

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи

**ЧИРИКОВ – ЗОРИН**

**Игорь Евгеньевич**

**РАЗВИТИЕ МЕТОДИКИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ И ГАЗОРАЗРЯДНЫХ  
ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Специальность: 01.04.01 – приборы и методы  
экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2014

**СОДЕРЖАНИЕ**

<b>ВВЕДЕНИЕ . . . . .</b>	<b>5</b>
<b>ЧАСТЬ I. МЕТОДИКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ . . . . .</b>	<b>11</b>
<b>ГЛАВА 1. Разработка методов калибровки и исследование</b>	
<b>    фотодетекторов . . . . .</b>	<b>13</b>
1.1. Новый метод абсолютной калибровки и мониторинга	
спектрометрического канала ФЭУ . . . . .	14
1.2. Прецизионный метод анализа одноэлектронных спектров	
новых сверхминиатюрных ФЭУ с металло-канальным динодом . . . . .	29
1.3. Исследование микропиксельных лавинных	
фотодиодов – фотодетекторов нового поколения . . . . .	48
1.4. Выводы к главе 1 . . . . .	62
<b>ГЛАВА 2. Разработка и исследование детекторов на основе</b>	
<b>    пластмассовых сцинтилляторов . . . . .</b>	<b>64</b>
2.1. Длинные сцинтилляционные счетчики для детекторов	
на суперколлайдерах Тэв-диапазона . . . . .	64
2.2. Большие сцинтилляционные счетчики нового поколения	
со сбором света спектросмещающими волокнами . . . . .	71
2.3. Измерение координат треков частиц по центру тяжести	
распределения интенсивности света в сцинтилляторе . . . . .	84
2.4. Исследование свойств нового пластмассового сцинтиллятора	
на основе полистирола UPS 923А . . . . .	89
2.5. Выводы к главе 2 . . . . .	106

<b>ГЛАВА 3. Разработка и создание системы крупногабаритных мюонных сцинтилляционных счетчиков установки CDF II для экспериментов на Тэватроне Фермилаб . . .</b>	<b>108</b>
3.1. Система центральных и передних сцинтилляционных счетчиков нового поколения со съемом света спектросмещающими волокнами	110
3.2. Система сцинтилляционных счетчиков «miniskirt» . . . . .	121
3.3. Выводы к главе 3 . . . . .	128
<b>ЧАСТЬ II. ПРОВОЛОЧНЫЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ</b>	<b>129</b>
<b>ГЛАВА 4. Разработка и исследование прецизионных дрейфовых камер для высокоинтенсивных пучков . . . . .</b>	<b>132</b>
4.1. Мини – дрейфовые камеры . . . . .	133
4.1.1. Мини – дрейфовая камера с зазором 4 мм . . . . .	134
4.1.2. Мини – дрейфовая камера с оптимальной геометрией ячейки . . .	142
4.2. Проволочные детекторы на основе лавсановых трубок . . . . .	149
4.2.1. Прототипы дрейфовых камер на основе блоков лавсановых трубок . . . . .	150
4.2.2. Большая дрейфовая камера на основе блоков лавсановых трубок . . . . .	156
4.3. Параллельно – последовательный съем информации с дрейфовой камеры . . . . .	159
4.4. Выводы к главе 4 . . . . .	168

<b>ГЛАВА 5. Обнаружение и исследование чувствительности</b>	
<b>к видимому свету газоразрядного счетчика с</b>	
<b>алюминиевым катодом . . . . .</b>	<b>171</b>
5.1. Счетные и шумовые характеристики счетчиков . . . . .	171
5.2. Временной спектр от импульсного источника света . . . . .	175
5.3. Теория эффекта светочувствительности счетчика . . . . .	178
5.4. Влияние эффекта на работу газоразрядных детекторов . . . . .	183
5.5. Выводы к главе 5 . . . . .	185
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ . . . . .</b>	<b>187</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА . . . . .</b>	<b>190</b>

## **ВВЕДЕНИЕ**

Достижения физики высоких энергий неразрывно связаны с развитием методов регистрации частиц. Сцинтилляционные и проволочные газоразрядные детекторы в настоящее время составляют основу спектрометрических комплексов для экспериментов по физике частиц. Постоянное развитие и совершенствование этих методов регистрации частиц является актуальным, так как расширяет возможности физического эксперимента и в значительной мере определяет дальнейший прогресс в экспериментальной физике высоких энергий.

Диссертация посвящена дальнейшему развитию методов регистрации заряженных частиц для экспериментов на действующих и планируемых ускорительных комплексах: Тэватрон (Фермилаб), LHC (ЦЕРН), SSC (Даллас), УНК (Протвино), NICA (ОИЯИ).

Цель работы состояла в разработке и исследованию новых сцинтилляционных детекторов, пластмассовых сцинтилляторов, фотоприемников, прецизионных, быстродействующих дрейфовых камер для планируемых экспериментов на установках: SDC (SSC), ATLAS (LHC), COMPASS (CERN), МЧС (УНК), MPD (NICA), а также разработке и созданию сцинтилляционных счетчиков нового поколения для модернизации детектора мюонов установки CDF II (Фермилаб).

Научная новизна и практическая ценность работы заключается в предложении и реализации автором ряда методических решений, позволивших создать новые и усовершенствовать существующие сцинтилляционные и проволочные газоразрядные детекторы заряженных

частиц, а также в разработке методов абсолютной калибровки и исследования фотодетекторов.

Предложен и разработан новый метод абсолютной калибровки и мониторинга спектрометрического канала ФЭУ, который получил широкое распространение в мировой практике.

При исследовании одноэлектронных спектров новых сверхминиатюрных ФЭУ R5600 и R5900 (Hamamatsu) с металло-канальным динодом обнаружена значительная фотоэмиссия с первого динода, которая достигает 60 % от сигнала с фотокатода и существенно ухудшает спектрометрические характеристики ФЭУ. Важным следствием обнаруженного эффекта является радикальное улучшение фирмой Hamamatsu спектрометрических свойств новых модификаций ФЭУ R7400 и R5900, в которых фотоэффект на первом диноде был подавлен.

Разработана методика и исследованы основные параметры разных типов микропиксельных лавинных фотодиодов (МЛФД) – детекторов фотонов нового поколения.

Создан и исследован новый полистирольный сцинтиллятор UPS 923A, который по совокупности сцинтилляционных и эксплуатационных параметров превосходит лучшие мировые аналоги и в настоящее время широко применяется в экспериментах по физике частиц.

Предложена принципиальная схема и разработаны крупногабаритные (длиной до 3 м) сцинтилляционные счетчики нового поколения с компактным съемом информации спектросмещающими волокнами, которые получили широкое распространение в практике.

Создан и исследован новый позиционно-чувствительный сцинтилляционный счетчик, в котором система спектросмещающих полосковых световодов впервые применена для определения координат частиц.

Предложен новый метод измерения объёмной длины ослабления сцинтиллятором собственного излучённого света  $\lambda_B$  и впервые экспериментально показано, что  $\lambda_B$  не является постоянной величиной, а сильно зависит от пути распространения света в сцинтилляторе из-за эффекта реабсорции.

Исследования кинетики радиолюминесценции сцинтиллятора UPS 923A со спектросмещающими волокнами (Y11, K27) показали, что время нарастания импульса света  $\approx 2$  нсек и поэтому счетчики со съёмом света спектросмещающими волокнами могут использоваться в быстрых системах совпадений и для времяпролётных измерений.

В результате многолетних исследований деградации свойств пластмассовых сцинтилляторов впервые обнаружено, что естественное старение поливинилтолуольного (PVT) сцинтиллятора NE 114 происходит более чем в два раза быстрее, чем у сцинтиллятора UPS 923A на основе полистирола (PS) и обусловлено деструкцией полимерной основы.

Разработаны конструкция, технология массового производства, методика тестирования и создано более 600 крупногабаритных (длиной до 3,2 м) сцинтилляционных счетчиков нового поколения из сцинтиллятора UPS 923A для модернизации детектора мюонов установки CDF II, предназначенной для исследований свойств тяжелых  $t$ ,  $b$ ,  $c$  – кварков на Тэватроне Фермилаб.

Разработаны и исследованы проволочные газоразрядные трековые детекторы нового поколения – мини-дрейфовые камеры (МДК), сочетающие в себе простоту конструкции, быстроедействие и загрузочную способность пропорциональных камер с высокой пространственной точностью дрейфовых камер.

Проведен анализ основных физических процессов определяющих пространственное разрешение МДК и оценены их вклады в погрешность измерения координат траекторий частиц.

Разработаны, созданы и исследованы дрейфовые камеры нового типа на основе блоков лавсановых трубок. Обнаружено явление существенного увеличения интенсивности шумовых сигналов в камерах из алюминизированных лавсановых трубок при воздействии видимого света, которые устраняются применением графитированного лавсана. Отсюда следует важный практический вывод о том, что для изготовления трубок необходимо использовать лавсан с графитовым токопроводящим покрытием.

Определен ресурс работы дрейфовых камер на основе блоков лавсановых трубок; суммарная загрузка составляет не менее  $10^{18}$  электронов на миллиметр длины анодной проволоки.

Предложен и реализован новый параллельно-последовательный способ съёма информации с дрейфовых камер в сотый раз уменьшающий количество используемых ВЦП без потери информации (а. с. №1281014).

Обнаружено и исследовано новое свойство проволочного газоразрядного счетчика с катодом из алюминия – регистрация фотонов видимого света. На основе анализа экспериментальных данных создана теория этого эффекта, которая объясняет светочувствительность и другие особенности работы газоразрядных детекторов (нестабильность шумов, послеразряды, старение и др.) ранее трудно поддающиеся объяснению.

Положения, представленные к защите:

1. Предложение и разработку нового метода абсолютной калибровки и мониторинга спектрометрического канала ФЭУ.

2. Разработку методики и результаты исследования основных параметров разных типов микропиксельных лавинных фотодиодов – фотодетекторов нового поколения.

3. Создание и исследование основных свойств нового пластмассового сцинтиллятора UPS 923A (световыход, ослабление света, кинетика радиолуминесценции, долговременная стабильность).



4. Предложение и разработку крупногабаритных сцинтилляционных счетчиков нового поколения с компактным съемом информации плоским оптическим кабелем из спектросмещающих волокон.

5. Разработку и исследование нового позиционно-чувствительного сцинтилляционного счетчика, в котором система спектросмещающих полосковых световодов впервые применена для определения координат частиц.

6. Разработку конструкции, технологии массового производства, методики тестирования и создание более 600 крупногабаритных (длиной до 3,2 м) сцинтилляционных счетчиков нового поколения для модернизации детектора мюонов установки CDF II.

7. Результаты разработки и исследования дрейфовых камер нового типа на основе блоков лавсановых трубок и мини - дрейфовых камер – трековых детекторов нового поколения.

8. Обнаружение и исследование нового свойства проволочного газоразрядного счетчика с катодом из алюминия – регистрация фотонов видимого света и создание теория эффекта.

Основные результаты диссертации докладывались на научных семинарах ЛЯП ОИЯИ, сессии ОЯФ АН СССР (Москва, 1987), международном симпозиуме по координатным детекторам (Дубна, 1987), 8<sup>th</sup>, 10<sup>th</sup> 11<sup>th</sup> Pisa Meeting on Advanced Detectors, La Biodola, Isola d'Elba, Italy 2000, 2006, 2009, международной конференции «Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии» ИСМАРТ-2010, 2012 и опубликованы в отечественных и зарубежных научных журналах, трудах конференций, а также в виде препринтов ОИЯИ и защищены авторским свидетельством.

Циклы работ автора с коллегами по разработке и созданию детекторов и регистрирующих систем на основе пластмассовых сцинтилляторов были

дважды отмечены первыми ОИЯИ за 1998 г. (№ 2478) и 2005 г. (№ 3146), а также второй премией в конкурсе на лучшие публикации 2006 г. в журнале «Письма в ЭЧАЯ».

В диссертации обобщены результаты ряда работ, выполненных автором в ОИЯИ и опубликованных в отечественных и зарубежных научных журналах, материалах конференций, препринтах ОИЯИ и защищенных авторским свидетельством [7, 9, 12, 15, 16, 17, 23, 24, 40, 41, 46, 47, 48, 58, 60, 71, 72, 76, 91, 92, 94, 95, 97].

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, изложена на 195 страницах, содержит 105 рисунков, 10 таблиц и список цитируемой литературы из 106 наименований.

## ЧАСТЬ I. МЕТОДИКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Один из первых методов регистрации ядерных излучений был сцинтилляционный, который сыграл выдающуюся роль в развитии ядерной физики и в настоящее время продолжает играть большую роль в физике элементарных частиц, прикладных исследованиях и т. д. [1].

Первоначально сцинтилляции наблюдались визуально и позволили Резерфорду с помощью экрана из ZnS провести исторические опыты по рассеянию  $\alpha$ -частиц. Появление фотоэлектронных умножителей – приборов, способных регистрировать слабые вспышки света, позволило создать сцинтилляционный счетчик, который произвел революцию в детектировании частиц. Сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора – вещества способного испускать фотоны света под действием ионизирующего излучения и фотоприемника (ФЭУ или фотодиода).

Среди большого разнообразия сцинтилляционных материалов особое место занимают пластмассовые сцинтилляторы (ПС), которые впервые были получены на основе полистирола с паратерфинилом более полувека назад и ознаменовали новую веху в развитии сцинтилляционного метода. ПС обладают рядом ценных свойств – рекордно высоким быстродействием (0,5–5 нс), большим световыходом ( $\approx 50\%$  от антрацена) и слабой зависимостью его от температуры, высокой прозрачностью к собственной флуоресценции, хорошей долговременной стабильностью и радиационной стойкостью, а также технологической возможностью изготовления сцинтилляторов больших объемов и поверхностей различных конфигураций, при относительно невысокой стоимости. Благодаря уникальным свойствам ПС широко используются при создании крупнейших детекторов для

действующих и планируемых суперколлайдеров: (Тэватрон (Фермилаб), УНК (Протвино), SSC (Даллас), LHC (ЦЕРН), NICA (ОИЯИ)). Применение спектросмещающих и транспортных оптических волокон для сбора света с ПС и новых фотоприемников позволили создать сцинтилляционные детекторы нового поколения (счетчики, калориметры, трекаеры, и др.), которые обладая уникальными характеристиками, существенно расширили круг решаемых задач в физике высоких энергий.

В данной части представлены результаты разработок и исследований новых сцинтилляционных детекторов, пластмассовых сцинтилляторов и фотоприемников для планируемых экспериментов на установках SDC (SSC) [2], ATLAS (LHC) [3], COMPASS (CERN) [4], NICA-MPD (ОИЯИ) [5], а также результаты разработки и создания системы сцинтилляционных счетчиков нового поколения детектора мюонов установки CDF II [6].

## ГЛАВА 1. РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ КАЛИБРОВКИ И ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОДЕТЕКТОРОВ

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) широко применяются в качестве фотоприемников в разных типах сцинтилляционных и черенковских детекторах (счетчиках, калориметрах, трекерах и др.) Разброс коэффициентов усиления и других параметров ФЭУ, а также зависимость их от температуры и времени работы является существенным недостатком этих приборов. Поэтому системы калибровки и мониторинга спектрометрических каналов ФЭУ являются важной и необходимой частью экспериментальных установок. Особенно удобна абсолютная калибровка – измерение энергии выделенной частицей в сцинтилляторе или черенковском радиаторе в абсолютных единицах, т.е. количествах фотоэлектронов, образовавшихся на фотокатоде ФЭУ и собранных на первом диноде. Так как основные свойства фотонных детекторов [1] (эффективность, энергетическое, временное, координатное разрешение и др.) определяются количеством фотоэлектронов, созданных светом на фотоприемнике. Измерения амплитуды световых сигналов в абсолютных единицах важны при разработке и исследовании новых детекторов, сцинтилляционных материалов, фотоприемников и др., потому что позволяют определять абсолютные значения светосбора с детекторов, коэффициент усиления, квантовую эффективность фотоприемников и др.

Знание светосбора в абсолютных единицах также позволяет прогнозировать срок службы сцинтилляционных детекторов, параметры которых деградируют со временем. Последнее принципиально важно для экспериментов в физике высоких энергий, так как непрерывный срок

эксплуатации крупных детекторов на суперколлайдерах составляет не менее 10 лет.

### **1.1. НОВЫЙ МЕТОД АБСОЛЮТНОЙ КАЛИБРОВКИ И МОНИТОРИРОВАНИЯ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО КАНАЛА ФЭУ**

Прецизионный метод абсолютной калибровки и мониторинга спектрометрического канала ФЭУ, предложенный автором, основан на применении вспышек света низкой интенсивности (~10 фотонов), когда вероятность образования фотоэлектронов на фотокатод не высокая; и анализе одноэлектронных спектров. Анализ спектров выполняется с помощью функции отклика, основанной на простой статистической модели работы ФЭУ с традиционной диодной структурой (линейные фокусирующие диоды, жалюзийные диоды, коробочные диоды).

Метод, представленный в данном разделе [7], был разработан в рамках программы разработок и исследований сцинтилляционных детекторов для установок CDF (Тэватрон) и SDC (SSC).

#### **1.1.1. МОДЕЛЬ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ФОТОУМНОЖИТЕЛЯ**

Основная идея метода калибровки заключается в деконволюции\* амплитудных спектров ФЭУ от источника света низкой интенсивности с помощью функции отклика и использовании полученных параметров для калибровки и мониторинга. Поэтому функция отклика ФЭУ имеет очень большое значение для этого метода. Реалистическая функция отклика была получена согласно основным принципам работы ФЭУ [8]. Представим фотоумножитель как прибор, состоящий из двух независимых частей:

- фотодетектор (фотокатод), где поток фотонов превращается в фотоэлектроны;

---

\* Деволюция, обратная свертка, развертка – математическая операция, обратная свертке сигналов.

- электронный умножитель (динодная система), который умножает фотоэлектроны, испущенные фотокатодом.

Поэтому работу ФЭУ можно разделить на два независимых процесса: фотоконверсия и сбор фотоэлектронов на первый диод, и последующее умножение их на вторичных электронных эмиттерах-диодах.

#### 1.1.1.1. ФОТОКОНВЕРСИЯ И СБОР ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

Предположим, что мы имеем импульсный источник света (на практике используется светодиод). Поток света падает на фотокатод ФЭУ и в результате внешнего фотоэлектрического эффекта создает фотоэлектроны. В реальных условиях количество фотонов от импульсного источника света, падающих на фотокатод, не является постоянным, а подчиняется распределению Пуассона. Конверсия электронов и последующий их сбор динодной системой является бинарным процессом. Поэтому распределение числа фотоэлектронов можно выразить как свертку пуассоновского и бинарного процессов, которая также является распределением Пуассона:

$$P(n; \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}, \quad (1.1)$$

$$\mu = m q, \quad (1.2)$$

где  $\mu$  – среднее количество фотоэлектронов, собранных на первом диоде,  $P(n; \mu)$  – вероятность образования  $n$  фотоэлектронов при среднем значении  $\mu$ ,  $m$  – среднее количество фотонов падающих на фотокатод и  $q$  – квантовая эффективность фотокатода.

Следует отметить, что параметр  $\mu$  характеризует не только интенсивность источника света, но также квантовую эффективность фотокатода и эффективность сбора фотоэлектронов динодной системой ФЭУ.

Таким образом,  $\mu$  – среднее количество собранных фотоэлектронов, определяется средним количеством фотонов падающих на фотокатод, квантовой эффективностью фотокатода и эффективностью сбора диодной системы.

#### 1.1.1.2. УМНОЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Отклик умножительной (диодной) системы на единичный электрон, когда коэффициент вторичной электронной эмиссии на первом диоде большой ( $> 4$ ) и коэффициент сбора вторичных электронов на первых нескольких диодах приближается к единице, можно аппроксимировать распределением Гаусса:

$$G_1(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_1)^2}{2\sigma_1^2}\right), \quad (1.3)$$

где  $x$  – переменная величина (заряд),  $Q_1$  – средний заряд на выходе электронного умножителя, когда один электрон захвачен первым диодом,  $\sigma_1$  – стандартное отклонение распределения заряда от одного электрона.

Естественно,  $Q_1$  можно выразить через коэффициент усиления электронного умножителя  $g$  и элементарный заряд  $e$ , как  $Q_1 = e g$ .

Зарядовое распределение на выходе электронного умножителя, когда более чем один электрон собран на первом диоде, можно получить, если допустить, что процессы умножения, инициированные различными электронами независимы. В этом случае зарядовое распределение для  $n$  электронов является сверткой  $n$  одноэлектронных распределений (1.3):

$$G_n(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right). \quad (1.4)$$



Заметим, что распределение имеет корректный предел для  $n \rightarrow 0$ :  $G_0(x) = \delta(x)$ , где  $\delta(x)$  – дельта-функция. Это условие обеспечивает отсутствие заряда на выходе при отсутствии электронов на входе электронного умножителя.

Важно отметить, что выражение (1.4) справедливо для случая, когда вероятность пролета электронов мимо первого динода и захвата последующими незначительна.

Теперь можно легко получить отклик идеального бесшумного ФЭУ. Для идеального ФЭУ выходной сигнал является сверткой распределений (1.1) и (1.4):

$$S_{\text{ideal}}(x) = P(n; \mu) \otimes G_n(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right). \quad (1.5)$$

С граничным условием для  $n=0$  приведенным выше.

### 1.1.1.3. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

В реальном ФЭУ конверсия детектируемого света и последующее усиление фототока сопровождается разными фоновыми процессами, которые создают дополнительный заряд (шум) в анодной цепи. В основном шумы создаются флуктуациями темнового тока, т.е. тока существующего на выходе ФЭУ в отсутствие измеряемого сигнала, но некоторые дополнительные шумовые сигналы инициируются детектируемым светом.

Источники шума: термоэлектронная эмиссия из фотокатода и динодной системы; ток утечки в анодной цепи ФЭУ; оптическая и ионная обратные связи; внешняя и внутренняя радиоактивность и др.

При детектировании потока фотонов, на выходе ФЭУ могут возникать нетипичные сигналы малой амплитуды. Возможными источниками этих сигналов являются: фотоэмиссия из фокусирующих электродов и динодов;

пролет фотоэлектронов мимо первого динода и др. Можно ожидать, что амплитуда этих сигналов уменьшается приблизительно экспоненциально, и поэтому будем рассматривать эти сигналы как шумовые.

Фоновые процессы образуют дополнительный заряд, который видоизменяет выходной зарядовый спектр. Поэтому результирующий спектр будет сверткой идеального отклика ФЭУ с фоновым зарядовым распределением.

Разделим фоновые процессы на две группы с разными функциями распределения заряда:

- (I) процессы, характеризующиеся малыми зарядами, присутствующие в каждом регистрируемом сигнале (например, флуктуации тока утечки в анодной цепи и др.) и определяющие ненулевую ширину распределения сигналов, когда не образовался ни один фотоэлектрон на фотокатоде ФЭУ ("Пьедестал");
- (II) дискретные процессы, которые с некоторой вероятностью могут сопровождать измеряемый сигнал (такие как термоэмиссия, шум инициированный измеряемым светом и др.).

Фоновые процессы I-го типа можно описывать гауссовым распределением, а процессы II-го типа экспоненциальной функцией.

Эффекты влияния фоновых процессов на выходной сигнал ФЭУ при образовании нескольких фотоэлектронов на фотокатоде будут обсуждаться ниже. Когда не излучено ни одного фотоэлектрона ( $n = 0$ , с вероятностью  $P(0; \mu) = e^{-\mu}$ ) выходной сигнал (шумовой) будет создаваться только фоновыми процессами. Таким образом, если обозначить вероятность возникновения фоновых сигналов II-го типа через  $w$ , тогда суммарный фон можно параметризовать как:

$$B(x) = \frac{(1-w)}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}\right) + w \theta(x) \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha x), \quad (1.6)$$

где  $\sigma_0$  – стандартное отклонение гауссового распределения фоновых процессов I-го типа,  $w$  – вероятность сопровождения измеряемого сигнала фоновыми процессами II-го типа,  $\alpha$  – коэффициент экспоненциального уменьшения фоновых процессов II-го типа,  $\theta(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ 1 & x \geq 0 \end{cases}$  – шаговая функция.

Первый член в выражении (1.6) соответствует случаю, когда возникают только фоновые процессы с малыми зарядами. Второй член соответствует присутствию обеих групп фоновых процессов. Отметим что, для малых  $\sigma_0 \ll 1/\alpha$  свертка гауссового распределения с экспоненциальной функцией является простой экспоненциальной функцией.

#### 1.1.1.4. РЕАЛИСТИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ФЭУ

Принимая во внимание идеальный сигнал (1.5) и фоновое распределение (1.6) реалистическую функцию отклика ФЭУ можно получить как свертку:

$$S_{\text{real}}(x) = \int S_{\text{ideal}}(x') B(x-x') dx' = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \cdot [(1-w)G_n(x-Q_0) + wI_{G_n \otimes E}(x-Q_0)], \quad (1.7)$$

$$I_{G_n \otimes E}(x-Q_0) = \int_{Q_0}^x G_n(x'-Q_0) \alpha \exp[-\alpha(x-x')] dx' = \frac{\alpha}{2} \exp[-\alpha(x-Q_n - \alpha\sigma_n^2)] \times \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{|Q_0 - Q_n - \alpha\sigma_n^2|}{\sigma_n \sqrt{2}}\right) + \operatorname{sign}(x - Q_n - \alpha\sigma_n^2) \operatorname{erf}\left(\frac{|x - Q_n - \alpha\sigma_n^2|}{\sigma_n \sqrt{2}}\right) \right]$$

$$Q_n = Q_0 + nQ_1 \quad (1.8)$$

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_0^2 + n\sigma_1^2} \approx \begin{cases} \sigma_0 & n = 0 \\ \sqrt{n}\sigma_1 & n > 0 \end{cases}$$

где  $Q_0$  – положение пьедестала,  $\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$  – функция ошибок.

Значение других параметров то же, что и в выражениях (1.1), (1.4) и (1.6). Но,

теперь  $G_n(x)$  – свертка идеального  $n$  фотоэлектронного зарядового распределения ФЭУ (1.5) с гауссовой частью фоновых процессов (1.6). Стандартное отклонение этого гауссового распределения  $G_n(x)$  равно  $\sigma_n = \sqrt{\sigma_0^2 + n\sigma_1^2}$ . В практических случаях  $\sigma_0 \ll \sigma_1$ , поэтому для ненулевого количества фотоэлектронов можно использовать стандартное отклонение идеального ФЭУ  $\sigma_n \approx \sigma_1 \sqrt{n}$ . В случаях отсутствия фотоэлектронов  $G_0(x - Q_0)$  теперь уже не дельта-функция, а гауссиан со стандартным отклонением  $\sigma_0$ . Соответственно, интеграл  $I_{G_n \otimes E}$  приводится к функции  $\alpha \exp[-\alpha(x - Q_0)]$ .

В заключение отметим, что функция отклика (1.7) реального ФЭУ содержит семь свободных параметров. Два из них  $Q_0$  и  $\sigma_0$  определяют пьедестал. Два других  $w$  и  $\alpha$  характеризуют дискретный фон, а остальные три параметра  $Q_1$ ,  $\sigma_1$  и  $\mu$  описывают спектр выходных сигналов. Параметр  $\mu$  пропорционален интенсивности света, а  $Q_1$  и  $\sigma_1$  описывают статистический процесс умножения электронов диодной системой ФЭУ.

Факт, что интенсивность импульсного источника света можно отделить от процессов умножения, играет решающую роль в калибровке и мониторинговании спектрметрического канала. Если мы сможем найти параметры спектра (1.7), тогда параметр  $Q_1$  можно использовать для калибровки и мониторингования стабильности спектрметрического канала ФЭУ, а стабильность интенсивности источника света будет мониторироваться параметром  $\mu$ . Абсолютный коэффициент усиления ФЭУ определяется из выражения  $Q_1 = e g$ .

#### 1.1.1.5. ПРИБЛИЖЕННАЯ ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ФЭУ

Функция отклика ФЭУ (1.7) достаточно сложная для фитирования спектров. В некоторых случаях удобно использовать приближенную функцию, которую можно получить при некоторых допущениях. Если

интенсивность шума мала ( $1/\alpha \ll Q_1$ ), а количество регистрируемых фотоэлектронов относительно большое ( $\mu \geq 2$ ), тогда влияние фоновых процессов II-го типа можно представить как смещение выходного зарядового спектра на некоторую дополнительную эффективную константу  $Q_{sh}$ . Математически это означает, что для  $n \geq 1$  в формуле (1.7) фоновую функцию можно выразить в виде

$$B(x) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0 - Q_{sh})^2}{2\sigma_0^2}\right), \quad (1.9)$$

вместо (1.6). В этом случае функция отклика ФЭУ получается достаточно простая:

$$S_{\text{real}} \approx \left\{ \frac{(1-w)}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + w \theta(x - Q_0) \alpha \exp[-\alpha(x - Q_0)] \right\} e^{-\mu} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi} n} \exp\left(-\frac{(x - Q_0 - Q_{sh} - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right), \quad (1.10)$$

$$Q_{sh} = w/\alpha, \quad (1.11)$$

где  $Q_{sh}$  – эффективное смещение выходного зарядового спектра вследствие фоновых процессов II-го типа.

#### 1.1.1.6. СЛУЧАЙ БОЛЬШИХ $\mu$

Важно рассмотреть предел выражения (1.7) для вспышек света высокой интенсивности. При больших  $\mu$  распределение Пуассона переходит в гауссовское распределение со стандартным отклонением  $\sqrt{\mu}$  и эффективный вклад в спектр будут давать гауссианы  $G_n$  с  $\mu - \sqrt{\mu} < n < \mu + \sqrt{\mu}$ . Практически это означает, что для больших  $\mu$  мы можем аппроксимировать стандартное отклонение гауссианов  $G_n$  ( $\sigma_n = \sigma_1 \sqrt{n}$ ) формулой  $\sigma_n = \sigma_1 \sqrt{\mu}$ . Таким образом,

заменяя  $\sum_n \dots \rightarrow \int dn \dots$  и учитывая заряд, создаваемый фоновыми процессами посредством  $Q_{sh}$  (1.11) найдем предельный спектр:

$$S_{\infty}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \mu(\sigma_1^2 + Q_1^2)} \exp\left(-\frac{(x - Q_0 - Q_{sh} - \mu Q_1)^2}{2 \mu(\sigma_1^2 + Q_1^2)}\right), \quad (1.12)$$

$S_{\infty}(x)$  – гауссиан и поэтому имеет только два свободных параметра. В предельном случае три параметра  $\mu$ ,  $Q_1$  и  $\sigma_1$  не являются независимыми:

$$Q_{\infty} = \mu Q_1, \quad (1.13)$$

$$\sigma_{\infty} = \sqrt{\mu(\sigma_1^2 + Q_1^2)}, \quad (1.14)$$

$Q_0$  – отдельный параметр определяющий положение пьедестала канала регистрации ФЭУ. Важно отметить, что в пределе мы не можем отделить интенсивность источника света ( $\mu$ ) от усиления ФЭУ.

### 1.1.2. ПРИМЕР ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА

Разработанный аналитический метод был применен для калибровки разных ФЭУ при разработке больших мюонных сцинтилляционных счетчиков [9]. Блок-схема установки для измерения калибровочных спектров показана на рис. 1.

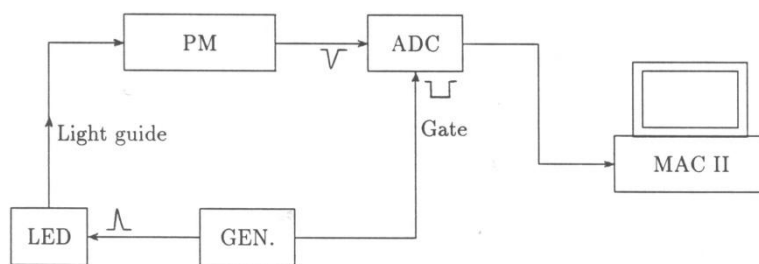


Рис. 1. Блок - схема установки для калибровки ФЭУ

В качестве импульсного источника света использовался светодиод (LED). Для питания светодиода применялся генератор (GEN) с импульсами малой длительности ( $\leq 10$  нс). Световые вспышки передавались на фотоэлектронный умножитель (PM) по волоконному световоду для устранения воздействия электромагнитных наводок от импульсного генератора на работу ФЭУ.

В качестве импульсного источника света использовался светодиод (LED). Для питания светодиода применялся генератор (GEN) с импульсами

Интенсивность фотонов, падающих на фотокатод, регулировалась изменением амплитуды импульса питающего светодиода.

Спектры сигналов с ФЭУ измерялись зарядово-чувствительным преобразователем ADC LeCroy 2249A. Длительность ворот ADC составляла 80 нс. Информация с ADC считывалась компьютером Macintosh II.

### 1.1.3. СПЕКТРЫ ФЭУ ОТ СВЕТОДИОДА

Для проверки метода калибровки и мониторинга, основанного на деконволюции светодиодных спектров с низкой интенсивностью света, были проведены измерения спектров с разными интенсивностями света, напряжениями на ФЭУ, а также с разными типами ФЭУ. Большинство исследований было выполнено с фотоумножителем ЕМІ 9814В. Несколько спектров измерено с XP 1910 и FEU 184 (МЭЛЗ, Москва).

Экспериментальные зарядовые спектры фитировались полученной функцией отклика ФЭУ (1.7) с помощью программы основанной на Minuit Minimization Package [10].

На рис. 2 показана деконволюция типичного зарядового спектра от светодиода со средним количеством фотоэлектронов  $\mu \approx 1,7$ . Сплошная линия является результатом фитирования спектра функцией отклика (1.7), полученные параметры фита представлены на рисунке. Штриховыми кривыми показаны фон и соответствующие распределения для  $n = 1, 2, 3, \dots$  фотоэлектронов излученных фотокатодом. Асимметрия составляющих зарядовых распределений вызвана сверткой идеальных распределений с фоном и уменьшается с увеличением  $n$ . Из рис. 2 видно, что экспериментальный спектр фитируется хорошо, а интересующий нас калибровочный параметр  $Q_1$  (кан/ф.э.) определяется с высокой точностью ( $< 1\%$ ).

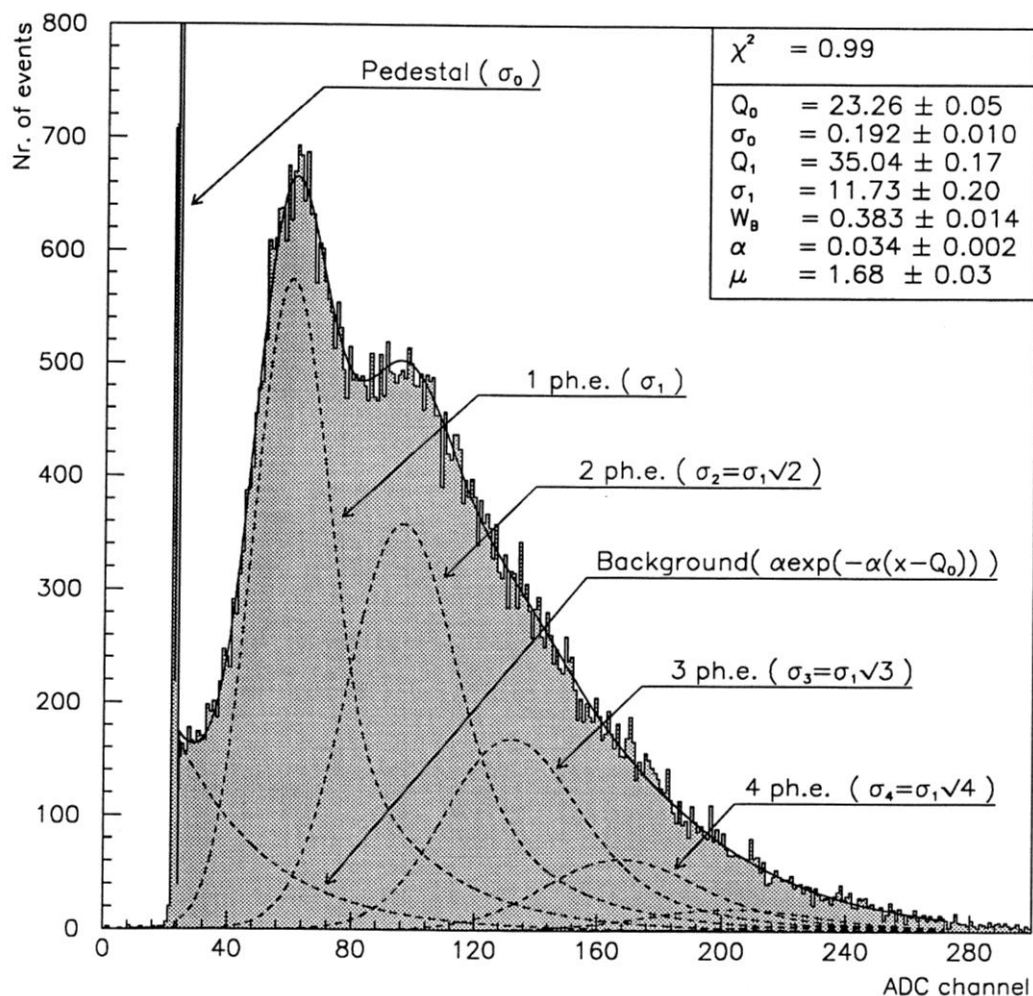


Рис. 2. Деконволюция типичного светодиодного спектра ФЭУ ЕМІ 9814В

Для исследования стабильность процедуры деконволюции и области применения метода были проведены серии измерений с разными интенсивностями света и при разных напряжениях на ФЭУ. Измерения проводились в течение короткого времени, и поэтому дрейф параметров аппаратуры был несущественный.

Результаты деконволюции измеренных спектров представлены в таблице 1 и на рис. 3а – 3г. Полученные результаты демонстрируют хорошую стабильность процедуры деконволюции для большой области интенсивностей тестового сигнала  $\mu$  от 0,1 до 5 фотоэлектронов.

Ошибки параметров для спектров с большим световым сигналом (например, рис. 3г,  $\mu = 6,7$  ф.э.) имеют тенденцию к увеличению и



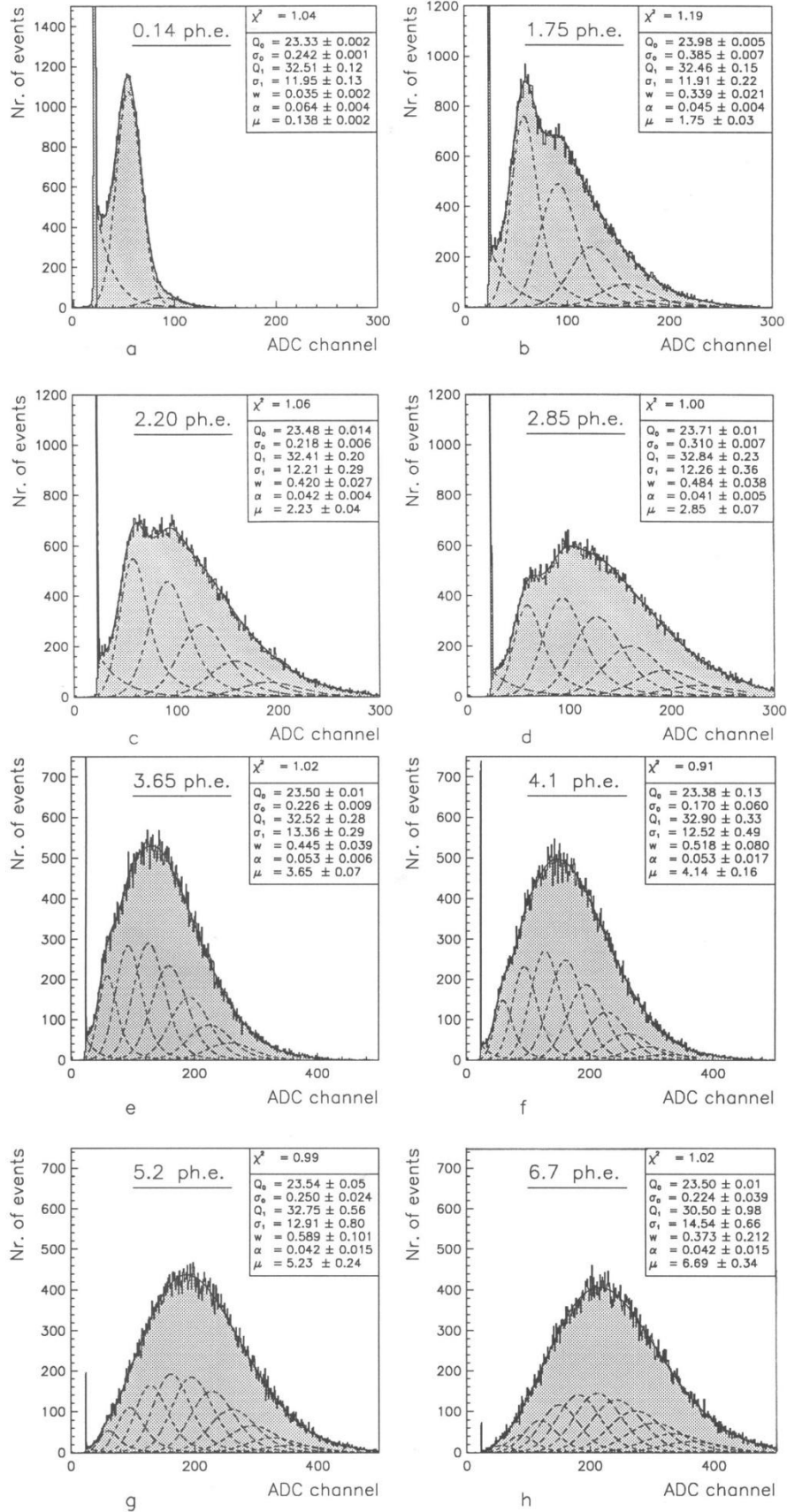


Рис. 3. Светодиодные спектры ФЭУ ЕМ1 9814В при фиксированном напряжении и разных интенсивностях света ( $\mu = 0,14 \div 6,7$  фотоэлектронов)

корреляция между параметрами  $\mu$ ,  $Q_1$ ,  $\sigma_1$  становится существенной. Поэтому для калибровки нужно использовать источник света малой интенсивности  $\mu < 3$  ф.э.

Таблица 1. Параметры светодиодных спектров ФЭУ ЕМІ 9814В при фиксированном напряжении и разных интенсивностях света ( $\mu = 0,1 \div 6,7$  ф.э.)

$\mu$	$Q_0$	$\sigma_0$	$Q_1$	$\sigma_1$	$w$	$\alpha (10^{-1})$
0.14 $\pm 0.002$	23.33 $\pm 0.01$	0.24 $\pm 0.01$	32.51 $\pm 0.12$	11.95 $\pm 0.13$	0.035 $\pm 0.002$	0.64 $\pm 0.02$
1.72 $\pm 0,03$	23.94 $\pm 0.01$	0.39 $\pm 0.01$	32.36 $\pm 0.15$	11.87 $\pm 0.21$	0.35 $\pm 0.02$	0.40 $\pm 0.02$
1.75 $\pm 0.03$	23.98 $\pm 0.01$	0.39 $\pm 0.01$	32.46 $\pm 0.15$	11.91 $\pm 0.22$	0.34 $\pm 0.02$	0.45 $\pm 0.03$
1.73 $\pm 0.03$	24.00 $\pm 0.01$	0.39 $\pm 0.01$	32.35 $\pm 0.15$	12.07 $\pm 0.22$	0.34 $\pm 0.02$	0.43 $\pm 0.03$
2.23 $\pm 0.04$	23.48 $\pm 0.01$	0.22 $\pm 0.01$	32.41 $\pm 0.20$	12.22 $\pm 0.29$	0.42 $\pm 0.03$	0.42 $\pm 0.03$
2.59 $\pm 0.07$	23.50 $\pm 0.01$	0.22 $\pm 0.01$	32.52 $\pm 0.20$	12.52 $\pm 0.34$	0.40 $\pm 0.04$	0.47 $\pm 0.08$
2.85 $\pm 0.07$	23.71 $\pm 0.01$	0.31 $\pm 0.01$	32.84 $\pm 0.23$	12.26 $\pm 0.36$	0.48 $\pm 0.04$	0.41 $\pm 0.05$
3.65 $\pm 0.07$	23.50 $\pm 0.01$	0.22 $\pm 0.01$	32.52 $\pm 0.29$	13.36 $\pm 0.29$	0.45 $\pm 0.04$	0.53 $\pm 0.05$
4.14 $\pm 0.16$	23.38 $\pm 0.13$	0.17 $\pm 0.06$	32.90 $\pm 0.20$	12.52 $\pm 0.49$	0.52 $\pm 0.08$	0.53 $\pm 0.17$
5.25 $\pm 0.25$	23.55 $\pm 0.05$	0.25 $\pm 0.02$	32.54 $\pm 0.55$	13.08 $\pm 0.83$	0.60 $\pm 0.10$	0.42 $\pm 0.13$
6.70 $\pm 0.34$	23.50 $\pm 0.01$	0.22 $\pm 0.04$	30.50 $\pm 0.98$	14.54 $\pm 0.66$	0.37 $\pm 0.21$	0.42 $\pm 0.15$

Как видно из рис. За деконволюцию спектров можно проводить и для очень малых сигналов ( $\mu < 0,5$  ф.э.), но для этого необходима большая статистика, потому что вероятность образования фотоэлектронов небольшая ( $P = 1 - e^{-\mu}$ ).

Из таблицы 1 можно заметить, что вероятность возникновения фоновых процессов II-го типа  $w$  растет с увеличением интенсивности света. Такая тенденция не является неожиданностью, так как из-за полупрозрачности фотокатода увеличивается количество фотонов попадающих на стенки катодной камеры, фокусирующие электроды, диодную систему, которые образуют фотоэлектроны и создают дополнительные фон.

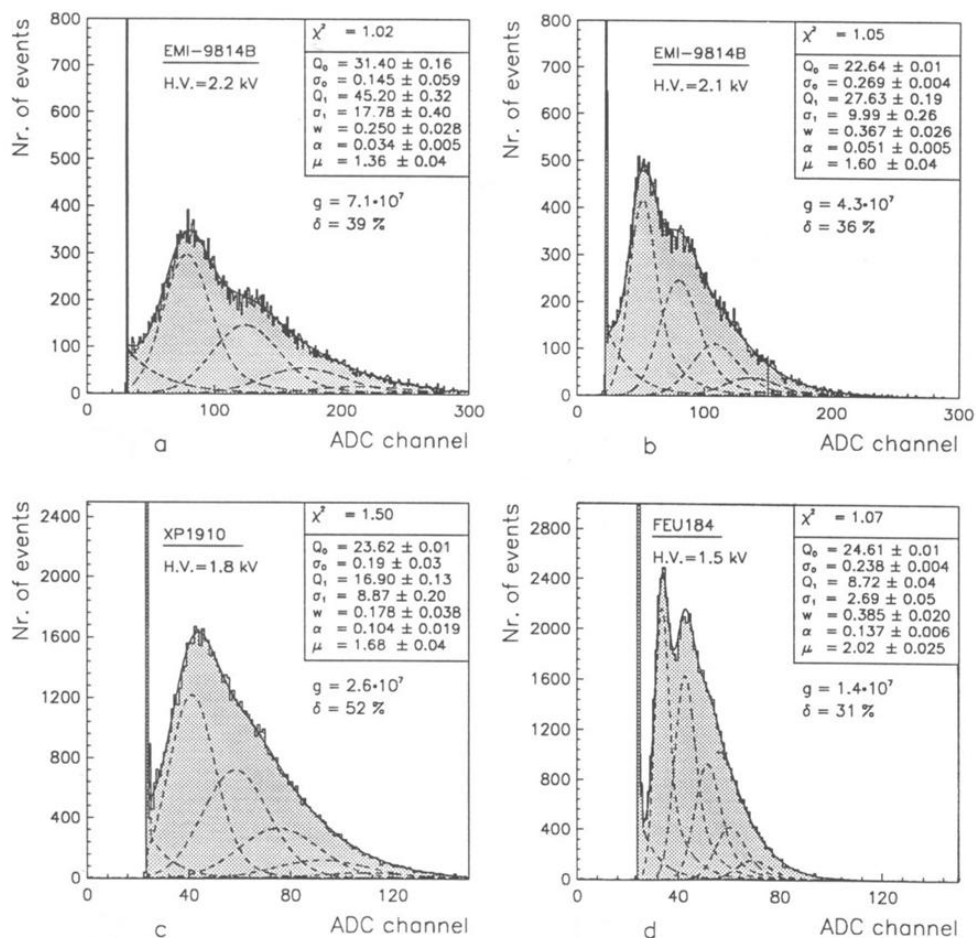


Рис. 4. Светодиодные спектры разных ФЭУ: EMI 9814B, XP 1910, ФЭУ 184

Для проверки гибкости метода был выполнен анализ одноэлектронных спектров разных ФЭУ и при разных рабочих режимах. Деконволюция спектров проводилась, как и прежде, а итоговые результаты показаны на рис. 4а – 4д. Первые два спектра получены с разными ФЭУ EMI 9814B. Следующие измерены с XP 1910 и ФЭУ 184.

На рис. 4. представлены параметры деконволюции спектров, а также однофотоэлектронное разрешение  $\delta = \sigma_1/Q_1$  (%) и коэффициент усиления ФЭУ  $g$ , который получен используя параметр  $Q_1$  и цену деления канала ADC (0,25 пКл/канал)

$$g = Q_1 \frac{2,5 \times 10^{-13} \text{ Кл}}{1,602 \times 10^{-19} \text{ Кл}}.$$

Как видно из рис. 4 деконволюция всех спектров удовлетворительная. Относительно плохой  $\chi^2$  для XP 1910 вероятно связан с небольшим коэффициентом вторичной электронной эмиссии на первом диноде. В этом случае для правильного описания спектра необходимо учитывать пуассоновские флуктуации числа вторичных электронов на первом диноде, которые будут рассмотрены в следующем разделе.

#### 1.1.4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен и разработан прецизионный метод абсолютной калибровки и мониторинга спектрометрического канала ФЭУ, основанный на деконволюции зарядовых спектров от импульсного источника света низкой интенсивности с помощью функции отклика ФЭУ. Функция отклика достоверно описывает основные процессы в фотодетекторе, основана на предложенной простой статистической модели работы ФЭУ и содержит семь свободных параметров, физическая интерпретация которых ясна.

Точность определения коэффициента усиления ФЭУ (калибровочного параметра  $Q_1$ ) может быть получена  $\leq 1\%$ .

Важно отметить, что интенсивность источника света и коэффициент усиления ФЭУ определяются разными параметрами функции отклика, поэтому не требуется долговременная стабильность тестового источника света для калибровки и мониторинга спектрометрического канала ФЭУ. Другими словами, калибровка осуществляется единичными

фотоэлектронами, образованными на фотокатоде ФЭУ, а не интегральным потоком света тестового источника, интенсивность которого может изменяться со временем от одного измерения к другому.

Метод абсолютной калибровки важен при разработке и исследовании новых детекторов и др., например:

- 1) разработка и исследование сцинтилляционных и черенковских калориметров;
- 2) исследование свойств разных сцинтилляторов и сцинтилляционных счетчиков [9];
- 3) исследование одноэлектронных спектров, усиления, квантовой эффективности, шумов и других параметров ФЭУ.

В заключение подчеркнем, что в разработанном методе используются только элементарные физические принципы и поэтому он может быть применен не только для ФЭУ с традиционной диодной структурой, но и для других типов фотодетекторов.

## **1.2. ПРЕЦИЗИОННЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ СПЕКТРОВ НОВЫХ СВЕРХМИНИАТЮРНЫХ ФЭУ С МЕТАЛЛО – КАНАЛЬНЫМ ДИНОДОМ**

При разработке новых сцинтилляционных детекторов для современных установок по физике частиц требуются малогабаритные фотоприемники. Фирма Hamamatsu разработала сверхминиатюрные ФЭУ нового поколения с компактной диодной системой – «металло-канальный диод» [11]. Миниатюрность новых ФЭУ делает их очень привлекательными для применения в экспериментах по физике высоких энергий, где компактность детекторов исключительно важна. ФЭУ R5600 и R5900 с металло-канальным диодом, изготовленные фирмой "Hamamatsu", исследованы и применены в сцинтилляционной мюонной системе CDF [12] и адронном калориметре ATLAS [13, 14].

В данном разделе представлены метод анализа одноэлектронных спектров, основанный на ранее рассмотренных принципах (см. разд. 1.1) и результаты исследований сверхминиатюрных ФЭУ нового поколения с компактным металло-канальным динодом [15, 16, 17].

### 1.2.1. ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ФЭУ С МЕТАЛЛО-КАНАЛЬНЫМ ДИНОДОМ

Метод анализа основан на деконволюции одноэлектронных спектров ФЭУ с помощью функции отклика. Функция отклика должна описывать все важные процессы, происходящие при работе ФЭУ, а также учитывать особенности конструкции новых ФЭУ с металло-канальным динодом [11].

Общий вид сверхминиатюрного ФЭУ нового поколения R5600 показан на рис. 5. Представим ФЭУ как прибор, состоящий из трех независимых функциональных частей:

- фотодетектор (фотокатод), где поток фотонов превращается в фотоэлектроны;
- входная электронно-оптическая система, которая ускоряет и фокусирует поток фотоэлектронов на первый динод;
- электронный умножитель (металло-канальный динод), который умножает фотоэлектроны.

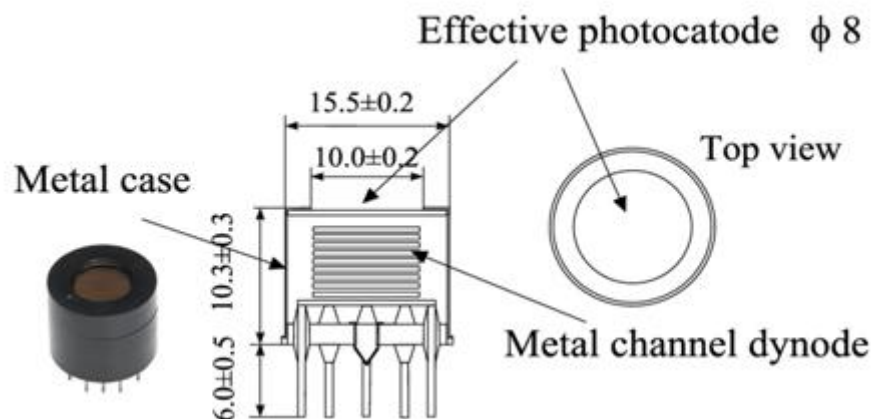


Рис. 5. Конструкция сверхминиатюрного ФЭУ R5600 с металло-канальным динодом

Работу ФЭУ можно условно разделить на два независимых процесса. Фотоконверсию и сбор фотоэлектронов на первый динод, и последующее умножение металло-канальным динодом.

#### 1.2.1.1. ФОТОКОНВЕРСИЯ И УМНОЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Импульсный поток фотонов, падающий на фотокатод, в результате фотоэффекта создает фотоэлектроны. Во многих случаях количество фотонов от импульсного источника света подчиняется распределению Пуассона. Конверсия фотонов в электроны и последующий их сбор металло-канальным динодом является случайным бинарным процессом. В результате свертки этих двух процессов распределение фотоэлектронов опять подчиняется закону Пуассона:

$$P(n, \mu_{pc}) = \frac{\mu_{pc}^n e^{-\mu_{pc}}}{n!}, \quad \mu_{pc} = n_{ph}q, \quad (1.15)$$

где  $P(n, \mu_{pc})$  – вероятность, что  $n$  фотоэлектронов будет собрано металло-канальным динодом при среднем значении  $\mu_{pc}$ ,  $n_{ph}$  – среднее количество фотонов падающих на фотокатод и  $q$  – квантовая эффективность, умноженная на эффективность сбора фотоэлектронов.

Единичный фотоэлектрон из фотокатода ФЭУ сфокусированный и ускоренный электрическим полем инициализирует процесс умножения в динодной системе ФЭУ R5600, как показано на рис. 6.

Электронная лавина, инициированная одним или несколькими фотоэлектронами, может быть описана при следующих предположениях:

- эмиссия вторичных электронов подчиняется закону Пуассона;
- количество вторичных электронов ( $n_s$ ) зависит от энергии ( $E$ ) инициирующего электрона как  $n_s = \text{const} \cdot E^\alpha$ , где  $\alpha$  меньше 1 (обычно  $\alpha \approx 0,4 \div 0,8$  [18]);

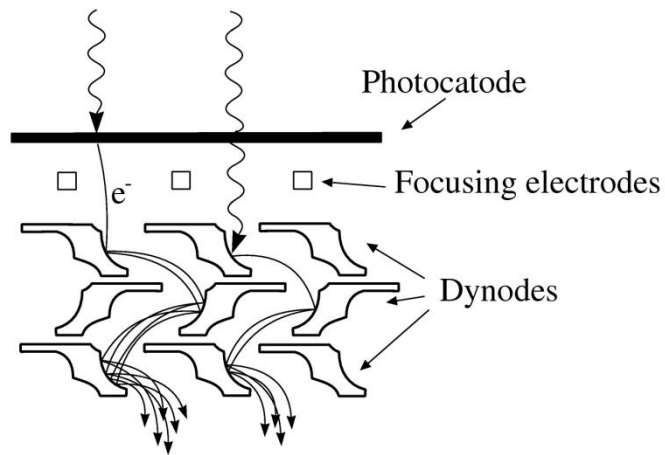


Рис. 6. Процесс умножения электронов в металло-канальном диноде ФЭУ

- энергия вторичных электронов мала по сравнению с энергией первичного электрона, полученной от электрического поля.

Все эти особенности необходимо принимать во внимание при конструировании функции отклика. Как показано моделированием [19] отклик ФЭУ может быть легко найден, когда коэффициент вторичной эмиссии на первом диноде большой ( $> 3$ ). В этом случае и при отсутствии фоновых процессов, распределение заряда на выходе металло-канального динода для процесса умножения инициированного единичным фотоэлектроном, может быть аппроксимировано Гауссовой функцией. Распределение для  $n$  фотоэлектронов будет сверткой  $n$ -одноэлектронных распределений. Таким образом, отклик идеального бесшумного ФЭУ [см. разд. 1.1.1.2] является сверткой распределения Пуассона (1.15) с Гауссовым:

$$S_{\text{ideal}}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_{\text{pc}} e^{-\mu_{\text{pc}}}}{n!} \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right), \quad (1.16)$$



где  $Q_1$  – средний заряд на выходе ФЭУ, когда один фотозлектрон захвачен первым динодом и  $\sigma_1$  – стандартное отклонение одноэлектронного распределения.

#### 1.2.1.2. РЕАЛИСТИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ФЭУ

Основные недостатки функции отклика (1.16) следующие:

- не учтены фоновые процессы;
- одноэлектронное распределение заряда предполагается гауссовым, что неверно при малом значении коэффициента вторичной эмиссии на первом диноде;
- не учтены процессы, связанные с полупрозрачностью фотокатода (такие как фотоэффект на первом диноде, фокусирующих и ускоряющих электродах).

Все перечисленные недостатки необходимо учитывать при получении реалистической функции отклика.

##### 1.2.1.2.1. ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ФЭУ С МЕТАЛЛО-КАНАЛЬНЫМ ДИНОДОМ

Для создания реалистической функции отклика сделаем несколько естественных допущений:

1. Учитываются только фоновые процессы характеризующиеся малыми зарядами (например, флуктуации тока утечки и др. [см. разд. 1.1.1.3]). Эти процессы определяют ширину «пьедестала», который может быть выражен формулой:

$$S_{\text{ped}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_0} \exp\left(-\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right), \quad (1.17)$$

где  $Q_0$  – положение «пьедестала», а  $\sigma_0$  – стандартное отклонение Гауссиана.

2. Падающий свет может создать  $n$  фотоэлектронов на фотокатоде, а также  $k$  фотоэлектронов на первом диноде (рис. 6), которые подчиняются распределению Пуассона (1.15) со средними значениями фотоэлектронов  $\mu_{pc}$  для фотокатода и  $\mu_1$  для первого динода.
3. Если один или два фотоэлектрона собраны на первом диноде отклик ФЭУ выражается суммой откликов вторичных электронов рожденных на первом диноде, а для нуля и более двух фотоэлектронов описываются Гауссом:

$$S_n^{(1)}(x) = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(nK_1)^m e^{-nK_1}}{m!} S_m^{(2)}(x) & n=1, 2 \\ G(x, Q_0 + nQ_1, \sigma_0^2 + n\sigma_1^2) & n=0, \geq 3 \end{cases}, \quad (1.18)$$

где  $Q_0, \sigma_0$  – «пьедестал» и его ширина,  $Q_1, \sigma_1$  – параметры процесса умножения – усиление и стандартное отклонение одноэлектронного отклика,  $K_1$  – коэффициент вторичной электронной эмиссии на первом диноде,  $S_m^{(2)}$  – отклик ФЭУ для процесса умножения инициированного одним электроном с первого динода,  $G(x, Q, \sigma^2)$  – распределение Гаусса со средним значением  $Q$  и дисперсией  $\sigma^2$ .

Отклик ФЭУ для фотоэлектронов образованных на первом диноде можно описать выражением аналогичным (1.18):

$$S_k^{(2)}(x) = \begin{cases} \delta(x), & k=0 \\ \sum_{m=0}^{\infty} \frac{K_2^m e^{-K_2}}{m!} G(x, Q_0 + mQ_2, \sigma_0^2 + m\sigma_2^2), & k=1 \\ G(x, Q_0 + kQ_2, \sigma_0^2 + k\sigma_2^2), & k \geq 2 \end{cases}, \quad (1.19)$$

где  $k$  – количество фотоэлектронов созданных на первом диноде,  $K_2$  – коэффициент вторичной эмиссии на втором диноде,  $Q_2 = Q_1/K_1$  – средний

заряд, собранный на аноде ФЭУ инициированный одним электроном с первого динода и его стандартное отклонение  $\sigma_2$ ,  $Q_3 = Q_2/K_1$  – средний заряд, собранный на аноде инициированный одним электроном со второго динода и его стандартное отклонение  $\sigma_3$ .

Всеми другими процессами на данный момент можно пренебречь. Таким образом, выходной зарядовый спектр ФЭУ, когда  $n$  фотоэлектронов образуется на фотокатодe и  $k$  на первом диноде, можно выразить следующей сверткой:

$$S_{\text{real}}(x) = \sum_{n,k=0}^{\infty} \frac{\mu_{\text{pc}}^n e^{-\mu_{\text{pc}}}}{n!} \frac{\mu_1^k e^{-\mu_1}}{k!} \times \int dx' S_n^{(1)}(x') S_k^{(2)}(x-x'), \quad (1.20)$$

где  $\mu_{\text{pc}}$  – среднее количество фотоэлектронов образованных на фотокатодe и захваченных динодной системой ФЭУ,  $\mu_1$  – среднее количество фотоэлектронов образованных на первом диноде и захваченных последующей динодной системой.

Формула, приведенная выше, предполагает, что в случае двух или менее фотоэлектронов собранных на первом диноде, отклик ФЭУ не является Гауссианом. В этом случае отклик выражается суммой откликов с разным количеством электронов собранных на втором диноде в соответствии с законом Пуассона, которому подчиняется процесс образования вторичных электронов на динодах. Свертку в (1.20)

$$\tilde{S}_{nk}(x) = \int dx' S_n^{(1)}(x') S_k^{(2)}(x-x') \quad (1.21)$$

можно выразить:

$$\tilde{S}_{nk}(x) = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(nK_1)^m \cdot e^{-nK_1}}{m!} G(x, Q_0 + (m+k)Q_2, \sigma_0^2 + (m+k)\sigma_2^2), & n=1, 2 \\ G(x, Q_0 + nQ_1 + kQ_2, \sigma_0^2 + n\sigma_1^2 + k\sigma_2^2), & n=0, \geq 3. \end{cases} \quad (1.22)$$

Функцию отклика  $S_{\text{real}}$  в дальнейшем можно обобщить для случая пролета фотоэлектронов мимо первого динода. Эти фотоэлектроны будут собраны вторым динодом вместо первого.

#### 1.2.1.2.2. ПРЕДЕЛЬНЫЙ СПЕКТР

Для многих применений важно рассмотреть предел реального спектра (1.20) для источника света высокой интенсивности ( $\mu_{\text{pc}} \rightarrow \infty$ ). При большом значении  $\mu_{\text{pc}}$  соответствующее распределение Пуассона, представленное в выражении (1.20) становится Гауссовым

$$\frac{\mu_{\text{pc}}^n \exp(-\mu_{\text{pc}})}{n!} \xrightarrow{\mu_{\text{pc}} \rightarrow \infty} \frac{\exp(-(n-\mu_{\text{pc}})^2/2\mu_{\text{pc}})}{\sqrt{2\pi\mu_{\text{pc}}}}. \quad (1.23)$$

Это верно и для Пуассона с параметром  $\mu_1$ . Используя аппроксимацию распределения Пуассона Гауссовым, свертку (1.22) для  $n$  фотоэлектронов из фотокатода и  $k$  фотоэлектронов из первого динода можно представить Гауссианом

$$\tilde{S}_{nk}(x) \xrightarrow{\mu_{\text{pc}} \rightarrow \infty} G(x, Q_0 + nQ_1 + kQ_2, \mu_{\text{pc}}\sigma_1^2 + \mu_1\sigma_2^2). \quad (1.24)$$

Суммы в выражении (1.20) только для  $n$  от  $(\mu_{\text{pc}} - \sqrt{\mu_{\text{pc}}})$  до  $(\mu_{\text{pc}} + \sqrt{\mu_{\text{pc}}})$  и  $k$  от  $(\mu_1 - \sqrt{\mu_1})$  до  $(\mu_1 + \sqrt{\mu_1})$  имеют эффективный вклад. Заменяя в (1.20) суммирование по  $n$  и  $k$  интегрированием можно найти предел функции отклика ФЭУ:

$$S_{\text{real}}(x) \xrightarrow{\mu_{\text{pc}} \rightarrow \infty} S_{\infty}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\infty}}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0-Q_{\infty})^2}{2\sigma_{\infty}^2}\right), \quad (1.25)$$

где

$$Q_{\infty} = \mu_{\text{pc}} Q_1 + \mu_1 Q_2 = \mu_{\text{pc}} Q_1 (1 + \varepsilon/K_1) \quad (1.26)$$

$$\sigma_{\infty} = \sqrt{\sigma_0^2 + \mu_{\text{pc}}(\sigma_1^2 + Q_1^2) + \mu_1(\sigma_2^2 + Q_2^2)} \xrightarrow{\varepsilon < 0.1} \sqrt{\mu_{\text{pc}}(\sigma_1^2 + Q_1^2)} \quad (1.27)$$

$\varepsilon = \mu_1/\mu_{pc}$  и  $K_1$  – коэффициент вторичной эмиссии на первом диноде.

Полезно найти связь между параметрами ( $Q_\infty, \sigma_\infty$ ) предельного спектра и средними значениями фотоэлектронов ( $\mu_{pc}, \mu_1$ ). Из (1.26) и (1.27) следует:

$$\mu_{pc} = f_{pmt} \frac{Q_\infty^2}{\sigma_\infty^2} \quad (1.28)$$

$$f_{pmt} = \frac{\sigma_1^2 + \varepsilon\sigma_2^2 + Q_1^2(1 + \varepsilon/K_1^2)}{Q_1^2(1 + \varepsilon/K_1)^2} \rightarrow 1 + \frac{\sigma_1^2}{Q_1^2}. \quad (1.29)$$

Последнее соотношение справедливо, когда фотоэффект на первом диноде незначительный ( $\varepsilon < 0,1$ ). Фактор  $f_{pmt}$ , который называют фактором избыточного шума (Excess Noise Factor, ENF), зависит от одноэлектронного разрешения и отражает качество ФЭУ. Типичная величина  $f_{pmt}$  для ФЭУ составляет 1,15 – 1,5.

#### 1.2.1.2.3. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ ПРОЦЕССА УМНОЖЕНИЯ

Реалистическая функция отклика ФЭУ (1.20) всегда выражается через несколько параметров  $Q_0, \sigma_0, Q_1, \sigma_1, Q_2, \sigma_2, \mu_{pc}$  и  $\mu_1$ . Некоторые параметры, очевидно, независимы, такие как  $Q_0, \sigma_0$  – определяющие положение «пьедестала» и его ширину,  $\mu_{pc}$  и  $\mu_1$  – характеризующие интенсивность источника света и эффективность конверсии на фотокатоде и первом диноде. Другие параметры  $Q_1, \sigma_1, Q_2, \sigma_2$  – характеризуют процесс умножения заряда в динодной системе и не являются полностью независимыми. Поэтому важно знать взаимосвязь между ними.

Предположим, что ФЭУ имеет N-каскадную динодную систему, и что электрон, ударяющий i-ый динод, создает  $K_i$  вторичных электронов. Если обозначить  $Q_j$  средний заряд на аноде инициированный одним электроном, захваченным j-ым динодом (процесс умножения заряда начинается на j-том диноде), тогда легко выразить  $Q_j$  через коэффициент  $K_i$  и элементарный заряд  $e$

$$Q_j = e k_j k_{j+1} \dots k_N = e \prod_{i=j}^N k_i. \quad (1.30)$$

Дисперсия  $\sigma_j^2$  заряда на аноде инициированного одним электроном можно выразить как [81]:

$$\sigma_j^2 = Q_j^2 \left( \left( \frac{\delta_j}{k_j} \right)^2 + \frac{1}{k_j} \left( \frac{\delta_{j+1}}{k_{j+1}} \right)^2 + \dots + \frac{1}{k_j k_{j+1} \dots k_N} \left( \frac{\delta_N}{k_N} \right)^2 \right), \quad (1.31)$$

где  $\delta_i$  ( $i=1, \dots, N$ ) стандартное отклонение среднего количества вторичных электронов созданных на  $i$ -ом диноде одним электроном.

Формулу (1.31) можно упростить, если заменить  $\delta_i = \sqrt{K_i}$ , тогда

$$\sigma_j^2 = Q_j^2 \left( \frac{1}{k_j} + \frac{1}{k_j k_{j+1}} + \dots + \frac{1}{k_j \dots k_N} \right). \quad (1.32)$$

При определенном напряжении на ФЭУ, фактор в скобках (1.32) является константой и определяется делителем напряжения.

Коэффициенты вторичной эмиссии главным образом определяются напряжением между динодами [20] и для  $i$ -го динода коэффициент может быть записан выражением:

$$k_i = \gamma U_i^\alpha = \gamma \left( \frac{r_i}{\sum_{j=1}^{N+1} r_j} \right)^\alpha U^\alpha, \quad (1.33)$$

где  $U_i$  – напряжение между динодами,  $U$  – полное напряжение между катодом и анодом,  $r_i$  ( $i=1, \dots, N+1$ ) резисторы делителя напряжения,  $N$  – количество динодов,  $\alpha$  – коэффициент, зависящий от материала динодов и  $\gamma$  также константа, для данного типа ФЭУ. Используя выражение (1.33) определим коэффициент усиление ФЭУ

$$G = \prod_{i=1}^N k_i = \frac{\gamma^N \prod_{i=1}^N r_i^\alpha}{(\sum_{i=1}^{N+1} r_i)^{\alpha N}} U^{\alpha N}. \quad (1.34)$$

С помощью этой формулы можно определить константы  $\alpha$  и  $\gamma$ , а также используя выражение (1.33) коэффициенты вторичной эмиссии.

Таким образом, имея коэффициенты  $K_i$  и используя выражение (1.30), (1.32) можно найти параметры  $Q_1, \sigma_1, Q_2, \sigma_2$ .

### 1.2.2. ПРЕЦИЗИОННЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ФЭУ С МЕТАЛЛО-КАНАЛЬНЫМИ ДИНОДАМИ

Аналитический метод, основанный на деконволюции одноэлектронных спектров с помощью функции отклика (1.20) был проверен на экспериментальных спектрах от источника света низкой интенсивности. Анализировались амплитудные спектры двух типов фотоумножителей с металло-канальными динодами фирмы “Hamamatsu” R5600 с 8-ми каскадным умножением и R5900 с 10-ти каскадным умножением. Результаты исследований представлены ниже.

#### 1.2.2.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Блок-схема установки показана на рис.7. В качестве источника света использовался быстрый AlGaAs светодиод (LED) изготовленный фирмой “Hewlett Packard”. Светодиод возбуждался импульсным генератором (GEN) с короткой длительностью импульса  $\approx 10$ нс. Среднее количество фотонов, падающих на ФЭУ (PMT), регулировалось изменением амплитуды импульса питающего светодиод. Сигналы с ФЭУ усиливались предусилителем (PA) модель 777 “Phillips Scientific” с полосой пропускания  $\approx 150$  МГц и коэффициентом усиления 18,4. Спектры сигналов с ФЭУ измерялись зарядово-цифровым преобразователем (ADC) LeCroy 2249A. Длительность ворот ADC составляет 80 нс. Информация считывалась персональным компьютером (PC).

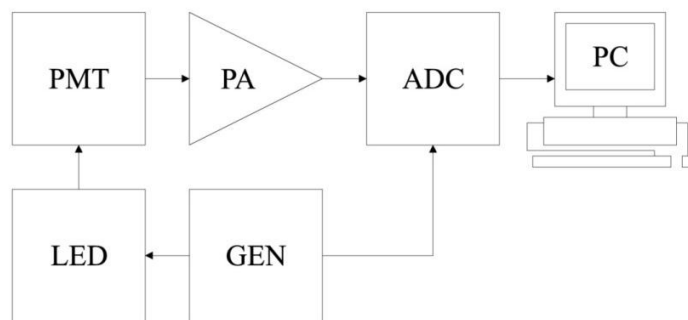


Рис. 7. Блок-схема установки для измерения одноэлектронных спектров

## 1.2.2.2. ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОВ ФЭУ ОТ НАПРЯЖЕНИЯ

Для определения зависимости основных параметров ФЭУ от напряжения измерялись спектры с постоянной интенсивностью световых импульсов, но при разных напряжениях на ФЭУ. Результаты исследований ФЭУ R5600 представлены в таблицах 2, 3 и на рис. 8, 9 и 10. В таблице 2 приведены параметры деконволюции спектров при разных напряжениях питания ФЭУ для случая, когда коэффициент вторичной эмиссии на первом диоде  $K_1$  вычислен из  $Q_1$  с помощью соотношения (1.30). В таблице 3 представлены результаты анализа тех же спектров, но для случая, когда  $K_1$  и  $Q_1$  независимы. На рис. 8 показана деконволюция светодиодного спектра при напряжении питания ФЭУ 1000 В.

Таблица 2. Зависимость параметров ФЭУ R5600 от напряжения питания  $U$ , полученных фитированием амплитудных спектров функцией (1.20) с применением допущения  $\sigma_3/Q_3 = \sigma_2/Q_2$  и вычислением  $K_1$  из  $Q_1$

U	800 V	850 V	900 V	950 V	1 kV
$Q_0$	$13.53 \pm 0.022$	$13.59 \pm 0.017$	$13.59 \pm 0.015$	$13.45 \pm 0.018$	$13.54 \pm 0.015$
$\sigma_0$	$0.47 \pm 0.017$	$0.47 \pm 0.015$	$0.49 \pm 0.015$	$0.67 \pm 0.02$	$0.53 \pm 0.017$
$Q_1$	$15.20 \pm 0.04$	$23.32 \pm 0.09$	$35.24 \pm 0.26$	$50.52 \pm 0.37$	$72.76 \pm 0.63$
$\sigma_1$	$7.80 \pm 0.16$	$11.32 \pm 0.23$	$16.92 \pm 0.31$	$24.73 \pm 0.47$	$32.04 \pm 0.60$
$K_1$	5.74	5.97	6.23	6.58	7.06
$\sigma_2$	$1.60 \pm 0.06$	$2.40 \pm 0.09$	$3.07 \pm 0.08$	$5.55 \pm 0.26$	$6.10 \pm 0.13$
$\mu_{pc}$	$1.446 \pm 0.009$	$1.459 \pm 0.010$	$1.466 \pm 0.015$	$1.520 \pm 0.014$	$1.519 \pm 0.017$
$\mu_1$	$0.832 \pm 0.035$	$0.867 \pm 0.03$	$0.892 \pm 0.025$	$0.883 \pm 0.024$	$0.949 \pm 0.023$
$\chi^2/ndf$	77.9/126	134.8/181	260.0/287	413.7/388	533.0/493
$\mu_1/\mu_{pc}$	57.5 %	59.4%	60.8%	58.1%	62.5%

Таблица 3. Зависимость параметров ФЭУ R5600 от напряжения питания  $U$ , полученных фитированием амплитудных спектров функцией (1.20) с применением допущения  $\sigma_3/Q_3 = \sigma_2/Q_2$  и независимыми  $K_1$  и  $Q_1$

U	800 V	850 V	900 V	950 V	1 kV
$Q_0$	$13.55 \pm 0.021$	$13.59 \pm 0.017$	$13.59 \pm 0.015$	$13.45 \pm 0.018$	$13.54 \pm 0.015$
$\sigma_0$	$0.47 \pm 0.017$	$0.47 \pm 0.014$	$0.49 \pm 0.015$	$0.67 \pm 0.02$	$0.53 \pm 0.017$
$Q_1$	$15.13 \pm 0.17$	$23.18 \pm 0.22$	$35.17 \pm 0.26$	$50.48 \pm 0.38$	$72.63 \pm 0.61$
$\sigma_1$	$7.87 \pm 0.16$	$11.46 \pm 0.24$	$17.00 \pm 0.30$	$24.75 \pm 0.48$	$32.19 \pm 0.61$
$K_1$	$5.53 \pm 0.14$	$5.80 \pm 0.11$	$6.33 \pm 0.09$	$6.70 \pm 0.09$	$7.06 \pm 0.08$
$\sigma_2$	$1.62 \pm 0.07$	$2.46 \pm 0.10$	$3.10 \pm 0.08$	$5.92 \pm 0.25$	$6.16 \pm 0.13$
$\mu_{pc}$	$1.450 \pm 0.023$	$1.464 \pm 0.019$	$1.468 \pm 0.015$	$1.521 \pm 0.015$	$1.520 \pm 0.012$
$\mu_1$	$0.804 \pm 0.037$	$0.841 \pm 0.03$	$0.879 \pm 0.025$	$0.880 \pm 0.025$	$0.936 \pm 0.023$
$\chi^2/ndf$	73.9/125	125.1/180	258.2/286	413.3/387	530.6/492
$\mu_1/\mu_{pc}$	55.4%	57.4%	59.9%	57.9%	61.6%



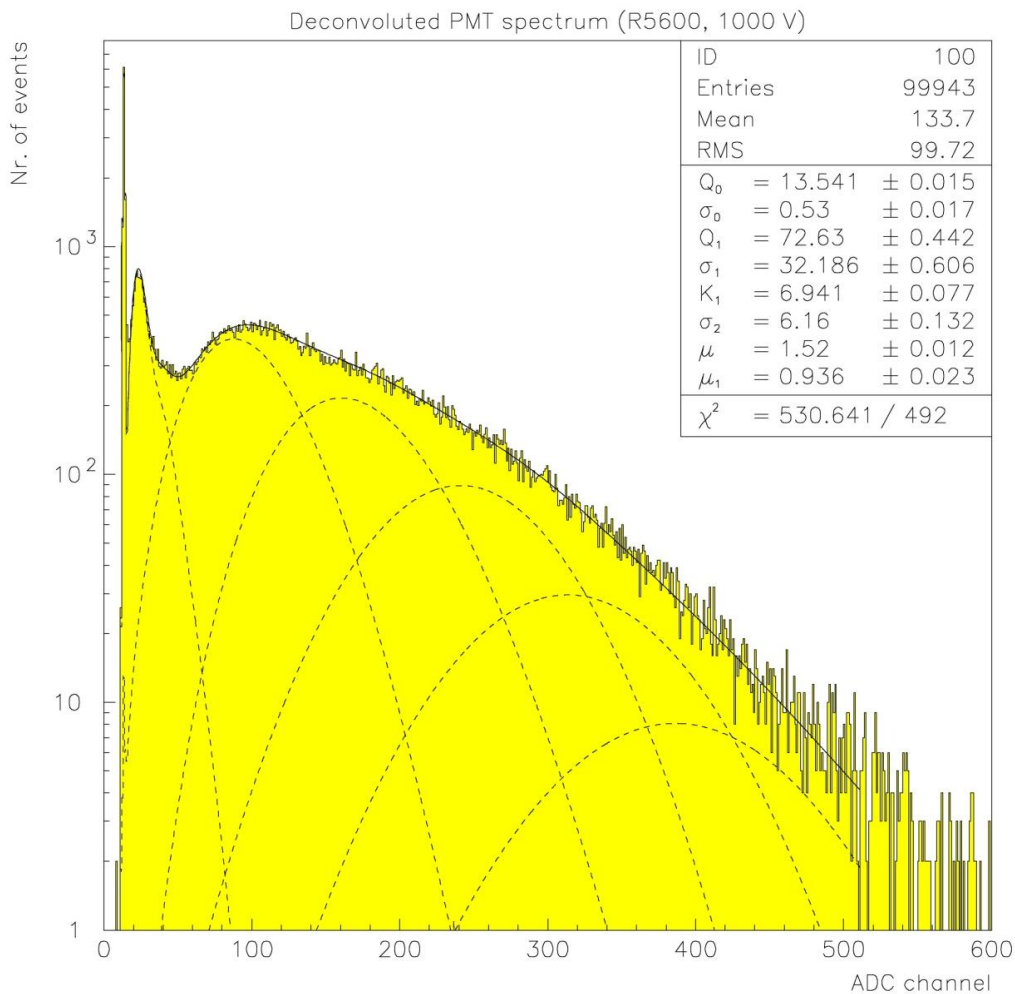


Рис. 8. Деконволюция светодиодного спектра ФЭУ R5600 при напряжении питания 1000 В. Коэффициент вторичной эмиссии на первом диноде  $K_1$  является свободным параметром

Ряд спектров полученных при разных напряжениях (800 В, 850 В, 900 В и 950 В) показаны в линейном масштабе на рис. 9. На этих рисунках отчетливо виден первый пик после «пьедестала», который связан с фотоэффектом на первом диноде, что будет показано в разд. 1.2.2.4. Параметр  $Q_1$  – коэффициент усиления ФЭУ выраженный в каналах ADC и коэффициент вторичной электронной эмиссии на первом диноде  $K_1$  увеличиваются с ростом напряжения (см. табл. 2, 3 и рис. 8, 9), как и ожидалось. Наблюдается, также, небольшое увеличение среднего количества фотоэлектронов ( $\mu_{pe}$ ) с увеличением напряжения. Этот эффект можно объяснить повышением эффективности сбора фотоэлектронов на первый динод. Аппроксимируя зависимость параметра  $Q_1$  от высокого напряжения

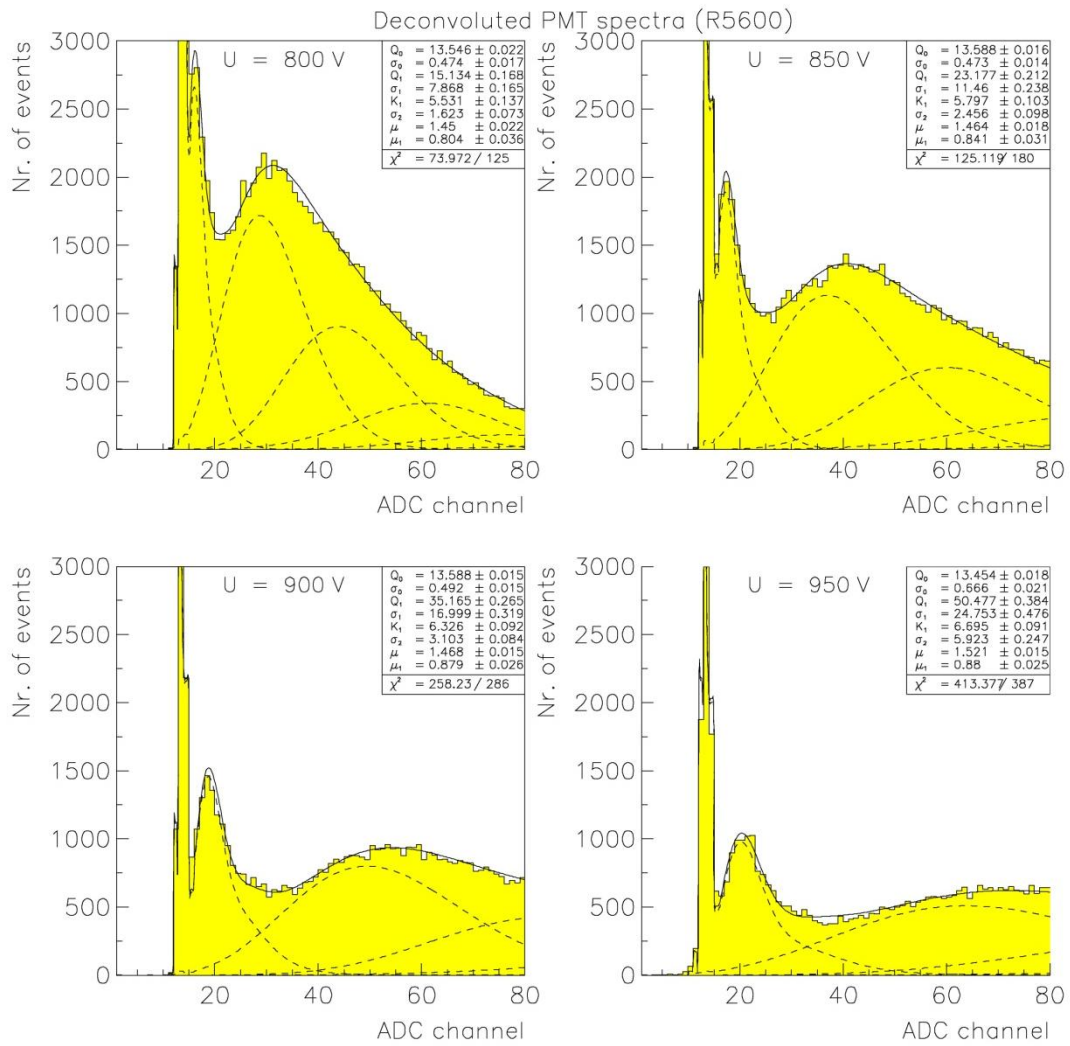


Рис. 9. Деконволюция светодиодных спектров ФЭУ R5600 при напряжениях питания 800 В, 850 В, 900 В, и 950 В

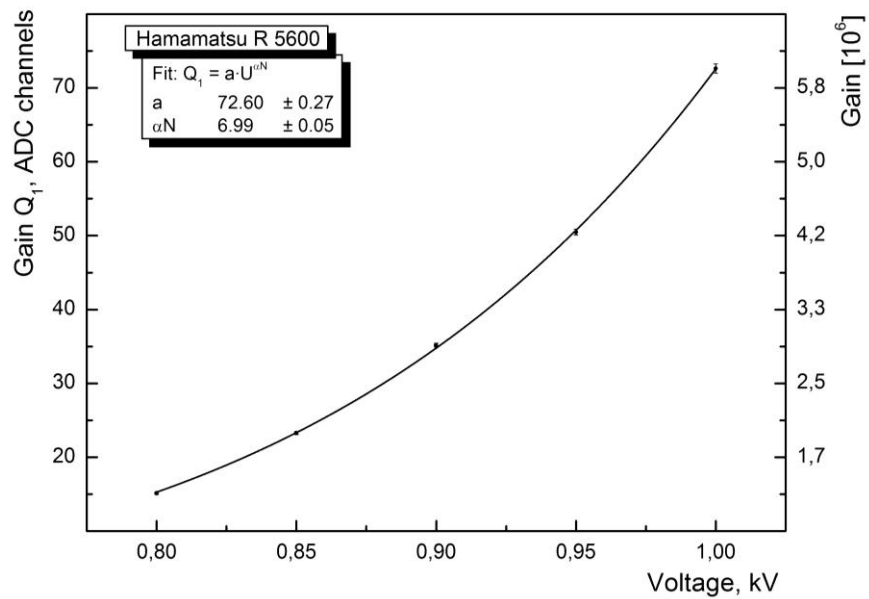


Рис. 10. Зависимость коэффициента усиления ФЭУ R5600 от напряжения

функцией (1.34) можно найти константу  $\alpha$ . В результате фитирования данных из таблицы 3 получено  $\alpha = 0,874 \pm 0,007$  (рис.10).

Аналогичные результаты для ФЭУ R5900 с 10-ти каскадным умножением представлены в таблице 4 и на рис. 11, 12. Измерения зависимости одноэлектронных параметров выполнены с двумя разными интенсивностями света. Один цикл измерений проведен с напряжениями питания ФЭУ 780 В, 790 В и 820 В, другой с напряжениями 800 В и 850 В.

Таблица 4. Зависимость параметров ФЭУ R5900 от напряжения U, полученных фитированием амплитудных спектров функцией (1.20) с применением допущения  $\sigma_3/Q_3 = \sigma_2/Q_2$  и вычислением  $K_1$  из  $Q_1$

U	780 V	790 V	800 V	820 V	850 V
$Q_0$	$20.97 \pm 0.020$	$20.98 \pm 0.020$	$14.97 \pm 0.020$	$20.94 \pm 0.020$	$14.97 \pm 0.013$
$\sigma_0$	$0.83 \pm 0.012$	$0.84 \pm 0.012$	$0.86 \pm 0.026$	$0.86 \pm 0.011$	$0.83 \pm 0.007$
$Q_1$	$31.82 \pm 0.08$	$35.71 \pm 0.19$	$41.15 \pm 0.10$	$50.13 \pm 0.52$	$73.04 \pm 0.54$
$\sigma_1$	$22.86 \pm 0.26$	$24.67 \pm 0.3$	$28.16 \pm 0.41$	$32.48 \pm 0.40$	$42.13 \pm 0.66$
$K_1$	4.42	4.47	4.53	4.62	4.80
$\sigma_2$	$6.76 \pm 0.17$	$7.43 \pm 0.20$	$8.89 \pm 0.18$	$10.15 \pm 0.33$	$12.86 \pm 0.36$
$\mu_{pc}$	$1.25 \pm 0.01$	$1.24 \pm 0.009$	$0.88 \pm 0.005$	$1.25 \pm 0.015$	$0.86 \pm 0.008$
$\mu_1$	$0.140 \pm 0.008$	$0.149 \pm 0.008$	$0.103 \pm 0.005$	$0.142 \pm 0.008$	$0.106 \pm 0.008$
$\chi^2/ndf$	262.4/276	257.9/292	524.0/291	341.0/428	999.0/500

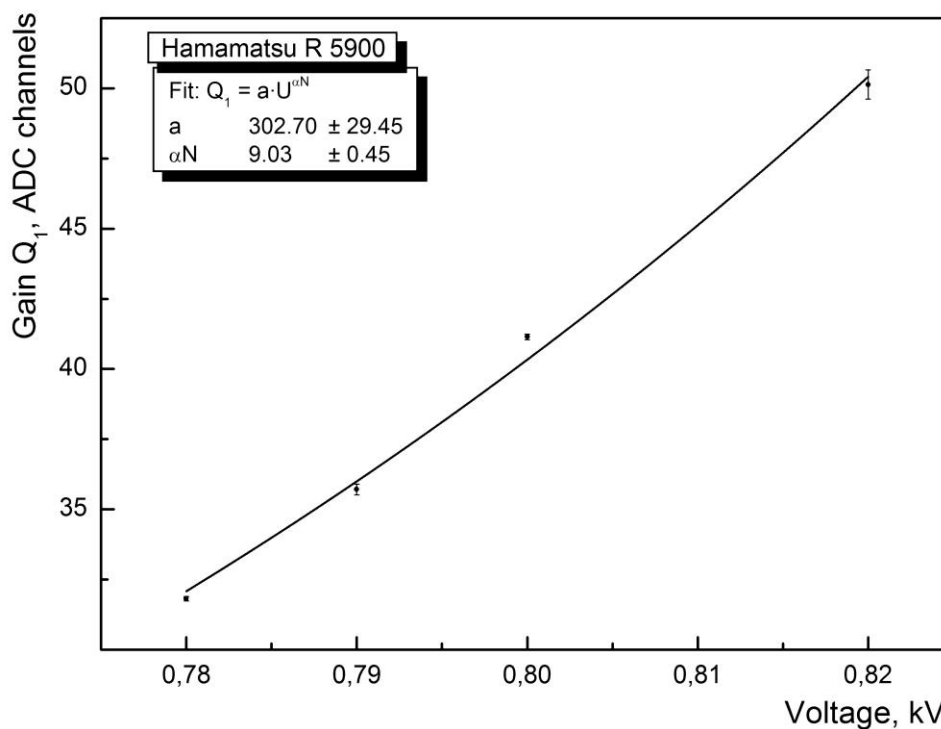


Рис. 11. Зависимость коэффициента усиления ФЭУ R5900 от напряжения

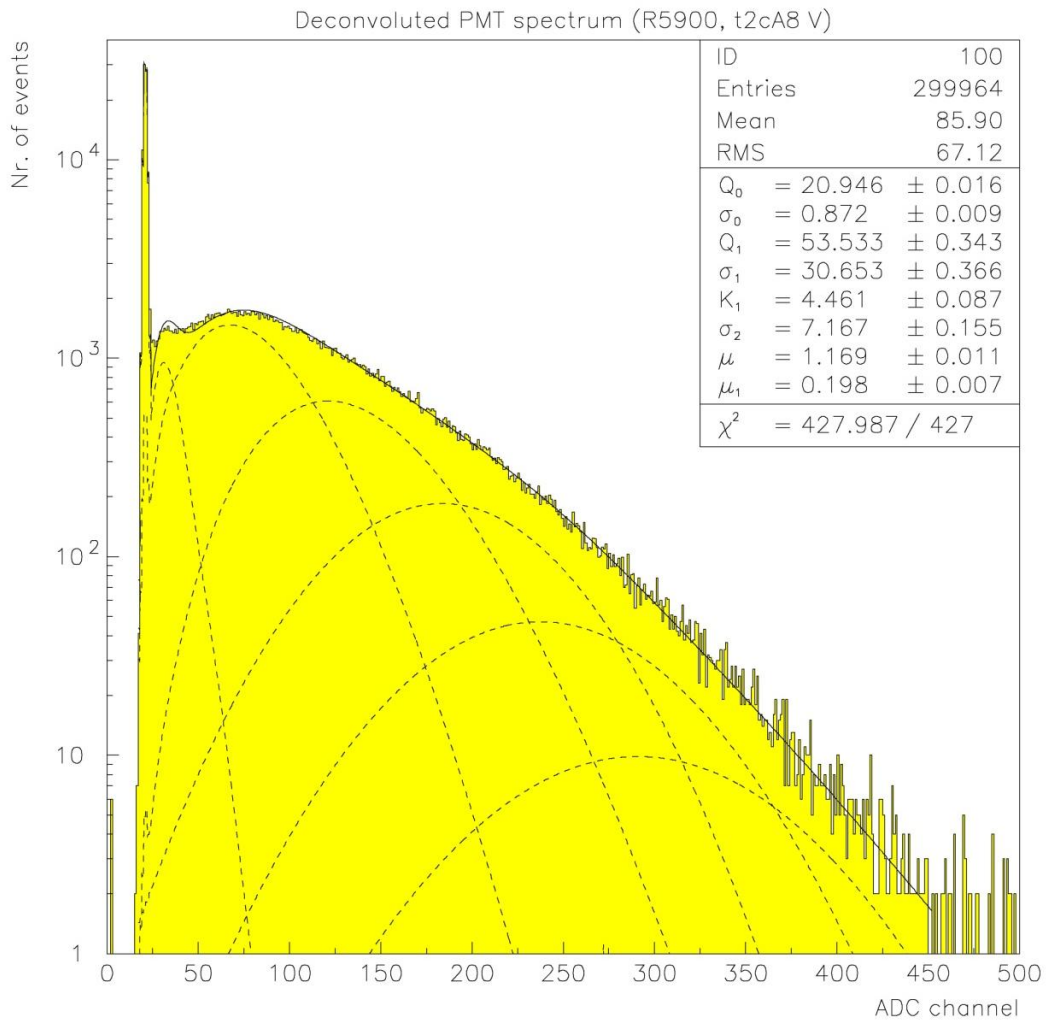


Рис. 12. Деконволюция светодиодного спектра ФЭУ R5900 при напряжении питания ФЭУ 820 В

Пример деконволюции светодиодного спектра R5900 показан на рис. 12. Константа  $\alpha = 0,90 \pm 0,045$  определена из зависимости коэффициента усиления ФЭУ от напряжения (рис. 11).

### 1.2.2.3. ФАКТОР ИЗБЫТОЧНОГО ШУМА ФЭУ

Статистический процесс умножения электронов диодной системой ФЭУ обуславливает возникновение дополнительного шума за счет флуктуаций коэффициента умножения, который называют ”избыточным“ и характеризуют фактором избыточного шума. Фактор избыточного шума ФЭУ (1.29)  $f_{\text{PMT}} = 1 + \sigma_1^2 / Q_1^2$  позволяет определить среднее количество фотоэлектронов в предельном спектре (1.28) и необходим для абсолютной

калибровки фотоприемников при использовании источников света большой интенсивности. Результаты исследований фактора избыточного шума варианта ФЭУ R5900/9d16c2 применяемого в прототипе адронного калориметра установки ATLAS представлены на рис. 13 и таблице 5. На рис. 13 показаны зависимости фактора избыточного шума от напряжения и интенсивности входного сигнала, определяемого по формуле (1.29).

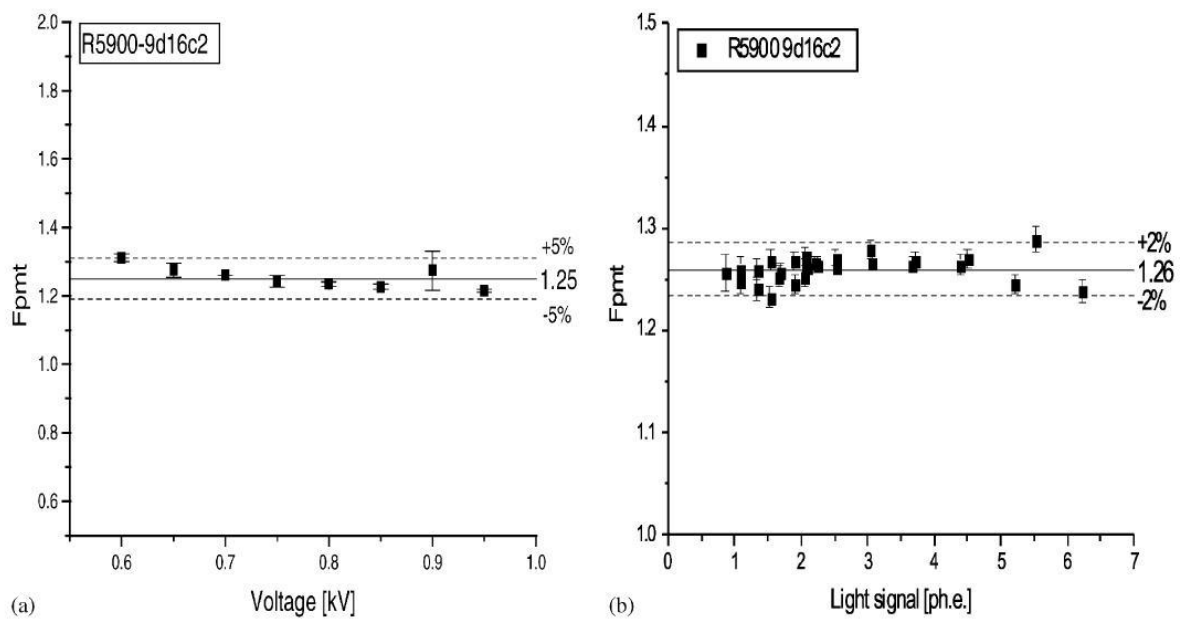


Рис. 13. Зависимость фактора избыточного шума для ФЭУ R5900/9d16c2 от напряжения (a) и интенсивности света (b)

Экспериментальные значения фактора  $f_{\text{PMT}}$  и вычисленные с помощью выражения (1.32) для идеального процесса умножения электронов сравнимы (см. табл. 5). Это означает, что процесс умножения электронов в исследуемом ФЭУ R5900 близок к идеальному.

Таблица 5. Зависимость фактора избыточного шума от напряжения  $U$  полученная экспериментально ( $f_{\text{PMT}}^{\text{ex}}$ ) и вычисленная для идеального процесса ( $f_{\text{PMT}}^{\text{th}}$ )

U(V)	600	650	700	750	800	850	900	950
$f_{\text{PMT}}^{\text{ex}}$	1.311	1.274	1.260	1.242	1.235	1.225	1.217	1.214
	$\pm 0.022$	$\pm 0.017$	$\pm 0.019$	$\pm 0.016$	$\pm 0.014$	$\pm 0.022$	$\pm 0.007$	$\pm 0.006$
$f_{\text{PMT}}^{\text{th}}$	1.283	1.260	1.241	1.225	1.210	1.198	1.188	1.178

#### 1.2.2.4. ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОВ ФЭУ ОТ НАПРЯЖЕНИЯ НА ПЕРВОМ ДИНОДЕ

При исследовании спектров ФЭУ с низкой интенсивностью света обнаружен отчетливый пик между «пьедесталом» и одноэлектронным распределением (рис. 8, 9), который может быть следствием фотоэффекта на первом диноде и/или эффекта пролета фотоэлектронов мимо первого динода и захвата вторым. Для выяснения причин возникновения пика измерялись спектры с разными напряжениями между первым динодом и фотокатодом ( $U_1$ ) при фиксированном напряжении между первым динодом и анодом ( $U_2$ ) ФЭУ. Исследуя зависимость параметров одноэлектронных спектров от  $U_1$ , можно отличить фотоэффект на первом диноде от прямого захвата фотоэлектронов вторым динодом. Если обнаруженный пик образовался в результате пролета фотоэлектронов мимо первого динода и захвата вторым, положение пика ( $Q_2$ ) с ростом напряжения  $U_1$  будет смещаться с зависимостью  $Q_2 \sim (U_1 + U_2)^a$  (1.34), а если в результате фотоэффекта на первом диноде, то пик не будет смещаться, так как в этом случае  $Q_2 \sim U_2^a$ , а напряжение  $U_2$  фиксировано. Результаты исследований представлены в таблице 6 и на рис. 14, из которых видно, что положения обнаруженного пика  $Q_2$  не меняется с ростом  $U_1$ .

Таблица 6. Зависимость параметров ФЭУ R5600 от напряжения  $U_1$  между фотокатодом и первым динодом. Напряжение между первым динодом и анодом фиксировано  $U_2 = 861$  В

$U_1$	139 V	185 V	205 V	228 V
$Q_0$	$11.57 \pm 0.020$	$11.65 \pm 0.019$	$11.66 \pm 0.018$	$11.59 \pm 0.013$
$\sigma_0$	$0.66 \pm 0.013$	$0.65 \pm 0.014$	$0.66 \pm 0.013$	$0.48 \pm 0.014$
$Q_1$	$82.02 \pm 0.46$	$102.92 \pm 0.55$	$112.15 \pm 0.61$	$123.08 \pm 0.69$
$\sigma_1$	$39.81 \pm 0.72$	$47.53 \pm 0.95$	$52.98 \pm 1.05$	$56.98 \pm 1.17$
$K_1$	6.49	8.31	9.08	9.97
$\sigma_2$	$8.25 \pm 0.16$	$10.72 \pm 0.17$	$12.07 \pm 0.17$	$12.08 \pm 0.14$
$\mu_{pc}$	$1.254 \pm 0.01$	$1.294 \pm 0.010$	$1.276 \pm 0.010$	$1.269 \pm 0.010$
$\mu_1$	$0.601 \pm 0.013$	$0.583 \pm 0.013$	$0.555 \pm 0.013$	$0.551 \pm 0.014$
$\chi^2/ndf$	751.6/549	729.7/670	907.2/681	1464.5/732

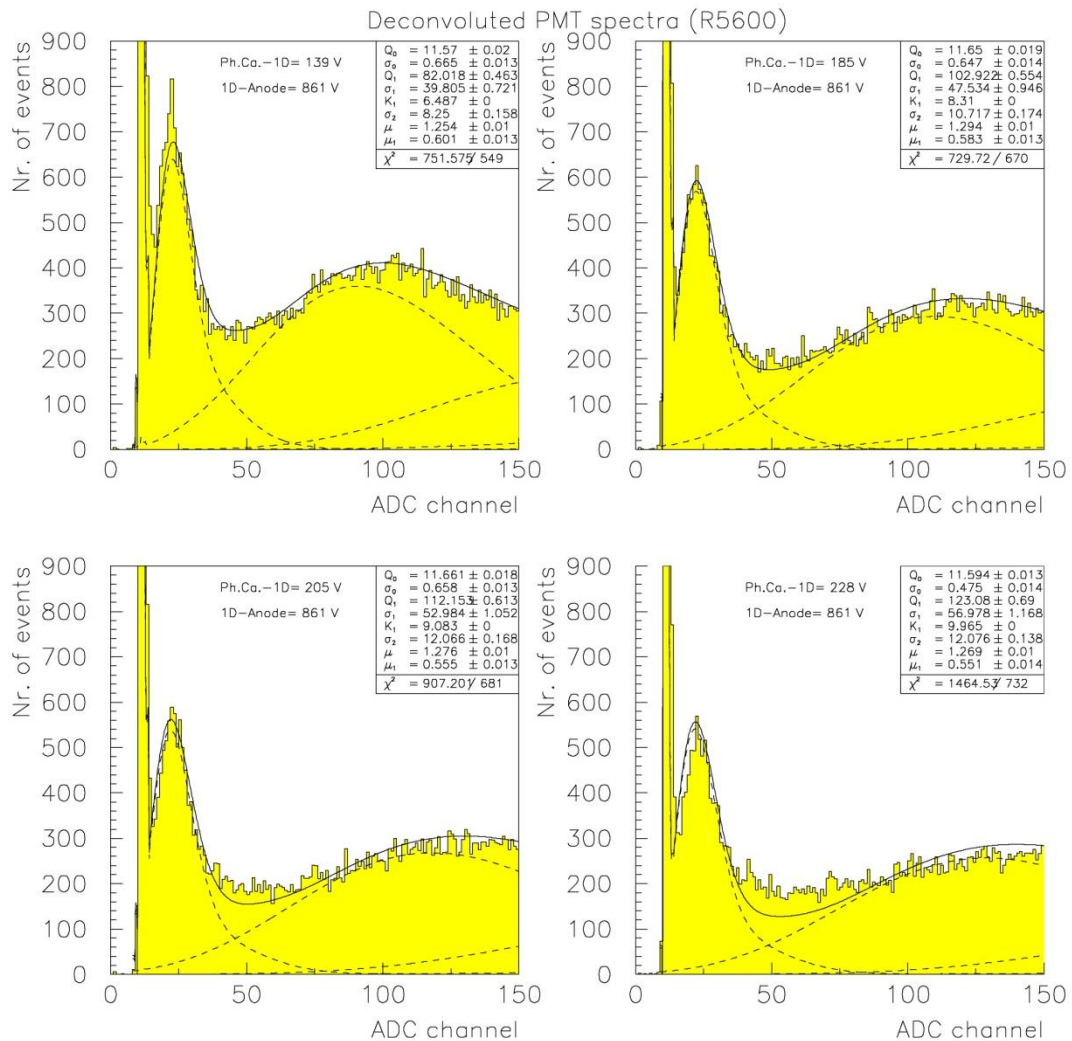


Рис. 14. Деконволюция светодиодных спектров ФЭУ R5600 (Hamamatsu) при разных напряжениях  $U_1$  между фотокатодом и первым динодом (139 В, 185 В, 205 В и 228 В). Напряжение между первым динодом и анодом фиксировано  $U_2 = 861$  В

Например, в случае прямого захвата фотоэлектронов вторым динодом, значение  $Q_2$  должно было бы возрасти более чем на 50% при увеличении  $U_1$  от 139 В до 228 В. Поэтому, можно сделать вывод, что обнаруженный пик является следствием фотоэффекта на первом диноде.

### 1.2.3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования и представленные результаты показывают, что разработанный аналитический метод анализа одноэлектронных спектров

позволяет с высокой точностью определять основные параметры сверхминиатюрных ФЭУ нового поколения с металло-канальным динодом.

Полученная функция отклика достоверно описывает основные процессы в ФЭУ и даже такие тонкие, как фотоэффект на первом диноде. Параметр функция отклика  $Q_1$  (коэффициент усиления) может быть применен для абсолютной калибровки и мониторинга спектрометрического канала ФЭУ.

Метод полезен при исследовании процесса умножения заряда, квантовой эффективности, шумов и других характеристик ФЭУ, а также позволяет определить одноэлектронное разрешение и фактор избыточного шума, который необходим для абсолютной калибровки фотоприемников при использовании источников света высокой интенсивности.

### **1.3. ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОПИКСЕЛЬНЫХ ЛАВИННЫХ ФОТОДИОДОВ – ФОТОДЕТЕКТОРОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ**

В современной экспериментальной физике при разработке новых детекторов частиц, особенно позиционно-чувствительных, требуются, а зачастую просто необходимы компактные фотодетекторы, способные работать в сильных магнитных полях ( $B > 1$  Тл). Этим требованиям в наибольшей мере удовлетворяют полупроводниковые фотодиоды, которые обладают такими ценными качествами как: высокая квантовая эффективность, быстрое действие, нечувствительность к магнитному полю, компактность, низкое напряжение питания.

Область применения обычных фотодиодов ограничивается регистрацией относительно больших световых сигналов из-за отсутствия у них внутреннего усиления. Внутреннее усиление в фотодиоде можно получить, если создать в обедненной области сильное электрическое поле достаточное для того, чтобы ускоренные в нем фотоэлектроны, оказались способными к ударной ионизации p-n перехода и развитию процесса



лавинного размножения. В лавинных фотодиодах, работающих в режиме пропорционального усиления, при комнатной температуре получен коэффициент усиления  $\sim 10^2$  [21], что также ограничивает область их применения из-за небольшого отношения сигнала к шуму. Важно отметить, что в образовании лавины участвуют как электроны, так и дырки и поэтому при больших коэффициентах усиления ( $> 10^3$ ) неограниченно растет скорость развития лавинного процесса, приводящая к тепловому пробое и выходу прибора из строя.

В США разработан лавинный диод нового типа с примесно-полосковой проводимостью, так называемый «счетчик видимых световых фотонов» (VLPC). Эти фотодиоды работают в пропорциональном режиме с большим коэффициентом усиления  $\sim 10^4$  и могут регистрировать единичные фотоны, но для подавления темнового тока необходимо понижать температуру до  $6,5 \text{ }^\circ\text{K}$  [22], что существенно ограничивает область их применения.

Микропиксельные лавинные фотодиоды (МЛФД), работающие в так называемом гейгеровском режиме при напряжении смещения превышающим пробойное на 10–20%, имеют при комнатной температуре большой коэффициент усиления  $10^4 - 10^6$  и способны регистрировать слабые световые потоки на уровне счета отдельных фотонов. В данном разделе представлены конструкция, методика и результаты исследований разных типов МЛФД [23, 24].

### 1.3.1. КОНСТРУКЦИЯ И ПРИНЦИП РАБОТЫ МЛФД

Микропиксельный лавинный фотодиод представляют собой матрицу из небольших p-n переходов – пикселей, созданных на поверхности или в глубине кремниевой подложки. Базовая конструкция с вертикальными гасящими резисторами была предложена в России в 1989 г. [25]. Эта конструкция имела существенные недостатки, низкую чувствительность в

голубой и УФ областях спектра из-за поглощения в резистивном слое и небольшой выход приборов вследствие короткого замыкания через тонкий вертикальный резистивный слой.

Следующие конструкции МЛФД с индивидуальными поверхностными дрейфовыми каналами [26], поверхностными резисторами [27, 28] и индивидуальными вертикальными микроканалами со сверхвысокой плотностью [29], по меньшей мере, частично лишены вышеуказанных недостатков.

На рис. 15 схематично показано поперечное сечение МЛФД с индивидуальными поверхностными резисторами. Типичный размер пикселей 20–100 мкм с плотностью  $10^2–10^3 \text{ мм}^{-2}$ . Посредством алюминиевой шины-сетки к пикселям прикладывается напряжение смещения превышающее пробойное, необходимое для работы детектора в гейгеровском режиме.

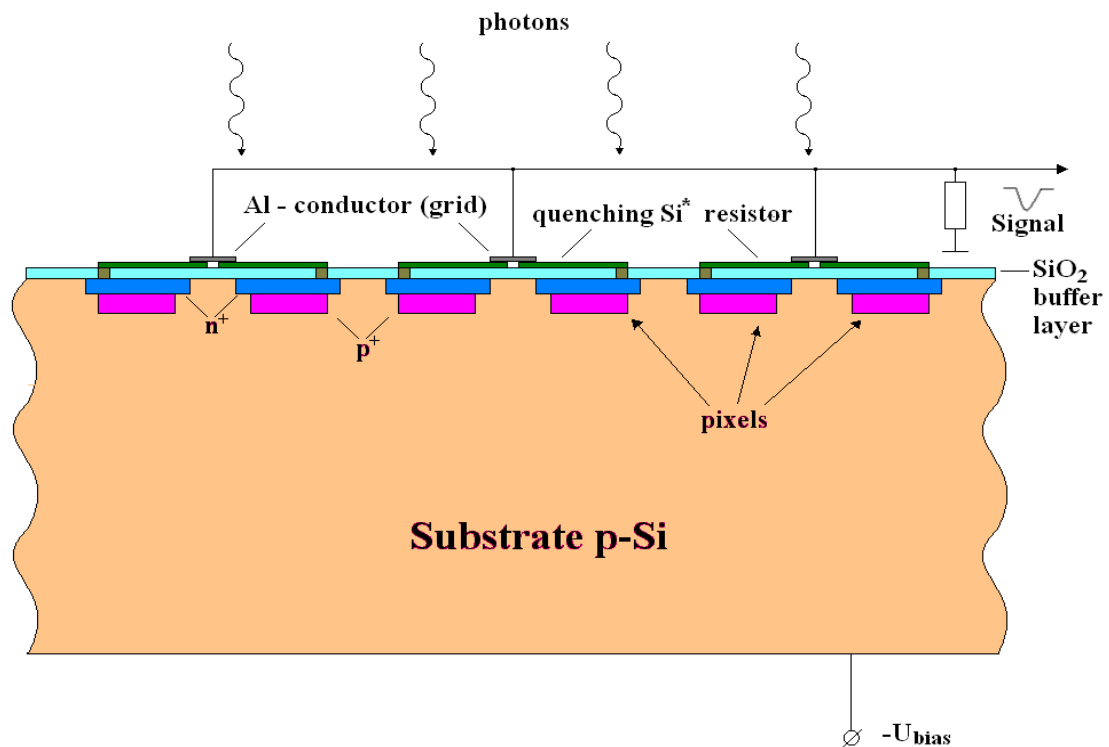


Рис. 15. Поперечное сечение МЛФД с индивидуальными поверхностными резисторами

Пиксели МЛФД являются независимыми микросчетчиками фотонов, работающими в гейгеровском режиме на общую нагрузку. Лавинный разряд в пикселях гасится индивидуальными резисторами, включенными в цепь питания каждого пикселя (отрицательная обратная связь, как у газоразрядного счетчика Гейгера) и размещенными на общей подложке. В течение лавинного размножения в обедненной области пикселя происходит увеличение тока через резистор и, соответственно, к падению напряжения на нем, и когда напряжение становится ниже пробойного, разряд гасится.

Каждый пиксель МЛФД работает в цифровом режиме «да/нет» и вырабатывает стандартный сигнал при детектировании фотона, но при регистрации вспышки света, когда одновременно зажигается много пикселей, выходной сигнал на общей нагрузке будет суммой стандартных. Поэтому МЛФД в целом является аналоговым прибором, который может измерять интенсивность света с динамическим диапазоном соответствующим полному количеству пикселей.

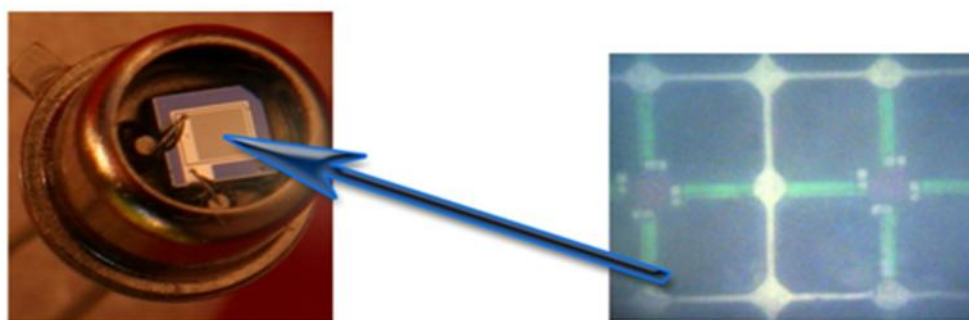


Рис. 16. Общий вид МЛФД в корпусе КТ-1 и микрофотография топологии микропикселей на Si-подложке

Общий вид МЛФД МРЗD с индивидуальными поверхностными резисторами и рабочей площадью  $1\text{мм}^2$  представлен на рис. 16. На микрофотографии показана топология структуры, алюминиевая шина-сетка и поверхностные гасящие резисторы.

Конструкции МЛФД с индивидуальными поверхностными дрейфовыми каналами и МЛФД с индивидуальными поверхностными резисторами подобны. Отличительной особенностью является то, что поверхностные дрейфовые каналы, сформированные вдоль границы кремний-оксид кремния, из-за ограниченной проводимости выполняют функцию гасящих индивидуальных резисторов [29].

В вышеописанных МЛФД значительная часть рабочей поверхности занимают проводящая шина, микрорезисторы, дрейфовые каналы и др., что ограничивает плотность пикселей до  $\approx 10^3 \text{ мм}^{-2}$  и соответственно динамический диапазон регистрируемых сигналов прибором.

Конструкция новых МЛФД с микроканальной структурой и сверхвысокой плотностью пикселей приведена на рис. 17 и представляет собой подложку *n*-типа проводимости, на которой выращены два

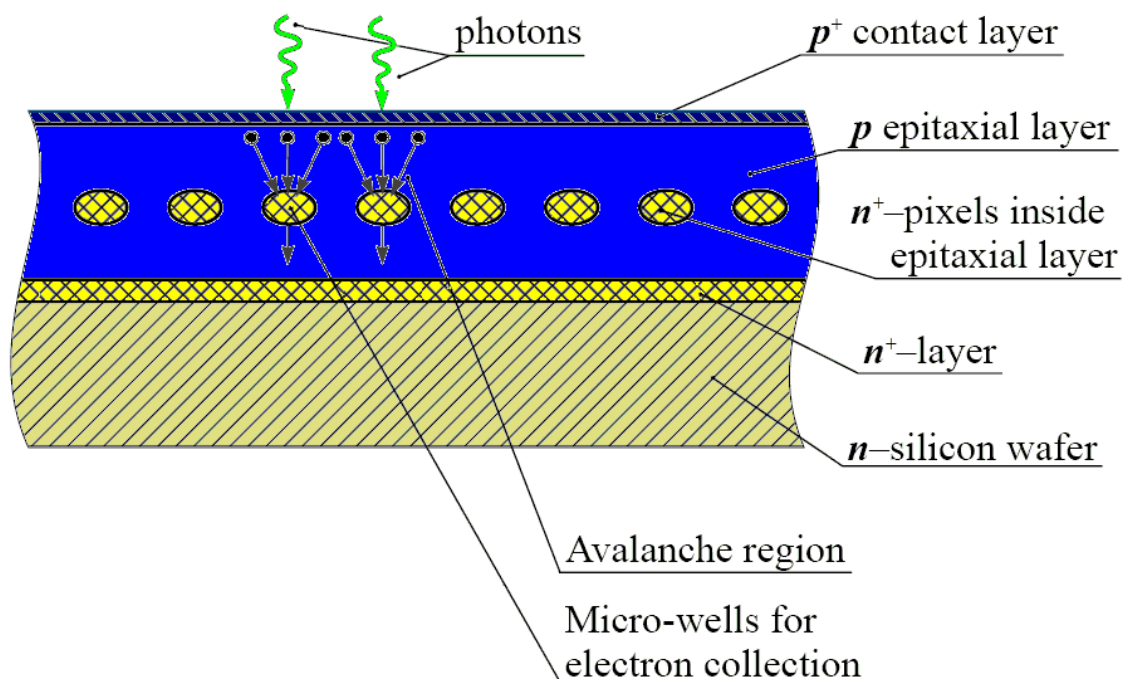


Рис. 17. Схематическое устройство МЛФД с микроканальной структурой

эпитаксиальных слоя р-типа общей толщиной 8 мкм. Между слоями создана матрица областей  $n^+$ -типа (пикселей) с шагом от 5 до 15 мкм и плотностью до  $4 \cdot 10^4 \text{ мм}^{-2}$  [30].

Отрицательное напряжение смещения, приложенное относительно подложки образует в обедненной области прибора матрицу потенциальных ям из  $n^+$ -областей. Лавинное умножение происходит в приграничной области перед потенциальными ямами, где обеспечивается высокое электрическое поле благодаря  $n^+$ -областям. Гашение лавинного разряда происходит за счёт накопления электронов в потенциальной яме и уменьшения электрического поля в приграничной области ниже некоторого порогового значения. Накопленный заряд стекает в подложку через прямо смещённый р-п переход.



Рис. 18. Общий вид МЛФД-3А(Н) в корпусе КТ-2

Общий вид МЛФД-3А(Н) со сверхвысокой плотностью глубинных пикселей  $1.5 \cdot 10^4 \text{ мм}^{-2}$  и площадью  $3 \times 3 \text{ мм}$ , изготовленные компанией Zecotek [31] показан на рис. 18.

### 1.3.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование характеристик МЛФД проводилось методом световых вспышек низкой интенсивности (см. разд. 1.1). Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 19. В качестве импульсного источника света применялся светодиод (СД), интенсивность фотонов которого регулировалась изменением амплитуды импульса генератора (Пит.СД), возбуждающего светодиод. Длительность импульса составляла  $\approx 10$  нс. Для исследования спектральных характеристик МЛФД использовались светодиоды с разными длинами волн света.

Световыход СД имеет достаточно большой температурный коэффициент – более  $1\%/^{\circ}\text{C}$  и поэтому для стабилизации светового сигнала СД помещался в пассивный термостат, а свет передавался на МЛФД по волоконному световоду. В качестве термостата использовался обычный бытовой термос наполненный гранулами из полистирола для увеличения теплоемкости.

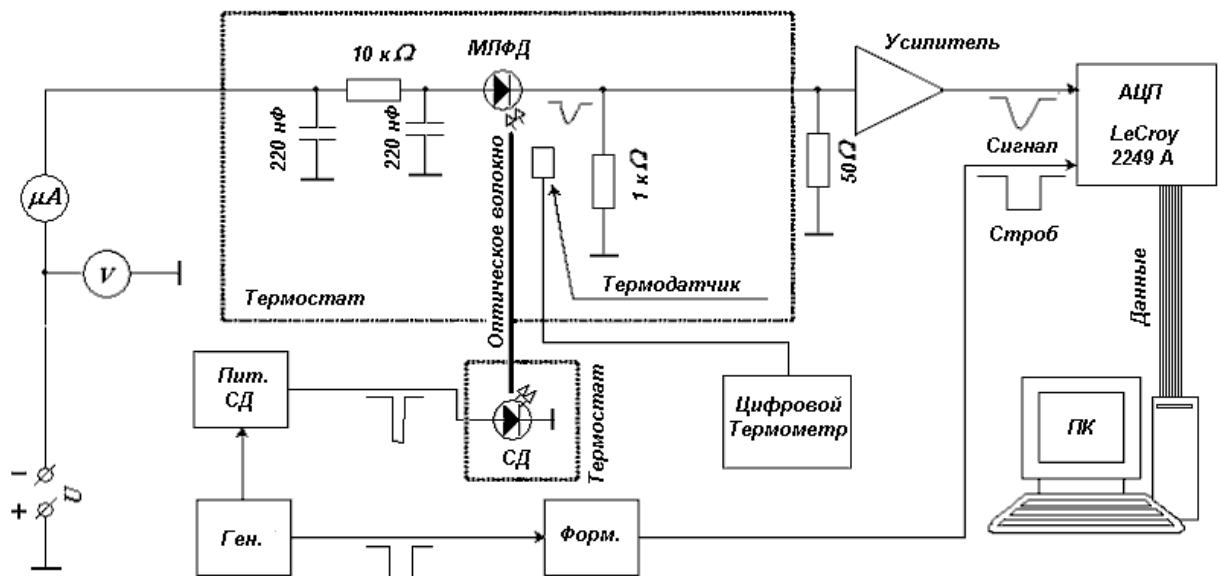


Рис. 19. Блок-схема экспериментальной установки для исследования МЛФД

Для стабилизации температуры МЛФД применялся лабораторный термостат ТВЛ-К50, потому что основные характеристики МЛФД так же существенно зависят от температуры.

Сигналы с МЛФД с поверхностными пикселями усиливались усилителем модель 777 “Phillips scientific” с полосой пропускания  $\approx 150$  МГц и коэффициентом усиления 50, а с МЛФД с глубинными пикселями – малошумящим усилителем с коэффициентом усиления  $\approx 800$  [32]. Спектры сигналов с фотодиодов измерялись зарядово-цифровым преобразователем (АЦП) LeCroy 2249A. Строб-импульс вырабатывался триггерным генератором (Ген) и после формирователя (Форм.) имел длительность 40 нс.

### 1.3.3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследовались разные типы МЛФД: S60 с индивидуальными поверхностными дрейфовыми каналами, MP3D с индивидуальными поверхностными резисторами, МЛФД-3A(N) со сверхвысокой плотностью глубинных пикселей разработанные З. Я. Садыговым [33] и SSPM-050701GR-TO18 коммерческий прибор фирмы Photonique (Швейцария) [34].

Микропиксельные лавинные фотодиоды S60 и MP3D имеют около 1000 пикселей, а SSPM-050701GR-TO18 – 556 пикселей. Изготовлены на низкоомной кремниевой подложке р-типа и имеют полную площадь  $1 \text{ мм}^2$ . Приборы МЛФД-3A(N) компании Zecotek со сверхвысокой плотностью глубинных пикселей  $1.5 \cdot 10^4 \text{ мм}^{-2}$  и площадью  $3 \times 3 \text{ мм}$  выполнены на кремниевой подложке n-типа.

Исследования характеристик МЛФД с поверхностными пикселями проводились при комнатной температуре  $22^\circ\text{C}$ . Зависимости коэффициента усиления пикселя, эффективности регистрации фотона PDE (Photon Detection Efficiency) для голубого ( $\lambda \approx 460 \text{ нм}$ ) и красного ( $\lambda \approx 640 \text{ нм}$ ) света и темнового тока от напряжения смещения показаны на рис. 20.

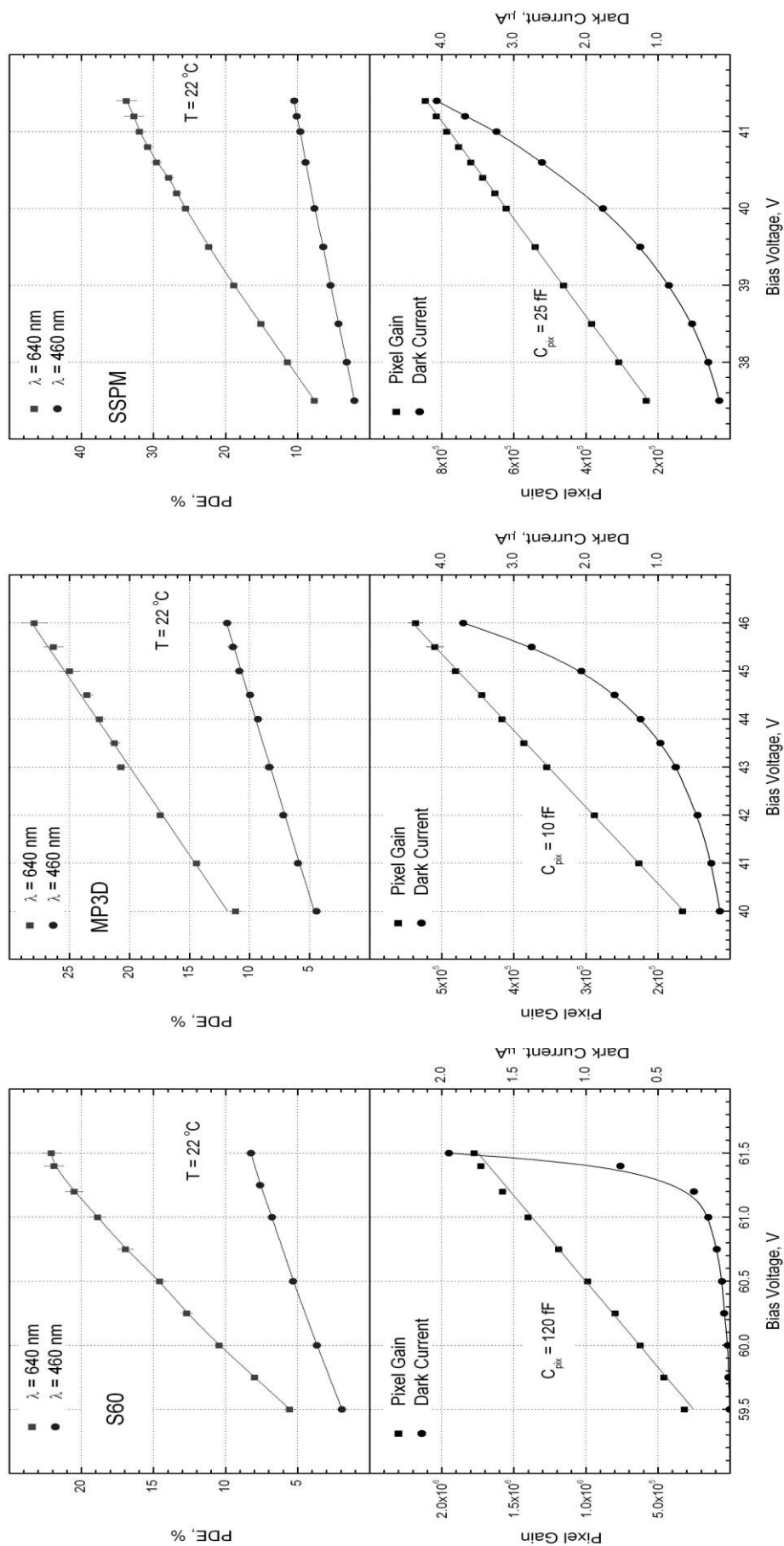


Рис. 20. Зависимости коэффициента усиления пикселя, эффективности регистрации фотона PDE и темнового тока от напряжения смещения для трех типов МЛФД с поверхностными пикселями: S60, MP3D и SSPM-050701GR-TO18



Коэффициенты усиления пикселей определялись из светодиодных спектров с малой интенсивностью света по положениям одноэлектронных пиков (см. рис. 21). Коэффициент усиление пропорционален эффективной емкости пикселя умноженной на перенапряжение

$$G_{\text{pixel}} \sim C_{\text{pixel}} (U_{\text{bias}} - U_{\text{breakdown}}).$$

Наклон функции усиления пикселей от напряжения смещения соответствует эффективной емкости пикселя. Как видно из рис. 20 разные типы МЛФД имеют различные емкости  $C_{\text{pix}}$ .

Эффективность регистрации фотона PDE микропиксельных лавинных фотодиодов с поверхностными пикселями является произведением квантовой эффективности  $\eta$  чувствительной области, геометрического фактора  $\varepsilon_g$  (отношение чувствительной площади к полной поверхности МЛФД) и  $P_{\text{tr}}$  вероятности инициализации фотоэлектроном лавинного пробоя p-n перехода пикселя

$$\text{PDE} = \eta \varepsilon_g P_{\text{tr}}.$$

Квантовая эффективность фотодиода для света с фиксированной длиной волны определяется как доля падающих фотонов, которая приводит к образованию носителей заряда, дающих вклад в фототок

$$\eta = (1 - r) e^{-\frac{d}{\lambda}} \left(1 - e^{-\frac{L}{\Lambda}}\right),$$

где  $r$  – коэффициент отражения от поверхности фотодиода,  $d$  – толщина нечувствительных поглощающих слоев,  $\lambda$  – их эффективная длина поглощения,  $L$  – толщина чувствительного слоя,  $\Lambda$  – длина поглощения света.

Важно отметить, что для МЛФД с глубинными пикселями благодаря отсутствию на рабочей поверхности проводящей шины, микрорезисторов, дрейфовых каналов и др. геометрический фактор близок  $\varepsilon_g = 1$ .

В отличие от обычных фотодиодов эффективность регистрации фотона МЛФД не является константой, а зависит от напряжения смещения.

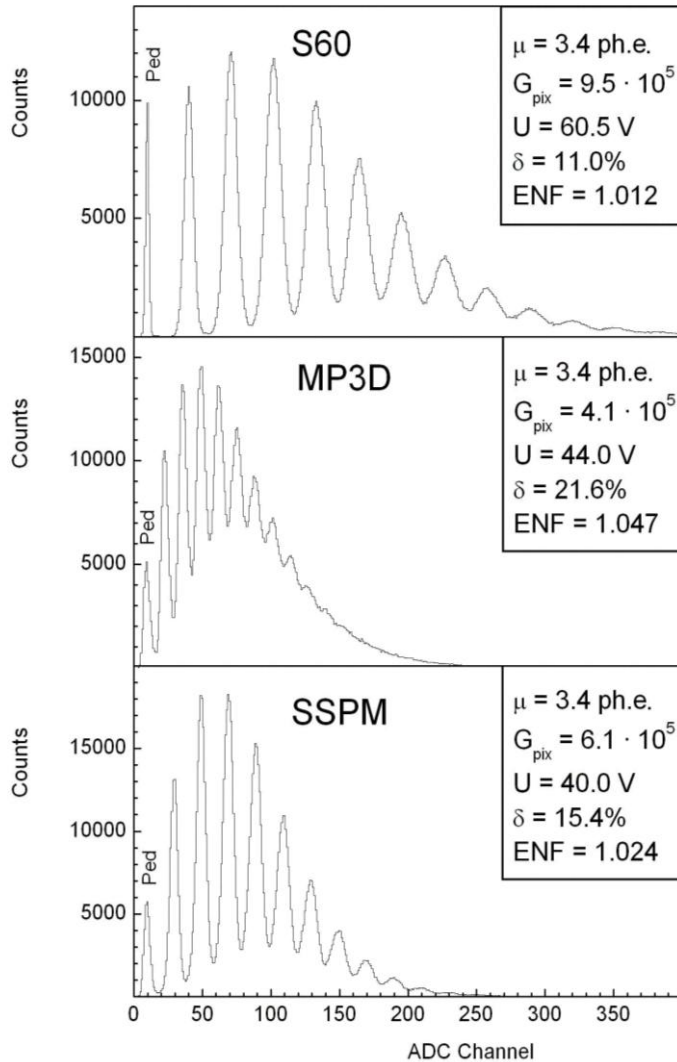


Рис. 21. Типичные однофотозлектронные светодиодные спектры МЛФД с поверхностными пикселями со средним количеством фотоэлектронов  $\mu = 3,4$  при  $T = 22^\circ\text{C}$

PDE растет с повышением напряжения смещения в результате увеличения  $P_{tr}$  под действием усиливающегося электрического поля [35]. Геометрический фактор  $\varepsilon_g$  для S60 и MP3D составляет порядка 50%, а для SSPM-050701GR-TO18 приблизительно 70%.

Все исследованные приборы с поверхностными пикселями имеют высокое однофотозлектронное разрешение  $\delta$  и превосходный фактор избыточного шума ENF (Excess Noise Factor) (см. рис.21).

Уровень электронного шума МЛФД вследствие

большого коэффициента усиления незначительный и составляет меньше 0,2 электронов, как видно из ширины «пьедесталов» на рис. 21. Основным источником темнового шума являются лавинные пробои, инициированные свободными носителями заряда, термически генерируемые в чувствительном объеме пикселей. На рис. 22. показаны зависимости скорости счета темновых

сигналов МЛФД с поверхностными пикселями от порога регистрации, выраженного в количествах зажженных пикселей.

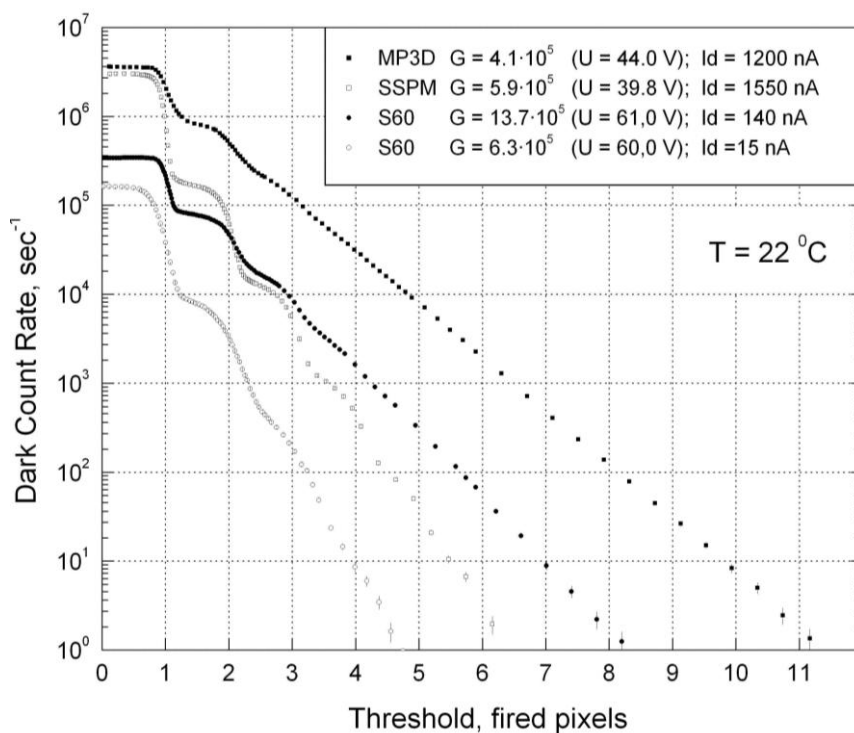


Рис. 22. Зависимость скорости счета темновых сигналов МЛФД от порога регистрации при разных коэффициентах усиления пикселей

Скорость счета темновых сигналов зависит от конструкции и технологии изготовления МЛФД и ограничивает область применения МЛФД только при детектировании малых интенсивностей света (несколько фотоэлектронов), но практически не влияет в случае больших световых сигналов.

Проведенные сравнительные исследования основных параметров разных типов МЛФД с поверхностными пикселями показали, что МЛФД S60 с индивидуальными поверхностными дрейфовыми каналами является наиболее перспективным прибором, благодаря большому коэффициенту усиления  $G_{\text{pix}} \sim 10^6$ , превосходному одноэлектронному разрешению  $\delta \approx 10\%$  и низкому уровню шума.

Исследования характеристик МЛФД-3А(Н) с глубинными пикселями проводились при температуре ниже комнатной (15°C), так как для практического применения этих фотодиодов планировалось разработать термостабилизатор на элементе Пельтье.

Сравнительные типичные однофотозэлектронные спектры MAPD-3А и улучшенного прибора MAPD-3Н от светодиода с низкой интенсивностью световых вспышек и одинаковым средним количеством фотоэлектронов представлены на рис. 23.

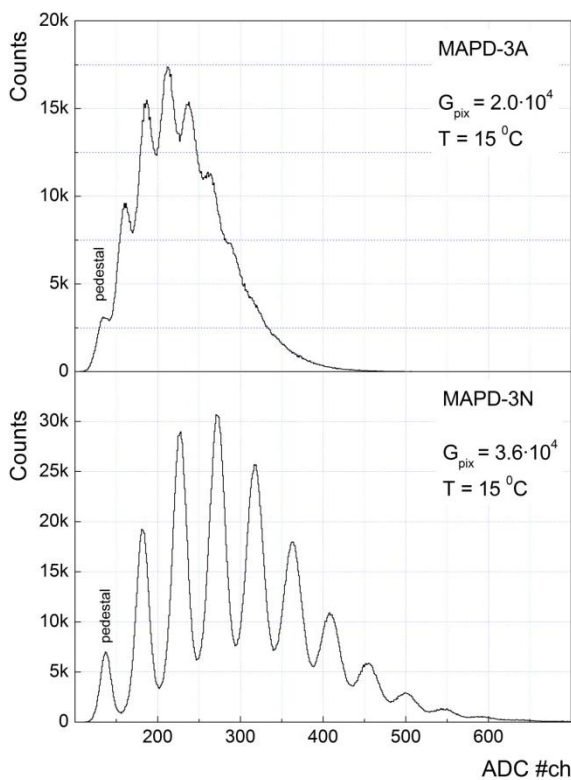


Рис. 23. Типичные однофотозэлектронные спектры МЛФД с глубинными пикселями со средним количеством фотоэлектронов  $\mu = 3,5$  при температуре  $T = 15^\circ\text{C}$

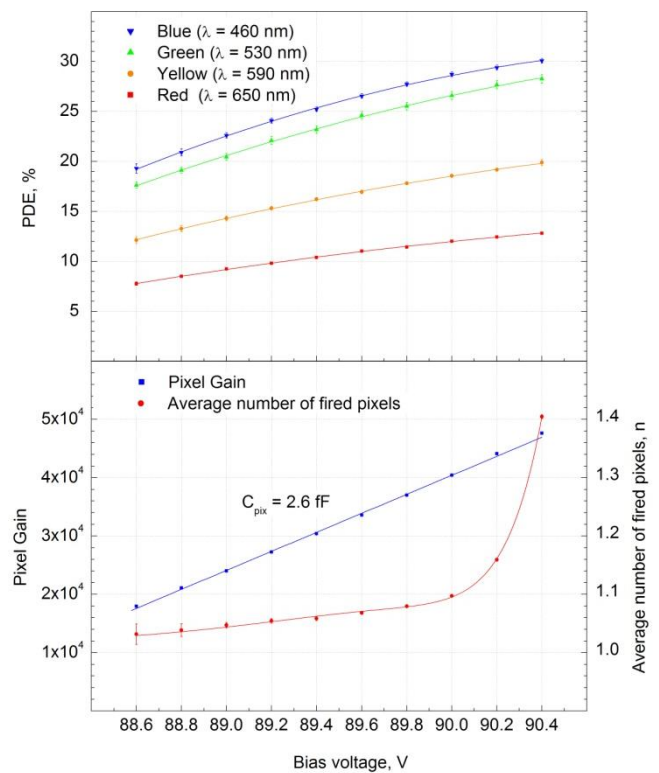


Рис. 24. Зависимости усиления пикселя, среднего количества зажженных пикселей ( $n$ ) и PDE при разных длинах волн MAPD-3Н от напряжения при  $T = 15^\circ\text{C}$

На рис. 24 показаны зависимости от напряжения смещения коэффициента усиления пикселя, эффективности регистрации фотона PDE и среднего количества зажженных пикселей при регистрации единичного фотона, вследствие оптической связи [36]. В лавинном разряде на

$10^5$  носителей заряда в среднем излучается 3 фотона с энергией выше, чем ширина запрещенной зоны кремния 1,12 эВ [37], которые проникая в соседние пиксели, могут вызвать фотоионизацию и инициировать лавинные пробой. PDE оценивалась относительно стандартной спектральной характеристики фотосенсора H6780-04 (Hamamatsu).

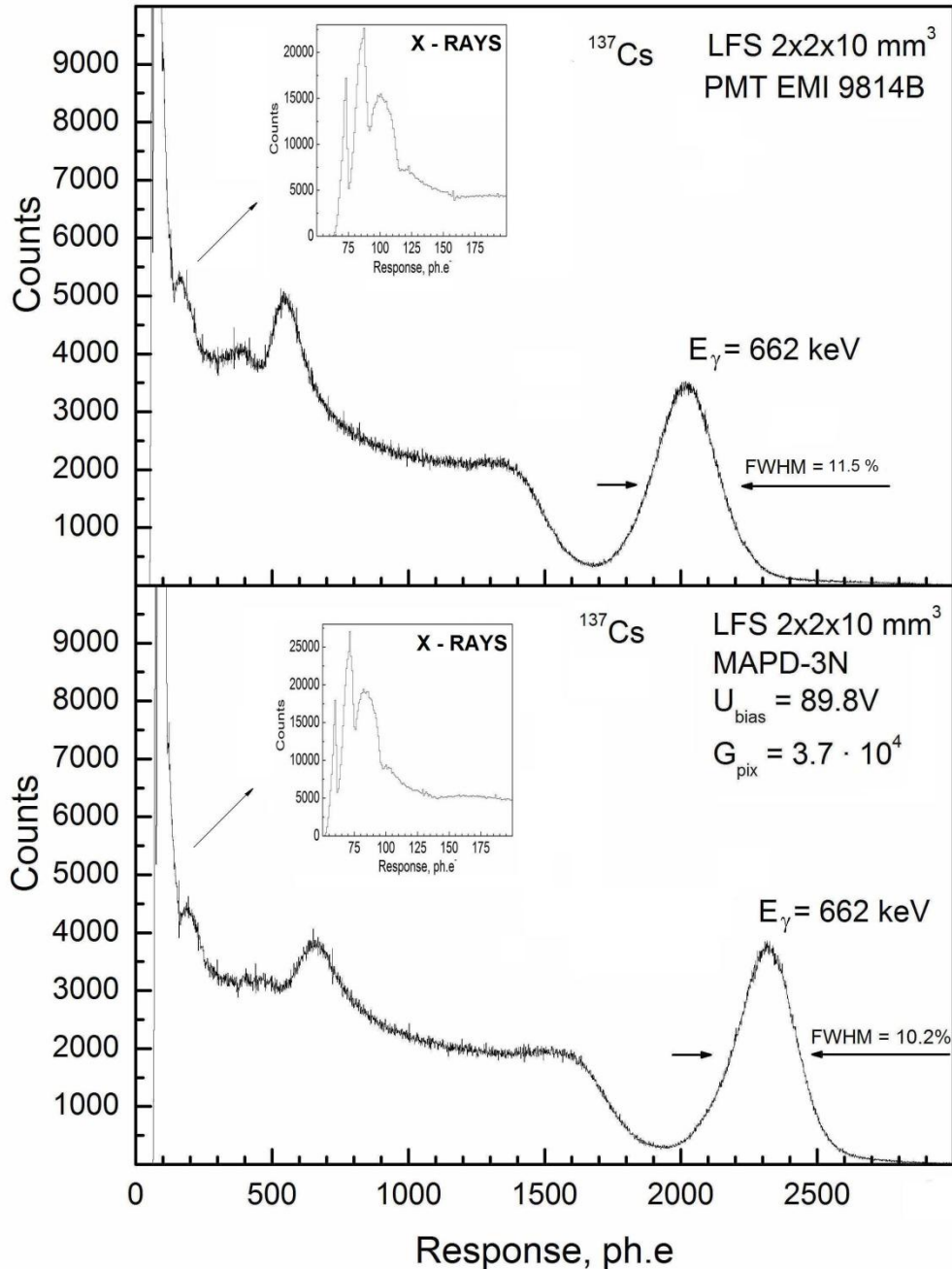


Рис. 25. Сравнительные спектры фотоэлектронов измеренные ФЭУ EMI 9814B и MAPD-3N при регистрации  $\gamma$ -излучения  $^{137}\text{Cs}$  скintилляционным кристаллом LFS размером  $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$  при  $T = 15^\circ\text{C}$

Для прямого сравнения характеристик ФЭУ и MAPD-3N были измерены спектры  $\gamma$ -излучения  $^{137}\text{Cs}$  сцинтилляционным кристаллом LFS (Lutetium Fine Silicate) [31]. Как видно из рис. 25, энергетическое разрешение, полученное с фотодиодом MAPD-3N со сверхвысокой плотностью пикселей и высококачественным ФЭУ ЕМІ 9814В сравнимы во всей области энергий включая рентгеновскую. Поэтому MAPD-3N можно использовать вместо ФЭУ для спектрометрических измерений.

В заключение отметим, что МЛФД-3А(N) со сверхвысокой плотностью глубинных пикселей  $1.5 \cdot 10^4 \text{ мм}^{-2}$  и площадью  $3 \times 3 \text{ мм}$  были успешно применены для регистрации света с прототипов электромагнитных калориметров типа «Шашлык» для экспериментов NICA-MPD (ОИЯИ) и COMPASS (CERN) [24,38].

#### 1.4. ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1

В заключение первой главы сделаем следующие выводы, основанные на результатах, опубликованных в работах [7, 15, 16, 17, 23,24].

1. Предложен и разработан новый метод абсолютной калибровки и мониторинга спектрометрического канала ФЭУ, основанный на деконволюции одноэлектронных спектров от импульсного источника света низкой интенсивности с помощью функции отклика ФЭУ. Функция отклика достоверно описывает основные процессы в фотодетекторе, не имеет феноменологических параметров и основана на предложенной простой статистической модели работы ФЭУ. Принципиально важно, что интенсивность источника света и коэффициент усиления ФЭУ определяются разными параметрами функции отклика, поэтому не требуется долговременная стабильность тестового источника света для калибровки и мониторинга спектрометрического канала ФЭУ. Метод получил широкое распространение в мировой практике.

2. Предложен и разработан прецизионный аналитический метод анализа одноэлектронных спектров новых сверхминиатюрных ФЭУ R5600 и R5900 (Hamamatsu) с металло-канальным динодом. В детальных исследованиях одноэлектронных спектров обнаружена значительная фотоэмиссия с первого динода, которая достигает 60% от сигнала с фотокатода и существенно ухудшает спектрометрические характеристики ФЭУ. Важным следствием обнаруженного эффекта является радикальное улучшения фирмой Hamamatsu спектрометрических свойств новых модификаций ФЭУ R7400 и R5900, в которых фотоэффект на первом диноде был подавлен.

3. Разработана методика и исследованы основные параметры разных типов микропиксельных лавинных фотодиодов S60, MP3D, SSPM-050701GR-TO18, МЛФД-3А(Н). Показано, что все приборы имеют коэффициент усиления  $>10^4$  при комнатной температуре, высокое одноэлектронное разрешение 10% – 20% и способны регистрировать слабые световые потоки на уровне счета отдельных фотонов, а МЛФД-3Н со сверхвысокой плотностью глубинных пикселей  $1.5 \cdot 10^4 \text{ мм}^{-2}$  и площадью  $3 \times 3 \text{ мм}$  можно использовать вместо ФЭУ в спектрометрических счетчиках с неорганическими сцинтилляторами.

## **ГЛАВА 2. РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ПЛАСТМАССОВЫХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ**

Развитие физики элементарных частиц неразрывно связано с повышением энергии ускорителей. Гигантские энергии пучков современных ускорителей обуславливают увеличение размеров физических установок для проведения исследований и требуют применение детекторов с большой чувствительной площадью. Крупные детекторы на основе пластмассовых сцинтилляторов широко используются в современных экспериментах по физике высоких энергий.

В данной главе представлены результаты разработок и исследований новых сцинтилляционных детекторов и нового пластмассового сцинтиллятора.

### **2.1. ДЛИННЫЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ НА СУПЕРКОЛЛАЙДЕРАХ ТЭВ - ДИАПАЗОНА**

Все проектируемые универсальные установки для будущих адронных суперколлайдеров LHC и SSC (проект остановлен) нуждаются в быстрых детекторах мюонов. Эти детекторы играют решающую роль в триггерных системах временного отбора и анализа событий. Чувствительная площадь мюонного детектора может достигать сотен квадратных метров, а непрерывный срок эксплуатации должен составлять не менее 10 лет. Поэтому создание и обеспечение стабильной и эффективной работы детектора мюонов в течение длительного времени достаточно сложная задача.

Применение массива из больших пластмассовых сцинтилляционных счетчиков для регистрации мюонов является хорошим решением проблемы создания надежного детектора мюонов.



В данном разделе представлены результаты сравнительных исследований прототипов больших мюонных счетчиков изготовленных из разработанного нами пластмассового сцинтиллятора UPS 923A\* и хорошо известного западного сцинтиллятора NE 114\*\* [9].

### 2.1.1. КОНСТРУКЦИЯ СЧЕТЧИКОВ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Качество сцинтилляционных счетчиков в основном определяется качеством используемого сцинтилляционного материала. Основными параметрами сцинтиллятора являются световыход и длина ослабления света.

Для сравнения основных характеристик пластмассовых сцинтилляторов NE 114 и UPS 923A были изготовлены два длинных идентичных счетчика. Сцинтилляционные пластины счетчиков имели размеры  $200 \times 30 \times 2$  см<sup>3</sup> и изготавливались из материала NE 114 на основе поливинилтолуола (PVT) и разработанного нами сцинтиллятора UPS 923A на основе полистирола (PS) с добавками 2% РТР и 0.03% РОРОР. Все поверхности пластин полированы.

Светосбор осуществлялся с торцов сцинтилляционных пластин стандартным образом, посредством световодов типа «рыбий хвост», которые имели длину 38 см и заканчивались цилиндрами диаметром 4,6 см для соединения с ФЭУ ЕМІ 9814В. Световод приклеивался к одному из торцов оптическим клеем NE 581. Второй торец был зачернен для подавления отраженного света. Счетчики заворачивались в алюминиевую бумагу и изолировались от света листами из темного пластика. Дополнительно был изготовлен аналогичный счетчик из UPS 923A, но длиной 3 м и незачерненным дальним от ФЭУ торцом.

---

\* Ukrainian Plastic Scintillator 923A изготовлен Институтом сцинтилляционных материалов, Харьков, Украина.

\*\* NE 114 был изготовлен Nuclear Enterprises Ltd. Этот материал эквивалентен BC 416, который сейчас изготавливается Vicron Corp.

Исследование светосбора в счетчиках проводилось с помощью космических мюонов, которые выделялись телескопом из двух небольших ( $4 \times 10 \text{ см}^2$ ) сцинтилляционных счетчиков ( $S_1, S_2$ ) включенных в схему совпадений (рис.26). Исследуемый счетчик размещался между ними. Передвигая телескоп вдоль оси счетчика, измерялась зависимость светосбора от расстояния до ФЭУ (торца пластины). Спектры сигналов с фотоумножителя измерялись зарядово-чувствительным преобразователем (ЗЦП) LeCroy ADC 2249A. Длительность ворот ЗЦП составляла 80 нс. Для увеличения динамического диапазона измеряемых сигналов использовался ослабитель (АТТ).

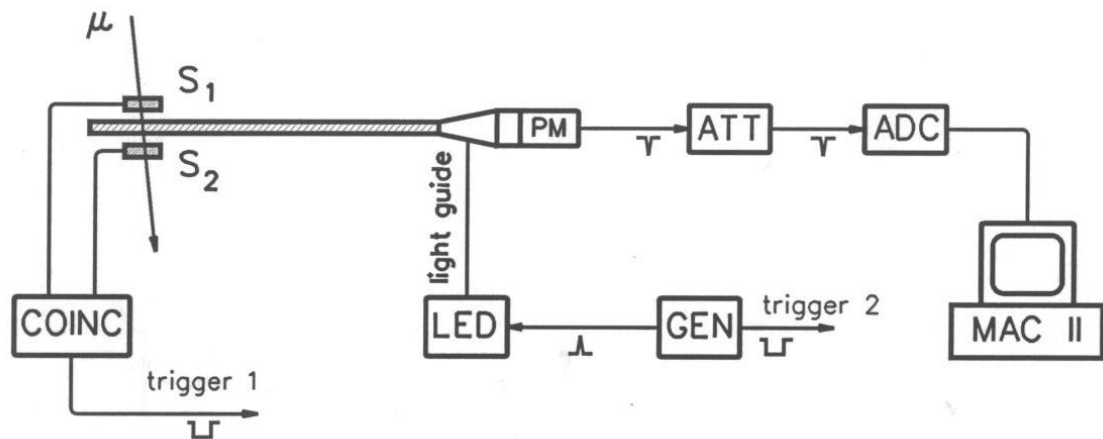


Рис. 26. Блок-схема измерительной установки

Установка работала в двух режимах. Первый (триггер 1) – для измерения амплитудных спектров со счетчика от космических мюонов, второй (триггер 2) – для калибровки спектрометрического канала ФЭУ. Триггер 1 вырабатывался мюонным телескопом. Триггер 2 импульсным генератором (GEN) и применяется для измерения спектров от светодиода (LED). Среднее количество фотонов, падающих на фотокатод ФЭУ, регулировалось изменением амплитуды импульса питающего светодиод.

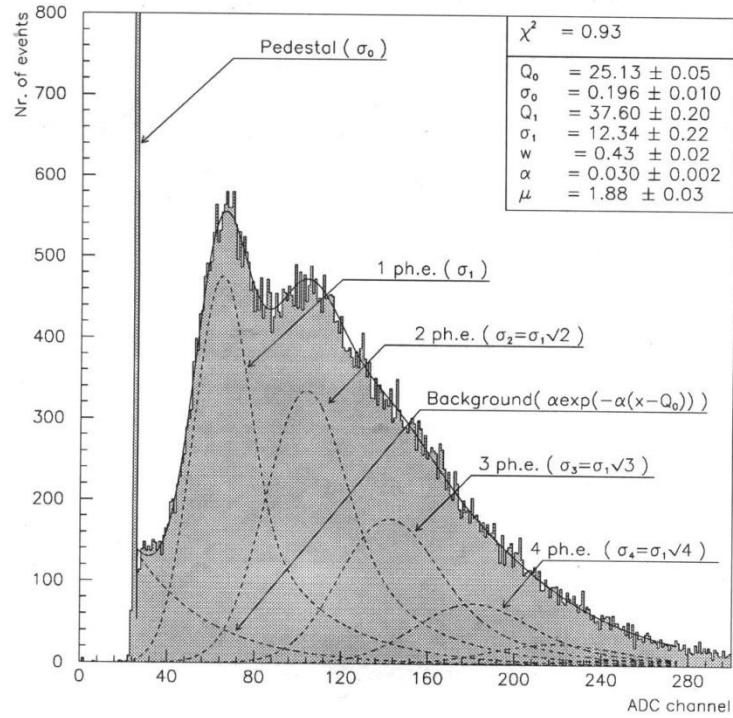


Рис. 27. Типичный калибровочный спектр от светодиода и его составляющие

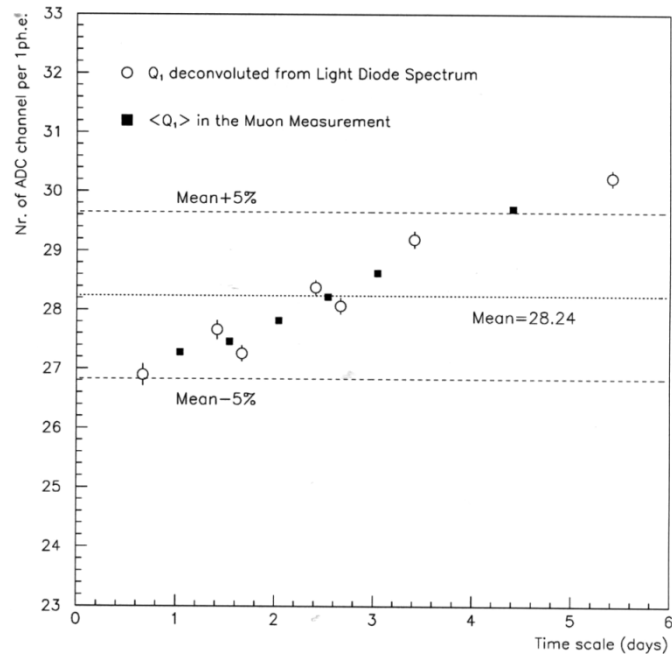


Рис. 28. Дрейф калибровочного коэффициента  $Q_1$  за время исследования счетчика длиной 3 м;  $\langle Q_1 \rangle$  - среднее значение коэффициента  $Q_1$  измеренного до и после набора статистики на мюонах

Спектры от светодиода использовались для абсолютной калибровки спектрометрического канала и измерялись до и после каждого набора

статистики на мюонах. Калибровка канала в абсолютных единицах, т.е. в количествах фотоэлектронов, созданных на фотокатоде ФЭУ, выполнена методом вспышек света малой интенсивности. Деконволюция типичного калибровочного спектра показана на рис. 27. Параметр  $Q_1$  использовался для калибровки и мониторинга спектрометрического канала. Метод калибровки и мониторинга детально описан ранее в разделе 1.1.

На рис. 28 показана зависимость калибровочного коэффициента  $Q_1$  от времени в течении одного из циклов измерений светосбора со счетчиков, иллюстрирующая нестабильность аппаратуры. Небольшие локальные изменения  $Q_1$  можно объяснить изменением температуры в течении суток (день-ночь), а интегральное увеличение в основном связано с ростом коэффициента усиления ФЭУ в результате «тренировки».

### 2.1.2. РЕЗУЛЬТАТЫ

С помощью описанной выше установки исследованы два счетчика из сцинтиллятора UPS 923A размерами  $200 \times 30 \times 2 \text{ см}^3$ ,  $300 \times 30 \times 2 \text{ см}^3$  и счетчик из сцинтиллятора NE 114 размером  $200 \times 30 \times 2 \text{ см}^3$ . Типичный спектр от космических мюонов с трехметрового счетчика из UPS 923A, измеренный на расстоянии 295 см от переднего края сцинтилляционной пластины, показан на рис. 29. Средний световой сигнал от прохождения мюона через счетчик, выраженный в количестве фотоэлектронов образовавшихся на фотокатоде ФЭУ, находился из выражения:

$$N_{\text{ф.э.}} = \frac{\langle Q \rangle - Q_0}{\langle Q_1 \rangle}$$

где  $\langle Q \rangle$  - средняя амплитуда мюонного спектра,  $Q_0$  – значение пьедестала ЗЦП,  $\langle Q_1 \rangle$  - усредненный калибровочный коэффициент.

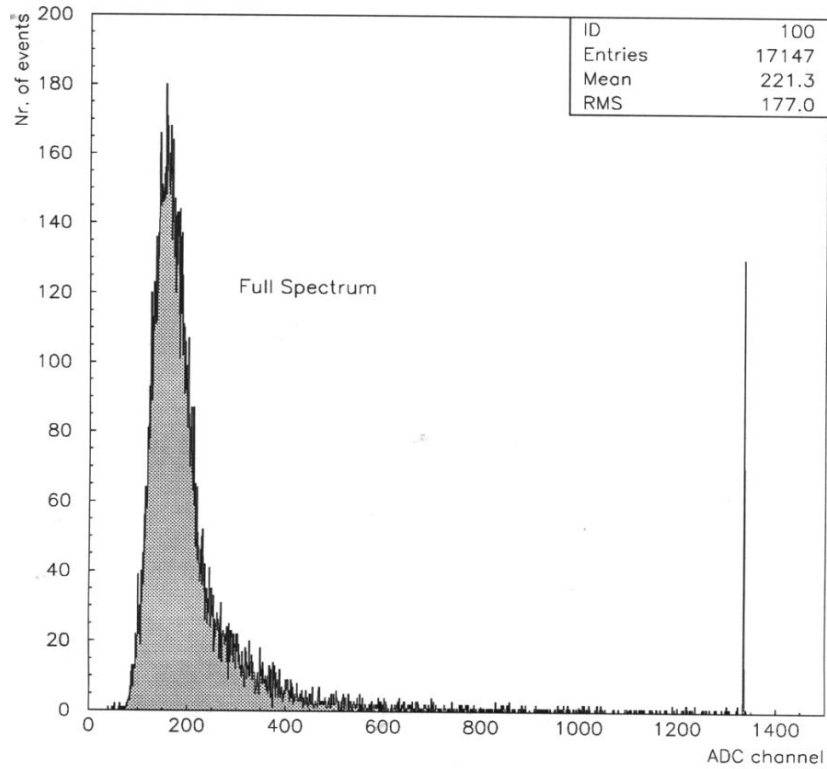


Рис. 29. Типичный спектр от космических мюонов

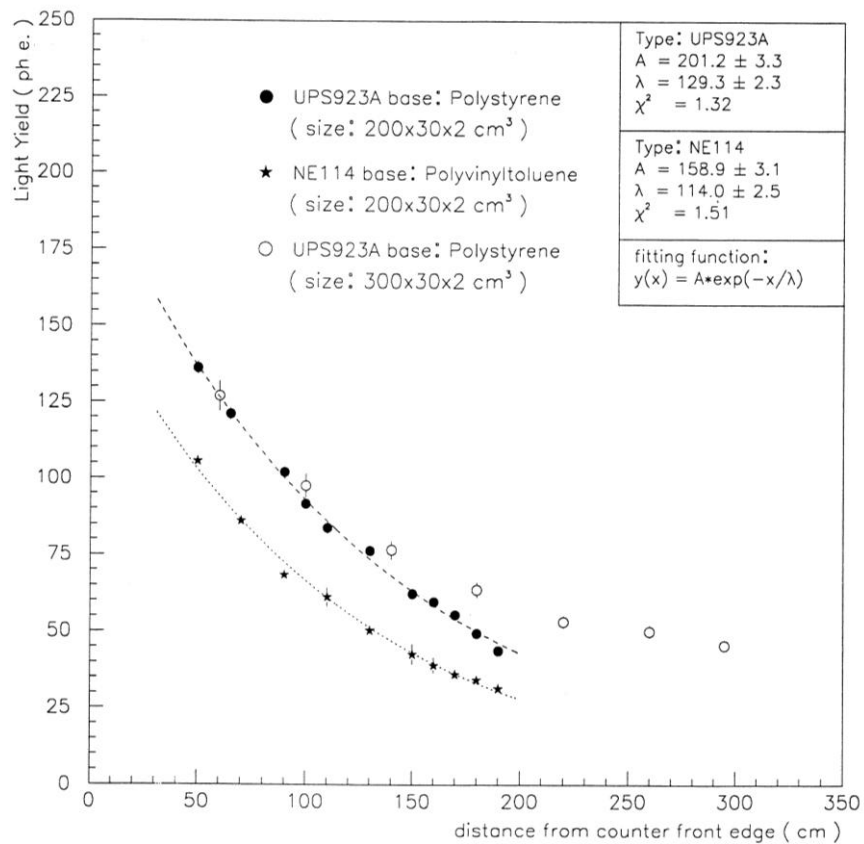


Рис. 30. Зависимости светосбора с трех счетчиков от расстояния до переднего края сцинтилляционных пластин

Результаты исследования светосбора в созданных счетчиках представлены на рис.30. Для сравнения параметров сцинтилляторов UPS 923A и NE 114 экспериментальные данные, полученные с двухметровых счетчиков аппроксимировались экспоненциальной функцией  $A \exp(-x/\lambda)$ . Эффективные длины ослабления сцинтилляционного света пластинами UPS 923A и NE 114 сравнимы и составляют 130 см и 114 см соответственно. Но светосбор в UPS 923A счетчика приблизительно на 25% больше, чем в NE 114.

Световой сигнал с конца трехметрового счетчика больше, чем с двухметровых из-за отражения света от дальнего торца сцинтилляционной пластины и составляет  $\approx 45$  фотоэлектронов. Отметим, что для  $\approx 100\%$  эффективности регистрации мюонов пластмассовым сцинтиллятором толщиной 2 см с учетом флуктуаций потерь энергии достаточно всего 10 фотоэлектронов.

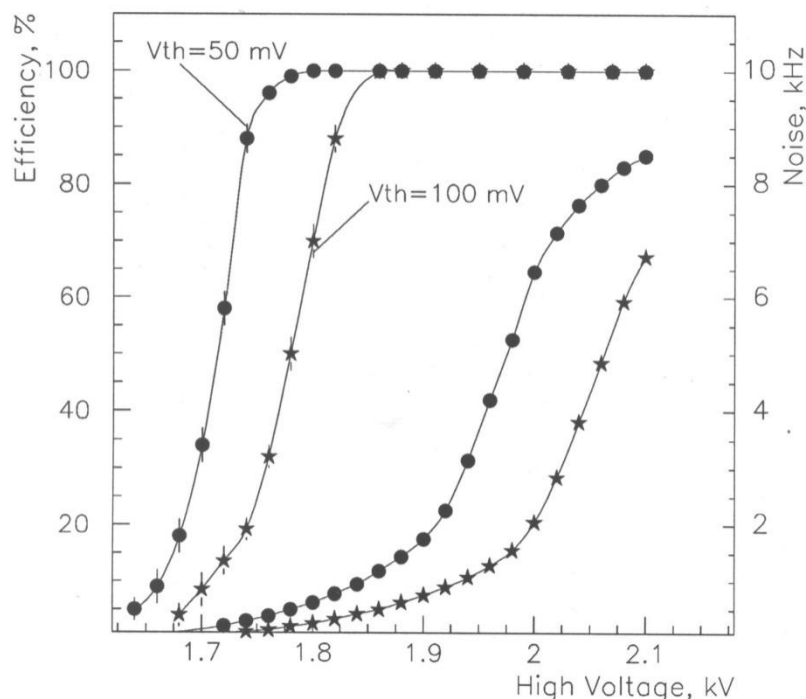


Рис. 31. Зависимости эффективности регистрации мюонов счетчиком длиной 3 м из UPS 923A и интенсивности шума от напряжения на ФЭУ при двух порогах регистрации 50 мВ и 100 мВ

Счетные характеристики, измеренные при прохождении мюонов через дальний конец трехметрового счетчика, показаны на рис. 31. Протяженность плато составляет не менее 200 В. Увеличение интенсивности шумов в конце плато, обусловлено в основном ростом эффективности регистрации счетчиком внешнего естественного  $\gamma$ -фона.

В заключение подчеркнем, что светосбор в счетчике из разработанного нами сцинтиллятора UPS 923A примерно на 25% выше, чем в NE 114 при приблизительно равной длине затухания света. Созданный на основе UPS 923A прототип мюонного счетчика имеет достаточные размеры ( $300 \times 30 \times 2 \text{ см}^3$ ) и большой световой сигнал ( $\approx 45$  фотоэлектронов с конца) для использования в длительных экспериментах на крупных установках.

## **2.2. БОЛЬШИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ СО СБОРОМ СВЕТА СПЕКТРОСМЕЩАЮЩИМИ ВОЛОКНАМИ**

В больших пластмассовых сцинтилляционных счетчиках свет на фотокатод фотоэлектронного умножителя обычно собирается с торца сцинтилляционной пластины посредством плексигласового световода типа «рыбий хвост» (см. 2.1.1) или световода, составленного из набора полос органического стекла. Такая стандартная конструкция сцинтилляционных счетчиков имеет существенные недостатки:

- свет вдоль сцинтилляционных пластин распространяется за счет многократного полного внутреннего отражения, что накладывает высокие требования к качеству полировки поверхности сцинтиллятора, прозрачности, световыходу, а также жесткие ограничения естественной и радиационной деградации этих параметров во времени, так как даже незначительные ухудшения качества поверхности, прозрачности сцинтиллятора ведут к существенному уменьшению величины светового сигнала с дальнего

- конца протяженных счетчиков;
- для эффективного сбора света с торца сцинтилляционной пластины плексигласовым световодом необходим дорогостоящий ФЭУ с большой площадью фотокатода, потому что эффективность светосбора определяется отношением площади фотокатода к площади торца сцинтилляционной пластины;
  - плексигласовые световоды и большие ФЭУ занимают значительное пространство, что ведет к образованию нечувствительных зон, уменьшению геометрической эффективности и увеличению размеров экспериментальных установок;
  - обычно в местах размещения сцинтилляционных счетчиков присутствует рассеянное магнитное поле, что влечет необходимость экранировки ФЭУ; отметим, что большие ФЭУ очень чувствительны к магнитным полям, поэтому в некоторых случаях необходимо удалять ФЭУ из магнитного с помощью длинных световодов сложной конфигурации.

В данном разделе представлены конструкция и результаты первых исследований больших сцинтилляционных счетчиков нового поколения, предложенных автором, которые почти лишены вышеперечисленных недостатков. В разработанных счетчиках светосбор осуществляется спектросмещающими волокнами, а регистрация света – новыми сверхминиатюрными ФЭУ.

Работа выполнена в рамках программы исследований и разработок, направленных на развитие триггерной мюонной системы установки CDF [39]. Созданы и испытаны прототипы триггерных мюонных сцинтилляционных счетчиков подсистем CSP (Central Scintillator uPgrade), BSU (Barrel Scintillator Upgrade) и WSU (Wall Scintillator Upgrade) [40, 41] установки CDF II [6].



### 2.2.1. КОНСТРУКЦИЯ И ПРИНЦИП РАБОТЫ СЧЕТЧИКОВ

Съем света со сцинтилляторов с помощью пластмассовых спектросмещающих волокон позволяет создавать наиболее компактные системы светосбора, и эта методика уже успешно используется в сцинтилляционных сэндвич-калориметрах [14, 42, 43]. Малое количество света, которое собирается с каждого сцинтилляционного слоя калориметра при прохождении частицы с минимальной ионизацией, не является критическим, так как сигнал с детектора образуется суммой с большого количества слоев. Аналогичную технологию мы применили для сбора света с больших сцинтилляционных пластин. Для исследований были изготовлены два счетчика прямоугольной формы с размерами  $180 \times 17 \times 2$  см<sup>3</sup> (BSU),  $300 \times 30 \times 2$  см<sup>3</sup> (CSP) и трапециевидный счетчик с размерами  $180 \times 40 \times 30 \times 1,5$  см<sup>3</sup> (WSU).

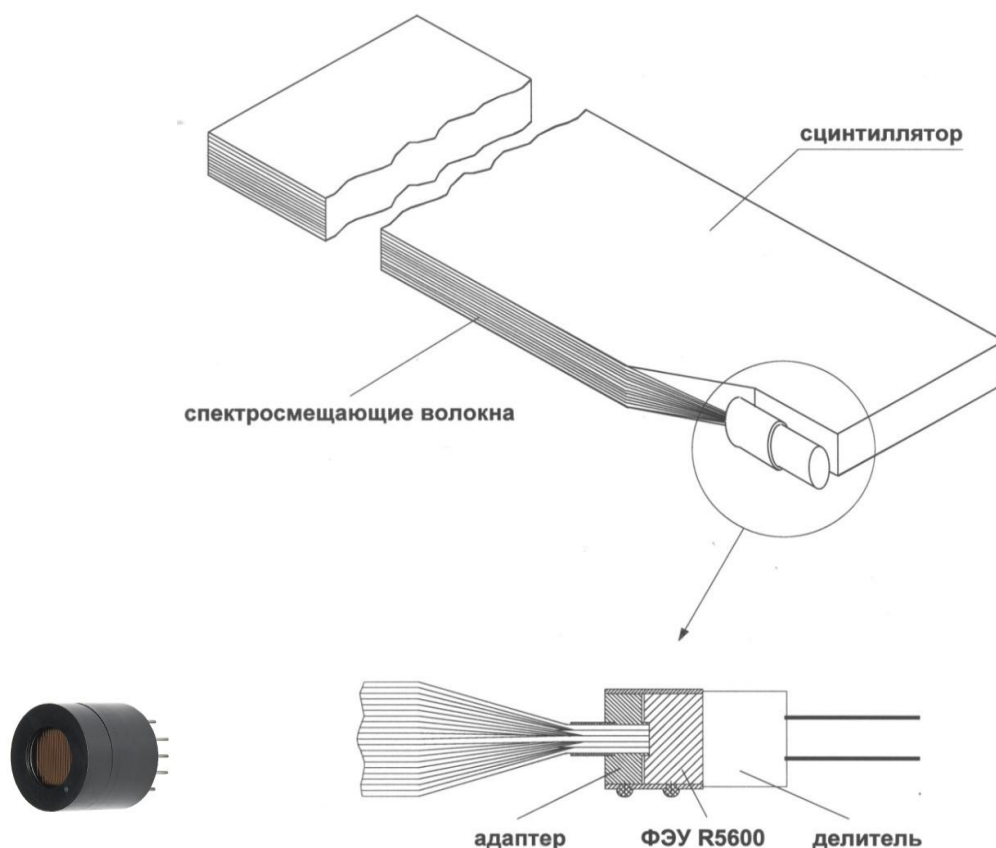


Рис. 32. Конструкция сцинтилляционного счетчика со съемом света лентой-световодом из спектросмещающих волокон

Конструкция счетчика показана на рис. 32. Пластины изготовлены в Институте "Монокристалл" г. Харькова из сцинтиллятора UPS 923A на основе полистирола с добавками РТР (2%) и РОРОР (0,03%) (см. разд. 2.1). Все поверхности сцинтиллятора полированы.

В одном углу пластин сделаны небольшие выемки для размещения сверхминиатюрного ФЭУ R5600. Площадь выемок составляет несколько десятых долей процента от полной площади счетчиков и поэтому наличие выемок несущественно уменьшает геометрическую эффективность.

Для съема света вдоль узкой длинной грани пластины были приклеены оптическим клеем параллельно друг другу спектросмещающие волокна диаметром 1 мм, образующие ленту. Для счетчиков CSP и BSU толщиной 2 см использовались ленточные световоды из 20 волокон, а для WSU толщиной 1,5 см – из 15 волокон. У выемки волоконная лента формировалась в жгут и приклеивалась внутри адаптера цилиндрической формы. Торец адаптера фрезеровался и полировался для получения плоской поверхности, необходимой для оптического контакта с фотокатодом ФЭУ. Дальние от ФЭУ торцы волоконной ленты были зачернены в первых измерениях, а затем также сделаны плоскими и отполированы. К этим торцам для увеличения светосбора приклеивались оптическим клеем полоска алюминиевой фольги, которая отражала свет, распространяющийся в волокнах в направлении противоположном от ФЭУ. Такая простая технология изготовления рефлектора, как будет показано далее, дает коэффициент отражения  $\approx 60\%$ .

На всех торцах сцинтилляционной пластины установлены полоски из алюминиевой фольги для отражения обратно выходящего из нее света. На внешней стороне ленточного световода была приклеена светоотражающая алюминиевая полоска для увеличения эффективности захвата света волокнами. Счетчик был обернут алюминизированной бумагой и черным пластиком для светоизоляции. Алюминиевая бумага имела профиль

поверхности, подобный апельсиновой корке. Такая поверхность не дает зеркального отражения и поэтому улучшает транспортировку вышедшего из сцинтиллятора света к световоду из спектрсмещающих волокон.

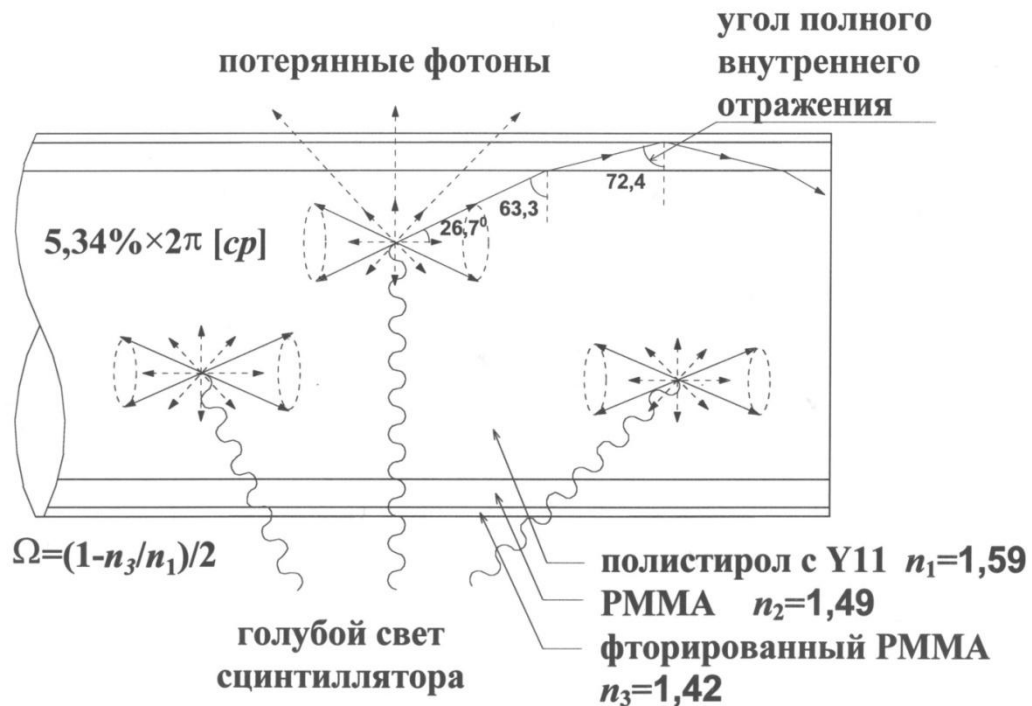


Рис. 33. Принцип светосбора с использованием спектрсмещающего волокна

Для изготовления ленточных световодов прототипов мюонных счетчиков BSU, WSU и CSP использовались многооболочечные спектрсмещающие волокна S-типа Y11 (200  $\mu\text{m}$ ), изготовленные фирмой "Kuraray" (Япония)\*. В сравнительных исследованиях применялись также волокна K27 (200  $\mu\text{m}$ ) фирмы "Pol.Ni.Tech." (Италия). Сердцевина волокон –

\* Фирма "Kuraray" выпускает пластмассовые волокна двух типов – S-тип и HE S-тип, которые отличаются ориентацией полистирольных цепей. В волокнах S-типа цепи ориентированы хорошо и волокна гибкие, но показатель преломления не очень однороден, что уменьшает эффективность захвата света и ухудшает его транспортировку. В волокнах HE S-типа цепи слабо ориентированы и поэтому показатель преломления более однороден, но такие волокна хрупкие и легко ломаются при изгибе.

из полистирола с добавкой сместителя спектра Y11(K27). Внутренняя оболочка состоит из полиметилметакрилата (PMMA), внешняя – из фторированного PMMA (рис.33). Эффективность захвата света таких волокон составляет 5,34%, в отличие от однооболочечных, эффективность которых 3,1%.

Часть голубого света сцинтиллятора, излученного сместителем спектра ROPOR, достигшего волоконной ленты, поглощается добавкой Y11 и изотропно переизлучается в более длинноволновую зеленую область (рис. 34).

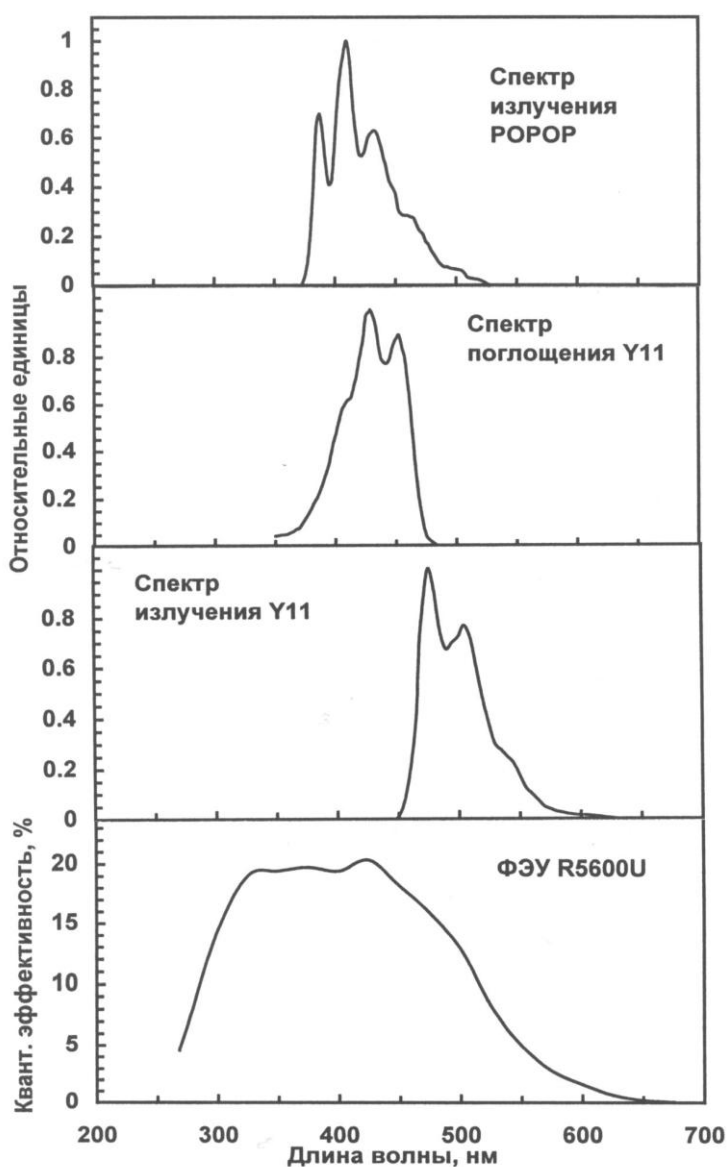


Рис. 34. Спектр излучения ROPOR, спектры поглощения и излучения конвертора флюоресценции Y11 и квантовая эффективность ФЭУ R5600U

Благодаря полному внутреннему отражению часть света захватывается и распространяется по волокнам к ФЭУ и к противоположному концу. Зеркало на дальнем торце волоконной ленты изменяет направление распространения света и таким образом увеличивает световой сигнал (рис. 33).

В качестве фотодетектора применяется сверхминиатюрный ФЭУ R5600U диаметром 16 мм и длиной 11,5 мм, изготовленный фирмой "Hamamatsu" (Япония). Эффективный диаметр фотокатода – 8 мм. Типичная квантовая эффективность его на длине излучения шифтера Y11(K27) ( $\approx 500$  нм) составляла  $\approx 13\%$ .

### 2.2.2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследование светосбора в счетчиках проводилось на космических мюонах. Блок-схема установки представлена на рис. 35. Спектры сигналов с ФЭУ измерялись зарядово-цифровым преобразователем (ЗЦП) LeCroy ADC 2249A. Длительность ворот ЗЦП составляла  $\approx 80$  нс. Сигналы с ФЭУ усиливались быстрым усилителем с целью получения одноэлектронных спектров, необходимых для калибровки спектрометрического канала. Ослабитель (ОСЛ) использовался для увеличения динамического диапазона при измерениях спектров от космических мюонов. Информация с ЗЦП считывалась персональным компьютером.

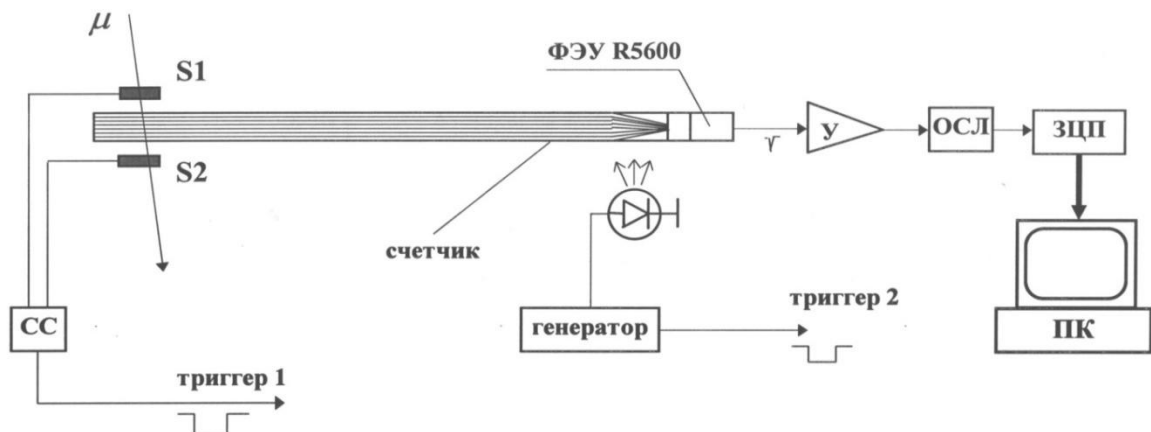


Рис. 35. Блок-схема измерительной установки

Установка работала в двух разных режимах. Первый (триггер 1) – для измерения амплитудных спектров со счетчика от космических мюонов, второй (триггер 2) – для калибровки спектрометрического канала. Триггер 1 вырабатывался мюонным телескопом, состоящим из двух небольших ( $4 \times 7 \text{ см}^2$ ) сцинтилляционных счетчиков ( $S_1, S_2$ ), включенных в схему совпадений (СС). Исследуемый счетчик располагался между ними. Передвигая телескоп вдоль оси счетчика, измерялась зависимость светосбора от расстояния до торца сцинтилляционной пластины. Триггер 2 вырабатывался импульсным генератором и применялся для измерения калибровочных спектров от светодиода. Использовался быстрый красный AlGaAs светодиод HLMP8100, изготовленный фирмой "Hewlett Packard".

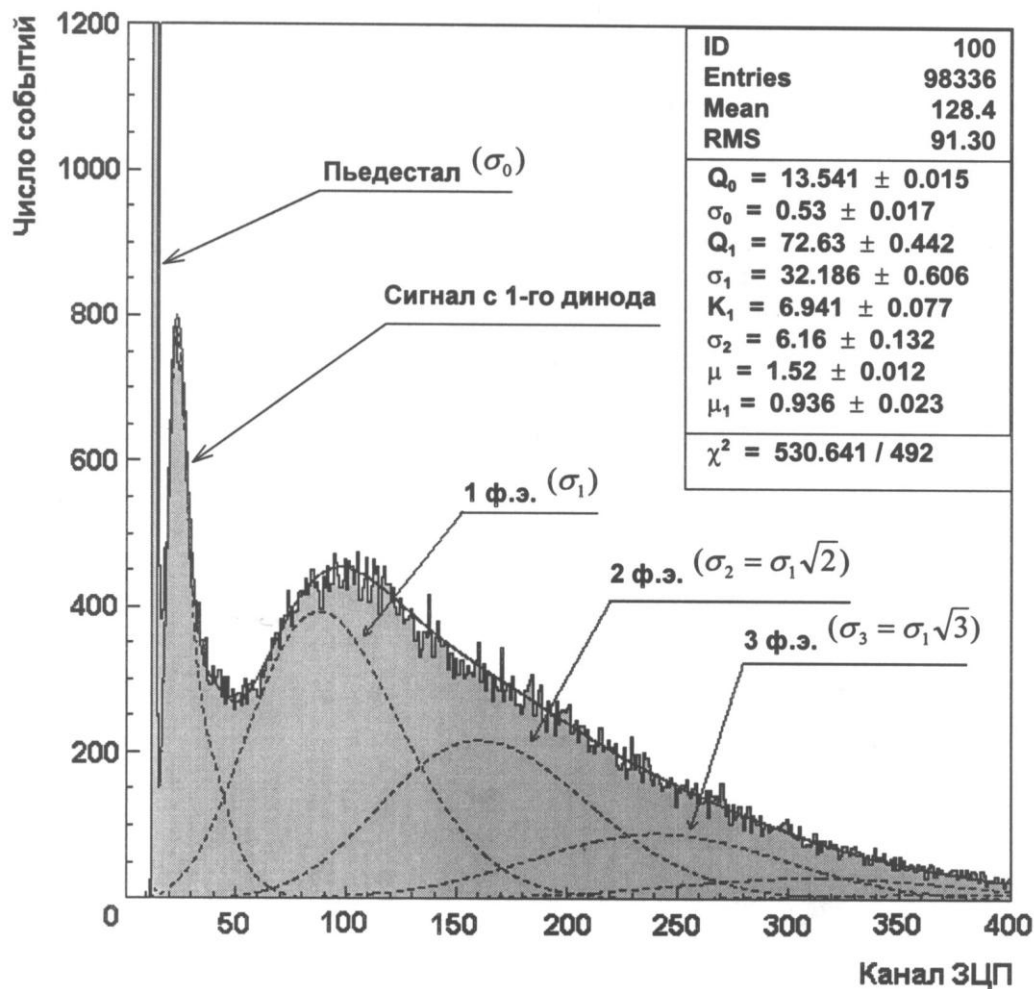


Рис. 36. Типичный калибровочный спектр от светодиода на ФЭУ R5600 и его составляющие

Среднее количество фотонов, попадающих на фотокатод ФЭУ, регулировалось изменением амплитуды импульса, питающего светодиод. Спектры от светодиода использовались для определения параметров спектрометрического канала и контроля их временного дрейфа. Для этой цели калибровочные измерения проводились до и после каждого набора статистики на мюонах.

Спектры от космических мюонов измерялись в абсолютных единицах, т.е. в количестве фотоэлектронов, образовавшихся на фотокатод ФЭУ в результате прохождения мюона через счетчик. Калибровка спектрометрического канала ФЭУ R5600 была проведена с использованием световых вспышек низкой интенсивности и детально описана в разд. 1.2. Деконволюция спектра от светодиода сверхминиатюрного ФЭУ нового поколения R5600 показана на рис.36. Параметр  $Q_1$  использовался для калибровки и мониторинга спектрометрического канала.

### 2.2.3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичный спектр от космических мюонов со счетчика BSU представлен на рис. 37. Спектр измерен на расстоянии 170 см от переднего торца сцинтилляционной пластины. Штриховой линией показано положение пьедестала. Из этого спектра средний сигнал от мюона, выраженный в количестве фотоэлектронов, находился из выражения:

$$N_{pe} = \frac{\langle Q \rangle - Q_0}{\langle Q_1 \rangle}$$

где  $\langle Q \rangle$  – средняя амплитуда мюонного спектра,  $Q_0$  – значение пьедестала,  $\langle Q_1 \rangle$  – усредненный калибровочный параметр.

Результаты исследований прототипов счетчиков представлены на рисунках 38 и 39. На рис. 38 показаны зависимости светосбора как функции расстояния до переднего торца BSU и WSU счетчиков. Измерения

проводились с зачерненными и алюминизированными торцами волоконной ленты для оценки качества рефлектора, получаемого описанной выше простой технологией.

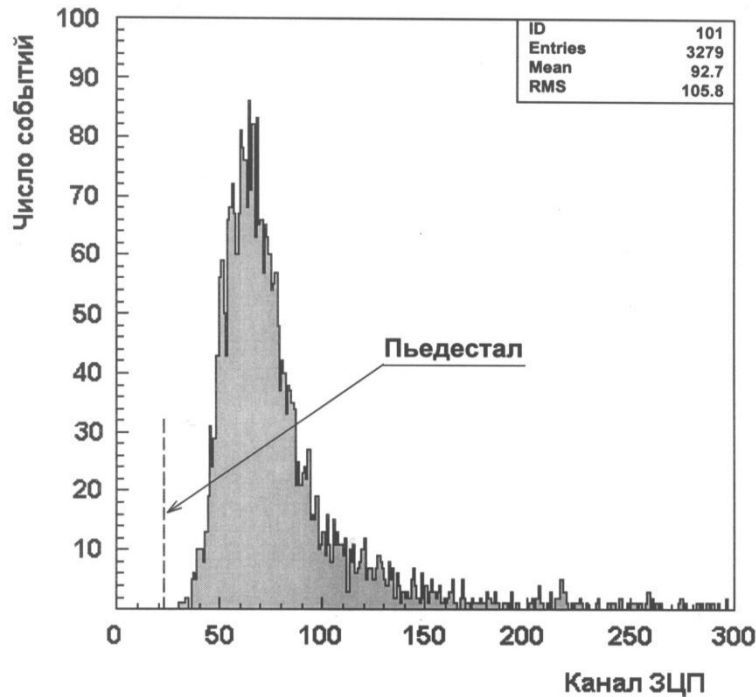


Рис. 37. Типичный спектр от космических мюонов

Экспериментальные данные аппроксимировались экспоненциальной функцией  $A \times \exp(-x/\lambda)$ . В прототипе BSU эффективная длина затухания составляет  $\lambda = 201$  см с зачерненными торцами волокон и  $\lambda = 293$  см, когда на дальних торцах волокон был приклеен кусочек алюминиевой фольги. Коэффициент отражения света от торца составлял  $\approx 50\%$ .

На рис. 39 показаны аналогичные зависимости для CSP счетчика. Эффективная длина затухания составляет  $\lambda = 268$  и  $\lambda = 473$  см для разных условий светосбора, а коэффициент отражения  $\approx 60\%$ .

Прозрачность спектросмещающих волокон к собственному излучению выше, чем у сцинтиллятора. Поэтому эффективная длина затухания света в счетчиках данной конструкции в основном определяется прозрачностью волокон, но влияние прозрачности сцинтиллятора так же существенно и зависит от геометрической формы и размеров счетчика.



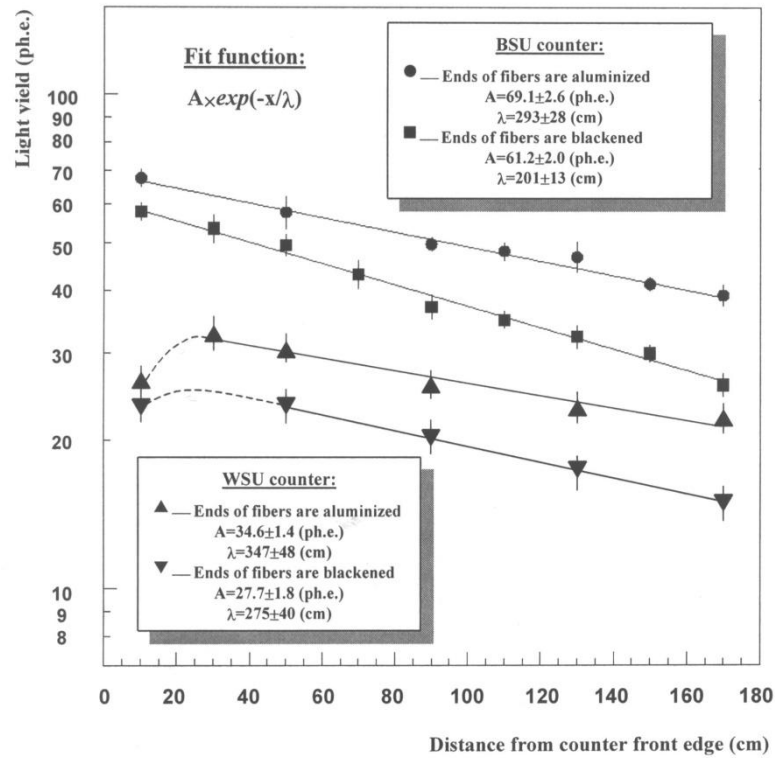


Рис. 38. Кривые затухания света в BSU и WSU счетчиках с зачерненными и алюминизированными концами волокон

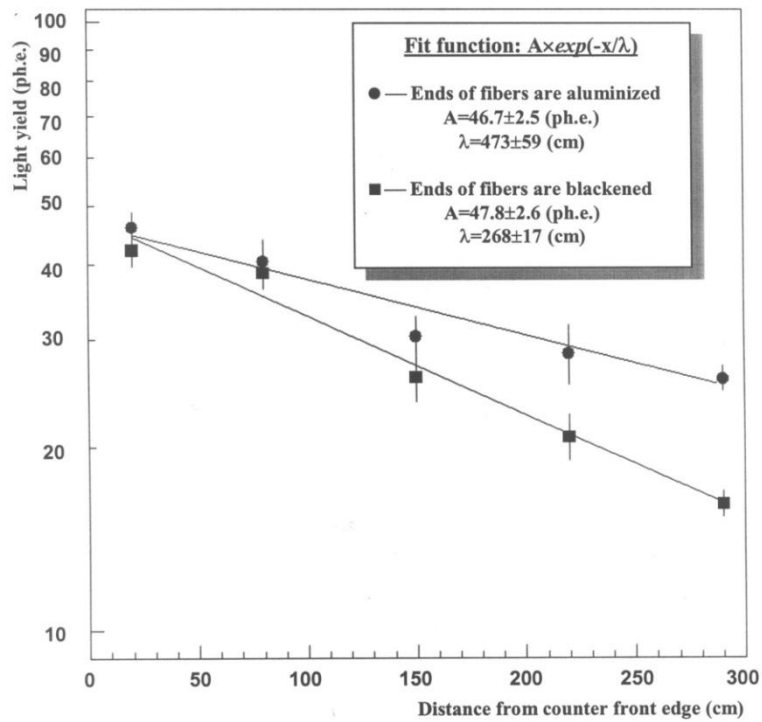


Рис. 39. Кривые затухания света в CSP счетчике с зачерненными и алюминизированными концами волокон

Поглощение сцинтилляционного света в WSU счетчике больше, чем в BSU из-за различия конфигурации и размеров сцинтилляционных пластин. Поэтому для WSU счетчика эффективная длина затухания светового сигнала в большей степени определяется свойствами волокон и вследствие этого больше, чем в BSU (рис.38).

Спектр излучения спектросмещающей добавки Y11 имеет перекрытие со спектром поглощения. Во время распространения фотонов в волокне вследствие реабсорбции спектр излучения смещается в более длинноволновую область, где поглощение менее существенно. Таким образом, процесс реабсорбции увеличивает длину поглощения с увеличением длины пути света в волокне (см. раздел 2.4.1.2). Поэтому эффективная длина поглощения больше в CSP – счетчика, у которого длина волокон 3 м, чем в BSU с волокнами длиной 1,8 м.

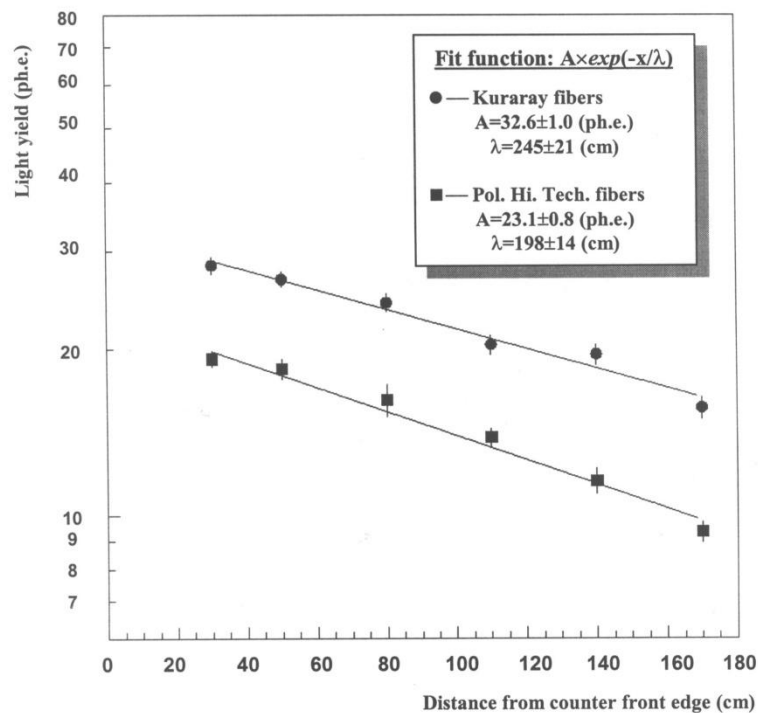


Рис. 40. Кривые затухания света в WSU счетчике с двумя разными ленточными световодами из волокон Y11 и K27. Концы волокон зачернены

Для прямого сравнения качества спектросмещающих волокон произведенных фирмами "Kuraray" и "Pol.Hi.Tech." был изготовлен WSU

счетчик с двумя разными ленточными световодами из волокон Y11 и K27, приклеенными на узкие противоположные грани сцинтилляционной пластины. Исследования счетчика показали, что светосбор волокнами Y11 в 1,4 раза больше, чем с K27 (рис. 40), а эффективная длина затухания света больше в 1,2 раза. Поэтому предпочтительно для изготовления спектросмещающих световодов, особенно для счетчиков большой длины ( $\approx 3$  м), применять волокна Y11 фирмы "Kuraray".

#### 2.2.4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования показали, что разработанные большие счетчики со съемом света с помощью спектросмещающих волокон имеют хорошую однородность светосбора. Эффективность регистрации минимально ионизирующей частицы была высокой на всех прототипах. Светосбор от дальнего конца счетчиков составил более 20 фотоэлектронов, и поэтому нет необходимости для ленточных световодов применять двойной слой спектросмещающих волокон, что может дать увеличение светового сигнала на  $\approx 20\%$ , но усложнит технологию изготовления счетчика.

Отметим также, что примененная простая технология изготовления рефлектора на удаленных торцах волокон дает удовлетворительный коэффициент отражения света  $\approx 60\%$ . Более сложные технологии изготовления зеркала на торцах волокон (например, напыление алюминия и др.) позволяют повысить коэффициент отражения до 80-90%, но увеличивают трудоемкость и стоимость детектора.

Созданные сцинтилляционные счетчики нового поколения со сбором света с помощью спектросмещающих волокон обладают значительными преимуществами по сравнению со стандартными конструкциями счетчиков с плексигласовыми световодами:

- процесс светосбора спектросмещающими световодами не подчиняется теореме Лиувилля и поэтому для эффективного съема света с больших сцинтилляторов можно использовать ФЭУ с малой площадью фотокатода;
- простота конструкции (отсутствие сложных световодов и больших фотоумножителей) и возможность сбора света с больших сцинтилляторов различных конфигураций;
- так как светосбор осуществляется с длинной грани сцинтилляционной пластины и свет распространяется в основном вдоль ее меньшей стороны, уменьшаются потери за счет многократного отражения и объемного поглощения в сцинтилляторе, поэтому понижаются требования к качеству полировки поверхности, прозрачности и световыходу сцинтиллятора, а также значительно ослабляется воздействие естественной и радиационной деградации этих параметров во времени на характеристики счетчиков;
- применение волоконных световодов-сместителей спектра и малогабаритных ФЭУ уменьшает площадь нечувствительных зон и делает детектор компактным;
- применение малогабаритных ФЭУ R5600, малочувствительных к воздействию внешних магнитных полей, позволяет использовать счетчики в магнитных полях без экранировки или с экраном простой конструкции.

### **2.3. ИЗМЕРЕНИЕ КООРДИНАТ ТРЕКОВ ЧАСТИЦ ПО ЦЕНТРУ ТЯЖЕСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В СЦИНТИЛЛЯТОРЕ**

Метод измерения координат  $\gamma$ -квантов по центру тяжести распределения интенсивности света в сцинтилляционных кристаллах широко применяется в медицинской диагностической аппаратуре [44]. В физике частиц метод центра тяжести используется в годоскопических

сцинтилляционных и черенковских спектрометрах полного поглощения при определении координат ливней, образованных нейтральными и заряженными частицами высоких энергий [45]. Аналогичную методику измерения координат можно применить в пластмассовых сцинтилляционных счетчиках.

В данном разделе изложены результаты исследования нового позиционно-чувствительного сцинтилляционного счетчика, координаты треков частиц в котором вычислялись по центру тяжести распределений интенсивности световых вспышек в сцинтилляторе, измеренных системой спектросмещающих полосковых световодов [46].

### 2.3.1. КОНСТРУКЦИЯ КООРДИНАТНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЕТЧИКА

Конструкция координатного сцинтилляционного счетчика показана на рис. 41. Между двумя пластмассовыми сцинтилляторами толщиной  $L = 40$  мм размещена система полосковых световодов, выполненных из полистирола со спектросмещающей добавкой, образующих координатную систему. Световоды изолированы друг от друга по свету полосками из металлизированного майлара и имели ширину, равную  $W = 20$  мм.



Рис. 41. Конструкция координатного сцинтилляционного счетчика

Полосковые световоды имели оптический контакт со сцинтилляторами через воздушный промежуток, и каждый световод имел оптический контакт с фотоумножителем. Сигналы с фотоумножителей подавались на входы амплитудно-цифровых преобразователей (АЦП). В исследуемом счетчике для регистрации распределения интенсивности света в сцинтилляторе использовались четыре канала амплитудного анализа. Координаты треков частиц определялись из выражения:

$$X = \frac{\sum_{i=1}^n Q_i X_i}{\sum_{i=1}^n Q_i},$$

где  $Q_i$  – амплитуда импульса, регистрируемая  $i$ -м ФЭУ,  $X_i$  – координаты центра  $i$ -го полоскового световода,  $n$  – количество каналов амплитудного анализа. Чувствительная область счетчика составляла  $150 \times 80$  мм<sup>2</sup>.

### 2.3.2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились с радиоактивным источником <sup>106</sup>Ru, частицами космического излучения и светодиодом.

В измерениях с радиоактивным источником использовался один сцинтиллятор S1 (см. рис. 41).

Сигнал триггера вырабатывался 2-кратной схемой совпадения, к входам которой подсоединялись два фотоумножителя, имевшие оптический контакт со сцинтиллятором S1. Источник помещался в контейнер с коллиматором в виде щели шириной 0,5 мм, перемещавшийся по измеряемой координате с точностью 0,1 мм. По сигналу триггера входы АЦП стробировались импульсом длительностью 15 нс.

При работе с частицами космического излучения мы не могли измерить точности регистрации координат треков. Поэтому для имитации световой вспышки от релятивистских частиц использовали светодиод, свет

от которого коллимировался щелью шириной 0,8 мм. Чтобы получить форму световой вспышки от светодиода, близкую к форме световой вспышки от частиц, между коллиматором и сцинтиллятором ставился дополнительный рассеиватель света - матированная пленка. Режим работы светодиода по интенсивности выбирался следующим образом. Сначала измерялось распределение полной интенсивности света при прохождении частиц космического излучения через сцинтиллятор.

В этих измерениях использовались оба сцинтиллятора S1 и S2. Для ограничения области чувствительности координатного детектора над сцинтилляторами S1 и S2 ставился дополнительный триггерный сцинтилляционный счетчик размером 20 мм по измеряемой координате. Сигнал триггера в этом случае вырабатывался 3-кратной схемой совпадения. Полная интенсивность определялась как сумма амплитуд сигналов, регистрируемых четырьмя полосковыми световодами.

Для имитации частиц над сцинтиллятором S1 помещался светодиод, на который подавался импульс длительностью 7 нс от генератора. Максимальная амплитуда импульса была 200 В. Однако из-за применения дополнительного рассеивателя интенсивность вспышки светодиода при ширине коллиматора 0,8 мм была примерно в 2 раза меньше, нежели от частиц космического излучения. Кроме того, из-за разницы в механизмах высвечивания, калибровочные константы каналов амплитудного анализа для источника  $^{106}\text{Ru}$  и светодиода были различны.

Точность регистрации координаты оценивалась при нескольких положениях источника  $^{106}\text{Ru}$  и светодиода с коллиматором.

### 2.3.3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Координатная точность счетчика оценивалась из распределений координат вычисленных по центру тяжести световой вспышки в

сцинтилляторе при фиксированном положении источника  $^{106}\text{Ru}$  или светодиода.

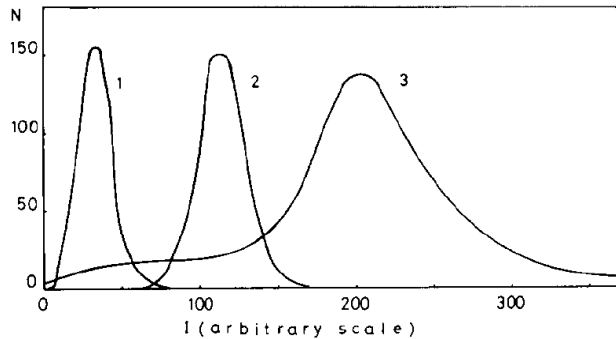


Рис. 42. Распределение полной интенсивности света в сцинтилляторе от электронов  $^{106}\text{Ru}$  (кривая 1), светодиода (кривая 2) и космического излучения (кривая 3)

На рис.42 приведены кривые распределений полной интенсивности, регистрируемой четырьмя полосковыми световодами для различных источников излучения. Кривая 1 показывает потери энергии в сцинтилляторе электронами от радиоактивного источника  $^{106}\text{Ru}$ , кривая

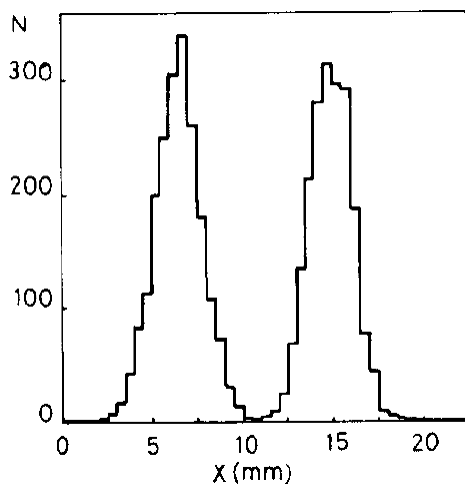


Рис. 43. Распределение координат вычисленных по центру тяжести для двух положений светодиода. Ширина коллиматора 0,8 мм

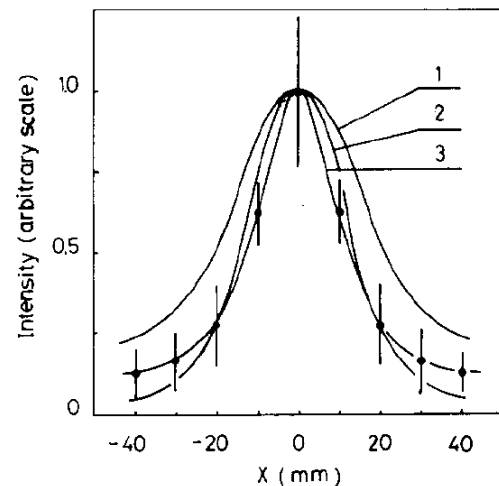


Рис. 44. Форма распределения интенсивности света в сцинтилляторе от электронов  $^{106}\text{Ru}$  (кривая 1), светодиода (кривая 2) и космического излучения (кривая 3)

2 - интенсивность света от светодиода, кривая 3 - от частиц космического излучения. Как видно из рисунка, амплитуда световой вспышки от частиц космического излучения примерно в 6 раз больше, нежели от  $^{106}\text{Ru}$  из-за малой энергией электронов. Точность регистрации координат электронов вследствие многократного кулоновского рассеяния была невысокой, и при



движении источника  $^{106}\text{Ru}$  вдоль измеряемой координаты в среднем составляла 3 мм.

Лучшие результаты мы имели при имитации треков заряженных частиц коллимированным светодиодом. На рис. 43 приведены распределения вычисленных координат при двух положениях светодиода и ширине щели коллиматора 0,8 мм. Средняя дисперсия распределений, измеренных в нескольких точках, составляла  $\sigma \approx 1,3$  мм, а координатное разрешение счетчика  $\sigma \approx 1$  мм.

На рис. 44 приведены экспериментально измеренные распределения интенсивности света от координаты в сцинтилляторе для радиоактивного источника  $^{106}\text{Ru}$ , светодиода и для частиц космического излучения.

Кривые 1 и 2 на рис. 44 измерены для одного сцинтиллятора ( $L = 40$  мм), а кривая 3 - для двух сцинтилляторов ( $L = 80$  мм). Форма световой вспышки для частиц космического излучения измерена с большими ошибками, поскольку в число событий, использованных для построения этого распределения, вошли треки частиц с углами до  $\approx 30^\circ$  относительно нормали к плоскости счетчика. Как видно из рисунка, распределения интенсивности от светового диода и космики достаточно хорошо согласуются по форме, и мы ожидаем получить меньшую ошибку в определении координаты трека от релятивистских частиц, потому что амплитуда световой вспышки в этом случае будет приблизительно в 2 раза больше, чем от светодиода (см. рис. 42). Ширина распределения от радиоактивного источника несколько шире распределений 2 и 3, что, очевидно, определяется большим рассеянием электронов в сцинтилляторе.

#### **2.4. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НОВОГО ПЛАСТМАССОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА НА ОСНОВЕ ПОЛИСТИРОЛА UPS 923A**

Качество детекторов излучений на основе пластмассовых сцинтилляторов, которые в настоящее время широко применяются в

экспериментах по физике элементарных частиц, в основном, определяется качеством используемого сцинтилляционного материала. По результатам сравнительных исследований (см. разд. 2.1) сцинтиллятор UPS 923A был выбран для развития мюонной системы детектора CDF на Теватроне Фермилаб [6]. Материал изготовлен на основе полистирола с добавками 2% РТР и 0.03% РОРОР. Этот сцинтиллятор был использован для создания более 600 больших мюонных счётчиков длиной до 320 см (см. гл. 3) с новой техникой сбора света спектросмещающими волокнами (см. разд. 2.2).

В данном разделе представлены результаты детального изучения свойств разработанного нами пластмассового сцинтиллятора UPS 923A. Исследованы следующие характеристики: световыход, ослабление света, долговременная стабильность, а также кинетика радиоломинесценции сцинтиллятора и спектросмещающих волокон [47, 48].

#### 2.4.1. ОСЛАБЛЕНИЕ СВЕТА

##### 2.4.1.1. ТЕХНИЧЕСКАЯ ДЛИНА ОСЛАБЛЕНИЯ

Техническая длина ослабления, называемая TAL<sup>\*</sup>, пластмассовой сцинтилляционной балки, стержня определяется как длина, на которой световой сигнал уменьшается в  $e$  раз; TAL зависит от объёмной длины ослабления, формы, толщины и отражающих способностей поверхностей сцинтиллятора. Мы измерили TAL пластмассовой сцинтилляционной пластины из UPS 923A и сравнили её с хорошо известным пластмассовым сцинтиллятором NE 114<sup>\*\*</sup>. Для этой цели были изготовлены два длинных сцинтилляционных счётчика из пластмассового сцинтиллятора UPS 923A и NE 114. Светосбор осуществлялся с торца сцинтилляционной пластины световодом типа “рыбий хвост”, соединённым с фотоумножителем

---

\* Technical Attenuation Length (TAL)

\*\* NE 114 был изготовлен Nuclear Enterprises Ltd. Этот материал эквивалентен BC 416, который сейчас изготавливается Vicron Corp.

EMI 9814B. Сцинтилляционная пластина имела размеры  $200 \times 30 \times 2 \text{ см}^3$ . Световод “рыбий хвост” был приклеен к одному из торцов оптическим клеем NE 581. Второй торец был зачернён для подавления отражения света. Конструкция счётчиков детально описана в разд. 2.1.1.

Свойства счётчиков исследовались с помощью космических мюонов, которые выделялись телескопом из двух небольших сцинтилляционных счётчиков ( $\approx 4 \times 10 \text{ см}^2$ ). Исследуемый счётчик размещался между ними. Передвигая телескоп вдоль оси счётчика, мы измеряли зависимость светосбора от расстояния от торца сцинтилляционной пластины. Спектры сигналов с фотоумножителя измерялись зарядово-цифровым преобразователем LeCroy ADC 2249A. Спектрометрический канал был откалиброван в абсолютных единицах, т.е. в количествах фотоэлектронов, образовавшихся на фотокатоде фотоумножителя. Калибровка была

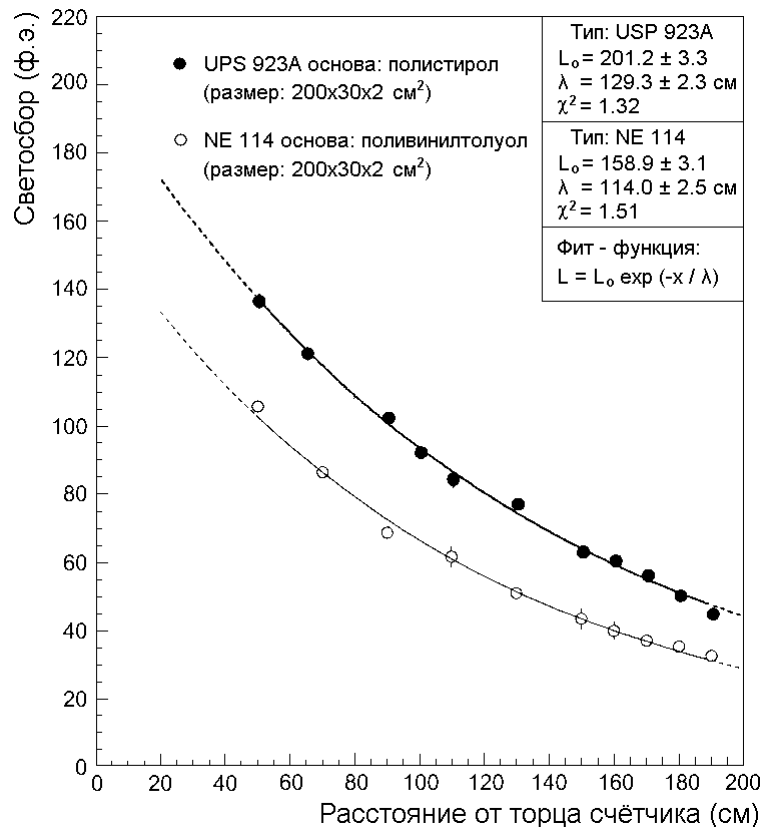


Рис. 45. Зависимости светосбора со счётчиков от расстояния до переднего края сцинтилляционных пластин

выполнена с помощью быстрого светодиода методом вспышек света низкой интенсивности. Метод абсолютной калибровки и методика измерений детально описаны в разделах 1.1 и 2.1.

Результаты измерений представлены на рис. 45. TAL, измеренные для UPS 923A и NE 114 пластин, сравнимы и составили 130 см и 115 см соответственно. Отметим, что светосбор с UPS 923A счётчика приблизительно на 25% больше, чем с NE 114.

#### 2.4.1.2. ОБЪЕМНАЯ ДЛИНА ОСЛАБЛЕНИЯ

Прозрачность сцинтилляционного материала определяется объёмной длиной ослабления, так называемой BAL<sup>\*</sup>; это длина, на которой световой сигнал уменьшается в  $e$  раз по закону Бугера-Ламберта. BAL сцинтиллятора UPS 923A, измеренная с помощью лазера на парах кадмия на длине волны света 441 нм, составила 260 см<sup>\*\*</sup>.

Важно подчеркнуть, что основным оптическим параметром сцинтилляционного материала является прозрачность к собственному излучению.

Измерения BAL сцинтиллятора к собственному излучению проведены с помощью параллельного пучка света со спектром, очень близким к спектру излучения сцинтиллятора (спектр спектросмещающей добавки РОРОР) [50]. В качестве источника света использовалась обычная лампа накаливания, спектр излучения которой был скорректирован с помощью светофильтров “СС5” и “ФС1” [51]. Спектр параллельного пучка света, полученный таким образом, был проверен с помощью оптического спектроанализатора.

Спектры излучения и поглощения добавки РОРОР частично перекрываются [50] и поэтому коротковолновая часть излученного света

---

\* Bulk Attenuation Length (BAL)

\*\* BAL сцинтиллятора NE 110 для длины волны 458 нм составляет 204 см [49].

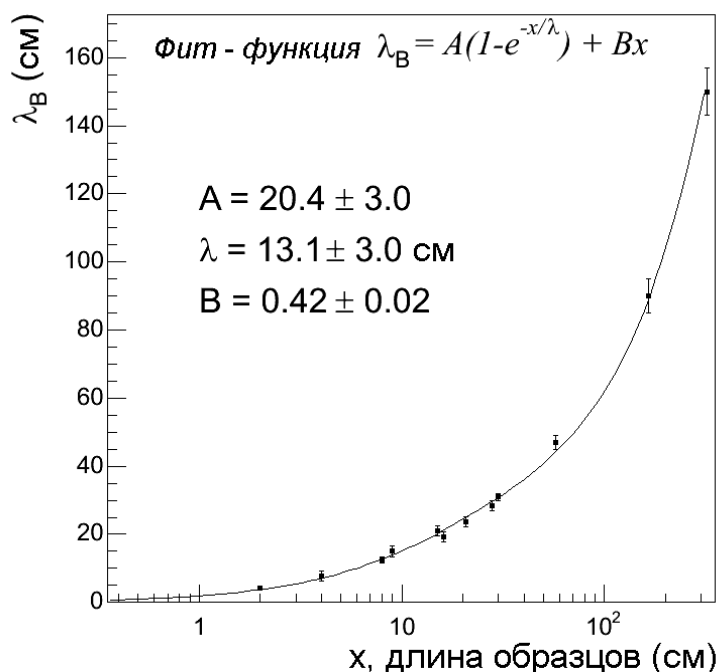


Рис. 46. Зависимость объёмной длины ослабления  $\lambda_{\text{в}}$  от пути распространения (длины образцов) света в сцинтилляторе

(<400 нм) очень быстро поглощается в основном вследствие реабсорбции. Таким образом, спектр излучения смещается в длинноволновую область, где влияние процессов поглощения и реабсорбции менее существенны [49, 52]. Поэтому, в принципе, ослабление сцинтилляционного света не должно подчиняться экспоненциальной зависимости от пути распространения.

Для исследования поглощения сцинтилляционного света мы измерили ВАЛ набора образцов разных длин из сцинтиллятора UPS 923А, которые были сделаны из одного и того же блока сцинтиллятора (рис. 46).

Экспериментальные данные были аппроксимированы функцией:

$$\lambda_{\text{в}} = A(1 - e^{-x/\lambda}) + Bx. \quad (2.1)$$

Первый член выражения (2.1) описывает сильное самопоглощение сцинтилляционного света в области перекрытия спектров излучения и поглощения РОРОР. ВАЛ для света, который проходит меньше чем 30 см, зависит от концентрации и свойств люминесцентной добавки, сместителя

спектра\* и основы сцинтиллятора. Второй член описывает область (свыше 30 см), где коротковолновое крыло спектра излучённого света в основном поглощено и поэтому прозрачность сцинтилляционного материала увеличивается. В этой области ВАЛ становится зависимой от качества (чистоты) основы сцинтиллятора и добавок.

#### 2.4.2. ВРЕМЕННЫЕ СВОЙСТВА СЦИНТИЛЛЯТОРА И СПЕКТРОСМЕЩАЮЩИХ ВОЛОКОН

Временное разрешение сцинтилляционного детектора в первую очередь определяется формой светового импульса от возбуждения сцинтиллятора частицей, а также временными свойствами спектросмещающих волокон, использующихся в оптических системах съёма света.

Изучение формы светового импульса выполнено однофотонным методом Боллингера и Томаса [53]. На рис. 47 показана блок-схема оригинального временного спектрометра для исследования кинетики радиолюминесценции сцинтилляторов созданного автором. Образцы (S) представляли собой диски диаметром 15 мм и толщиной 1,5 мм с полированными поверхностями. Образцы возбуждались электронами от радиоактивного источника  $^{106}\text{Ru} + ^{106}\text{Rh}$  с максимальной энергией 3,54 МэВ. Для улучшения временного разрешения спектрометра использовался черенковский счётчик, вырабатывающий триггерный сигнал. Черенковский радиатор представлял собой цилиндр диаметром 9 мм и высотой 6 мм, изготовленный из кварца. Радиатор соединён с фотосенсором Hamamatsu H6780-06 (чувствителен в ультрафиолетовой области) оптической смазкой RHODORSIL SI200. Сигнал черенковского счётчика формируется

---

\* Сцинтиллятор со сместителем спектра с большим сдвигом Стокса имеет относительно небольшое самопоглощение излучённого света [50].

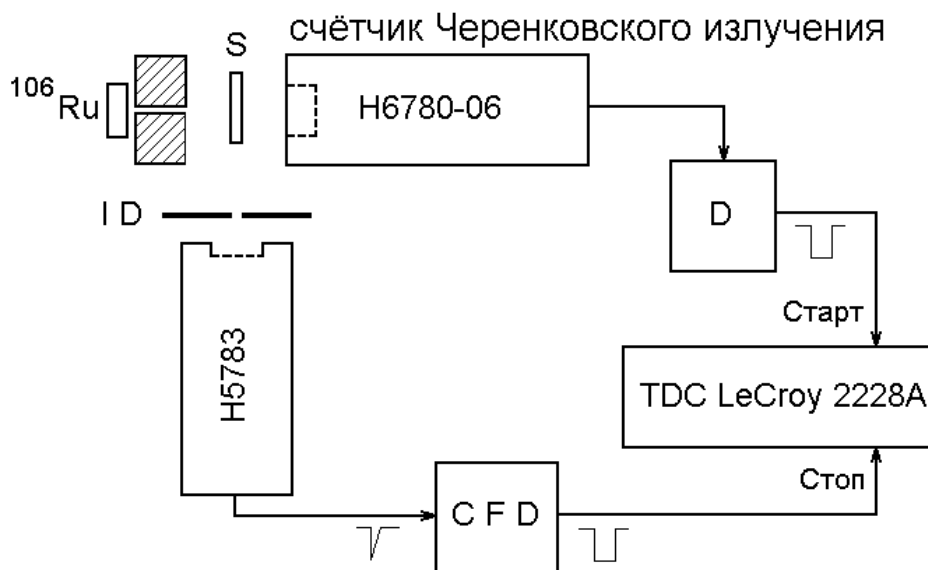


Рис. 47. Установка для исследования кинетики радиолуминесценции сцинтилляторов

обычным дискриминатором с фиксированным порогом (D) и используется для запуска время-цифрового преобразователя (TDC) LeCroy 2228A.

Фотосенсор Hamamatsu H5783 использовался для детектирования одиночного фотона с торца образцов. Фотонный счётчик был настроен на однофотонный режим с помощью ирисовой диафрагмы (ID), которая уменьшала регистрируемый сигнал до среднего значения приблизительно 0,01 фотоэлектрона. Такое ослабление излучения необходимо для поддержания вероятности  $\varepsilon$  регистрации двух и более фотоэлектронов от одной световой вспышки на пренебрежительно малом уровне ( $\varepsilon < 10^{-4}$ ). Однофотонный сигнал от H5783 формируется дискриминатором со следящим порогом (CFD) и являлся стоп-сигналом TDC.

Временное разрешение системы для одиночного фотоэлектрона измерялось с помощью плексигласового образца, быстрый световой сигнал от которого создаётся излучением Черенкова. Так как, черенковский свет возникает мгновенно, а светосбор ограничен одиночным фотоэлектроном, то измеренное временное распределение является, в сущности, прямым измерением отклика системы, т.е. её аппаратной функции. На рис. 48

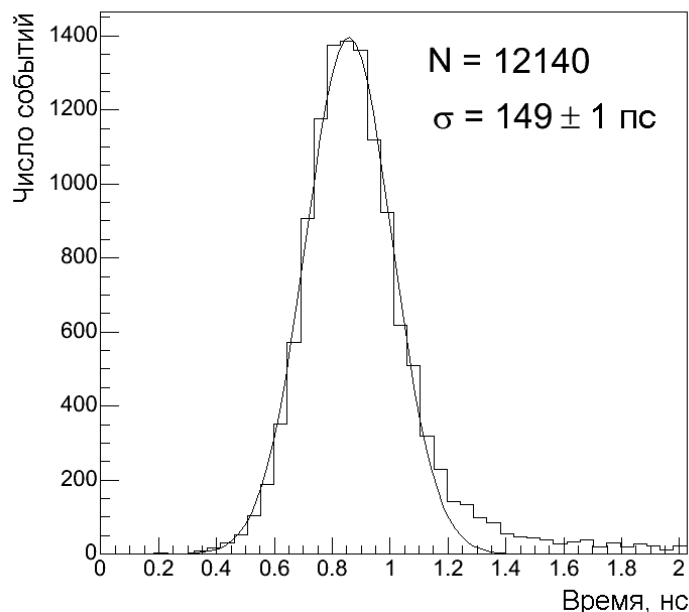


Рис. 48. Аппаратурная функция, измеренная при помощи излучения Черенкова

показано типичное временное распределение излучения Черенкова от плексигласового образца. Измеренное временное разрешение составляет  $\sigma \approx 150$  пс при аппроксимации спектра функцией Гаусса.

Много процессов вносят вклад в излучение света сцинтиллятором [54, 55]. Форму импульса света  $f(t)$  пластмассового сцинтиллятора можно описать, как состоящую из быстрой компоненты, возникшей от двухуровневого сцинтилляционного каскада, и дополнительной медленной компоненты. При таком предположении  $f(t)$  можно выразить в виде

$$f(t) = \frac{N}{1+R} \left[ \frac{e^{-t/\tau_2} - e^{-t/\tau_1}}{\tau_2 - \tau_1} + R \frac{e^{-t/\tau_3}}{\tau_3} \right], \quad (2.2)$$

где  $N$  — полное число фотонов,  $\tau_1$  — постоянная времени нарастания,  $\tau_2$  — постоянная времени высвечивания быстрых сцинтилляционных процессов;  $\tau_3$  — постоянная времени высвечивания медленной компоненты и



$R$  – это отношение выходов количества фотонов, излучённых быстрыми и медленными процессами высвечивания.

На рис. 49 показан временной спектр импульсов света от сцинтиллятора UPS 923A. Измеренное временное распределение описывается интегралом свёртки выражения (2.2) и гауссовой аппаратной функции (рис. 48). Но в нашем случае временное разрешение системы для одиночного фотоэлектрона (ПШПМ  $\approx 350$  пс) существенно меньше, чем длительность сцинтилляционного импульса. Поэтому в первом приближении спектр был аппроксимирован формулой (2.2). Сравнение измеренного временного распределения с результатом аппроксимации показано на рис. 49.

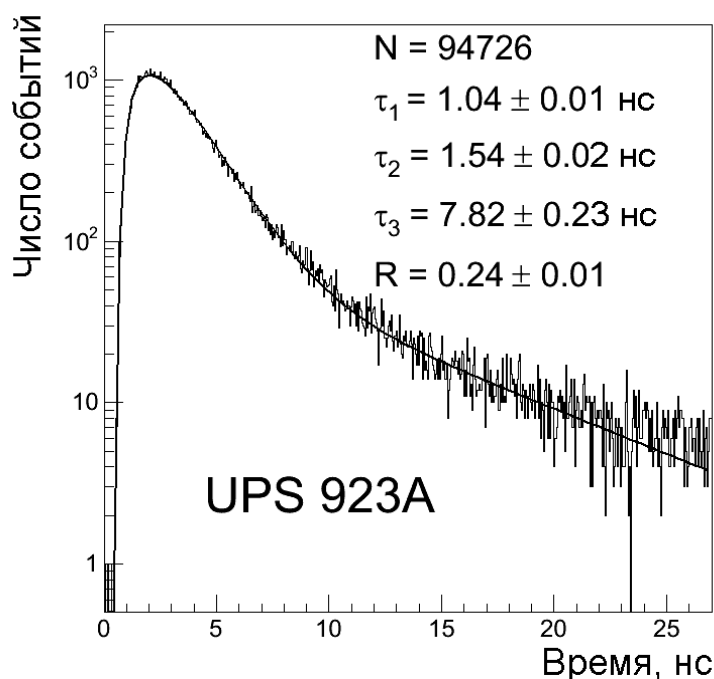


Рис. 49. Временной спектр импульсов света от образца сцинтиллятора UPS 923A

Были исследованы и временные свойства спектросмещающих волокон. Для этой цели спектросмещающие волокна приклеивались оптическим клеем к образцам сцинтиллятора UPS 923A. На рис. 50, 51 представлены временные спектры импульсов света от сцинтиллятора UPS 923A со

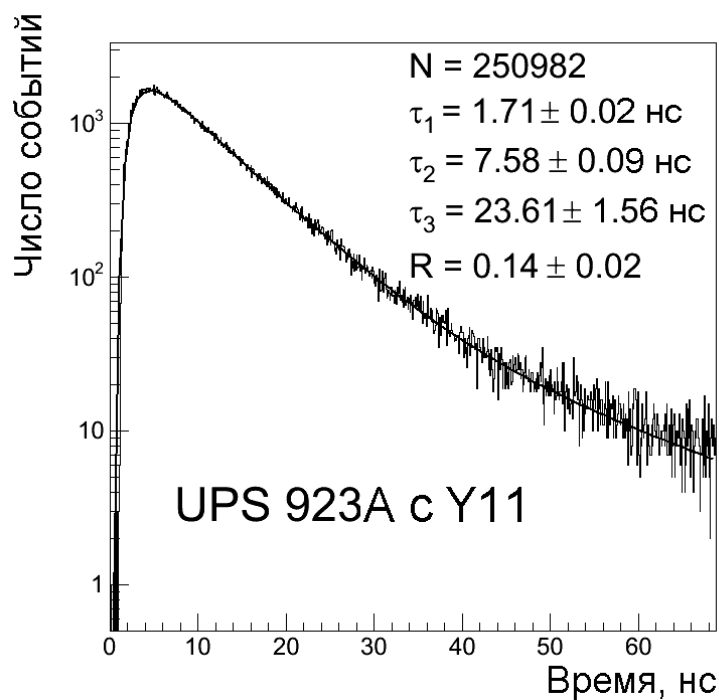


Рис. 50. Временной спектр импульсов света от образца сцинтиллятора UPS 923A со спектросмещающими волокнами Y 11(250)

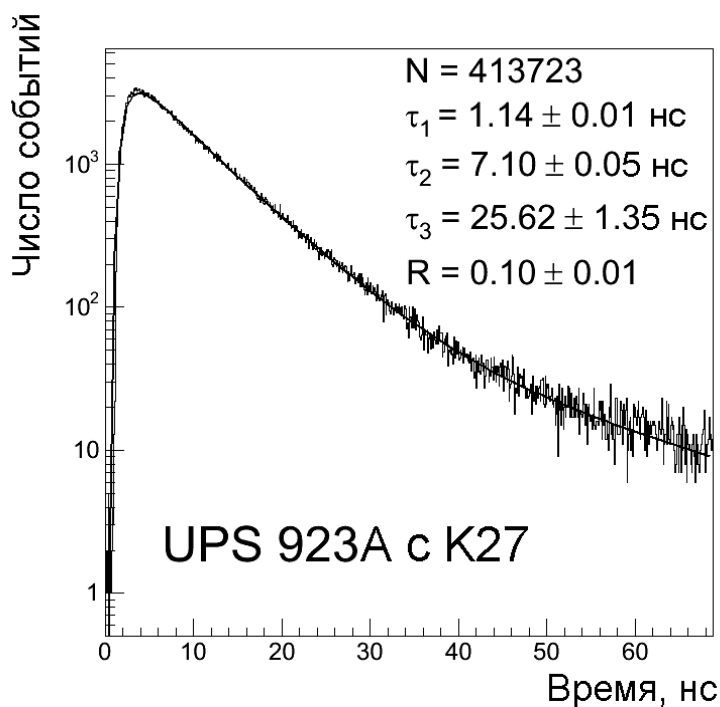


Рис. 51. Временной спектр импульсов света от образца сцинтиллятора UPS 923A со спектросмещающими волокнами K 27(200)

спектросмещающими волокнами. Временные спектры также аппроксимировались формулой (2.2).

Таблица 7. Измеренные временные параметры формы импульсов света

Материал	Время нарастания, нс (уровень 0.1 - 0.9)	Время спада, нс (уровень 0.9 - 0.1)	ПШПМ, нс (уровень 0.5 - 0.5)	Длительность импульса, нс (уровень 0.1 - 0.1)
UPS 923A	0,8	5,3	3	7,2
UPS 923A + K27	1,7	17,3	7,8	19,1
UPS 923A + Y11	2,2	18	8,8	22,4
Плексиглас	0,23	0,23	0,33	0,65

В таблице 7 приведены полезные для экспериментаторов основные временные параметры формы световых импульсов сцинтиллятора и спектросмещающих волокон: время нарастания (уровень 0,1 - 0,9), время спада (уровень 0,9 - 0,1), полная ширина импульса на половине максимума (ПШПМ) (уровень 0,5 - 0,5) и длительность импульса (уровень 0,1 - 0,1). Параметры импульса света излучения Черенкова от плексигласового образца также приведены в таблице. Важно отметить, что нарастание импульса света от сцинтиллятора UPS 923A со спектросмещающими волокнами – быстрое ( $\approx 2$  нс), поэтому счётчики со съёмом света спектросмещающими волокнами могут быть использованы в быстрых системах совпадений и для времяпролётных измерений.

#### 2.4.3. ДОЛГОВРЕМЕННАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ

Со временем в сцинтилляционной полимерной композиции протекают разнообразные процессы деградации ее химической и физической структуры, обуславливаемые рядом таких дестабилизирующих факторов, как ионизирующее излучение, механические нагрузки, кислород воздуха, влажность, колебания температуры окружающей среды. Стабильность характеристик сцинтилляционной полимерной композиции при продолжительной эксплуатации зависит от используемых компонентов. Мы исследовали естественное старение пластмассового сцинтиллятора UPS 923A на основе полистирола (PS) и сравнили его с хорошо известным материалом

NE 114 на основе поливинилтолуола (PVT). Для этих исследований были изготовлены два длинных счётчика из сцинтилляторов UPS 923A и NE 114. Конструкция счётчиков и методика измерения светосбора описаны в разд. 2.4.1.1.

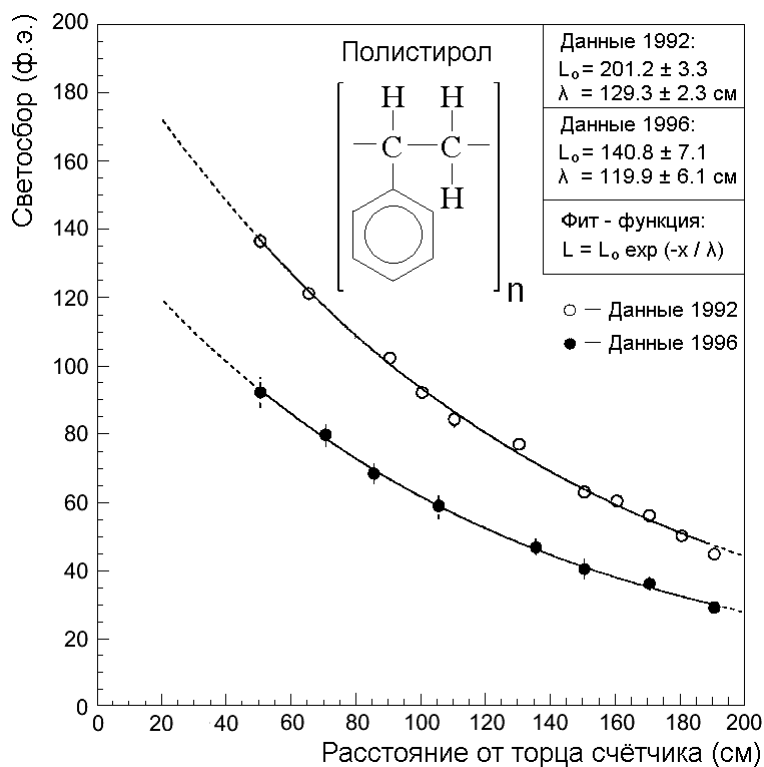


Рис. 52. Зависимость светосбора сцинтилляционного счётчика на основе полистирола (UPS 923A) от расстояния до переднего края пластины. Измерения выполнены в 1992 и 1996 гг.

Измерения светосбора со счётчиков проводились в декабре 1992 года и ноябре 1996 года. Результаты исследований суммированы на следующих рисунках. На рис. 52, 53 представлен светосбор как функция расстояния от переднего края UPS 923A и NE 114 счётчиков соответственно. Для сравнения экспериментальные данные аппроксимировались экспоненциальной функцией  $L = L_0 e^{-x/\lambda}$ . Из рисунков видно, что за четыре года светосбор со сцинтиллятора UPS 923A уменьшился на  $\approx 30\%$  ( $\approx 7,5\%$ /год), в то время как светосбор для сцинтиллятора NE 114 уменьшился на  $\approx 70\%$  ( $\approx 18\%$ /год).

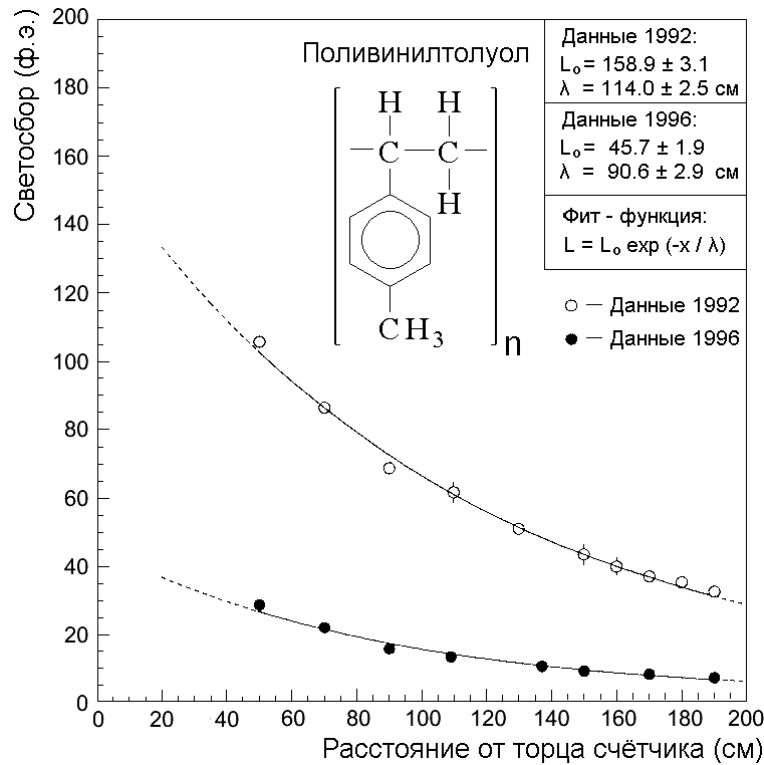


Рис. 53. Зависимость светосбора сцинтилляционного счётчика на основе поливинилтолуола (NE 114) от расстояния до переднего края пластины. Измерения выполнены в 1992 и 1996 гг.

Таким образом, естественная деградация сцинтиллятора NE 114 идет более чем в два раза быстрее в сравнении со сцинтиллятором UPS 923A.

При визуальном осмотре сцинтилляторов обнаружено, что сцинтиллятор NE 114 приобрёл жёлто-зелёный цвет в отличие от сцинтиллятора USP 923A, который остался почти голубым. Авторы работы [56] обнаружили, что за восьмилетний период сцинтиллятор NE 114 деградировал до такой степени, что при освещении дневным светом испущенный сцинтиллятором свет явно сместился в зелёную область. Измерения показали, что коэффициент пропускания существенно уменьшился и составил 1% на сантиметр в области 400 – 500 нм, где излучение сцинтиллятора наиболее интенсивное.

Полимерные основы PVT и PS сцинтилляторов имеют различную химическую структуру. В структуре PVT, в отличие от PS, в бензольном кольце один атом водорода замещён метильной группой ( $-CH_3$ ) (рис. 52, 53).

Со временем в полимерной основе происходят процессы, сопровождающиеся деградацией её химической и физической структуры. Это выражается в образовании на поверхности и в объёме сцинтиллятора точечных дефектов, микропор, трещин типа "серебра" и микротрещин.

Первоначально, под действием внешних дестабилизирующих факторов таких, как температура, ультрафиолетовое излучение, кислород, влажность и внешняя радиоактивность, в PVT возможно образование трех типов свободных радикалов:

- 1) третичный метилбензильный радикал образуется при отрыве третичного атома водорода;
- 2) первичный бензильный радикал образуется при отрыве атома водорода от метильной группы;
- 3) бензильный радикал образуется при отрыве метильной группы.

В PS первоначально образуется всего один тип свободного радикала – третичный бензильный радикал при отрыве третичного атома водорода.

Каждый из образованных свободных радикалов, как известно, под действием кислорода и других внешних факторов может стать инициатором процесса деградации полимера, в частности, цепного процесса окисления. Отсюда следует, что вероятность начала процессов деградации и скорость их протекания в PVT будет в несколько раз больше, чем у PS, и это отличие было впервые наблюдаемо нами, как описано выше.

Мы также исследовали деградацию мюонных счётчиков установки CDF II из сцинтиллятора USP 923A длиной 320 см со съёмом света с помощью спектросмещающих волокон (см. главу 3) за период 2002-2004 гг.

Изменение светосбора, выраженного в единицах фотоэлектронов от минимально ионизирующей частицы, во времени представлено на рис. 54. Сигнал измерялся на расстоянии 30 см от переднего края сцинтилляционного счётчика. Для прогнозирования деградации светосбора со счётчика, полученные данные аппроксимировались линейной функцией от времени:

$$L = L_0(1 - \alpha t), \quad (2.3)$$

где  $L_0$  параметр, который соответствует светосбору на время первого измерения,  $\alpha$  – скорость изменения наблюдаемого светосбора. Изменение светосбора составляло приблизительно 6 % в год.

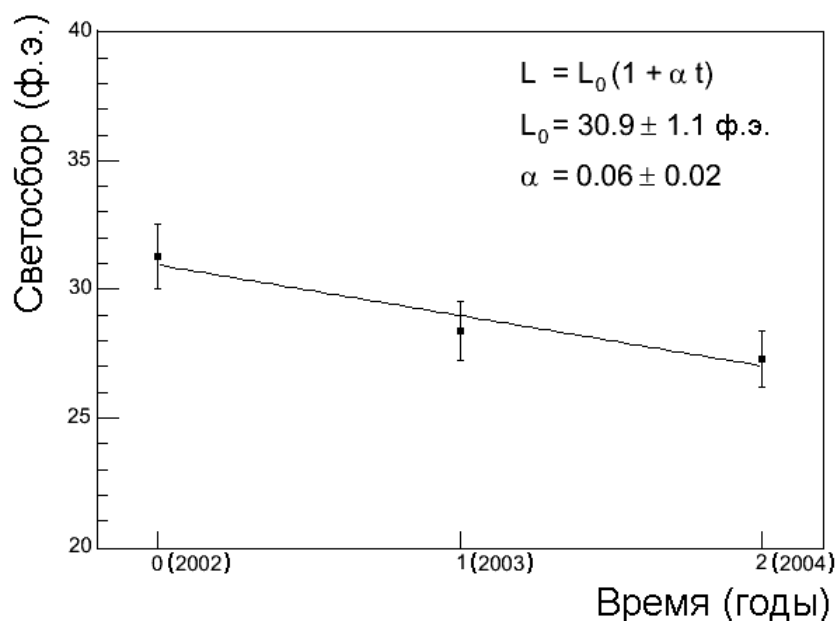


Рис. 54. Зависимость светосбора мюонного счётчика CDF II длиной 320 см от времени

Для оценки естественной деградации световыхода сцинтиллятора UPS 923A автор проводил измерения светосбора с небольшого образца в течение 12 лет. Образец – диск диаметром 16 мм и толщиной 10 мм с полированными поверхностями и хранился в тёмном месте в течение всего периода исследований. Измерения светосбора осуществлялись с помощью радиоактивного источника  $^{137}\text{Cs}$ , которым возбуждался сцинтиллятор. Образец помещался непосредственно (без использования оптической смазки)

в центр фотокатода фотоумножителя ЕМІ 9814В и измерялся амплитудный спектр электронов конверсии  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_e = 624$  КэВ). Светосбор определялся по отношению к эталонному образцу, световыход которого был откалиброван в процентах от антрацена. На рис. 55 представлены результаты исследований. Естественной деградации световыхода сцинтиллятора UPS 923А за двенадцатилетний период не обнаружено.

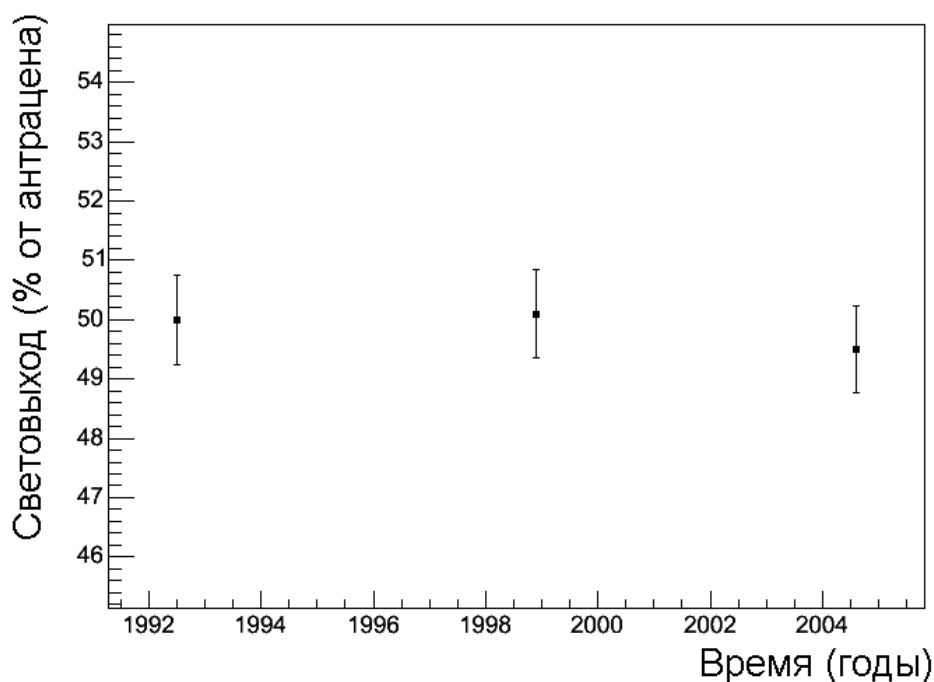


Рис. 55. Зависимость световыхода небольшого образца сцинтиллятора UPS 923А в процентах к антрацену от времени

Деградация сцинтилляционной эффективности (световыхода) в первую очередь определяется степенью повреждения люминесцентных добавок. В сцинтилляторе UPS 923А используются люминесцентные добавки РТР и РОРОР, которые в гораздо меньшей степени имеют склонность к термической и термоокислительной деструкции, чем полистирольная основа [57].

Таким образом, естественное старение пластмассовых сцинтилляторов в основном определяется деструкцией полимерной основы, а наличие



метильной группы в бензольном кольце PVT приводит к увеличению скорости деградации сцинтиллятора на основе PVT в сравнении с PS.

#### 2.4.4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовали характеристики украинского сцинтиллятора UPS 923A на основе полистирола и существенные из них сравнены со сцинтиллятором NE 114 на основе поливинилтолуола. Величины TAL UPS 923A и NE 114 сцинтилляционных пластин с размерами  $200 \times 30 \times 20$  см<sup>3</sup> сравнимы, а светосбор с пластины UPS 923A приблизительно на 25% больше, чем NE 114.

В соответствии с законом Бугер-Ламберта, величина объёмной длины ослабления сцинтиллятора UPS 923A для света с длиной волны 441нм равна  $\approx 260$  см.

Предложен метод измерения объёмной длины ослабления сцинтиллятором собственного излученного света и впервые экспериментально показано, что объёмная длина ослабления к собственному излучению не является постоянной величиной, а существенно зависит от пути распространения света в сцинтилляторе из-за эффекта реабсорции.

Время нарастания импульса света сцинтиллятора UPS 923A меньше 0,8 нс, а время нарастания импульса света системы "сцинтиллятор UPS 923A со спектросмещающими волокнами"  $\approx 2$  нс. Следовательно, счётчики со съёмом света спектросмещающими волокнами могут быть использованы в быстрых системах совпадений для наблюдения редких частиц при наличии большого фона и для времяпролётных измерений.

Обнаружено, что естественная деградация сцинтиллятора NE 114 на основе поливинилтолуола идет более чем в два раза быстрее, в сравнении со сцинтиллятором UPS 923A на основе полистирола и в основном определяется деструкцией полимерной основы, так как не обнаружено

естественной деградации световыхода UPS 923A за двенадцатилетний период.

## 2.5. ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 2

В заключение второй главы сделаем следующие выводы, основанные на результатах, опубликованных в работах [9, 40, 41, 46, 47, 48].

1. В сотрудничестве с Институтом Монокристаллов (г. Харьков) создан новый полистирольный сцинтиллятор UPS 923A, который по совокупности сцинтилляционных и эксплуатационных параметров превосходит лучшие мировые аналоги и в настоящее время широко используется в экспериментах по физике частиц.

2. Предложена принципиальная схема и разработаны крупногабаритные (длиной до 3 м) сцинтилляционные счетчики нового поколения с компактным съемом информации, в которых впервые сбор света осуществляется плоским оптическим кабелем из спектрсмещающих волокон, имеющим оптический контакт с узкой длинной гранью сцинтилляционной пластины, а регистрация света – новыми сверхминиатюрными ФЭУ R5600 (Hamamatsu).

3. Создан и исследован новый позиционно-чувствительный сцинтилляционный счетчик, в котором система спектрсмещающих полосковых световодов впервые применена для определения координат частиц по центру тяжести распределений интенсивности света в сцинтилляторе. Достигнутая координатная точность  $\sigma \approx 1$  мм при интервале считывания информации (ширине полосковых световодов) 20 мм.

4. Предложен новый физически мотивированный метод измерения объёмной длины ослабления сцинтиллятором собственного излучённого света  $\lambda_B$  и впервые экспериментально показано, что  $\lambda_B$  не является

постоянной величиной, а существенно зависит от пути распространения света в сцинтилляторе из-за эффекта реабсорбции.

5. Исследована кинетика радиолюминесценции сцинтиллятора UPS 923A и WLS волокон (Y11, K27) и найдено, что система UPS 923A+WLS имеет время нарастания импульса света  $\approx 2$  нсек и поэтому может быть использована в быстрых системах совпадений для наблюдения редких событий при наличии большого фона и для времяпролётных измерений.

6. В результате многолетних исследований деградации свойств пластмассовых сцинтилляторов впервые обнаружено, что естественное старение общеизвестного сцинтиллятора NE 114 на основе поливинилтолуола (PVT) происходит более чем в два раза быстрее, чем у сцинтиллятора UPS 923A на основе полистирола (PS) и обусловлено деструкцией полимерной основы. В полимере PVT, в отличие от PS в бензольном кольце один атом водорода замещён метильной группой ( $-\text{CH}_3$ ), наличие которой и приводит к увеличению скорости деградации сцинтиллятора на основе PVT.

### ГЛАВА 3. РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ СИСТЕМЫ КРУПНОГАБАРИТНЫХ МЮОННЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ УСТАНОВКИ CDF II ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ТЕВАТРОНЕ В ФЕРМИЛАБ

Коллайдерная физика – одно из главных направлений в современных исследованиях фундаментальных свойств материи. Для изучения  $p\bar{p}$  столкновений с энергией в системе центра масс 1,8 ТэВ на крупнейшем в мире коллайдере Тэватрон, (Фермилаб, США) создана универсальная установка “Collider detector at Fermilab” (CDF). Главным результатом полученным на CDF за время работы Тэватрона с 1985 г. по 1995 г., явилось открытие последнего кварка Стандартной Модели  $t$ -кварка.

Для детального исследования свойств тяжелых  $t$ ,  $b$ ,  $c$  - кварков, поиска Хиггс - бозона и др. была праведна реконструкция Тэватрона. Увеличена более чем на порядок светимость ускорителя до  $L \approx 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и энергия в системе центра масс до 1,96 ТэВ. Важно отметить, что повышение энергии Тэватрона увеличило в 1,4 раза сечение парного рождения  $t\bar{t}$  - кварков, что существенно для прецизионных исследований в новом направлении физики высоких энергий – физики  $t$ -кварков.

Установка CDF так же была значительно модернизирована [6] для более полной реализации новых возможностей Тэватрона. ОИЯИ активно участвовал в реконструкции детектора мюонов CDF. Эффективная регистрация мюонов и выработка мюонного триггера необходима в большинстве экспериментов по физике тяжелых кварков планируемых на модернизируемой установке CDF II, так как значительная часть распадов тяжелых кварков,  $W$  и  $Z$  - бозонов происходит с образованием мюонов. Поэтому увеличение эффективности детектора мюонов являлось одной из важнейших задач усовершенствования CDF. В результате модернизации CDF в течении 1996 – 2000 гг. акцептанс мюонной системы установки был

увеличен более чем в два раза, а область охвата по псевдобыстроте составила  $-1,5 < \eta < 1,5$ .

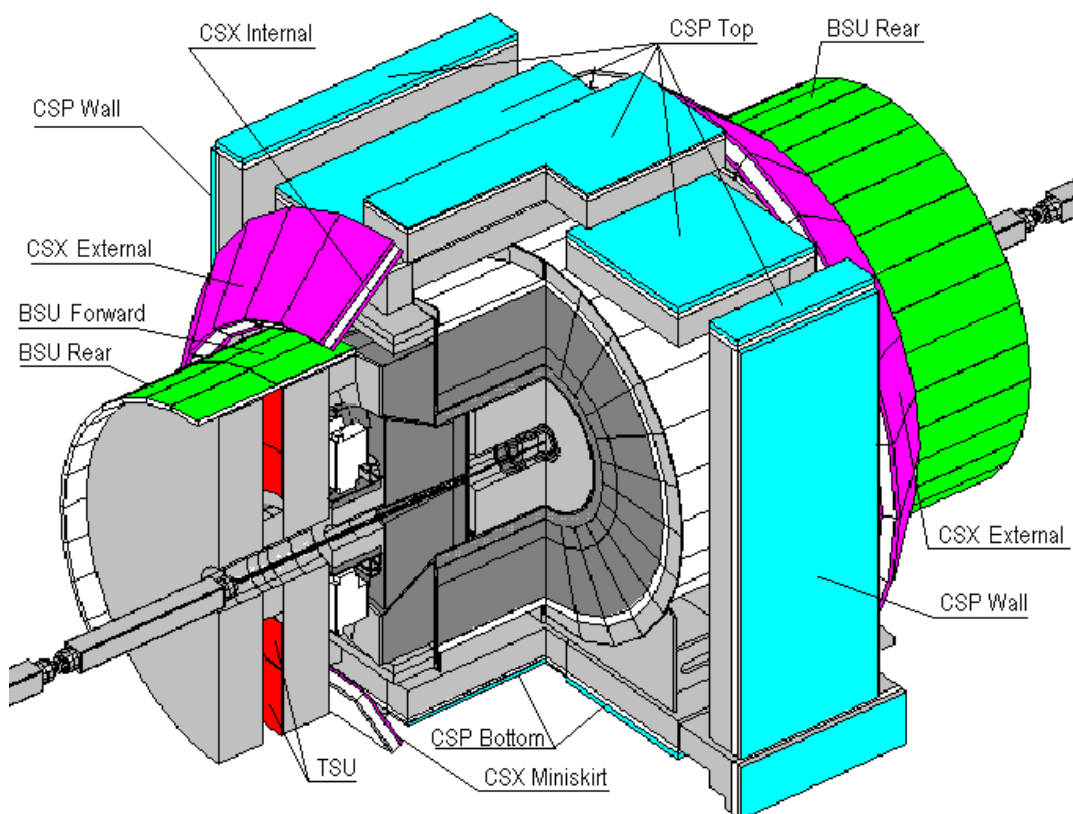


Рис. 56. Установка CDF II

Детектор мюонов CDF II состоит из дрейфовых камер и триггерных сцинтилляционных годоскопов: CSP (Central Scintillator uPgrade), BSU (Barrel Scintillator Upgrade), TSU (Toroid Scintillator Upgrade), CSX (Central Scintillator eXtension) (рис.56).

В данной главе представлены конструкция, технология массового производства и результаты исследований более 600 крупногабаритных пластмассовых сцинтилляционных счетчиков детектора мюонов CDF II, созданных группой сотрудников ОИЯИ под руководством автора.

### **3.1. СИСТЕМА ЦЕНТРАЛЬНЫХ И ПЕРЕДНИХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ СО СЪЕМОМ СВЕТА СПЕКТРОСМЕЩАЮЩИМИ ВОЛОКНАМИ**

В детекторе мюонов CDF в сеансе набора данных Run I применялись протяженные (длиной до 3 м) пластмассовые сцинтилляционные счетчики стандартной конструкции со сбором света с помощью плексигласовых световодов типа «рыбий хвост». Большие световоды и ФЭУ занимали значительное пространство, плохо компоновались с другими детекторами и не позволили получить высокую геометрическую эффективность регистрации мюонов. Светосбор в счетчиках осуществлялся вдоль сцинтилляционных пластин по большому оптическому пути и поэтому чувствителен к деградации свойств сцинтиллятора, которая существенно ухудшала характеристики счетчиков в течении Run I [56].

Для модернизации детектора мюонов CDF были разработаны пластмассовые сцинтилляционные счетчики нового поколения с компактным съемом света спектросмещающими волокнами, которые почти лишены недостатков присущих счетчикам стандартной конструкции.

В данном разделе представлены результаты создания и исследования новых центральных – CSP и передних – BSU сцинтилляционных счетчиков детектора мюонов CDF II [12, 58].

#### **3.1.1. КОНСТРУКЦИЯ CSP И BSU СЧЕТЧИКОВ**

Согласно проекту модернизации установки CDF пластмассовые сцинтилляционные счетчики детектора мюонов имеют форму пластин длиной до 320 см с относительно малыми поперечными размерами (ширина  $\leq 30$  см, толщина  $\leq 2$  см) [6]. Поэтому при сборе света с таких пластин посредством обычных световодов типа «рыбий хвост» возникает ряд существенных проблем, которые детально были рассмотрены в разд. 2.2.

Для решения данных проблем автором был предложен новый компактный способ съема света с длинных сцинтилляционных пластин с помощью ленточного световода из спектросмещающих волокон, приклеенного оптическим клеем к узкой длинной грани пластины.

С целью апробации нового способа съема света были созданы и исследованы прототипы сцинтилляционных счетчиков разной геометрии CSP, BSU и WSU (см. разд. 2.2.). Исследования показали, что прототипы имеют хорошую однородность светосбора и достаточно большой сигнал от минимально ионизирующей частицы с дальнего конца счетчиков (более 20 фотоэлектронов) и поэтому способ съема света спектросмещающими волокнами был применен для всех новых счетчиков детектора мюонов CDF II.

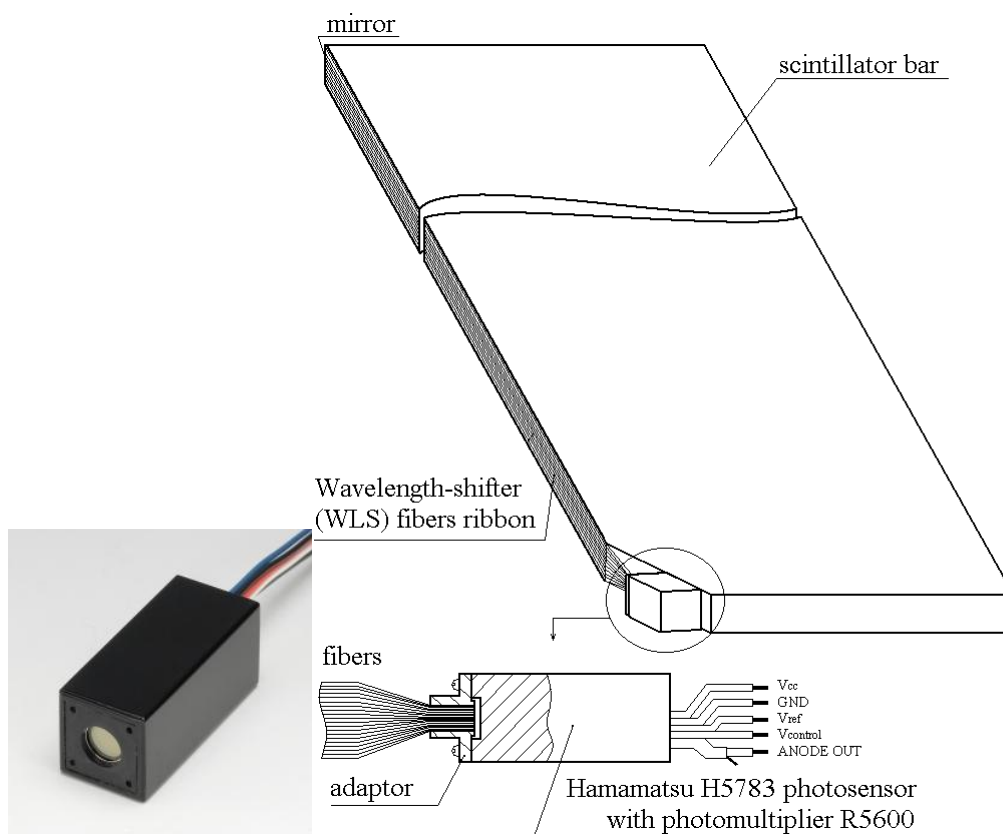


Рис. 57. Конструкция сцинтилляционных счетчиков CSP и BSU со съемом света лентой-световодом из спектросмещающих волокон

Конструкция счетчика нового поколения со съемом света лентой-световодом из спектросмещающих волокон показана на рис. 57. В одном из углов сцинтилляционной пластин сделан небольшой срез для размещения малогабаритного фотосенсора. Площадь среза составляет всего несколько долей процента от полной площади счетчика и несущественно уменьшает геометрическую эффективность. В качестве фотоприемника использовался фотосенсор H5783 на основе ФЭУ R5600 и умножителя напряжения Кокрофта-Уолтона, изготовленный фирмой “Hamamatsu”.

Для съема света к узкой длинной грани пластины приклеивались оптическим клеем ВС - 600 параллельно друг другу 15 или 20 (в зависимости от толщины пластины) спектросмещающих волокон диаметром 1 мм образующие ленту-световод. У среза лента формировалась в цилиндрический жгут и клеивалась в адаптер, торец которого шлифовался и полировался для соединения с ФЭУ. Для увеличения светосбора к дальнему от ФЭУ торцу волоконной ленты приклеивалось зеркало.

Главное достоинство счетчиков нового поколения – это их компактность: чувствительная область детектора практически достигает его геометрической поверхности за счет отсутствия больших световодов и крупногабаритных ФЭУ, применяемых в традиционных конструкциях. Другие преимущества так же существенны: понижаются требования к качеству полировки поверхности, прозрачности и световыходу сцинтиллятора, а также значительно ослабляется воздействие естественной и радиационной деградации этих параметров во времени на характеристики счетчиков; возможность применения в сильных магнитных полях; простота технология изготовления и, как следствие, существенное удешевление детектора и др. (см. разд. 2.2.4).

Размеры и количество CSP и BSU счетчиков необходимых для модернизации мюонной системы CDFII приведены в таблице 8. Три типа



CSP счетчиков нужны для покрытия разных частей центрального детектора CDF II.

Таблица 8. Размеры и количество CSP и BSU счетчиков

тип	Длина, мм	Ширина, мм	Толщина, мм	Количество, шт
CSP L1	2400	305	20	13
CSP L2	3100	305	20	38
CSP L3	3200	305	20	106
BSU	1638	166	15	450

Длинные счетчики (CSP) имеют толщину 20 мм, а короткие (BSU) 15 мм. Как показали исследования прототипов, таких толщин сцинтиллятора достаточно для получения высокой долговременной эффективности счетчиков (см. рис. 38, 39).

### 3.1.2. МАССОВОЕ ПРОИЗВОДСТВО СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ

В ОИЯИ в течение 1998 - 2000 гг. была создана производственная база и произведено более 600 сцинтилляционных счетчиков для CSP и BSU годоскопов CDF II. Для изготовления счетчиков по результатам сравнительных исследований был выбран разработанный нами сцинтиллятор UPS 923A\* (см. разд. 2.1 и 2.4).

Массовое производство сцинтилляционных пластин было организовано в Институте Сцинтилляционных Материалов (г. Харьков). Нужно отметить, что автор с В.А. Уткиным разработал большой полимеризатор нового типа – воздушный полимеризатор с повышенной однородностью теплового потока и принудительной циркуляцией воздуха [59], который был изготовлен ОП ОИЯИ. Созданный полимеризатор позволял получать крупногабаритные сцинтилляционные блоки массой

---

\* Важно отметить, что сцинтиллятор UPS 923A на основе полистирола по совокупности сцинтилляционных и эксплуатационных параметров, особенно существенных для долговременных экспериментов, превосходит лучшие мировые аналоги.

до 1 тонны и обеспечил массовое производство больших (длиной  $> 3$  м) сцинтилляционных пластин.

Создание большой системы крупногабаритных счетчиков нового поколения потребовало новых идей и технических решений при разработке технологии массового изготовления детекторов в лабораторных условиях.

Особенно сложным является технологический процесс склеивания оптическим клеем ленты-световода из спектрсмещающих волокон с длинной узкой гранью сцинтилляционной пластины, имеющей большую площадь (более  $600 \text{ см}^2$ ). Качество склейки определяется отсутствием воздушных пузырей, наличие которых существенно уменьшает светосбор в счетчике.

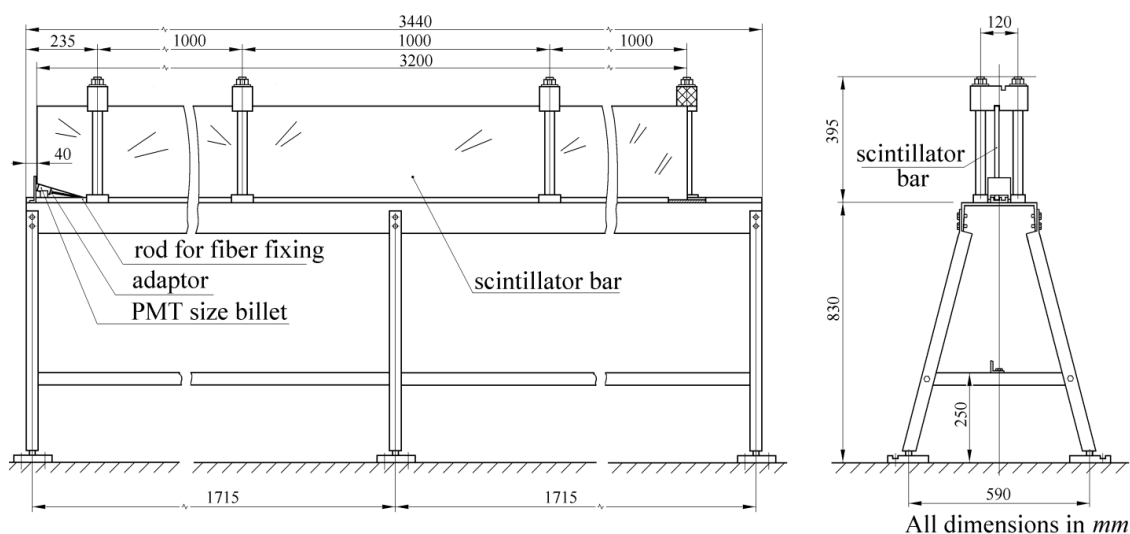


Рис. 58. Сборочный стапель

Для приклейки ленточного световода к BSU и CSP пластинам был разработан специальный универсальный сборочный стапель (рис. 58). Поверхность стапеля должна иметь высокую степень плоскостности для получения качественной склейки. Хорошую поверхность можно получить на гранитных плитах часто используемых в оптических системах, но их стоимость очень высока. Автором было предложено простое решение

проблемы, основанное на свойстве жидкости приобретать ровную поверхность под действием силы тяжести.

Основой сборочного стапеля является П-образный стальной швеллер (рис. 59), по периметру которого устанавливалась опалубка и заливалась эпоксидной смолой разбавленной ацетоном для существенного увеличения текучести. Таким образом после полимеризации смолы получается хорошая поверхность стапеля. Максимальное отклонение от плоскостности составляло  $< 0,1$  мм на длине  $\approx 4$  м. На полученной поверхности стапеля устанавливались тефлоновые планки с двумя пазами 15 мм и 20 мм для BSU и CSP пластин и прижимное устройство (рис. 59). Было собрано четыре стапеля, что позволяло одновременно склеивать 4 CSP и 8 BSU счетчиков.

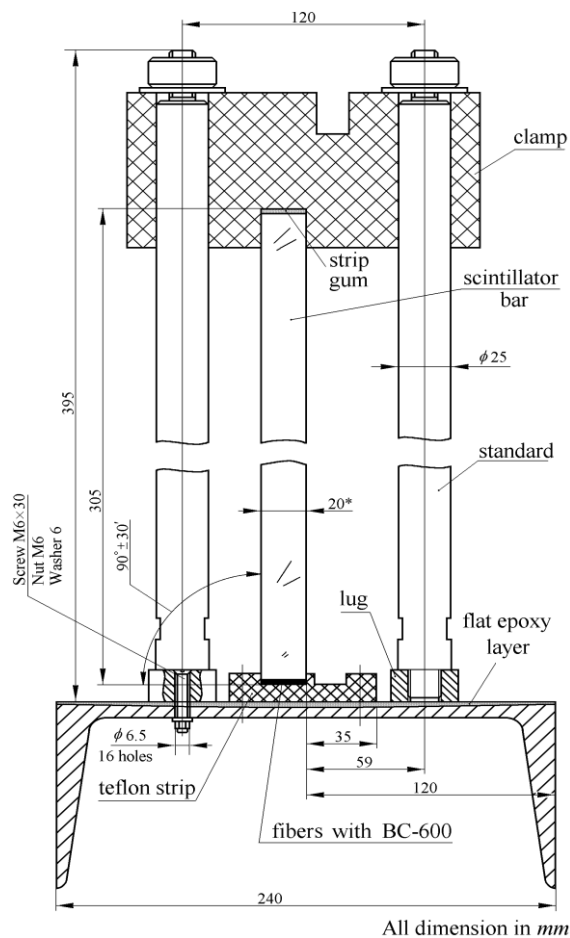


Рис. 59. Прижимное устройство

Технология изготовления счетчиков следующая. На дно паза тефлоновых планок устанавливалась полоса из алюминиевой фольги, на которую укладывалась лента из спектросмещающих волокон с приклеенным адаптером и имитатором фотосенсора, который фиксировался на срезе сцинтилляционной пластины (рис. 58).

Волокна распрямляли, чтобы жгут от адаптера равномерно переходил в ленту, и закрепляли на время склейки штифтом. Затем на волоконную ленту наносился оптический эпоксидный клей BC-600 и равномерно распределялся по всей поверхности. Для приклейки ленты к BSU счетчикам необходимо 9 г. клея, а для CSP – 21 г.

Сцинтилляционная пластина устанавливалась в паз на волоконную ленту и фиксировалась прижимным устройством. После полимеризации клея сцинтилляционную пластину с приклеенными волокнами снимали со стапеля; обрезали, шлифовали и полировали дальний конец волоконного световода, на который «пятиминутным» оптическим клеем (Devcon) наклеивали зеркало.

Зеркало представляло собой плексигласовую пластину с тонким слоем серебра ( $\approx 0,2$  мкм) напильного в вакууме. Примерно через час пластинку отрывали, а слой серебра оставался на торцах волокон, на которые для защиты тонкого зеркального слоя наклеивалась алюминиевая фольга. Далее счетчик очищался, заворачивался в алюминизированный лавсан и светоизолировался с помощью черного пластика.

Для CSP и большинства BSU счетчиков ленточные световоды изготавливались из многооболочечных спектросмещающих волокон S-типа Y11 (250 ppm) фирмы «Kurragay» (Япония). Аналогичные волокна фирмы Pol. Ni. Tech. (Италия) K27 (200 ppm) были использованы для  $\approx 30\%$  BSU счетчиков.

### 3.1.3. КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА И ХАРАКТЕРИСТИКИ СЧЕТЧИКОВ

Качество сцинтилляционных детекторов в основном определяется качеством используемого сцинтилляционного материала. Основным оптическим свойством сцинтилляционного материала является прозрачность к собственному излучению, которая очень существенна для больших детекторов. Для контроля качества материала производимых сцинтилляционных пластин, автором был предложен физически мотивированный метод измерения объемной длины ослабления сцинтилляционного света, детально описанный в разд. 2.4.1.2.

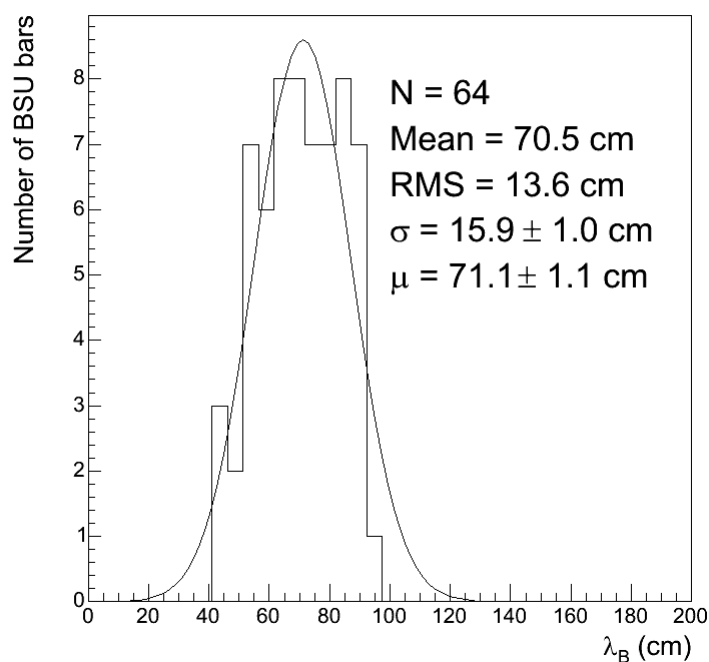


Рис. 60. Распределение объемной длины ослабления сцинтилляционного света  $\lambda_{\text{в}}$  для партии из 64 BSU пластин

Для примера на рис. 60 приведено распределение объемной длины поглощения одной партии из 64 сцинтилляционных пластин BSU измеренной на длине 163,8 см. Среднее значение составляет  $\lambda_{\text{в}} \approx 71$  см с  $\sigma \approx 16$  см.

Исследование характеристик и контроль качества изготовленных детекторов проводились с помощью космических мюонов. Блок-схема

установки представлена на рис. 99. Сигналы с ФЭУ R5600 усиливались быстрым усилителем модель 777 “Phillips Scientific” с полосой пропускания  $\approx 150$  МГц и измерялись зарядово-цифровым преобразователем (ЗЦП) LeCroy ADC 2249A. Ослабитель (АТТ) использовался для увеличения динамического диапазона измеряемых сигналов. Длительность ворот ЗЦП составляла 80 нс.

Установка работала в двух режимах с разными триггерными сигналами. Триггер 1 использовался для измерения амплитудных спектров со счетчиков от космических мюонов и вырабатывался мюонным телескопом, состоящим из трех небольших ( $7 \times 7$  см<sup>2</sup>) сцинтилляционных счетчиков (S1, S2, S5), включенных в схему совпадений. Исследуемый счетчик размещался между ними. Передвигая телескоп вдоль оси счетчика, измерялась зависимость светосбора от расстояния до торца сцинтилляционной пластины. Триггер 2 применялся для калибровки спектрометрического канала в абсолютных единицах, т.е. в количествах фотоэлектронов, образовавшихся на фотокатоде ФЭУ.

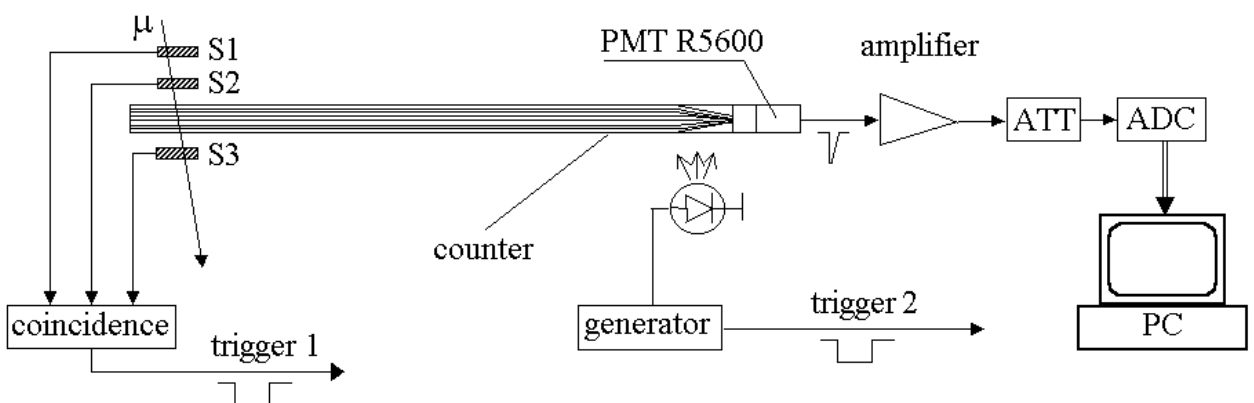


Рис. 61. Блок-схема установки для испытания счетчиков

Знание светосбора в абсолютных единицах очень важно, так как позволяет определить не только эффективность счетчиков, но и прогнозировать их долговременную стабильность.

Метод калибровки и методика измерений светосбора детально описаны в разд. 1.2 и 2.2.2.

Типичный спектр от космических мюонов с дальнего от ФЭУ конца CSP L3 счетчика представлен на рис. 62. Штриховой линией показано положение пьедестала. Светосбор со счетчика определялся как средняя амплитуда мюонного спектра выраженная в количествах фотоэлектронов. Кривые затухания света в типичном BSU счетчике с зачерненными и зеркальными концами волокон показаны на рис. 63. Коэффициент отражения света от торцов волокон, покрытых серебром, составлял более 70%.

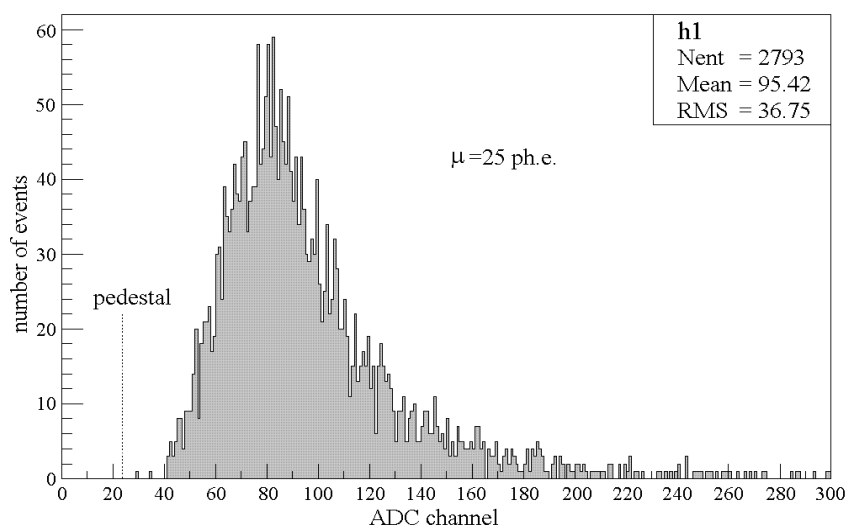


Рис. 62. Типичный спектр от космических мюонов

Подчеркнем, что важным достоинством новых счетчиков является незначительная зависимость сигнала от прозрачности сцинтиллятора. Корреляция между светосбором от дальних концов партии из 55 BSU счетчиков и измеренной объемной длиной ослабления сцинтилляционного света  $\lambda_B$  (рис. 60) показана на рис. 64. Из рисунка видно, что светосбор в

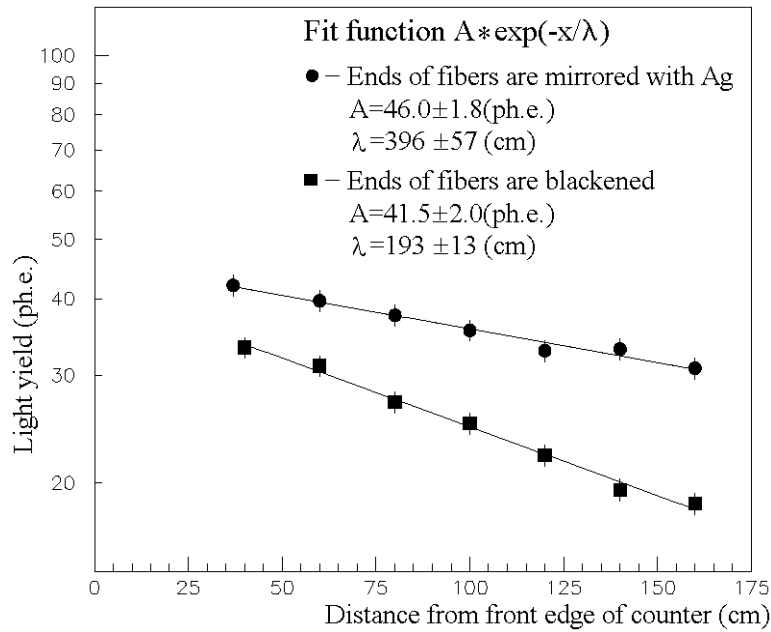


Рис. 63. Зависимость светосбора от расстояния до переднего края BSU счетчика

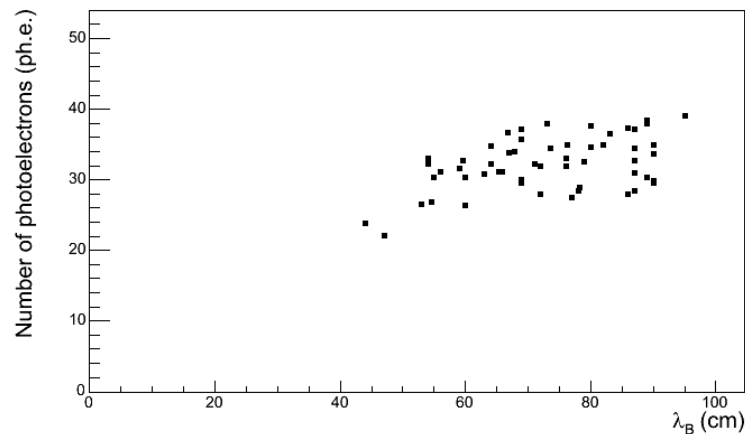


Рис. 64. Корреляция между светосбором от дальних концов BSU счетчиков и объемной длиной ослабления сцинтилляционного света  $\lambda_B$

счетчиках слабо зависит от  $\lambda_B$ , так как свет к волоконному световоду проходит незначительное расстояние вдоль меньшей стороны сцинтилляционной пластины и поэтому потери за счет объемного поглощения в сцинтилляторе становятся менее значимыми.

Все BSU и CSP счетчики были испытаны на космических мюонах. На рис. 65 представлены распределения светосбора с дальних концов счетчиков созданных в ОИЯИ. Отметим, что измерения были проведены без



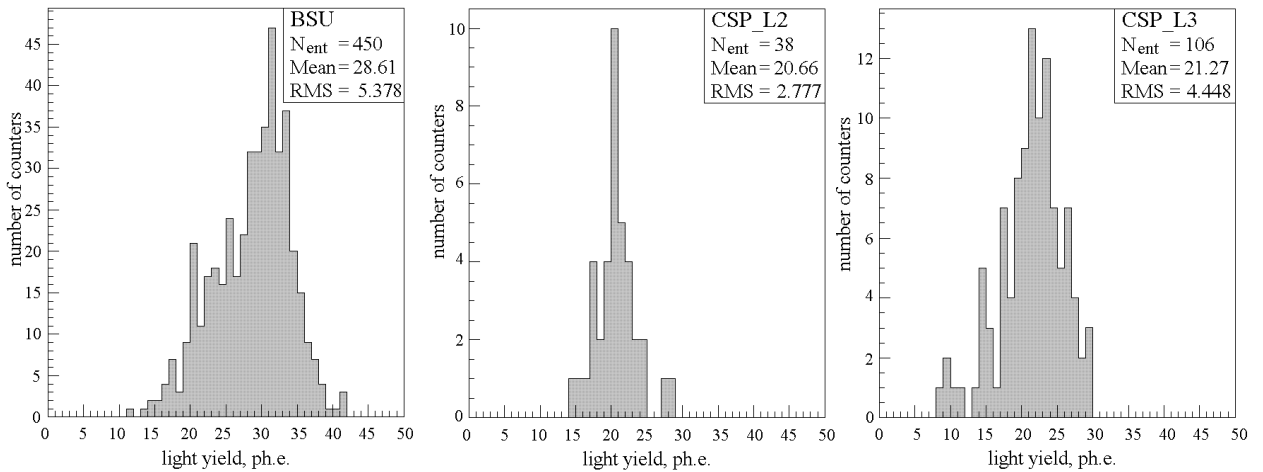


Рис. 65. Распределение светосбора с дальних концов BSU, CSP L2 и CSP L3 счетчиков

использования оптической смазки между фотокатодом ФЭУ и торцом волоконного световода, применение которой увеличит светосбор на  $\approx 10\%$ .

### 3.2. ПОДСИСТЕМА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ “MINISKIRT”

В соответствии с планом модернизации детектора мюонов CDF система годоскопов CSX, охватывающая область псевдобыстроты  $0,6 < |\eta| < 1,0$ , была дополнена новой подсистемой сцинтилляционных счетчиков “miniskirt” для более полного покрытия по азимутальному углу нижнего сектора CSX (рис. 56). Схема расположения счетчиков на одной стороне установки CDF II показана на рис. 66. Подсистема “miniskirt” покрывает азимутальный сектор  $\Delta\phi = 90^\circ$  и состоит из 24 стандартных MSX и 6 комбинированных MSX' счетчиков на каждой стороне CDF II.

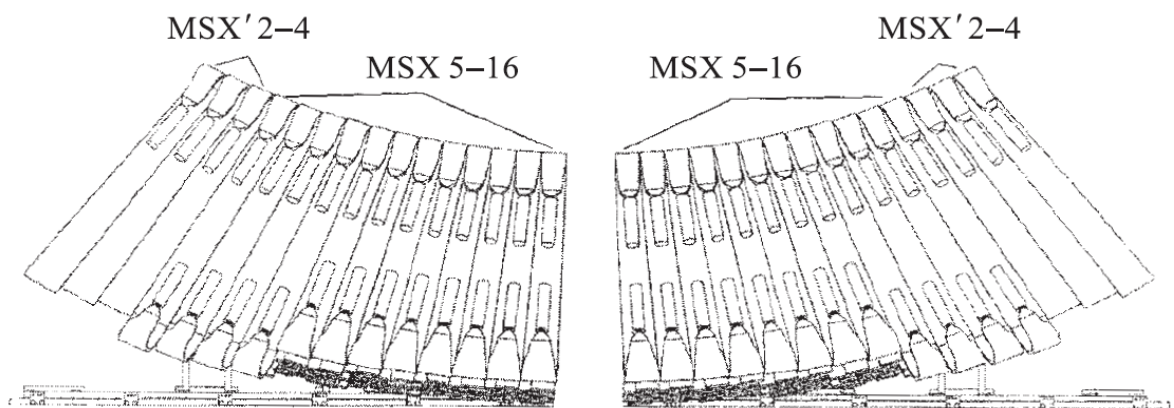
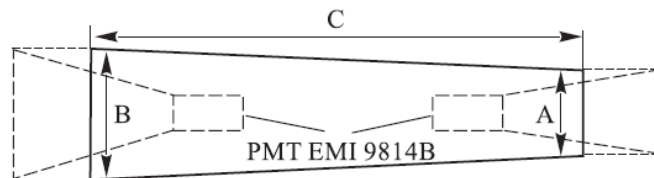


Рис. 66. Схема расположения “miniskirt” счетчиков на CDF II

В данном разделе представлены конструкция и результаты исследований сцинтилляционных счетчиков подсистемы “miniskirt”[60].

### 3.2.1. КОНСТРУКЦИЯ “MINISKIRT” СЧЕТЧИКОВ

Сцинтилляционные счетчики “miniskirt” имеют трапецеидальную форму и изготавливаются из пластин сцинтиллятора NE114 толщиной 15 мм. Размеры детекторов варьируются в зависимости от азимутального угла для минимизации нечувствительных зон.



MSX	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
A	171.2	169.2	167.2	165.7	164.2	162.7	161.2	160.2	159.2	158.7	158.2	157.7
B	243.3	239.3	235.8	232.8	229.8	227.3	224.8	223.2	221.8	220.3	219.3	218.8
C	1773.3	1747.3	1723.9	1703.0	1684.4	1668.0	1653.8	1641.5	1631.2	1622.7	1616.0	161.1

Рис. 67. Конструкция стандартных MSX счетчиков и их размеры (мм)

Конструкция стандартных MSX счетчиков показана на рис. 67. Сбор света осуществляется с двух противоположных торцов сцинтилляционной пластины посредством плексигласовых световодов типа «рыбий хвост» изогнутых на 180° из-за ограниченного пространства, а регистрация – ФЭУ ЕМІ 9814В ( $\varnothing = 51$  мм). Такая конструкция протяженных счетчиков позволяет с помощью устройства временной привязки “meantimer”[61] компенсировать временную зависимость формируемого выходного сигнала от координаты места пересечения детектора частицей и таким образом существенно улучшить временное разрешение. Хорошее временное разрешение ( $\sigma_t \leq 3$  нс) необходимо для выделения по времени пролета мюонов родившихся в области взаимодействия пучков Тэватрона, так как в

зоне расположения счетчиков присутствует большой фон от внешних мюонов, образовавшихся в вакуумной камере ускорителя и др.[61].

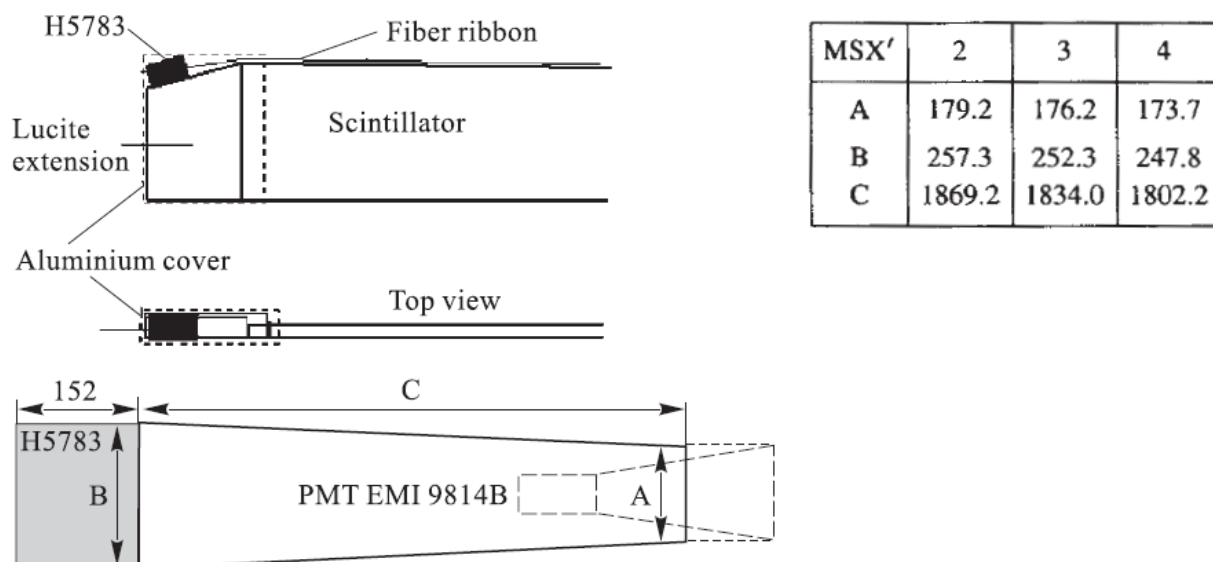


Рис. 68. Конструкция комбинированных MSX' счетчиков и их размеры (мм)

Из-за ограниченного пространства в нижней части CDF крайние счетчики MSX' подсистемы “miniskirt” (рис. 66) имеют более компактную конструкцию. В счетчиках MSX' один из световодов выполнен из спектросмещающих волокон, приклеенных к узкой длинной грани сцинтилляционной пластины оптическим клеем BC-600 (рис. 68). Лента-световод состоит из 15 многооболочечных волокон Y11 (200 ppm) диаметром 1 мм. На дальние от ФЭУ торцы волокон напылён алюминий для отражения света и увеличения светосбора. В качестве фотоприемника применялся фотосенсор H5783.

### 3.2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМБИНИРОВАННЫХ MSX' СЧЕТЧИКОВ

Алгоритм работы устройства временной привязки “meantimer” основан на предположении о постоянстве эффективной скорости распространения

света в сцинтилляционном детекторе, которое выполняется в стандартных MSX счетчиках. Эффективные скорости распространения света в сцинтилляционной пластине и спектросмещающих волокнах разные из-за отличия в геометрии, поэтому важно исследовать временные свойства счетчиков новой конструкции MSX с комбинированным съемом света.

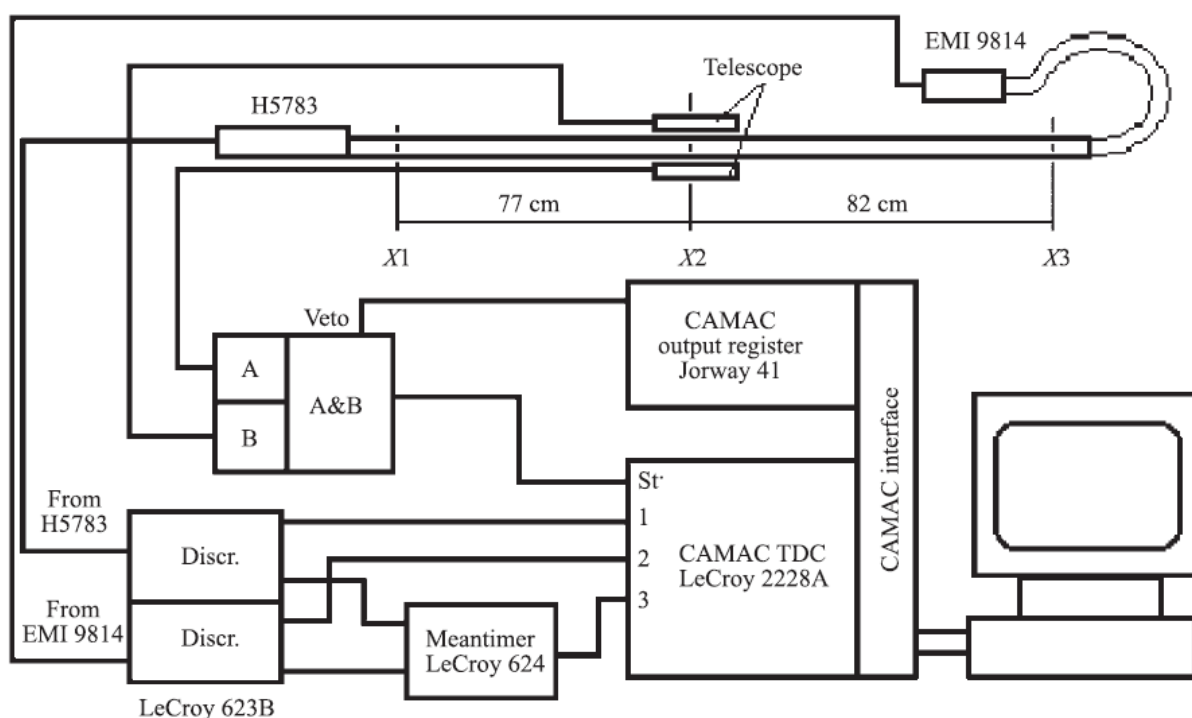


Рис. 69. Блок-схема установки для исследования временных характеристик MSX` счетчиков

Исследование временных характеристик MSX` проводилось на космических мюонах, которые выделялись телескопом из двух сцинтилляционных счетчиков ( $15 \times 15 \times 2 \text{ см}^3$ ), включенных в схему совпадений (рис. 69). Временное разрешение триггерного телескопа составляло  $\sigma_{\text{тр}} \approx 1,1 \text{ нс}$ . Временные спектры с каждого ФЭУ и устройства привязки “meantimer” LeCroy 624 измерялись время-цифровым преобразователем TDC LeCroy 2228A при трех положениях телескопа  $X_1$ ,  $X_2$  и  $X_3$  (в центре и на концах счетчика). Из спектров находились средние значения  $\langle T \rangle$  и полная ширина на полувысоте FWHM. Результаты

исследований представлены в таблице 9. Локальное временное разрешение

MSX` счетчиков определялось как  $\sigma = \sqrt{(\text{FWHM}/2,36)^2 - \sigma_{\text{тр}}^2}$  и также

приведено в таблице 9.

Таблица 9. Результаты измерений временных характеристик MSX` счетчиков

Counter	PMT	X1			X2			X3		
		$\langle T \rangle$ , ns	FWHM	$\sigma$	$\langle T \rangle$ , ns	FWHM	$\sigma$	$\langle T \rangle$ , ns	FWHM	$\sigma$
1	EMI	45.70	3.23	0.8	40.96	3.47	0.9	33.70	4.94	1.7
	H5783	16.00	3.70	1.1	21.60	5.70	2.1	26.60	5.50	2.05
	Meantimer	56.40	4.02	1.3	56.80	3.56	1.0	55.70	4.02	1.30
2	EMI	47.60	3.33	0.8	42.80	3.14	0.7	35.90	4.11	1.35
	H5783	15.70	4.57	1.6	20.70	4.70	1.6	26.10	5.20	1.91
	Meantimer	57.40	3.60	1.0	57.30	3.56	1.0	56.50	3.65	1.09
3	EMI	45.50	3.10	0.7	40.58	3.47	0.9	34.10	3.23	0.82
	H5783	24.40	5.10	1.8	30.10	5.68	2.1	36.70	5.86	2.22
	Meantimer	54.70	3.30	0.8	54.35	3.56	1.0	54.95	3.97	1.27
4	EMI	38.76	3.00	0.6	33.80	2.91	0.5	26.63	5.36	1.99
	H5783	23.37	4.90	1.7	28.50	5.22	1.9	33.66	5.50	2.05
	Meantimer	50.00	3.56	1.0	50.10	3.74	1.1	49.10	4.25	1.42
5	EMI	37.41	3.35	0.9	32.57	2.88	0.5	25.72	3.59	1.05
	H5783	23.06	5.00	1.8	27.90	5.17	1.8	33.06	5.78	2.19
	Meantimer	49.20	3.33	0.8	49.16	3.51	1.0	48.24	3.83	1.19
6	EMI	38.29	2.64	0.2	33.35	3.06	0.6	26.31	4.90	1.77
	H5783	23.28	4.94	1.7	28.39	4.90	1.7	33.76	5.68	2.14
	Meantimer	49.78	3.33	0.8	49.84	3.93	1.2	48.99	4.34	1.47
7	EMI	38.03	2.77	0.4	33.11	2.85	0.5	26.16	4.89	1.75
	H5783	23.64	5.22	1.9	28.43	5.59	2.1	33.78	5.08	1.85
	Meantimer	49.81	3.42	0.9	49.72	3.70	1.1	48.86	3.83	1.19
8	EMI	37.53	3.39	0.9	32.62	2.88	0.5	25.42	5.12	1.87
	H5783	22.81	4.53	1.5	27.77	5.36	1.9	32.99	5.17	1.89
	Meantimer	49.15	3.14	0.7	49.15	3.60	1.0	48.08	3.74	1.13
9	EMI	40.46	2.83	0.4	35.67	2.70	0.3	27.97	5.43	2.02
	H5783	23.81	4.85	1.7	28.73	5.04	1.8	34.13	4.39	1.50
	Meantimer	50.84	3.28	0.8	50.96	2.96	0.5	49.77	4.07	1.32
10	EMI	37.00	3.19	0.7	32.04	2.73	0.3	25.17	4.82	1.72
	H5783	22.46	4.57	1.6	27.13	4.76	1.6	32.29	4.85	1.74
	Meantimer	48.69	3.14	0.7	48.54	3.14	0.7	47.61	4.07	1.32
11	EMI	39.57	2.98	0.6	34.57	2.95	0.5	27.39	4.72	1.67
	H5783	22.51	4.76	1.6	28.69	5.59	2.1	33.74	5.36	1.99
	Meantimer	50.52	3.65	1.0	50.59	3.93	1.2	49.48	4.11	1.35
12	EMI	37.48	3.43	0.9	32.70	3.26	0.8	25.74	4.44	1.52
	H5783	23.61	4.90	1.7	28.71	5.04	1.8	33.87	5.54	2.08
	Meantimer	49.53	3.14	0.7	49.66	3.79	1.1	48.70	4.25	1.42

Светосбор с дальних от фотоприемников концов счетчиков, измеренный по методике, описанной в разд. 2.1 и 2.2, составил  $\approx 50$  ф. эл. при съеме света обычным световодом (EM1 9814B) и всего  $\approx 15$  ф. эл. при съеме спектрометрическими волокнами (H5783) из-за потерь при переизлучении сцинтилляционного света (рис.33). Поэтому временное разрешение канала регистрации H5783 хуже.

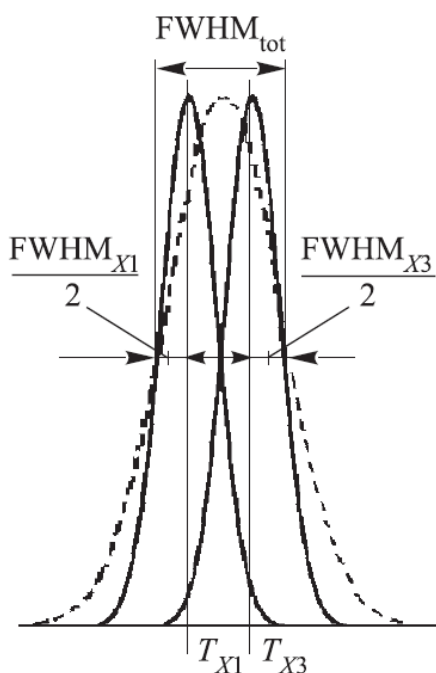


Рис. 70. Графическая иллюстрация оценки полного временного разрешения MSX счетчика

Ухудшение разрешения в канале EM1 9814B при положении триггерного телескопа  $X_3$  связано с излучением Черенкова, возникающем при прохождении мюона через изогнутый плексигласовый световод (рис. 69).

Исследования показали, что средние значения временных спектрометров  $\langle T \rangle$ , измеренные с помощью “meantimer”, имеют зависимость от координаты прохождения мюона через счетчик, которая связана с неполной временной компенсацией из-за разных эффективных скоростей света в сцинтилляционной пластине и волокнах. Поэтому временное

разрешение MSX` счетчиков оценивалось из выражения, учитывающего неполную временную компенсацию “meantimer”:

$$FWHM_{tot} = \langle T_{X_1} \rangle - \langle T_{X_3} \rangle + \frac{FWHM_{X_1} + FWHM_{X_3}}{2}.$$

Таблица 10. Полное временное разрешение MSX` счетчиков и эффективные скорости распространения светового сигнала в разных каналах регистрации ЕМІ 9814В и Н 5783

Counter	$FWHM_{tot}$ , ns	$\sigma_{tot}$ , ns	$V_{light}^{eff} \langle EMI \rangle$ , cm/ns	$V_{light}^{eff} \langle H5783 \rangle$ , cm/ns
1	4.89	2.08	13.25	15.00
2	4.53	1.92	13.59	15.29
3	4.32	1.83	13.47	15.44
4	4.91	2.08	13.11	15.45
5	4.54	1.93	13.60	15.90
6	4.69	1.99	13.27	15.17
7	4.58	1.94	13.40	15.68
8	4.51	1.92	13.13	15.62
9	4.87	2.07	12.89	15.60
10	4.69	1.99	13.44	16.17
11	5.13	2.18	13.05	15.54
12	4.98	2.11	13.54	15.50

Графическая иллюстрация оценки показана на рис. 70. В таблице 10 представлены оценки полного временного разрешения MSX` счетчиков и измеренные эффективные скорости распространения светового сигнала в детекторах при разных способах съема информации. Как видно из таблицы полное временное разрешение счетчиков не превышает  $\sigma_{tot} = 2,2$  нс, что вполне достаточно для подавления фона от внешних мюонов, образовавшихся вне области взаимодействия пучков Тэватрона [61].

### 3.3. ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 3

В заключение третьей главы сделаем следующие выводы, основанные на результатах, опубликованных в работах [12, 58, 60].

Создано более 600 крупногабаритных (длиной до 320 см) сцинтилляционных счетчиков нового поколения для модернизации детектора мюонов установки CDF II, предназначенной для исследований свойств тяжелых  $t$ ,  $b$ ,  $c$  – кварков на Тэватроне Фермилаб. Счетчики изготавливались из созданного нами нового полистирольного сцинтиллятора UPS 923A.

1. Разработаны конструкция, технология массового производства и методика тестирования крупногабаритных (длиной до 320 см) пластмассовых сцинтилляционных счетчиков нового поколения, в которых впервые съем света осуществляется плоским оптическим кабелем из спектросмещающих волокон.

2. Создано и исследовано более 600 сцинтилляционных счетчиков для CSP и BSU годоскопов детектора мюонов CDF II. Светосбор от дальнего торца счетчиков составил более 10 фотоэлектронов, что достаточно для обеспечения высокой эффективности регистрации мюонов на весь период эксплуатации установки CDF II.

3. Разработана методика и проведены исследования временных характеристик сцинтилляционных счетчиков MSX с комбинированным съемом света. Исследования показали, что временное разрешение счетчиков составляет  $\sigma_t \leq 2,2$  нс, что вполне достаточно для подавления фона от мюонов, образовавшихся вне области взаимодействия пучков Тэватрона.



## ЧАСТЬ II. ПРОВОЛОЧНЫЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Проволочные газоразрядные координатные детекторы составляют основу спектрометрических комплексов для экспериментов по физике высоких энергий, с помощью которых измеряются импульсы заряженных частиц, угловые распределения, а иногда производится идентификация.

Исторически первыми по времени появились трековые детекторы, в которых использовался искровой разряд в газе – искровые камеры [62]. Типичная проволочная искровая камера состоит из двух планарных параллельных электродов, выполненных из тонких проволок и наполнена благородными газами.

Электроны ионизации, созданные в газе на пути заряженной частицы, ускоряются сильным импульсным электрическим полем и инициируют электронную лавину, приводящую к искровому разряду. Этот разряд локализуется в малом объеме вдоль трека частицы, а положение искры-трека определяется координатами проволок, на которых замыкается искровой разряд. Искровые камеры позволяют получить хорошее пространственное разрешение 0,15 – 0,2 мм, но имеют невысокое временное разрешение 1 – 3 мкс и большое время восстановления 1 – 10 мс.

В 1968 г. Ж. Шарпак и его коллеги построили многоанодный пропорциональный счетчик с плоскими электродами и показали, что каждую анодную нить можно использовать как отдельный счетчик [63]. Впоследствии такие детекторы стали называть пропорциональными камерами.

Пропорциональная камера представляет собой систему из большого числа газовых пропорциональных счетчиков, образующих плоский чувствительный слой. Конструктивно камера состоит из массива

параллельных анодных проволок, расположенных между двумя плоскими катодными электродами. Типичный шаг анодных проволок 1 – 2 мм, расстояние анод-катод 5 – 10 мм.

Массив анодных проволок образует систему пропорциональных счетчиков с эффективным радиусом равным половине шага между проволоками. Диаметр анодных проволок должен составлять около 1% от шага для достижения напряженности электрического поля, достаточной для получения высокого коэффициента газового усиления  $\sim 10^6$ . Временное разрешение камеры в основном зависит от шага сигнальных проволок, свойств газового наполнения, порога регистрации и составляет  $\sim 50$  нс [64]. Пространственное разрешение камеры с дискретным съемом информации с каждой проволоки определяется расстоянием между проволоками  $S$  и равно дисперсии прямоугольного распределения  $\sigma = S/\sqrt{12}$ .

Пропорциональные камеры благодаря превосходным свойствам быстро распространились в физическом эксперименте и вытеснили искровые камеры, несмотря на свою относительную дороговизну.

Время появления сигнала на анодной проволоке пропорциональной камеры сильно зависит от места прохождения частиц через камеру, потому что процесс газового усиления, приводящий к возникновению импульса тока, происходит после того, как дрейфующие электроны ионизации достигают области вблизи анодной нити. Таким образом, если измерить время задержки сигнала с анода, можно уточнить координату частицы. Эта идея впервые была высказана Брессами и др. [65] и оказалась весьма плодотворной. Проволочные детекторы, в которых измеряется время дрейфа электронов ионизации для определения координат частиц, впоследствии стали называться дрейфовыми камерами. Дрейфовые камеры отличаются высоким пространственным разрешением, относительно небольшим количеством

каналов электроники и стали одним из основных видов трековых детекторов на крупных установках в физике высоких энергий.

Проволочные газоразрядные трековые детекторы сыграли и продолжают играть большую роль в физике элементарных частиц. Постоянное развитие и совершенствование этой методики расширяет возможности физического эксперимента и способствует дальнейшему прогрессу в экспериментальной физике высоких энергий.

В данной части представлены результаты разработок и исследований новых прецизионных дрейфовых камер для планируемых в восьмидесятые годы экспериментов на УНК (г. Протвино).

#### **ГЛАВА 4. РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕЦИЗИОННЫХ ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР ДЛЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ**

В восьмидесятые годы в ИФВЭ (г. Протвино) были развернуты работы по созданию ускорительно – накопительного комплекса (УНК) с энергией протонов до 3 ТэВ. Увеличение энергии частиц на УНК приводит к процессам со сложной топологией, где в конечном состоянии образуется большое количество частиц (кварковые и глюонные струи, каскадные распады частиц, содержащие тяжелые кварки и др.). Основной задачей создаваемой с нашим участием комплексной многоцелевой установки Многочастичный Спектрометр (МЧС) [66], включенной в первоочередную исследовательскую программу с фиксированной мишенью на первой ступени УНК (600 ГэВ), являлось систематическое изучение процессов образования и распада частиц с тяжелыми кварками, а также исследование инклюзивных процессов образования чармованных и прелестных частиц в адронных и фотонных пучках.

Одна из центральных проблем при изучении многочастичных процессов на установке МЧС заключается в реконструкции топологии сложных событий с участием большого числа частиц, включая короткоживущие, при интенсивности выведенного пучка более  $10^7$  частиц/с. Для решения этой проблемы необходимы прецизионные трековые детекторы, эффективно работающие в пучках высокой интенсивности.

В данной главе представлены результаты ряда завешенных исследований и разработок, направленных на создание новых прецизионных и быстродействующих дрейфовых камер для установки МЧС, предназначенной для проведения экспериментов на УНК.

#### 4.1. МИНИ–ДРЕЙФОВЫЕ КАМЕРЫ

Дрейфовые камеры давно уже стали традиционным координатным прибором, применяемым в экспериментах по физике высоких энергий. При большом разнообразии размеров и форм таких камер их внутренняя ячейка, определяющая электрическое поле, имеет установившуюся конструкцию с распределенным потенциалом катода и дрейфовым промежутком обычно 20 – 50 мм. Камеры этого типа обладают высокой точностью определения координат и во многих случаях полностью удовлетворяют требованиям физического эксперимента.

В 80-е годы в технике физического эксперимента произошел незаметный, но важный сдвиг – начали появляться необычные дрейфовые камеры с дрейфовым промежутком всего 1 – 5 мм [67–70]. Несмотря на весьма значительное увеличение количества каналов электроники в таких мини - дрейфовых камерах (МДК), их популярность все возрастает. Это объясняется тем, что в этих детекторах объединяются лучшие свойства как пропорциональных, так и дрейфовых камер:

- 1) высокое пространственное разрешение ( $\sigma \approx 100$  мкм);
- 2) высокая эффективность регистрации частиц при большей интенсивности (свыше  $4 \times 10^7$  с<sup>-1</sup>см<sup>-2</sup>) [67];
- 3) возможность их использования в сильном ( $B \approx 1$  Тл) магнитном поле [69,70];
- 4) возможность использования МДК при выработке быстрого триггера [70].

В данном разделе представлен ряд новых результатов достигнутых при разработке и исследовании МДК с помощью радиоактивного источника и в пучке заряженных частиц ускорителя У-70 (г. Протвино) [71].

#### 4.1.1. МИНИ-ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА С ЗАЗОРОМ 4 ММ

При помощи  $\beta$ -источника исследованы характеристики дрейфовой камеры с дрейфовым промежутком 4 мм. Измерения характеристик проведены на смеси  $\text{Ar} + 30\% \text{isoC}_4\text{H}_{10}$ . Камера имеет широкое плато счетной характеристики  $\approx 300 \text{ В}$  и обладает хорошей линейностью дрейфовой характеристики. Оцененная зона нелинейности дрейфовой характеристики вблизи потенциальной проволоки составляет 0,5 - 0,6 мм и является следствием как уменьшения скорости дрейфа в этой зоне, так и увеличения путей дрейфа электронов. Проведено моделирование электрических полей в дрейфовой ячейке, обсуждается возможность оптимизации геометрии электродов камеры с целью уменьшения зоны нелинейности [72].

##### 4.1.1.1. КОНСТРУКЦИЯ КАМЕРЫ

Конструкция МДК довольно проста; она мало отличается от обычных пропорциональных камер. Так, за основу была взята конструкция пучковой пропорциональной камеры спектрометра ГИПЕРОН [73].

На рис. 71 показана конфигурация электродов элементарной ячейки МДК. Катодные электроды камеры выполнены из алюминиевой фольги тол-

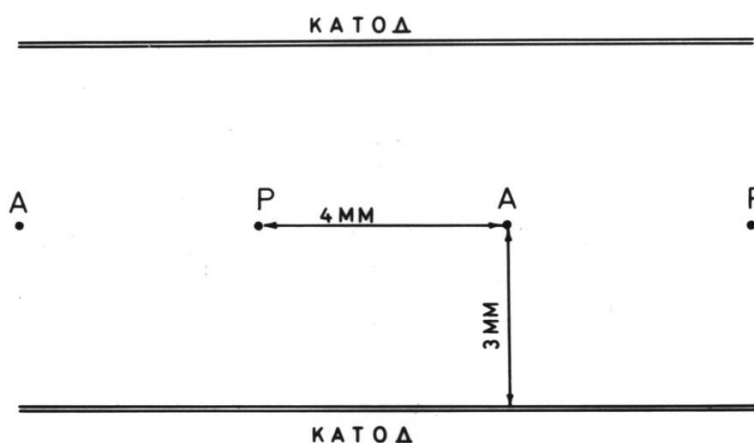


Рис. 71. Конфигурация электродов элементарной ячейки МДК: А - анодная проволока  $\varnothing 30 \text{ мкм}$ ; Р - потенциальная проволока  $\varnothing 30 \text{ мкм}$

щиной 14 мкм. Анодные и потенциальные электроды намотаны золоченой вольфрамовой проволокой диаметром 30 мкм с шагом  $4,00 \pm 0,01 \text{ мм}$  при натяжении 70 г. Конструктивно камера состоит из двух рамок, изготовленных из эпоксидного компаунда методом от-

ливки [74], на которые приклеены катодные электроды и печатные платы для других электродов. Анодные и потенциальные проволоки распаяны на печатных платах и выведены на противоположные стороны камеры. Окна камеры выполнены из лавсановой пленки толщиной 40 мкм.

Анодные проволоки заземлены через сопротивление, а на потенциальные проволоки и на катоды подается отрицательный потенциал. Рабочая площадь камеры с дрейфовым промежутком 4 мм составляет  $128 \times 128 \text{ мм}^2$ .

#### 4.1.1.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование характеристик МДК производилось с радиоактивным источником  $\text{Ru}^{106}$  (см. рис. 72). Электроника включена в линию с ЭВМ МЭРА-60. Пучок электронов от  $\beta$ -источника формировался двумя щелевыми коллиматорами, между которыми на подвижной подставке устанавливалась дрейфовая камера. Специальное устройство подставки

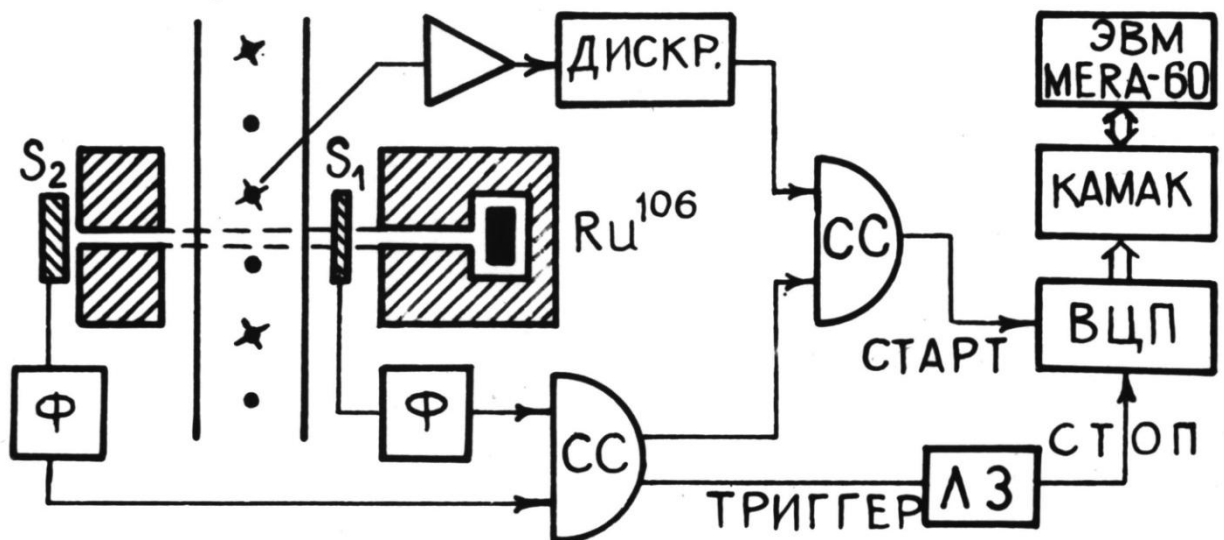


Рис. 72. Схема стенда для исследования характеристик МДК с радиоактивным  $\beta$ -источником  $\text{Ru}^{106}$ .  $\Phi$  - формирователь, ЛЗ - линия задержки

позволяло перемещать камеру поперек пучка и фиксировать ее положение с точностью  $\approx 0,05$  мм. Триггер вырабатывался включенными на совпадение сцинтилляционными счетчиками ( $S_1$ ,  $S_2$ ). Для уменьшения многократного рассеяния электронов первый по пучку счетчик ( $S_1$ ) изготовлен из сцинтиллятора толщиной  $\approx 0,3$  мм. Сигналы с анодной проволоки усиливались предусилителем со следующими параметрами: чувствительность - 12 мВ/мкА, входное сопротивление - 80 Ом, собственное время нарастания - 5 нс, собственные шумы усилителя - 0,8 мкА. Время дрейфа электронов измерялось времяцифровым преобразователем (ВЦП) с наносекундным разрешением [75].

Для наполнения камеры использовалась простая смесь газов: аргон 70%, изобутан 30%.

#### 4.1.1.3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 73 приведена эффективность регистрации частиц МДК в зависимости от катодного потенциала при двух порогах регистрации предусилителя 1 мкА и 2 мкА. Потенциальные проволоки имели потенциал

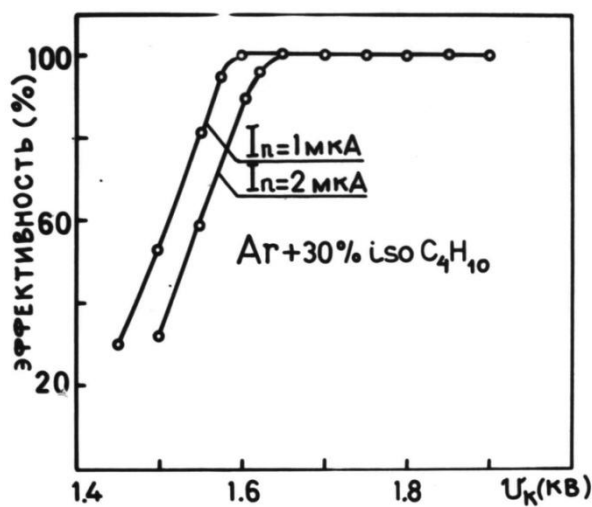


Рис. 73. Зависимость эффективности регистрации МДК от напряжения на камере при порогах регистрации 1 мкА и 2 мкА

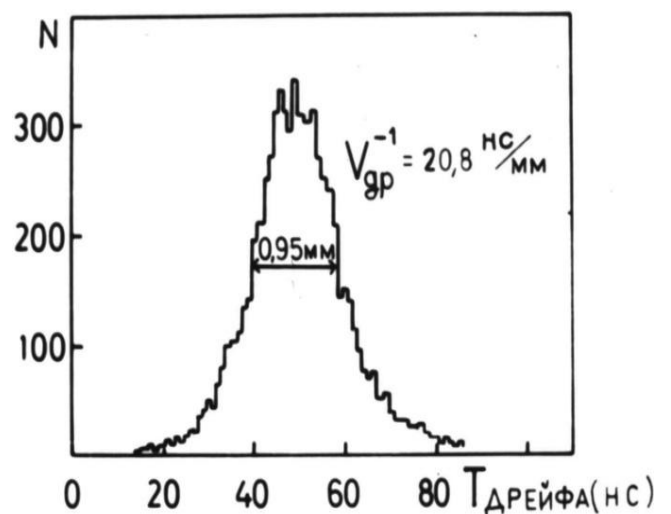


Рис. 74. Типичный профиль пучка электронов в камере



катодов. Протяженность плато при пороге регистрации 1 мкА составила 300 В при эффективности выше 99% и сокращалась на 50 В при увеличении порога до 2 мкА. Конец плато наступает вследствие перехода камеры из пропорционального в режим Гейгера - Мюллера. При этом интенсивность шума в конце плато составляет всего 5 Гц/проволоку, что является следствием высокой чистоты электродов камеры.

При исследовании дрейфовых камер с небольшим дрейфовым зазором необходим весьма узкий пучок электронов. На рис. 74 показан профиль пучка электронов от коллимированного  $\beta$ -источника, измеренный в центре дрейфового промежутка. Ширина распределения составляет примерно 1 мм.

Зависимость времени дрейфа электронов от расстояния до сигнальной проволоки (дрейфовая характеристика) определяется многими факторами и в большой степени величиной и однородностью напряженности электрического поля  $E$  в дрейфовом промежутке. На рис. 75 показана напряженность  $E$  в плоскости проволок дрейфового зазора МДК. В дрейфовом промежутке

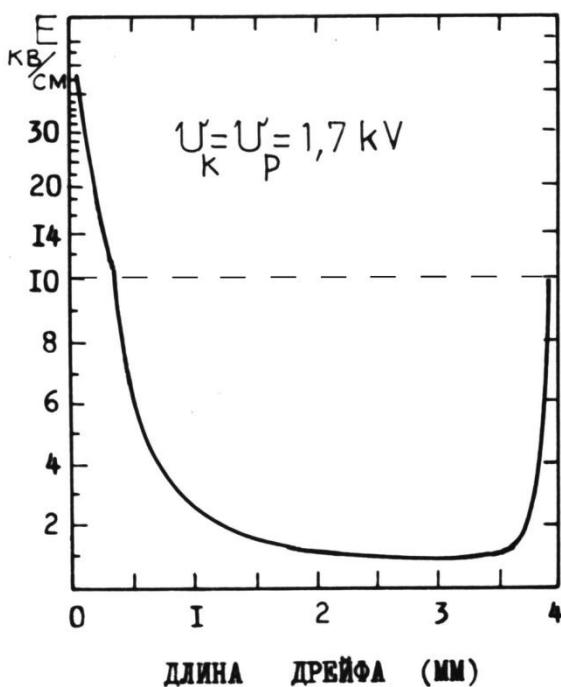


Рис. 75. Зависимость напряженности электрического поля от расстояния до анодной проволоки,  $L = 0$  соответствует положению анодной проволоки,  $L = 4$  положению потенциальной проволоки. Выше пунктирной линии шкала  $E$  логарифмическая

электрическое поле меняется очень сильно. Поэтому в данной камере для получения линейной дрейфовой характеристики необходимо использовать газовые смеси, в которых скорость дрейфа электронов слабо зависит от напряженности электрического поля.

Экспериментальное исследование зависимости времени дрейфа от координаты показало высокую ее линейность (рис. 76) для используемой нами смеси газов. Отклонение отдельных точек от аппроксимирующей

прямой не превышало 30 мкм. Линейность дрейфовой характеристики обеспечивается насыщением дрейфовой скорости электронов в смеси аргона и изобутана в интервале  $E/p$  от 1 до 20 кВ/см·атм (рис.75). В окрестности потенциальной проволоки находятся области пониженной напряженности электрического поля, и поэтому должна существовать нелинейность дрейфовой характеристики. Однако из-за конечной ширины пучка электронов соответствующие прямые измерения выполнить невозможно.

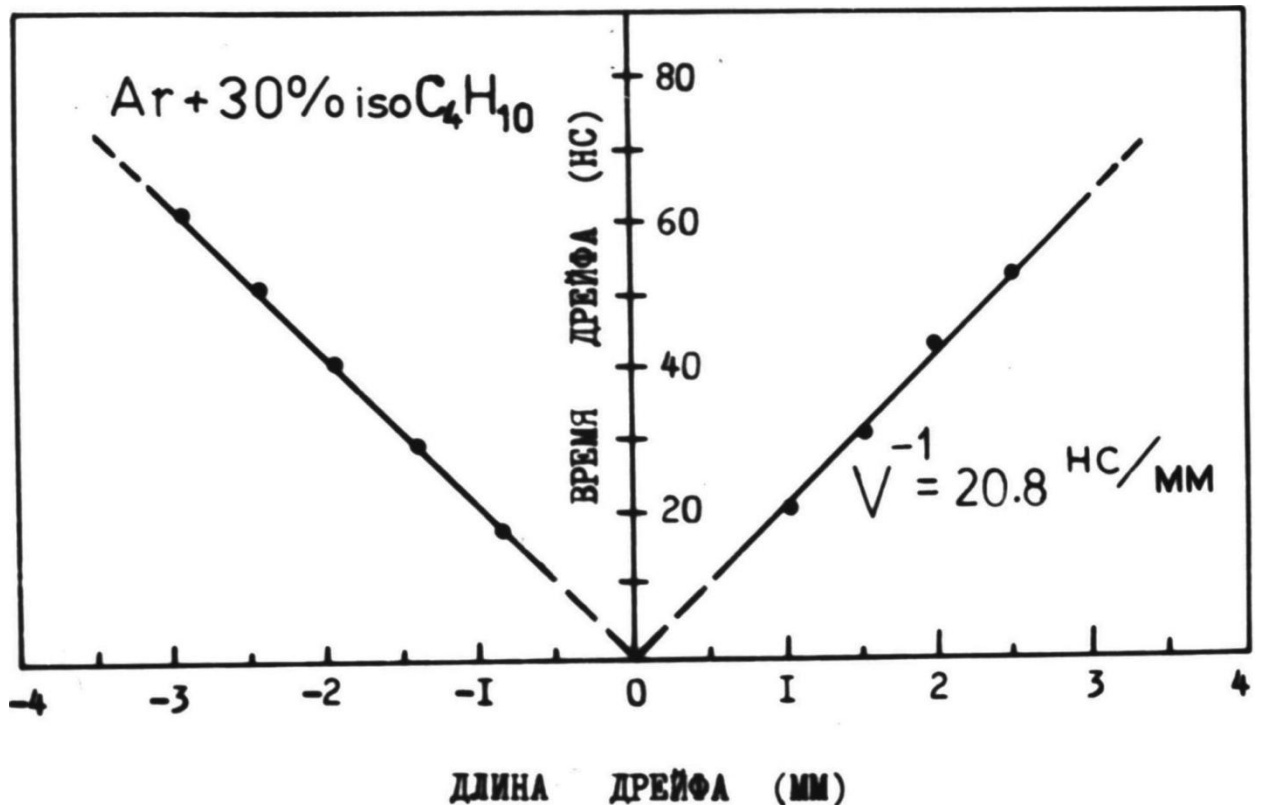


Рис. 76. Зависимость времени дрейфа от координаты прохождения

Оценка размера зоны нелинейности проводилась следующим образом. Центр щели коллиматоров  $\beta$ -источника помещался точно против потенциальной проволоки. Таким образом, пучок электронов попадал в два соседних дрейфовых промежутка. Затем измерялся профиль пучка электронов как обычно (заштрихованный рис.77). Полученные результаты сравнивались с типичным полупрофилем, измеренным в центре дрейфового зазора. Приведенные на рис.77 распределения нормированы на одинаковое

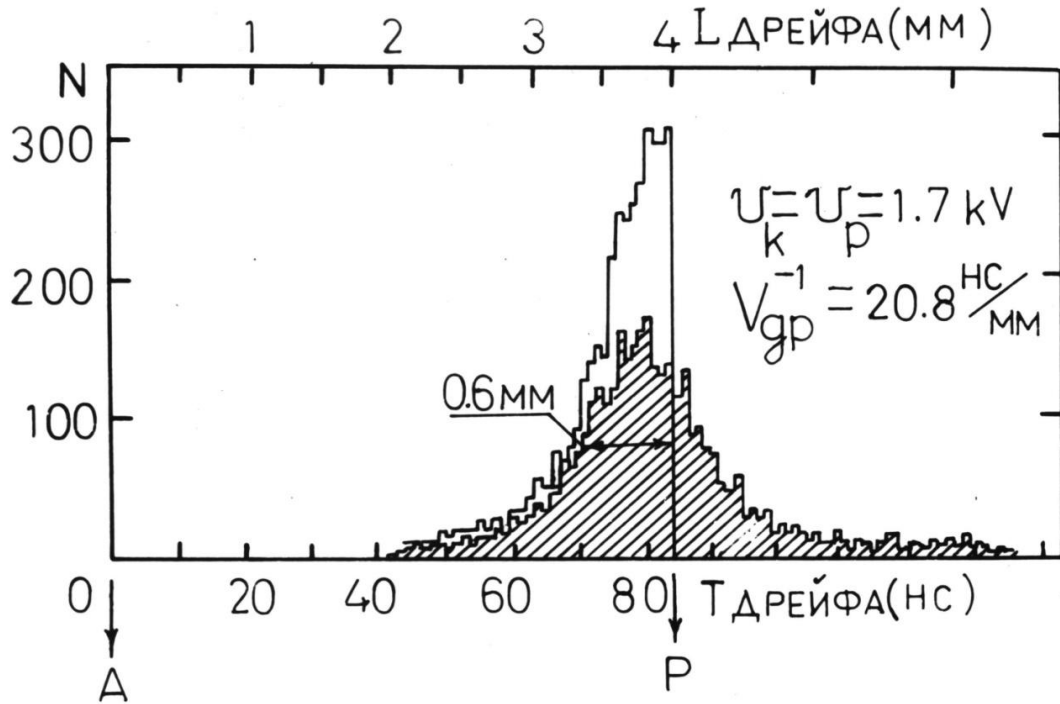


Рис. 77. Профили пучка электронов на камере у потенциальной проволоки

количество событий. Как видно из рисунка, отклонение измеренного профиля пучка вследствие нелинейности от типичного профиля начинается приблизительно на расстоянии 0,5 – 0,6 мм от потенциальной проволоки\*. Важно отметить также, что при увеличении и уменьшении потенциала на потенциальной проволоке относительно катода, как показали аналогичные измерения, размер зоны нелинейности увеличивался.

#### 4.1.1.4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В МДК

С целью изучения причин образования зоны нелинейности дрейфовой характеристики вблизи потенциальной проволоки было проведено моделирование электростатических полей в элементарной ячейке дрейфовой камеры. Моделирование электрических полей проводилось методом "электролитической ванны" с помощью проводящей бумаги. На рис. 78

\* Приведенные оценки являются приблизительными; более точно зона нелинейности и точность камеры (<100 мкм) была измерена в дальнейших опытах на пучке заряженных частиц 10 ГэВ.

показана конфигурация электрического поля в МДК. Здесь сплошные линии эквипотенциали, пунктирные – силовые линии поля. Как видно, вблизи потенциальной проволоки существуют области пониженной напряженности электрического поля, и само поле имеет значительную неоднородность.

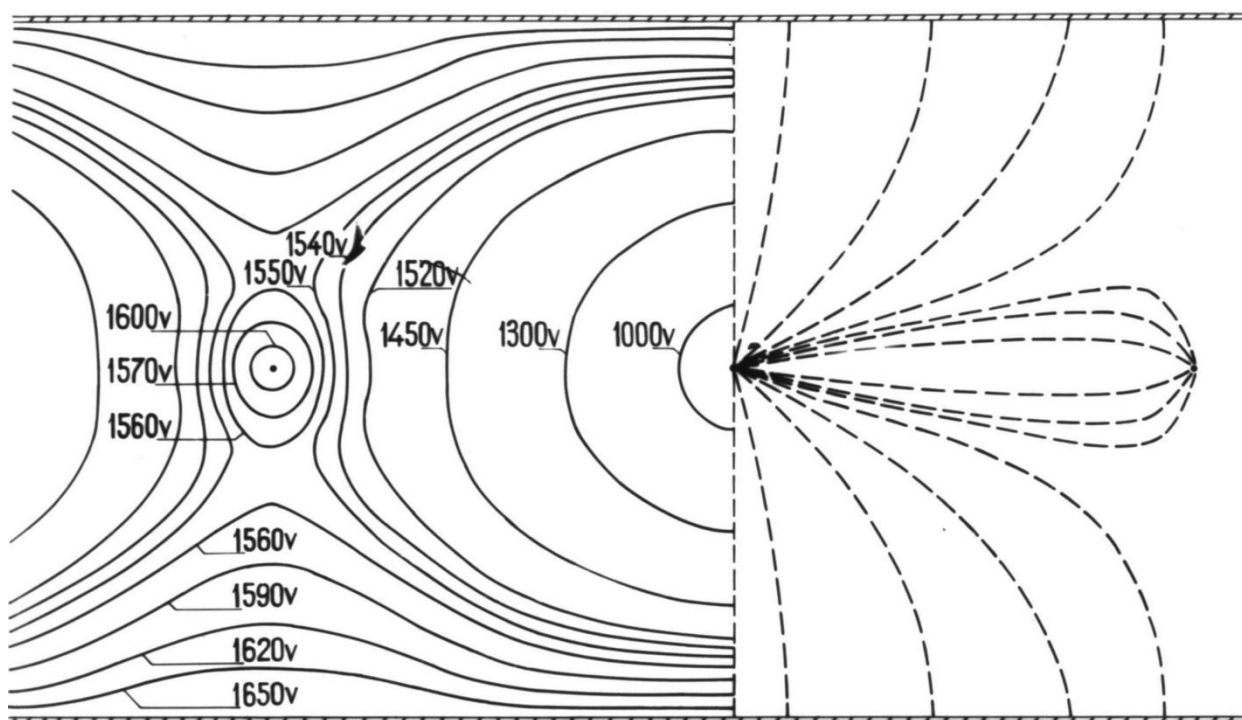


Рис. 78. Конфигурация электрического поля МДК (рис. 71). Анодная проволока заземлена. Потенциальные проволоки и катоды под потенциалом – 1,7 кВ

Нелинейность дрейфовой характеристики и размытие профиля пучка на рис. 77 вблизи потенциальной проволоки объясняется как увеличением из-за неоднородности поля путей дрейфа электронов, так и изменением скорости дрейфа тех электронов, которые проходят через области малой напряженности поля. Из рис. 78 можно видеть, что зона нелинейности начинается на расстоянии 0,6 мм от потенциальной проволоки, что хорошо согласуется с результатами непосредственных измерений, описанными выше.

С целью достижения минимальных размеров зоны нелинейности моделирование электрических полей проводилось с различными параметрами ячеек, в том числе рассматривались геометрии камер

работ [67,68]. В результате выяснилось, что конфигурации МДК, описанных в работах [67,68] и в настоящей разделе, не являются оптимальными. Оптимальной конфигурацией МДК, является геометрия элементарной ячейки типа "квадрат" с равными межэлектродными расстояниями. Картина поля для такой конфигурации электродов показана на рис.79. Минимальные размеры зоны ослабленного поля в такой геометрии достигаются при равных потенциалах на катодах и потенциальных проволоках и при использовании потенциальных проволок большого диаметра.

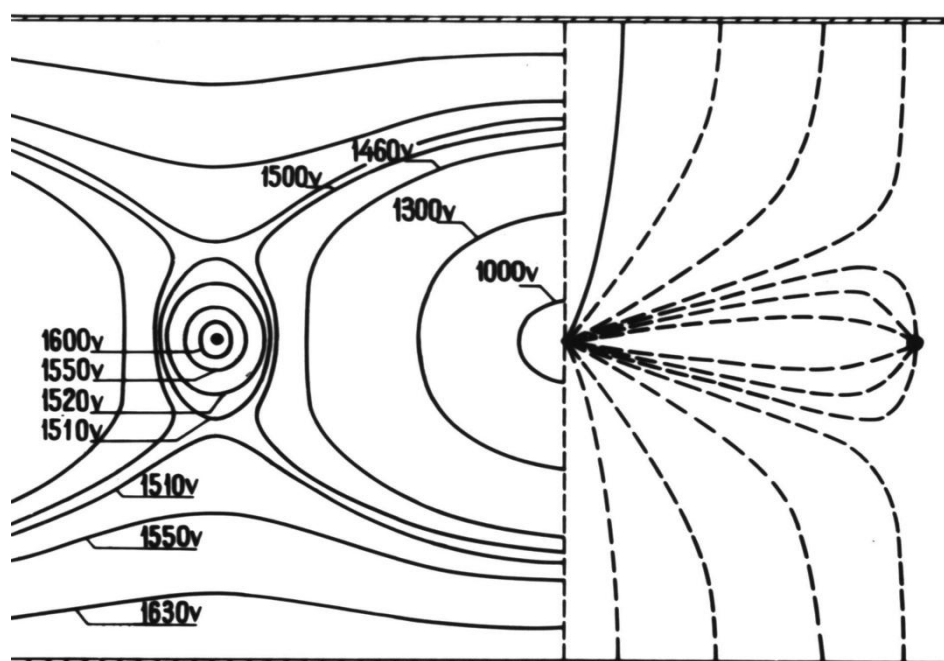


Рис. 79. Конфигурация электрического поля оптимальной МДК. Анодная проволока заземлена. Потенциальные проволоки и катоды под потенциалом – 1,7 кВ

#### 4.1.1.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы характеристики дрейфовой камеры нового типа с дрейфовым промежутком 4 мм, сочетающей в себе простоту конструкции и быстрое действие пропорциональной камеры с высокой точностью обычной дрейфовой камеры.

Показано, что:

- 1) камера обладает достаточно линейной дрейфовой характеристикой почти во всей области дрейфового промежутка;
- 2) зона нелинейности занимает  $\approx 0,6$  мм и может быть уменьшена путем выбора оптимальной конфигурации дрейфовой ячейки.

#### 4.1.2. МИНИ-ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА С ОПТИМАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ ЯЧЕЙКИ

Исследованы характеристики дрейфовой камеры с дрейфовым промежутком 3 мм в пучке частиц с импульсом 10 ГэВ/с. Камера обладает хорошей линейностью дрейфовой характеристики, высокой точностью и надежно работает при загрузке  $\approx 3 \cdot 10^5$  частиц/с см<sup>2</sup>. Пространственное разрешение в центре дрейфового промежутка достигает  $\approx 45$  мкм [76].

##### 4.1.2.1. КОНСТРУКЦИЯ КАМЕРЫ

Конструкция камеры аналогична описанной в работе [73]; различие состоит лишь в геометрии электродов. Как отмечалось ранее (см. 4.1.1.4), оптимальной конфигурацией плоской МДК является геометрия элементар-

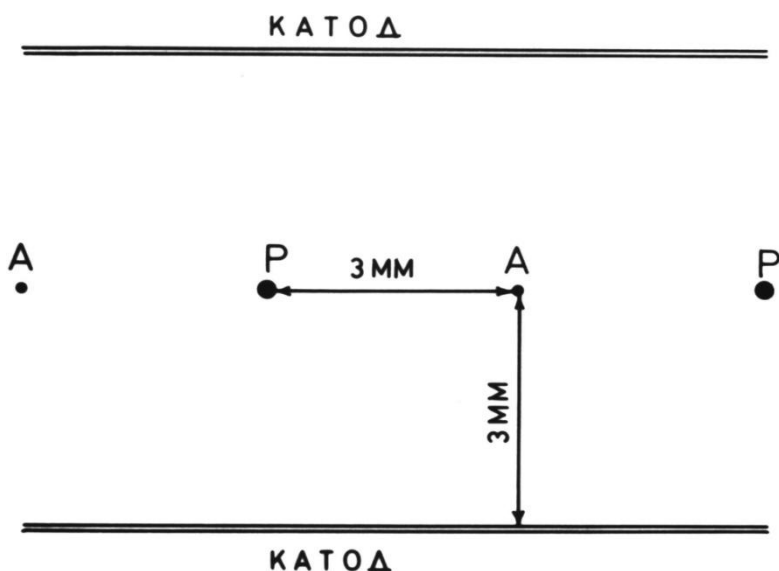


Рис. 80. Конфигурация электродов МДК: А - анодная проволока  $\varnothing 30$  мкм, Р - потенциальная  $\varnothing 100$  мкм

ной ячейки типа "квадрат" с равными межэлектродными расстояниями и анодной проволокой в центре (рис. 80). Эквипотенциальные катодные электроды камеры выполнены из алюминиевой фольги толщиной 14 мкм, анодные проволоки - из золоченого вольфрама диаметром 30 мкм, потенциальные проволоки - из бериллиевой бронзы диаметром

100 мкм. Величина дрейфового промежутка равна 3 мм. Рабочая площадь камеры составляет  $126 \times 126$  мм.

Анодные проволоки заземлены через сопротивления, а на катоды и потенциальные проволоки подается отрицательный потенциал. На рис. 79 показана конфигурация электрического поля элементарной ячейки камеры. Здесь сплошные линии – эквипотенциали, пунктирные – силовые линии поля. Картина поля получена моделированием с помощью метода "электролитической ванны".

#### 4.1.2.2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследование характеристик МДК проводилось на пучке заряженных частиц с импульсом 10 ГэВ/с ускорителя ИФВЭ. При этом использовалась часть аппаратуры и детекторов установки "Гиперон" [77].

Для проведения измерений было изготовлено три камеры, которые собирались в блок и располагались на равных расстояниях одна за другой в едином газовом объеме.

Сигналы с дрейфовых камер поступали на усилители-формирователи и преобразователь время - цифра с наносекундным разрешением [75]. Чувствительность усилителей составляла -12 мВ/мкА, шумы, приведенные к входу - 0,8 мкА, входное сопротивление - 80 Ом, собственное время нарастания - 5 нс. Аппаратура работала в линию с ЭВМ ЕС-1010.

Для наполнения камер использовалась газовая смесь из 67% аргона и 33% изобутана при атмосферном давлении.

Программы обработки информации позволили определять эффективность, линейность, пространственное разрешение камер, профили пучка частиц и другие характеристики.

Пространственное разрешение МДК оценивалось по распределению величины

$$\Delta = (X_1 - X_2) - (X_2 - X_3),$$

где  $X_1, X_2, X_3$  – координаты треков частиц, определенные камерами. Точность регистрации координат одной камеры определялась из соотношения  $\sigma = \sigma_{\Delta} / \sqrt{6}$ , где  $\sigma_{\Delta}$  – среднеквадратичное отклонение величины  $\Delta$ . При этом предполагается, что камеры равноточные, то есть  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$ , что справедливо для основной - центральной зоны камер (см. ниже).

В специальной выборке частиц, падавших строго перпендикулярно плоскостям МДК, зависимость пространственного разрешения от координаты частиц определялась по распределению величины  $\Delta(x) = X_1 - X_2$ . Из распределения  $\Delta(x)$  определялось среднеквадратичное отклонение этой величины, а затем находилось пространственное разрешение отдельной камеры  $\sigma_i(x)$ .

#### 4.1.2.3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Плато счетной характеристики МДК начинается при  $U = 1,7$  кВ (порог срабатывания усилителей-формирователей  $I_n = 1,5$  мкА). Эффективность регистрации треков частиц на плато выше 99%. При  $U = 1,95$  кВ камера переходит в режим Гейгера - Мюллера, что ведет к появлению перекрестных наводок между каналами регистрации.

Исследование зависимости времени дрейфа электронов от расстояния до сигнальной проволоки (дрейфовой характеристики) проводилось с помощью частиц, падающих перпендикулярно к плоскостям камер ( $U_k = 1,8$  кВ). Как показали измерения, дрейфовая характеристика МДК (рис. 81) имеет три характерные области: основная линейная область – А,



область вблизи потенциальной проволоки – В и область вблизи сигнальной проволоки – С\*.

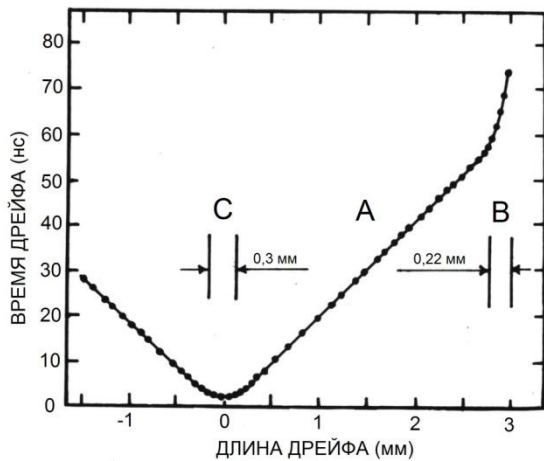


Рис.81. Зависимость времени дрейфа от координаты прохождения частицы

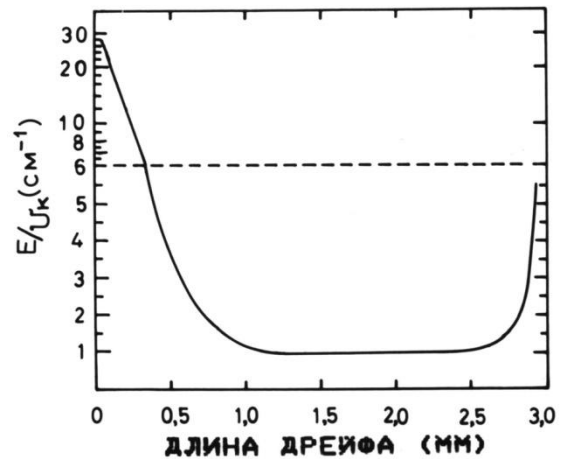


Рис.82. Зависимость напряженности электрического поля в плоскости проволок МДК от расстояния:  $L=0$  соответствует положению анодной проволоки,  $L=3$  мм - положению потенциальной

Хорошая линейность характеристики в области А, несмотря на существенную неоднородность напряженности электрического поля в дрейфовом промежутке (рис. 82), достигается за счет насыщения дрейфовой скорости электронов. В самом деле, в смеси  $\text{Ar} + 33\% \text{isoC}_4\text{H}_{10}$  насыщение скорости дрейфа наступает при  $E \approx 1,2 \text{ кВ/см}$  [78], в то время как минимальная напряженность электрического поля в нашем случае значительно больше:  $E_{\text{мин}} = 1,8 \text{ кВ/см}$  (при  $U_{\text{к}} = 1,8 \text{ кВ}$ , см. рис. 82).

При уменьшении расстояния от трека до сигнальной проволоки (область С) время дрейфа становится менее зависимым от X – координаты трека частицы. Этот эффект связан со следующими обстоятельствами. Известно, что при прохождении заряженной частицы через газовый объем

\* Исследуемая камера помещалась между двумя другими таким образом, чтобы последние всегда "работали" в линейной области А.

детектора образуется цепочка локализованных сгустков электронов, которые называют кластерами. В чистом аргоне при атмосферном давлении размер ионизационного кластера в большинстве случаев  $r \leq 1$  мкм [79], при этом 80% кластеров на самом деле представляют собой просто одиночные электроны [80].

Минимально ионизирующая частица на одном сантиметре трека в смеси  $\text{Ar} + 33\% \text{ isoC}_4\text{H}_{10}$  образует около 35 кластеров, откуда следует, что среднее расстояние между ними составляет  $\approx 0,29$  мм [81]. При достаточно низком пороге срабатывания, с которым мы работали, измеряемой величиной является кратчайшее расстояние между сигнальной проволокой и треком частицы. А так как трек имеет кластерную структуру, то в действительности определяется время прибытия первых кластеров, дрейф которых в зоне линейности осуществляется в направлении, практически перпендикулярном к треку. В области С при приближении к сигнальной проволоке минимальное расстояние до трека становится сравнимым с расстоянием между кластерами ионизации. В этом случае дрейф первых регистрируемых кластеров происходит под разными углами к направлению трека, или, иначе говоря, по разным длинам пути. Как следствие этого в зоне С возникает нелинейность дрейфовой характеристики, причем время дрейфа электронов до сигнальной проволоки в большой степени определяется расстоянием между кластерами, величиной газового усиления и чувствительностью электроники.

Таким образом, автор показал что, временные спектры сигналов от регистрации кластеров несут информацию о распределении расстояний между ними. В данных измерениях (рис. 81) среднее время дрейфа кластеров для частиц, пересекающих сигнальную проволоку ( $X = 0$ ), составляет  $T_0 \approx 2,5$  нс, что соответствует расстоянию  $S_0 \approx 0,123$  мм, которое несколько больше ожидаемого среднего пути (0,073 мм) при пороге, отвечающем срабатыванию от одиночного (первого) кластера. Из величины  $S_0$  следует,

что уровень дискриминации электроники в условиях опыта соответствовал 1-2 кластерам, причем приблизительно в 65% случаев регистрировался первый кластер трека.

Из сказанного ясно, что предложенный метод в принципе можно использовать для определения расстояний между кластерами ионизации в газах, то есть для измерения первичной ионизации.

В области В для частиц, падающих нормально к плоскости камеры, дрейфовая характеристика МДК существенно нелинейная. Причем, как видно из рис. 81, эффективная скорость дрейфа электронов (наклон кривой  $dx/dt$ ) в области В почти в четыре раза меньше, чем в области А. Нелинейность дрейфовой характеристики возникает главным образом в результате увеличения, из-за неоднородности поля вблизи потенциальной проволоки, реальных путей дрейфа электронов (рис. 79), что эквивалентно уменьшению эффективной скорости дрейфа.

В описываемых опытах измерялась также зависимость размера нелинейной области В от потенциала на потенциальных проволоках при фиксированном потенциале катодов (рис. 83). Из рисунка видно, что

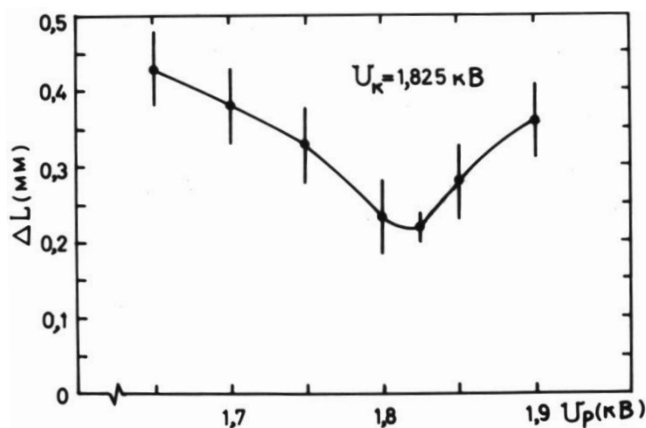


Рис. 83. Зависимость размера области В от потенциала на потенциальных проволоках при  $U_k = 1,825$  кВ

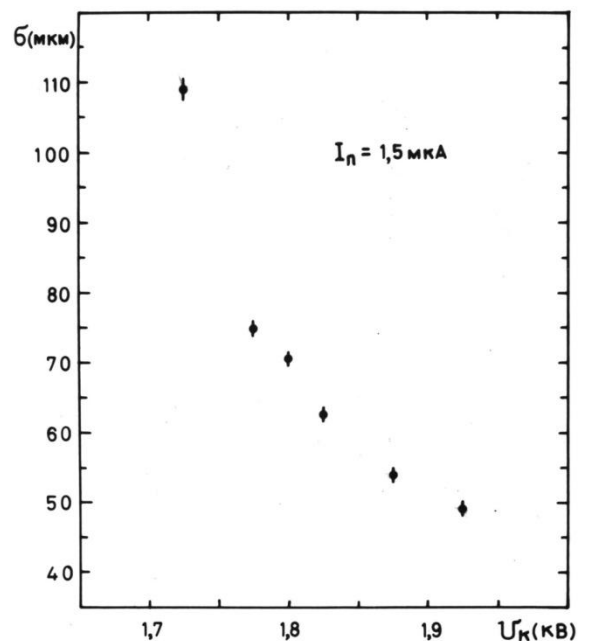


Рис. 84. Зависимость пространственного разрешения МДК от напряжения при пороговом токе регистрации 1,5 мкА

минимальный размер области В достигается при равных потенциалах на потенциальных проволоках и катодах, что согласуется ранее сделанными выводами [см. 4.1.1.4].

Следует отметить, что для частиц, падающих под углом больше  $15^\circ$  к плоскости камеры, нелинейная область В дрейфовой характеристики будет отсутствовать, что следует из конфигурации поля МДК (рис. 79).

Пространственное разрешение камеры в центре дрейфового промежутка в зависимости от приложенного напряжения приведено на рис. 84. Увеличение точности камеры при возрастании напряжения связано с

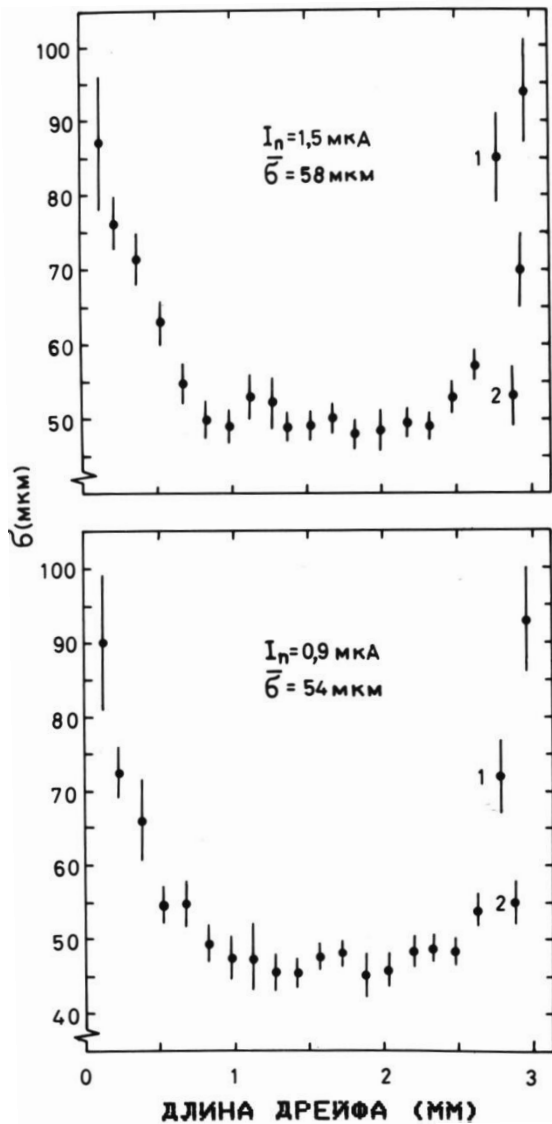


Рис. 85. Зависимость пространственного разрешения МДК от длины дрейфа при порогах регистрации 1,5 мкА и 0,9 мкА. Точка 1 — граница области А, точка 2 — центр области В

экспоненциальным ростом газового усиления, что приводит к улучшению временной привязки сигналов с МДК (увеличению крутизны фронта сигнала).

На рис. 85 показана зависимость точности регистрации нормально падающих на камеру треков от длины дрейфа. Ухудшение разрешения вблизи сигнальной проволоки обусловлено обсуждавшимися ранее статистическими флуктуациями положения кластеров первичной ионизации вдоль трека частицы [81, 82]. Как видно из рис. 85, этот эффект начинает проявляться при длине дрейфа 0,7 мм и с уменьшением расстояния до сигнальной проволоки его роль существенно возрастает. Максимальное разрешение МДК получено в центральной зоне дрейфового промежутка, где оно достигает  $\sigma \approx 45$  мкм.

Вблизи потенциальной проволоки временное и пространственное разрешение МДК также ухудшается, что обусловлено неоднородностью электрического поля, в котором, как это уже указывалось, электроны движутся по путям различной длины. Обнаружено, что зависимость  $\sigma = \sigma(x)$  вблизи потенциальной проволоки имеет промежуточный максимум (рис. 85). Такой характер зависимости является следствием резкого падения эффективной скорости дрейфа в области В (рис. 81). Нужно заметить, однако что в этой области эффективная скорость дрейфа определяется менее точно, чем в зоне А.

МДК испытывались в пучке частиц высокой интенсивности  $\approx 4,5 \times 10^6$  част./с. Испытания показали, что основные характеристики камеры остаются без изменений при таких нагрузках ( $\approx 3 \times 10^5$  част./см<sup>2</sup> с). По-видимому, МДК будет эффективно работать и при более высоких потоках частиц. Так, в работе [67] показано, что камера с дрейфовым промежутком 1,3 мм эффективно работает при нагрузках свыше  $4 \times 10^7$  част./см<sup>2</sup> с.

#### 4.2. ПРОВОЛОЧНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ ЛАВСАНОВЫХ ТРУБОК

В последние годы в методике физического эксперимента появилось новое, весьма перспективное направление – изготовление проволочных детекторов в виде набора тонкостенных лавсановых трубок [83-88]. В мировой литературе за такими детекторами установилось название “straw-tubes”. По сравнению со стандартными конструкциями пропорциональных и дрейфовых камер, в которых анодные проволоки помещаются в общий газовый объем, они имеют следующие преимущества:

- 1) существенно большую надежность (случайный обрыв одной проволоки приводит к выводу из строя только одной трубки);
- 2) улучшенную координатную точность благодаря повышенному

- давлению газа в трубках;
- 3) удобство формирования цилиндрической или иной поверхности камеры;
  - 4) облегченную конструкцию фермы камеры, так как натяжение проволок обеспечивается, в основном, за счет давления газа в трубках и не передается на ферму;
  - 5) малое количество вещества на пути частиц;
  - 6) модульность конструкции;
  - 7) меньшую площадь нечувствительной зоны камер, что существенно при размещении их внутри магнитов.

“Straw-tubes” могут использоваться не только для прецизионного измерения координат треков в интенсивных пучках, но одновременно, и для регистрации рентгеновского переходного излучения с целью идентификации релятивистских частиц.

В данном разделе представлены результаты разработок и исследований дрейфовых камер (ДК) на основе лавсановых трубок с помощью радиоактивного источника и в пучке заряженных частиц ускорителя У-70 (Протвино).

#### **4.2.1. ПРОТОТИПЫ ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР НА ОСНОВЕ БЛОКОВ ЛАВСАНОВЫХ ТРУБОК**

С целью создания крупногабаритных дрейфовых камер (до 4 м) с малым количеством вещества на пути частиц для экспериментов на фиксированной мишени УНК были разработаны и испытаны прототипы ДК на основе блоков лавсановых трубок. Технология формования блоков позволяет изготавливать из лавсана различной толщины (25 – 100 мкм) отдельные трубки и блоки трубок различных диаметров (4 – 10 мм и более) и большой длины (несколько метров). Упрощенно технологию формовки трубок можно представить следующим образом. Два листа

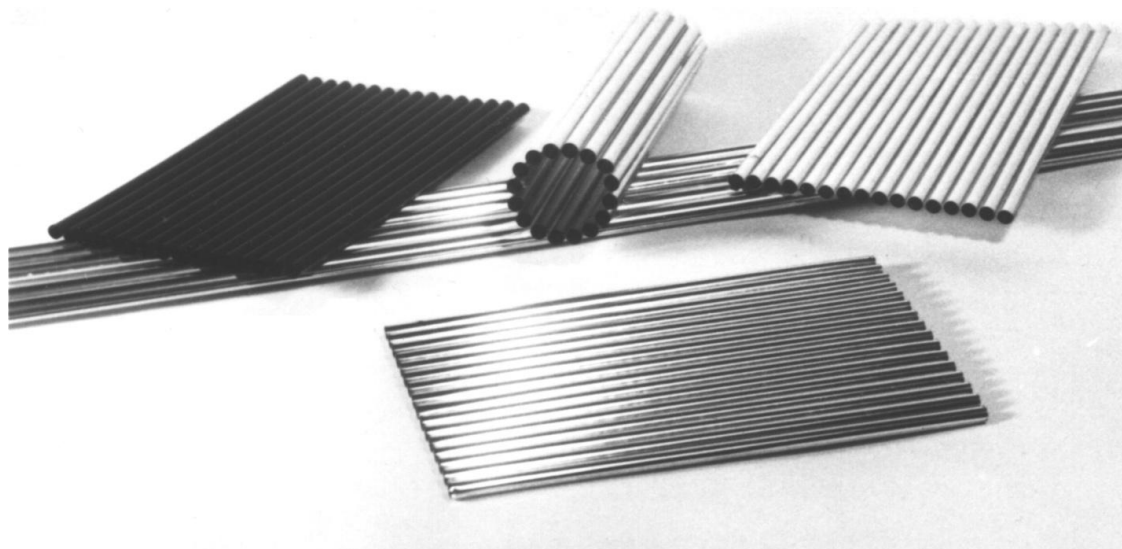


Рис. 86. Фотография блоков лавсановых трубок плоской и цилиндрической геометрии.

алюминизированного лавсана накладываются один на другой токопроводящим покрытием внутрь и с помощью ультразвукового аппарата свариваются между собой продольными швами шириной около 1 мм с шагом, равным длине полуокружности будущих трубок. Сваренные листы нагревают до температуры размягчения лавсана ( $\approx 160$  С) и между листами подают газ под давлением. Сформованный таким образом блок состоит из трубок правильной цилиндрической формы. На рис. 86 приведены фотографии таких блоков. Технология формования блоков лавсановых трубок разработана Л.Б. Головановым.

По данной технологии было изготовлено несколько типов ДК размером  $150 \times 100$  мм<sup>2</sup>, состоящих из 10 лавсановых трубок диаметром 10 мм. С целью изучения влияния материала катода на работу дрейфовой камеры блоки трубок изготавливались из алюминизированного и графитированного лавсана толщиной 100 мкм\*. Использование блоков

---

\* Различными авторами [89, 90] указывалось, что пропорциональные камеры (ПК) с катодом, изготовленным из графитированного лавсана, имеют лучшие счетные и шумовые характеристики. В работе [89] сообщалось, что ПК с катодами из алюминизированного лавсана чувствительна к жесткой компоненте дневного света.

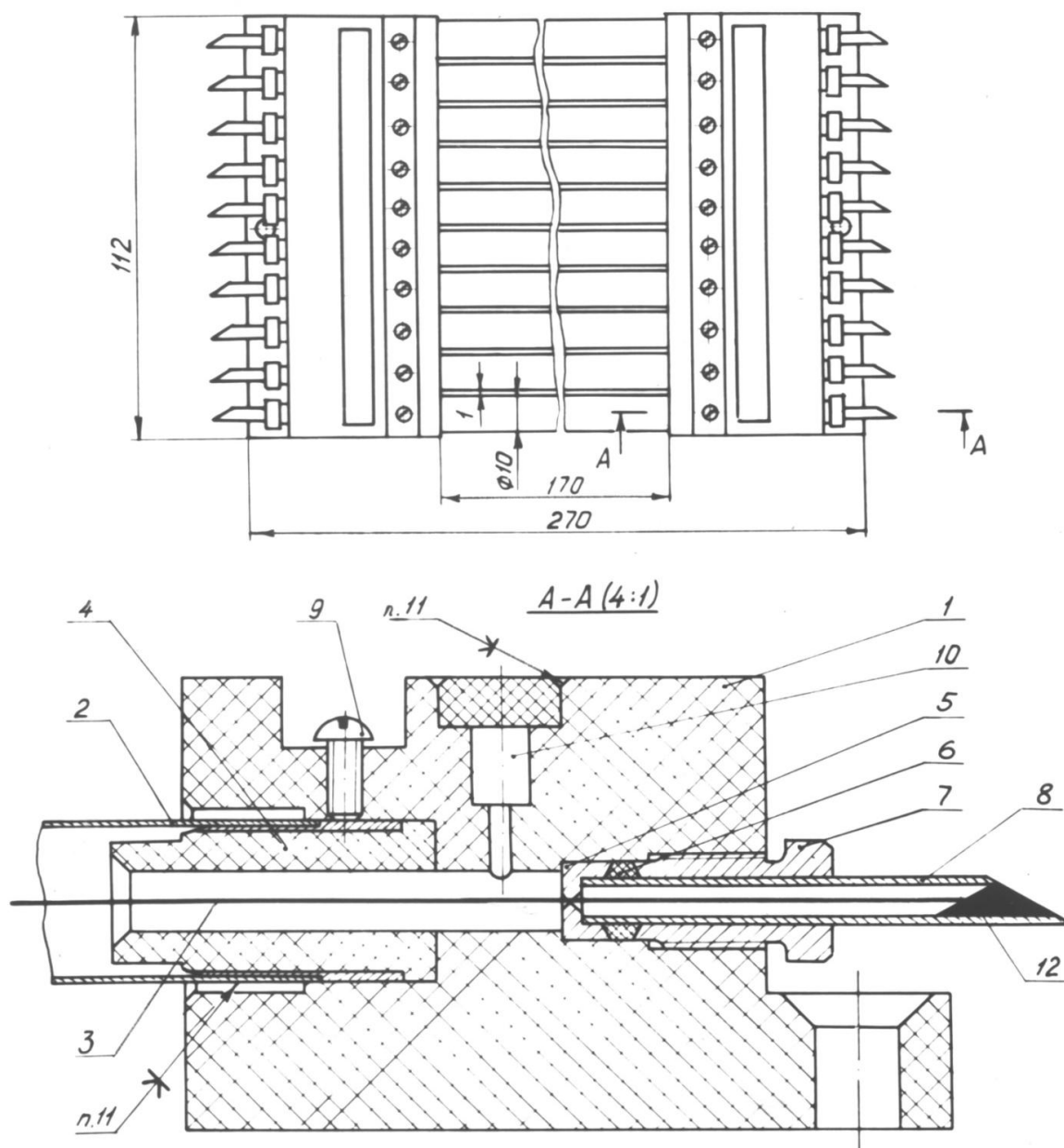


Рис. 87. Конструкция камеры: 1 - коллектор из оргстекла; 2 - блок лавсановых трубок; 3 - анодная проволока; 4 - втулка с металлическим кольцом; 5 - центрирующая шайба; 6 - уплотнение; 7 - штуцер; 8 - медная трубка; 9 - винт электрического контакта с катодом трубки; 10 - газовый канал; 11 - клеевые соединения (эпоксидная смола); 12 - припой

трубок упрощает технологию сборки ДК и делает их более жесткими. В качестве анодов применялись проволочки из бериллиевой бронзы диаметром 50 мкм и 100 мкм. Конструкция камеры показана на рис. 87 [91].

Разработанная конструкция ДК позволяет фиксировать анодные проволочки с точностью 20 мкм и обеспечивает хорошую герметичность.



Применение проволок большого диаметра существенно увеличивает надежность детектора и упрощает технологию изготовления больших камер. Утечка газа из камеры при давлении 2 атм составляет  $\approx 2 \text{ см}^3/\text{сутки}$ .

ДК имеют значительный запас механической прочности. При испытаниях на прочность одна из камер выдержала избыточное давление 8 атм; более высокое давление не подавалось.

Камеры заполнялись газовой смесью из аргона, изобутана (25%) и метилаля (3%) и испытывались с помощью  $\beta$ -источника с щелевым коллиматором (ширина щели – 1 мм) и телескопа из двух сцинтилляционных счетчиков (см. 4.1.1.2). Для усиления сигналов с анодных проволок, использовались токовые усилители с входным сопротивлением - 80 Ом, коэффициентом преобразования - 12 кОм и собственным временем нарастания - 4 нс.

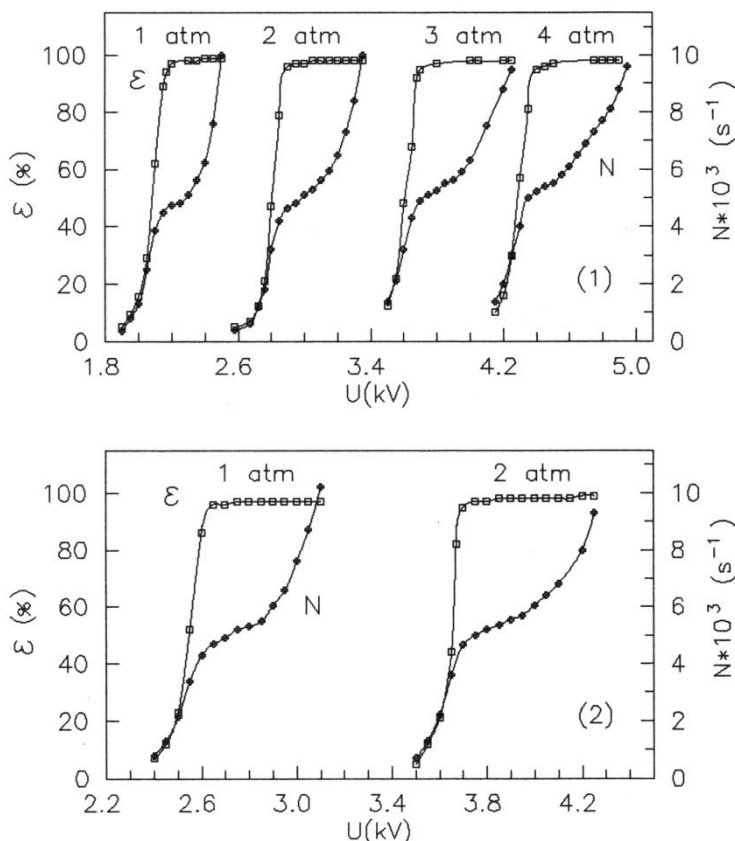


Рис. 88. Зависимость эффективности ( $\epsilon$ ) и скорости счета ( $N$ ) от напряжения питания камеры ( $U$ ) при различных давлениях газовой смеси: 1) – диаметр анодной проволоки - 50 мкм; 2) – диаметранодной проволоки - 100 мкм

Порог регистрации электроники составлял - 2 мкА.

Счетные характеристики камеры из алюминизированного лавсана при разных давлениях газа и толщинах анодной проволоки показаны на рис. 88. Во всех случаях ширина рабочей области по напряжению питания превышает 400 В. ДК обладает хорошей линейностью дрейфовой характеристики. На рис. 89 показана зависимость времени дрейфа электронов от координаты прохождения

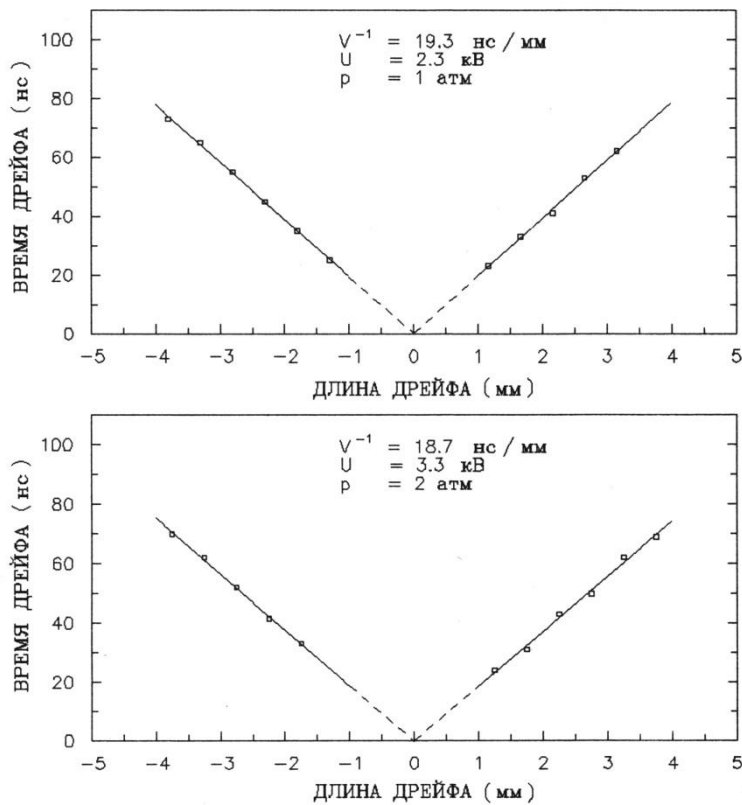


Рис. 89. Дрейфовые характеристики камеры при двух значениях давления газа; диаметр анодной проволоки - 50 мкм

алюминиевого покрытия пленки составляло  $1,3 \text{ Ом/см}^2$ .

Для проверки прочности алюминиевого слоя при воздействии на него электрического разряда одна из трубок была подвергнута длительной экспозиции на  $\beta$ -источнике, при этом камера была переведена в самогасящийся стримерный режим (в этом случае использовалась газовая смесь из аргона и насыщенных паров метилала  $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$  при комнатной температуре). После прохождения через камеру заряда в 1,6 Кл на 1 см длины анодной проволоки начало счетной характеристики на облучаемом участке трубки сместилось на 240 В, очевидно, вследствие образования нароста на анодной проволоке. Изменений же со стороны катода замечено не было. Однако если в результате значительного превышения напряжения в камере зажигается искровой разряд, например, в случае сильного уменьшения давления паров метилала, он мгновенно выжигает линейные

частицы через камеру с анодными проволоками диаметром 50 мкм при давлениях газа 1 и 2 атм.

Существенный вопрос для камер с тонкослойным катодом - это их надежность.

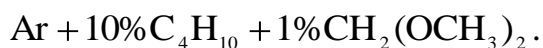
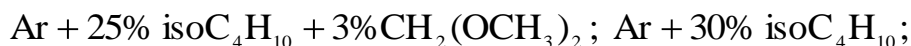
В нашем случае толщина алюминиевого покрытия на лавсане составляла 0,07 мкм. Эта величина была определена по разности весов образца пленки до и после травливания с нее алюминия. Удельное сопротивление

дорожки на катоде. Хотя мы не заметили воздействия таких дорожек на работоспособность камеры, все - таки следует сделать вывод, что применение тонкослойных катодов требует повышенной осторожности и внимания к постоянству газовой смеси и рабочему напряжению камеры.

Была испытана работа данной камеры без постоянного продува газом. Напряжение на нее при этом подавалось эпизодически, только для контроля и измерения счетных характеристик. Оказалось, что камера в этих условиях сохраняет работоспособность приблизительно в течение месяца, но ее счетные характеристики постепенно смещаются в область более высоких напряжений.

Исследования ДК, изготовленной из графитированных лавсановых трубок, показали, что она обладает значительно большей шириной плато счетной характеристики по сравнению с камерой из алюминизированного лавсана, а также имеет более низкий уровень шумов.

При дальнейшем детальном изучении камеры из алюминизированного лавсана выяснилось, что она чувствительна к видимому свету. Мы наблюдали одноэлектронные сигналы от лампы накаливания в ДК с различными газовыми наполнениями и при разных давлениях газа. Использовались газовые смеси:



Затемнение камеры расширяет плато счетной характеристики до величины, равной длине плато ДК из графитированного лавсана.

Для иллюстрации этого эффекта на рис. 90 приведены счетные характеристики затемненной и незатемненной камер при давлении 3 атм. Счетная область светоизолированной ДК достигает 1,5 кВ.

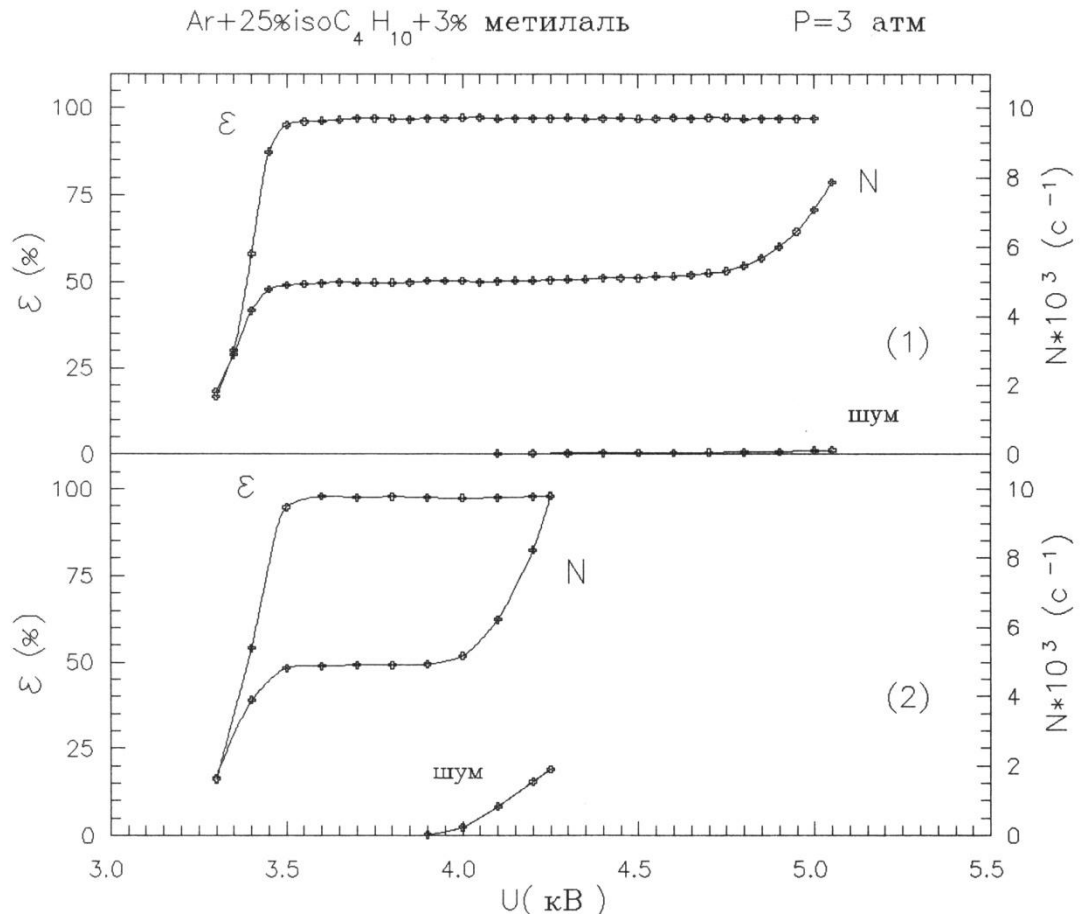


Рис. 90. Зависимость эффективности ( $\epsilon$ ), скорости счета ( $N$ ) и интенсивности шума от напряжения питания ( $U$ ) ДК из алюминизированного лавсана. Диаметр анодной проволоки – 50 мкм: 1) камера светоизолирована; 2) камера без светоизоляции

Обрыв плато незатемненной камеры происходит из-за увеличения скорости счета фотонов при естественном освещении, когда амплитуда одноэлектронных сигналов превышает порог регистрации электроники.

Таким образом, для изготовления ДК предпочтительнее использовать графитированный лавсан, поскольку применение этого материала не требует затемнения камеры для получения низкой интенсивности шумовых сигналов и больших счетных областей по напряжению.

#### 4.2.2. БОЛЬШАЯ ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА НА ОСНОВЕ БЛОКОВ ЛАВСАНОВЫХ ТРУБОК

Дрейфовая камера размером  $0,85 \times 0,7 \text{ м}^2$  изготовлена из четырех блоков лавсановых трубок [92]. Блок состоит из 16 трубок диаметром 10 мм, длиной 0,85 м и сформованный из лавсана толщиной 100 мкм с

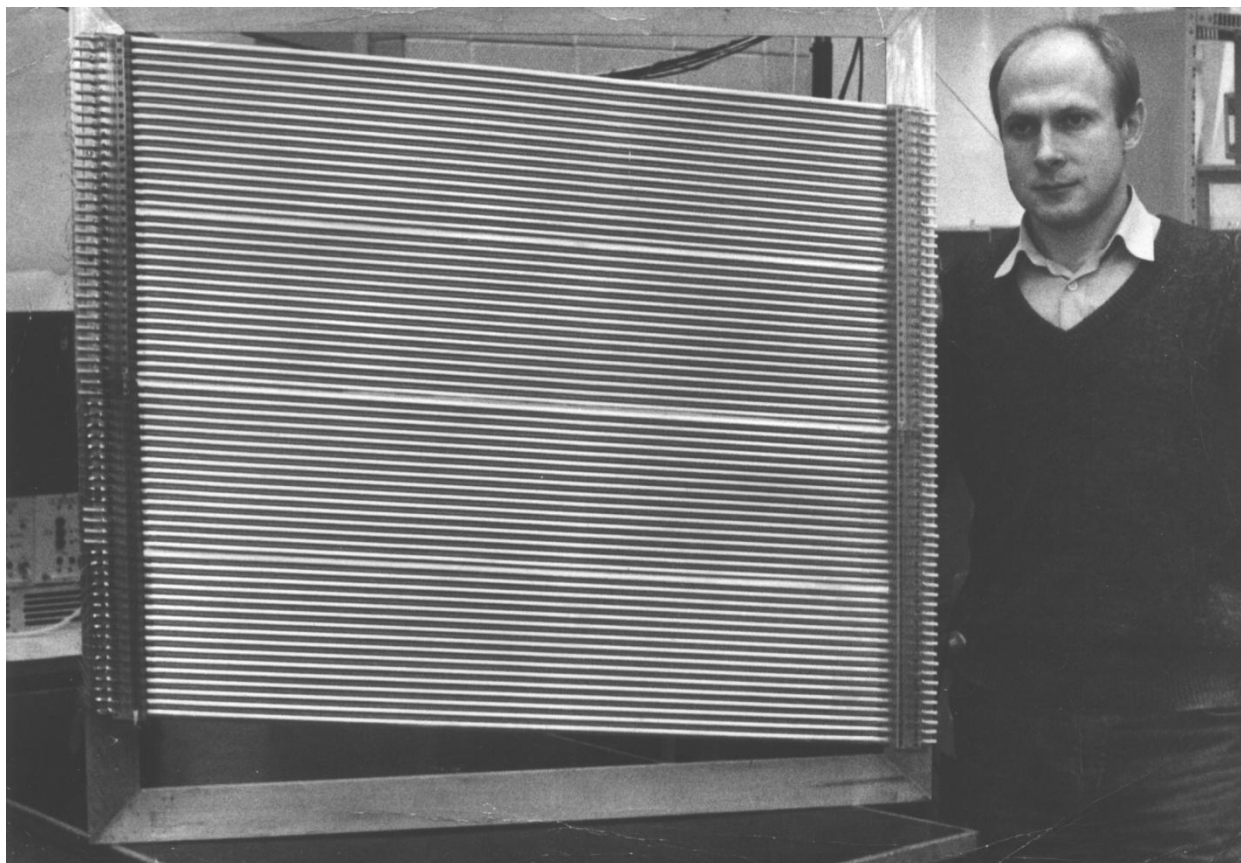


Рис. 91. Общий вид ДК на основе блоков лавсановых трубок размером  $0,85 \times 0,7 \text{ м}^2$

алюминиевым покрытием  $\approx 0,1 \text{ мкм}$ . В качестве анодов применялись проволоки из бериллиевой бронзы диаметром  $50 \text{ мкм}$  при натяжении  $100 \text{ г}$ . Механическая конструкция камеры аналогична конструкции прототипов (рис. 87) за исключением ориентации проволок. Сигнальные проволоки ДК ориентированы под углом  $7^\circ$  для разрешения неопределенностей при пространственной реконструкции треков в многочастичных процессах. Общий вид ДК показан на рис. 91.

Первые испытания на стенде с радиоактивным источником показали, что камера имеет хорошие счетные характеристики. Разброс положения плато эффективности по всей поверхности камеры составил не более  $10 \text{ В}$ . Дальнейшие исследования характеристик проводились на тестовом пучке ускорителя У-70.

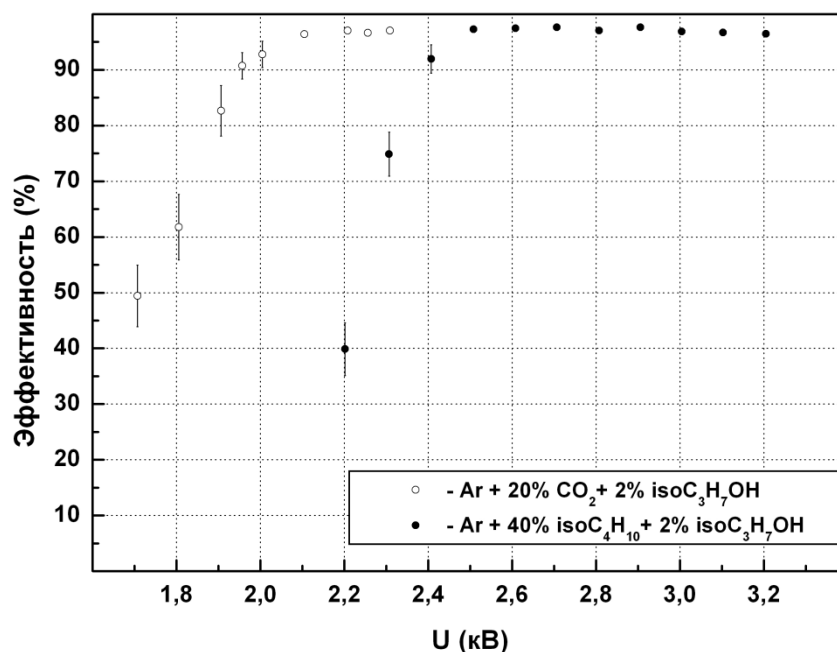


Рис. 92. Зависимость эффективности от напряжения питания камеры для двух газовых смесей

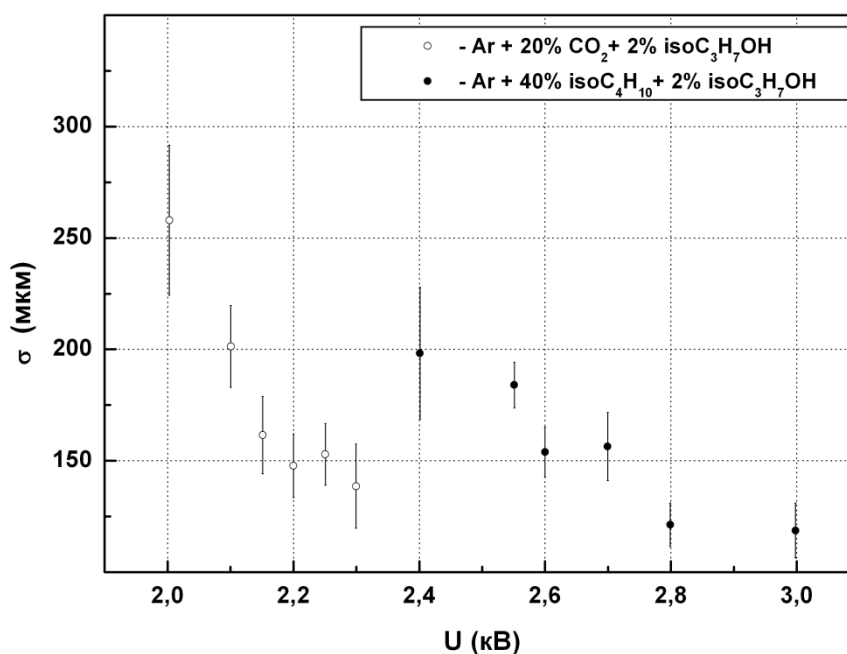


Рис. 93. Зависимость пространственного разрешения ДК от напряжения питания камеры для двух газовых смесей при атмосферном давлении

В качестве рабочего газа использовались две смеси  $\text{Ar} + 20\% \text{CO}_2 + 2\% \text{isoC}_3\text{H}_7\text{OH}$  и  $\text{Ar} + 40\% \text{isoC}_4\text{H}_{10} + 2\% \text{isoC}_3\text{H}_7\text{OH}$  при атмосферном давлении. Счетные характеристики ДК при пороге регистрации электроники  $\approx 2 \text{ мкА}$  показаны на рис. 92. Протяженность плато

эффективности для смеси  $\text{Ar} - \text{CO}_2$  составляет  $\approx 300$  В и ограничивается переходом режима работы камеры из пропорционального в режим Гейгера - Мюллера. Для аргон - изобутановой смеси протяженность плато составляет  $\approx 400$  В. При напряжении питания  $U = 2,7$  кВ камера переходит в самогасящийся стримерный режим.

На рис. 93 показаны предварительные данные о средней координатной точности камеры. Улучшение координатного разрешения камеры при возрастании напряжения связано с увеличением крутизны фронта сигнала, что приводит к улучшению временной привязки.

#### **4.3. ПАРАЛЛЕЛЬНО-ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЙ СЪЕМ ИНФОРМАЦИИ С ДРЕЙФОВОЙ КАМЕРЫ**

Дрейфовые камеры широко используются в различных физических экспериментах. При этом для съема информации с ДК обычно применяются регистрирующие системы параллельного типа [93], в которых к каждой сигнальной проволочке подключается усилитель-формирователь и время-цифровой преобразователь (ВЦП).

Регистрирующие системы параллельного типа наиболее полно реализуют свойства ДК, обладают высоким быстродействием и простотой организации. Однако им присущи некоторые недостатки. Как правило, они не позволяют регистрировать более одной частицы в дрейфовом промежутке и осуществлять считывание только значащей информации, по крайней мере, на уровне крейта. Но наиболее существенный недостаток таких систем – высокая стоимость, которая определяется использованием большого количества дорогостоящих ВЦП.

Параллельно-последовательная система съема информации с ДК, предложенная нами (а.с. №1281014) [94], в которой используется несколько независимых параллельных ветвей с последовательным считыванием

информации, по крайней мере, частично лишена перечисленных выше недостатков. В данном разделе описаны принцип построения и функционирования одной ветви системы съема информации и результаты испытания варианта реализации такой ветви [95].

### 2.3.1. ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ СИСТЕМЫ

Блок-схема ветви системы регистрации параллельно-последовательного типа показана на рис. 94. К каждой сигнальной проволочке подключается традиционный канал регистрации, состоящий из усилителя-дискриминатора и задержки  $\tau_1$ , необходимой для компенсации времени выработки триггера.

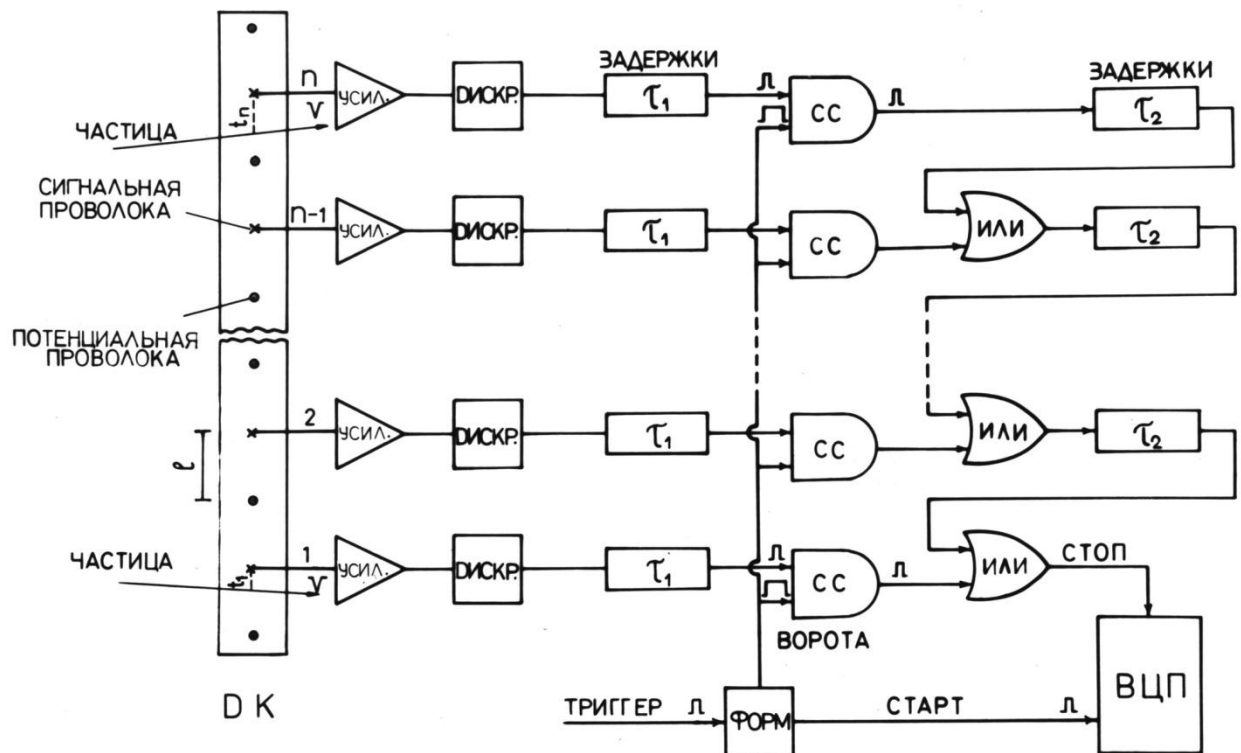


Рис. 94. Блок – схема последовательной системы съема информации с многопроволочной ДК

После задержек сигналы с ДК поступают на схему совпадений (СС), на второй вход которой подается сигнал "Ворота", вырабатываемый триггером. Длительность импульса "Ворота" определяется максимальным временем дрейфа электронов ионизации в дрейфовом зазоре и для случая, когда время-координатная зависимость ДК линейная, примерно равна:



$$T_{\text{вор}} \approx l V^{-1},$$

здесь и далее  $V$  – скорость дрейфа электронов ионизации в газе ДК,  $l$  – длина дрейфового промежутка в ДК.

Сигналы со схем совпадений суммируются посредством последовательной цепочки задержек и двухвходовых схем "ИЛИ" таким образом, что импульсы с каждого последующего дрейфового промежутка сдвигаются относительно предыдущего на время  $\tau_2$ . Такое объединение каналов регистрации по "ИЛИ" с использованием временных задержек  $\tau_2 > l V^{-1}$  исключает наложение импульсов друг на друга с разных сигнальных проволок.

Итак, представленная схема преобразует сигналы, поступающие со всех каналов регистрации, в последовательно следующие импульсы, временное положение которых определяется номерами сработавших сигнальных проволок и соответствующими временами дрейфа электронов ионизации в дрейфовых зазорах камеры. Поэтому для кодирования временного положения сигналов с ДК достаточно применить один ВЦП с максимальным измеряемым интервалом  $\tau \approx n \tau_2$ , где  $n$  – количество сигнальных проволок.

Конкретные условия, в которых работает камера, определяют выбор соответствующего ВЦП. Например, в случае применения ДК для детектирования одной частицы можно использовать обычный ВЦП. Если ДК предназначена для регистрации многотрековых событий, то необходимо применять многостоповый ВЦП. При этом появляется возможность регистрации нескольких частиц в одном дрейфовом промежутке камеры, если расстояние между ними  $\Delta X > \tau_0 V$ , где  $\tau_0$  – мертвое время многостопового ВЦП. Однако минимальное двухтрековое разрешение определяется свойствами самих ДК.

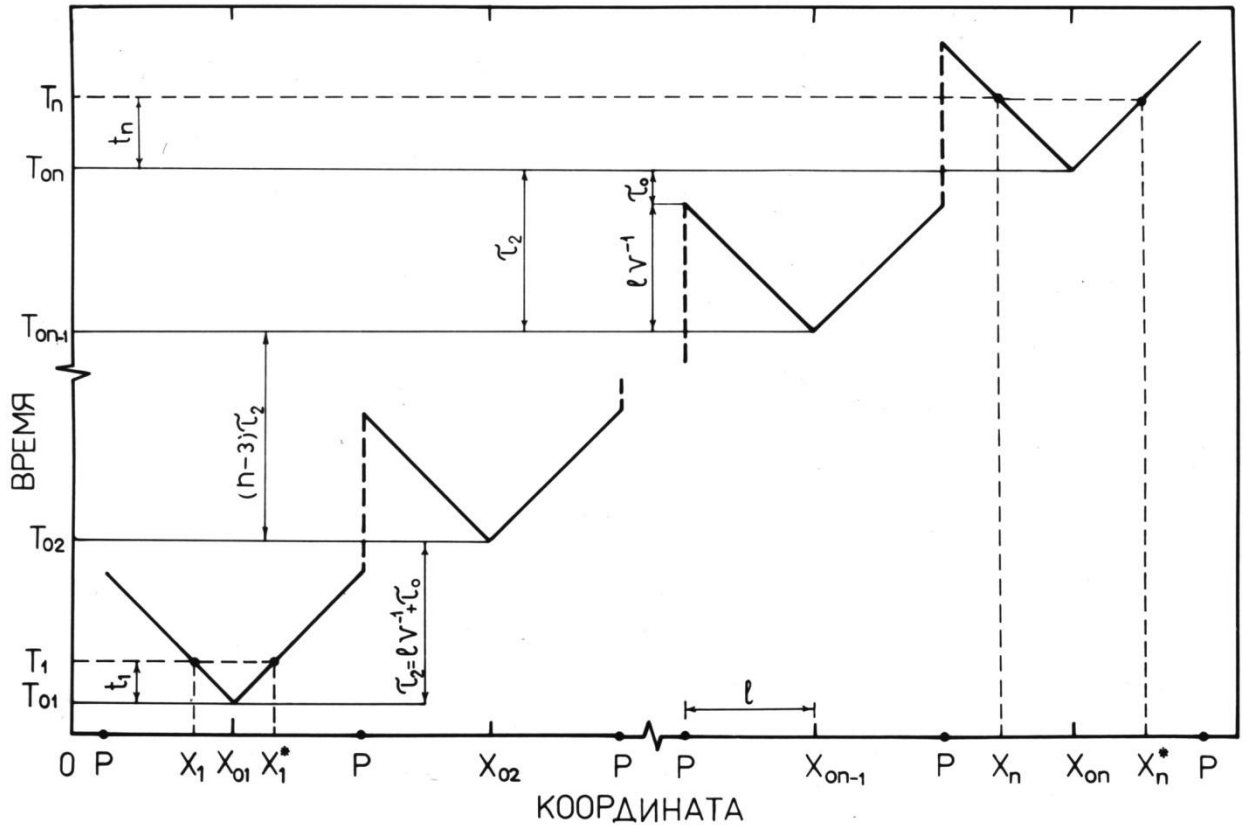


Рис. 95. Передаточная функция ДК с последовательным съемом информации

Важно отметить, что для исключения неэффективности регистрации частиц в соседних дрейфовых промежутках за счет мертвого времени ВЦП и неоднозначности в определении номеров сработавших проволок нужно применять задержки  $\tau_2 \geq l V^{-1} + \tau_0$ .

Для иллюстрации принципа работы системы регистрации последовательного типа на рис. 95 приведена зависимость измеряемого времени от координаты прохождения частицы через ДК (передаточная функция  $T = T(x)$ ) при использовании задержек  $\tau_2 \geq l V^{-1} + \tau_0$ . Передаточная функция системы построена в предположении, что время-координатная зависимость ДК линейная, а задержки схем "ИЛИ" пренебрежимо малы. Эти упрощения несущественны для пояснения принципа работы системы. На оси абсцисс отмечены координаты потенциальных (P) и сигнальных проволок ( $X_{oi}$ ) ДК, а на оси ординат  $T_{oi}$  - времена, соответствующие минимальной

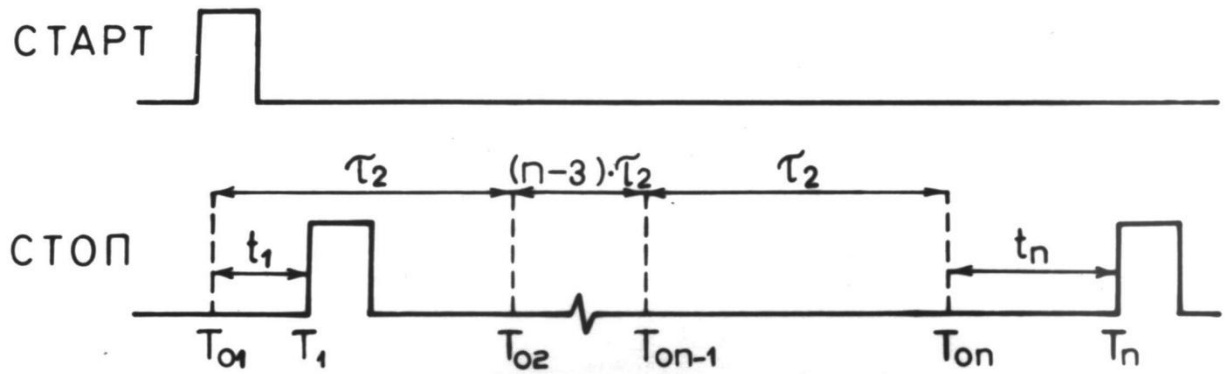


Рис. 96. Временная диаграмма работы системы съема информации при регистрации двух частиц, показанных на рис. 94

задержке сигнала при прохождении частицы через  $i$ -ю сигнальную проволоку (константы каналов регистрации).

Из рисунка видно, что для каждой сигнальной проволоки ДК выделен определенный временной интервал  $(T_{0i}, T_{0i} + l V^{-1})$  ВЦП. Таким образом, один ВЦП обслуживает  $n = \tau/\tau_2$  сигнальных проволочек. При этом введение дополнительной задержки  $\tau_0$ , как было отмечено выше, устраняет неоднозначность в определении номеров сработавших проволочек и неэффективность регистрации частиц в соседних дрейфовых промежутках.

Двузначность передаточной функции системы обусловлена левосторонней неопределенностью координат, измеряемых ДК. Она легко устраняется известными способами.

В качестве иллюстрации на рис. 95 отмечена неоднозначность в измеряемых координатах  $(X_1, X_1^*$  и  $X_n, X_n^*)$ , которая возникает при детектировании частиц, показанных на блок-схеме, а на рис. 96 – временная диаграмма работы системы считывания при регистрации этих частиц.

Истинное значение времени дрейфа электронов ионизации, как видно из рис. 95, 96, определяется выражением

$$t_i = T_i - T_{0i},$$

где  $T_i$  – время, регистрируемое ВЦП.

Отметим, что данная система позволяет считывать информацию с  $n$ -сигнальных проволочек, которые могут принадлежать нескольким камерам, расположенным в любой конфигурации.

Применение временных ворот перед схемами "ИЛИ" в системе считывания существенно уменьшает вероятность регистрации "старых" треков, не связанных с изучаемым событием, что очень важно при больших загрузках. В случае малых загрузок ( $I < 1/\tau$ ) нет необходимости применять схемы совпадений и задержки  $\tau_1$ , а следует подключить выходы дискриминаторов к схемам "ИЛИ", тем самым существенно упростив систему съема информации. При этом достаточно включить одну компенсирующую задержку  $\tau_1$  на вход-стоп ВЦП.

Описанная последовательная система съема информации с ДК обладает относительно большим временем считывания, но позволяет значительно сократить количество дорогостоящих ВЦП и осуществлять кодирование только значащей информации.

В заключение отметим, что применение данной системы особенно выгодно для съема информации с дрейфовых камер (трубок) с малыми (1–5 мм) дрейфовыми промежутками – мини-дрейфовых камер (МДК) [76, 96], которые обладают рядом ценных свойств и интенсивно развиваются.

### 1.3.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

Для проверки работоспособности последовательной системы съема информации был разработан макет регистрирующей электроники МДК на ЭСЛ - интегральных схемах. В качестве задержек ( $\tau_1 = 500$  нс,  $\tau_2 = 200$  нс) использовались скрученные пары (100-парный телефонный кабель), по которым передавались парафазные сигналы в уровнях ЭСЛ длительностью  $\approx 40$  нс.

Чувствительность усилителей составляла  $-12$  мВ/мкА, шумы, приведенные к входу -  $0,8$  мкА, входное сопротивление -  $80$  Ом, собственное время нарастания -  $5$  нс.

Для измерения времени использовался ВЦП [75] прямого преобразования с обращенной временной шкалой, который может регистрировать в течение  $16$  мкс до  $256$  сигналов с точностью  $1$  нс.

Контроль температурного дрейфа индивидуальной задержки каждого канала регистрации (константы канала), проверка и калибровка всей системы регистрации в процессе работы производились тестовыми сигналами, которые подавались от генератора на входы усилителей.

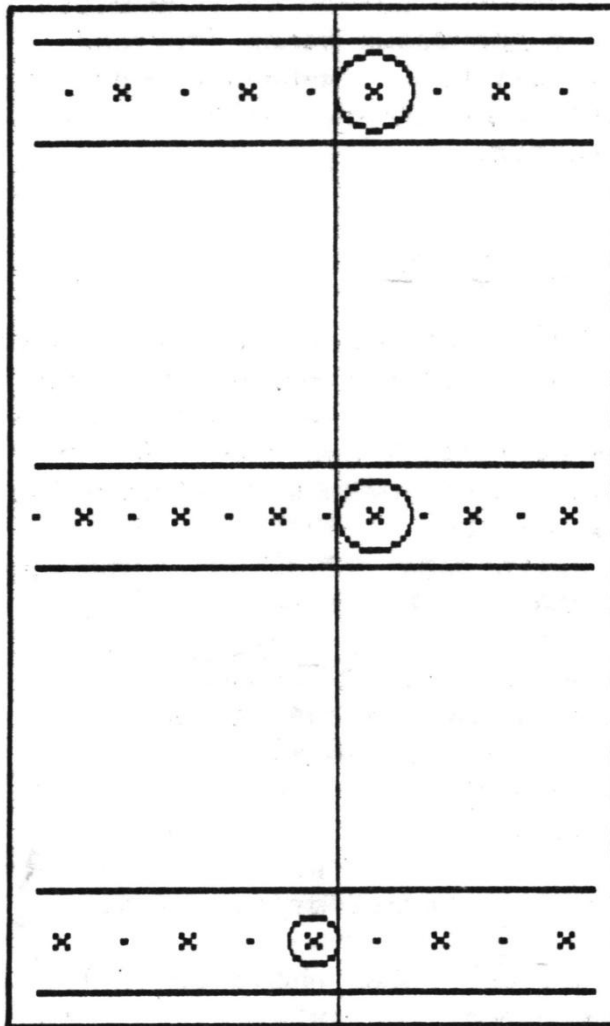


Рис. 97. Пример реконструированного трека в блоке МДК

Временное разрешение макета системы съема информации, измеренное при помощи тестовых сигналов, составляло  $\sigma_0 < 1$  нс.

Испытания регистрирующей электроники проводились совместно с исследованием характеристик МДК в пучке заряженных частиц с импульсом  $10$  ГэВ/с.

Экспериментальная установка состояла из блока МДК, сцинтилляционных счетчиков для выработки триггера и описанной системы съема информации. Усилители и пассивный разветвитель тестового сигнала располагались непосредственно на камерах, дискриминаторы — на

небольшом расстоянии от камер, а остальная электроника размещалась в измерительном домике.

Такое построение канала регистрации дает возможность работать с низкими порогами срабатывания и делает усилитель более устойчивым к самовозбуждению, позволяет избежать высокой плотности электроники, размещенной на камере.

Блок МДК состоял из трех камер, расположенных одна за другой в едином газовом объеме, при этом средняя камера (МДК-2) имела дрейфовый промежуток 3 мм [см. 4.1.2.], а внешние – 4 мм [см. 4.1.1.]. Внешние МДК в блоке располагались таким образом, что сигнальные проволочки одной находились напротив потенциальных проволочек другой камеры. На рис. 97 приведена конфигурация блока МДК и пример реконструированного трека частицы.

Необходимо заметить, что информация со всех трех координатных плоскостей блока регистрировалась одним ВЦП.

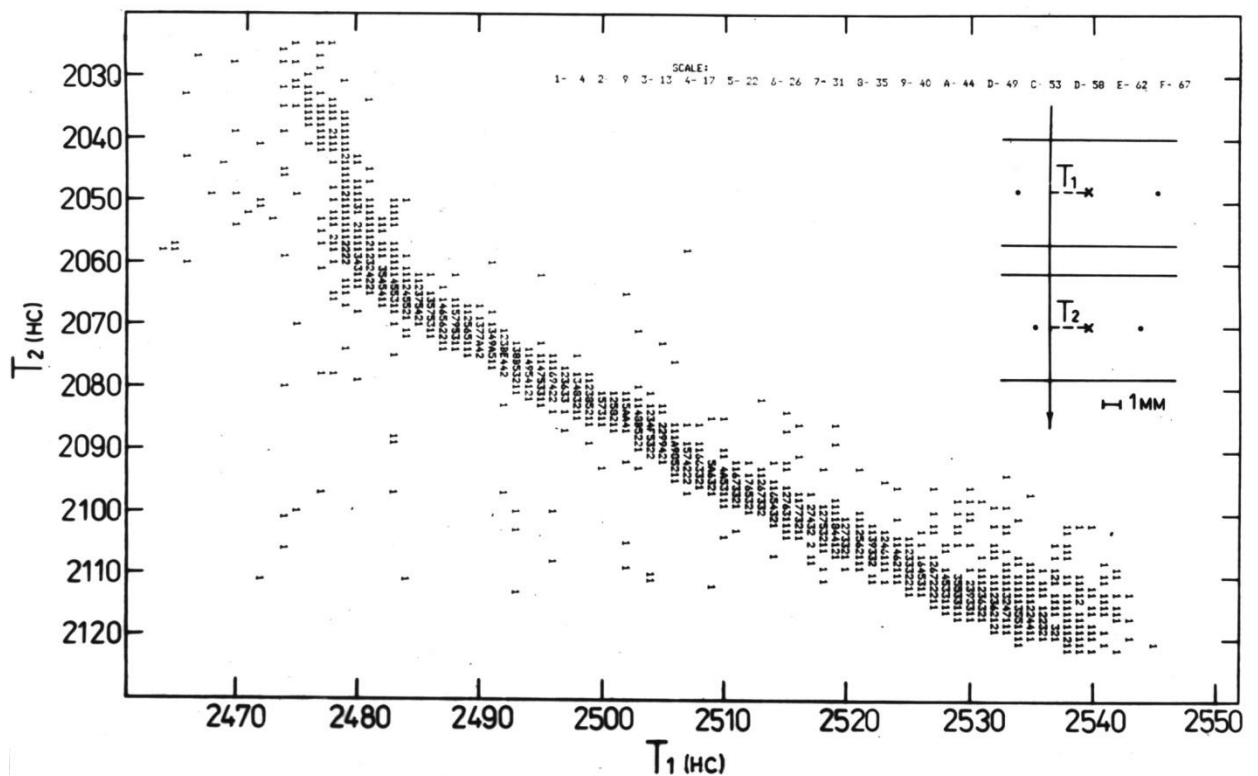


Рис. 98. Корреляция между регистрируемыми временами МДК-1 ( $T_{01} \approx 2540$  нс) и МДК-2 ( $T_{01} \approx 2120$  нс) для частиц, падающих нормально плоскостям камер

Для иллюстрации работы системы на рис. 98 показана корреляция между временами, регистрируемыми в соседних МДК блока, при прохождении частиц. В этих измерениях внешними МДК отбирались частицы, падающие строго перпендикулярно плоскостям камер. На приведенной гистограмме хорошо видна нелинейность дрейфовой характеристики вблизи потенциальной проволоочки МДК-2.

В процессе испытаний была измерена зависимость пространственного разрешения МДК от длины дрейфа для нормально падающих частиц (рис. 99). Как известно, пространственное разрешение дрейфовой камеры определяется выражением

$$\sigma_x^2 = \sigma_s^2 + \sigma_D^2 + \sigma_0^2,$$

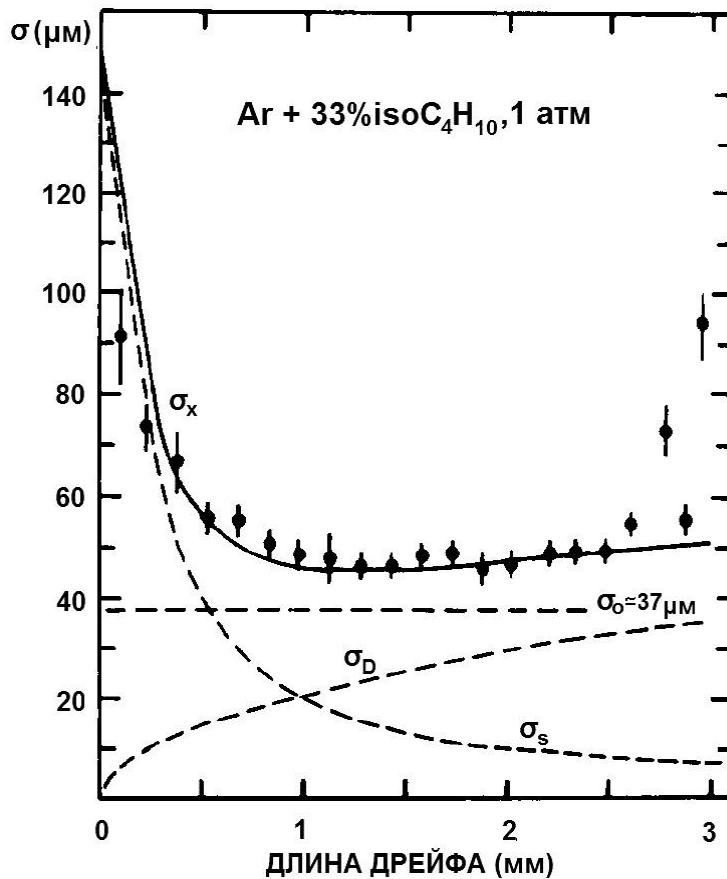


Рис. 99. Пространственное разрешение МДК с длиной дрейфа 3 мм и его слагаемые

которое учитывает статистические флуктуации плотности кластеров первичной ионизации ( $\sigma_s$ ), диффузию электронов при дрейфе в электрическом поле ( $\sigma_D$ ) и аппаратные ошибки ( $\sigma_0$ ), включающие разрешение электроники, флуктуацию коэффициента газового усиления и т.п.

Если временная корреляция между фронтом анодного сигнала и порогом дискриминации, при

котором мы работали, достаточно слабая, ВЦП измеряет время дрейфа первого кластера трека (см. 4.1.2.3). В этом случае  $\sigma_D$  и  $\sigma_S$  определяются формулами:

$$\sigma_D = \frac{\pi \sigma_L \sqrt{L}}{2\sqrt{3 \ln n_e}}, \quad \sigma_S \approx \frac{1}{2n_c \sqrt{1 + 4n_c^2 L^2}},$$

где  $L$  – длина дрейфа,  $\sigma_L$  – среднеквадратичное отклонение электрона за счет продольной диффузии (в направлении силовых линий электрического поля) при дрейфе на расстояние 1 см и давлении 1 атм,  $n_e$  – количество электронов собранных на аноде и  $n_c$  – количество кластеров первичной ионизации на единице длины трека.

На рис. 99 приведены оценки слагаемых пространственного разрешения МДК. Вклад, обусловленный аппаратурой  $\sigma_0 = \sqrt{\sigma_x^2 - \sigma_s^2 - \sigma_D^2}$ , составлял  $\approx 37$  мкм. Он, прежде всего, зависит от качества регистрирующей электроники и в прецизионных детектирующих системах с дрейфовыми камерами составляет  $\sigma_0 = 20 \div 50$  мкм.

Испытания, проведенные на пучке частиц, продемонстрировали работоспособность последовательной системы съема информации с ДК. Система имеет высокое временное разрешение, поэтому может быть использована для регистрации информации с прецизионных дрейфовых камер.

#### 4.3. ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 4

В заключение четвертой главы сделаем следующие выводы, основанные на результатах, опубликованных в работах [71, 72, 76, 91, 92, 94, 95].

Разработаны, созданы и исследованы проволочные газоразрядные трековые детекторы нового поколения – мини-дрейфовые камеры (МДК),



сочетающие в себе простоту конструкции, быстроедействие и загрузочную способность пропорциональных камер с высокой пространственной точностью дрейфовых камер, а также проволочные координатные детекторы нового типа на основе блоков лавсановых трубок.

1. Разработана методика исследования основных параметров узкоазорных камер с помощью сформированного узкого пучка электронов (ПШПВ  $\approx 1$  мм) относительно большой энергии от  $\beta$ -источника  $\text{Ru}^{106}$  ( $E_{\text{max}} = 3,5$  МэВ), которая позволила, не используя пучок ускорителя детально изучить дрейфовые характеристики прототипа МДК с дрейфовым промежутком 4 мм и совместно с моделированием электрических полей оптимизировать геометрию элементарной ячейки мини-дрейфовой камеры.

2. Разработаны и исследованы проволочные газоразрядные трековые детекторы нового поколения – мини-дрейфовые камеры (МДК), в которых объединяются лучшие свойства пропорциональных и дрейфовых камер. Впервые показано, что в МДК при измерении временны дрейфа первого кластера трека первичной ионизации достигается рекордное координатное разрешение ( $\sigma_x \approx 45$  мкм в центре дрейфового промежутка при атмосферном давлении газового наполнения).

3. Проведен анализ основных физических процессов определяющих пространственное разрешение МДК и оценены их вклады в погрешность измерения координат траекторий частиц.

4. Созданы и исследованы при давлении рабочего газа 1–4 атм дрейфовые камеры нового типа на основе блоков лавсановых трубок\* размерами  $0,15 \times 0,1$  м<sup>2</sup> и  $0,85 \times 0,7$  м<sup>2</sup>. Камеры имеют хорошие счетные характеристики, ширина плато превышает 400 В во всех случаях, достаточно линейные дрейфовые характеристики и координатную точность  $\sigma_x \approx 100$  мкм при атмосферном давлении.

---

\* Блоки лавсановых трубок были изготовлены Л.Б. Головановым.

5. Обнаружено явление существенного увеличения интенсивности шумовых сигналов в дрейфовой камере из алюминизированных лавсановых трубок, при воздействии видимого света, которые ограничивают достижение высоких координатных точностей и загрузочных способностей в детекторах этого типа. Обнаруженный эффект устраняется при применении графитированного лавсана и поэтому для изготовления дрейфовых трубок нужно использовать лавсан с графитовым токопроводящим покрытием, поскольку применение этого материала не требует затемнения камеры для получения низкой интенсивности шумовых сигналов и больших счетных областей по напряжению.

6. Определен ресурс работы дрейфовых камер на основе блоков лавсановых трубок; суммарная загрузка составляет не менее  $10^{18}$  электронов на миллиметр длины анодной проволоки.

7. Предложен новый параллельно-последовательный способ съема информации с дрейфовых камер в сотый раз уменьшающий количество используемых ВЦП без потери информации (способ защищён а. с. №1281014). Практическая реализация предложенного способа на ЭСЛ-интегральных схемах позволила создать систему съема информации с высоким временным разрешением  $\sigma_t < 1$ нс. При испытаниях созданной системы совместно с блоком МДК на пучке частиц ускорителя была достигнута рекордная точность измерения координат частиц ( $\sigma_x < 50$  мкм).

## ГЛАВА 5. ОБНАРУЖЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К ВИДМОМУ СВЕТУ ГАЗОРАЗРЯДНОГО СЧЕТЧИКА С АЛЮМИНИЕВЫМ КАТОДОМ

В методике проволочных детекторов интенсивно развивается направление, связанное с разработкой и исследованием возможностей дрейфовых камер, изготавливаемых на основе тонкостенных трубок из лавсана или другого материала. В литературе за такими детекторами установился термин "straw tubes". Они имеют значительные преимущества по сравнению со стандартными конструкциями камер, в которых анодные проволочки помещаются в общий газовый объем. "Straw tubes" представляют собой набор цилиндрических газоразрядных счетчиков, катоды которых обычно изготавливают из лавсановых пленок с односторонним токопроводящим покрытием. В настоящее время эти детекторы получают широкое распространение, и их применение предусматривается в большинстве новых проектов экспериментов по физике элементарных частиц.

В данной главе приведены результаты наблюдения и анализа нового свойства газоразрядных счетчиков с катодом из алюминизированной лавсановой пленки [97].

### 5.1. СЧЕТНЫЕ И ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЧЕТЧИКОВ

Цилиндрические счетчики имели диаметр 10 мм и изготавливались методом формования [91] из алюминизированной лавсановой пленки толщиной 100 мкм. Толщина полупрозрачного токопроводящего слоя составляла  $\approx 0,07$  мкм. В качестве анодов применялись проволочки из бериллиевой бронзы диаметром 50 и 100 мкм. Для наполнения счетчиков использовались газовые смеси при разных давлениях на основе аргона с

добавками неорганических многоатомных газов. Исследования проводились с помощью радиоактивного источника  $Ru^{106}$  с интенсивностью  $\sim 10^6$  распад/с. Сигналы с анодной проволоочки усиливались токовым усилителем с входным сопротивлением - 80 Ом и собственным временем нарастания - 4 нс. Порог усилителя-дискриминатора составлял - 2 мкА.

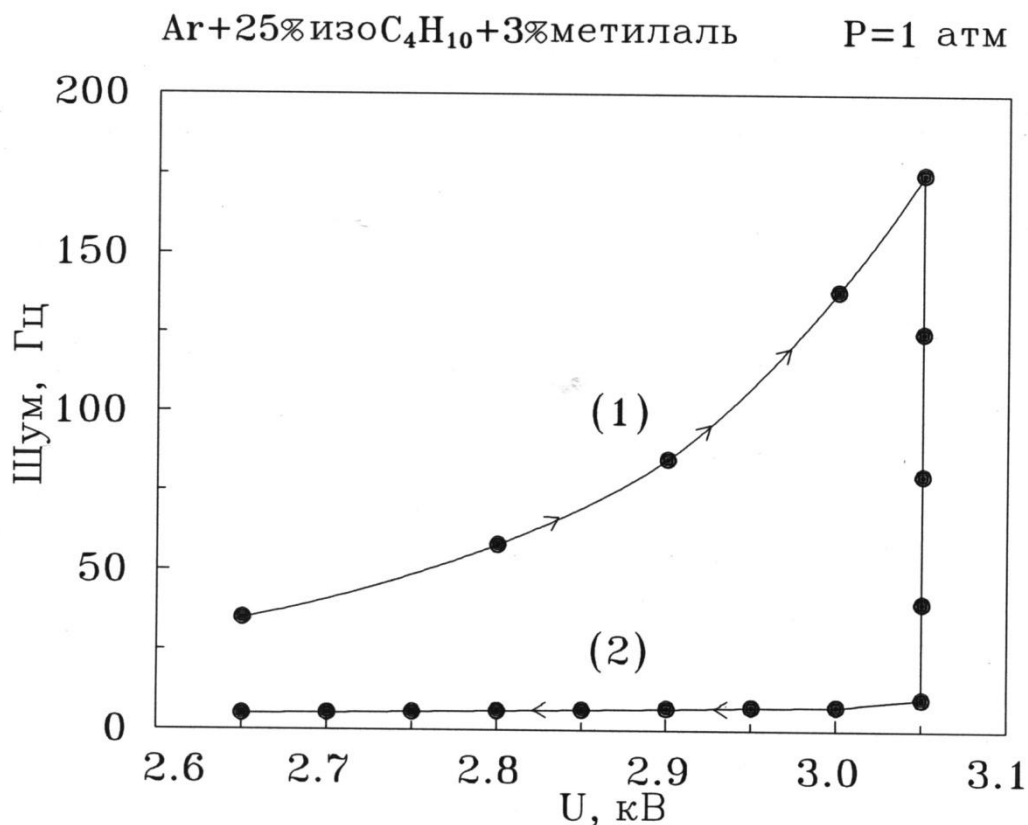


Рис. 100. Зависимость интенсивности шума от напряжения питания счетчика. Диаметр анодной проволоочки 100 мкм. Стрелками показано изменение напряжения питания

При исследовании счетных и шумовых характеристик счетчиков были замечены некоторые особенности их поведения, трудно поддающиеся объяснению. На рис. 100 приведены шумовые характеристики счетчика на плато, измеренные при разных условиях. Кривая 1 получена в процессе измерения счетной характеристики, для этого на время измерения интенсивности шума прекращалось облучение счетчика радиоактивным источником. Кривая 2 получена после измерения счетной характеристики. При этом интенсивность шума в конце плато ( $U=3,05$  кВ) сразу после

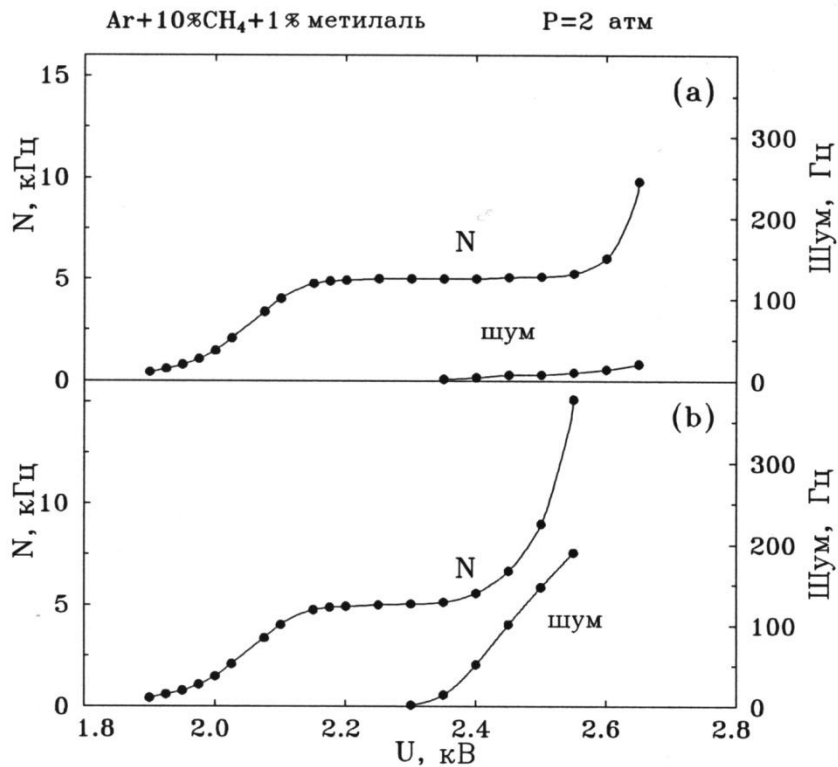
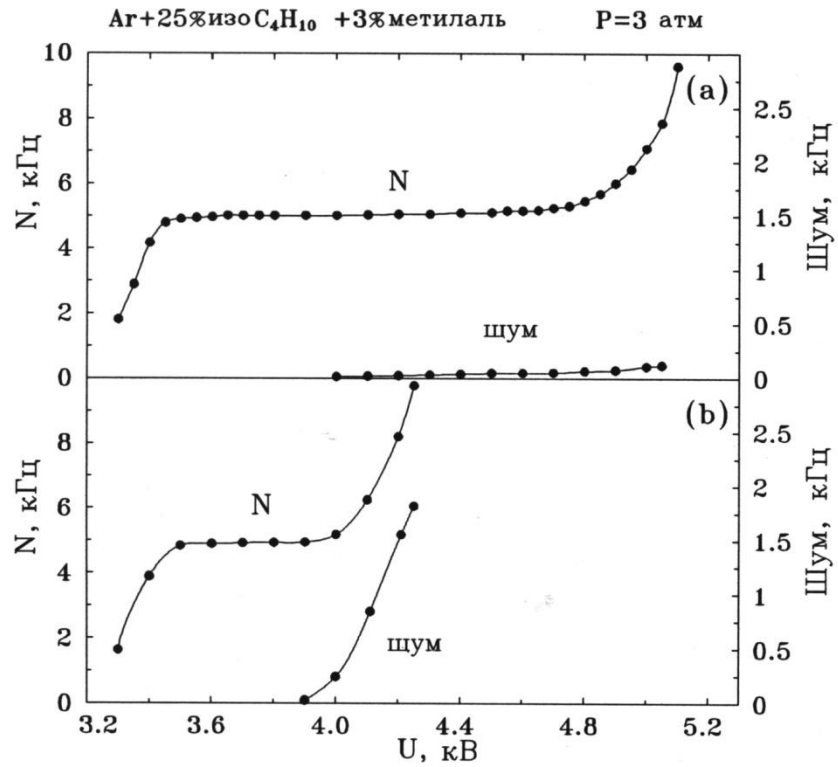


Рис. 101. Зависимость скорости счета (N) и интенсивности шума от напряжения питания счетчика. Диаметр анодной проволоочки 50 мкм. (а) - счетчик светоизолирован; (б) - счетчик без светоизоляции

прекращения облучения счетчика была нестабильна и падала со временем до некоторого постоянного значения, слабо убывающего с уменьшением напряжения. Если подвергать счетчик повторному кратковременному облучению, то интенсивность шумов восстанавливается до значений кривой 1, в соответствии с приложенным напряжением, а затем медленно падает до величин кривой 2, имевших место до облучения. Такое поведение шумовых характеристик наблюдалось с различными газовыми смесями и при разных давлениях.

Время падения скорости счета шумовых «послеразрядных» импульсов составляло минуты и не может быть объяснено образованием возбужденных метастабильных атомов, так как время их жизни значительно меньше.

Впоследствии, при детальном исследовании счетчика было замечено, что интенсивность шумов, а также длина плато счетной характеристики коррелируют с уровнем естественного освещения. Для иллюстрации данного эффекта на рис. 101 приведены счетные и шумовые характеристики освещенного и затемненного счетчиков с разными газовыми смесями. Как видно из рисунка, наблюдается значительное увеличение протяженности плато счетной характеристики у светоизолированного счетчика. Следовательно, обрыв плато незатемненного счетчика происходит вследствие увеличения скорости счета под воздействием видимого света.

Возвращаясь к рис. 100, прежде всего, отметим, что наблюдаемое поведение шумовой характеристики обусловлено чувствительностью счетчика к естественному освещению, которая возникает под действием ионизирующего излучения и падает со временем после прекращения облучения. Из рисунков 100, 101 также следует, что светочувствительность повышается при увеличении коэффициента газового усиления и интенсивности внешнего ионизирующего излучения (в наших опытах: 1) радиоактивный источник  $\text{Ru}^{106}$ ; 2) естественный радиационный фон).

Все это указывает на то, что светочувствительность зависит от величины электрического заряда, образующегося при работе счетчика.

Впоследствии мы наблюдали сигналы при освещении счетчика обычной лампой накаливания. При этом скорость счета возрастала в  $10^4 \div 10^5$  раз, была стабильной и зависела от уровня освещенности. По-видимому, при значительной интенсивности газовых разрядов, вызванных световым потоком от лампы, светочувствительность счетчика стабилизируется без применения внешнего интенсивного источника ионизирующего излучения.

Таким образом, было обнаружено новое свойство пропорционального счетчика с катодом из лавсановой пленки с полупрозрачным алюминиевым слоем - чувствительность к видимому свету.

Необходимо отметить, что энергии квантов видимого света ( $h\nu < 3.1 \text{ эВ}$ ) недостаточно для фотоэлектронной эмиссии из алюминиевого катода (работа выхода Al составляет 4,25 эВ), а также для фотоионизации газового наполнения счетчика (потенциал ионизации более 10 эВ).

## 5.2. ВРЕМЕННОЙ СПЕКТР ОТ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА СВЕТА

С целью выяснения механизма светочувствительности были измерены временные спектры сигналов со счетчика от импульсного источника видимого света. Схема установки для проведения этих исследований показана на рис. 102. Возможности данной установки по пространственной локализации, а также исследованию инерционности процесса образования электронов в рабочем объеме счетчика в первую очередь определяются временными характеристиками источника света.

В качестве импульсного источника света была использована газоразрядная лампа, включенная в схему релаксационного генератора (рис. 102). В этой схеме периодически осуществляется зарядка

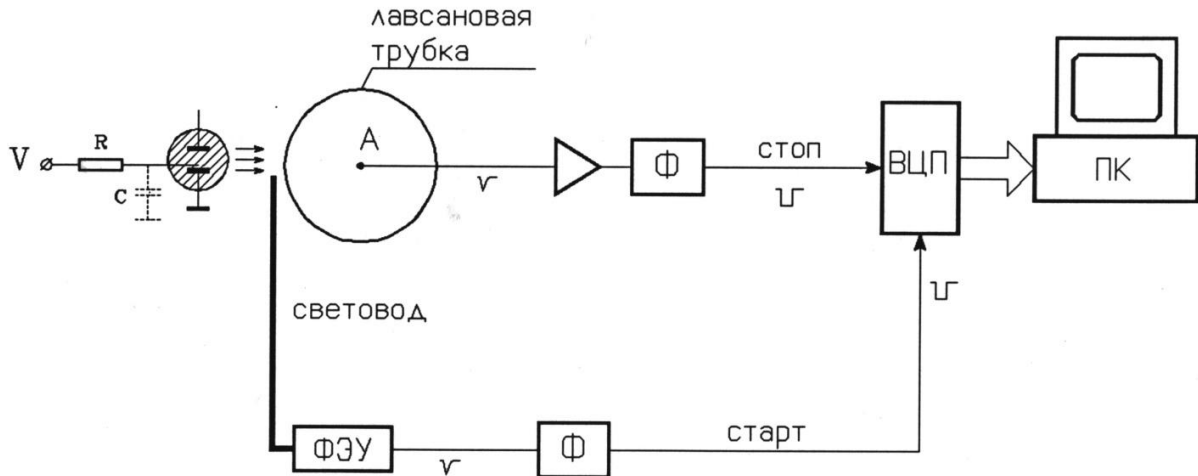


Рис. 102. Блок-схема установки для измерения временных спектров

конденсатора  $C$  от источника высокого напряжения  $V$  через сопротивление  $R$  до потенциала зажигания газового разряда, после чего лампа вспыхивает, и конденсатор начинает разряжаться. Когда конденсатор разряжается до потенциала гашения, лампа гаснет и цикл повторяется вновь. Для достижения минимального фронта и длительности световой вспышки газовый разряд в лампе зажигался между поджигающим электродом и катодом, а в качестве конденсатора использовалась емкость монтажа схемы.

Таким образом были достигнуты следующие параметры импульсного источника света: длительность фронта световой вспышки  $\approx 10$  нс, ширина на полувысоте и спад  $\approx 15$  нс. Частота повторения импульсов составляла  $\approx 2$  кГц. Форма светового сигнала и частота следования были определены с помощью фотоумножителя.

Важно отметить, что при работе релаксационного генератора в момент зажигания газового разряда излучается электромагнитный импульс, который наводит сигнал в анодной проволочке счетчика, работающей как приемная антенна, и может быть зарегистрирован при недостаточной экранировке излучателя и приемника.

В дальнейшем этот сигнал использовался для определения временного пьедестала канала регистрации ( $T_0$ ), пренебрегая временем распространения радиоволны до анодной проволочки.



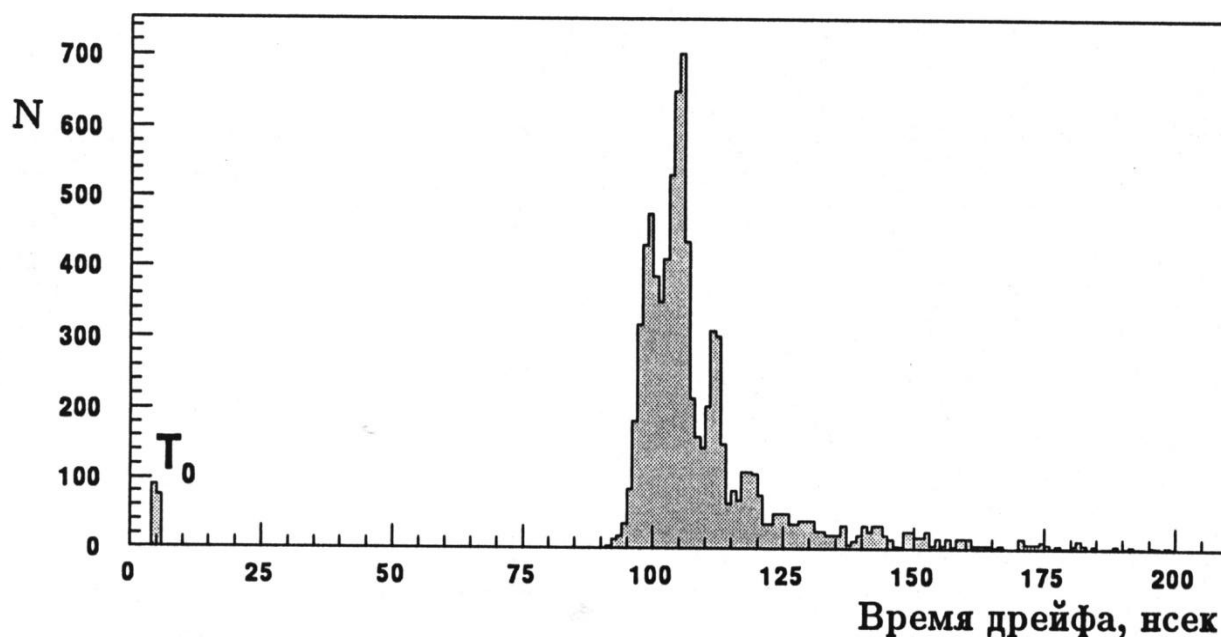


Рис. 103. Временной спектр сигналов со счетчика от импульсного источника света

Временные измерения проводились при освещении участка катода счетчика диаметром около 2 мм. Стартовый сигнал вырабатывался с помощью фотоумножителя (ФЭУ), на который оптическим волокном подавалась часть света от вспышки. Сигнал с анодной проволоочки (А) счетчика поступал на обычный канал регистрации, состоящий из усилителя, формирователя (Ф), и использовался в качестве "стоп" для время-цифрового преобразователя (ВЦП). Информация с ВЦП считывалась персональным компьютером (ПК).

Для наполнения счетчика при данных исследованиях использовалась смесь  $\text{Ar} + 22\% \text{ isoC}_4\text{H}_{10} + 3\% \text{ метилаль}$ .

На рис. 103 показано временное распределение сигналов от импульсного источника света. В начале временной шкалы имеется небольшой пик, полученный от радиосигнала, излученного релаксационным генератором, положение которого ( $T_0$ ) соответствует временной задержке сигналов с временем дрейфа электронов, равным нулю. Форма временного спектра сигналов от импульсного источника света согласуется с параметрами

световой вспышки, определенными фотоумножителем, а фронт распределения соответствует положению катода согласно скорости дрейфа электронов в данной газовой смеси.

Таким образом, автором показано, что светочувствительность газоразрядного счетчика обусловлена фотоэффектом на алюминиевом катоде.

Интересно отметить, что временное распределение имеет осцилляции, обусловленные колебательным характером переходного процесса разряда конденсатора релаксационного генератора.

Действительно, так как в качестве конденсатора использовалась емкость монтажа, то наличие индуктивности проводников, соединяющих конденсатор и электроды газоразрядной лампы, приводит к колебательному характеру процесса разряда. Период осцилляции интенсивности света во временном спектре согласуется с расчетом, основанным на оценке емкости и индуктивности монтажа схемы релаксационного генератора.

В заключение подчеркнем, чувствительность счетчика к видимому свету обусловлена фотоэффектом на катоде из алюминизированной лавсановой пленки, причем энергии квантов видимого света недостаточно для фотоэлектронной эмиссии из алюминия.

### **5.3. ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ СЧЕТЧИКА**

В результате проведенных исследований установлены следующие особенности эффекта светочувствительности газоразрядного счетчика с катодом из алюминизированной лавсановой пленки.

1. Установлено, что чувствительность счетчика к видимому свету возникает под воздействием ионизирующего излучения и наблюдалась с различными газовыми наполнениями и при разных давлениях.

2. Показано, что светочувствительность растет при увеличении силы газоразрядного тока, т.е. количества электрического заряда, образующегося при работе счетчика.

3. Наблюдается падение с течением времени светочувствительности счетчика после значительного уменьшения интенсивности внешнего ионизирующего излучения.

4. Убедительно установлено, что светочувствительность в видимой области спектра обусловлена фотоэффектом на тонкослойном полупрозрачном катоде из алюминия, красная граница которого находится в ультрафиолетовой области. Это указывает на то, что работа выхода алюминиевого катода счетчика уменьшается в результате протекания газоразрядного тока.

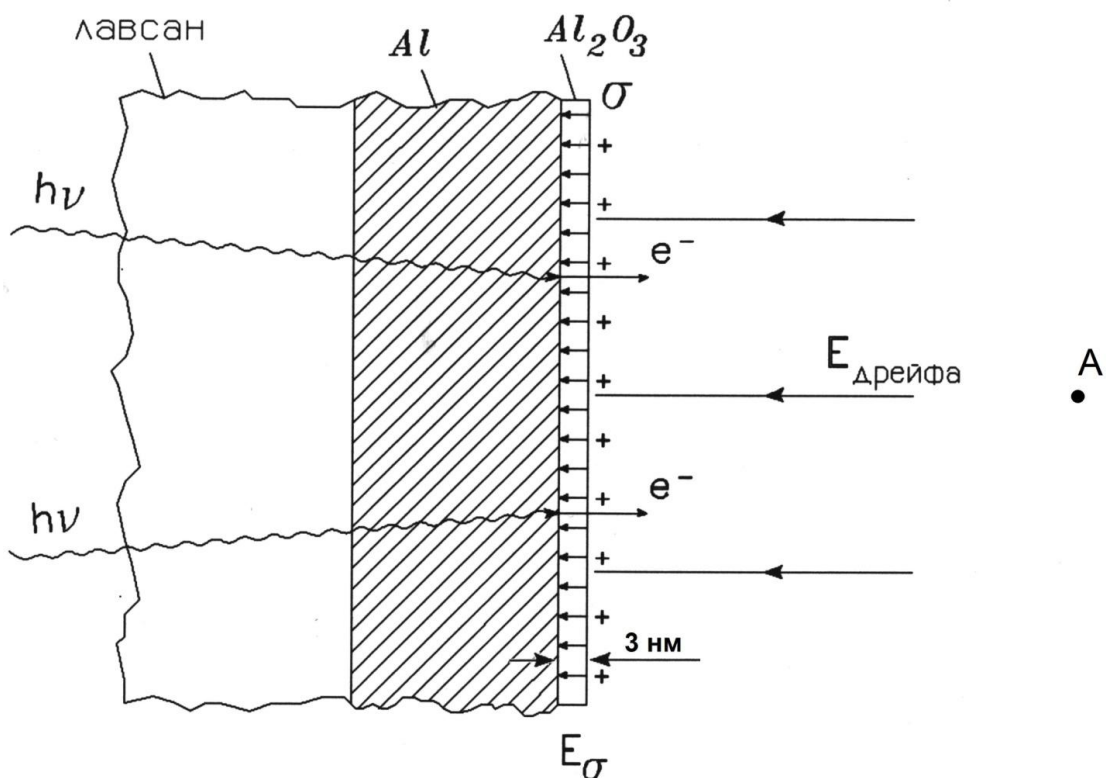


Рис. 104. Принцип светочувствительности счетчика

Анализируя вышеизложенные закономерности, рассмотрим механизм эффекта, основанный на понижении работы выхода электронов алюминиевого катода электрическим полем по Шоттки. Схема, поясняющая механизм явления, приведена на рис. 104.

Алюминиевый катод счетчика покрыт плотной тончайшей естественной пленкой диэлектрика  $Al_2O_3$ , которая очень прочно держится на металле и надежно защищает его от дальнейшего окисления. В условиях сухого воздуха и комнатной температуры естественная оксидная пленка достигает толщины 3 нм [98].

Положительные ионы, возникающие в газовом разряде у анодной проволоочки (А), дрейфуют к катоду и осаждаются на поверхности диэлектрической оксидной пленки. Образованный положительный поверхностный заряд ( $\sigma$ ) создает в диэлектрическом слое электрическое поле ( $E_\sigma$ ), тянущее электроны к поверхности металлической подложки. В этом случае работа выхода электронов из катода определяется законом Шоттки

$$\chi = \chi_0 - e \sqrt{e E_\sigma},$$

где  $\chi_0$  - работа выхода алюминия при внешнем электрическом поле, равном нулю,  $e$  - заряд электрона.

Внешнее электрическое поле понижает потенциальный барьер на границе металл-диэлектрик на величину

$$\Delta\varphi = \sqrt{e E_\sigma} = 3,79 \times 10^{-4} \sqrt{E_\sigma},$$

где  $\Delta\varphi$  в вольтах, а  $E_\sigma$  в В/см.

Определим напряженность электрического поля, необходимую для сдвига красной границы фотоэффекта из ультрафиолетовой области в видимую. Для этого нужно уменьшить работу выхода алюминия на величину

$$\Delta\chi = \chi_0 - h\nu \approx 1,2 \text{ эВ} \quad \text{или} \quad \Delta\varphi \approx 1,2 \text{ В},$$

где  $h\nu$  - энергия кванта света в фиолетовой области спектра ( $\lambda = 400 \text{ нм}$ ), равная  $\approx 3,1 \text{ эВ}$ . Отсюда находим, что  $E_{\sigma} = 7 \times 10^6 (\Delta\varphi)^2 = 10^7 \text{ В/см}$ . Следовательно для существования фотоэффекта в видимой области спектра на алюминиевом катоде необходимо, чтобы диэлектрическая пленка  $\text{Al}_2\text{O}_3$  выдерживала без электрического пробоя напряженность поля  $\sim 10^7 \text{ В/см}$ .

Как известно, пробивная напряженность для различных твердых диэлектриков одного и того же порядка и составляет  $\sim 10^6 \text{ В/см}$ . Но наблюдается резкий рост пробивной напряженности поля при малых толщинах диэлектрических слоев  $< 0,1 \text{ мкм}$  [99]. Зависимость электрической прочности от толщины оксида алюминия, построенная по данным работы [100], приведена на рис. 105. Из зависимости следует, что естественная пленка  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной  $\approx 3 \text{ нм}$  может выдерживать напряженности

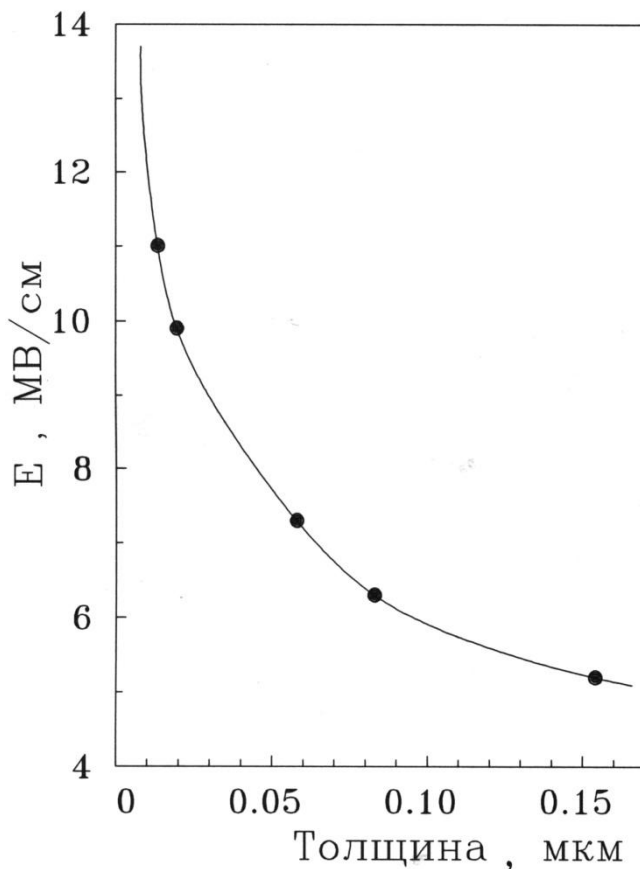


Рис. 105. Зависимость пробивной напряженности электрического поля от толщины  $\text{Al}_2\text{O}_3$

электрического поля  $\sim 10^7 \text{ В/см}$ . Таким образом обеспечивается стационарное существование "сверхпробивных" напряженностей полей в тонком слое диэлектрика в области, близкой к алюминиевой подложке. Важно подчеркнуть, что при этих условиях, как следует из рис. 101 (а), не наблюдается интенсивная молтеровская эмиссия электронов из катода [101], наличие которой привело бы к значительному наклону счетной характеристики и высокой интенсивности шумовых импульсов. Известно, что молтеровская эмис-

сия развивается лишь при толщинах диэлектрической пленки, превышающих некоторую минимальную величину [102]. По-видимому, толщина естественной оксидной пленки на алюминии недостаточна для возникновения молтеровской эмиссии.

Оценим время зарядки поверхностного слоя, необходимое для создания электрического поля  $E_{\sigma} = 10^7$  В/см и, следовательно, возникновения светочувствительности счетчика. Рассматривая поле поверхностного заряда как поле бесконечно заряженной плоскости, найдем плотность поверхностного заряда из соотношения

$$\sigma = E_{\sigma} \varepsilon_0 \varepsilon = 8,9 \times 10^{-6} \text{ Кл/см}^2,$$

где  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , равная 10. Отсюда легко оценить, что время формирования поверхностного заряда составляет несколько секунд, при коэффициенте газового усиления  $\sim 10^6$  и интенсивности радиоактивного источника  $\sim 10^6$  част/сек.

Оксид алюминия является очень хорошим диэлектриком, поэтому естественно возникает вопрос, каким образом нейтрализуются положительные ионы, поступающие на катод из газового разряда. Очевидно, что при достаточно большом накопленном заряде может произойти пробой пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , приводящий к нейтрализации поверхностного заряда. Но пробоя пленки не происходит благодаря эффекту Пуля [103], суть которого заключается в экспоненциальном увеличении электропроводности диэлектриков от напряженности электрического поля в предпробивном состоянии. Эффект Пуля ограничивает накопление поверхностных зарядов и стабилизирует напряженность электрического поля в диэлектрическом слое. Таким образом, обеспечивается стационарный характер эффекта светочувствительности газоразрядного счетчика.

Важно отметить, что под действием внешнего электрического поля изменяется не только работа выхода, но также увеличивается и квантовая эффективность фотокатода:

$$Q = K (h\nu - h\nu_0 + e \sqrt{e E_{\sigma}})^2.$$

Здесь  $K$  - константа, характеризующая материал фотокатода,  $\nu_0$  - граничная частота фотоэффекта при внешнем электрическом поле, равном нулю,  $\nu$  - частота регистрируемого света. Например, вблизи красной границы при  $h(\nu - \nu_0) = 1$  эВ квантовая эффективность фотокатода из алюминия составляет  $\approx 0,5\%$ , а при  $E_{\sigma} = 10^7$  В/см увеличивается почти в 5 раз и составляет  $\approx 2,4\%$ .

#### 5.4. ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА НА РАБОТУ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Рассмотрим влияние обнаруженного эффекта светочувствительности на особенности работы газоразрядных детекторов, ранее трудно поддающиеся объяснению, а также возможное использование его в практике и др.

Обычно в качестве материала для катодов газоразрядных детекторов используются бериллиевая бронза, алюминий и медь. Все эти материалы имеют на поверхности диэлектрические оксидные пленки. Поэтому в процессе работы детектора понижается работа выхода катода, приводящая к увеличению темнового тока, интенсивности шумов, уменьшению протяженности плато счетной характеристики. Эти эффекты давно наблюдались, а С. Корф еще в 1946 году рекомендовал предохранять внутреннюю поверхность счетчиков от попадания на нее световых лучей [104]. Сейчас ясно, что для подавления вышеперечисленных эффектов необходимо при изготовлении катодов детекторов использовать материалы, не имеющие оксидных пленок например никель, вольфрам, золото.

Известно, что газоразрядные счетчики с катодами, изготовленными из алюминия или магния, недостаточно надежны из-за склонности к возникновению послеразрядов [105]. По-видимому, причина этого заключается в образовании оптической обратной связи анод - катод в видимой области спектра. Действительно, ультрафиолетовое излучение, возникающее в газовом разряде, обычно поглощается многоатомными молекулами, имеющимися в газовой смеси, и не вызывает фотоэффекта на катоде. Но видимое излучение плохо поглощается газами и поэтому может образовать фотоэлектроны на катоде, когда работа выхода его понижена. Таким образом, в результате оптической обратной связи возникает следующий разряд и т.д.

Отметим также возможное влияние оксидной пленки на процесс старения алюминиевых дрейфовых трубок, популярных в настоящее время. В работе [106] показано, что старение трубок приводит к увеличению связи коэффициента газового усиления с интенсивностью внешнего облучения.

Известно, что в газовом разряде образуются полимерные соединения, которые осаждаются на оксидной пленке катода и значительно увеличивают толщину диэлектрического слоя при большом флюенсе. Для нейтрализации положительных ионов газа, поступающих на катод, необходимо создать сильное электрическое поле в диэлектрическом слое, которое увеличит его электропроводность по эффекту Пуля. При значительной толщине образовавшегося диэлектрического слоя (~ мкм) нужно накопить достаточно большой поверхностный заряд, чтобы создать в диэлектрике сильное электрическое поле. Таким образом, это приведет к снижению напряженности поля у анодной нити и уменьшению коэффициента газового усиления, который будет зависеть от силы газоразрядного тока и соответственно от интенсивности внешнего облучения.



Обнаруженный эффект светочувствительности катода может оказаться полезным для практических целей. Например, для создания координатных фотодетекторов большой площади для RICH-счетчиков. Современное состояние технологии позволяет напылять тонкие слои металла и диэлектрика. Поэтому сильное электрическое поле у металлической подложки может быть создано не только поверхностным зарядом ионов газа, но и приложением напряжения на пленочную систему металл-диэлектрик-металл.

Эффект может быть использован при создании установок, подобных изображенной на рис. 102, для контроля параметров газовых смесей (дрейфовой скорости, коэффициента диффузии, наличия электроотрицательных примесей и др.) систем проволочных детекторов.

Применение импульсных источников света в видимой области спектра для получения фотоэлектронов на катодах газоразрядных детекторов будет полезным при исследовании их свойств, особенно в сильных магнитных полях.

## 5.5. ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 5

В заключение пятой главы сделаем следующие выводы, основанные на результатах, опубликованных в работах [91, 97].

Обнаружено новое свойство проволочного газоразрядного счетчика с катодом из лавсановой пленки с полупрозрачным алюминиевым слоем – регистрация фотонов видимого света. Анализируя экспериментально установленные закономерности светочувствительности счетчика, создана теория эффекта.

1. Экспериментально показано, что светочувствительность газоразрядного счетчика в видимой области спектра возникает под воздействием ионизирующего излучения, растет при увеличении силы

газоразрядного тока и обусловлена фотоэффектом на алюминиевом катоде, красная граница которого находится в ультрафиолетовой области.

2. Создана теория эффекта, основанная на существенном понижении работы выхода алюминиевого катода счетчика по закону Шоттки сильным электрическим полем ( $E_{\sigma} \sim 10^7$  В/см.), созданным поверхностным зарядом положительных ионов, образующихся в газовом разряде и осаждающихся на тонкой диэлектрической оксидной пленке алюминия.

3. С помощью обнаруженного эффекта объяснено влияние материала катода на некоторые особенности работы газоразрядных детекторов (нестабильность шумов, послеразряды, старение и др.), ранее трудно поддающиеся объяснению, а также рассмотрено возможное использование эффекта в практике.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем кратко основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. Предложен и разработан новый метод абсолютной калибровки и мониторинга спектрометрического канала ФЭУ, основанный на деконволюции одноэлектронных спектров от импульсного источника света низкой интенсивности ( $\sim 10$  фотонов). Метод получил широкое распространение в мировой практике.

2. Разработана методика и исследованы основные параметры разных типов микропиксельных лавинных фотодиодов S60, MP3D, SSPM-050701GR-TO18, МЛФД-3А(N). Показано, что приборы имеют при комнатной температуре коэффициент усиления  $>10^4$ , высокое одноэлектронное разрешение  $\delta \approx 10\%$  и способны регистрировать слабые световые потоки на уровне счета отдельных фотонов, а МЛФД-3N со сверхвысокой плотностью глубинных пикселей  $1,5 \cdot 10^4 \text{ мм}^{-2}$  можно использовать вместо ФЭУ в спектрометрических счетчиках с неорганическими сцинтилляторами.

3. В сотрудничестве с Институтом Монокристаллов (г. Харьков) создан и исследован новый полистирольный сцинтиллятор UPS 923A, который по совокупности сцинтилляционных и эксплуатационных параметров превосходит лучшие мировые аналоги и в настоящее время широко используется в физике частиц.

4. Предложена принципиальная схема и разработаны крупногабаритные (длиной до 3 м) сцинтилляционные счетчики нового поколения с компактным съемом информации, в которых впервые светосбор осуществляется плоским оптическим кабелем из спектрсмещающих

волокон, имеющим оптический контакт с узкой длинной гранью сцинтилляционной пластины, а регистрация света – новыми сверхминиатюрными ФЭУ R5600 (Hamamatsu).

5. Разработан и исследован новый позиционно - чувствительный сцинтилляционный счетчик, в котором система спектросмещающих полосковых световодов впервые применена для определения координат заряженных частиц по центру тяжести распределений интенсивности света в пластмассовом сцинтилляторе. Достигнутая координатная точность  $\sigma \approx 1$  мм при ширине полосковых световодов 20 мм.

6. Разработаны конструкция и технология массового производства крупногабаритных (длиной до 320 см) пластмассовых сцинтилляционных счетчиков нового поколения с компактным съемом света плоским оптическим кабелем из спектросмещающих волокон. Создано более 600 крупногабаритных сцинтилляционных счетчиков из разработанного полистирольного сцинтиллятора UPS 923A для модернизации детектора мюонов установки CDF II, предназначенной для исследований свойств тяжелых  $t$ ,  $b$ ,  $c$  – кварков на Тэватрон Фермилаб.

7. Разработаны и исследованы проволочные газоразрядные трековые детекторы нового поколения – мини-дрейфовые камеры (МДК), в которых объединяются лучшие свойства пропорциональных и дрейфовых камер. Впервые показано, что в МДК при измерении временны дрейфа первого кластера трека первичной ионизации достигается рекордное координатное разрешение ( $\sigma_x \approx 45$  мкм в центре дрейфового промежутка при атмосферном давлении газового наполнения).

8. Разработаны и исследованы при давлении газового наполнения 1 – 4 атм дрейфовые камеры нового типа на основе блоков лавсановых трубок размерами до  $0,85 \times 0,7$  м<sup>2</sup>. Обнаружено явление существенного увеличения интенсивности шумовых сигналов в камерах из

алюминизированных лавсановых трубок при воздействии видимого света, которые ограничивают достижение рекордных характеристик в таких детекторах. Обнаруженный эффект устраняется применением графитированного лавсана и поэтому для изготовления трубок предпочтительнее использовать лавсан с графитовым токопроводящим покрытием.

9. Обнаружено новое свойство проволочного газоразрядного счетчика с катодом из алюминия – регистрация фотонов видимого света и показано, что светочувствительность обусловлена фотоэффектом на алюминиевом катоде, красная граница которого находится в ультрафиолетовой области. Создана теория эффекта, основанная на существенном понижении работы выхода алюминиевого катода счетчика по закону Шоттки сильным электрическим полем ( $E_{\sigma} \sim 10^7$  В/см.), созданным поверхностным зарядом положительных ионов, образующихся в газовом разряде и осаждающихся на тонкой диэлектрической оксидной пленке алюминия.

В заключение автор выражает глубокую благодарность коллегам, совместно с которыми были выполнены работы, составившие основу диссертации.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ю. К. АКИМОВ. Фотонные методы регистрации излучений, Дубна: ОИЯИ, 2006.  
[ISBN 5-9530-0104-5](#)
- [2] Technical Design Report. Solenoidal Detector Collaboration. (E.L. Berger, ..., I.E. Chirikov - Zorin et al.), SDC-92-201, SSCL-SR-1215, 1992.
- [3] ATLAS Technical Proposal. (W.W. Armstrong, ..., I.E. Chirikov - Zorin et al.) CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2, 1994.
- [4] COMPASS-II Proposal CERN-SPSC-2010-014 SPSC-P-340 May 17, 2010.
- [5] Kh.U. Abraamyan, ..., I. Chirikov - Zorin et al., The MPD detector at the NICA heavy-ion collider at JINR. Nucl. Instr. and Meth. A628 (2011) 99.
- [6] The CDFII Detector Technical Design Report. (R. Blaiz, ..., I.E. Chirikov - Zorin et al.) Fermilab-pub-96/390-E, 1996.
- [7] E.H. Bellamy, ..., I.E. Chirikov - Zorin et al., Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier. Nucl. Instr. and Meth. A339 (1994) 468.
- [8] R.W. Engstrom. Photomultiplier Handbook.  
Lancaster, PA, USA: RCA, Tube Product Division, 1980.
- [9] E.H. Bellamy, ..., I.E. Chirikov - Zorin et al., Test of long scintillation counters for supercollider detectors. Nucl. Instr. and Meth. A334 (1994) 484.
- [10] MINUIT Minimization and Error Analysis. Release 89.12j, CERN, Geneva, 1989.
- [11] Y. Yoshizawa, J. Takeuchi., Nucl. Instr. and Meth. A387 (1997) 33.
- [12] A. Artikov, ..., I. Chirikov - Zorin et al., Design and construction of new central and forward muon counters for CDF II. Nucl. Instr. and Meth. A538 (2005) 358.
- [13] S. Akhmaduliev, ..., I. Chirikov - Zorin et al., Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter. Nucl. Instr. and Meth. A449 (2000) 461.
- [14] ATLAS Tile calorimeter technical design report. (A. Alifanov, ..., I. Chirikov - Zorin et al.) CERN/LHCC 96-42, 1996.
- [15] S. Tokar, ..., I. Chirikov - Zorin et al., Response function for analysis of the metal dynode photomultiplier single photoelectron spectra.  
Acta Phys. Univ. Comenianae XL (1999)105.

- [16] I. Chirikov - Zorin et al., Method for precise analysis of the metal package photomultiplier single photoelectron spectra. Nucl. Instr. and Meth. A456 (2001) 310.
- [17] I. Chirikov - Zorin et al., Precise analysis of the metal package photomultiplier spectra. Nucl. Instr. and Meth. A461 (2001) 587.
- [18] Photomultiplier Tubes. Principles and Applications (Handbook). Phillips Photonics, France, 1994.
- [19] I. Fedorko, S. Tokar, I. Chirikov - Zorin. Simulation of the photomultiplier response, ATL-TILECAL-99-012. (ATL-COM-TILECAL-99-012), CERN, 19 May, 1999.
- [20] G. Barbiellini, A. Martins, F. Scuri., Nucl. Instr. and Meth. A362 (1996) 245.
- [21] A. Karar, et al., Nucl. Instr. and Meth. A428 (1999) 413.
- [22] A. Bross, et al., Nucl. Instr. and Meth. A477 (2002) 172.
- [23] N. Anfimov, I. Chirikov - Zorin et al., Test of micropixel avalanche photodiodes. Nucl. Instr. and Meth. A572 (2007) 413.
- [24] N. Anfimov, I. Chirikov - Zorin et al., Beam test of Shashlyk EM calorimeter prototypes readout by novel MAPD with super high linearity. Nucl. Instr. and Meth. A617 (2010) 78.
- [25] Гасанов А.Г., Головин В.М., Садыгов З.Я., Юсипов И. Ю. Лавинный фотоприемник Авторское свидетельство СССР №1702831 от 11.10.1989.
- [26] Садыгов З. Я. Лавинный фотодетектор. Патент Российской Федерации №2086047 от 30.05.1996.
- [27] Садыгов З.Я. Лавинный детектор. Патент Российской Федерации №2102820 от 10.10.1996.
- [28] P. Buzhan et al., Nucl. Instr. and Meth. A504 (2003) 48.
- [29] Z. Sadygov, ..., I. Chirikov - Zorin et al., Three advanced designs of micro-pixel avalanche photodiodes: Their present status, maximum possibilities and limitation. Nucl. Instr. and Meth. A567 (2006) 70.
- [30] З. Садыгов, ..., И. Чириков - Зорин и др. Микроканальный лавинный фотодиод с широким диапазоном линейности. Письма в ЖТФ, 2010, том 36, вып. 11, с.83.
- [31] <http://www.zecotek.com/>
- [32] Головин В.М. и др. Препринт ИФВЭ 89-231. Протвино, 1989.
- [33] <http://sunhe.jinr.ru/struct/neo/apd/>
- [34] <http://photonique.ch>

- [35] W.G. Oldham et al., IEEE TED 19 (9) 1972.
- [36] D. Renker, Nucl. Instr. and Meth. A 567 (2006) 48.
- [37] A. Lacaita, et al., IEEE TED 40 (3) (1993) 577.
- [38] N. Anfimov, I. Chirikov-Zorin et al., Shashlyk EM calorimeter prototype readout by MAPD with superhigh pixel density for COMPASS II. Preprint JINR E13-2012-68, Dubna , 2012 , submitted to NIMA.
- [39] F. Abe et al., Nucl. Instr. and Meth. A271 (1988) 387.
- [40] Ю.А. Будагов, ..., И.Е. Чириков - Зорин и др., Большие сцинтилляционные счетчики со световодами из спектросмещающих волокон. Препринт ОИЯИ, P13-98-304, Дубна, 1998.
- [41] Ju. Budagov, ..., I. Chirikov - Zorin et al., Test of long scintillating counter prototypes for CDF II. Preprint JINR, E13-2000-127, Dubna, 2000
- [42] J. Freeman et al. The CDF Upgrade Calorimeter, in Proceedings of the Second International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, ed. A. Ereditato. World Scientific (1993).
- [43] АКИМОВ Ю.К. ЭЧАЯ, 1994, том 25, вып. 2, с. 496.
- [44] H.O. Anger. Rev. Sci. Instrum. 29,27(1958).
- [45] G.A. Akopdjanov et al., Nucl. Instr. and Meth. A140 (1977) 441.
- [46] L.S. Barabash, ..., I.E. Chirikov - Zorin et al., Mesuarement of the coordinates of particle tracs by the centre of gravity of a light flash in scintillator. Nucl. Instr. and Meth. A211 (1983) 331.
- [47] A. Artikov, ..., I. Chirikov - Zorin et al., Properties of Ukraine polysterene-based plastic scintillator UPS 923A. Nucl. Instr. and Meth. A555 (2005) 125.
- [48] I. Chirikov-Zorin, Comment to "On the aging of the scintillation counters for RUN II Muon System at CDF. Nucl. Instr. and Meth. A591 (2008) 467.
- [49] Kettenring G., Nucl. Instr. and Meth. A131 (1975) 451.
- [50] Destruel P. et al., Nucl. Instr. and Meth. A276 (1989) 69.
- [51] Зайдел А.Н. и др., Физика и техника спектрального анализа. М., Наука, 1976.
- [52] Krikby J., CERN-EP/87-60(1987).
- [53] Bollinger L.M. Thomas G.E., Rev. Sci. Instr. 32(1961)1044.
- [54] Birks J.B., J. Phys. B1 (1968) 946.
- [55] Matveeva E.N. et al., Nucl. Instr. and Meth. A179 (1981) 277.
- [56] Cabrera S. et al., Nucl. Instr. and Meth. A453 (2000) 245.



- [57] Сенчишин В.Г., Везуб Н.В., Лавриенко С. Н. Технология производства полимерных оптических изделий. Киев: Техника, 1992. С. 68.
- [58] A. Artikov, ..., I. Chirikov - Zorin et al., New generation large area muon scintillation counters with wavelength shifter fiber for CDF II. Part. Nucl. Lett. 2006, V.3, №3 (132) p.81.
- [59] Б.В. Гринев, В.Г. Сенчишин. Пластмассовые сцинтилляторы. Х.: Акта, 2003, с.139.
- [60] A. Artikov, ..., I. Chirikov - Zorin et al., The "miniskirt" counter array at CDF II. Part. Nucl. Lett. 2002. №5 (114) p.25.
- [61] Giromini P. et al., The Central Muon Extension Scintillators (CSX), CDF Note 3898, 1996.
- [62] Дайон М.И., и др. Искровая камера. М. Атомиздат, 1967.
- [63] G. Sharpak et al., Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968) 235.
- [64] Peshehonov V.D., Zanevsky Yu.V., Nucl. Instr. and Meth. 100(1972), 505.
- [65] T. Bressam et al., Nucl. Instr. and Meth. 68 (1969) 13.
- [66] MPS collaboration (Zaitsev A.M., ..., Chirikov - Zorin I.E. et al.). Status of the Multiparticle Spectrometer (MPS) Facility. Proc. Of Workshop "Physics on UNK", Protvino, march 1989.
- [67] A.H. Walenta., Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 65.
- [68] S. Eisman et al., Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 140.
- [69] V. Poladino et al., Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 323.
- [70] DELPHI Technical Proposal. CERN/LEPC/83-3, p.39.
- [71] Давыдов Ю.И., ..., Чириков - Зорин И.Е. и др., Мини-дрейфовая камера. Труды международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1, 13-88-172, Дубна, 1988.
- [72] Давыдов Ю.И., ..., Чириков - Зорин И. Е. и др., Мини-дрейфовая камера с зазором 4 мм. Сообщение ОИЯИ, 13-86-327, Дубна, 1986.
- [73] Курилин А.С. и др. Сообщение ОИЯИ P13-83-774, Дубна, 1983.
- [74] Пугачев В.П. Авт. свид. СССР №231019 от 04.08.66. Бюл. ОИПОТЗ, 1968, №35.
- [75] Yu.A. Budagov et al., Nucl. Instr. and Meth. A234 (1985) 302.
- [76] I.E. Chirikov - Zorin et al., Characteristics of a mini drift chamber. Nucl. Instr. and Meth. A260 (1987) 142.
- [77] Антюхов В.А., ..., Чириков - Зорин И.Е. и др., Спектрометр ГИПЕРОН. ПТЭ, 1985, №5, с.35.

- [78] A. Peisert, F. Sauli. Preprint CERN-EP/84-08, Geneva, 1984.
- [79] B. Sadoulet. Preprint CERN-EP/82-41, Geneva, 1982.
- [80] F. Lepigue, Puiz F., Nucl. Instr. and Meth. 175 (1980) 297.
- [81] F. Sauli. Preprint CERN-77-09, Geneva, 1977.
- [82] J. Va'vra. Nucl., Instr. and Meth. A244 (1986) 391.
- [83] P. Baringer et al., Nucl. Instr. and Meth. A254 (1987) 542.
- [84] W.T. Ford et al., Nucl. Instr. and Meth. A255 (1987) 486.
- [85] W.W. Ash et al., Nucl. Instr. and Meth. A261 (1987) 399.
- [86] J. Adler et al., Nucl. Instr. and Meth. A276 (1989) 42.
- [87] V.M. Aulchenko et al., Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989) 528.
- [88] G. D. Alekseev et al. JINR Rapid Communications N2 (41) - 90, Dubna (1990) p.27.
- [89] Ерин С.В. и др. Препринт ИФВЭ 88-103, Серпухов, 1988.
- [90] Акименко С. А. и др. Препринт ИФВЭ 90-59, Протвино, 1990.
- [91] Yu. Budagov, I. Chirikov - Zorin et al., Drift chambers on the basic of mylar tube blocks. Nucl. Instr. and Meth. A330 (1993) 458.
- [92] A. Larichev, ..., I. Chirikov - Zorin et al. The mylar straw tubes: Test results and application to muon tracking. GEM TN-92-105 (1992).
- [93] P. Chauvat at al. Preprint CERN-EP/82-198, Geneva, 1982.
- [94] П. Стрёмьень, ..., И.Е. Чириков - Зорин. Система получения информации с многопроволочной дрейфовой камеры. Авторское свидетельство СССР №1281014 от 28.02.85 г. Бюллетень ОИПОТЗ, 1989, №30.
- [95] I.E. Chirikov - Zorin et al., Parallel-series readout for multiwire drift chamber. Nucl. Instr. and Meth. A285 (1989) 484.
- [96] R. Bouclier R et al. Preprint CERN-EP/87-14, Geneva, 1987.
- [97] I.E. Chirikov - Zorin, O.E. Pukhov., On sensitivity of gas-discharge detectors to light. Nucl. Instr. and Meth. A371 (1996) 375.
- [98] Алюминиевые сплавы. Под ред. Х. Нильсен, В. Хуфнагель, Г. Ганулис. Пер. с нем. М., «Металлургия», 1979.
- [99] S. Whitehead. Dielectric breakdown of solids, Oxford, 1951.
- [100] F.D. Lomer. Nature, 166 (1950) 191.
- [101] L. Malter. Phys. Rev., 49 (1936) 897.
- [102] М. И. Элинсон, Д. В. Зернов. Радиотехника и электроника, 1 (1957) 75.
- [103] H. Poole. Phil. Mag., 32 (1916) 112.

- [104] С. Корф. Счетчик электронов и ядерных частиц.  
Пер. с англ. М., «иностранный литература», 1947.
- [105] Э. Фюнфер, Г. Нейерт. Счетчики излучений. Пер. с нем. М., 1961
- [106] А. Algeri et al. CERN-PRE/93-76, 22 Apr. 1993.