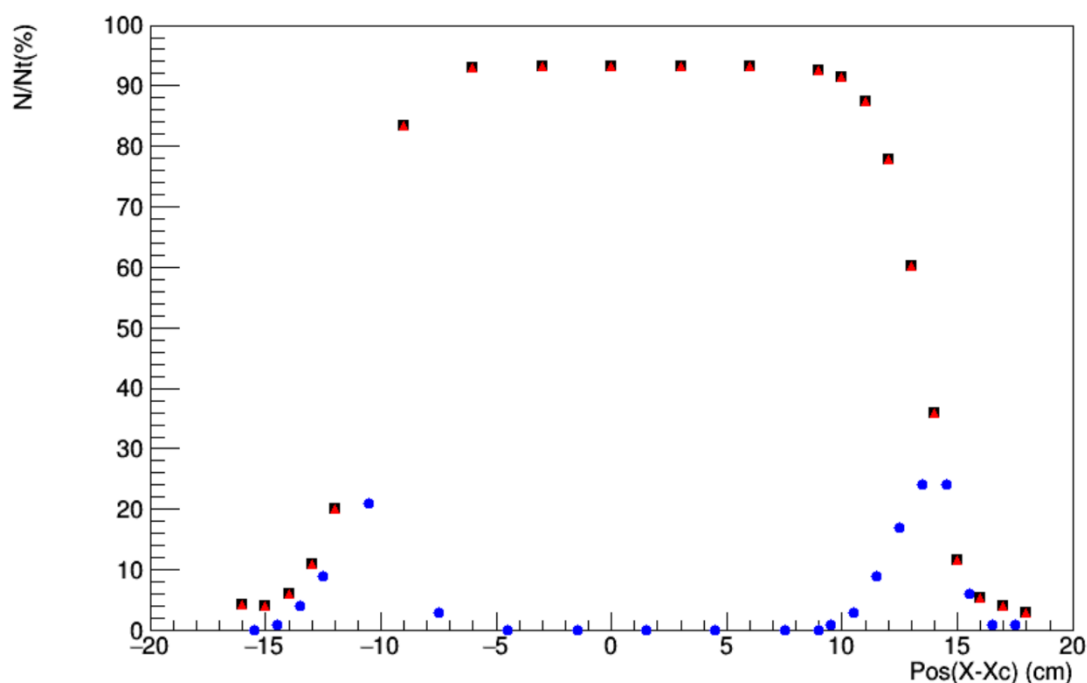


Рисунок 2.52. Координатная зависимость эффективности регистрации частиц прототипом сцинтилляционной подсистемы детектора FIT. Источник: [132].

Как можно видеть из графиков на рисунках 2.52-2.54, предложенная конфигурация сцинтилляционного детектора, в целом, отвечает требованиям, предъявляемым к сцинтилляционной подсистеме детектора FIT, и по сравнению с конфигурацией

детектора, предложенной в п.2.3.2, отличается большей координатной однородностью и компактностью, хотя её изготовление и требует существенно бóльших трудозатрат.

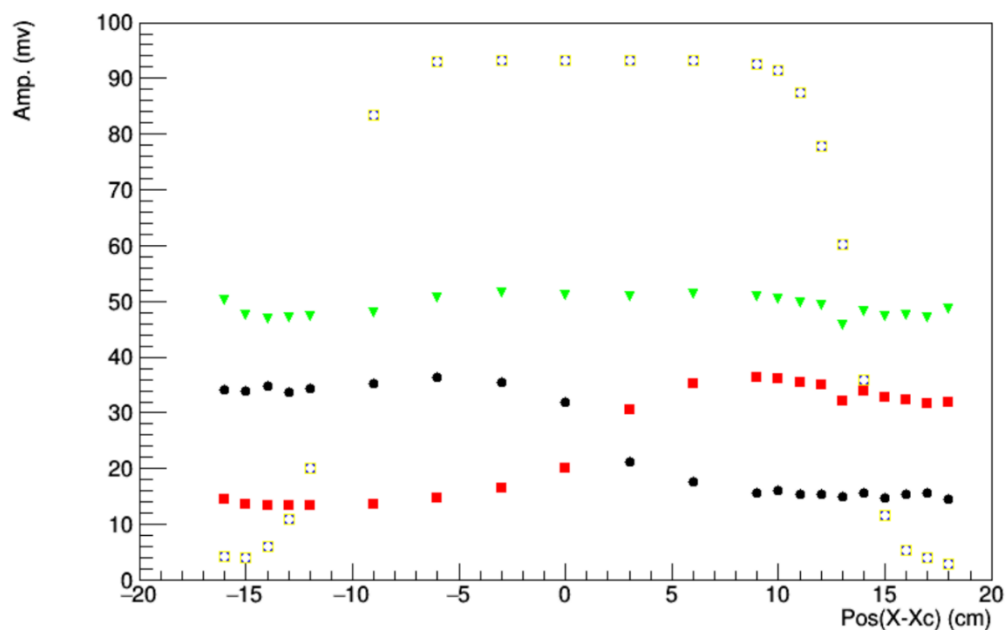


Рисунок 2.53. Зависимость средней амплитуды сигнала от координаты для левого и правого каналов регистрации исследуемого детектора, и их среднее. Источник: [132].

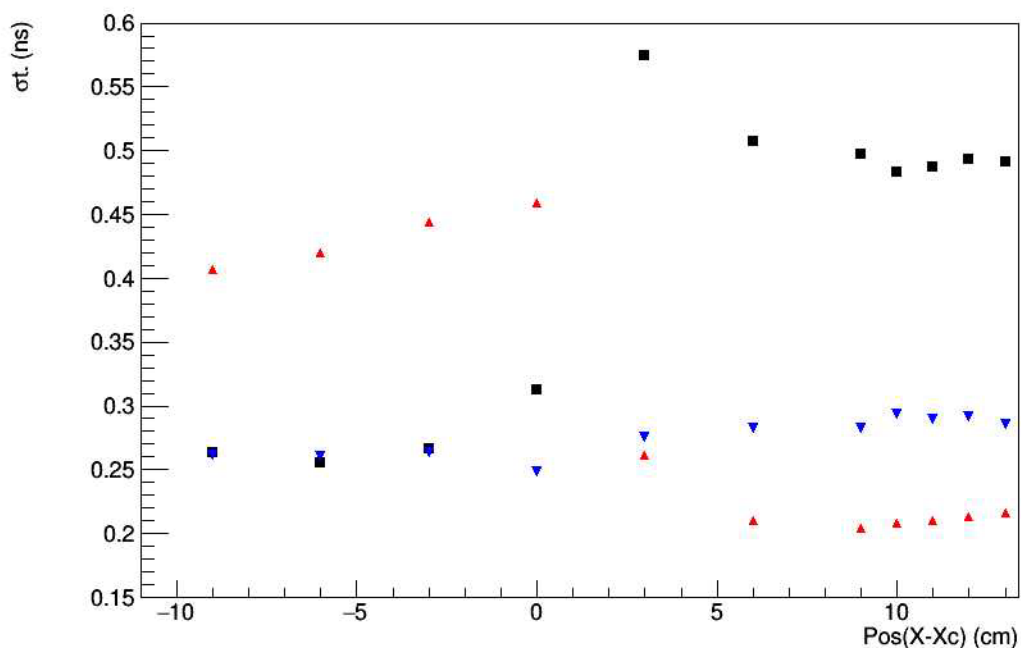


Рисунок 2.54. Зависимость временного разрешения от координаты для левого и правого каналов регистрации исследуемого детектора (чёрные и красные точки

соответственно), а также временное разрешение для усреднённого времени (синие точки). Источник: [132].

2.3.4. Детектор с кремниевыми фотоумножителями, распределёнными в объёме сцинтиллятора

Как было упомянуто в п.2.3.1, радиационные условия в ~ 1 м от оси пучка, в принципе, позволяют использовать некоторые модели SiPM для регистрации световых сигналов. Желание избежать больших трудозатрат, которыми характеризуется организация однородного светосбора с внешних секторов сцинтилляционного детектора с помощью внедрённых в них торцов оптических волокон (п.2.3.3), привело к идее создания прототипа сцинтилляционного детектора с прямым светосбором на SiPM, внедрённые в объём самого сцинтиллятора [133].

Схематичное изображение подобного детектора представлено на рис.2.55, фотография – на рис.2.56. Он состоит из полосы пластмассового сцинтиллятора размером $35 \times 5 \times 1$ см³, в котором имеются четыре пары углублений $9 \times 7 \times 9$ мм³. В каждом углублении «спиной к спине» (то есть, с углом обзора 4π) была установлена пара кремниевых фотоумножителей KETEK PM6660TS-SB0 с размером чувствительной области 6×6 мм², введённая в оптический контакт со сцинтиллятором с помощью оптической жидкости. Сигналы с четырёх SiPM из двух соседних углублений суммировались при последовательном подключении SiPM на общей электронной плате, а затем усиливались. Суммарный сигнал передавался на общую плату сбора сигналов и суммировался со всех 16-ти SiPM, установленных в детекторе.

Временные параметры такого детектора были измерены на потоке атмосферных мюонов относительно нижнего детектора мюонного телескопа, состоявшего из сборки пластмассового сцинтиллятора размером $3 \times 4 \times 3$ см³ и ФЭУ Philips 56 AVP. В качестве верхнего детектора телескопа использовался пластмассовый сцинтиллятор $5 \times 4 \times 1$ см³ со съёмом сигналов с помощью одного SiPM SensL с чувствительной областью 6×6 мм² – эффективность детектора определялась

отношением количества сигналов двойных совпадений с детекторов телескопа и тройных совпадений сигналов на всех каналах считывания.

Временное разрешение, временная и амплитудная однородность, а также эффективность регистрации частиц были измерены в семи различных областях детектора в соответствии со схемой на рис.2.57. Полученные результаты представлены на рис.2.58-2.61.

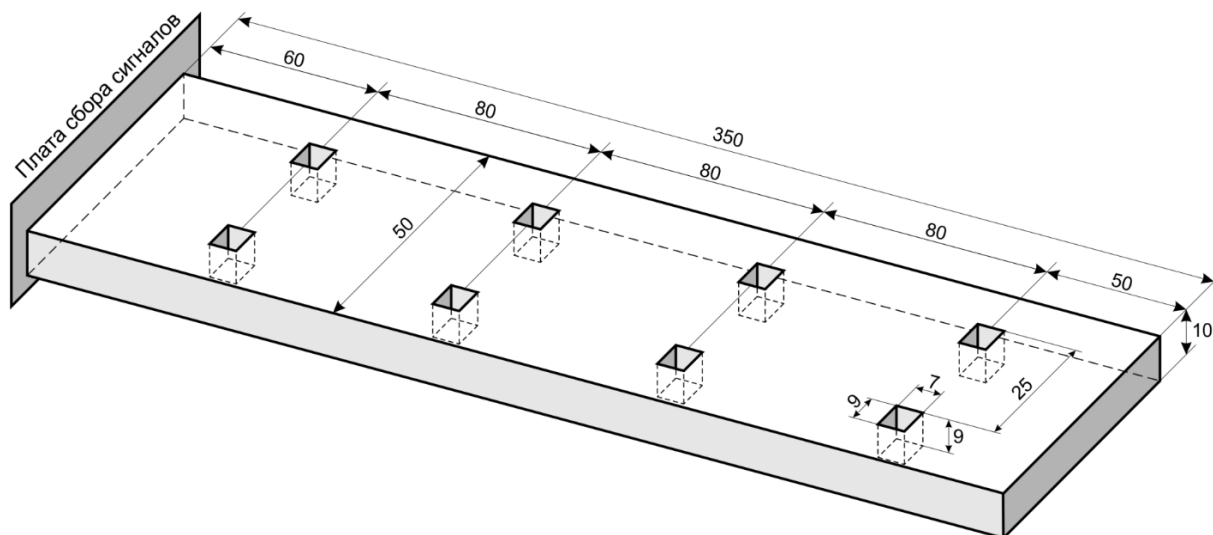


Рисунок 2.55. Схематическое изображение используемого детектора.

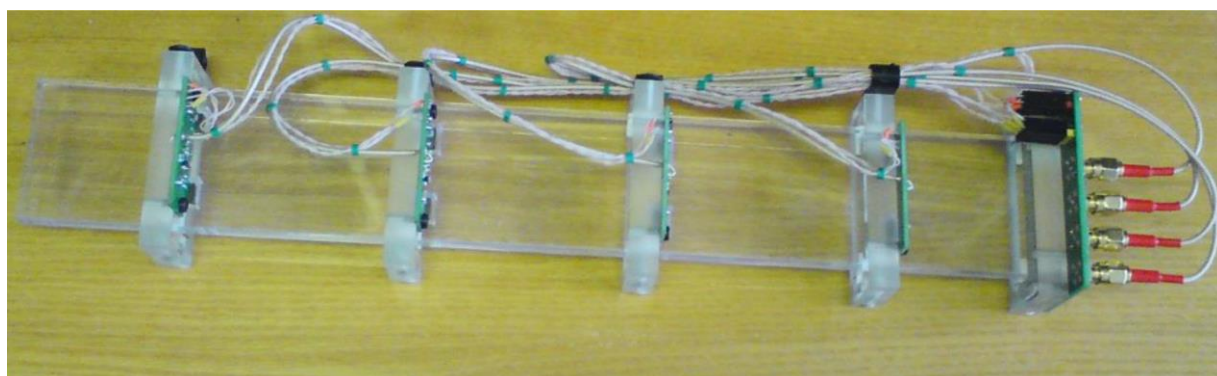


Рисунок 2.56. Фотография созданного детектора в сборе до нанесения отражающей плёнки. Источник фотографии: [133].

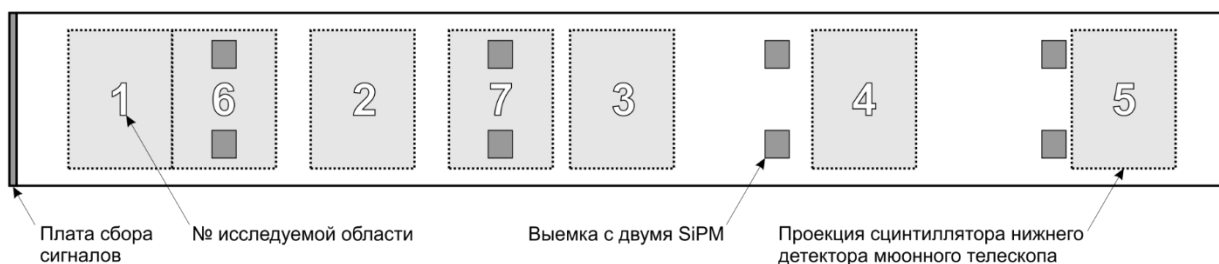


Рисунок 2.57. Схема взаимного расположения исследуемых областей детектора относительно расположения выемок с SiPM. Масштаб сохранён.

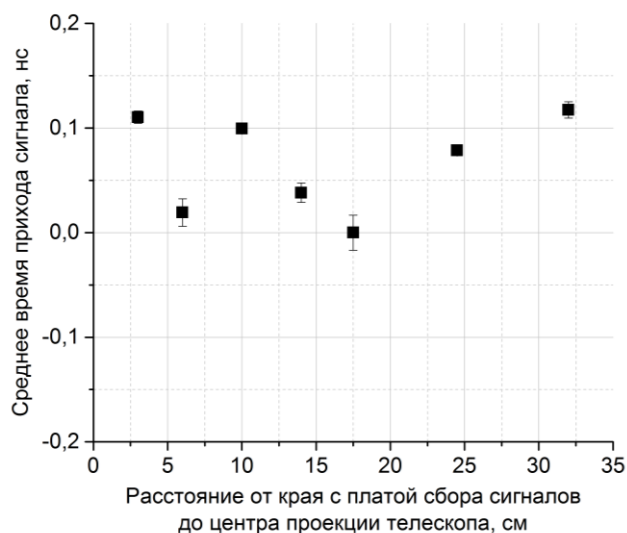


Рисунок 2.58. Однородность времени регистрации сигнала при прохождении частиц через различные области исследуемого детектора.

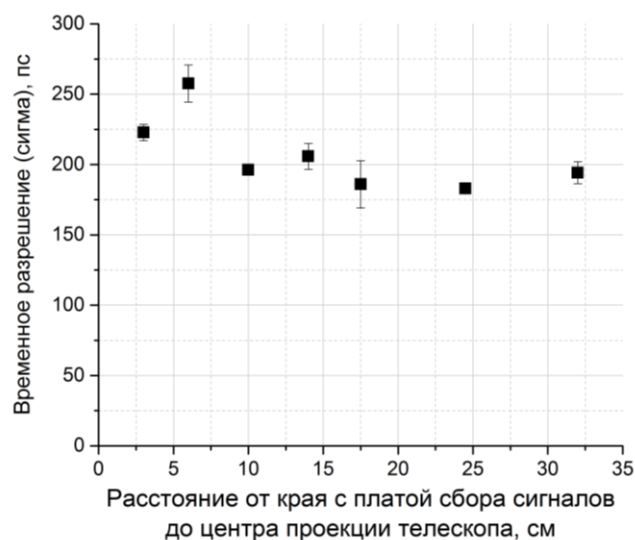


Рисунок 2.59. Временное разрешение относительно нижнего детектора мюонного телескопа при прохождении частиц через различные области исследуемого детектора.

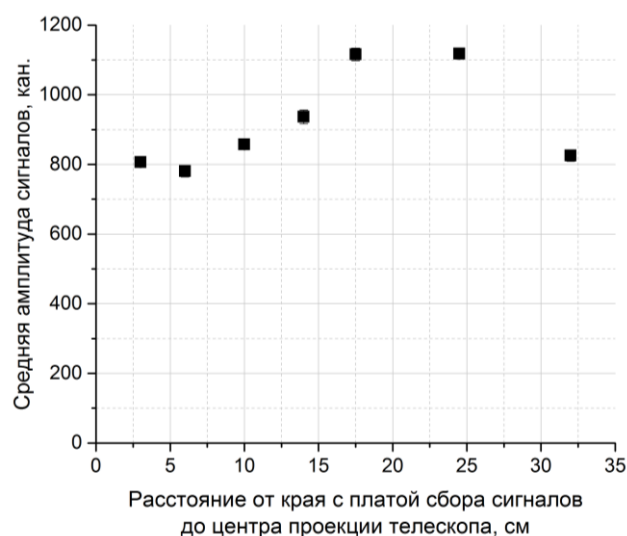


Рисунок 2.60. Средняя амплитуда сигнала при прохождении частиц через различные области исследуемого детектора.

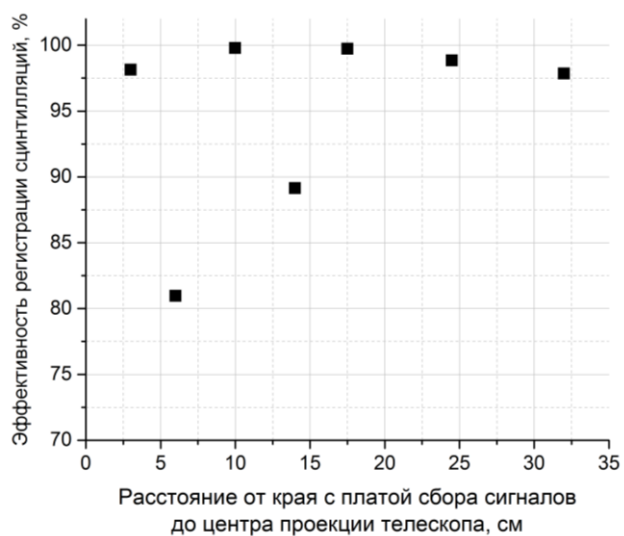


Рисунок 2.61. Эффективность регистрации частиц в различных областях исследуемого детектора.

Как можно видеть из представленных результатов, исследованные области созданного детектора характеризуется достаточно высоким временным

разрешением в ~ 200 пс при разбросе среднего времени регистрации сигналов ~ 100 пс. Амплитудная неоднородность, продемонстрированная на рис.2.60, не является критичной и, скорее всего, связана с недостаточным выравниванием коэффициента умножения используемых SiPM. Эффективность же регистрации частиц составила, в среднем, 99% без учёта областей 6 и 7, включающих в себя объём выемок в сцинтилляторе, в которых располагаются пары SiPM. Этот существенный конструктивный недостаток подобной системы может быть компенсирован использованием более толстого сцинтиллятора при выемках той же глубины, а также более тонких сборок SiPM, что, однако, требует дополнительного исследования.

Тем не менее, проведённые исследования показали преимущество детекторов с подобной нетипичной методикой светособирания, особенно в части временного разрешения и временной однородности, что позволяет рассматривать их в качестве альтернативного варианта для внешних областей сцинтилляционной подсистемы детектора FIT. При этом, вопросы подбора SiPM достаточной радиационной стойкости и уменьшения габаритов мёртвых зон подобных детекторов требуют дополнительных исследований.

2.4. Заключение к главе 2

Проведённые экспериментальные исследования позволяют утверждать, что оптимальной конфигурацией детектора FIT, с учётом заявленных требований и ограничений, является массив черенковских счётчиков относительно небольшой площади ($\sim 0,1$ м²) с обеих сторон от точки столкновения совместно с крупным сегментированным герметичным сцинтилляционным детектором только со стороны FIT-A (ввиду нехватки места вдоль ионопровода со стороны FIT-C). Представленный обзор подходящих фотодетекторов и экспериментальное измерение их параметров в условиях, актуальных для FIT, позволили выделить МКП-ФЭУ семейства Planacon в качестве безальтернативного фотосенсора для регистрации черенковских сигналов в кварцевых радиаторах. Кроме того, была подтверждена возможность универсального применения ФЭУ с сетчатыми диодами в сцинтилляционной подсистеме для регистрации света, переданного

при помощи большого числа оптических волокон с торцами, внедрёнными в пластмассовый сцинтиллятор.

Другие протестированные конфигурации детекторов, в частности, черенковский детектор высокой геометрической эффективности, модульный сцинтилляционный детектор с использованием воздушного световода и сцинтилляционный детектор с SiPM, распределёнными по объёму сцинтиллятора, не являются оптимальным или универсальным выбором для детектора FIT ввиду индивидуальных особенностей эксперимента ALICE, однако являются перспективными технологиями для других применений, требующих высокого временного разрешения и однородности светособирания в условиях плохих радиационных условий и сильных магнитных полей.

Глава 3. МКП-ФЭУ семейства Planacon для использования в детекторе FIT

3.1. Технология и результат модификации плат съёма сигнала с МКП-ФЭУ

Первичное измерение характеристик МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q, результаты которого представлены в п.2.1.3, выявили наличие биполярной наводки между индивидуальными каналами считывания сигнала с МКП-ФЭУ. Такая наводка существенно искажает форму фронта электрических сигналов при одновременной регистрации двух и более световых сигналов разными каналами считывания МКП-ФЭУ, что негативно сказывается на его временных параметрах, затрудняя временную привязку к сигналу с помощью стандартных методик, таких, как использование формирователя со следящим порогом (ФСП). В связи с этим, была предложена методика модификации плат съёма сигналов и ввода высокого напряжения МКП-ФЭУ для минимизации эффекта от данной наводки, что позволит использовать сигналы с индивидуальных каналов считывания, существенно увеличивая гранулярность детектора FIT.

Стандартная версия МКП-ФЭУ Planacon оснащается тремя электронными платами вне вакуумного объёма для съёма сигналов и ввода высокого напряжения. Полная схема подключений представлена на рис.3.1 (а), фотографии плат в сборе с МКП-ФЭУ – на рис.3.2.

Как можно видеть из рис.3.1 (а), стандартные МКП-ФЭУ Planacon, оснащённые выходом общего сигнала положительной полярности, имеют резисторы R5-R11, создающие колебательный контур в цепи питания и съёма общего сигнала. В предлагаемой схеме (рис.3.1, б), общий выход ликвидируется за ненадобностью, и все компоненты Платы 1 заменяются на восемь конденсаторов (С4-С11), равномерно распределённых по краю микроканальной пластины для уменьшения индуктивности её подключения [134]. Кроме того, в предлагаемой схеме используется резистор R5 для уменьшения добротности контура из конденсаторов

и подводящего провода - такая схема предотвращает возникновение колебаний после прохождения коротких токовых импульсов. Вдобавок, как можно видеть из рис.3.1 (а), Плата 2 стандартной версии содержит только два 32-контактных разъёма, на которые дорожками различной длины коммутируются сигналы с индивидуальных анодов для дальнейшего суммирования на Плате 3. В предложенной схеме, для улучшения временных параметров МКП-ФЭУ при равномерной засветке и уменьшения его габаритов, сигналы с 16-ти анодов МКП-ФЭУ коммутируются дорожками равной длины непосредственно на выводной ММСХ-разъём.

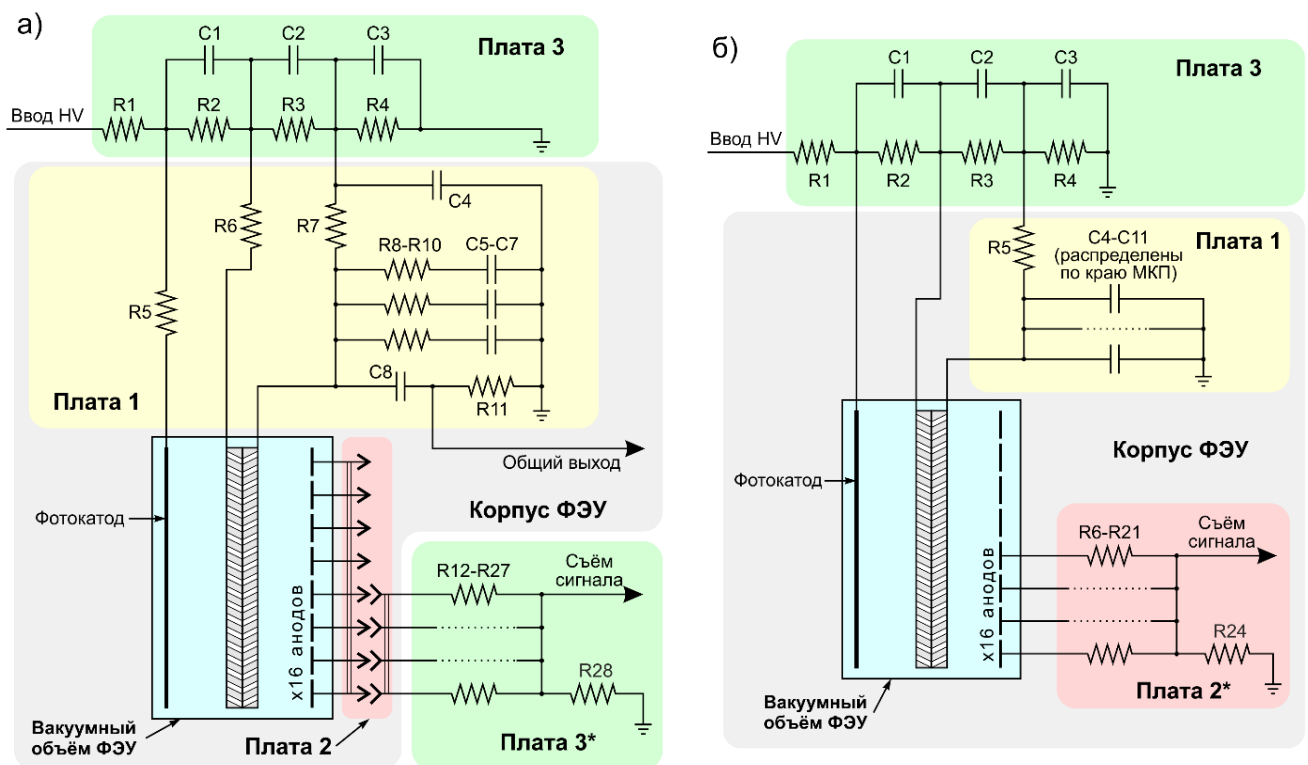


Рисунок 3.1 а) Схема подключений стандартной модификации МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q; б) Предложенная схема модификации МКП-ФЭУ с целью минимизации наводок между каналами. Иллюстрация автора. *представлена схема подключения только для одного квадранта – канала считывания с 16-ти анодов.

Таблица 3.1. Спецификация компонент для схемы подключений МКП-ФЭУ, представленной на рис.3.1.

	Стандартный МКП-ФЭУ (а)		Модернизированный МКП-ФЭУ (б)
R1	1 к	R1	1 к
R2	500 к	R2	500 к
R3	5 М	R3	5 М
R4	500 к	R4	500 к
R5	22 к	R5	100 Ω
R6	22 к	R6-R21	75 Ω
R7-R10	200 Ω	R22	10 к
R11	1 М	C1-C3	4,7 нФ
R12-R27	75 Ω	C4-C11	10 нФ
R28	100 Ω		
C1-C3	4,7 нФ		
C4-C8	10 нФ		

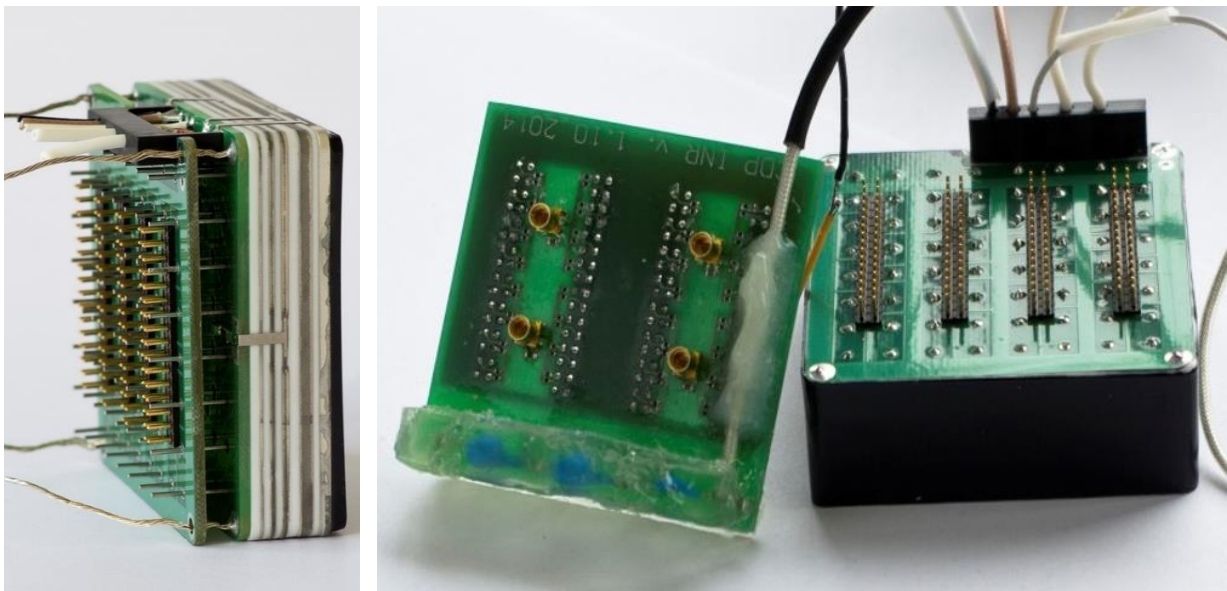


Рисунок 3.2. Слева – фотография МКП-ФЭУ без внешнего корпуса, демонстрирующая плату 1 и 2; справа – фотография МКП-ФЭУ в корпусе, демонстрирующая плату 2 и подключаемую плату 3. Фото: W.H. Trzaska.

В соответствии с предложенной модифицированной схемой подключений МКП-ФЭУ, были изготовлены три электронные платы, две из которых были переданы производителю для их установки в корпус модифицированной версии МКП-ФЭУ.

Третья плата (делитель напряжения) является внешней и была установлена уже на собранный МКП-ФЭУ. Фотография модифицированного МКП-ФЭУ как такового представлена на рис.3.3 (а), в сборе с платой делителя напряжения - на рис.3.3 (б).

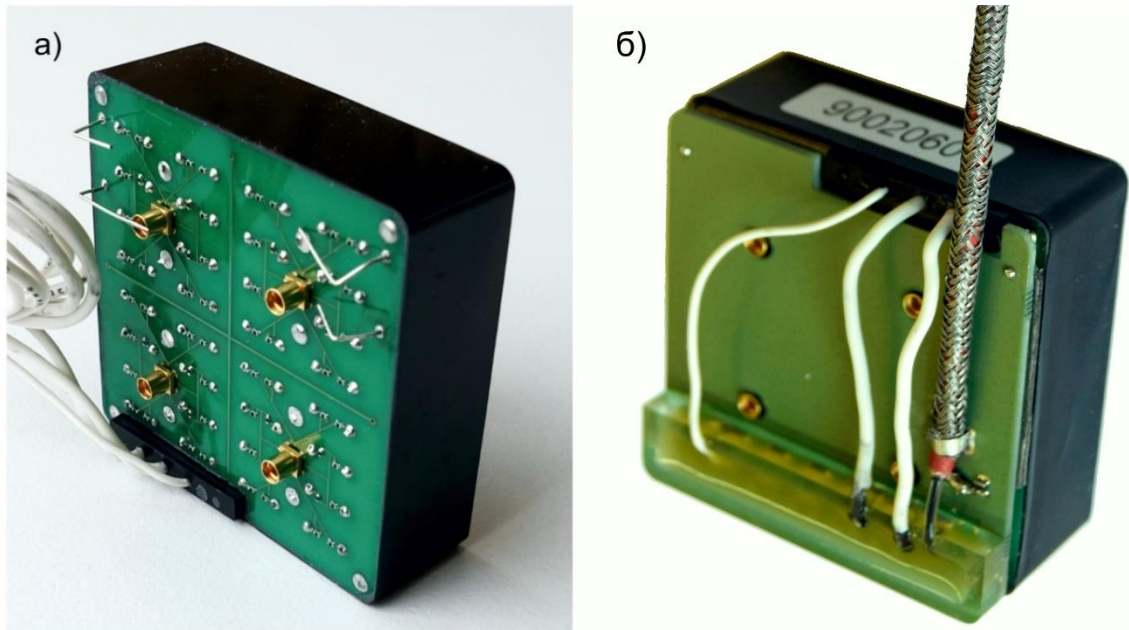


Рисунок 3.3. а) Фотография МКП-ФЭУ семейства Planason, модернизированного для использования в детекторе FIT; б) фотография МКП-ФЭУ с установленной платой делителя напряжения. Фотографии автора.

Проведённые экспериментальные исследования показали успешность предложенного варианта борьбы с негативным влиянием биполярной наводки в каналах стандартной версии МКП-ФЭУ на временное разрешение [135] – на рис.3.4 представлены формы сигналов, полученные при засветке исследуемого квадранта пикосекундными лазерными вспышками в отсутствие засветки на других квадрантах (чёрные кривые) и при равномерной засветке всех квадрантов (красные кривые) до и после модификации ФЭУ. Как можно видеть из рисунка, форма красной и чёрной кривых, полученных для стандартной версии МКП-ФЭУ существенно различается, но остаётся практически идентичной в случае модернизированного МКП-ФЭУ.

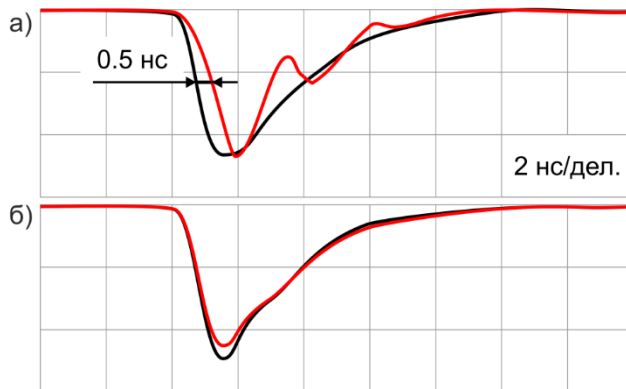


Рисунок 3.4. а) Формы сигналов, полученные при засветке квадранта стандартного МКП-ФЭУ короткими лазерными вспышками в отсутствие засветки на других квадрантах (чёрные кривые) и при равномерной засветке всех квадрантов (красные кривые); б) формы сигналов, полученные в аналогичных условиях для модернизированного МКП-ФЭУ.

Для непосредственной проверки качества временной привязки к сигналу с одного канала в условиях одновременного наличия сигналов на других каналах была разработана специальная методика, использованная в ходе тестов на пучке ускорителя PS в установке, аналогичной описанной в п.2.2.1. Данная методика предполагает использование сплошного радиатора $53 \times 53 \times 20$ мм³, покрывающего все квадранты МКП-ФЭУ. При прямом облучении такого модуля потоком релятивистских частиц многочастичные события будут практически отсутствовать, но это будет компенсироваться обратно пропорциональной засветкой исследуемого и соседних квадрантов. Действительно, при диаметре черенковского пятна $\sim 4,5$ см и равномерном облучении поверхности модуля, черенковский свет будет делиться в разных пропорциях между измерительными каналами: чем больше его будет зарегистрировано на исследуемом квадранте, тем меньше – на соседних, и тем меньше будет амплитуда наводки на исследуемый канал. Таким образом, качество временной привязки должно ухудшаться с уменьшением амплитуды на исследуемом квадранте ниже ~ 1 МIP – результаты подобного теста представлены на рис.3.5 для стандартной и модернизированной версии МКП-ФЭУ.

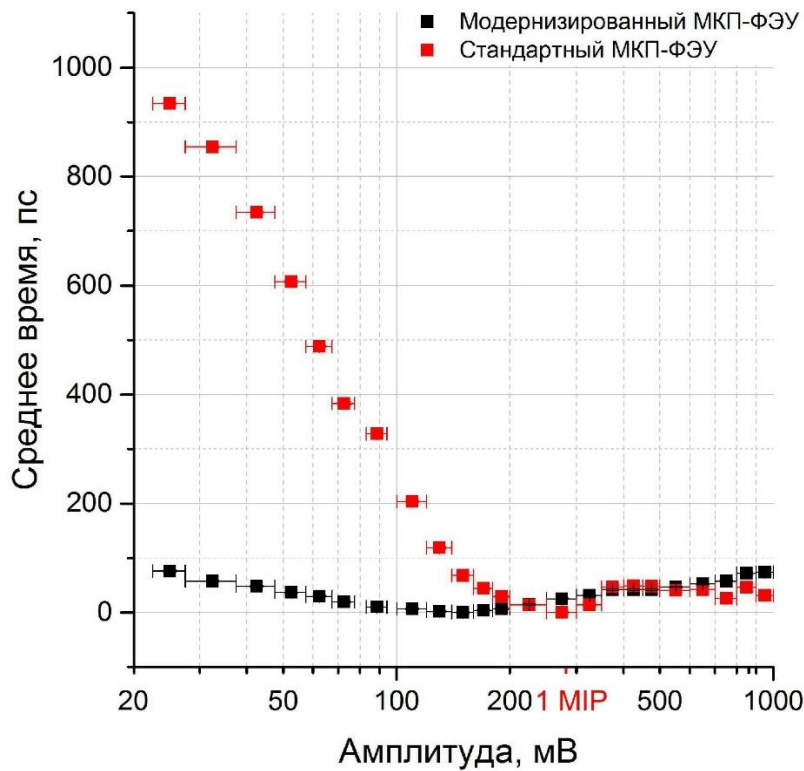


Рисунок 3.5. Смещение временной привязки в зависимости от соотношения амплитуд полезных сигналов на исследуемом и остальных квадрантах в случае использования стандартного и модернизированного МКП-ФЭУ.

Как можно видеть из рисунка, при соотношении 1:50 амплитуд полезных сигналов, регистрируемых на исследуемом и остальных квадрантах МКП-ФЭУ, смещение временной привязки составит $\sim 0,9$ нс при использовании стандартного МКП-ФЭУ, но не более $\sim 0,1$ нс при использовании модернизированной версии, что подтверждает успешность предложенной методики модернизации электронных плат МКП-ФЭУ.

Помимо биполярной наводки между каналами считывания, которую удалось минимизировать путём ликвидации общего выхода, МКП-ФЭУ для FIT T0+ может характеризоваться ещё двумя типами наводок. Это электрические наводки между индивидуальными анодами за счёт ёмкостной связи и оптические наводки черенковского сигнала между квадрантами, определяемые углом черенковского излучения и толщиной входного окна МКП-ФЭУ (см. рис.3.6).

Величина электрических наводок составляет около $\sim 5\%$ для смежных квадрантов и около $1,5\%$ для диагональных (см. рис.3.7). Электрические наводки такой величины не оказывают существенного вклада во временные параметры детектора, поскольку имеют отрицательную полярность и не искажают форму фронта

полезного сигнала сколько-нибудь существенно. Однако, полезно учитывать их вклад при аккуратном анализе сигналов с будущего детектора.

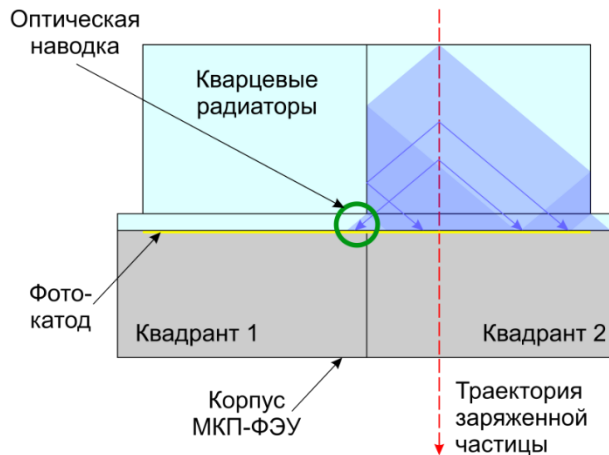


Рисунок 3.6. Схема возникновения оптической наводки в МКП-ФЭУ при регистрации релятивистских частиц. Иллюстрация автора.

С этой же целью, в ходе тестов на ускорителе PS была измерена величина суммарной наводки (электрической между анодами + оптической между квадрантами) в зависимости от координаты прохождения частицы, определяемой при помощи КЧД. На рис.3.8 представлены результаты этого исследования в терминах отношения амплитуды (заряда) сигнала, наведённого на квадрант 3, при прохождении частицы через различные области остальных квадрантов МКП-ФЭУ, к полезному в каналах соответствующих квадрантов.

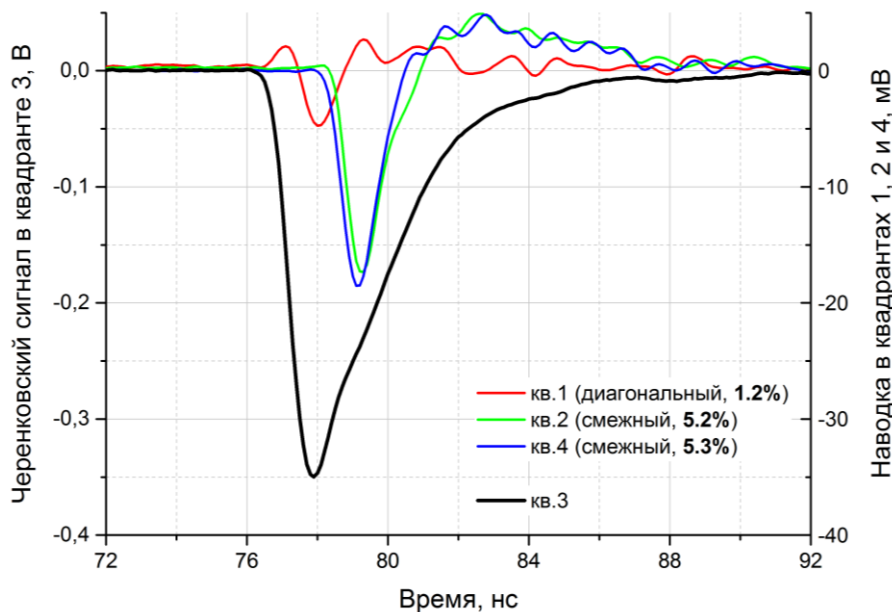


Рисунок 3.7. Усреднённые формы полезных и наведённых сигналов при регистрации частиц квадрантом 3 модернизированного МКП-ФЭУ.

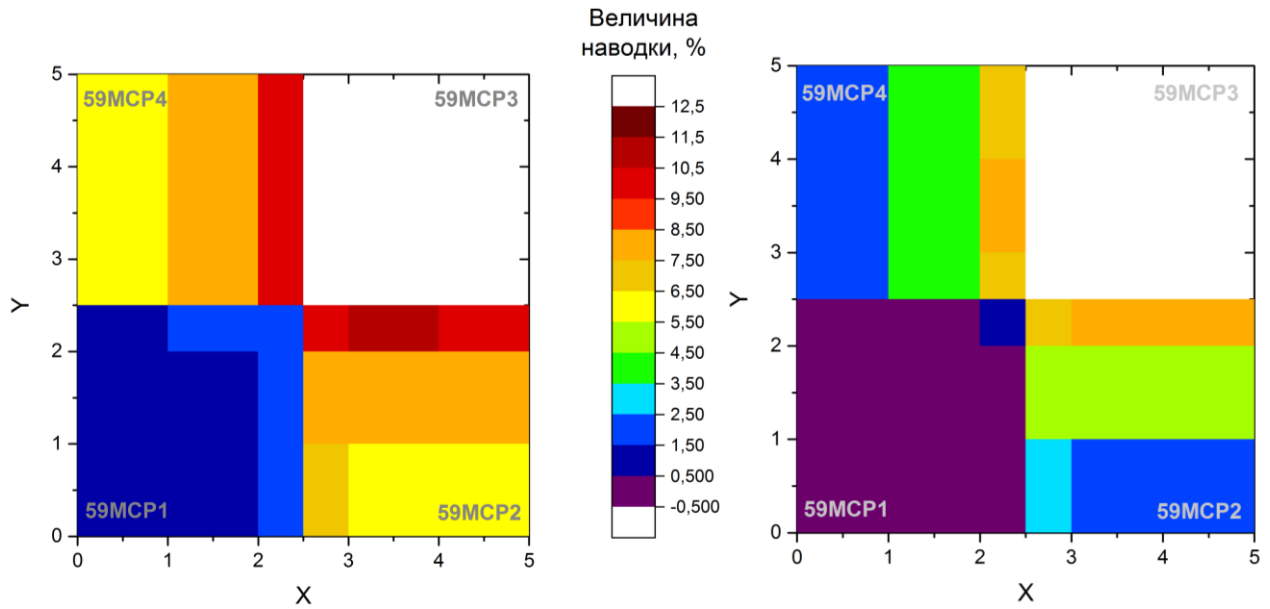


Рисунок 3.8. Распределение амплитуды (слева) и заряда (справа) сигнала, наведённого на квадрант 3 черенковского модуля при прохождении частиц через различные области остальных квадрантов МКП-ФЭУ.

Как видно из представленных графиков, суммарная амплитуда наведённого сигнала может достигать $\sim 12\%$ от полезного сигнала для смежных областей квадрантов, тогда как заряд наведённого сигнала – не более 9%. Эта разница связана с тем, что форма сигнала оптической наводки идентична форме полезного сигнала, в отличие от формы импульса электрической наводки.

3.2. Характеристика насыщения МКП-ФЭУ семейства Planacon

Успешное применение методики модификации электронных плат МКП-ФЭУ семейства Planacon адаптирует их временные параметры в условиях больших загрузок к требованиям черенковской подсистемы детектора FIT. Однако, до сих пор не был рассмотрен вопрос о соответствии характеристик амплитудного и токового насыщения МКП-ФЭУ ожидаемому уровню загрузок в условиях высокой множественности частиц – например, при столкновениях ионов свинца с энергией $\sqrt{s_{NN}}=5.5$ ТэВ со средней частотой 50 кГц и максимальной – 40 МГц.

Как известно, одной из особенностей МКП-ФЭУ в отличие от фотоумножителей с классической диодной системой, является прямая зависимость условий возникновения насыщения сигнала от конструктивных параметров прибора (количество и диаметр микроканалов, расположение и сопротивление пластин), а

не от параметров используемого делителя напряжения [81]. Поэтому, проверка соответствия диапазона линейного отклика МКП-ФЭУ семейства Planacon ожидаемому диапазону полезных сигналов детектора FIT потребовала дополнительного исследования, результаты которого представлены ниже.

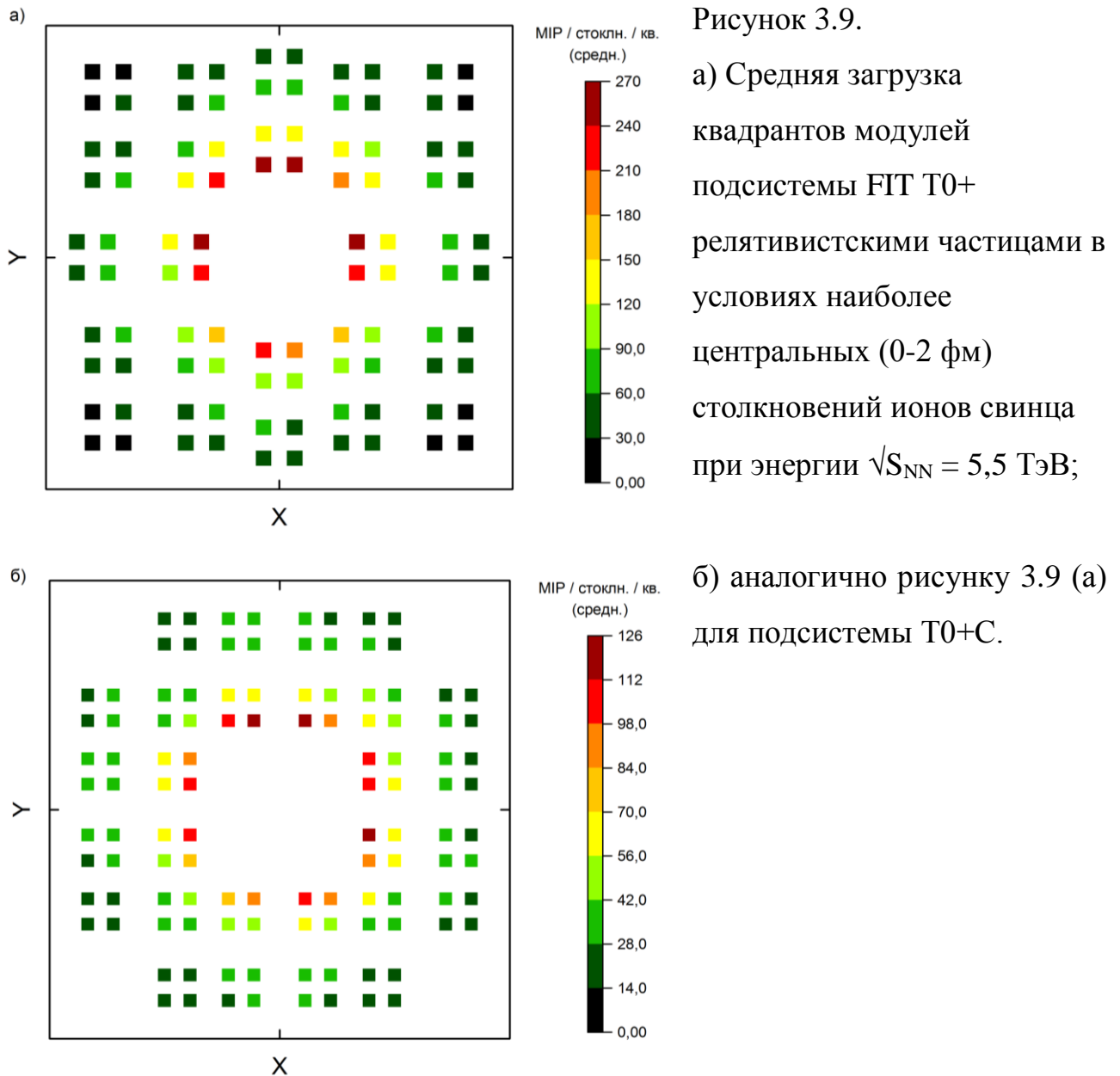
Границы линейного отклика фотоумножителей принято характеризовать в терминах амплитудного, зарядового и токового насыщения [69, 81]. Первое и второе является характеристикой предела линейного отклика ФЭУ в импульсном режиме при возрастании числа фотоэлектронов, регистрируемых на фотокатоде одновременно или в течение короткого времени (меньше времени восстановления каналов). Последнее актуально для работы ФЭУ в режиме непрерывной либо частой засветки, и характеризует предел отношения анодного тока к току питания диодной системы, при котором нарушается линейность возрастания амплитуды сигнала с увеличением интенсивности засветки. Насыщение катодного тока в данном случае не рассматривается – при чрезмерно интенсивных постоянных засветках оно проявляется в ФЭУ с классической диодной структурой путём нарушения фокусировки траекторий фотоэлектронов из-за возникающей неравномерности распределения потенциала по площади фотокатода, и, поэтому, не актуально для МКП-ФЭУ.

3.2.1. Амплитудное насыщение МКП-ФЭУ

Причиной возникновения амплитудного насыщения в МКП-ФЭУ является накопление большого объёмного заряда в концах микроканалов со стороны анода [81]. При этом, микроканалы работают как независимые умножители, и насыщение в одном из них не влияет на коэффициент умножения в другом. Пределы линейной области регистрации коротких импульсных засветок определяются диаметром микроканалов, разностью потенциалов на его концах и коэффициентом умножения (т.е. коэффициентом вторичной эмиссии электронов) в микроканале.

Согласно компьютерному моделированию загрузок детектора FIT в условиях наиболее центральных (0-2 фм) столкновений ионов свинца при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 5,5$

ТэВ, проведённому А.И. Маевской (ИЯИ РАН), средняя мгновенная нагрузка квадрантов модулей FIT может достигать 260 МIP/кв. – см. рис.3.9.



Проверка амплитудной линейности отклика модернизированного МКП-ФЭУ Planacon XR85012/FIT-Q в условиях равномерной засветки его чувствительной поверхности пикосекундными лазерными импульсами производилась относительно референсного фотоприёмника (ФЭУ-143) – в ходе измерений, при повышении интенсивности засветки его напряжение питания ступенчато уменьшалось (для соответствия амплитуды выходного сигнала линейному диапазону, известному из предварительных измерений с помощью набора калиброванных нейтральных оптических фильтров [136]). Для достижения

наилучшей равномерности засветки по площади ФЭУ и имитации временного профиля интенсивности световых сигналов, аналогичному профилю от 1 МПР, входное окно МКП-ФЭУ облучалось светом, отражённым от матового экрана на расстоянии ~ 10 см. В результате, отношение амплитуды отдельных сигналов к их заряду составило ~ 15 мВ/пКл, что совпадает с аналогичной величиной, полученной при облучении черенковских модулей релятивистскими частицами на ускорителе PS. Измерения производились при низкой частоте засветки (20 Гц) для минимизации вклада эффектов токового насыщения.

Результаты измерения амплитудной линейности одного квадранта в терминах амплитуды и заряда сигналов для случая равномерного облучения всей чувствительной области МКП-ФЭУ (7 см^2) представлены на рис.3.10 (красные точки). Представленные результаты демонстрируют высокую линейность отклика квадрантов МКП-ФЭУ в необходимом диапазоне интенсивности равномерной засветки всей площади квадранта и более, вплоть до 350 МПР ($\sim 10^5$ ф.э./импульс). Непосредственное наблюдение предела амплитудной линейности при равномерной засветке всего квадранта МКП-ФЭУ было ограничено интенсивностью вспышек используемого лазера. Для решения этой проблемы, были проведены измерения с использованием маски из светонепроницаемого материала с отверстием диаметром 3 мм, обеспечивающим засветку одного квадранта в области площадью 7 мм^2 (покрывает ~ 7000 микроканалов). Результаты представлены на рис.3.10 (чёрные точки) – линейность кривых нарушается для вспышек интенсивностью более ~ 40 МПР, что демонстрирует зависимость предела амплитудной линейности МКП-ФЭУ от числа микроканалов в зоне засветки.

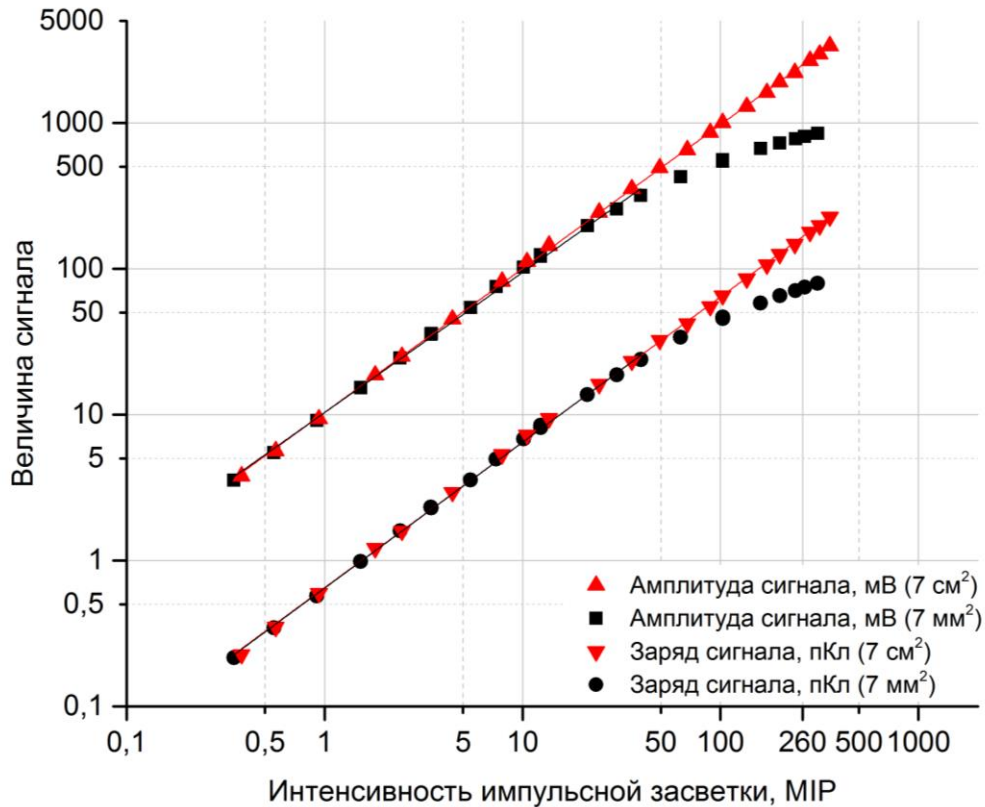


Рисунок 3.10. Демонстрация амплитудной линейности одного квадранта МКП-ФЭУ при равномерной засветке всей чувствительной площади.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что амплитудное насыщение, вызванное накоплением объёмного заряда в оконечной области микроканалов МКП-ФЭУ, возникает вне диапазона полезных сигналов, ожидаемых для FIT T0+.

3.2.2. Насыщение МКП-ФЭУ по среднему анодному току

Другой тип насыщения – токовое, случается в МКП-ФЭУ при слишком высокой частоте следования световых импульсов. Его причины, как правило, связаны с большим временем восстановления распределения потенциалов в микроканалах после регистрации одиночных импульсов ($\sim 10^{-4}$ - 10^{-3} с) из-за высокого сопротивления материала пластины и малого тока восстановления (~ 1 мкА/см²). Таким образом, регистрация фотоэлектронов в микроканалах в течение их мёртвого времени характеризуется неполным коэффициентом умножения, что, обычно, компенсируется большим числом микроканалов МКП (десятки тысяч на 1 см²). Существуют разные подходы к оценке точного предела по токовому насыщению МКП в зависимости от условий его работы [137, 138, 139], однако

наиболее простым и универсальным способом является определение отношения анодного тока к току питания МКП - согласно [89, 92], насыщение начинает сказываться при превышении анодным током величины в 6-10% от тока питания, то есть тем выше, чем ниже сопротивление пластины. В этой связи, для проверки токового динамического диапазона МКП-ФЭУ, был использован образец модернизированного МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q с пониженным сопротивлением микроканальных пластин $R=14,5 \text{ М}\Omega$ (#9002059).

Ожидаемые значения среднего анодного тока МКП-ФЭУ в T0+ определяются средней загрузкой наиболее центральных квадрантов черенковских модулей в Pb-Pb режиме, представленной на рис.3.11, а также планируемой средней частотой столкновений в этом режиме (50 кГц) [48] и выбранным коэффициентом умножения МКП-ФЭУ. Как можно видеть из представленных результатов моделирования загрузки детектора, проведённого А.И. Маевской (ИЯИ РАН), внутренние квадранты центральных модулей T0+A характеризуются загрузкой вплоть до 52 МIP/столкновение. При 290 ф.э./MIP (подтверждение данной величины представлено в п.4.1), рабочем коэффициенте умножения $1,5 \cdot 10^4$ и средней частоте столкновений 50 кГц, это приводит к максимальной ожидаемой величине среднего анодного тока $\sim 1,7 \text{ мкА/квадрант}$.

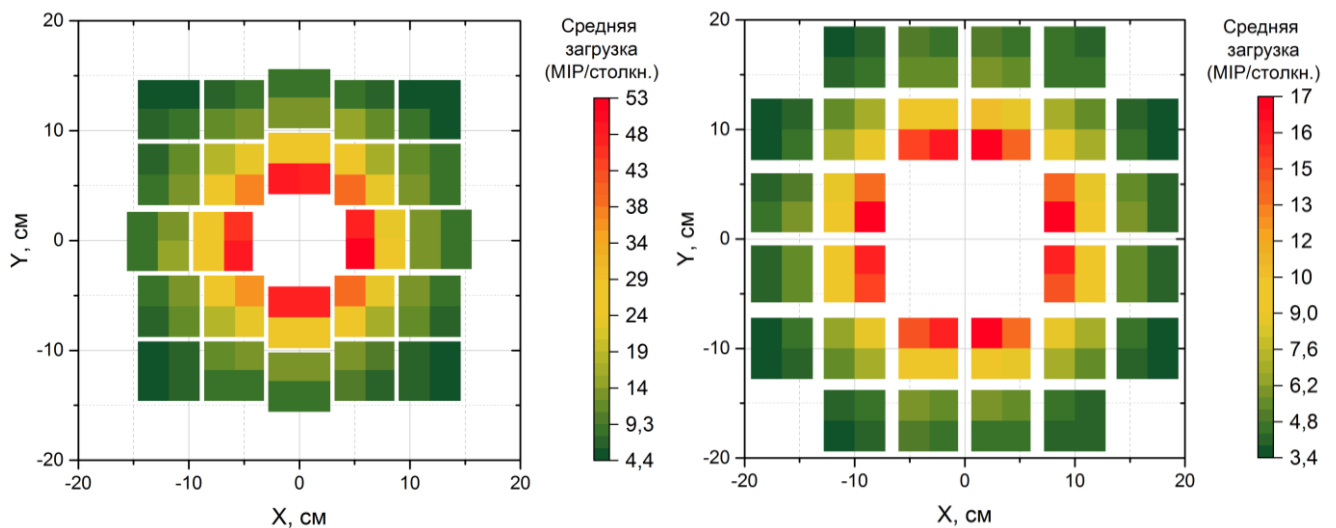


Рисунок 3.11. Ожидаемая средняя загрузка квадрантов модулей FIT T0+ в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}}=5,5 \text{ ТэВ}$. Источник: А.И. Маевская, ИЯИ РАН.

Схема установки для экспериментального измерения предела по насыщению МКП-ФЭУ представлена на рис.3.12. Помимо исследуемого фотосенсора, в ней также использовался референсный ФЭУ Hamamatsu R11410-20 с низкоомным делителем (2 МОм), обеспечивающим высокую токовую линейность (до ~8 мкА) [136]. Оба ФЭУ облучались рассеянным светом от светодиода с $\lambda = 470$ нм. Каждая серия измерений предполагала определение амплитуды сигналов при равномерной засветке фотокатода МКП-ФЭУ в зависимости от частоты следования световых импульсов постоянной интенсивности. Такие серии измерений были проведены для световых импульсов, соответствующих интенсивности от 1 до 300 МПР. Результаты представлены на рис.4.13 в терминах частоты сигналов и расчётного анодного тока. Средняя амплитуда сигналов представлена в относительных единицах после нормировки на показания референсного ФЭУ.

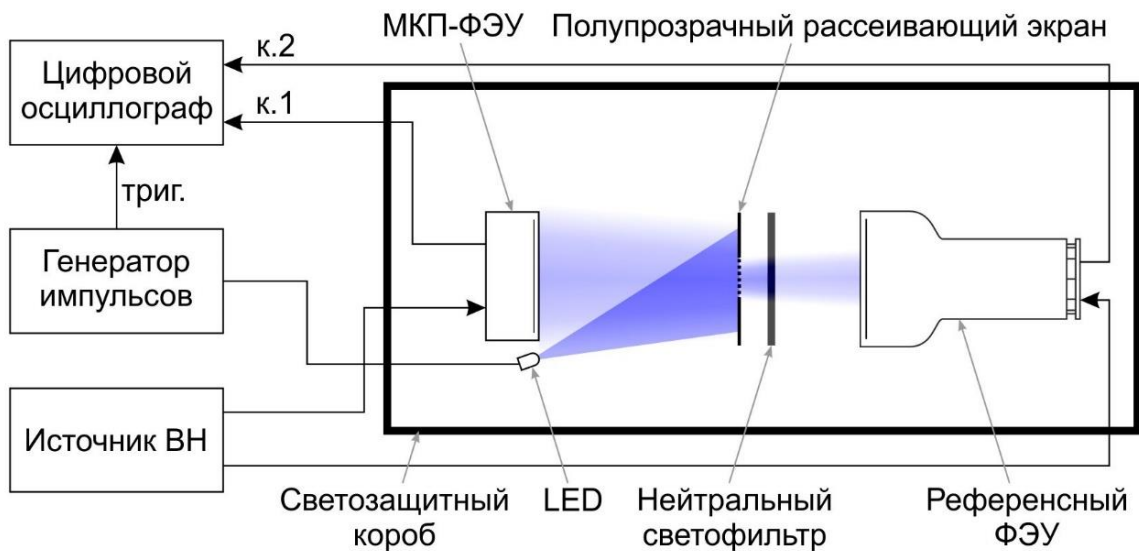


Рисунок 3.12. Схема установки по исследованию токового насыщения МКП-ФЭУ. Как можно видеть из графика на рис.3.13 (б), тестируемый образец МКП-ФЭУ способен работать в условиях интенсивной засветки вплоть до величин среднего анодного тока ~4 мкА/квадрант, после чего наблюдается сокращение его коэффициента умножения. Кроме того, как можно видеть из графика на рис.3.14, токовое насыщение действительно не зависит от числа микроканалов, засвечиваемых в каждой вспышке, но зависит от числа сработавших микроканалов за единицу времени, что подтверждает указанные выше причины возникновения

токового насыщения. Увеличение числа активных каналов в единицу времени, в свою очередь, зависит от сопротивления пластины, и, в меньшей степени, от некоторых других параметров (напряжение питания, номиналы сопротивлений делителя, ёмкость микроканалов, и т.д.).

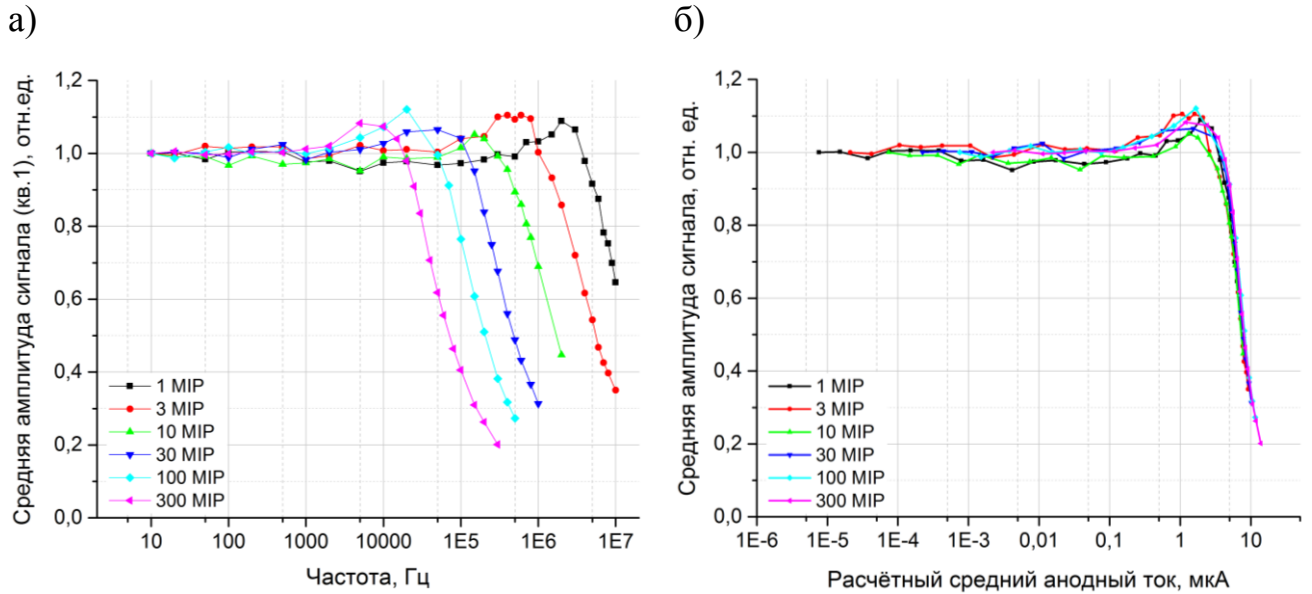


Рисунок 3.13. а) Зависимость амплитуды сигналов с одного квадранта МКП-ФЭУ при равномерной засветке входного окна от частоты следования световых импульсов; б) аналогичная зависимость относительно расчётного анодного тока на выходе исследуемого квадранта. Для лучшего визуального восприятия экспериментальные точки соединены отрезками прямых.

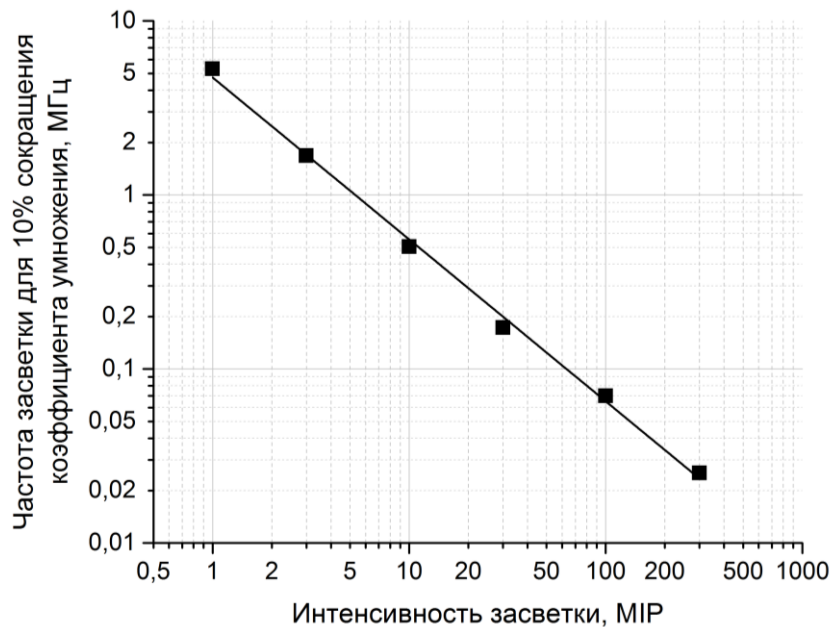


Рисунок 3.14. Зависимость частоты и интенсивности засветки, при которой наблюдается 10% сокращение амплитуды сигнала (на основании данных из графика на рис.3.13).

3.2.3. Зарядовое насыщение МКП-ФЭУ

Представленные выше данные подтверждают соответствие линейности МКП-ФЭУ (при селекции по сопротивлению пластин) требованиям к фотосенсорам для подсистемы T0+ детектора FIT: регистрация редких сигналов интенсивностью до 260 МIP/квадрант, а также сигналов со средней амплитудой ~50 МIP/квадрант с частотой до 50 кГц. Однако, стоит отметить, что пучки LHC имеют сложную структуру [140]: 2808 сгустков частиц циркулируют по кольцу длиной 27 км с интервалом 25 нс, тогда как теоретически кольцо такой длины может вмещать 3564 сгустков. Наличие «пустых» позиций является необходимой технической особенностью работы инжекторов LHC и делит пучок на пакеты сгустков. Соответственно, частота столкновений в пределах сгустка существенно превышает среднюю частоту столкновений, и может достигать 40 МГц для 2-3 сгустков подряд. Отклик МКП-ФЭУ был проверен в условиях таких частых засветок: использовались пачки из 19-ти лазерных импульсов равной интенсивности с шагом 25 нс и с общей частотой следования пачек 20 Гц. Анализировалась амплитуда 1-го, 10-го и 19-го импульсов в пачках в зависимости от интенсивности импульсов в

пачке. Для засветки использовался штатный оптический ввод черенковского модуля, обеспечивающий засветку одного квадранта МКП-ФЭУ пятном диаметром 10 мм. Результаты представлены на рис.4.15.

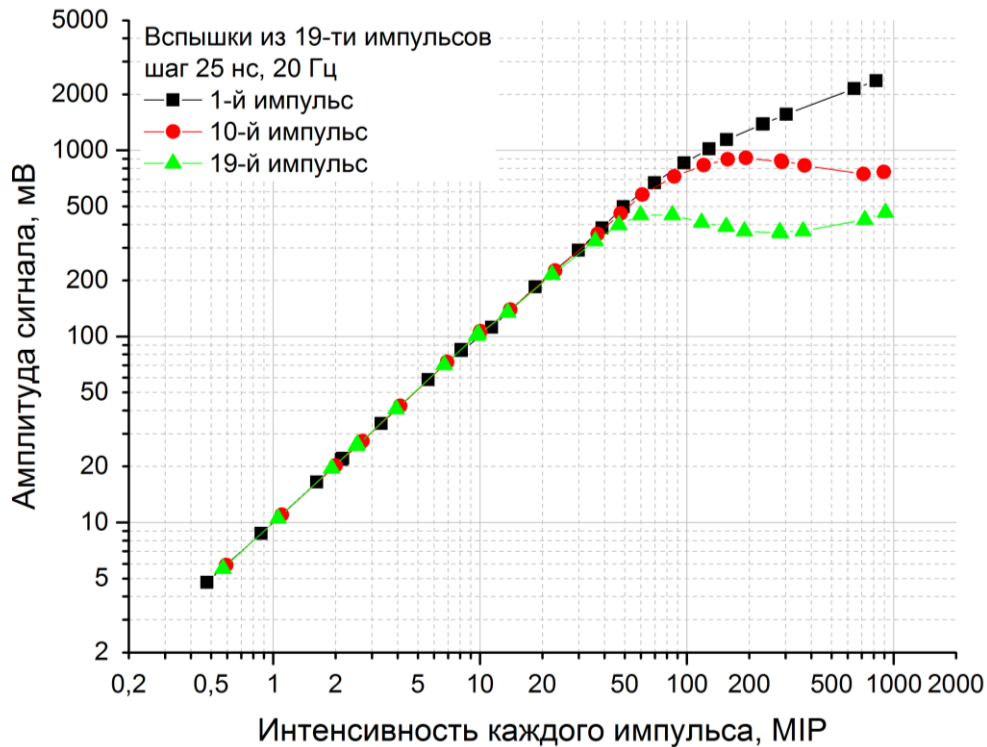


Рисунок 3.15. Зависимость амплитуды 1-го, 10-го и 19-го импульсов, следующих с шагом 25 нс в пачках с частотой 20 Гц, от интенсивности засветки.

Как можно видеть из графика на рис.3.15, амплитуда последнего импульса в пачках из 19-ти импульсов начинает сокращаться после достижения интенсивности ~ 40 МР, амплитуды среднего импульса (10-го) – после ~ 80 МР. Такое сокращение, по-видимому, связано с исчерпанием заряда, накопленного на микроканалах в области облучения: 450 нс окно следования импульсов несопоставимо мало по сравнению со временем восстановления микроканалов (~ 1 мс), поэтому разность потенциалов в пределах одного пакета может поддерживаться только до исчерпания заряда на самих микроканалах в области засветки. Достаточно малая частота следования пакетов позволяет микроканалам восстановиться. Таким образом, можно сделать вывод, что ограничением для работы МКП-ФЭУ с очень высокой частотой является заряд в 19 имп. $\cdot 40$ МР/имп. / $0,785$ см² = 970 МР/см², или ~ 6800

МIP/квадрант, что существенно превышает требования, предъявляемые к МКП-ФЭУ в детекторе FIT.

3.3. Спецификация параметров МКП-ФЭУ и методика их входного тестирования

В детекторе FIT планируется использование 52-х фотоумножителей семейства Planacon (см.п.4.3) с модифицированными платами съёма сигналов и ввода высокого напряжения. Их высокая стоимость (~10 000 USD/шт.), а также будущая длительная эксплуатация в критических условиях эксперимента ALICE, требует разработки единой спецификации параметров МКП-ФЭУ, обеспечивающей их применимость для решения поставленных задач, а также методики их входного тестирования и характеристики.

Стандартная спецификация МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q, который является основой для версии МКП-ФЭУ, адаптированной к требованиям детектора FIT, представлена в Приложении А. Как можно видеть из данных, представленных в приложении, спецификация, предлагаемая заводом-изготовителем, не ограничивает нижний предел величины среднего анодного тока, при котором начинает наблюдаться сокращение коэффициента умножения МКП. Нижний и верхний пределы на величину сопротивления пластин МКП также не ограничены. Это может привести к оптовой закупке фотоумножителей с МКП высокого сопротивления (например, ~30-50 МΩ), диапазон линейного отклика которых не соответствовал бы ожидаемому диапазону среднего анодного тока, рассчитанному в п.3.2.2.

Требования к величине сопротивления пластин закупаемых МКП-ФЭУ ($12 \text{ M}\Omega \leq R \leq 22 \text{ M}\Omega$) и отношению среднего анодного тока к току питания (10%), при котором может наблюдаться двукратное сокращение коэффициента усиления, были учтены в новой спецификации параметров МКП-ФЭУ для использования в детекторе FIT. Данная спецификация, также, декларирует использование модифицированных плат съёма сигналов, схема которых представлена в п.3.1, а также ограничивает нижний предел величины напряжения питания для достижения

коэффициента усиления 10^5 и фиксирует направление угла наклона микроканалов относительно корпуса прибора – для стабильности параметров МКП-ФЭУ в условиях сильного магнитного поля. Наконец, обновленная спецификация фиксирует временные параметры импульса, а также габариты прибора в соответствии с актуальными параметрами протестированного прототипа модернизированного МКП-ФЭУ.

В результате модификации плат съёма сигналов и оптимизации вышеупомянутых параметров прибора, была сформулирована спецификация на новый тип МКП-ФЭУ семейства Planacon для использования в детекторе FIT – XP85002/FIT-Q. Копия документа представлена в Приложении Б. Для подробного измерения характеристик поставляемых МКП-ФЭУ и проверки их соответствия положениям спецификации, была разработана методика входного тестирования и характеристики МКП-ФЭУ Planacon XP85002/FIT-Q. Также был создан экспериментальный стенд для потоковой реализации данной методики со скоростью, совпадающей с темпом производства и поставки фотоумножителей, заявленным производителем (10 шт./месяц).

Экспериментальный стенд для тестирования МКП-ФЭУ состоит из трёхзонного светоизолированного короба, лазерной системы и измерительной электроники. Внешний вид стенда представлен на рис.3.16, внутренняя структура светоизолированного короба – на рис.3.17, функциональная схема – на рис.3.18. Светоизолированный короб состоит из двух симметрично расположенных секций для одновременного облучения пяти МКП-ФЭУ в каждой, а также секции с референсным ФЭУ Philips 56 AVP с сильноточным делителем. Подача и регулировка интенсивности световых сигналов осуществляется при помощи полупроводникового лазера PDL 800-D, системы оптических сплиттеров и аттенюаторов. Регистрация сигналов осуществляется с помощью цифрового осциллографа LeCroy WR8104, а также с помощью оцифровщика сигналов CAEN DT5742 (в зависимости от типа измерений).



Рисунок 3.16. Экспериментальный стенд для входного тестирования и характеристики МКП-ФЭУ. Фото автора.

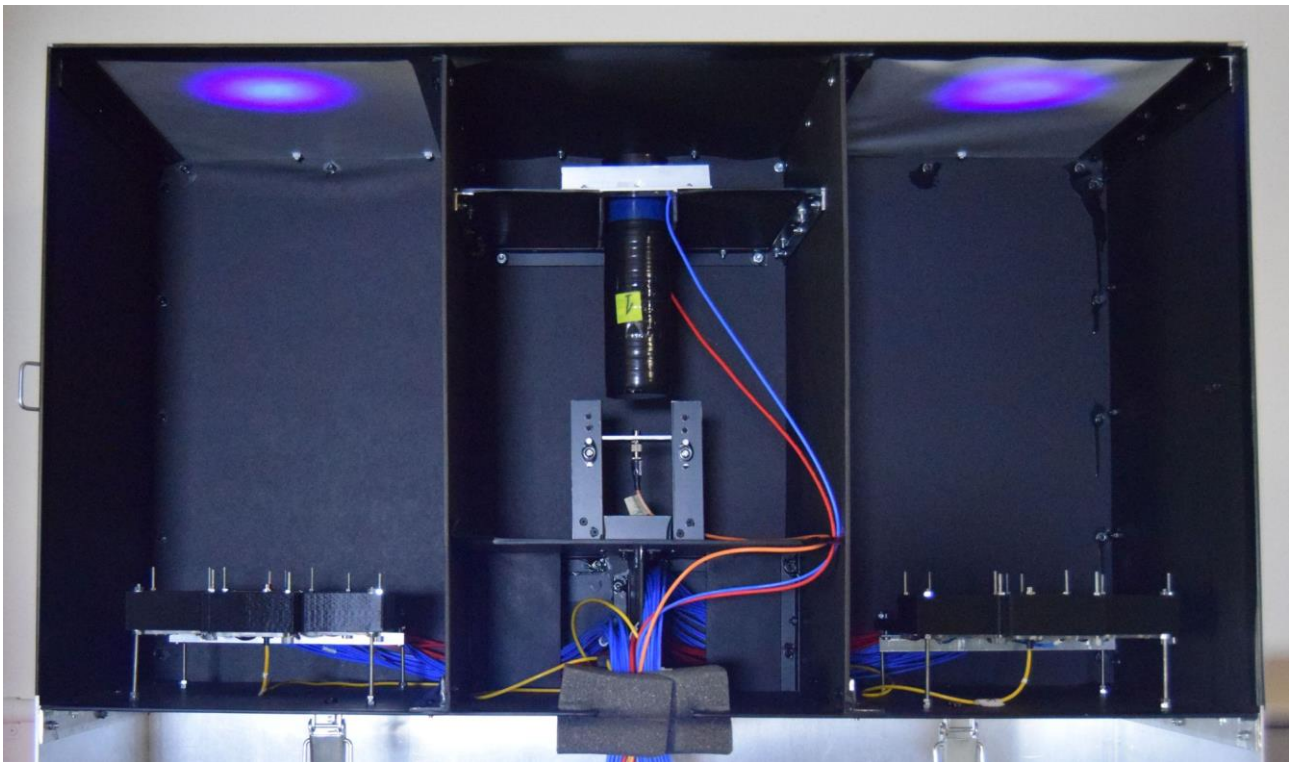


Рисунок 3.17. Фотография внутренней структуры светоизолированного короба. Фото автора.

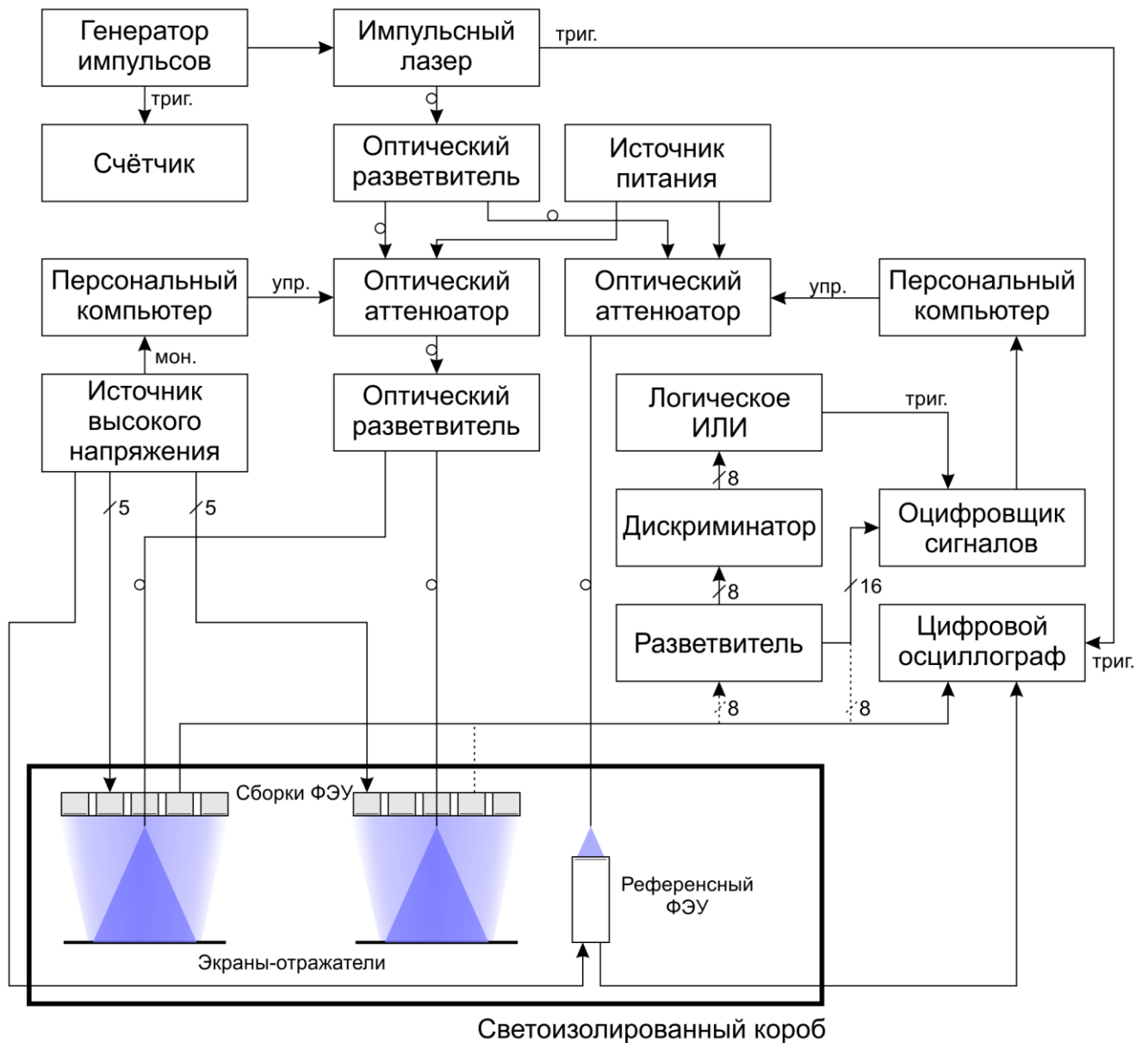


Рисунок 3.18. Функциональная схема экспериментального стенда для входного контроля и характеристики МКП-ФЭУ семейства Planacon.

Методика входного тестирования и характеристики МКП-ФЭУ предполагает проведение следующих процедур для каждой партии приборов:

1) Измерение зависимости коэффициента умножения МКП-ФЭУ от напряжения питания и её калибровка путём измерения однофотозлектронных спектров при повышенном напряжении [141]. Это необходимо для выбора рабочего напряжения (в соответствии со штатным коэффициентом умножения – $1,5 \cdot 10^4$, для достижения амплитуды импульсов на выходе, равной 10 мВ/МІР). Примеры подобных

зависимостей, измеренных для первой партии МКП-ФЭУ (4 шт.), представлены на рис.3.19.

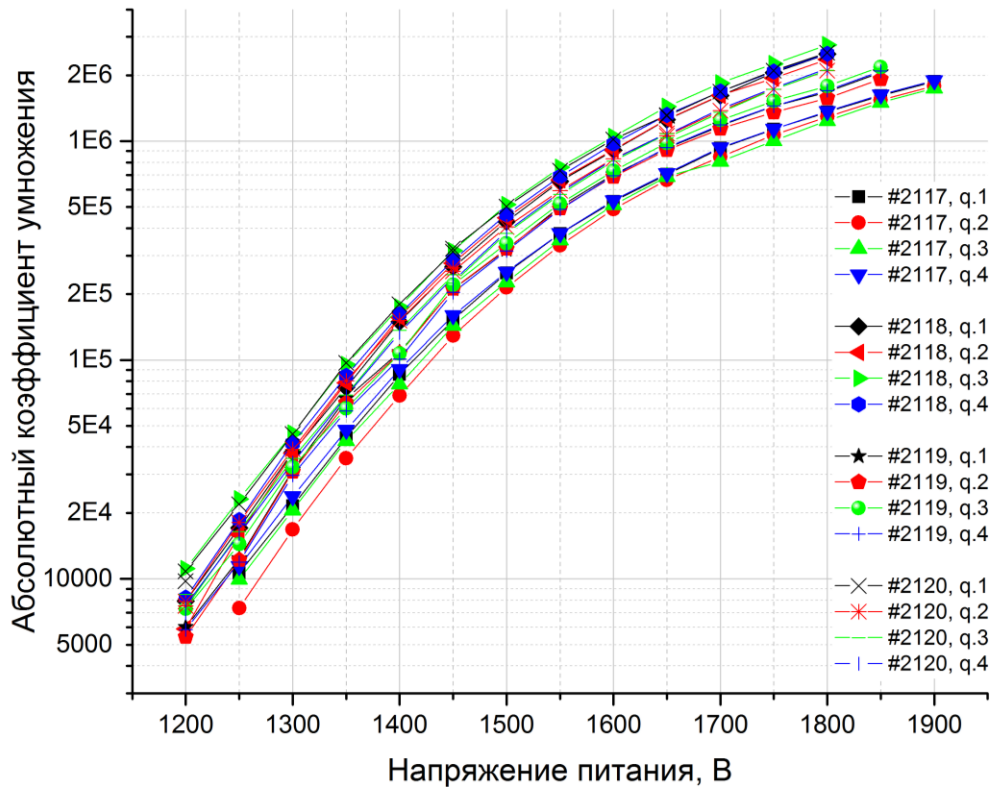


Рисунок 3.19. Зависимость коэффициента умножения МКП-ФЭУ Planacon XR85002/FIT-Q в абсолютных величинах от напряжения питания.

2) Измерение сопротивления и характеристик прогрева приборов. Данные измерения важны из-за отрицательного температурного коэффициента сопротивления микроканальных пластин - при слишком низком их сопротивлении, установление постоянного коэффициента усиления может потребовать значительное время (десятки минут для штатно работающих приборов, или более – для нештатных приборов). Данная процедура предполагает измерение зависимости величины тока питания и амплитуды импульсов от времени работы МКП-ФЭУ при их засветке постоянной интенсивности. Измерения необходимо проводить при первом (за сутки) включении МКП-ФЭУ. Пример полученных зависимостей сопротивления МКП от времени работы прибора представлен на рис.3.20, полученные синхронно зависимости амплитуды импульсов (нормированные на показания прогретого референсного ФЭУ) от времени представлены на рис.3.21.

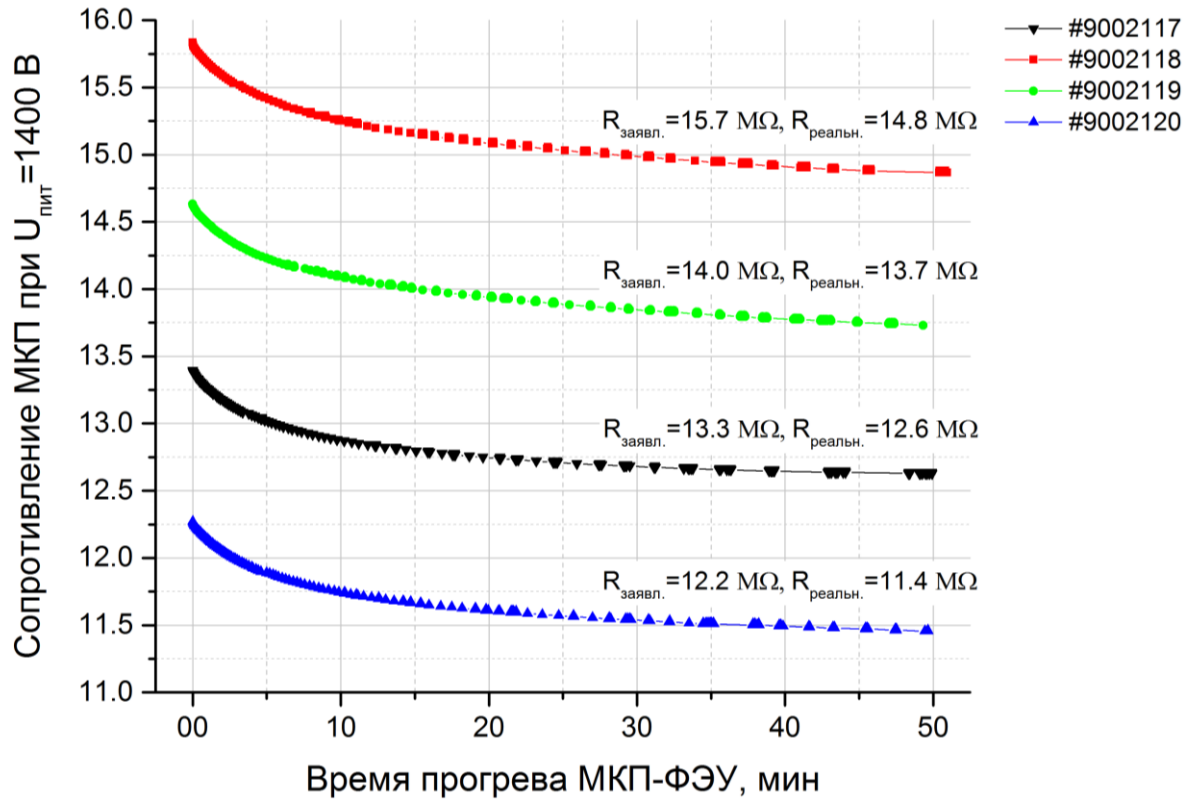


Рисунок 3.20. Образцы зависимостей сопротивления МКП от времени прогрева МКП-ФЭУ Planacon XR85002/FIT-Q.

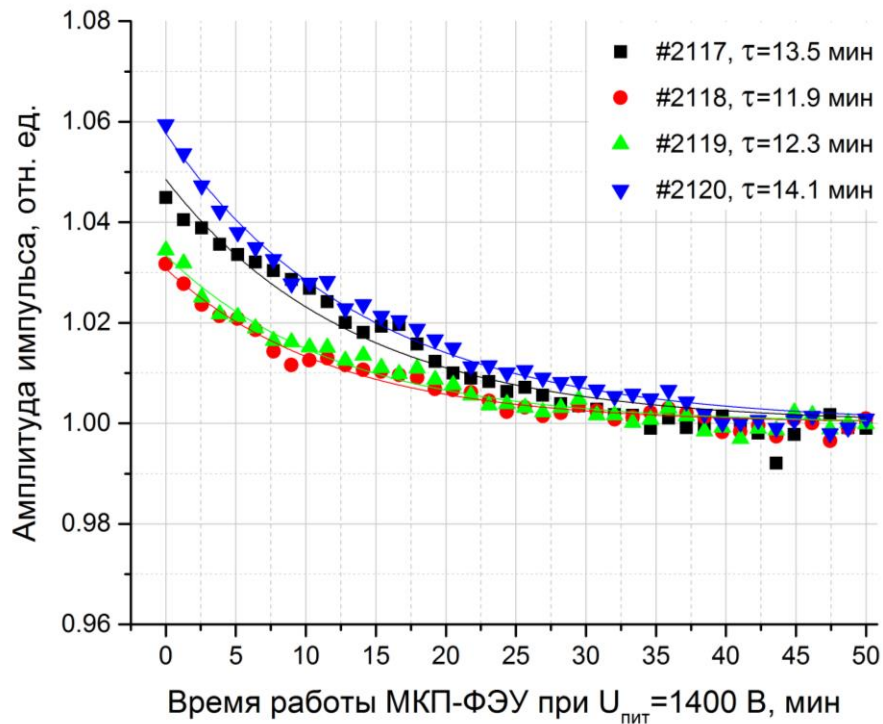


Рисунок 3.21. Образцы зависимостей изменения амплитуды импульса при постоянной засветке при прогреве МКП-ФЭУ, нормированные на показания прогретого референсного ФЭУ.

3) Измерение предела токового насыщения МКП-ФЭУ. Предполагает измерение зависимости амплитуды импульсов при постоянной засветке от частоты следования импульсов, которая, в свою очередь, может быть пересчитана в величины среднего анодного тока – подробное описание методики измерений представлено в п.3.2.2. Измерение такой зависимости для каждого экземпляра МКП-ФЭУ необходимо для определения их оптимального расположения в матрицах черенковских модулей FIT T0+. Образцы, характеризующиеся линейностью отклика вплоть до 7 мкА (регистрация 200 МIP со средней частотой 1 МГц), могут использоваться в наиболее центральных модулях FIT T0+ - к МКП-ФЭУ во «внешних» модулях предъявляются на 1-2 порядка менее строгие требования (см.п.3.2.2). Пример токовой характеристики насыщения образца МКП-ФЭУ Planacon XR85002/FIT-Q представлен на рис.3.22.

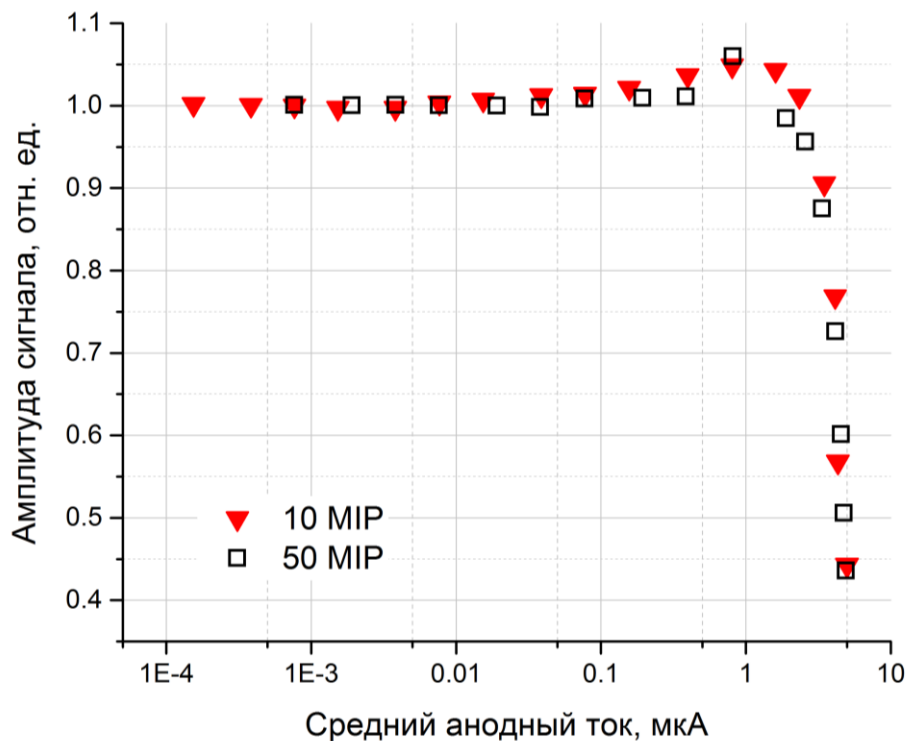


Рисунок 3.22. Характеристика токового насыщения МКП-ФЭУ Planacon XR85002/FIT-Q #9002117.

4) Проверка МКП-ФЭУ на предмет возможного нарушения вакуума путём измерения доли послеимпульсов и взаимного сравнения этих величин. Поскольку при штатном напряжении питания амплитуда послеимпульсов в МКП-ФЭУ

Planacon XR85002/FIT-Q не превышает уровня шумов, измерения предполагается проводить при работе приборов с коэффициентом умножения $G=10^6$. Методика измерений предполагает регистрацию числа импульсов N_A в окне 690 нс (область «А») после регистрации основного импульса зарядом $q_{осн}$, вызванного импульсной засветкой входного окна МКП-ФЭУ. Данная величина должна быть скорректирована на вероятность возникновения темновых импульсов в окне той же длительности, которую можно определить путём измерения числа импульсов N_B в некотором окне (область «Б» - для удобства, длительностью 290 нс) перед возникновением основного импульса. Долю послеимпульсов удобно рассчитывать в терминах их среднего числа на 300 ф.э. первичного импульса (приблизительно соответствует 1 МПР) согласно формуле 3.1:

$$N_{\text{послеимп/МПР}} = \frac{300 \text{ ф.э.} * e * G * \left(N_A - \frac{0,69 * 10^{-6} \text{ с} * N_B}{0,29 * 10^{-6} \text{ с}} \right)}{q_{\text{сигн}} * N_{\text{осн}}}, \quad (3.1)$$

Кроме того, полезно контролировать средний заряд послеимпульсов, который, с учётом поправки на вклад темновых импульсов, может быть рассчитан согласно формуле:

$$q_{\text{послеимп}} = q_A - q_B * n_{\text{темн}} * 0,69 * 10^{-6} \text{ с}, \quad (3.2)$$

где

$$n_{\text{темн}} = \frac{N_B}{0,29 * 10^{-6} \text{ с} * N_{\text{триг}}} \quad (3.3)$$

- величина темнового счёта МКП-ФЭУ.

Данные величины были измерены для первой партии МКП-ФЭУ Planacon XR85002/FIT-Q и представлены в табл.3.2. Как можно видеть из таблицы, послеимпульсы в протестированных экземплярах МКП-ФЭУ не представляют существенной проблемы для корректной работы детектора FIT, поскольку их средний заряд не превышает 1% от типичной интенсивности сигнала, вызванного 1 МПР, при пороге регистрации сигналов 0,5 МПР. Малая величина среднего числа послеимпульсов, вызванных сигналом интенсивностью 1 МПР, определяет пренебрежимо малую вероятность наложения послеимпульсов.

Таблица 3.2. Доля послеимпульсов, их средний заряд и величина темнового счёта первой партии МКП-ФЭУ Planacon XR85002/FIT-Q.

Серийный номер МКП-ФЭУ	Средний заряд послеимпульсов, ф.э.	Среднее число послеимпульсов на 300 ф.э. оригинального импульса	Темновой счёт, кГц	Заявленный темновой ток, нА
9002117	2,7	1,6	1,1	0,16
9002118	2,1	0,5	1,3	0,35
9002119	2,0	0,6	66	2,9
9002120	1,8	0,6	2,9	0,35

5) Косвенная проверка величины квантовой эффективности в области вакуумного ультрафиолета. Поскольку в кварце основная часть черенковских фотонов испускается с длиной волны в интервале от 160 нм до ~300 нм, а прямое измерение квантовой эффективности в этом диапазоне требует использования дорогостоящего оборудования, адаптированного для работы с вакуумным ультрафиолетом, планируется осуществить косвенную проверку данной величины. 10 МКП-ФЭУ будут составлены в мюонный телескоп, где роль радиаторов будут выполнять кварцевые входные окна толщиной 2 мм. С учётом постоянства толщины и свойств материала входного окна, такой тест позволит выявить МКП-ФЭУ с пониженной (или повышенной) квантовой эффективностью, что, в свою очередь, может повлиять на временные параметры МКП-ФЭУ при регистрации времени столкновений пучков в ALICE.

6) Завершающим этапом тестирования МКП-ФЭУ перед их установкой в детектор FIT является проверка МКП-ФЭУ на предмет возможных пробоев микроканальных пластин в местах контакта с керамической поддержкой. Данная процедура предполагает подачу напряжения, соответствующего коэффициенту умножения 10^6 , и непрерывную выдержку МКП-ФЭУ под данным напряжением в течение как минимум 500 часов.

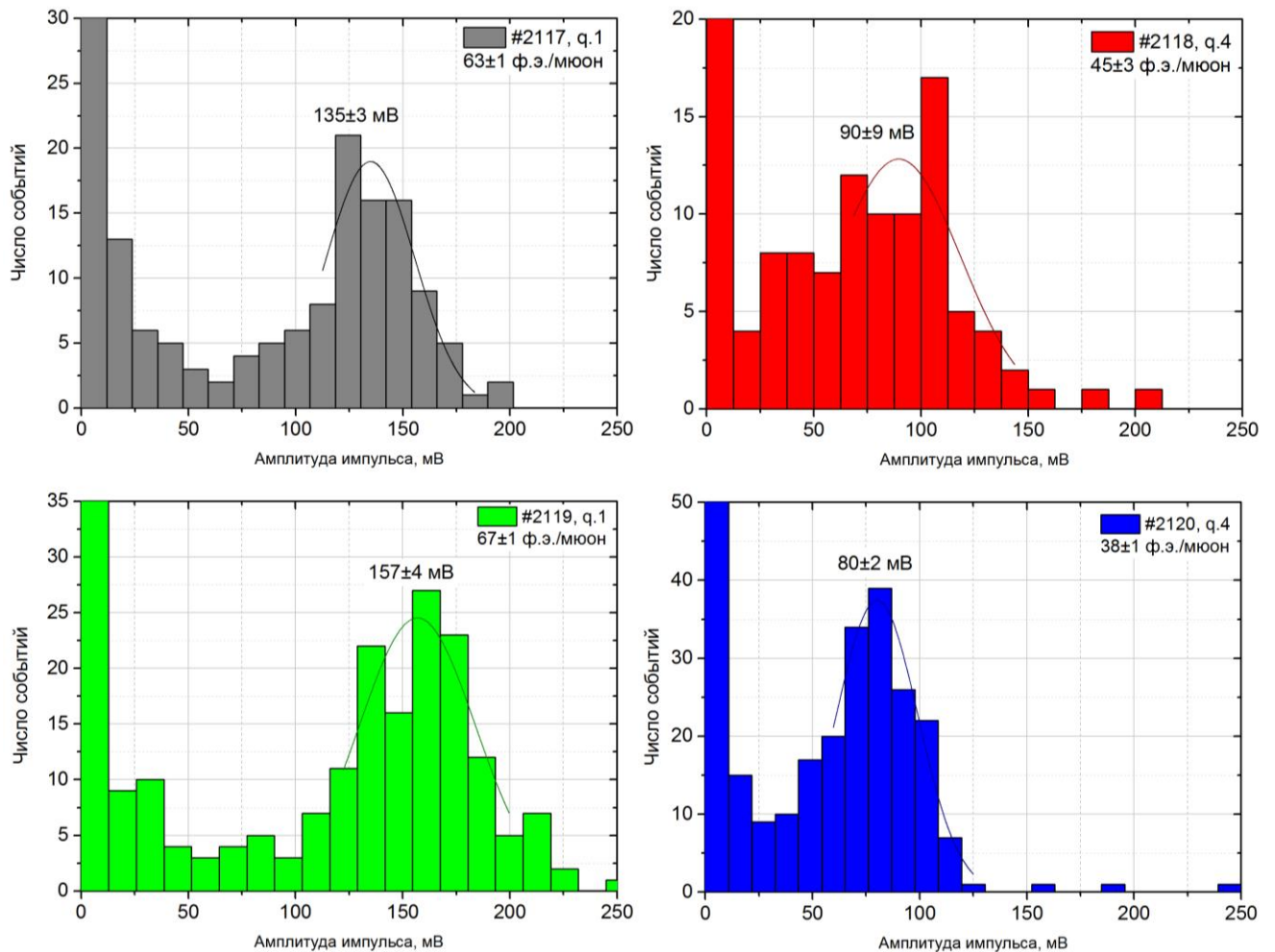


Рисунок 3.23. Распределение амплитуд черенковских сигналов, сгенерированных мюонами во входном окне МКП-ФЭУ.

3.4. Исследование времени жизни МКП-ФЭУ семейства Planacon

3.4.1. Расчёт ожидаемой интегральной загрузки МКП-ФЭУ в FIT

Процедуры, описанные в 3.3 позволяют провести тестирование каждого экземпляра МКП-ФЭУ на предмет соответствия его параметров положениям спецификации, представленной в Приложении Б, а также измерить физические характеристики данных приборов, необходимые для упрощения и оптимизации процедуры сборки и настройки детектора. Однако, открытым остаётся вопрос о соответствии времени жизни МКП-ФЭУ требованиям детектора FIT, которые, в свою очередь, могут быть определены исходя из следующих соображений.

Азимутальная неоднородность распределения частиц-продуктов столкновения определяет наибольшую интегральную загрузку черенковских модулей, располагающихся ближе всего к ионопроводу со стороны А (центры их внутренних

квадрантов находятся в $\sim 5,5$ см от оси пучка – см.п.4.3.1). Согласно Монте-Карло моделированию загрузки данных областей детектора заряженными частицами, проведённому А.И. Маевской (ИЯИ РАН), среднее число частиц в свинец-свинцовых столкновениях при $\sqrt{s_{NN}}=5,5$ ТэВ, регистрируемых одним квадрантом, будет составлять ~ 52 МП/столкновение (см. табл.3.3).

Таблица 3.3. Ожидаемые средние загрузки заряженными частицами квадрантов детектора FIT.

p-p @ 14 TeV	p-Pb @ 8.8 TeV	Pb-Pb @ 5.5 TeV
0,84 МП/квадрант	3,3 МП/квадрант	52 МП/квадрант

Входной диапазон электроники для считывания сигналов с модулей рассчитан на импульсы амплитудой 10 мВ/МП на выходе с каждого квадранта. Согласно результатам тестирования модулей на пучках релятивистских π^- -мезонов, такие сигналы в радиаторах стандартной конфигурации характеризуются зарядом $\sim 0,63$ пКл/МП.

Научная программа эксперимента ALICE в третьем и четвёртом сеансе работы LHC предполагает набор крайне высокой величины интегральной светимости столкновений в различных режимах работы. Плановые показатели производительности эксперимента, опубликованные в [9, 20, 21], сведены в таблице 3.4 (в терминах интегральной светимости) и в таблице 3.5 (в терминах общего числа столкновений) для стандартного и расширенного режимов работы LHC.

Таблица 3.4. Плановые показатели производительности ALICE в третьем и четвёртом сеансах работы в терминах интегральной светимости.

	p-p	p-Pb	Pb-Pb
Стандартный сценарий	8,4 pb ⁻¹	50 nb ⁻¹	13 nb ⁻¹
Расширенный сценарий	250 pb ⁻¹	1 pb ⁻¹	13 nb ⁻¹

Таблица 3.5. Плановые показатели производительности ALICE в третьем и четвертом сеансах работы в терминах общего количества столкновений.

	p-p	p-Pb	Pb-Pb
Стандартный сценарий	$5,6 \cdot 10^{11}$	10^{11}	$1,1 \cdot 10^{11}$
Расширенный сценарий	$1,7 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{11}$

В таблице 3.63.5 представлены значения ожидаемой величины интегрального анодного заряда (Integrated Anode Charge, IAC), рассчитанные на основе данных табл.3.3 и 3.5, и указанной выше величины заряда сигнала от 1 МПР при использовании радиаторов стандартной конфигурации. Также стоит отметить, что ввиду того, что ФЭУ, разделённые электрически и оптически на четыре части, физически неделимы, расчёт IAC на единицу площади фотокатода ведётся для всего ФЭУ исходя из параметров облучения наиболее загруженного квадранта каждого ФЭУ.

Таблица 3.6. Ожидаемый вклад различных режимов работы ускорителя в интегральный анодный заряд на единицу площади наиболее загруженных квадрантов ФЭУ.

	p-p	p-Pb	Pb-Pb	Сумма
Стандартный сценарий, Кл/см ²	0,04	0,03	0,51	0,58
Расширенный сценарий, Кл/см ²	1,3	0,59	0,51	2,4

3.4.2. Тестирование Planacon XP85112/A1-Q-ALD

Вплоть до недавнего времени, типичное время жизни МКП-ФЭУ было на 3-4 порядка ниже, чем аналогичный показатель вакуумных ФЭУ с классической диодной структурой [69, 93]. Однако, в последние несколько лет, ряд производителей (Photonis, Hamamatsu, Photech) развили технологии изготовления МКП-ФЭУ, позволяющие увеличить их время жизни на 1-2 порядка. Так, японская компания Hamamatsu Photonics К.К. увеличила время жизни МКП-ФЭУ собственного производства практически на два порядка – до 2 Кл/см², за счёт использования тонкого защитного алюминиевого покрытия между двумя

пластинами МКП и внедрения керамических изоляторов объёма катодной камеры [142].

Британская компания Photek добилась увеличения времени жизни МКП-ФЭУ более чем на три порядка - до 6 Кл/см² внедрением в производство МКП технологии ALD (Atomic Layer Deposition – атомно-слоевое осаждение), подразумевающей покрытие всей внутренней поверхности микроканалов атомарными слоями ряда химических соединений (в частности, Al₂O₃) перед их покрытием вторично-эмитирующим слоем [143] (описание технологии ALD приведено в [144]).

Наконец, американская компания Photonis обеспечивает увеличенное время жизни МКП-ФЭУ семейства Planacon с помощью продолжительного облучения пластин МКП потоком электронов («electron scrubbing»), электрополировкой поверхностей МКП, внедрением ALD покрытия поверхностей микроканалов, либо разными комбинациями приведённых методов [125, 145, 146, 147]. Использование методики ALD позволило увеличить время жизни МКП-ФЭУ до 10 Кл/см² и более, например, для модели МКП-ФЭУ Planacon XP85112/A1-Q-ALD [148].

Образцы МКП-ФЭУ данной модели были протестированы с целью проверки возможности использования ALD-покрытия в фотоумножителях, закупаемых для детектора FIT. В результате их тестирования в установке, аналогичной изображённой на рис.3.12, было обнаружено радикальное влияние ALD покрытия на параметры насыщения таких МКП-ФЭУ, несмотря на низкое сопротивление пластин (6 МΩ и 8 МΩ для #9002094 и #9002095 соответственно) – см. рис. 3.24.

Наряду с пониженным уровнем насыщения по среднему анодному току, в ходе тестирования МКП-ФЭУ с ALD покрытием, наблюдалось чрезвычайно высокое время восстановления коэффициента умножения МКП после достижения токового насыщения – см. рис.3.25. Данный тест предполагал одновременное облучение исследуемого МКП-ФЭУ и референсного ФЭУ вспышками постоянной интенсивности с частотой повторения, изменявшейся ступенчато. Напряжение на исследуемый МКП-ФЭУ было подано через 11 минут после начала теста в ходе

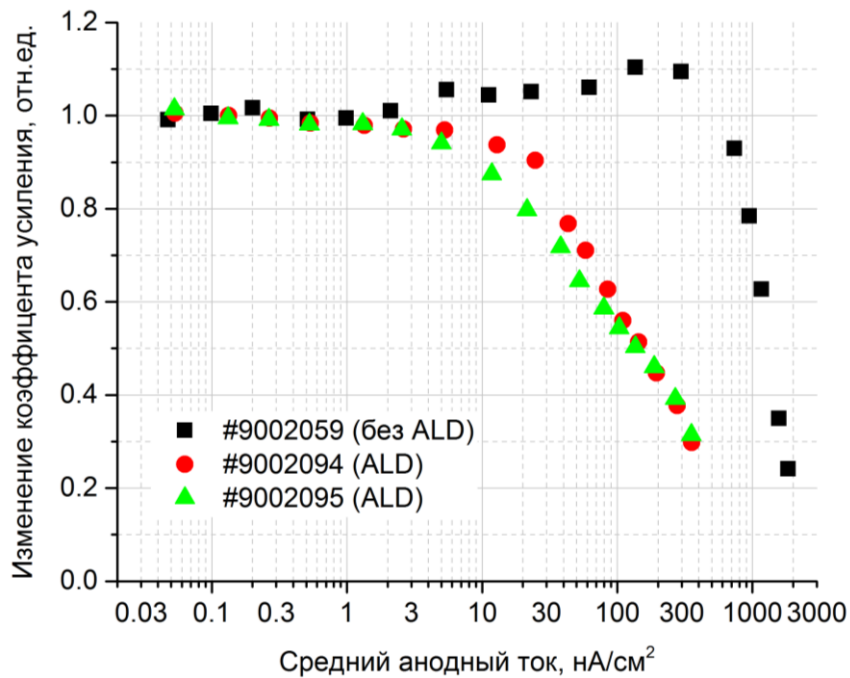


Рисунок 3.24. Изменение коэффициента умножения различных типов МКП-ФЭУ в зависимости от величины среднего анодного тока.

фазы (1). Далее следует длительный (64 минуты) период прогрева МКП-ФЭУ при засветке с низкой частотой (20 Гц). В ходе прогрева прибора и его засветки с частотой 20 Гц, разность потенциалов на обкладках МКП понижалась за счёт падения её сопротивления, и, соответственно, понижалась амплитуда регистрируемых импульсов. После стабилизации температуры и коэффициента умножения МКП, была начата фаза (2), в ходе которой частота засветки ступенчато повышалась до 400 кГц, что характеризовалось дальнейшим снижением амплитуды импульсов ввиду насыщения прибора по среднему анодному току уже после ~ 10 нА/см² (см. рис. 3.24). При переходе к фазе (3), частота засветки была мгновенно понижена до 20 Гц, однако восстановление коэффициента умножения прибора потребовало более часа, вместо ожидаемого периода в несколько миллисекунд [92]. Тестирование МКП-ФЭУ без ALD-покрытия в соответствии с идентичной методикой не выявило отклонения его параметров от ожидаемых показателей (см. рис.3.26).

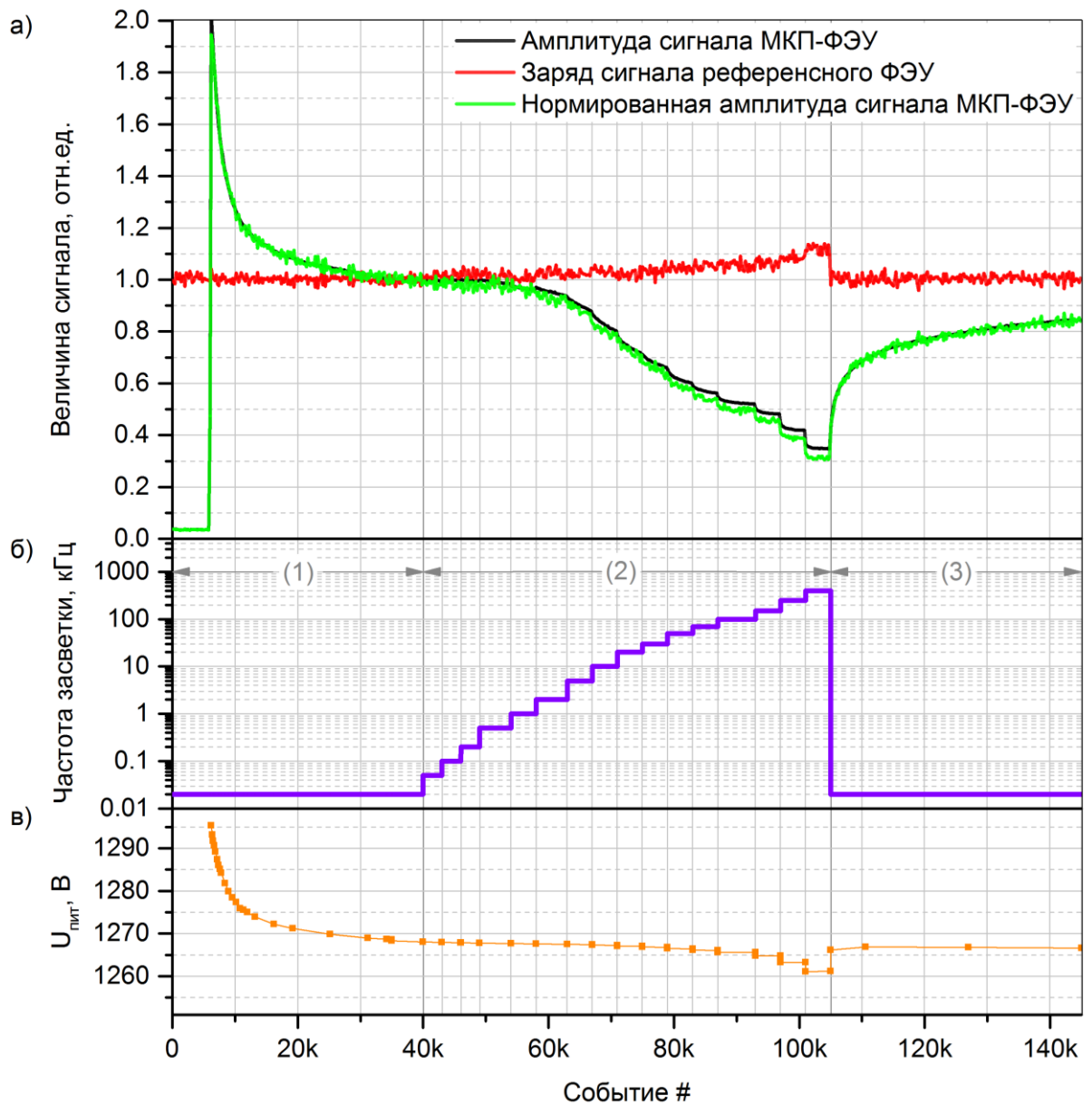


Рисунок 3.25. а) Относительное изменение величины сигнала МКП-ФЭУ #9002095 с ALD покрытием по мере ступенчатого повышения частоты засветки (и, соответственно, среднего анодного тока); б) Соответствие частоты засветки номерам зарегистрированных событий; в) Напряжение на микроканальной пластине, рассчитанное на основании измеренных величин тока питания и известных номиналов цепочки сопротивлений делителя напряжения. Длительность фазы (1) – 75 минут, фазы (3) – 67 минут.

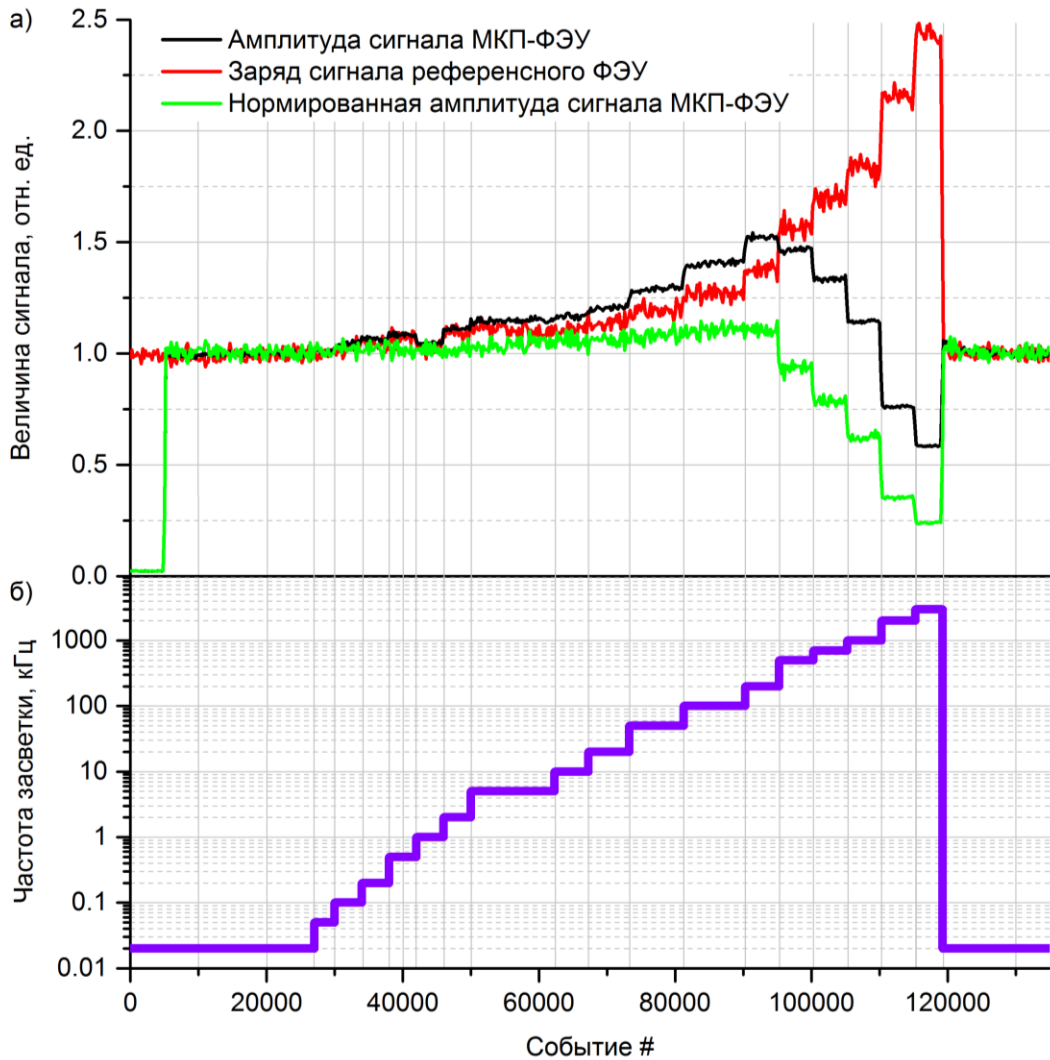


Рисунок 3.26. а) Относительное изменение величины сигнала МКП-ФЭУ #9002059 без ALD покрытия по мере ступенчатого повышения частоты засветки (и, соответственно, среднего анодного тока); б) Соответствие частоты засветки номерам зарегистрированных событий.

Исходя из отсутствия зависимости величины напряжения на МКП, представленной на рис.3.25 (в), от времени в ходе фазы 3, можно судить о том, что природа наблюдаемого эффекта длительного восстановления коэффициента умножения МКП с ALD покрытием не связана с повышением температуры пластины за время её работы в условиях повышенного анодного тока. Истинная природа данного явления может быть связана с накоплением заряда в объёме МКП за счёт туннелирования вторичных электронов сквозь изолирующее ALD покрытие стенок микроканалов [149]. Однако, проверка данной гипотезы затрудняется отсутствием

подробной информации о количестве, материалах и толщине слоёв ALD покрытия, используемого в МКП-ФЭУ Planacon XR85112/A1-Q-ALD.

3.4.3. Установка по исследованию старения МКП-ФЭУ

Опубликованное значение времени жизни МКП-ФЭУ Planacon XR85012 и XR85112/A1-Q без ALD покрытия по состоянию на 2011 год составляло всего ~ 0.1 Кл/см² [125, 145], что существенно ниже расчётных величин интегрального анодного заряда, представленных в табл.3.6 как для расширенного ($\sim 2,4$ Кл/см²), так и для стандартного ($0,6$ Кл/см²) режимов работы БАК. Однако, по заявлению представителей Photonis USA Pennsylvania Inc., улучшения технологии производства МКП-ФЭУ семейства Planacon, перечисленные в п.3.4.2 (помимо использования ALD-покрытия) и реализованные после 2011 года, позволяют достичь времени жизни приборов ~ 2 Кл/см². Отсутствие независимой проверки данного утверждения приводит к необходимости проведения собственного исследования эффектов старения МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q и измерения его времени жизни.

Для этого была собрана специальная установка для продолжительного высокоинтенсивного облучения образца МКП-ФЭУ и периодической проверки изменения его амплитудных параметров. Общая схема установки представлена на рис.3.27. Исследуемый МКП-ФЭУ и референсный ФЭУ Phillips 56 AVP были жёстко зафиксированы внутри светонепроницаемого короба. Была предусмотрена возможность засветки фотоумножителей с помощью света импульсного полупроводникового лазера, передаваемого на фотокатоды ФЭУ при помощи системы световодов и оптического разветвителя (согласно схеме на рис.3.17).

Выходы оптических световодов были направлены на матовый экран-отражатель для максимально равномерной засветки поверхности МКП-ФЭУ. Исследование старения МКП-ФЭУ проводилось только для одной его половины (квадранты 1 и 2) – вторая половина оставалась не засвеченной во время накопления анодного заряда для использования в качестве дополнительной референсной точки.

Объёмы двух фотоумножителей были светоизолированы друг от друга – см. фотографии внутренней части установки на рис.3.28. На МКП-ФЭУ подавалось напряжение, соответствующее среднему коэффициенту умножения $3,7 \cdot 10^4$.

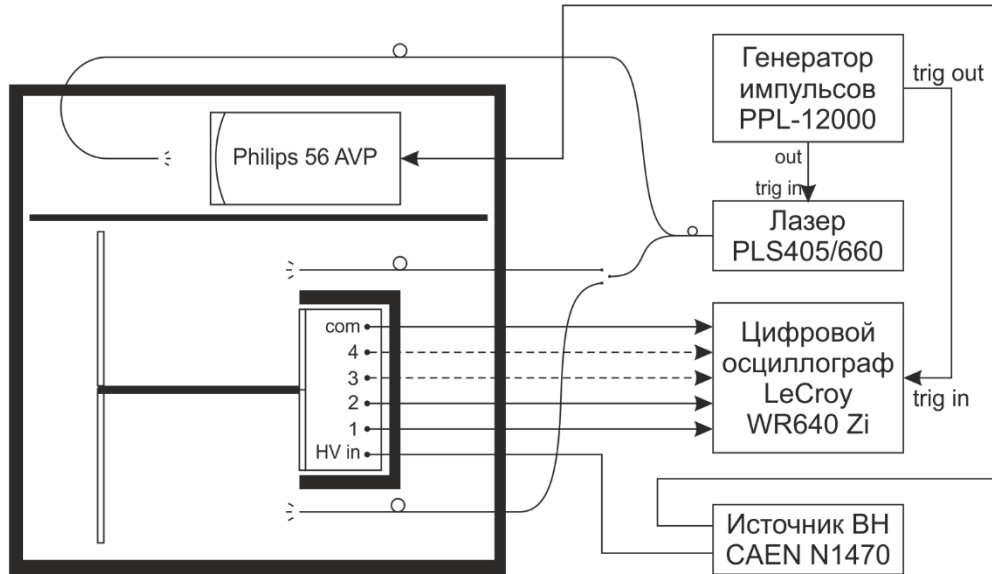


Рисунок 3.27. Типовая схема установки по исследованию старения МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q.

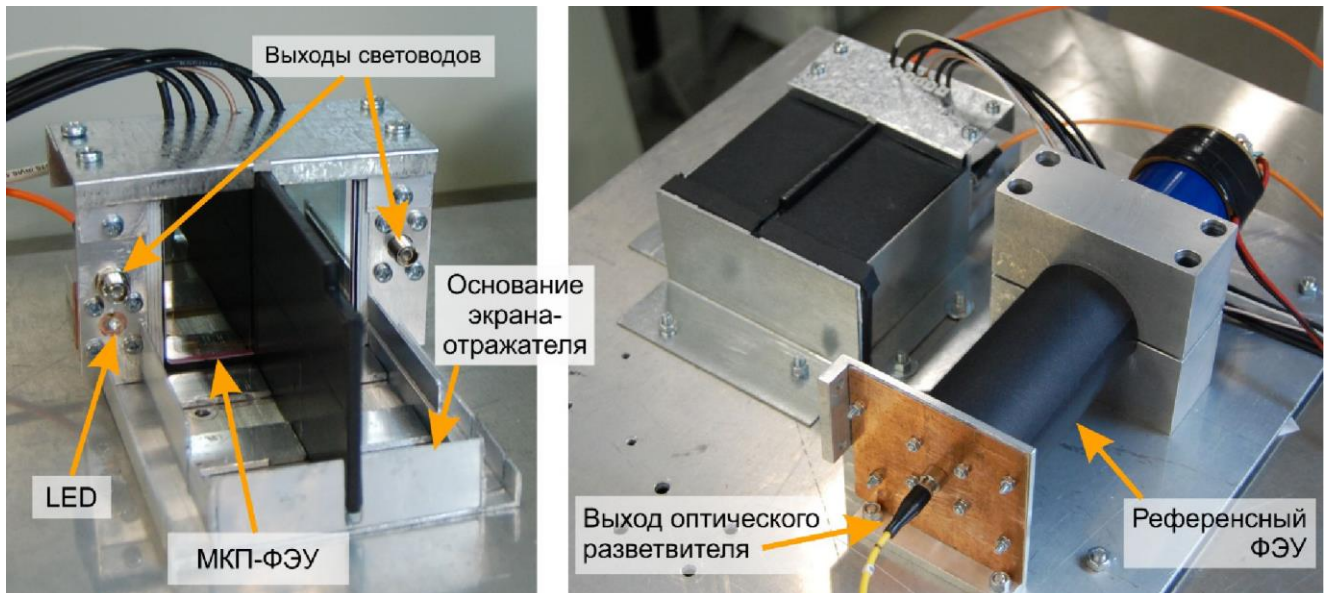


Рисунок 3.28. Фотографии содержимого светонепроницаемого короба. Слева – МКП-ФЭУ в фиксирующей конструкции без светоизолирующего чехла и экрана-отражателя. Справа – общий вид исследуемого МКП-ФЭУ и референсного ФЭУ в светоизолирующих чехлах. Фото автора.

При накоплении интегрального анодного заряда для достижения эффектов старения МКП-ФЭУ важно контролировать режим их работы с точки зрения насыщения сигнала. Для наиболее точного определения истинного значения интегрального анодного заряда, интенсивность и частота импульсной засветки была выбрана исходя из измеренной величины среднего анодного тока, при котором для исследуемого экземпляра МКП-ФЭУ (#9002028) наблюдается сокращение коэффициента усиления всего на 2% (см. рис.3.29). Также была установлена амплитудная линейность устройства при регистрации всплесков с интенсивностью от 100 до 20 000 ф.э. (0,3-80 МIP), приведённых к фотокатоду МКП-ФЭУ в области каждого из тестируемых квадрантов.

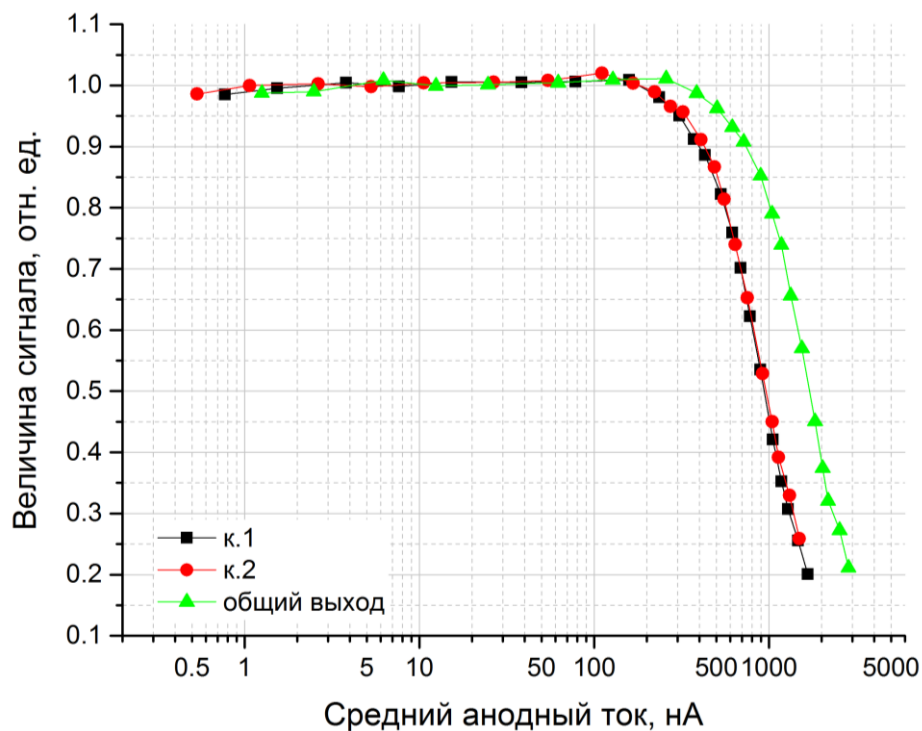


Рисунок 3.29. Поканальные зависимости заряда сигналов исследуемого МКП-ФЭУ #9002028 от среднего анодного тока.

В качестве режима засветки для набора интегрального анодного заряда МКП-ФЭУ была выбрана величина среднего анодного тока 200 нА/квадрант, соответствующая регистрации сигналов зарядом ~80 пКл (~40 МIP) с частотой 2,5 кГц – такие сигналы находятся в пределах диапазонов линейности МКП-ФЭУ. Это является довольно низкой величиной анодного тока, определяющей большое время,

необходимое для набора $0,5 \text{ Кл/см}^2$ ИАС, что вызвано относительно высоким сопротивлением микроканальной пластины прибора #9002028 ($35 \text{ М}\Omega$) – на момент начала данных измерений другие экземпляры МКП-ФЭУ были недоступны.

В ходе работы установки проводилось ежедневное и круглосуточное накопление интегрального анодного заряда на первом и втором квадрантах МКП-ФЭУ в соответствии со схемой на рис.3.30. Исследуемые квадранты облучались синим светом ($\lambda=470 \text{ нм}$) светодиода, отражённым от матового экрана-отражателя для наилучшей равномерности засветки. Для бесперебойного мониторинга наличия засветки использовался энергонезависимый электромеханический счётчик МЭС-54, дополненный делителем счёта импульсов CAEN N1145.

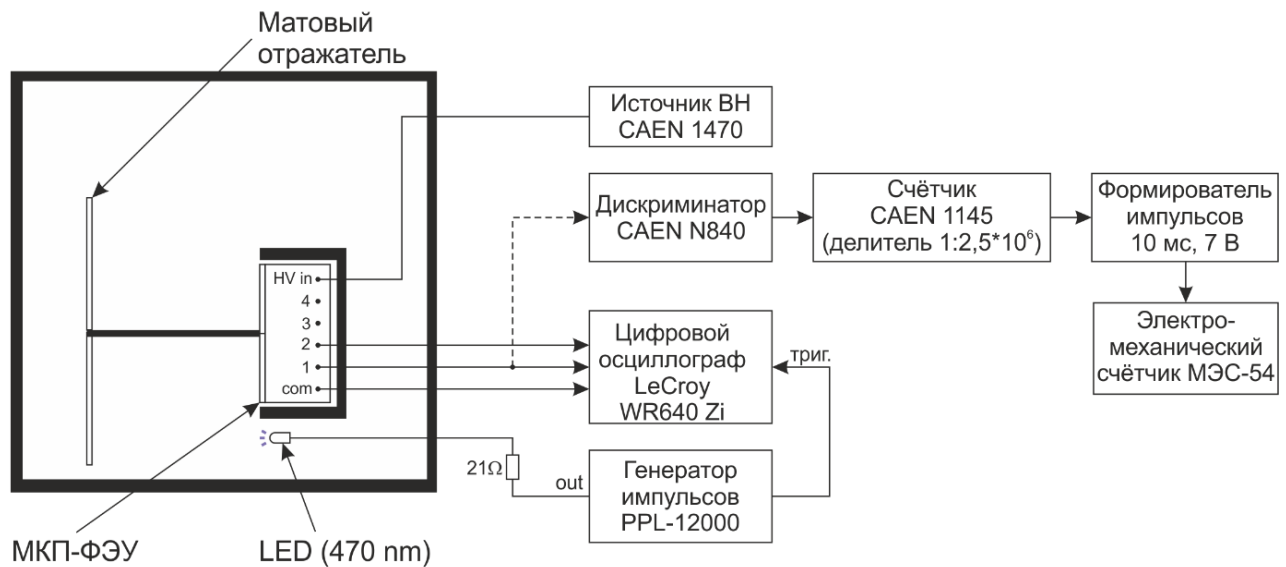


Рисунок 3.30. Схема установки в режиме накопления интегрального анодного заряда.

Мониторинг интенсивности засветки проводился, в среднем, один раз в день. В результате, за ~ 7 месяцев работы установки в режиме 1 на анодах первого квадранта МКП-ФЭУ было накоплено 3 Кл интегрального анодного заряда, или $\sim 0,47 \text{ Кл/см}^2$.

3.4.4. Наблюдение эффектов старения МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q

Основным признаком старения МКП-ФЭУ является уменьшение амплитуды сигнала при неизменном напряжении питания и интенсивности внешней засветки. Оно может быть обусловлено деградацией фотокатода (что снижает его квантовую

эффективность), либо деградацией вторично-эмиссионной внутренней поверхности микроканалов (что снижает коэффициент усиления). Кроме того, для применения МКП-ФЭУ в качестве основных фотосенсоров триггерного детектора ПТ, важно быть уверенным в отсутствии радикального ухудшения его шумовых свойств по мере старения, таких, как доля послеимпульсов. Ниже представлены результаты исследования изменения данных параметров по мере накопления интегрального анодного заряда.

Измерение вероятности возникновения послеимпульсов для квадрантов 1 и 4 проводилось в соответствии со схемой на рисунке 3.31. Данная схема позволяет измерять число первоначальных световых вспышек и число послеимпульсов с амплитудой от 2 ф.э. во временном окне 15-500 нс после регистрации первоначальных импульсов. Отношение числа событий, измеренных счётчиком 3 к числу событий, измеренных счётчиком 1, позволяет определить вероятность возникновения послеимпульса. Измерения проводились, в среднем, каждые три недели. Результаты представлены на рис.3.32.

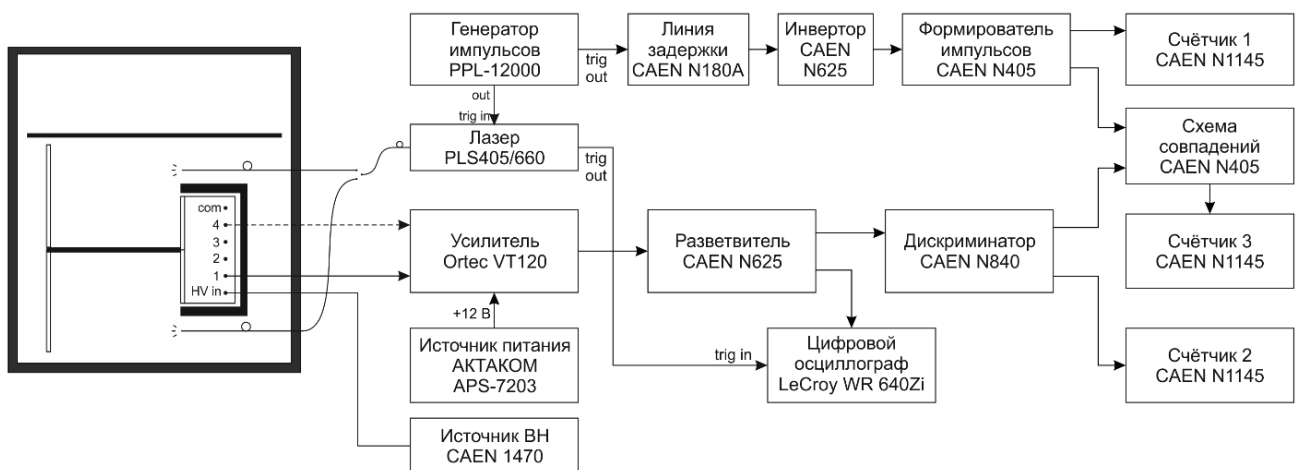


Рисунок 3.31. Схема измерения вероятности возникновения послеимпульсов в окне 15-500 нс после регистрации оригинальных световых импульсов.

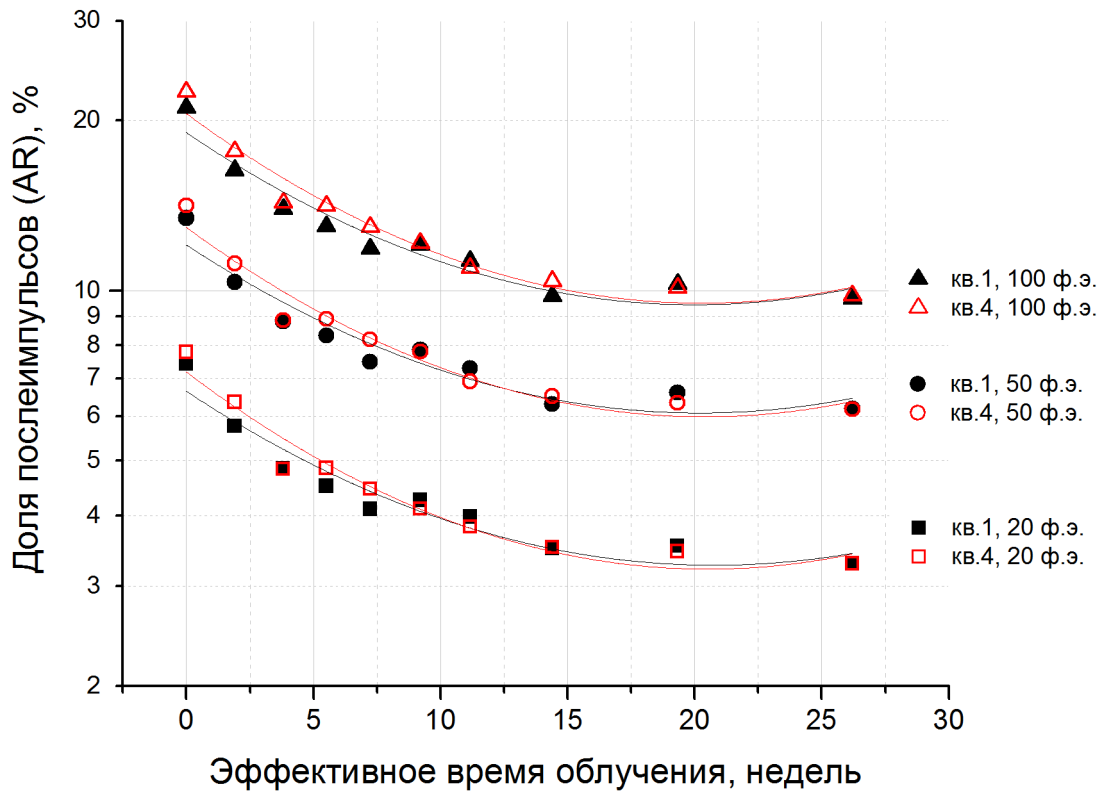
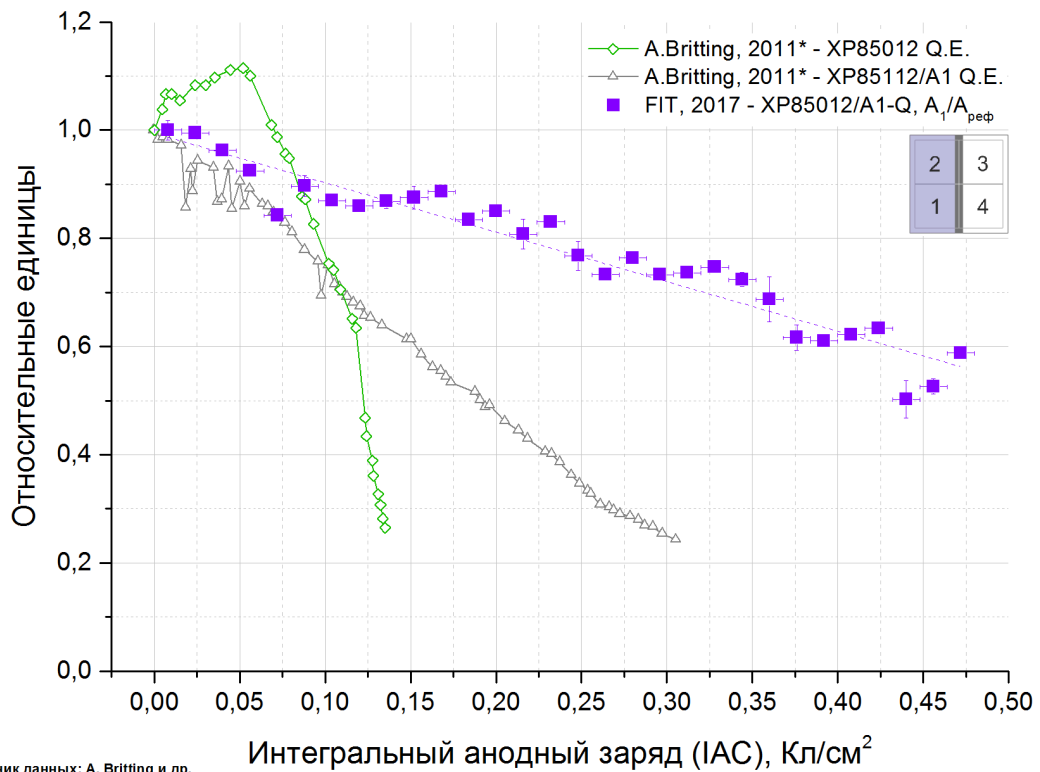


Рисунок 3.32. Зависимость вероятности возникновения послеимпульсов при регистрации вспышек различной интенсивности квадрантами 1 и 4.

Оба набора кривых демонстрируют идентичный двукратный спад в вероятности возникновения послеимпульсов по мере проведения теста. То есть, шумовые параметры МКП-ФЭУ не ухудшаются со временем, что упрощает применение подобных приборов в триггерном детекторе FIT.

Стабильность функции отклика МКП-ФЭУ по мере облучения его чувствительной поверхности определялась следующим образом: амплитуда импульсов с квадрантов 1 и 2 МКП-ФЭУ измерялась относительно референсного ФЭУ, а также относительно амплитуды импульсов с квадрантов 3 и 4. Установка использует свет от лазера ($\lambda=405$ нм), передаваемый при помощи системы оптических световодов и разветвителя на обе половины входного окна МКП-ФЭУ (поочередно) и на референсный ФЭУ Phillips 56 AVP. Измерение амплитуд и заряда сигналов производилось с помощью цифрового осциллографа LeCroy WaveRunner 640 Zi, в среднем, каждые трое суток.

Амплитудные тренды, характеризующие изменение отклика 1-го и 2-го квадрантов МКП-ФЭУ относительно референсного ФЭУ в зависимости от интегрального анодного заряда, представлены на рис.3.33. На рис.3.34 представлены аналогичные зависимости, полученные относительно изменения отклика квадранта 4, в котором не проводилось накопление анодного заряда. На рисунках также представлены для сравнения имеющиеся в научной литературе данные по времени жизни прежних версий МКП-ФЭУ Planacon XP85012 и XP85112/A1, перенесённые из [124].

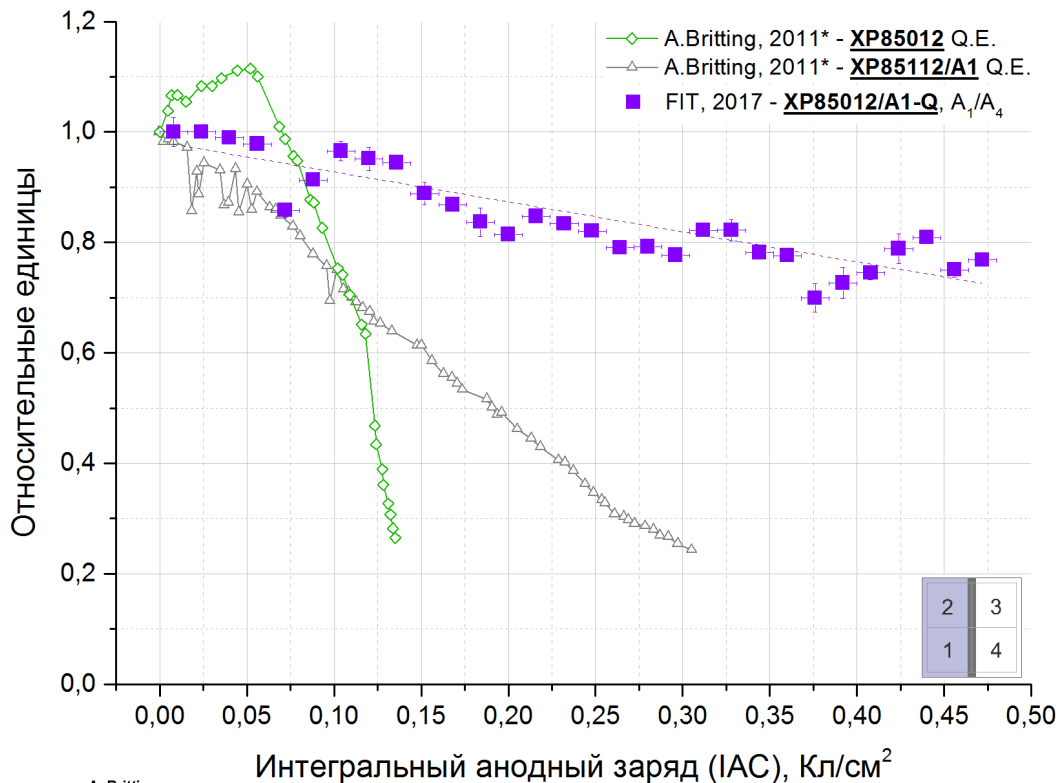


* Источник данных: A. Britting и др.
Lifetime-issues of MCP-PMTs, 2011 JINST 6 C10001

Рисунок 3.33. Зависимость изменения средней амплитуды сигналов с первого квадранта МКП-ФЭУ, нормированной на среднюю амплитуду сигналов с референсного ФЭУ, от интегрального анодного заряда в сравнении с другими данными из [145].

Рисунки 3.33 и 3.34 демонстрируют падение средней амплитуды на выходе первого квадранта на 44% после набора 0,47 Кл/см² ИАС в сравнении с референсным ФЭУ. При этом, сравнение облучённого и необлучённого квадрантов демонстрирует сокращение амплитуды всего на 27%. Такая разница до некоторой степени противоречит данным, опубликованным в [150], которые свидетельствуют о том,

что при облучении части поверхности МКП-ФЭУ отклик тех её областей, которые не подвергались облучению, не деградирует, поскольку старение фотокатода связано с ионной обратной связью в объёме катодной камеры МКП-ФЭУ. Другая точка зрения, опубликованная в [151], заключается в возможности равномерной деградации функции отклика МКП-ФЭУ (в частности, квантовой эффективности фотокатода) под влиянием нейтральных молекул остаточного газа.



* Источник данных: A. Britting и др.
Lifetime-issues of MCP-PMTs, 2011 JINST 6 C10001

Рисунок 3.34. Зависимость изменения средней амплитуды сигналов с первого квадранта МКП-ФЭУ, нормированная на аналогичную величину для четвёртого квадранта, от интегрального анодного заряда, снятого с первого квадранта.

Основные результаты исследования старения МКП-ФЭУ, представленные на рис.3.33-3.34, имеют относительную природу из-за использования внешнего источника света и системы переключаемых оптических световодов. Для устранения связанных с ними неточностей, исследуемый МКП-ФЭУ был облучён широким пучком релятивистских π -мезонов на ускорителе PS в установке, аналогичной описанной в п.2.2 до и после накопления интегрального анодного заряда. Данные измерения предполагали определение координатной зависимости

амплитуды сигналов от черенковских вспышек, возникающих непосредственно в кварцевом входном окне МКП-ФЭУ - постоянство толщины входного окна гарантирует однородность засветки по всей чувствительной поверхности МКП-ФЭУ. Результаты представлены на рис.3.35.

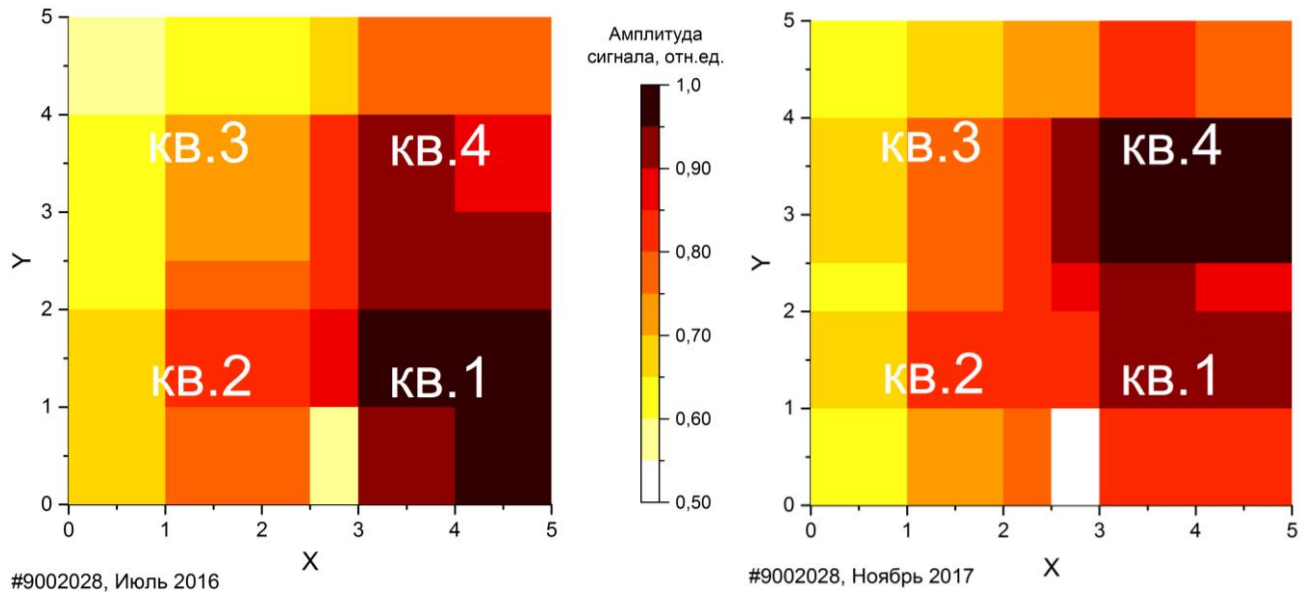


Рисунок 3.35. Пространственное распределение амплитуды сигналов от черенковских вспышек в окне МКП-ФЭУ до (слева) и после (справа) накопления интегрального анодного заряда в режиме 1, измеренное при одинаковом напряжении питания 1718 В.

Из отношения распределений, представленных на рис.3.35, можно определить влияние накопления $0,47 \text{ Кл/см}^2$ интегрального анодного заряда на первом квадранте и $0,34 \text{ Кл/см}^2$ – на втором, на функцию отклика в различных областях ФЭУ. Отношение этих распределений, нормированное на среднюю по необлучённой области амплитуду сигналов, представлено на рис.3.36. Как можно видеть из рисунка, квадранты 3 и 4 сохранили свою среднюю амплитуду относительно данных, полученных перед проведением исследования старения, тогда как средняя по поверхности квадрантов 1 и 2 (подвергнутых облучению в режиме 1) амплитуда сигналов сократилась: для квадранта 1 - на 15%, для квадранта 2 – на 9%. Поскольку эти величины были измерены при напряжении, существенно более высоком, чем использованное во время теста по исследованию

эффектов старения МКП-ФЭУ, эти цифры падения амплитуды сигнала для корректных напряжений могут быть больше из-за меньшего соотношения средней энергии электронов лавины и работы выхода вторичных электронов, при том, что последняя повышается по мере накопления ИАС.

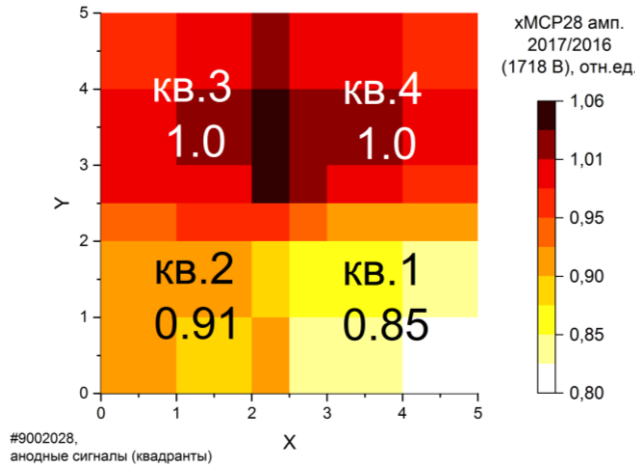


Рисунок 3.36. Пространственное распределение изменения отклика МКП-ФЭУ после накопления 0,47 Кл/см² ИАС на первом квадранте и 0,34 Кл/см² на втором квадранте (на основании данных из рис.3.35).

По завершении описываемых тестов, исследованный МКП-ФЭУ был передан производителю для измерения пространственного распределения квантовой эффективности фотокатода. Как можно видеть из полученного распределения (рис.3.37), квантовая эффективность фотокатода в областях различных квадрантов одинакова с точностью $\pm 1,5\%$. При этом, производитель подтвердил представленное выше изменение коэффициента умножения областей МКП, подвергшихся длительному облучению.

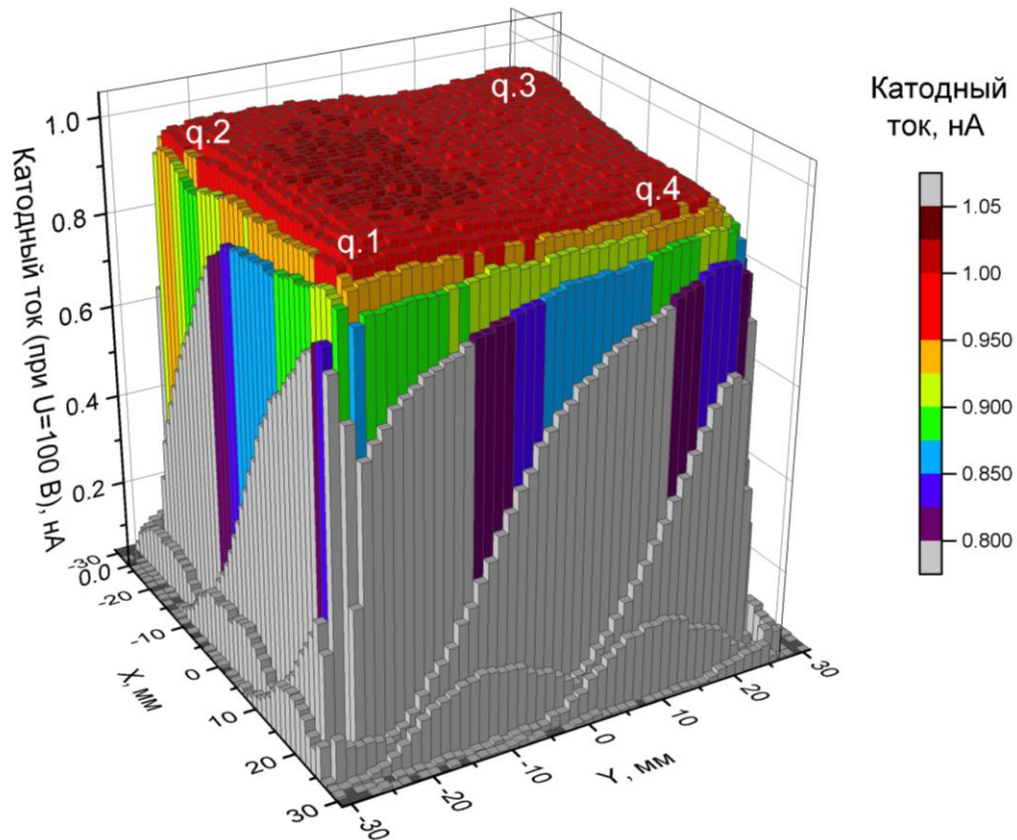


Рисунок 3.37. Распределение квантовой эффективности фотокатода МКП-ФЭУ для $\lambda=405$ нм после накопления интегрального анодного заряда на квадрантах 1 и 2. Источник: Jeff DeFazio (Photonis USA Pennsylvania Inc.), адаптировано автором.

3.4.5. Обсуждение результатов

Модули детектора FIT с кварцевыми радиаторами толщиной 2 см характеризуются световыходом ~ 290 ф.э./МФР, что обеспечивает $\sim 50\%$ запас в квантовой эффективности (см. п. 2.1.3 и п. 4.1) – при отсутствии признаков деградации фотокатода после накопления $\sim 0,5$ Кл/см², такая величина более чем достаточна для применения МКП-ФЭУ в детекторе FIT.

Плановый коэффициент усиления модулей FIT составляет $\sim 1,4 \cdot 10^4$, что в ~ 140 раз меньше максимума для данного типа фотоумножителей, и достигается при напряжениях ~ 1400 В (при максимальном напряжении 2000 В). Коррекция же наблюдавшегося падения коэффициента усиления в $\sim 0,6$ раза требует повышения напряжения питания всего на ~ 30 В.

Указанные величины запаса по квантовой эффективности и усилению, а также отсутствие ухудшения шумовых параметров МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q,

позволяют утверждать, что наблюдаемая деградация его отклика не противоречит возможности применения подобных фотоумножителей в детекторе FIT.

3.5. Заключение к главе 3

Ликвидация узла формирования сигнала общего выхода в стандартной версии МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q является удачным решением для адаптации данного фотосенсора к прецизионным временным измерениям в условиях больших нагрузок. Исследование свойств насыщения данного типа МКП-ФЭУ показало необходимость оптимизации сопротивления микроканальных пластин для их успешного применения в детекторе FIT. В результате, была разработана спецификация параметров нового типа МКП-ФЭУ – Planacon XR85002/FIT-Q, который планируется использовать в качестве основного фотосенсора черенковской подсистемы детектора FIT. Была также разработана и опробована с помощью специально созданного экспериментального стенда методика входного тестирования и характеристики данных приборов, производимых серийно.

Несоответствие параметров насыщения МКП-ФЭУ, оснащённых ALD-покрытием и характеризующихся большим ресурсом работы, требованиям детектора FIT, привело к необходимости экспериментального исследования эффектов старения МКП-ФЭУ Planacon без ALD-покрытия. Проведённое исследование продемонстрировало сокращение коэффициента умножения областей МКП-ФЭУ, облучённых до уровня $\sim 0,5$ Кл/см², не более, чем на 40%, что не является критичным для использования приборов данного типа в детекторе FIT с учётом достаточного запаса по световыходу кварцевых радиаторов и по достижимой величине коэффициента умножения.

Глава 4. Окончательный проект детектора FIT

4.1. Характеристики макета черенковской подсистемы детектора FIT

Макет черенковской подсистемы детектора FIT изготовлен с использованием модернизированных МКП-ФЭУ семейства Planacon, оснащённых наборами из четырёх кварцевых радиаторов сечением $26,5 \times 26,5$ мм² с зеркальным покрытием боковых стенок (на основании результатов исследований, представленных в п.2.2). Радиаторы введены в оптический контакт с МКП-ФЭУ с помощью оптической смазки Dow Corning 200, как характеризующейся наибольшей прозрачностью для черенковского света из протестированных образцов (см. рис.4.1). Макет черенковской подсистемы детектора был установлен в экспериментальной зоне T10 ускорителя PS в ЦЕРН - для измерения его характеристик была собрана установка, аналогичная описанной в п.2.2.1.

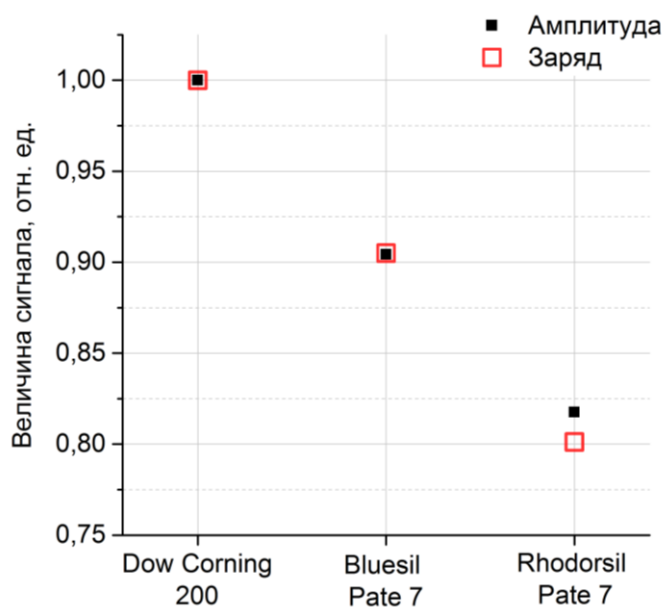


Рисунок 4.1. Зависимость величины сигнала черенковского модуля от типа оптической смазки, используемой для ввода кварцевых радиаторов в оптический контакт с входным окном МКП-ФЭУ.

В ходе данных тестов, было измерено временное разрешение черенковских модулей при использовании модифицированных МКП-ФЭУ и съёме сигналов с каналов четырёх квадрантов. На рисунке 4.2 представлены амплитудные спектры,

полученные для событий при прохождении частиц через два стартовых ФЭУ в фокусе пучка, а также указано временное разрешение относительно них.

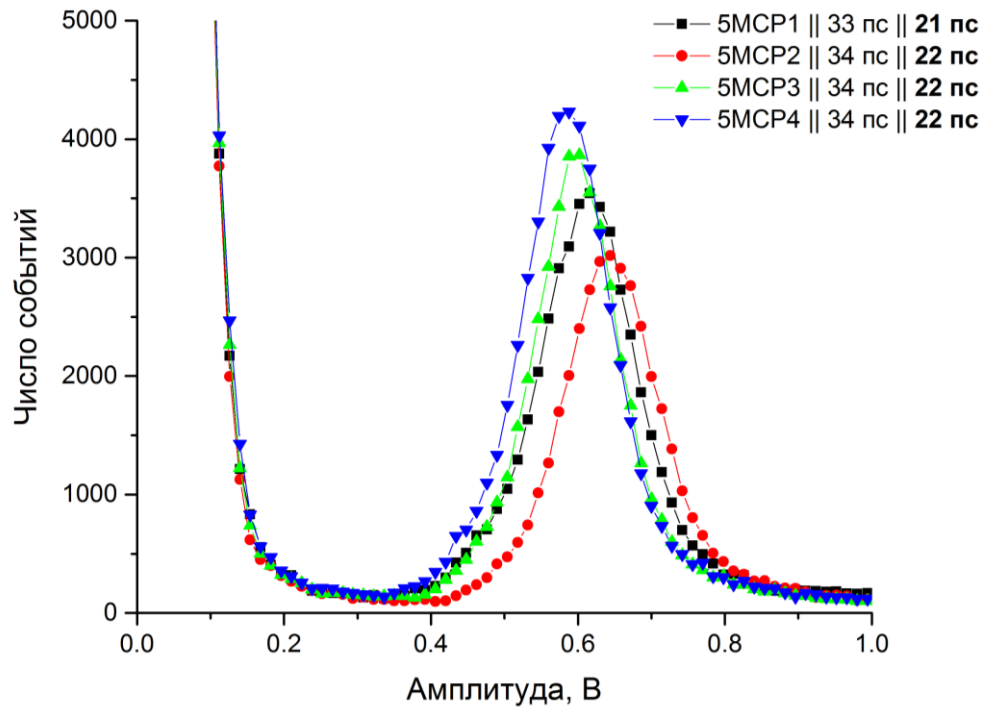


Рисунок 4.2. Амплитудные спектры от 1 МР, полученные с четырех квадрантов черенковского модуля с модернизированным МКП-ФЭУ, с указанием временного разрешения относительно стартовых черенковских счётчиков до и после вычета их вклада.

Как можно видеть из рисунка 4.2, временное разрешение нового модуля составило 22 пс, что на 40% меньше величины, вычисленной по аналогичной методике для модулей, использующих МКП-ФЭУ стандартной модификации (рис.2.27). Однако, измерение временного разрешения двух одинаковых модулей с модернизированным ФЭУ друг относительно друга продемонстрировало ещё более высокое временное разрешение ($\sigma=13$ пс) – соответствующие временные спектры представлены на рис.4.3. Такая разница обусловлена разбросом времени пролёта частиц между счётчиками T0-C и T0-D, располагавшимися в фокусе пучка и в 3,5 м от исследуемых черенковских модулей, тогда как два одинаковых черенковских счётчика с модернизированными ФЭУ располагались всего в 15 см друг от друга.

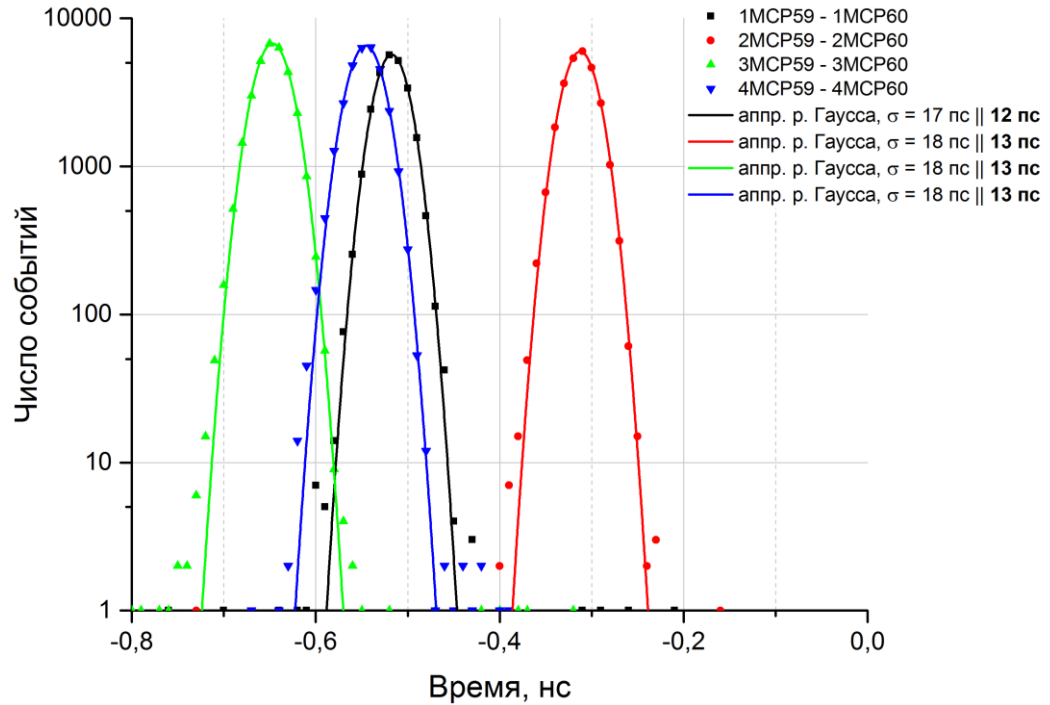


Рисунок 4.3. Спектры интервалов времени между моментом регистрации частиц двумя идентичными черенковскими модулями (MCP59 и MCP60) с модернизированными МКП-ФЭУ.

Описанные измерения проводились при прямой передаче сигналов с черенковских модулей на оцифровщик CAEN DT5742, в то время, как в реальном эксперименте сигналы будут передаваться по коаксиальным кабелям длиной ~ 40 м на аналоговый модуль, объединяющий в себе функции усилителя, ФСП и ВЦП. В связи с этим, было проведено измерение временного разрешения макета черенковской подсистемы, включающего кабели штатной длины и прототип аналогового модуля входной электроники. На ФЭУ исследуемого черенковского модуля также было подано напряжение питания, соответствующее коэффициенту умножения $\sim 1.5 \cdot 10^4$ – ожидаемый рабочий коэффициент умножения в МКП-ФЭУ детектора FIT из расчёта 10 mV/MIP. МКП-ФЭУ второго черенковского модуля, используемого в качестве стартового детектора, работал с коэффициентом умножения $\sim 10^6$. Результирующее распределение длительности временных интервалов регистрации частиц парами квадрантов представлено на рис.4.4. Как можно видеть из рисунка, каждый канал макета черенковской подсистемы характеризуется временным

разрешением ~ 33 пс при использовании прототипа штатной электроники для обработки сигналов, что соответствует требованиям детектора FIT.

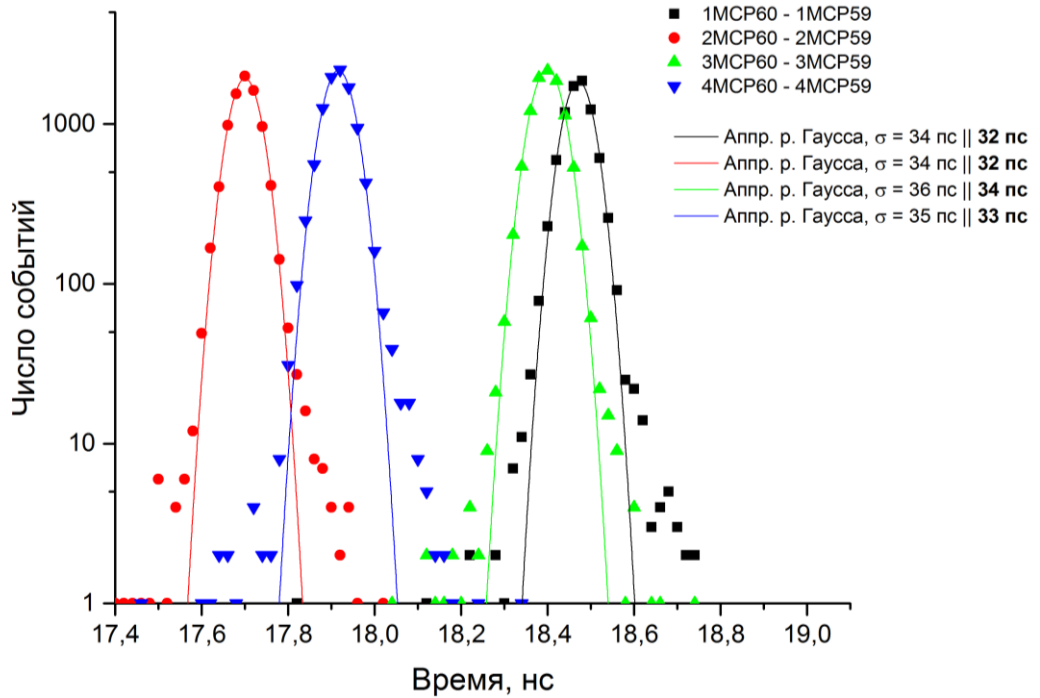


Рисунок 4.4. Временное разрешение макета черенковской подсистемы детектора FIT.

Для завершения исследования параметров макета черенковской подсистемы детектора, было измерено число фотоэлектронов черенковской вспышки от 1 MIP - полученный зарядовый спектр от 1 MIP представлен на рис.4.5. Для его калибровки в фотоэлектронах был измерен однофотоэлектронный спектр МКП-ФЭУ при его равномерном облучении вспышками лазера малой интенсивности с длиной волны 405 нм – полученный спектр представлен на рис.4.6.

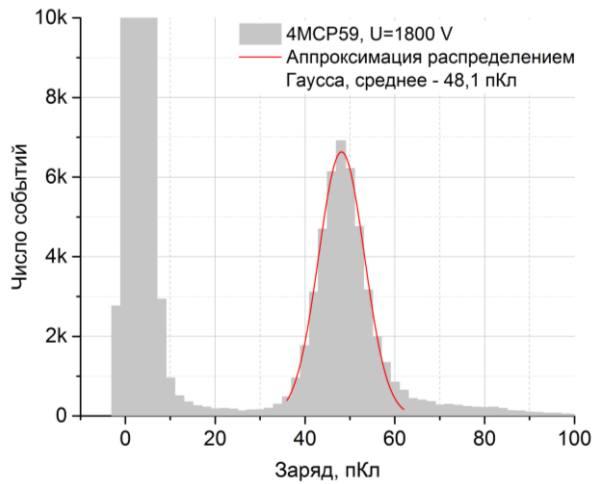


Рисунок 4.5. Зарядовый спектр от 1 МІР при облучении собранного черенковского модуля на основе МКП-ФЭУ №59 при U=1800 В.

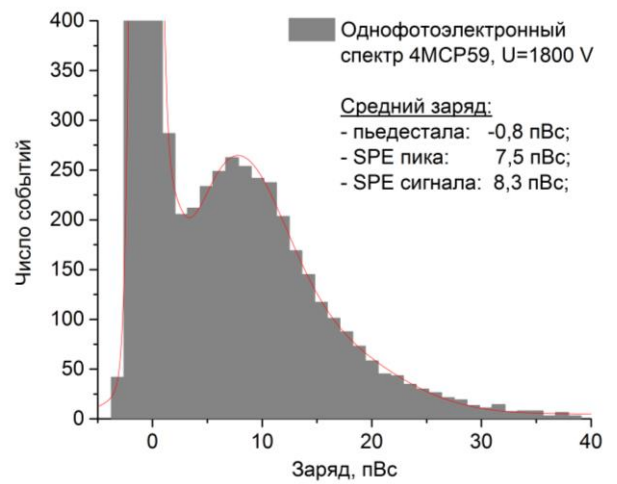


Рисунок 4.6. Однофотоэлектронный спектр, полученный при равномерном облучении МКП-ФЭУ №59 при U=1800 В при входной нагрузке осциллографа 50 Ом.

Из соотношения среднего заряда сигналов от 1 МІР и 1 ф.э. было определено среднее число фотоэлектронов во вспышке, равное 290 ± 5 ф.э. Стоит отметить, что данный результат характеризует световыход частиц, направленных по нормали к поверхности МКП-ФЭУ. Однако, при предполагаемом диаметре черенковской подсистемы детектора FIT (~35 см) углы пролёта частиц могут составлять до $\sim 13^\circ$ со стороны С и до 3° со стороны А для наиболее крайних модулей при плоской конфигурации детекторных сборок. Проведённые тестовые исследования продемонстрировали заметное ($\sim 18\%$) сокращение амплитуды сигнала (а, значит, и регистрируемого световыхода) при облучении модуля под углом 15° к нормали – см. рис.4.7. Аналогичный тест был проведён при непосредственном облучении МКП-ФЭУ как такового, при регистрации черенковских сигналов, возникающих в его входном окне, выполненном из кварца толщиной 2 мм – в этом случае, сокращение амплитуды составило $\sim 28\%$. Такую разницу в величине эффекта можно объяснить симметричным отражением угла попадания прямых и отражённых от стенок радиаторов черенковских фотонов при одинаковом для всех микроканалов угле наклона 16° .

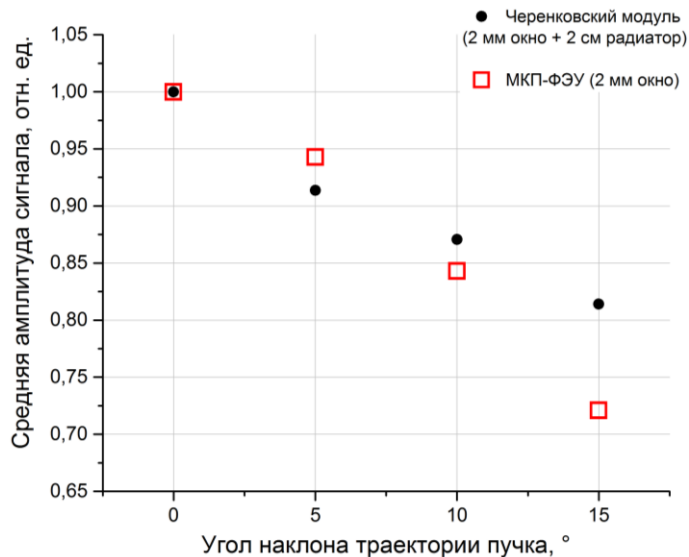


Рисунок 4.7. Зависимость средней амплитуды сигнала от угла наклона траектории частиц при облучении модернизированного МКП-ФЭУ и черенковского модуля на его основе. Для анализа отбирались частицы, прошедшие через область размером $1 \times 1 \text{ см}^2$ в центре первого квадранта МКП-ФЭУ.

Из сравнения данной величины с зависимостью временного разрешения МКП-ФЭУ от интенсивности вспышек (рис. 2.14), можно отметить, что даже при в два раза меньшем световыходе от 1 МIP, качество временной привязки ухудшится не более, чем на $\sim 25\%$, и останется в пределах допустимого. Несмотря на это, толщина черенковских радиаторов для применения в модулях детектора FIT не была уменьшена против протестированной величины в 2 см для того, чтобы обеспечить двукратный запас в квантовой эффективности МКП-ФЭУ, уменьшение которой можно ожидать в случае претворения в жизнь альтернативного сценария работы LHC.

4.2. Опыт использования тестового модуля FIT в составе ALICE

Окончательная проверка корректности предложенной конструкции черенковского модуля T0+ была осуществлена внедрением тестового модуля в состав эксперимента ALICE в 2016 году. Черенковский модуль был установлен в непосредственной близости от детектора T0 – см. рис.4.8. Управление модулем происходило через центральные информационные подсистемы эксперимента, съём сигнала – с помощью оцифровщика сигналов, аналогичного использованному в измерениях на пучках ускорителя PS.

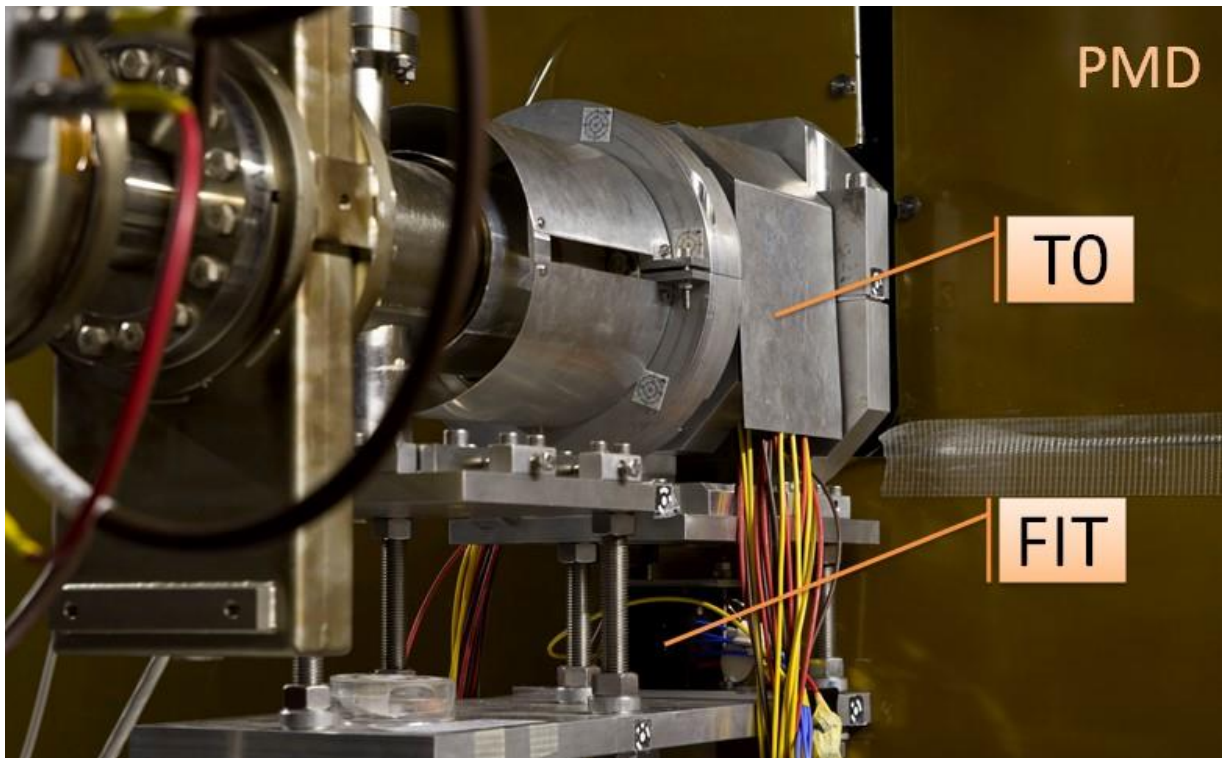


Рисунок 4.8. Фотография тестового черенковского модуля детектора FIT в составе эксперимента ALICE. Источник: [152].

На рис. 4.9 представлены результаты измерения амплитуды лазерных импульсов в условиях наличия и отсутствия штатного магнитного поля индукцией 0,5 Тл. Как можно видеть из графика, при работе модуля в условиях магнитного поля амплитуда анодного сигнала сокращается в 2,5 раза, что соответствует результатам, представленным в п.2.1.3.

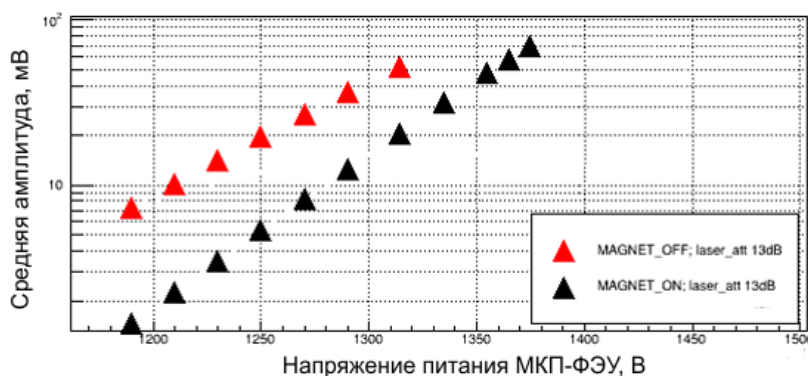


Рисунок 4.9. Кривая усиления МКП-ФЭУ, используемого в тестовом черенковском модуле, измеренная в условиях магнитного поля индукцией $B=0,5$ Тл и без магнитного поля. Источник: [153].

Измерение временного разрешения проводилось при штатном коэффициенте усиления $\sim 1,4 \cdot 10^4$, обеспечивающем амплитуду сигналов от 1 МПР около 10 мВ на

выходе модуля и $\sim 7,5$ мВ после передачи сигнала по коаксиальным кабелям длиной ~ 40 м. Такие малые амплитуды полезных сигналов определили необходимость минимизации наведённых сигналов от окружающих детекторных систем, амплитуда которых составляла ~ 3 мВ (см. рис.4.10, нижняя пара кривых). Для этого, помимо ферритового фильтра K1NF-55 (N) BK2, установленного на высоковольтный кабель, плата сбора анодных сигналов МКП-ФЭУ была покрыта листом поглощающего материала KEMET EF Series Flex Suppressor. Использование этих средств позволило уменьшить амплитуду наводок в сигнальных каналах тестового модуля до уровня меньше 1 мВ (см. рис.4.18, верхние кривые).

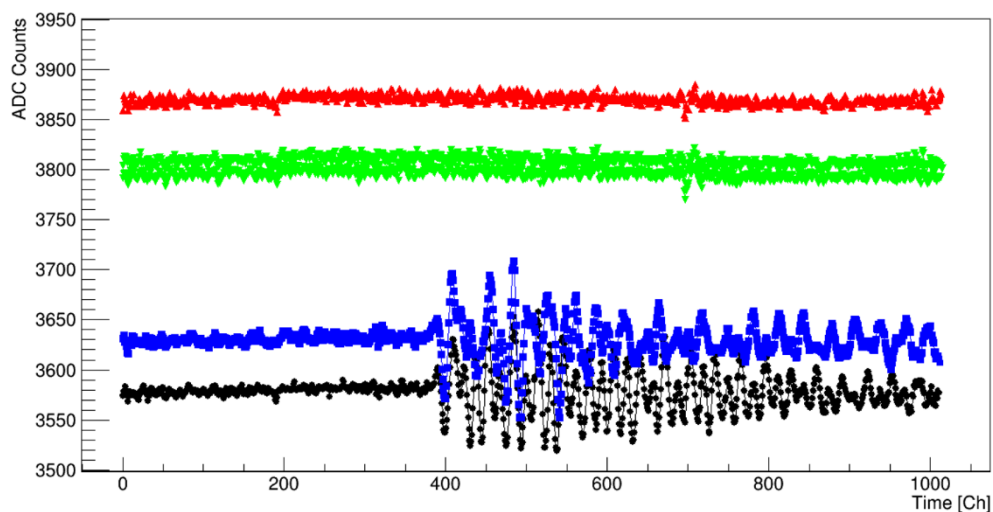


Рисунок 4.10. Наведённые сигналы на выходе двух квадрантов МКП-ФЭУ: нижние кривые - до внедрения KEMET EF Series Flex Suppressor, верхние – после. Источник: [153].

Полученное таким образом временное разрешение системы черенковский модуль-кабели-входная электроника в составе эксперимента ALICE в условиях протон-протонных столкновений составило не более 40 пс (сигма) относительно подсистемы T0-C прежнего детектора T0 (см. рис.4.11).

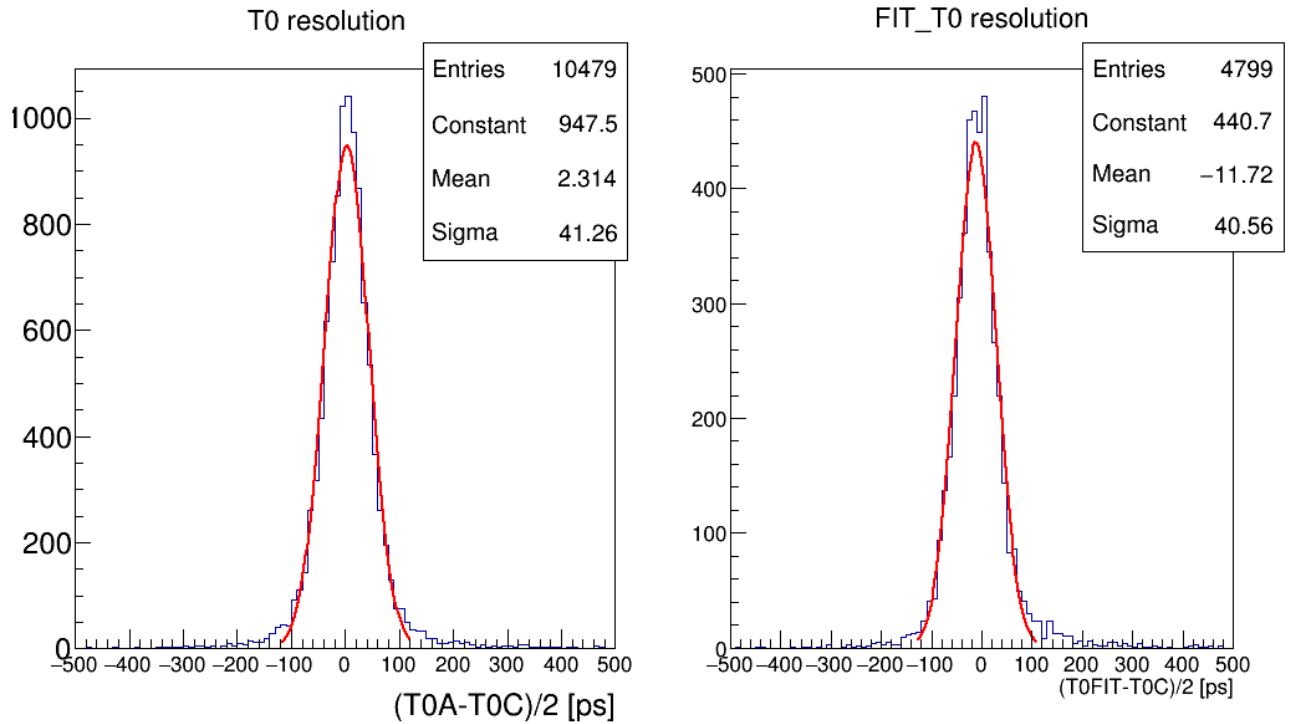


Рисунок 4.11. Временное разрешение детектора T0 и тестового черенковского модуля T0+ детектора FIT при регистрации столкновений протонов с энергией $\sqrt{s_{NN}}=6,5$ ТэВ. Источник: [152].

4.3. Устройство подсистем детектора

На основании результатов проведённых исследований, планируется создать детектор FIT, основанный на комбинации черенковских и сцинтилляционных детекторов: массив черенковских счётчиков с прямым светосбором на радиационно- и магнитостойкие фотоумножители позволит достичь высокого временного разрешения при определении времени столкновения (что схоже с функциональным назначением детектора T0), а сцинтилляционная подсистема позволит обеспечить герметичное покрытие более широкого диапазона псевдобыстрот при разумной стоимости всего детектора (что схоже с функционалом детектора V0). Эти подсистемы получили название T0+ и V0+ соответственно – их схематичное изображение представлено на рис.4.12.

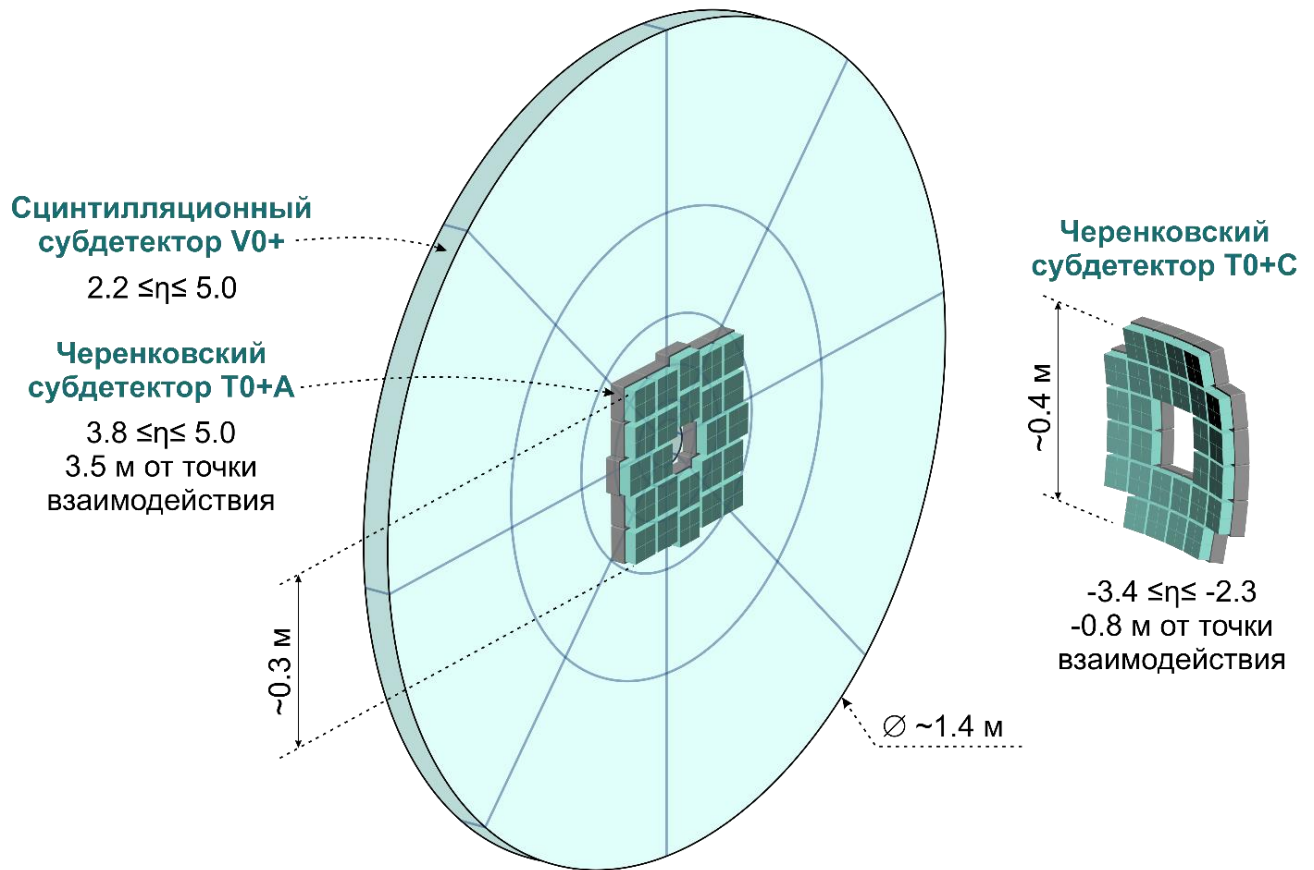


Рисунок 4.12. Схематичное изображение структуры детектора FIT. Иллюстрация автора.

4.3.1. Подсистема T0+

Подсистема T0+ детектора FIT будет создана на основе двух сборок из 24-х и 28-ми черенковских модулей с обеих сторон от точки взаимодействия (сборки T0+A и T0+C соответственно). Каждый черенковский модуль основан на четырёх черенковских радиаторах из плавленного кварца толщиной 2 см, введённых в оптический контакт с адаптированной версией МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q, получившей заводскую модификацию XP85002/FIT-Q. Фотографии МКП-ФЭУ и черенковского модуля представлены на рис.4.13.

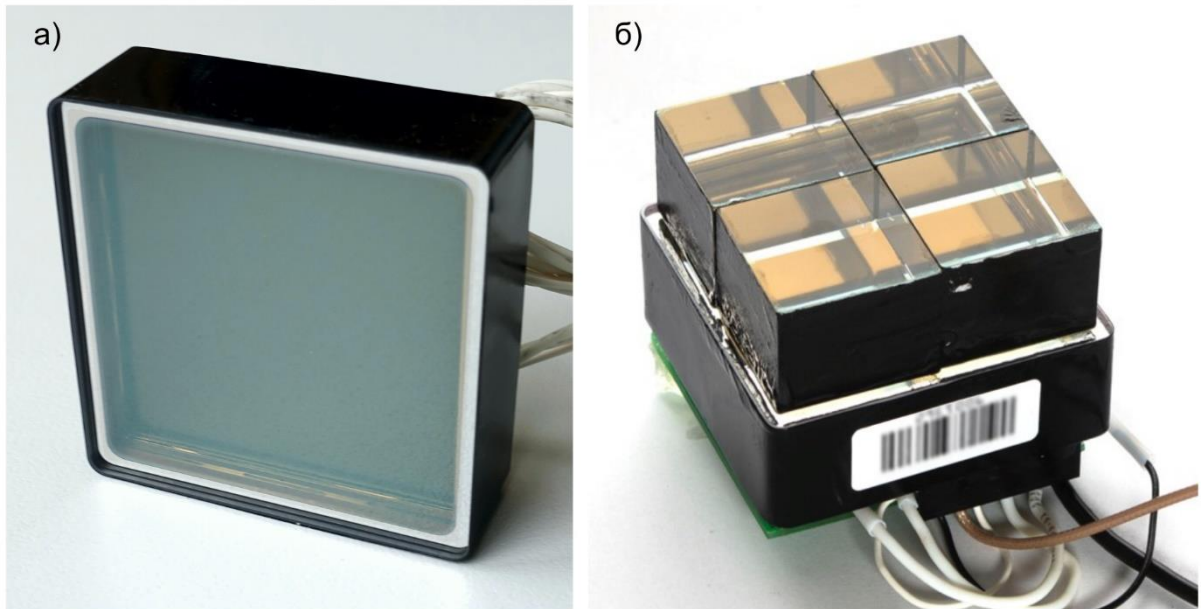


Рисунок 4.13. а) Фотография МКП-ФЭУ Planacon XP85002/FIT-Q с лицевой стороны; б) прототип черенковского модуля T0+ на основе кварцевых радиаторов в оптическом контакте с МКП-ФЭУ. Фото автора (а) и W.H. Trzaska (б).

Как можно видеть из фотографии на рисунке 4.13 (б), каждый черенковский модуль будет оснащён четырьмя кварцевыми радиаторами, боковые стенки которых зеркальны изнутри (для лучшего светособирания) и непрозрачны (снаружи покрыты чёрной краской). Кроме того, 64 индивидуальных анода МКП-ФЭУ объединены в 4 независимых канала считывания – квадранта, что позволяет использовать один ФЭУ как четыре независимых фотосенсора, а совместно с четырьмя радиаторами – как набор условно независимых черенковских счётчиков в герметичной сборке (с близкой к нулю шириной мёртвой зоны между счётчиками). Таким образом, массивы T0+A и T0+C фактически образуют два массива из 208-ми счётчиков с независимыми каналами считывания. Все каналы модулей снабжаются оптическими вводами лазерных импульсов, используемыми во время настройки и калибровки детектора для достижения наилучшего временного разрешения [30]. Для ввода оптических сигналов в каждый канал модуля используются кварцевые призмы, покрытые отражателем (схематичное изображение черенковского модуля в сборе с оптическим вводом представлено на

рис.4.14). Функциональная схема лазерной системы калибровки черенковской подсистемы детектора представлена на рис.4.15.

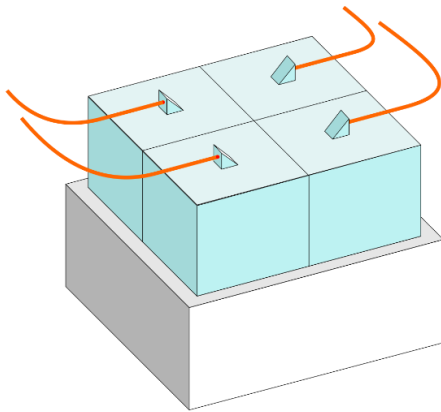


Рисунок 4.14. Схематичное изображение черенковского модуля с оптическими вводами лазерных импульсов с помощью кварцевых призм с отражающей большой гранью. Иллюстрация автора.

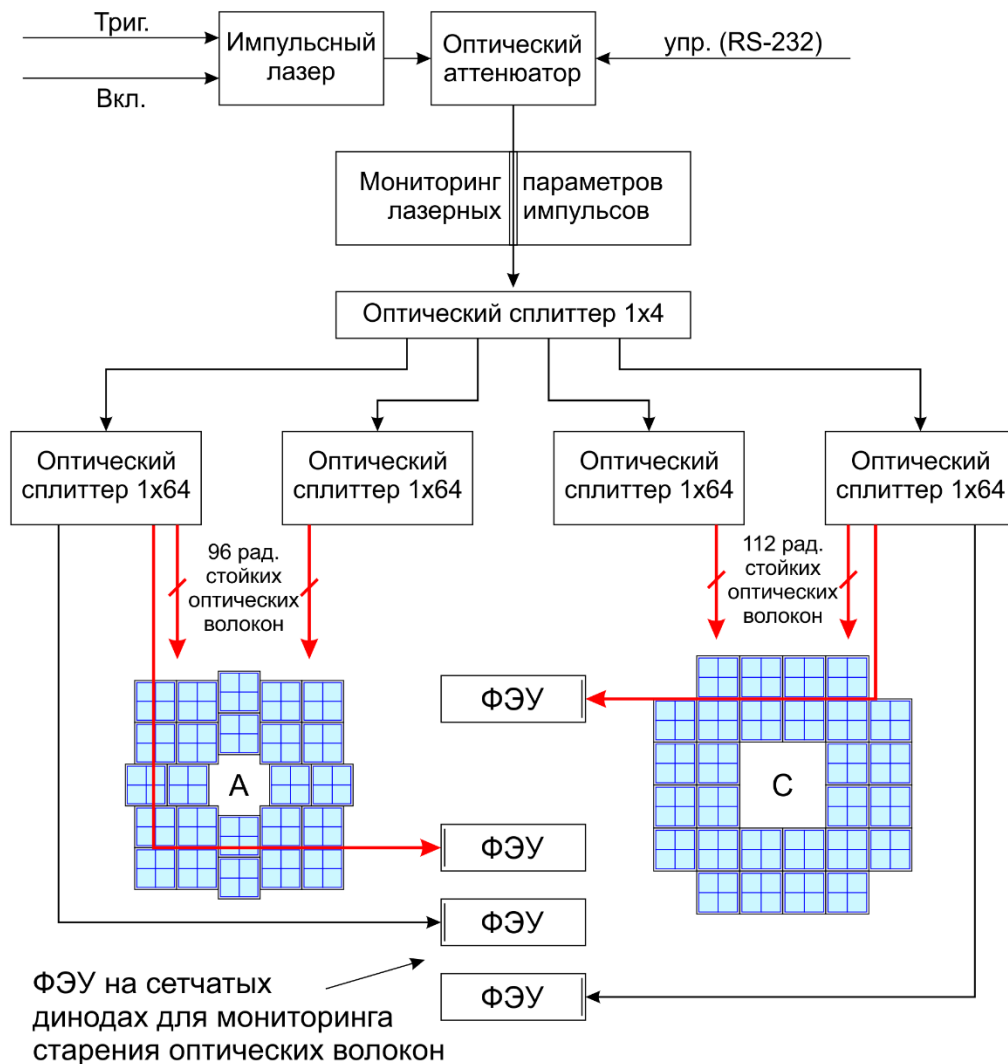


Рисунок 4.15. Функциональная схема лазерной системы калибровки черенковской подсистемы детектора FIT.

На рис.4.16 представлена схема взаимодействия основных электронных узлов для обработки сигналов с черенковских модулей, формирования и передачи триггерных сигналов. Высокое временное разрешение достигается использованием в составе РМ (Processing Module) формирователя со следящим порогом [154, 155] и время-цифрового преобразователя на основе высокопроизводительной микросхемы THS788 с точностью оцифровки лучше 13 пс [156] - см. рис.4.17. Быстрый анализ, сжатие данных в 32-битные пакеты и подготовка к их передаче с интервалом 25 нс в ТСМ (Trigger and Controller Module) для условного формирования триггерных сигналов производится посредством ПЛИС Kintex 7 160Т менее, чем за 190 нс (на событие).

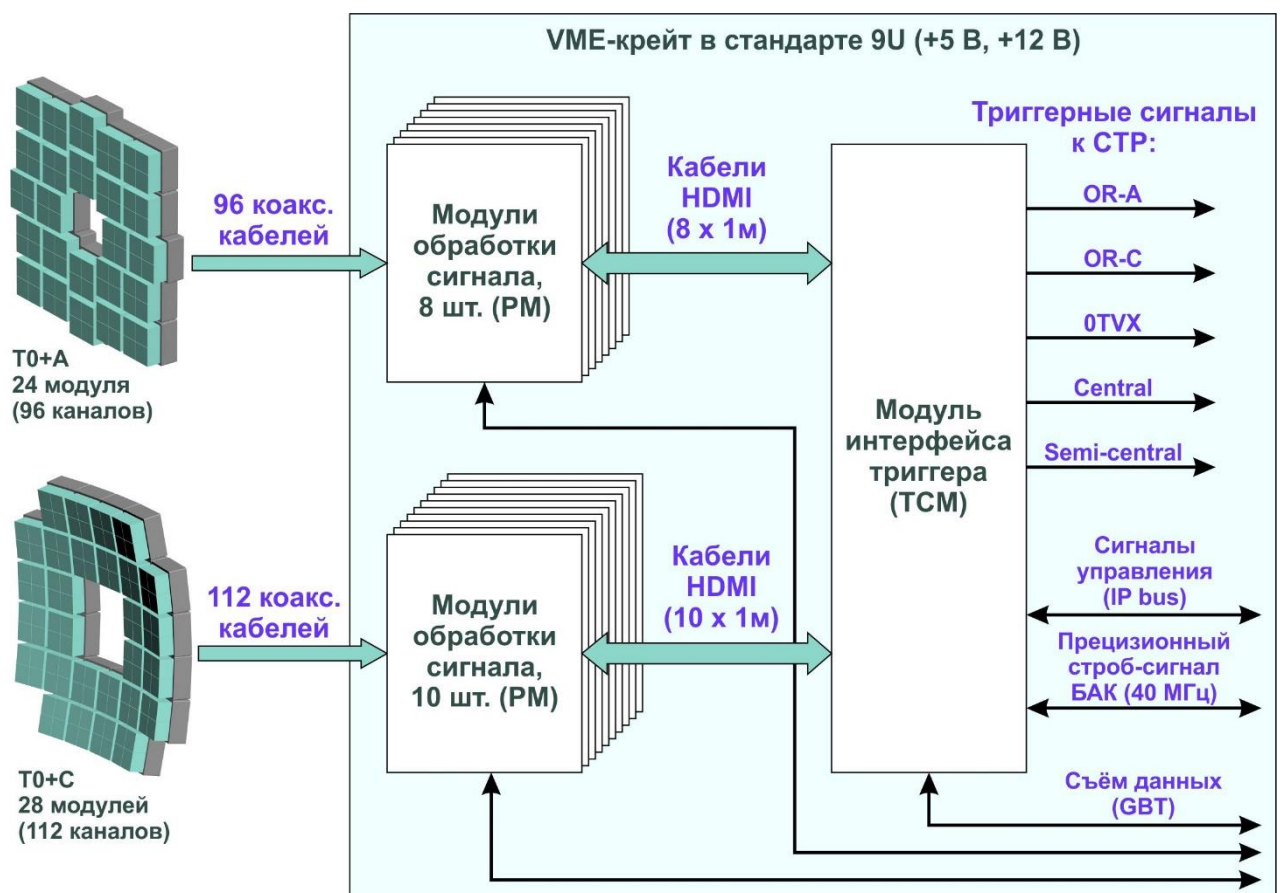


Рисунок 4.16. Схема взаимодействия основных электронных узлов детектора FTT для обработки сигналов с черенковских модулей и формирования триггерных сигналов. Источник: [157], адаптировано автором.

ТСМ формирует триггерные сигналы различного типа на основании комбинации содержимого пакетов, полученных с 20-ти модулей РМ, и передаёт их в

центральные информационные подсистемы ALICE с помощью высокоскоростного протокола GBT [158]. Основными типами триггерных сигналов являются:

- OR

Формируется в случае возникновения хотя бы одного сигнала с одной из сторон (T_0+A или T_0+C) в корректное время (в грубом соответствии с сигналом Clock от LHC). Абсолютный порог на формирование логического импульса дискриминатора – 3 мВ, при средней амплитуде сигналов от 1 МПР на выходе с черенковских модулей 10 мВ, и средней амплитуде сигналов 7,5 мВ на входе РМ после передачи по ~40 м коаксиального кабеля.

- TVX

На обеих сторонах T_0+ зарегистрировано хотя бы по одному событию, при условии соответствия разности времени их прихода заданному интервалу столкновения (длиной ~3 см).

- Триггеры по множественности событий

Триггерные сигналы с регулируемым порогом, свидетельствующие о регистрации детектором сигналов с определённым суммарным зарядом.

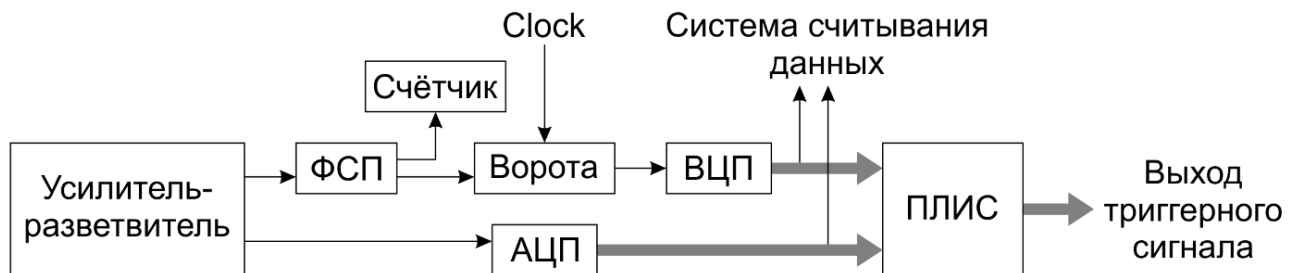


Рисунок 4.17. Функциональная схема front-end электроники FIT T_0+ . Источник: [159], адаптировано автором.

Эффективность формирования триггеров OR и TVX выше 95% при возникновении более 70-ти и более 200 первичных частиц-продуктов столкновения соответственно согласно моделированию эффективности регистрации событий, проведённому А.И. Маевской (ИЯИ РАН) методом Монте-Карло (4.18).

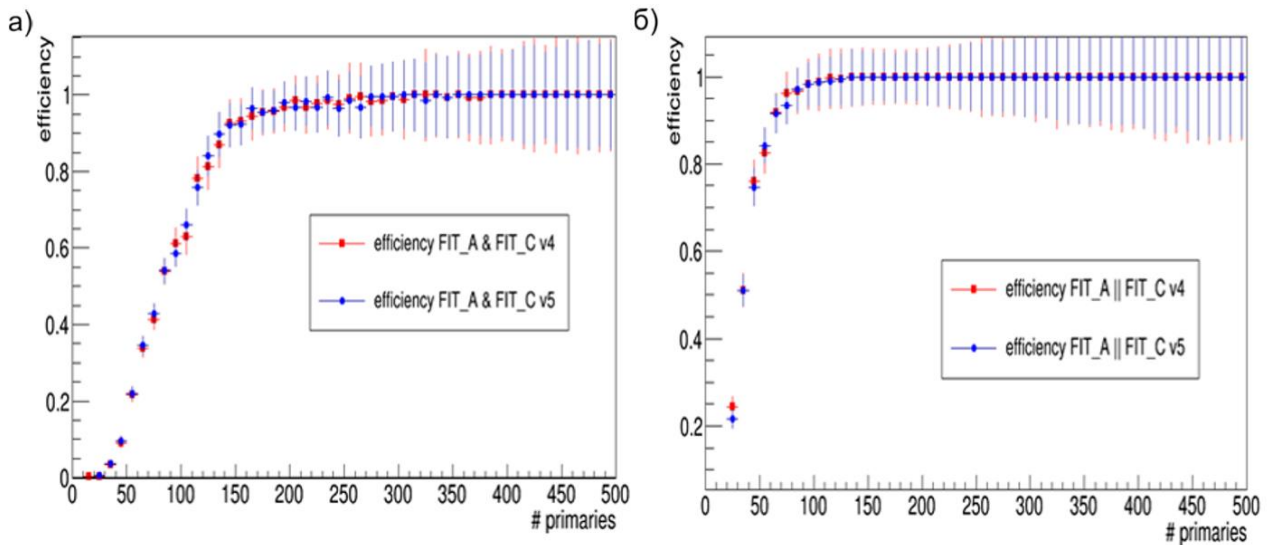


Рисунок 4.18. а) Эффективность формирования триггера TVX в зависимости от числа частиц-продуктов столкновения; б) Эффективность формирования триггера OR в зависимости от числа частиц-продуктов столкновения. Источник: А.И. Маевская (ИЯИ РАН).

4.3.2. Подсистема V0+

Подсистем V0+ будет создана на основе пластин пластмассового сцинтиллятора EJ-204 толщиной 4 см со съёмом световых сигналов на фотоумножители с сетчатыми диодами Hamamatsu R5924 и/или Hamamatsu R2490-05. Для достижения наилучшего временного разрешения, передачу света со сцинтиллятора на фотокатоды ФЭУ планируется организовать не с помощью спектросмещающих волокон (как в случае прежнего V0 с характерным временным разрешением $\sim 0,6$ нс), а с помощью прозрачных световодов ($\varnothing 1$ мм, $NA=0.7^1$), собирающие торцы которых планируется внедрить в сцинтиллятор на некоторую глубину с шагом 5 мм.

¹ Числовая апертура световода: $NA = \sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2}$, где n_{core} – коэффициент преломления сердцевины световода, n_{clad} – коэффициент преломления оболочки.

Сцинтилляторы будут иметь форму концентричных колец, сегментированных на восемь секторов каждое, с внутренним диаметром наименьшего кольца 8 см и внешним диаметром наибольшего – 148 см (рис.4.19-4.20).

Свет с каждого сегмента сцинтиллятора собирается на независимый ФЭУ, набор которых будет располагаться на ободке наибольшего кольца. Размер сцинтилляционных сегментов оптимизирован таким образом, что среднее число фотонов сцинтилляций, с учётом неравномерного распределения плотности частиц-продуктов по псевдобыстроте, приблизительно одинаково для каждого сегмента.

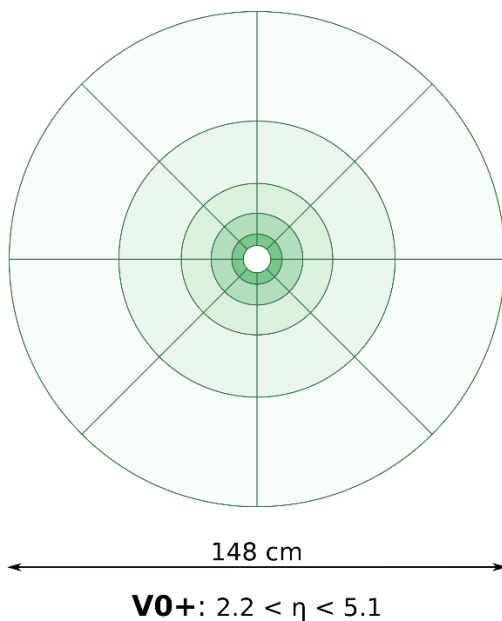


Рисунок 4.19. Схематичное изображение структуры сцинтилляционных колец подсистемы V0+ детектора FIT.

Источник: [152].

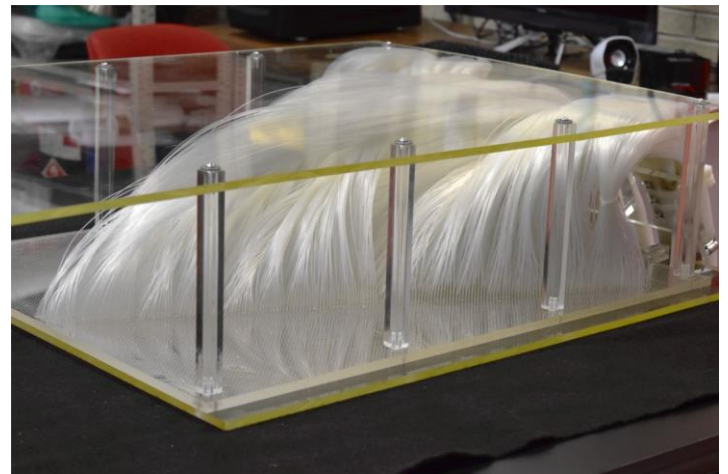


Рисунок 4.20. Фотография прототипа подсистемы V0+ детектора FIT. Фото: V. Grabski.

Герметичность и большой размер субдетектора V0+, как и прежнего V0, является важным преимуществом перед другими системами в области малых поперечных импульсов. Невозможность установки подобной подсистемы с обеих сторон модернизированного эксперимента ALICE (из-за внедрения MFT со стороны C) создаёт трудности в точном определении центральности столкновения, которые компенсируются увеличенным диаметром V0+ со стороны A (относительно

прежнего V0), а также большой (относительно прежнего T0) чувствительной площадью T0+, расположенного с обеих сторон. В результате, ожидаемая точность детектора FIT в определении центральности столкновения оказывается сопоставимой с точностью прежнего детектора V0 – см. рис.4.21.

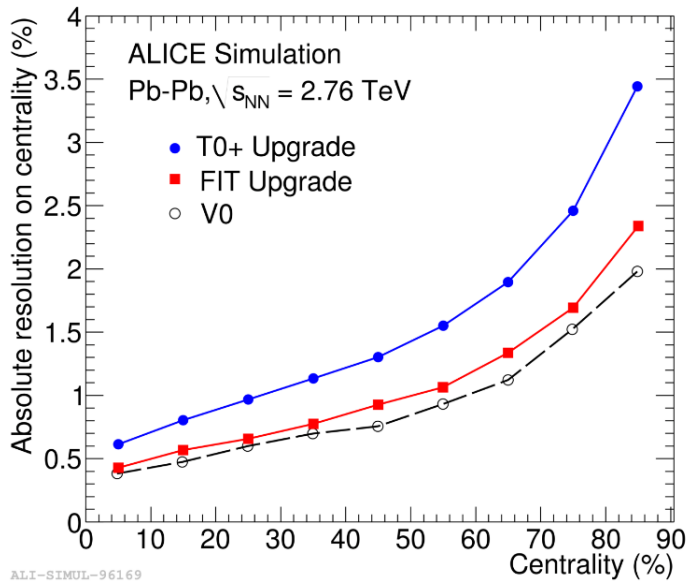


Рисунок 4.21. Точность определения центральности столкновения ионов свинца при $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ ТэВ с помощью различных подсистем (прежних и планируемых), в соответствии с результатами Монте-Карло моделирования, проведённого коллаборацией ALICE и лично М. Chojnacki. Источник: [160].

4.4. Заключение к главе 4

Черенковские модули на основе модернизированных МКП-ФЭУ Planacon XR85002/FIT-Q характеризуются собственным временным разрешением $\sim 12-13$ пс, а макет черенковской подсистемы детектора FIT со штатной электроникой - ~ 33 пс. Наличие угловой зависимости коэффициента вторичной эмиссии микроканалов привело к необходимости придания сборке черенковских детекторов FIT-С радиуса кривизны, равного расстоянию до точки столкновения (~ 80 см).

Принципиальная проверка применимости разработанной технологии к реальным экспериментальным условиям была проведена с помощью тестового черенковского модуля, работающего в составе эксперимента ALICE с 2016-го года. После дополнения структуры модуля компонентами для минимизации наведённых сигналов, полный тракт регистрации сигналов продемонстрировал временное разрешение не хуже 40 пс в условиях р-р столкновений при штатной амплитуде сигналов 7,5 мВ/МIP с учётом вклада полной длины коаксиальных кабелей.

Детектор FIT будет состоять из сцинтилляционной подсистемы на стороне А эксперимента и черенковской подсистемы с обеих сторон относительно точки взаимодействия. Сцинтилляционная подсистема будет состоять из 40 сегментов с независимыми каналами считывания с помощью ФЭУ Hamamatsu R5924, черенковская подсистема - из 52-х четырёхканальных модулей, основанных на фотоумножителях Planacon XP85002/FIT-Q.

Заключение

Основным результатом данной работы является подготовка рабочего проекта регистрирующей системы триггерного детектора FIT, создание его макета и подтверждение соответствия его параметров требованиям эксперимента ALICE. К более детальным результатам следует отнести:

- Обоснование выбора конфигурации детектора, основанной на комбинации сцинтилляционной и черенковской подсистем, и оптимальной методики светособирания каждой из них;
- Обоснование выбора оптимального типа фотосенсоров для использования в черенковской подсистеме детектора FIT и разработку модернизированного многоканального фотоумножителя Planacon XP85002/FIT-Q, предназначенного для прецизионных временных измерений в условиях больших световых нагрузок;
- Экспериментальную демонстрацию возможности достижения рекордно высокого временного разрешения ($\sigma=13$ пс) для детекторов подобного типа, применяемых в аналогичных экспериментах;
- Разработку методики и экспериментальную демонстрацию возможности достижения 100% геометрической эффективности регистрации частиц черенковским детектором с твердотельным радиатором без существенного ухудшения амплитудного или временного разрешения путём разворота фотосенсора «спиной» к направлению частиц;
- Разработку нетипичных методик собирания света со сцинтилляционных детекторов и экспериментальную демонстрацию их высоких амплитудных и временных характеристик, включая использование распределённой матрицы SiPM, внедрённых в тело сцинтиллятора, и методику регистрации сцинтилляций с большой площади с помощью воздушного световода.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю – В.А. Каплину, а также профессору кафедры 11 НИЯУ МИФИ В.А. Григорьеву за ценные советы при подготовке текста диссертации. Кроме того, необходимо отметить труд коллег из коллаборации ALICE, непосредственно участвовавших в разработке и создании детектора FIT: Д.В. Серебрякова, Т.Л. Каравичевой, А.И. Маевской, И.В. Морозова, Д.А. Финогеева, R. Alfaro, V. Grabski, M. Slupecki и руководителя проекта W.H. Trzaska.

Список сокращений и условных обозначений

ACORDE – ALICE Cosmic Ray Detector;
ALD – Atomic Layer Deposition;
ALICE – A Large Ion Collider Experiment;
ALPIDE – ALICE Pixel Detector;
APD – Avalanche Photodiodes;
BBC – Beam-Beam Counter;
BNL – Brookhaven National Laboratory;
CTP – Central Trigger Processor;
DCal – Dijet Calorimeter;
EMCal – Electromagnetic Calorimeter;
EPD – Event Plane Detector;
FFD – Fast Forward Detector;
FIT – Fast Interaction Trigger;
FMD – Forward Multiplicity Detector;
GEM – Gas Electron Multiplier;
HMPID – High-Momentum Particle Identification Detector;
HV – High voltage;
IAC – Integrated Anode Charge;
ITS – Inner Tracking System;
LED – Light Emitting Diode;
LHC – Large Hadron Collider;
LS – Long Shutdown;
MFT – Muon Forward Tracker;
MIP – Minimum Ionizing Particle;
MPD – Multi Purpose Detector;
MRPC – Multi-gap Resistive Plate Chamber;

NA49 – North area 49;
NICA – Nuclotron-based Ion Collider facility;
NIEL – Non-Ionizing Energy Loss;
PDE – Photon Detection Efficiency;
PHOS – Photon Spectrometer;
PID – Particle Identification Detector;
PM – Processing Module;
PMD – Particle Multiplicity Detector;
PS – Proton Synchrotron;
Q.E. – Quantum efficiency;
RHIC – Relativistic Heavy Ion Collider;
RXNP – Reaction Plane Detector;
SiPM – Silicon photomultiplier;
SPAD – Single Photon Avalanche Diode;
SPD – Silicon Pixel Detector;
SPS – Super Proton Synchrotron;
T0 – Time-zero detector;
TCM – Trigger and Controller Module;
TOF – Time-of-Flight detector;
TPC – Time-Projection Chamber;
TRD – Transition Radiation Detector;
TTS – Transit Time Spread;
V0 – Vertex-zero detector;
VPD – Vertex Position Detector;
ZDC – Zero Degree Calorimeter;
АЦП – Амплитудно-цифровой преобразователь;
ВАП – Время-амплитудный преобразователь;
ЗЦП – Зарядо-цифровой преобразователь;
КГП – Кварк-глюонная плазма;
КМОП – Комплементарная структура Металл-Оксид-Полупроводник;

КХД – Квантовая хромодинамика;

КЧД – Координатно-чувствительный детектор;

МКП – Микроканальная пластина;

МКП-ФЭУ – Фотоумножитель на микроканальных пластинах;

ПЛИС – Программируемая логическая интегральная схема;

ПУ – Предусилитель;

СС – Схема совпадений;

ССВ – спектросмещающее волокно;

ФСП – Формирователь со следящим порогом;

ФЭУ – Фотоэлектронный умножитель;

ЦЕРН – Европейский Центр Ядерных Исследований;

Список иллюстраций

Рисунок 1.1. Схематичное изображение структуры супердетектора ALICE. Источник: [18].	14
Рисунок 1.2. Расписание работы Большого Адронного Коллайдера в период с 2010 по 2030 годы. Источник: [17], адаптировано автором.	15
Рисунок 1.3. Множественность заряженных частиц на единицу псевдобыстроты, нормированная на число пар столкнувшихся нуклонов в зависимости от энергии столкновения p-p, p-A и A-A систем. Источник: [23].	16
Рисунок 1.4. Множественность заряженных частиц на единицу псевдобыстроты, нормированная на число пар столкнувшихся нуклонов N_{part} в зависимости от N_{part} . Источник: [23].	17
Рисунок 1.5. Сравнение зависимости, представленной на рис.1.4 с актуальными теоретическими моделями описания динамики столкновений релятивистских адронов. Источник: [23].	17
Рисунок 1.6. Схематическое изображение результата столкновения двух тяжёлых ионов. Иллюстрация автора.	19
Рисунок 1.7. Коэффициенты анизотропных потоков v_2 , v_3 и v_4 , проинтегрированные в диапазоне поперечных импульсов от 0,2 до 5,0 ГэВ/с в зависимости от центральности события. Источник: [24].	20
Рисунок 1.8. Спектр прямых фотонов в ALICE в трёх классах центральности при столкновении ионов свинца при энергии 2,76 ТэВ/нуклон. Источник: [27].	22
Рисунок 1.9. Спектр прямых фотонов для наиболее центральных событий в экспериментах ALICE и PHENIX при низких значениях поперечного импульса. Источник: [27].	22

- Рисунок 1.10. Зависимость фактора ядерной модификации R_{AA} инклюзивного рождения J/ψ (отношение выхода J/ψ в Pb-Pb столкновениях к масштабированному выходу в p-p столкновениях) от центральности столкновения. Источник: [39]. ... 23
- Рисунок 1.11. Зависимость фактора ядерной модификации R_{AA} инклюзивного рождения J/ψ от поперечного импульса. Источник: [39]..... 23
- Рисунок 1.12. Выход заряженных ассоциированных частиц с $1 < p_T < 2$ ГэВ/с относительно триггерных с $2 < p_T < 4$ ГэВ/с в p-Pb столкновениях с $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ ТэВ (данные по событиям класса множественности 0-20% за вычетом событий класса 60-100%). Источник: [41]..... 25
- Рисунок 1.13. Отношение выхода барионов к π -мезонам (интегрировано по p_T) в p-p столкновениях в зависимости от плотности распределения частиц по псевдобыстроте при средних быструтах ($|y| < 0,5$) в сравнении с расчётами теоретических моделей и результатами для p-Pb и Pb-Pb столкновений. Источник: [47] 27
- Рисунок 1.14. Схематичное изображение нового детектора ITS для модернизированного эксперимента ALICE. Источник: [11] 30
- Рисунок 1.15. Схематичное изображение сборки из четырёх газовых электронных умножителей и анодной плоскости для использования в качестве модернизированной системы считывания детектора TPC. Источник: [53]..... 30
- Рисунок 1.16. Схематичное изображение детектора MFT в составе модернизированного эксперимента ALICE. Характерный габаритный размер детектора ~ 30 см. Источник: [57]..... 32
- Рисунок 1.17. Расположение форвард-детекторов эксперимента ALICE в период 2010-2018 гг. Источник: [58]. 34
- Рисунок 1.18. Схематичное изображение одной из двух идентичных сборок детектора FFD. Источник: [68]..... 39
- Рисунок 2.1. Схематичное изображение устройства ФЭУ с различными диодными системами: а) ФЭУ с линейно-сфокусированными диодами; б) ФЭУ с

металлоканальной диодной системой; в) ФЭУ с диодами из тонких сеток; г) ФЭУ на микроканальных пластинах. Источник (а - в): [89], (г): иллюстрация автора. ..	44
Рисунок 2.2. Типичные значения эффективности регистрации частиц различного типа и энергии с помощью микроканальных пластин. Источник: [105], иллюстрация автора.	47
Рисунок 2.3. Структура ячеек SiPM. Источник: [110], адаптировано автором.	48
Рисунок 2.4. Схема установки по измерению изменения амплитуды сигнала с SiPM в условиях моделировании последствий радиационного старения. Иллюстрация автора.	51
Рисунок 2.5. Зависимость относительной амплитуды полезных сигналов от изменения темнового тока SiPM. I_0 (SensL) = 25 мкА, I_0 (КЕТЕК) = 34 мкА.	52
Рисунок 2.6. Схема установки по измерению характеристик сцинтилляционного детектора со съёмом сигналов на линейку SiPM в условиях моделирования последствий радиационного старения. Иллюстрация автора.	53
Рисунок 2.7. Осциллограммы полезных сигналов со сборки из шести SiPM КЕТЕК при различных значениях «темнового» тока.	54
Рисунок 2.8. Зависимость временного разрешения при регистрации вспышек 2,0-2,3 МэВ от изменения величины тока, проходящего через сборку из шести SiPM на одном торце полосы пластмассового сцинтиллятора размерами 40x10x1 см ³ . Начальный ток, проходящий через сборки SiPM обоих типов, составлял 0,1 мА.	55
Рисунок 2.9. Размеры корпуса и фотокатода фотоумножителей на микроканальных пластинах Hamamatsu R10754-07-M16 (а) и Planacon XP85012/A1-Q (б).....	57
Рисунок 2.10. Внешний вид МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q. Фото: W.H. Trzaska.....	57
Рисунок 2.11. Принципиальная схема внутренней цепи МКП-ФЭУ. Источник: [120].	57
Рисунок 2.12. Типичные формы сигналов на выходе одного анода МКП-ФЭУ, а также при объединении двух и четырёх анодов.....	58

- Рисунок 2.13. Временное разрешение МКП-ФЭУ при его облучении импульсами лазерного света длительностью 30 пс со средним числом фотоэлектронов меньше единицы. 59
- Рисунок 2.14. Зависимость временного разрешения МКП-ФЭУ от интенсивности вспышки, регистрируемой 16-тью объединёнными анодами. 60
- Рисунок 2.15. Сравнение временного разрешения при регистрации вспышек интенсивностью 100 ф.э. анодами, объединёнными в различные конфигурации, а также общим выходом, при использовании полностью цифровой системы съёма и обработки сигналов. 61
- Рисунок 2.16. Образец биполярной наводки на первом квадранте (к.1, жёлтый) МКП-ФЭУ в условиях равномерной засветки остальных трёх квадрантов. 61
- Рисунок 2.17. а) Зависимость относительной амплитуды сигнала одного квадранта МКП-ФЭУ от индукции магнитного поля при различных значениях напряжения питания; б) – аналогичная зависимость абсолютных значений амплитуды сигналов. Для лучшего визуального восприятия, экспериментальные точки соединены отрезками прямых. 63
- Рисунок 2.18. Зависимость изменения амплитуды сигнала от напряжения питания в условиях магнитного поля индукцией 0,2 Тл и 0,5 Тл. 64
- Рисунок 2.19. Зависимость изменения амплитуды сигнала одного квадранта МКП-ФЭУ от его угла наклона в двух плоскостях при увеличении индукции магнитного поля от 0 до 0,5 Тл. Иллюстрация автора. 64
- Рисунок 2.20. Различные конфигурации радиаторов для использования в прототипе черенковского модуля FIT: стандартные (по размеру фотокатода 53x53 мм²) и увеличенные (по размеру входного окна 59x59 мм²) радиаторы, а также наборные радиаторы (из расчёта 2x2, 4x4, 8x8 радиаторов на окно МКП-ФЭУ). 66
- Рисунок 2.21 а) Эскиз внутренней структуры координатно-чувствительного детектора; б) фотография КЧД в сборке с электронными платами для формирования сигналов (без корпуса); в) фотография КЧД во внешнем корпусе. Иллюстрации и фотографии автора. 67

Рисунок 2.22. Типовая схема соответствия квадрантов МКП-ФЭУ и каналов КЧД.	68
Рисунок 2.23. Схема установки по измерению параметров черенковских модулей на пучке π -мезонов. Иллюстрация автора.	69
Рисунок 2.24. Схема формирования триггерных сигналов для запуска оцифровщика и селекции событий в разных областях исследуемых прототипов черенковских модулей.	70
Рисунок 2.25. Гистограммы, демонстрирующие профиль пучка по оси X (слева) и Y (справа) при облучении тестируемого ФЭУ.	70
Рисунок 2.26. Распределение разности временных интервалов регистрации частиц счётчиками T0-C и T0-D, отображающее удвоенную величину временного разрешения стартового сигнала – их среднеарифметической величины.	71
Рисунок 2.27. Амплитудные спектры с каждого канала черенковского модуля (4 квадранта + общий выход) при использовании четырёх стандартных радиаторов, с указанием временного разрешения до и после вычитания вклада стартовых детекторов.	72
Рисунок 2.28. а) Зависимость временной задержки сигналов с общего выхода от точки прохода частицы; б) Зависимость временного разрешения сигналов с общего выхода от точки прохода частицы.	72
Рисунок 2.29. Амплитудные спектры с каждого канала черенковского модуля при использовании четырёх увеличенных радиаторов, с указанием временного разрешения после вычитания вклада стартовых детекторов.	73
Рисунок 2.30. Амплитудные спектры, полученные со второго канала черенковского модуля с увеличенными радиаторами при селекции событий по попаданию в центральную область МКП-ФЭУ и без селекции.	74
Рисунок 2.31. Амплитудные спектры каналов черенковского модуля с комбинированными радиаторами при селекции событий по квадрантам с указанием временного разрешения после вычета вклада стартовых детекторов. .	75

- Рисунок 2.32. Амплитудные спектры каналов черенковского модуля с комбинированными радиаторами при селекции событий по квадрантам и центральной области $12 \times 12 \text{ мм}^2$ с указанием временного разрешения после вычета вклада стартовых детекторов. 76
- Рисунок 2.33. Амплитудные спектры каналов черенковского модуля со сплошным радиатором по размеру фотокатода. 76
- Рисунок 2.34. Амплитудные спектры с каналов черенковского модуля при использовании четырёх увеличенных радиаторов при обратном облучении модуля, с указанием временного разрешения после вычитания вклада стартовых детекторов..... 77
- Рисунок 2.35. Амплитудные спектры с каналов черенковского модуля, облучаемого в обратном направлении, при использовании одного сплошного радиатора по размеру входного окна, с указанием временного разрешения после вычитания вклада стартовых детекторов. 78
- Рисунок 2.36. Схематичное изображение стандартного варианта покрытия области вокруг круглой трубы ионопровода прямоугольными модулями – белые области вокруг трубы могли бы быть покрыты радиаторами, вытянутыми за пределы МКП-ФЭУ. 79
- Рисунок 2.37. Схема тестового модуля со смещённым радиатором. Иллюстрация автора. 79
- Рисунок 2.38 а) Схема взаимного расположения оси пучка, радиатора и ФЭУ при прямом облучении и смещении 5 мм; (б) - (г) – схема взаимного расположения оси пучка, радиатора и ФЭУ при обратном облучении и смещении 5, 10 и 15 мм соответственно. 80
- Рисунок 2.39. Амплитудные спектры сигналов, возникающих при прямом облучении детектора при проходе частиц через центр ФЭУ (левый спектр) и через край радиатора, который выходит за габариты ФЭУ (правый спектр)..... 80
- Рисунок 2.40. Сводка результатов измерений амплитуды сигналов для центральных и краевых событий при использовании модуля черенковского детектора со смещённым радиатором..... 81

Рисунок 2.41. Схематичное изображение предлагаемой конфигурации детектора FIT на основе дублирующих плоскостей черенковской и сцинтилляционной подсистем различного размера.	83
Рисунок 2.42. Фотография тестового экземпляра сцинтилляционного детектора со съёмом сигналов на SiPM через ССВ (детектор представлен без внешней оболочки и платы съёма сигналов). Фотография автора.	85
Рисунок 2.43. Амплитудные спектры сигналов с тестового детектора при регистрации релятивистских частиц при напряжении питания 27,1 В, 27,5 В и 28,0 В.	85
Рисунок 2.44. Временные спектры сигналов с модуля лабораторного образца сцинтилляционного детектора при облучении различных его областей.	86
Рисунок 2.45. Схема установки по исследованию параметров модульного сцинтилляционного детектора с воздушным световодом. Иллюстрация автора. ..	87
Рисунок 2.46. Схема расположения сцинтиллятора в основании световода для исследования однородности светособирания.	88
Рисунок 2.47. Временное разрешение исследуемого детектора относительно стартового счётчика для различных положений сцинтиллятора.	89
Рисунок 2.48. Средняя величина задержки сигнала для различных положений бруска сцинтиллятора.	90
Рисунок 2.49. Средняя величина заряда сигнала для различных положений сцинтиллятора.	90
Рисунок 2.50. Результаты измерений параметров детектора со сцинтиллятором, оснащённым световыми направляющими.	91
Рисунок 2.51. Фотографии прототипа сцинтилляционной подсистемы детектора FIT с использованием прозрачных волокон. Источник: [132].	93
Рисунок 2.52. Координатная зависимость эффективности регистрации частиц прототипом сцинтилляционной подсистемы детектора FIT. Источник: [132].	93
Рисунок 2.53. Зависимость средней амплитуды сигнала от координаты для левого и правого каналов регистрации исследуемого детектора, и их среднее. Источник: [132].	94

Рисунок 2.54. Зависимость временного разрешения от координаты для левого и правого каналов регистрации исследуемого детектора (чёрные и красные точки соответственно), а также временное разрешение для усреднённого времени (синие точки). Источник: [132].	94
Рисунок 2.55. Схематическое изображение используемого детектора.	96
Рисунок 2.56. Фотография созданного детектора в сборе до нанесения отражающей плёнки. Источник фотографии: [133].	96
Рисунок 2.57. Схема взаимного расположения исследуемых областей детектора относительно расположения выемок с SiPM. Масштаб сохранён.	96
Рисунок 2.58. Однородность времени регистрации сигнала при прохождении частиц через различные области исследуемого детектора.	97
Рисунок 2.59. Временное разрешение относительно нижнего детектора мюонного телескопа при прохождении частиц через различные области исследуемого детектора.	97
Рисунок 2.60. Средняя амплитуда сигнала при прохождении частиц через различные области исследуемого детектора.	97
Рисунок 2.61. Эффективность регистрации частиц в различных областях исследуемого детектора.	97
Рисунок 3.1 а) Схема подключений стандартной модификации МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q; б) Предложенная схема модификации МКП-ФЭУ с целью минимизации наводок между каналами. Иллюстрация автора. *представлена схема подключения только для одного квадранта – канала считывания с 16-ти анодов.	101
Рисунок 3.2. Слева – фотография МКП-ФЭУ без внешнего корпуса, демонстрирующая плату 1 и 2; справа – фотография МКП-ФЭУ в корпусе, демонстрирующая плату 2 и подключаемую плату 3. Фото: W.H. Trzaska.	102
Рисунок 3.3. а) Фотография МКП-ФЭУ семейства Planacon, модернизированного для использования в детекторе FIT; б) фотография МКП-ФЭУ с установленной платой делителя напряжения. Фотографии автора.	103

Рисунок 3.4. а) Формы сигналов, полученные при засветке квадранта стандартного МКП-ФЭУ короткими лазерными вспышками в отсутствие засветки на других квадрантах (чёрные кривые) и при равномерной засветке всех квадрантов (красные кривые);	104
Рисунок 3.5. Смещение временной привязки в зависимости от соотношения амплитуд полезных сигналов на исследуемом и остальных квадрантах в случае использования стандартного и модернизированного МКП-ФЭУ.....	105
Рисунок 3.6. Схема возникновения оптической наводки в МКП-ФЭУ при регистрации релятивистских частиц. Иллюстрация автора.	106
Рисунок 3.7. Усреднённые формы полезных и наведённых сигналов при регистрации частиц квадрантом 3 модернизированного МКП-ФЭУ.	106
Рисунок 3.8. Распределение амплитуды (слева) и заряда (справа) сигнала, наведённого на квадрант 3 черенковского модуля при прохождении частиц через различные области остальных квадрантов МКП-ФЭУ.....	107
Рисунок 3.9. а) Средняя загрузка квадрантов модулей подсистемы FIT T0+ релятивистскими частицами в условиях наиболее центральных (0-2 фм) столкновений ионов свинца при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ ТэВ;.....	109
Рисунок 3.10. Демонстрация амплитудной линейности одного квадранта МКП-ФЭУ при равномерной засветке всей чувствительной площади.....	111
Рисунок 3.11. Ожидаемая средняя загрузка квадрантов модулей FIT T0+ в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}}=5,5$ ТэВ. Источник: А.И. Маевская, ИЯИ РАН.	112
Рисунок 3.12. Схема установки по исследованию токового насыщения МКП-ФЭУ.	113
Рисунок 3.13. а) Зависимость амплитуды сигналов с одного квадранта МКП-ФЭУ при равномерной засветке входного окна от частоты следования световых импульсов; б) аналогичная зависимость относительно расчётного анодного тока на выходе исследуемого квадранта. Для лучшего визуального восприятия экспериментальные точки соединены отрезками прямых.....	114

Рисунок 3.14. Зависимость частоты и интенсивности засветки, при которой наблюдается 10% сокращение амплитуды сигнала (на основании данных из графика на рис.3.13).....	115
Рисунок 3.15. Зависимость амплитуды 1-го, 10-го и 19-го импульсов, следующих с шагом 25 нс в пачках с частотой 20 Гц, от интенсивности засветки.	116
Рисунок 3.16. Экспериментальный стенд для входного тестирования и характеристики МКП-ФЭУ.	119
Рисунок 3.17. Фотография внутренней структуры светоизолированного короба.	119
Рисунок 3.18. Функциональная схема экспериментального стенда для входного контроля и характеристики МКП-ФЭУ семейства Planacon.	120
Рисунок 3.19. Зависимость коэффициента умножения МКП-ФЭУ Planacon XR85002/FIT-Q в абсолютных величинах от напряжения питания.	121
Рисунок 3.20. Образцы зависимостей сопротивления МКП от времени прогрева МКП-ФЭУ Planacon XR85002/FIT-Q.	122
Рисунок 3.21. Образцы зависимостей изменения амплитуды импульса при постоянной засветке при прогреве МКП-ФЭУ, нормированные на показания прогретого референсного ФЭУ.	122
Рисунок 3.22. Характеристика токового насыщения МКП-ФЭУ Planacon XR85002/FIT-Q #9002117.....	123
Рисунок 3.23. Распределение амплитуд черенковских сигналов, сгенерированных мюонами во входном окне МКП-ФЭУ.	126
Рисунок 3.24. Изменение коэффициента умножения различных типов МКП-ФЭУ в зависимости от величины среднего анодного тока.	130
Рисунок 3.25. а) Относительное изменение величины сигнала МКП-ФЭУ #9002095 с ALD покрытием по мере ступенчатого повышения частоты засветки (и, соответственно, среднего анодного тока); б) Соответствие частоты засветки номерам зарегистрированных событий; в) Напряжение на микроканальной пластине, рассчитанное на основании измеренных величин тока питания и	

известных номиналов цепочки сопротивлений делителя напряжения. Длительность фазы (1) – 75 минут, фазы (3) – 67 минут.	131
Рисунок 3.26. а) Относительное изменение величины сигнала МКП-ФЭУ #9002059 без ALD покрытия по мере ступенчатого повышения частоты засветки (и, соответственно, среднего анодного тока); б) Соответствие частоты засветки номерам зарегистрированных событий.	132
Рисунок 3.27. Типовая схема установки по исследованию старения МКП-ФЭУ Planacon XR85012/A1-Q.	134
Рисунок 3.28. Фотографии содержимого светонепроницаемого короба. Слева – МКП-ФЭУ в фиксирующей конструкции без светоизолирующего чехла и экрана-отражателя. Справа – общий вид исследуемого МКП-ФЭУ и референсного ФЭУ в светоизолирующих чехлах. Фото автора.	134
Рисунок 3.29. Поканальные зависимости заряда сигналов исследуемого МКП-ФЭУ #9002028 от среднего анодного тока.	135
Рисунок 3.30. Схема установки в режиме накопления интегрального анодного заряда.	136
Рисунок 3.31. Схема измерения вероятности возникновения послеимпульсов в окне 15-500 нс после регистрации оригинальных световых импульсов.	137
Рисунок 3.32. Зависимость вероятности возникновения послеимпульсов при регистрации вспышек различной интенсивности квадрантами 1 и 4.	138
Рисунок 3.33. Зависимость изменения средней амплитуды сигналов с первого квадранта МКП-ФЭУ, нормированной на среднюю амплитуду сигналов с референсного ФЭУ, от интегрального анодного заряда в сравнении с другими данными из [145].	139
Рисунок 3.34. Зависимость изменения средней амплитуды сигналов с первого квадранта МКП-ФЭУ, нормированная на аналогичную величину для четвёртого квадранта, от интегрального анодного заряда, снятого с первого квадранта.	140
Рисунок 3.35. Пространственное распределение амплитуды сигналов от черенковских вспышек в окне МКП-ФЭУ до (слева) и после (справа) накопления	

интегрального анодного заряда в режиме 1, измеренное при одинаковом напряжении питания 1718 В.....	141
Рисунок 3.36. Пространственное распределение изменения отклика МКП-ФЭУ после накопления 0,47 Кл/см ² ИАС на первом квадранте и 0,34 Кл/см ² на втором квадранте (на основании данных из рис.3.35).....	142
Рисунок 3.37. Распределение квантовой эффективности фотокатода МКП-ФЭУ для $\lambda=405$ нм после накопления интегрального анодного заряда на квадрантах 1 и 2. Источник: Jeff DeFazio (Photonis USA Pennsylvania Inc.), адаптировано автором.	143
Рисунок 4.1. Зависимость величины сигнала черенковского модуля от типа оптической смазки, используемой для ввода кварцевых радиаторов в оптический контакт с входным окном МКП-ФЭУ.....	145
Рисунок 4.2. Амплитудные спектры от 1 МIP, полученные с четырёх квадрантов черенковского модуля с модернизированным МКП-ФЭУ, с указанием временного разрешения относительно стартовых черенковских счётчиков до и после вычета их вклада.....	146
Рисунок 4.3. Спектры интервалов времени между моментом регистрации частиц двумя идентичными черенковскими модулями (MCP59 и MCP60) с модернизированными МКП-ФЭУ.....	147
Рисунок 4.4. Временное разрешение макета черенковской подсистемы детектора FIT.....	148
Рисунок 4.5. Зарядовый спектр от 1 МIP при облучении собранного черенковского модуля на основе МКП-ФЭУ №59 при U=1800 В.	149
Рисунок 4.6. Однофотоэлектронный спектр, полученный при равномерном облучении МКП-ФЭУ №59 при U=1800 В при входной нагрузке осциллографа 50 Ом.....	149
Рисунок 4.7. Зависимость средней амплитуды сигнала от угла наклона траектории частиц при облучении модернизированного МКП-ФЭУ и черенковского модуля на	

его основе. Для анализа отбирались частицы, прошедшие через область размером $1 \times 1 \text{ см}^2$ в центре первого квадранта МКП-ФЭУ.	150
Рисунок 4.8. Фотография тестового черенковского модуля детектора FIT в составе эксперимента ALICE. Источник: [152].	151
Рисунок 4.9. Кривая усиления МКП-ФЭУ, используемого в тестовом черенковском модуле, измеренная в условиях магнитного поля индукцией $B=0,5 \text{ Тл}$ и без магнитного поля. Источник: [153].	151
Рисунок 4.10. Наведённые сигналы на выходе двух квадрантов МКП-ФЭУ: нижние кривые - до внедрения KEMET EF Series Flex Suppressor, верхние – после. Источник: [153].	152
Рисунок 4.11. Временное разрешение детектора T0 и тестового черенковского модуля T0+ детектора FIT при регистрации столкновений протонов с энергией $\sqrt{s_{NN}}=6,5 \text{ ТэВ}$. Источник: [152].	153
Рисунок 4.12. Схематичное изображение структуры детектора FIT. Иллюстрация автора.	154
Рисунок 4.13. а) Фотография МКП-ФЭУ Planacon XP85002/FIT-Q с лицевой стороны; б) прототип черенковского модуля T0+ на основе кварцевых радиаторов в оптическом контакте с МКП-ФЭУ. Фото автора (а) и W.H. Trzaska (б).	155
Рисунок 4.14. Схематичное изображение черенковского модуля с оптическими вводами лазерных импульсов с помощью кварцевых призм с отражающей большой гранью. Иллюстрация автора.	156
Рисунок 4.15. Функциональная схема лазерной системы калибровки черенковской подсистемы детектора FIT.	156
Рисунок 4.16. Схема взаимодействия основных электронных узлов детектора FIT для обработки сигналов с черенковских модулей и формирования триггерных сигналов. Источник: [157], адаптировано автором.	157
Рисунок 4.17. Функциональная схема front-end электроники FIT T0+. Источник: [159], адаптировано автором.	158

Рисунок 4.18. а) Эффективность формирования триггера TVX в зависимости от числа частиц-продуктов столкновения; б) Эффективность формирования триггера OR в зависимости от числа частиц-продуктов столкновения. Источник: А.И. Маевская (ИЯИ РАН).	159
Рисунок 4.19. Схематичное изображение структуры сцинтилляционных колец подсистемы V0+ детектора FTT. Источник: [152].	160
Рисунок 4.20. Фотография прототипа подсистемы V0+ детектора FTT. Фото: V. Grabski.....	160
Рисунок 4.21. Точность определения центральности столкновения ионов свинца при $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ ТэВ с помощью различных подсистем (прежних и планируемых), в соответствии результатами Монте-Карло моделирования, проведённого коллаборацией ALICE и лично М. Chojnacki. Источник: [160].	161

Список таблиц

Таблица 1.1. Предложенный сценарий набора данных экспериментом ALICE в течение третьего и четвертого сеансов работы ЛНС с указанием сталкивающихся систем, энергии частиц, интегральной светимости и числа столкновений (по состоянию на 2015 г.). Источник: [50].	29
Таблица 1.2. Вклад различных детекторных систем ALICE в формирование триггерных сигналов различного уровня. Источник: [14], адаптировано автором.	33
Таблица 3.1. Спецификация компонент для схемы подключений МКП-ФЭУ, представленной на рис.3.1.	102
Таблица 3.2. Доля послеимпульсов, их средний заряд и величина темнового счёта первой партии МКП-ФЭУ Planacon XP85002/FIT-Q.	125
Таблица 3.3. Ожидаемые средние загрузки заряженными частицами квадрантов детектора FIT.	127
Таблица 3.4. Плановые показатели производительности ALICE в третьем и четвертом сеансах работы в терминах интегральной светимости.	127
Таблица 3.5. Плановые показатели производительности ALICE в третьем и четвертом сеансах работы в терминах общего количества столкновений.	128
Таблица 3.6. Ожидаемый вклад различных режимов работы ускорителя в интегральный анодный заряд на единицу площади наиболее загруженных квадрантов ФЭУ.	128

Библиографический список

- [1] J. Bjorken, Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region // *FERMILAB-Pub-82/44-THY*, 1982.
- [2] P. Seyboth, от имени коллаборации NA49, Results of the NA49 Experiment on the Search for the Quark–Gluon Plasma at the CERN SPS // *APH N.S., Heavy Ion Physics 14*, pp. 361-372, 2001.
- [3] PHENIX collaboration, Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration // *Nucl. Phys. A757*, p. 184, 2005.
- [4] BRAHMS collaboration, Quark–gluon plasma and color glass condensate at // *Nucl. Phys. A757*, pp. 1-27, 2005.
- [5] PHOBOS collaboration, The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC // *Nucl. Phys. A757*, p. 28, 2005.
- [6] STAR collaboration, Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions // *Nucl. Phys. A757*, 2005.
- [7] U. Heinz, H. Song, A.K. Chaudhuri, Dissipative hydrodynamics for viscous relativistic fluids // *Phys. Rev. C 73*, p. 034904, 2006.
- [8] ALICE collaboration, Suppression of charged particle production at large transverse momentum in central Pb–Pb collisions at 2.76 TeV // *Physics Letters B 696*, p. 30–39, 2011.

- [9] ALICE collaboration, Anisotropic flow of charged particles in Pb–Pb collisions at 5.02 TeV // *PRL* 116 132302, 2016.
- [10] ALICE collaboration, The ALICE experiment at the CERN LHC // *JINST* 3 S08002, 2008.
- [11] ALICE collaboration, Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41 087002, 2014.
- [12] ALICE collaboration, Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber // *CERN-LHCC-2013-020*, 2014.
- [13] ALICE collaboration, Technical Design Report for the Muon Forward Tracker // *CERN-LHCC-2015-001*, 2015.
- [14] ALICE collaboration, Upgrade of the readout and Trigger system Technical Design Report // *CERN-LHCC-2013-019*.
- [15] W. H. Trzaska, New Fast Interaction Trigger for ALICE // *NIM A* 845, pp. 463-466, 2017.
- [16] ALICE collaboration, Letter of intent for A Large Ion Collider Experiment // *CERN-LHCC-94-16*, 1993.
- [17] J. Jowett, Heavy-ion performance of HL-LHC // *7th HL-LHC Collaboration Meeting, Madrid, 14.11.2017*.
- [18] X. Zhang, ALICE collaboration, ALICE Overview // доклад на конференції *Hard Probes 2016*.
- [19] <http://aliceinfo.cern.ch/ArtSubmission/publications>.
- [20] K. R. Jan Fiete Grosse-Oetringhaus, Charged-particle multiplicity in proton–proton collisions // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2010.

- [21] N. Armesto et al., Heavy Ion Collisions at the LHC - Last Call for Predictions // *J.Phys. G35*, p. 054001, 2008.
- [22] ALICE collaboration, Charged-Particle Multiplicity Density at Midrapidity in Central Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s}=2.76$ TeV // *Phys Rev Lett 105 (25) 252301*, 2010.
- [23] ALICE collaboration, Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb–Pb collisions at $\sqrt{S}=5.02$ TeV // *PRL 116 222302*, 2016.
- [24] ALICE collaboration, Anisotropic Flow of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{S}=5.02$ TeV // *PRL 116, 132302*, 2016.
- [25] X. Zhang, ALICE collaboration, Overview of ALICE Results // *Nuclear and Particle Physics Proceedings 289-290*, pp. 1-6, 2017.
- [26] M.H. Thoma, Damping rate of a hard photon in a relativistic plasma // *Phys. Rev. D 51 2*, 1995.
- [27] ALICE collaboration, Direct photon production in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s}=2.76$ TeV // *Physics Letter sB 754*, p. 235–248, 2016.
- [28] ALICE Collaboration, ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS) // *CERN-LHCC-99-04*, 1999.
- [29] A. Akindinov et al., Performance of the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC // *Eur. Phys. J. Plus (2013) 128: 44*.
- [30] ALICE collaboration, Determination of the event collision time with the ALICE detector at the LHC // *2017 - Eur. Phys. J. Plus 132: 99*.
- [31] А.Н. Курепин, Автоматизированная система управления и контроля стартового детектора времяпролетной системы эксперимента ALICE на

Большом Адронном Коллайдере // *Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Москва, 2014.*

- [32] T.Matsui, H.Satz, J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation // *Physics Letters B* 178, pp. 416-422, 1986.
- [33] NA50 Collaboration, A new measurement of J/ψ suppression in Pb–Pb collisions at 158 GeV per nucleon // *Eur. Phys. J. C* 39, pp. 335-345, 2005.
- [34] NA60 Collaboration, J/ψ production in indium–indium collisions at 158 GeV/nucleon // *Phys. Rev. Lett.* 99, p. 132302, 2007.
- [35] PHENIX Collaboration, J/ψ suppression at forward rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ // *Phys. Rev. C* 84, p. 054912, 2011.
- [36] STAR Collaboration, J/ψ production at high transverse momentum in p+p and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ // *Phys. Rev. C*, p. 041902, 2009.
- [37] ALICE Collaboration, J/ψ suppression at forward rapidity in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76\text{ TeV}$ // *PRL* 109, 072301, 2012.
- [38] ALICE collaboration, J/ψ suppression at forward rapidity in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{ TeV}$ // *Phys. Lett. B* 766, pp. 212-224, 2017.
- [39] R. Arnaldi, Quarkonium in ALICE: results on p-Pb and Pb-Pb collisions from LHC RUN2 // *семинар CERN PH, 2 мая 2017, Женева, Швейцария.*
- [40] C. Finck for ALICE Muon Spectrometer collaboration, The Muon Spectrometer of the ALICE // *Journal of Physics: Conference Series* 50, pp. 397-401, 2006.
- [41] ALICE collaboration, Long-range angular correlations on the near and away side in p–Pb collisions at 5.02 TeV // *Phys. Lett. B* 719, pp. 29-41, 2013.
- [42] ALICE collaboration, Long-range angular correlations of π , K and p in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{ TeV}$ // *Phys. Lett. B* 726, pp. 164-177, 2013.

- [43] R. V. Kevin Dusling, Explanation of systematics of CMS p+Pb high multiplicity di-hadron data at $s\sqrt{NN}=5.02$ TeV // *Phys.Rev. D87*, p. 054014, 2013.
- [44] W. B. Piotr Bożek, Correlations from hydrodynamic flow in pPb collisions // *Phys. Lett. B 718*, pp. 1557-1561, 2013.
- [45] B. M. Johann Rafelski, Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma // *Phys. Rev. Lett. 56*, 2334, 1986.
- [46] ALICE collaboration, Multi-strange baryon production at mid-rapidity in Pb–Pb collisions at 2,76 TэВ // *Phys. Rev. B 728*, pp. 216-227, 2014.
- [47] ALICE collaboration, Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton–proton collisions // *Nature physics 13*, DOI: 10.1038/NPHYS4111, 2017.
- [48] ALICE collaboration, Upgrade of the ALICE Experiment: Letter Of Intent // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 087001*.
- [49] J. Coupard et al., LHC injectors upgrade (LIU) project at CERN // *Proceedings of IPAC2016, ISBN 978-3-95450-147-2*, pp. 992-995, 2016.
- [50] ALICE collaboration, Technical Design Report for the Upgrade of the Online–Offline computing system // *CERN-LHCC-2015-006*.
- [51] S.M. Panebianco, от имени коллаборации ALICE, The ALICE detector upgrade // *VIIth International Conference on High Energy Physics in the LHC Era, 12 января 2018, Чили*.
- [52] S. Beole, ALICE ITS Upgrade // доклад на семинаре *Heavy Flavor Production in High Energy Collisions, 31.10.2017, Беркли, США*.
- [53] R. Majka от имени коллаборации ALICE, The ALICE TPC Upgrade Project // доклад на *Quark Matter 2017, 8.02.2017, Чикаго, США*.

- [54] J. Adolfsson et al., SAMPA Chip: the New 32 Channels ASIC for the ALICE TPC and MCH Upgrades // *JINST 12 C04008*, 2017.
- [55] P. Gasik, от имени коллаборации ALICE, Upgrade of the ALICE central barrel tracking detectors: ITS and TPC // доклад на *Quark Matter 2018*, 15.05.2018, Венеция, Италия.
- [56] A. Uras от имени коллаборации ALICE, Performance Study for a Muon Forward Tracker in the ALICE Experiment // Доклад на *13th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics and Detectors for Physics Applications*, 3.10.2017, Италия.
- [57] A. Uras от имени коллаборации ALICE, Prospects for ALICE Physics with the Muon Spectrometer Upgrade and the new Muon Forward Tracker // Постерный доклад на *Quark Matter 2017*, 5.02.2017, Чикаго, США.
- [58] ALICE collaboration, Technical Design Report on Forward Detectors: FMD, T0 and V0 // *CERN-LHCC-2004-025*, 10 09 2004.
- [59] M. Bondila et al., Results of in-beam tests of an MCP-based vacuum sector prototype of the T0/centrality detector for ALICE // *NIM A 478*, pp. 220-224, 2002.
- [60] ALICE collaboration, Radiation Dose and Fluence in ALICE after LS2 // *ALICE-PUBLIC-2017*, 30 11 2017.
- [61] W.J. Llope et al., The STAR Vertex Position Detector // *NIM A759*, pp. 23-28, 2014.
- [62] P. Shanmuganathan, An Improved Event Plane Detector for the STAR Experiment // *PoS(CPOD2017)066*, 2017.
- [63] M. Allen et al., PHENIX inner detectors // *NIM A 499*, p. 549–559, 2003.

- [64] E. Richardson et al., A reaction plane detector for PHENIX at RHIC // *NIM A 636*, pp. 99-107, 2011.
- [65] B.B. Back et al., The PHOBOS detector at RHIC // *NIM A 499*, pp. 603-623, 2003.
- [66] R. Bindel et al., Array of scintillator counters for PHOBOS at RHIC // *NIM A 474*, pp. 38-45, 2001.
- [67] Л. Йорданова и В. Васедина, MPD Detector at NICA // *Journal of Physics: Conference Series 503 (2014) 012041*.
- [68] V.I. Yurevich et al., Fast Forward Detector Technical Design Report // *LHEP / JINR, 2017*.
- [69] S Flyckt, C. Marmonier, Photomultiplier tubes principles & applications, Photonis, Brive, France // 2002.
- [70] Спинтарископ — Большая советская энциклопедия — М.: Советская энциклопедия. 1969—1978..
- [71] В.И. Калашникова, М.С. Козодаев, Детекторы элементарных частиц, Москва: Наука, 1966.
- [72] B.R. Wheaton, Compendium of Quantum Physics, Берлин: Springer, 2009, pp. 472-475.
- [73] M.A. Stoletow, On a kind of electrical current produced by ultra-violet // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, pp. 317-319, 1888.
- [74] У.А. Арифов, Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твёрдого тела, Москва: Наука, 1968.
- [75] H. Bruining, Physics and applications of secondary electron emission, McGraw-Hill Book Co., Inc, 1954.

- [76] J. Slepian, Hot Cathode Tube // *US Patent 1450265*, 1923.
- [77] П.С. Хлебников, Personalia - Леонид Александрович Кубетский // *УФН*, vol. 71, no. 2, pp. 351-353, 1960.
- [78] B.K. Lubsandorzhev, On the history of photomultiplier tube invention // *NIM A* 567, p. 236–238, 2006.
- [79] H. Iams, B. Salzberg, The secondary emission phototube // *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 23, no. 1, pp. 55-64, 1935.
- [80] V.K. Zworykin, J.A. Rajchman, The Electrostatic Electron Multiplier // *Proceedings of the IRE*, vol. 27, no. 9, pp. 558-566, 1939.
- [81] Hamamatsu Photonics K.K. editorial committee, Photomultiplier tubes basics and applications, Hamamatsu Photonics K.K., 2007.
- [82] C. Grupen, B. Shwartz, Particle detectors, Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
- [83] S. Orito et al., New proximity focusing photomultiplier resistant to high magnetic fields // *Nucl. Instr. Meth.*, pp. 439-445, 1983.
- [84] H. Kume et al., Newly developed photomultiplier tubes with position sensitivity capability // *IEEE Transactions on Nuclear Science Vol.32, 1*, pp. 448-452, 1985.
- [85] R. Enomoto et al., Feasibility study of single-photon counting using a fine-mesh phototube for an aerogel read-out // *NIM A* 332, pp. 129-133, 1993.
- [86] Hamamatsu Photonics K.K., Photomultiplier tubes and assemblies for scintillation counting & high-energy physics, Toyooka-village, Japan, 2004.
- [87] V. Sulkosky et al., Studies of relative gain and timing response of fine-mesh photomultiplier tubes in high magnetic fields // *NIM A* 827, pp. 137-144, 2016.

- [88] T. Szczesniak et al., Fast Photomultipliers for TOF PET // *IEEE Trans. on Nucl. Sc.* 56, 1, p. 74, 2009.
- [89] Hamamatsu Photonics K.K., Photomultiplier tubes and related products // *TMPZ0002E1*, p. 5, 2016.
- [90] P.T. Farnsworth, Electron multiplier // *US Patent 1969399*, 1934 (1930).
- [91] П.К. Ощепков и др., О применении непрерывного усиления вторичноэлектронного умножения для усиления малых токов // *ПТЭ №4*, pp. 89-91, 1960.
- [92] J.L. Wiza, Microchannel plate detectors // *Nucl. Instr. Meth.* 162, pp. 587-601, 1979.
- [93] T. Gys, Micro-channelplates and vacuum detectors // *NIM A* 787, pp. 254-260, 2015.
- [94] G.W. Goodrich and W.C. Wiley, Continuous Channel Electron Multiplier // *Rev. Sci. Instr.* 33, pp. 761-762, 1962.
- [95] M.C.E. Huber et al., Observing Photons in Space, 2 ed., Springer-Verlag New York, ISBN 978-1-4614-7804-1, 2013, p. 370.
- [96] Mullard Ltd., Electron multipliers // *UK Patent GB1352732A*, 1971.
- [97] K. Blodgett, Surface Conductivity of Lead Silicate Glass after Hydrogen Treatment // *J. Am. Ceram. Soc.*, 1951.
- [98] Y. Zou, R. Hutton, Handbook for Highly Charged Ion Spectroscopic Research, CRC Press, 2012.
- [99] Y. Kumar et al., Ion Beam Imaging in a Mass Spectrometer Using an MCP based Imaging Device // *Journal of Physics: Conference Series* 114, 2008.

- [100] J.J. Bloch et al., Design, Performance, and Calibration of the ALEXIS Ultrasoft X-ray Telescopes // *Proceedings of SPIE Vol. 1344*, pp. 154-164, 1990.
- [101] В.В. Александров и др., *Вопросы атомной науки и техники* 36, pp. 68-73, 2013.
- [102] I. Csorba, ImageTubes, Howard W. Sams & Co., Inc, 1985.
- [103] J.S. Milnes et al., Improved time response for large area microchannel plate photomultiplier tubes in fusion diagnostics // *Rev. Sci. Instr.* 85 11E601, 2014.
- [104] Y. Ilieva et al., MCP-PMT studies at the High-B test facility at Jefferson Lab // *JINST 11 C03061*, 2016.
- [105] Hamamatsu Photonics K.K., MCP assembly // *Hamamatsu Technical information TMCP9002E01*, p. 10, 2006.
- [106] D. Renker, Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems // *NIM A 567*, pp. 48-56, 2006.
- [107] R. J. McIntyre, Theory of Microplasma Instability in Silicon // *J. Appl. Phys.* 32 (6), pp. 983-995, 1961.
- [108] R.H. Haitz, Model for the Electrical Behavior of a Microplasma // *J. Appl. Phys.* 35 (5), pp. 1370-1376, 1965.
- [109] В. Головин, З. Садыгов, Н. Юсипов. *Патент #1702831 от 10.11.1989*.
- [110] Silicon photomultipliers - recent developments at КЕТЕК // доклад на *International Conference on New Photodetectors, 8 июля 2015, Троицк, Москва*.
- [111] A.N. Otte, D. Garcia, A very brief review of recent SiPM developments // *PoS(PhotoDet2015)001*, 2015.

- [112] Yu. Musienko, Recent Progress and Perspectives in Solid State Photomultipliers // *CERN detector seminar*, 30.06.2017, Женева, <https://indico.cern.ch/event/644232/>.
- [113] An Introduction to the Silicon Photomultiplier // *SensL technical note*, p. 4, 2011.
- [114] N. Otte, The Silicon Photomultiplier - A new device for High Energy Physics, Astroparticle Physics, Industrial and Medical Applications // *SNIC Symposium, Stanford, California, 3-6 April 2006 (0018)*.
- [115] Yi Qiang et al., Radiation hardness tests of SiPMs for the JLab Hall D Barrel calorimeter // *NIM A 698*, pp. 234-241, 2013.
- [116] A. Heering et al., Effects of very high radiation on SiPMs // *NIM A 824*, pp. 111-114, 2016.
- [117] M. Centis Vignali и др., Neutron Induced Radiation Damage of KETEK SiPMs // *NSS/MIC/RTSD Workshop, DOI: 10.1109/NSSMIC.2016.8069733*, 2016.
- [118] V.A. Kaplin et al., Time and amplitude characteristics of large scintillation detectors with SiPM // *Physics Procedia – 2015. V.74. p. 232 – 237.*
- [119] Ф.И. Гарсия Фуэнтес, Методика оптимизации системы детекторирования корпускулярного излучения плазмы для работы в условиях интенсивного п-гамма излучения // *диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Санкт-Петербург, 2000.*
- [120] PHOTONIS USA Pennsylvania, Inc., *XP85012 Planacon Photon Detector datasheet*, 11 01 2013.
- [121] Hamamatsu Photonics K.K., *R10754-07-M16 microchannel plate photomultiplier tube datasheet (TPMH1364E02)*, 03 2018.

- [122] V.A. Grigoryev et al., Study of the Planacon XP85012 photomultiplier characteristics for its use in a Cherenkov detector // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2016. V.675 042016..
- [123] А.И. Каракаш, Разработка регистрирующей системы для детектора Т0 эксперимента ALICE (CERN, LHC) // *Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Москва, 2006.*
- [124] A. Britting и др., Lifetime-issues of MCP-PMTs // *JINST 6 C10001*, 2011.
- [125] A. Lehmann et al., Systematic studies of micro-channel plate PMTs // *NIM A 639*, pp. 144-147, 2011.
- [126] F. Uhlig и др., Systematic Studies of Microchannel Plate PMTs // *доклад на NDIP-2001, Лион, 4-8 июля 2011.*
- [127] J. Xie и др., Rate capability and magnetic field tolerance measurements of fast timing microchannel plate photodetectors // *DOI: 10.1016/j.nima.2017.10.059*, 2017.
- [128] S.E. Derenzo et al., Fundamental Limits of Scintillation Detector Timing Precision // *Phys Med Biol.* 59 (13), p. 3261–3286, 2014.
- [129] ELJEN TECHNOLOGY, Fast timing plastic scintillator EJ-228, EJ-230 // 29 01 2016.
- [130] И.М. Франк, Длительность вспышки в эффекте Вавилова-Черенкова // *УФН* 58 (1), pp. 111-150, 1956.
- [131] V.A. Grigoryev et al., Fast timing and trigger Cherenkov detector for collider experiments // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2016. V.675 042015..
- [132] V. Grabski, доклад на FIT collaboration meeting, 27.07.2017, CERN, Женева.

- [133] E.V. Antamanova и др., Timing scintillation detector with SiPM incorporated throughout a scintillator's body // *Journal of Physics: Conf. Series* 798 (2017) 012219, 2017.
- [134] Yu.A. Melikyan, от имени коллаборации ALICE, Performance of Planacon MCP-PMT photosensors under extreme working conditions // *NIM A* – 2019, 61689; DOI: 10.1016/j.nima.2018.12.004.
- [135] D.A. Finogeev et al., Performance study of the fast timing Cherenkov detector based on a microchannel plate PMT // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2017. V.798 012168.
- [136] D. Yu. Akimov и др., Performance of Hamamatsu R11410-20 PMTs under intense illumination in a two-phase cryogenic emission detector // *JINST 11 P12005*, 2016.
- [137] E.H. Eberhardt, An operational model for microchannel plate devices // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28, pp. 712-717, 1981.
- [138] L. Guidicotti, Time dependent model of gain saturation in microchannel plates // *NIM A* 659, pp. 336-347, 2011.
- [139] G.W. Fraser и др., The operation of microchannel plates at high count rates // *NIM A* 306, pp. 247-260, 1991.
- [140] W. Herr, Features and implications of different LHC crossing schemes // *LHC Project Report* 628, 2003.
- [141] Д.Ю. АКИМОВ и др., Шумовые характеристики низкофоновых фотоэлектронных умножителей Hamamatsu R11410-20 // *Приборы и техника эксперимента* – 2015, №3, с. 97-101.
- [142] T. Jinno et al., Lifetime-extended MCP-PMT // *NIM A* 629, pp. 111-117, 2011.
- [143] T.M. Conneely и др., *NIM A* 732, p. 388–391, 2013.

- [144] D.R. Beaulieu и др., Nano-engineered ultra-high-gain microchannel plates // *NIM A* 607, p. 81, 2009.
- [145] A. Britting и др., Lifetime measurements of recent microchannel-plate PMTs // *PoS(PhotoDet 2012) 011*.
- [146] A. Lehmann и др., Improved lifetime of microchannel-plate PMTs // *NIM A* 766, pp. 138-144, 2014.
- [147] S.D. Pinto, Photodetectors of Photonis // доклад на *Photon Detection with Micro-Pattern Gaseous Detectors*, 10-11 Июня 2015 <https://indico.cern.ch/event/392833/>.
- [148] A. Lehmann et al., Tremendously increased lifetime of MCP-PMTs // *NIM A* 845 (2017) 570-574.
- [149] E.V. Antamanova et al., Anode current saturation of ALD-coated Planacon® MCP-PMTs // *2018 JINST 13 T09001*.
- [150] A. Lehmann и др., Lifetime of MCP-PMTs // *2016 JINST 11 C05009*.
- [151] T. Mori, Lifetime of HPK square-shape PMT // *Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement Vol. 4*, pp. 101-106, 2011.
- [152] Т. Каравичева, от имени коллаборации ALICE, The Fast Interaction Trigger detector for the ALICE Upgrade // доклад на *ICPPA-2016, Москва, 2016*.
- [153] W.H. Trzaska от имени коллаборации FIT, FIT concept and performance // доклад на *FIT Engeneering Design Review, ЦЕРН, Женева, 18.06.2017*.
- [154] R. Maier и D. Landis, Second version of a constant-fraction trigger redesigned with new integrated circuits and results with semiconductor detectors // *Nucl. Instr. Meth. 117*, pp. 245-247, 1974.

- [155] G.J. Wozniak, L.W. Richardson и M.R. Maier, Time-walk characteristics of an improved constant fraction discriminator // *Nucl. Inst. Meth.* 180, pp. 509-510, 1981.
- [156] Texas Instruments, THS788 Quad-Channel Time Measurement Unit (TMU) datasheet // *SLOS616D–MARCH 2010–REVISED MARCH 2015*.
- [157] D.A. Finogeev, Fully integrated digital readout for the new Fast Interaction Trigger for the ALICE upgrade // доклад на конференции RICH2018, 30.07.2018, Москва.
- [158] F. Costa et al., The ALICE C-RORC GBT card, a prototype readout solution for the ALICE upgrade // *Real Time Conference (RT), 2016 IEEE-NPSS, DOI: 10.1109/RTC.2016.7543109*, 2016.
- [159] T. Karavicheva, от имени коллаборации ALICE, The Fast Interaction Trigger detector for the ALICE Upgrade // *J. Phys.: Conf. Ser.* 798 012186, 2017.
- [160] ALICE collaboration, FIT (upgrade) performance on centrality resolution in Pb-Pb // <https://aliceinfo.cern.ch/Figure/node/8155>.

Приложение А. Спецификация МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q

Photon Detector

XP85012

**25µm MCP-PMT
8x8 Anode
53 mm Square**



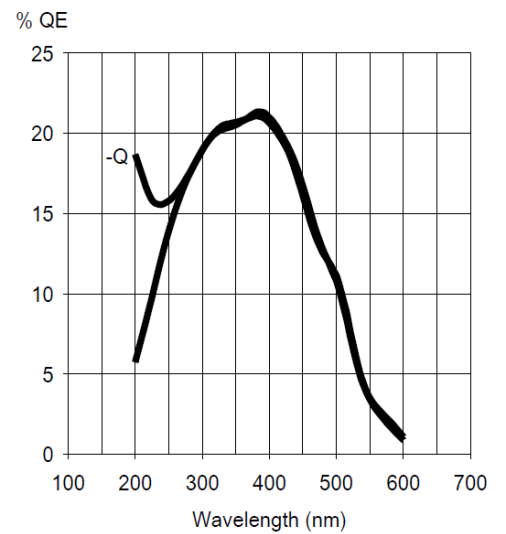
Applications

- ✓ Specialized Medical Imaging
- ✓ Cherenkov – RICH, TOF, TOP, DIRC
- ✓ High Energy Physics Detectors
- ✓ Homeland Security

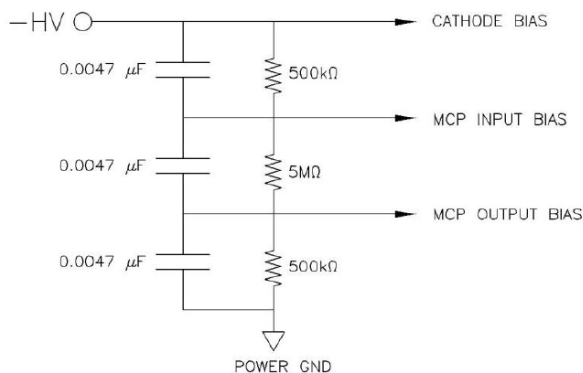
Description	
Window options	Schott 8337B or equivalent, UVFS (-Q)
Photocathode	Bialkali
Multiplier structure	MCP chevron (2), 25 µm pore, 40:1 L:D ratio
Anode structure	8x8 array, 5.9 / 6.5 mm (size / pitch)
Active area	53x53 mm
Package open-area-ratio	80%

Photocathode characteristics	Min	Typ	Max	Unit
Spectral range:	200		650	nm
Maximum sensitivity at		380		nm
Sensitivity:				
Luminous *	50	60		µA/lm
Blue *	7.5	8.5		µA/lmF
Radiant, at peak		70		mA/W
Quantum Efficiency		22		%
Characteristics	Min	Typ	Max	Unit
Overall Voltage for 10 ⁵ Gain *		1800	2400	V
Total anode dark current @ 10 ⁵ gain *		2	10	nA
Rise time		0.6		ns
Pulse width		1.8		ns

Typical spectral response



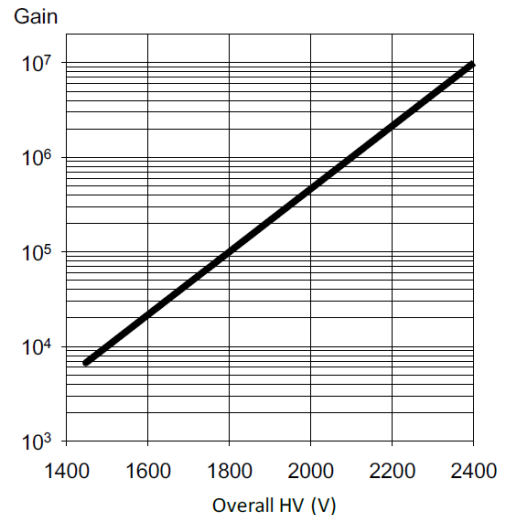
Recommended Voltage Divider (not included)



CAUTION: POWER GROUND CONNECTION AND UNUSED ANODES MUST BE CONNECTED TO GROUND FOR SAFETY AND PROPER TUBE OPERATION

* Characteristic measured and recorded on the test ticket of each tube

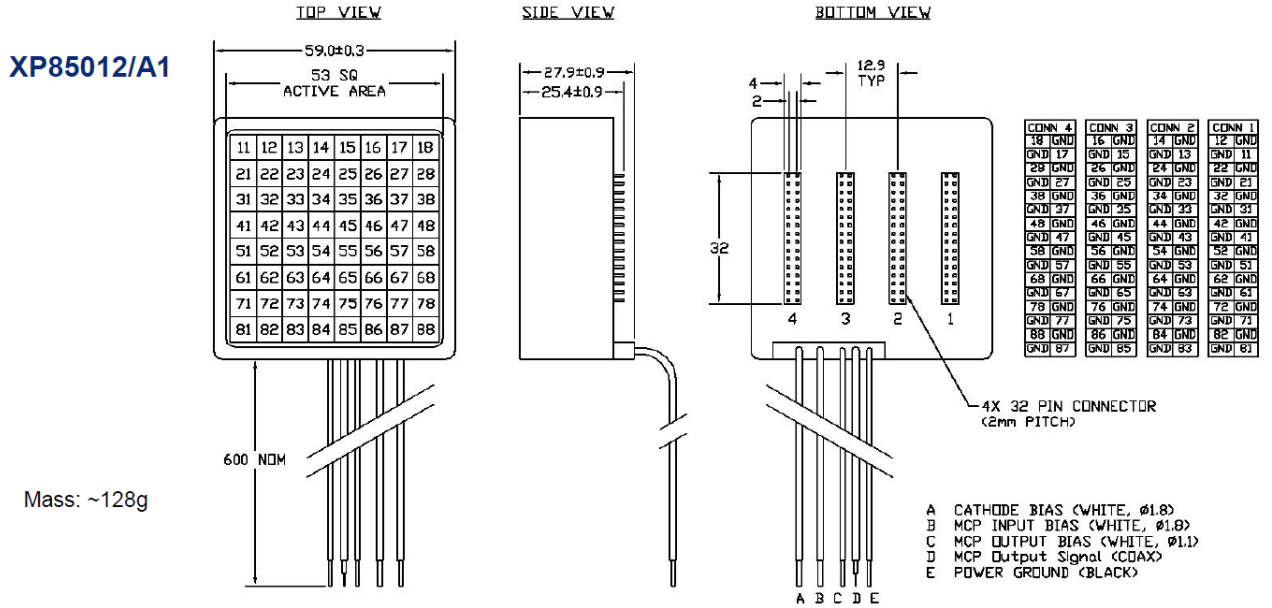
Typical gain curve



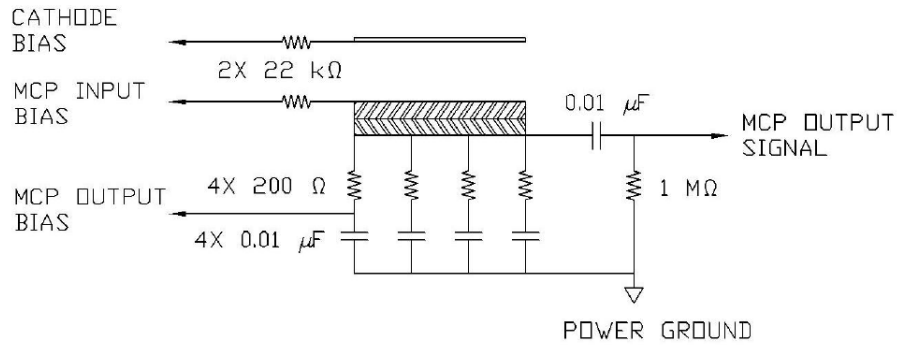
Photon Detector

XP85012

Outline (dimensions in mm)



Internal Connection Schematic – XP85012/A1 *



Limiting values**	Min	Max	Unit
Cathode to MCP _{in} voltage		500	V
MCP _{in} to MCP _{out} voltage		2000	V
MCP _{out} to Anode voltage		500	V
Overall HV when using recommended voltage divider		2400	V
Total anode current under uniform illumination		3	μA
Ambient temperature:			
Operating Temperature	0	+50	°C
Storage Temperature (for extended periods)	-15	+50	°C

* Custom or unfurnished external connections are available upon request.

** Warning: Continuous operation at maximum ratings may result in shorter product life or unreliable performance.

The information furnished is believed to be accurate and reliable, but is not guaranteed and is subject to change without notice. No liability is assumed by PHOTONIS USA Pennsylvania, Inc. for its use. Performance data represents typical characteristics and not specifications as actual, individual product performance may vary. Customers should verify that they have the most current product information before placing orders, and should independently test and evaluate PHOTONIS products for their intended use.

No claims or warranties are made as to the application of PHOTONIS products or their suitability or fitness for any particular purpose. This document may not be reproduced, in whole or in part, without the prior written consent of PHOTONIS USA Pennsylvania, Inc.

Приложение Б. Спецификация МКП-ФЭУ Planacon XP85002/FIT-Q



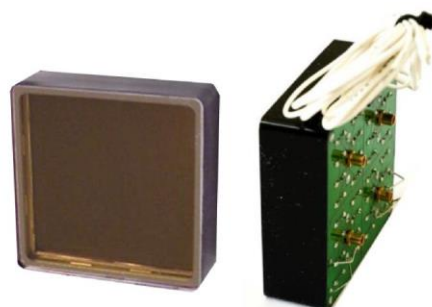
PLANACON® Photon Detector XP85002/FIT-Q

REV 02 – APRIL 2018

25µm MCP-MAPMT
4 x 16 pad quadrants
59 mm Square

Features

- Custom Designed for Fast Interaction Trigger (FIT) at ALICE-CERN LHC
- Low Profile, Large Open Detection Area
- High Magnetic Field Immunity
- Fast Pulse, Low Jitter



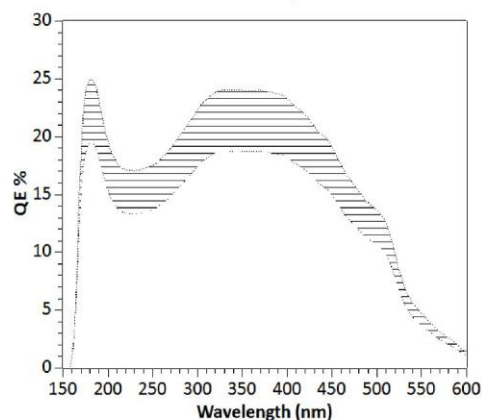
Description	
Window Material	UV Grade Fused Silica
Photocathode	K ₂ CsSb
Multiplier Structure	Chevron MCP (2), 25 µm pore, 40:1, 16° Bias
Anode Structure	8x8 array, 4x MMCX on Quadrants

Characteristics	Min	Typ	Max	Unit
Spectral range:	200		650	nm
Maximum sensitivity at		380		nm
Sensitivity:				
Luminous *	50	60		µA/lm
Blue *	7.5	8.5		µA/lmF
Radiant, at peak		70		mA/W
Quantum Efficiency**		22		%
Overall Voltage for 10 ⁵ Gain *	1250			V
Overall Voltage for 10 ⁶ Gain *			2000	V
Total anode dark current @ 10 ⁵ gain *		2	10	nA
Rise time		0.9	1.2	ns
Pulse width		< 2		ns
MCP Resistance at 1400 V _{MCP} *	12		22	MΩ
Gain drop at maximum anode current		80	50	%

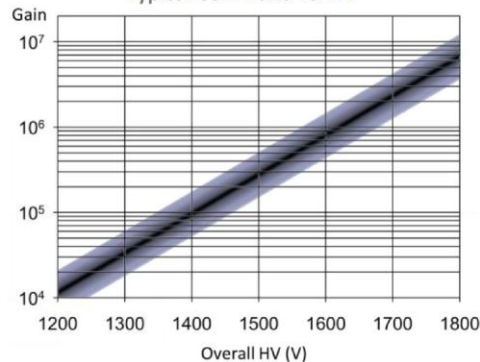
* Characteristic measured and recorded on the test ticket of each tube

** QE at 400nm is approximately 2.5x the measured blue sensitivity (A/lm-F)

Photocathode Response Band



Typical Gain Band vs. HV

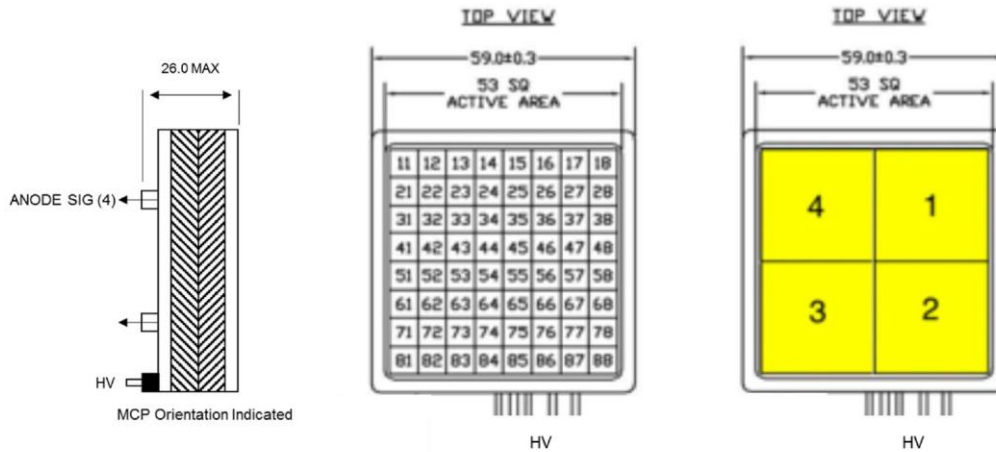




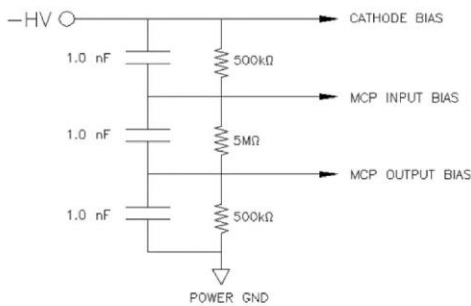
PLANACON® Photon Detector XP85002/FIT-Q

REV 02 – APRIL 2018

Outline (dimensions in mm)



HV Typical Distribution (application may vary)



Internal Connections

PCBs to be supplied directly by ALICE FIT

- Minimized MCP-GROUND impedance
- 16-anode summing networks
- MMCX connectors for each quadrant

Limiting Values	Min	Max	Unit
Cathode to MCP _{in} voltage		500	V
MCP _{in} to MCP _{out} voltage		1800	V
MCP _{out} to Anode voltage		500	V
Overall HV when using recommended voltage divider		2000	V
Average anode current under uniform illumination		10% of MCP current	µA
Ambient temperature:			
Operating	0	+50	°C
Storage (for extended periods)	-15	+50	°C