

—

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ  
На правах рукописи

—

Евдокимов  
Анатолий Валерьевич

**Электромагнитный калориметр  
для исследований свойств частиц и резонансов  
в эксперименте СЕЛЕКС.**

Специальность 01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
А.Г.Долголенко.

МОСКВА 2005

# Содержание

Содержание	1
Введение	3
1. Описание эксперимента SELEX	7
1.1. Эксперимент E-781 ускорительного центра Фермилаб	7
1.2. Система координат установки SELEX	7
1.3. Гиперонный пучок	9
1.4. Пучковый спектрометр	9
1.4.1. Пучковый детектор переходного излучения	9
1.4.2. Пучковые Кремниевые Детекторы	11
1.4.3. Триггерный Кремниевый Детектор Малых Углов Рассеяния	11
1.4.4. Мишени	12
1.5. Вершинный Спектрометр	12
1.5.1. Вершинные Кремниевые Детекторы	12
1.6. M1 Спектрометр	14
1.6.1. M1 Магнит	14
1.6.2. M1 Многопроволочные Пропорциональные камеры (PWC)	14
1.6.3. Большие Кремниевые Детекторы M1	14
1.6.4. M1 Дрейфовые камеры	14
1.6.5. Электромагнитный калориметр	16
1.7. M2 Спектрометр	16
1.7.1. M2 Магнит	16
1.7.2. M2 многопроволочные пропорциональные камеры	16
1.7.3. Детекторы переходного излучения электронов	17
1.7.4. Большие Кремниевые Детекторы M2	18
1.7.5. Кольцевой Черенковский Детектор	18
1.7.6. Векторные Дрейфовые Камеры	20
1.8. M3 Спектрометр	20
1.9. Триггер и система сбора данных	23
2. Электромагнитный калориметр эксперимента SELEX	27
2.1. Общий вид детекторов Фотон	27
2.2. Подвижные платформы детекторов Фотон	29
2.3. Счетчики из свинцового стекла	30
2.4. Высоковольтное питание (HV)	32
2.5. Электроника считывания данных	32
2.5.1. ADC	33
2.5.2. Локальная Триггерная Логика ADC	33
2.6. Дополнительный триггер Фотон 3	35

3.	Мониторирование и калибровка калориметров Фотон	37
3.1.	Система мониторингирования на светодиодах . . . . .	37
3.2.	Лазерная система мониторингирования . . . . .	38
3.3.	Процедура мониторингирования . . . . .	39
3.4.	Магнитный тест детекторов Фотон . . . . .	41
3.5.	Реконструкция события в калориметрах Фотон . . . . .	41
3.6.	Изучение пространственного разрешения детекторов Фотон . . . . .	42
3.7.	Изучение поправок на угол входа частиц . . . . .	42
3.8.	Калибровка детекторов Фотон на электронах и $\pi^0$ . . . . .	43
3.8.1.	Отбор событий для калибровки на $\pi^0$ . . . . .	43
3.8.2.	Результаты калибровки на $\pi^0$ . . . . .	44
3.9.	Мониторирование калориметров Фотон во время сеанса . . . . .	45
3.10.	Мониторирование радиационного повреждения . . . . .	46
4.	Оценка эффективности работы детекторов Фотон по экспериментальным данным	52
5.	Обработка данных в эксперименте SELEX	56
5.1.	Набор данных во время сеанса . . . . .	56
5.2.	Фильтрация данных во время сеанса . . . . .	56
5.3.	Процедура стандартного анализа в эксперименте SELEX . . . . .	58
5.3.1.	Распаковка данных . . . . .	58
5.3.2.	Трекинг . . . . .	59
5.3.3.	Идентификация частиц . . . . .	61
5.3.4.	Нахождение вершин . . . . .	61
5.4.	Работа программы реконструкции Reson . . . . .	63
5.5.	Анализ выходных данных программы реконструкции Reson . . . . .	65
6.	Изучение распадов $D_s^*(2112) \rightarrow D_s \gamma$ и $D^*(2007) \rightarrow D \gamma, D \pi^0$ с использованием фотонов, зарегистрированных в калориметре.	67
6.1.	Изучение распада $D_s^*(2112) \rightarrow D_s \gamma$ . . . . .	67
6.2.	Моделирования откликов детектора методом Монте-Карло . . . . .	69
6.3.	Исследование распадов $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ и $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ . . . . .	71
6.3.1.	Определение относительных вероятностей распадов $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ и $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ . . . . .	74
6.4.	Сравнение полученных результатов с данными других экспериментов . . .	75
	Заключение	77
	Список литературы	79
	Список иллюстраций	85
	Список таблиц	87

## Введение

Диссертация посвящена сборке и подготовке к проведению исследований электромагнитного калориметра для эксперимента E781 (SELEX). Эксперимент SELEX посвящен изучению процессов рождения очарованных барионов на выведенном пучке гиперонов с энергией 600 ГэВ ускорителя Tevatron в Национальной Лаборатории им. Ферми (США). Установка представляла собой универсальный трехступенчатый магнитный спектрометр, каждая ступень которого имела в своем составе электромагнитный калориметр на основе свинцового стекла Фотон(1,2,3). В диссертации описываются создание необходимого программного обеспечения для мониторингирования его характеристик, а также создание пакета программ реконструкции данных, с помощью которого были исследованы процессы  $D_s^*(2112) \rightarrow D_s \gamma$  и  $D^*(2007) \rightarrow D \gamma, D \pi^0$  с оценкой эффективности восстановления возбужденных состояний очарованных частиц в указанном эксперименте.

В начале 50-х годов в Лаборатории высоких энергий Объединенного Института Ядерных Исследований был предложен и создан один из первых электромагнитных калориметров из свинцового стекла, предназначенный для поиска антинуклонов[1]. С тех пор данный метод измерения энергии стал одним из наиболее эффективных инструментов в физике высоких энергий. Наиболее привлекательными являются такие характеристики вышеуказанных электромагнитных калориметров как высокое энергетическое разрешение в широком диапазоне энергий, их компактность и простота. Немаловажное значение имеет и то обстоятельство, что с увеличением энергии частиц энергетическое разрешение таких детекторов возрастает при незначительном увеличении размеров радиатора(примерно как логарифм энергии).

Параллельно техника по точному детектированию координат и энергий высокоэнергичных фотонов развивалась так же в Институте Физики Высоких Энергий (Протвино), Институте Теоретической и Экспериментальной Физики (Москва), Курчатовском Институте и многих зарубежных исследовательских центрах. Калориметры, собранные на основе матриц из абсорбирующих счетчиков с радиаторами из прозрачного свинцового стекла состояли из сотен таких счетчиков и позволяли детектировать до нескольких десятков  $\gamma$ -квантов одновременно. Как уже было указано ранее, характеристики таких калориметров улучшались с увеличением энергии. В области ТэВ-ных энергий они заняли лидирующее положение и использовались как главная составляющая многих экспериментов.

Даже первые, относительно маленькие годоскопические спектрометры показали большие возможности по использованию техники с применением калориметров на основе свинцового стекла. Позднее были построены большие детекторы в ИФВЭ, ЦЕРН и Фермилаб[2]-[11]. Самыми большими являлись спектрометр ГАМС-4000 эксперимента NA-2 в ЦЕРН и LEDA для эксперимента WA-98[12] .

Данные исследования были проведены в рамках эксперимента по исследованию очарованных адронов в гиперонном пучке ускорителя Tevatron SELEX, в котором участвует автор. Необходимо отметить, что последние несколько лет в физике элементарных частиц наблюдается подлинный "ренессанс адронной спектроскопии", вызванный открытием сразу нескольких новых частиц с неожиданными и интригующими свойствами. Первым среди них будет справедливо упомянуть открытие сразу в нескольких экпери-

ментах пентакварка  $\Theta(1540)$ [13], наблюдение которого требует более глубокого понимания природы взаимодействий в квантовой хромодинамике (КХД) при низкой энергии. Кроме этого  $\bar{b}b$  и  $\bar{c}c$  спектры были так же обогащены наблюдениями новых состояний - мезона, принадлежащего к  $d$ -волновому мультиплету системы  $\mathcal{T}$ [14], новым резонансом  $X(3870)$ [15] и первым радиальным возбуждением  $\eta_c$  в чармонии[16]. Так же был обнаружен первый барион с двойным очарованием -  $\Xi_{cc}^+$ [17]. Последним в этом ряду открытий (но далеко не последним по своему значению) было наблюдение возбужденных состояний очарованных мезонов как в странном, так и нестранном секторе, что обеспечило нас новой информацией о спектроскопии систем с открытым чармом. Напомним, что в 2003 году коллаборация BaBar сообщила о первом наблюдении массивного, узкого очарованно-странного мезона  $D_{sJ}^+(2317)$ , лежащего ниже DK порога [18]. Очень быстро было получено подтверждение этого мезона из экспериментов CLEO [19] и BELLE [20]. Коллаборация CLEO так же показала, что вышележащее состояние, предположенное BaBar, действительно существует и является партнером  $D_{sJ}^+(2317)$ .

#### **Актуальность изучаемых задач**

Несомненно, продолжение исследований в этой области и особенно поиск "экзотических" (т.е. не описываемых простой кварковой моделью) состояний – одна из наиболее актуальных в настоящее время задач адронной физики. Для подтверждения теории сильных взаимодействий необходимо детальное сравнение свойств различных адронных состояний, предсказанных в рамках КХД, с экспериментом, для чего нужны не только совершенные детекторы, способные регистрировать как заряженные, так и нейтральные частицы, но и соответствующие методы реконструкции, а также большая статистика, что накладывает дополнительные требования на обеспечение стабильной работы экспериментальной установки в течение длительного периода набора данных. Создание адекватного программного обеспечения позволяет выполнить на широкоапертурном спектрометре SELEX интересные исследования в области спектроскопии с использованием электромагнитного калориметра, построенного группой ИТЭФ.

**Целью диссертационной работы** было создание электромагнитного калориметра на основе свинцового стекла для спектрометра SELEX, разработка программного обеспечения для мониторинга и реконструкции полученных с его помощью данных, сравнение полученных результатов с данными моделирования на основе Монте-Карло и исследование эффективности регистрации в эксперименте SELEX очарованных адронов с  $\gamma$ -квантом и  $\pi^0$  в конечном состоянии на примере реакций  $D^*(2007) \rightarrow D\gamma, D\pi^0$  и  $D_s^*(2112) \rightarrow D_s\gamma$ .

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Разработка методики и создание программного обеспечения для системы мониторинга пьедесталов АЦП электромагнитного калориметра и изучения радиационного поражения свинцовых стекол.
2. Разработка и создание программного обеспечения для реконструкции данных электромагнитного калориметра.
3. Результаты исследования физических характеристик калориметра на пучке частиц ускорителя Tevatron при различных фоновых условиях.

4. Результаты исследования эффективности регистрации в эксперименте SELEX очарованных адронов с  $\gamma$ -квантом и  $\pi^0$  в конечном состоянии на примере реакций  $D^*(2007) \rightarrow D\gamma, D\pi^0$  и  $D_s^*(2112) \rightarrow D_s\gamma$ .
5. Систематизация и подробное документирование информации о калориметре ФОТОН, системе сбора данных и спектрометру SELEX в целом.

#### **Научная новизна работы и практическая ценность работы:**

Многосекционный калориметр ФОТОН был введен в строй в 1996 году как часть спектрометра SELEX и успешно функционировал в рамках Fermilab Fixed Target Program (Программа Экспериментов на Фиксированной Мишени).

Разработана методика мониторингирования пьедесталов АЦП электромагнитного калориметра, использовавшаяся в течении всего сеанса набора данных. Разработка и применение методики для изучения радиационного поражения свинцовых стекол электромагнитного калориметра позволила правильно оценить степень потемнения стекол, что было существенным для правильного определения коэффициентов усиления и достижения требуемого энергетического разрешения.

Созданное программное обеспечение для реконструкции данных электромагнитного калориметра использовалось при обработке всех набранных сеансов.

Оценка эффективности регистрации в эксперименте SELEX очарованных адронов с  $\gamma$ -квантом и  $\pi^0$  в конечном состоянии и определение отношений брэнчингов распадов  $D^*(2007) - \Gamma(D\gamma) : \Gamma(D\pi^0)$  позволила сделать выводы о надежности получаемых данных и обеспечило основу для дальнейших исследований в спектрометре SELEX..

Корректное описание материалов и элементов конструкции установки служит базисом для создания процедур калибровки и восстановления физической информации, для проведения надежных расчетов методом Монте-Карло, а проведенная работа по оценке достоинств и недостатков элементов аппаратуры и устройства калориметра в целом используется при планировании новых экспериментов как в зарубежных ускорительных центрах - COSMOS (Fermilab), PRIMEX, E04-012, E04-112 (Jlab), так и планируемых в ИТЭФ (ИОН).

**Структура и объём диссертации:** Диссертация состоит из введения, семи глав и заключения, а также из списка использованной литературы — всего 85 страниц текста, созданного пакетом программ компьютерной системы типографского набора L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X, включая 52 рисунка и библиографию из 68 наименований.

#### **Краткое содержание работы:**

Первая глава посвящена описанию установки эксперимента E-781 (FNAL, США) и даны краткие описания каждого детектора экспериментальной установки SELEX. Все исследования, описанные в последующих главах диссертации, были выполнены на этой установке.

Во второй главе рассмотрен принцип работы и устройство электромагнитного калориметра.

Третья глава посвящена рассмотрению методов мониторингирования электромагнитного калориметра - изучение стабильности его работы и радиационного повреждения свинцовых стекол.

В четвертой главе приведены результаты исследований эффективности работы детекторов Фотон на экспериментальных данных.

В пятой главе описаны процедура набора данных и методы анализа экспериментальных данных.

В шестой главе приведена методика отбора событий-кандидатов и восстановление распадов  $D_s^*(2112) \rightarrow D_s \gamma$  и  $D^*(2007) \rightarrow D \gamma, D \pi^0$ . Приведены результаты исследования разницы масс  $M(D_s^*) - M(D_s)$  и  $M(D^{*0}) - M(D^0)$  и результаты измерения относительных вероятностей распада  $D^{0*}$ .

В заключении перечислены основные результаты выполненной работы.

**Апробация работы и публикации:** Основные результаты, использованные в диссертации, опубликованы в работах [21]-[26]. Результаты работы были представлены на "Wine-and-Cheese"семинаре Фермилаб, семинаре ИТЭФ, докладывались на собраниях и рабочих совещаниях коллаборации SELEX и на международных конференциях "24th International Conference on Physics in Collision-(**PIС 2004**), Бостон, США; "6th International Conference on Hyperons, Charm and Beauty Hadrons-(**BEACH 2004**), Чикаго, США; "American Physical Society's Meeting of the Division of Particles and Field"(**DPF 2004**), Риверсайд, США; "Quark Confinement and the Hadron Spectrum IV"(**QCHS 2004**), Сардиния, Италия; "Flavor Physics and CP Violation"(**FPСР 2004**), Даегу, Корея.

# 1. Описание эксперимента SELEX

## 1.1. Эксперимент E-781 ускорительного центра Фермилаб

Название SELEX эксперимента E-781 ускорительного центра Фермилаб является аббревиатурой от SEgmented LargE  $X_F$  baryon spectrometer (Многосекционный барионный спектрометр больших  $x_F$ ). При разработке эксперимента главной задачей являлось обеспечение высокой точности при определении параметров взаимодействий очарованных частиц - координат распадных вершин и моментов вторичных частиц. Набор данных происходил в течение 1996-97 г.г. в рамках Fermilab Fixed Target Program (Программа Экспериментов на Фиксированной Мишени). В сотрудничестве SELEX входят примерно 115 физиков из 21-ого института 9 различных стран мира. Эксперимент проводился на выведенном пучке протонов в зале PC4 (Proton Center 4) Протонного центра ускорителя Фермилаб. Рисунок 1 показывает общий вид экспериментальной установки.

В эксперименте пучок вторичных частиц из ускорителя Tevatron направлялся на неподвижные мишени, расположенные в экспериментальном зале, а триггерные детекторы и электроника искали взаимодействие между пучком и мишенью. Веер частиц, получившихся в первичном взаимодействии, летит вдоль направления пучка через остальные части установки, где и регистрируются. Установка SELEX разделяется на спектрометры или участки, где в промежутке между отклоняющими магнитами в отсутствии магнитного поля заряженные частицы свободно летят вперед. Магнитное поле внутри магнитов отклоняет заряженные частицы, что позволяет получить информацию об их импульсе. Позиции треков частиц определяются информацией, получаемой с Пропорциональных Проволочных Камер (Proportional Wire Chambers или PWC) и кремниевых детекторов (Silicon Detectors или SD). Кольцевой Черенковский Детектор (Ring Imaging Cherenkov Detector или RICH) и Детекторы Переходного Излучения (Transitional Radiation Detector или TRD) помогают определить тип проходящей заряженной частицы. Позиции треков после RICH определяются с помощью Векторных Дрейфовых Камер (Vector Drift Chambers или VDC). Нейтральные частицы детектируются в электромагнитных калориметрах Фотон (PHOTON) и адронном калориметре (NCAL). Далее в этой главе будут более детально рассмотрены основные части эксперимента, начиная от пучка и заканчивая составными частями спектрометра.

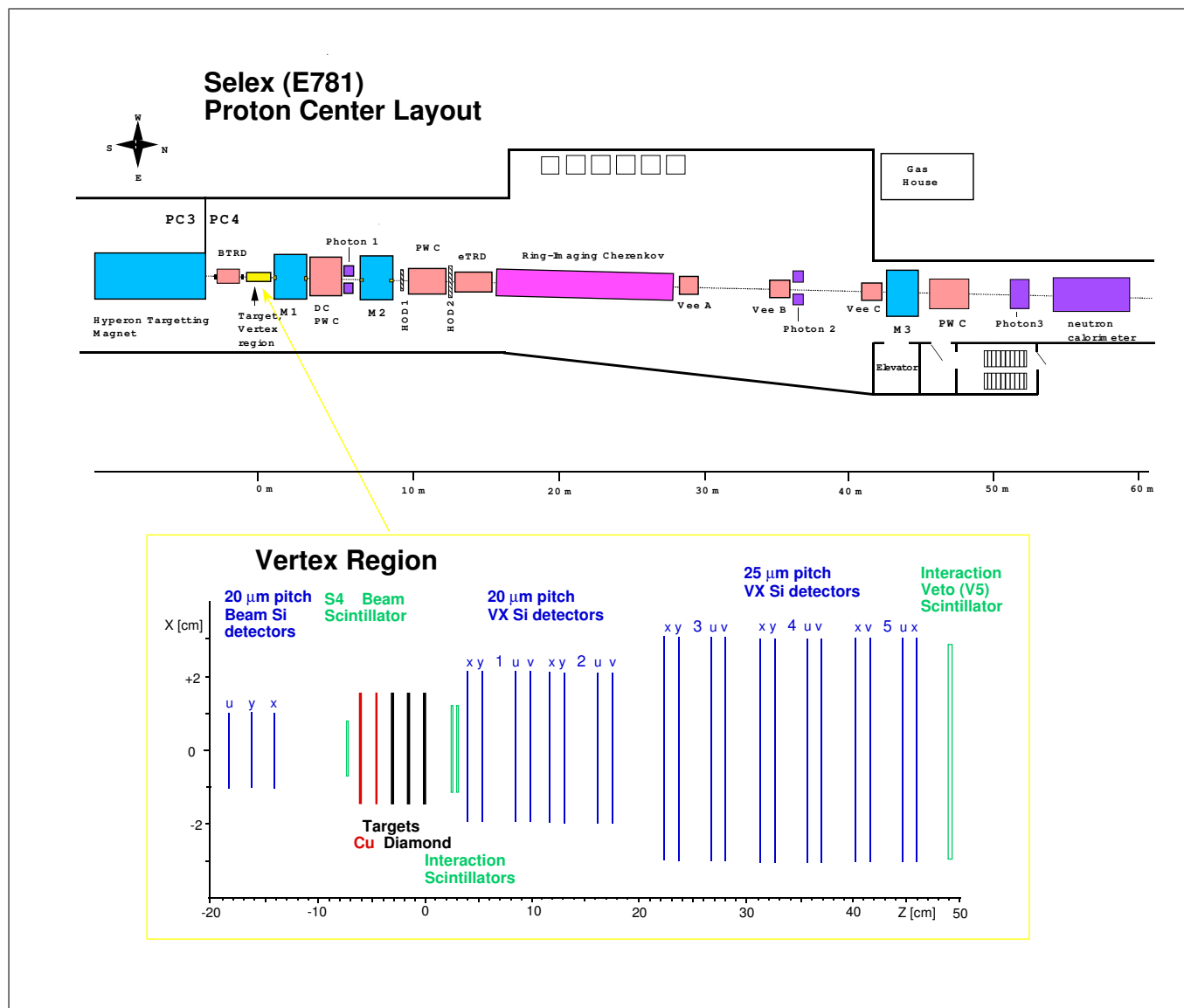
## 1.2. Система координат установки SELEX

В SELEX (Рис. 1) имеются три координатных системы - глобальная, локальная и детекторная. Глобальная система координат имеет  $z$ -ось вдоль направления пучка, а вертикальная ось  $y$  с осью  $x$  завершают правостороннюю систему координат. Начало глобальной системы находится в центре последней чармовой мишени, с координатой  $z = 0$  на ее задней поверхности.

Как уже было сказано выше, система SELEX разделяется на спектрометры, т.е. промежутки свободные от магнитного поля, где стабильные частицы должны лететь прямо. Локальная система координат для каждого спектрометра начинается и кончается в магнитах, где заряженные частицы отклоняются магнитным полем (Рис. 2). Например, система координат спектрометра M1 имеет координату  $z = 0$  в центре M1 магнита,



Рис. 1. Схематический вид спектрометра SELEX и области вершинного детектора.



и заканчивается в центре магнита M2 (где начинается система координат M2) и т.д. Пучковый и вершинный детекторы используют только глобальную систему.

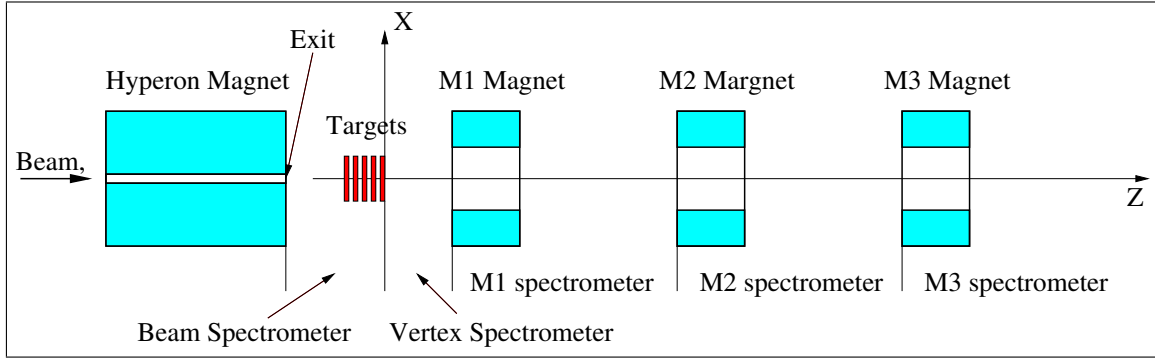


Рис. 2. Схематический вид спектрометра SELEX (не в масштабе)

### 1.3. Гиперонный пучок

Ускоритель Tevatron разгоняет пучок протонов до энергии 800 ГэВ, который затем направляется в различные экспериментальные залы. В эксперименте SELEX этот пучок попадал на бериллиевую мишень протяженностью в одну радиационную длину. Вылетающие вперед вторичные частицы направлялись в узкий (около  $0.5 \times 0.5 \text{ см}^2$ ) изогнутый канал длиной 7.3 м, высверленный в гиперонном магните с напряженностью поля 3.5 Т. Вольфрамовые стенки канала служили для целей коллимации позиции и энергии пучка (Рис. 3). Изменяя полярность магнита, напряженность его магнитного поля и угол нацеливания на мишень можно варьировать состав вторичных частиц. Поскольку относительная доля гиперонов во вторичном пучке растет с энергией [27,28], чармованные данные были набраны с использованием гиперонного пучка  $600 \pm 50 \text{ ГэВ}$ . В области мишени 600 ГэВ-ный отрицательный вторичный пучок состоял из приблизительно 50.9%  $\pi^-$ , 46.3%  $\Sigma^-$ , 1.6%  $K^-$  и 1.2%  $\Xi^-$ . С противоположной полярностью магнита, вторичный пучок состоял из приблизительно 89.2% протонов, 5.7%  $\pi^+$ , 2.7%  $\Sigma^+$  и 2.4%  $K^+$  [29].

### 1.4. Пучковый спектрометр

Пучковой спектрометр состоит из набора детекторов, расположенных вдоль направления движения пучка от гиперонного магнита до задней стенки последней мишени включительно.

#### 1.4.1. Пучковый детектор переходного излучения

Пучковые частицы помечались (тагировались) с помощью 10 модульного Пучкового Детектора Переходного Излучения (BTRD). Каждый модуль имеет радиатор сделанный из 200 полипропиленовых фольг толщиной  $17 \text{ мкм}$  и трех пропорциональных проволочных камер, заполняемыми газовой смесью из  $\text{Xe} + 30\% \text{ CH}_4$ , позволяющих зарегистрировать переходное излучение [32]. Релятивистская частица, пересекающая границу среды с другой диэлектрической проницаемостью, излучает фотоны. Обычная энергия таких

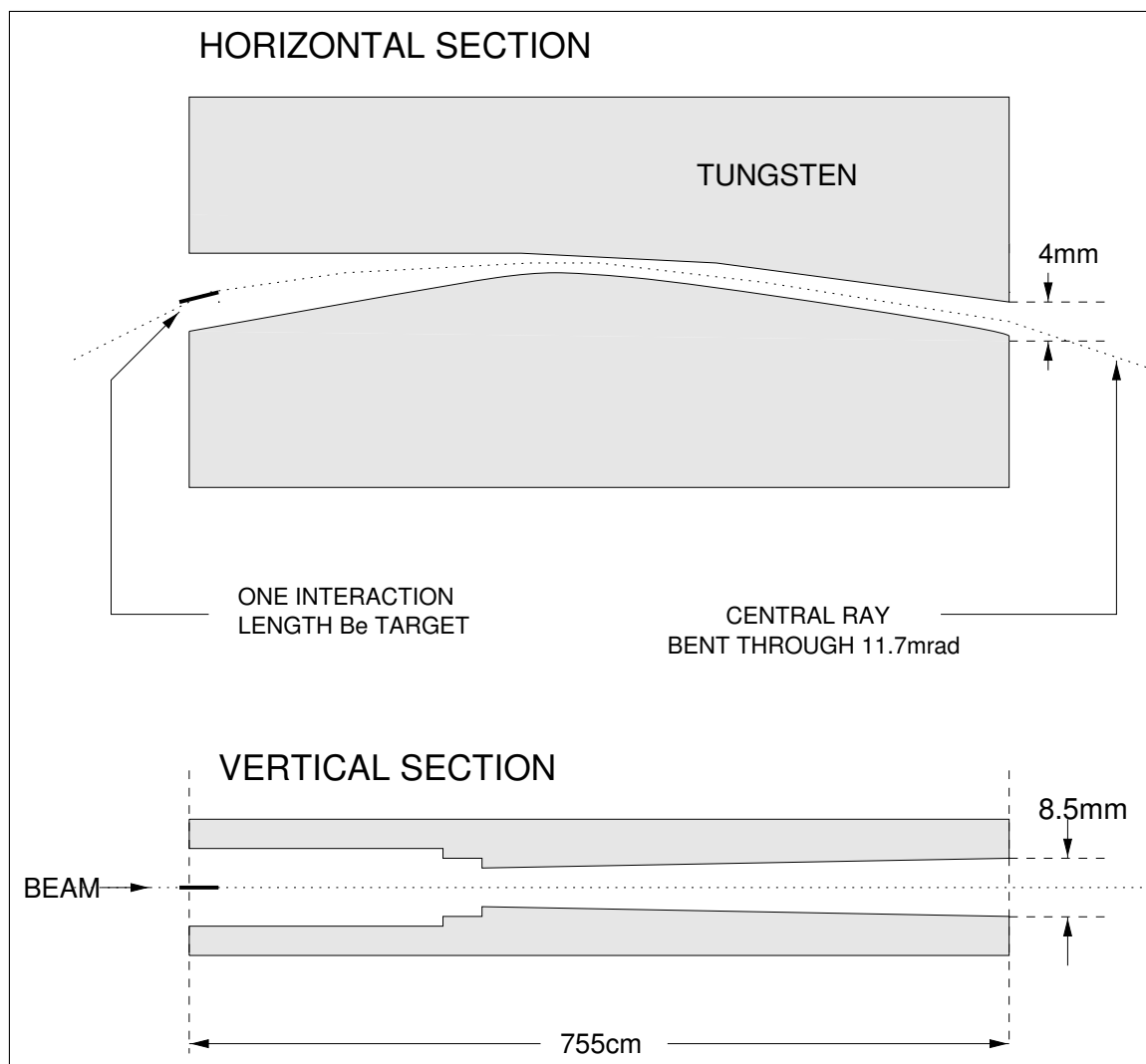


Рис. 3. Схематический вид гиперонного магнита [30].

фотонов - несколько кэВ. Вероятность излучения фотона пропорциональна Лоренцевскому  $\gamma$ -фактору. Более легкие частицы, такие как пион, производят при одинаковых энергиях большее количество хитов в TRD чем барионы, например  $\Sigma$ .

Общее число всплесков в BTRD использовалось для разделения барионной и мезонной компоненты пучка (Рис. 4). Информация с пучкового TRD использовалась в триггере (более детально описанному далее в пункте 1.9), что позволяло увеличить долю записанных взаимодействий, инициированных пучковой  $\Sigma^-$  частицей.

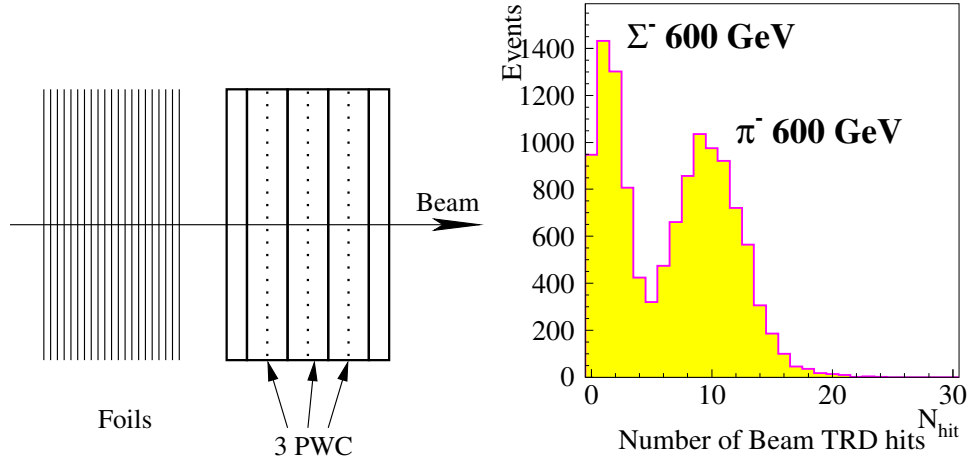


Рис. 4. Схематический вид Пучкового TRD.  $\Sigma^-/\pi^-$  разделение, использующее количество хитов в пучковом TRD.

#### 1.4.2. Пучковые Кремниевые Детекторы

Восемь односторонних детекторов из кремния (SSD) использовались для измерения позиции пучка и направления его движения. В каждом детекторе имеется 1024 полоски толщиной  $20 \mu\text{м}$ , покрывающих область  $2 \times 2 \text{см}^2$ . Информация с каждой полоски считывалась SVX чипами.

#### 1.4.3. Триггерный Кремниевый Детектор Малых Углов Рассеяния

Эти кремниевые детекторы (HSTD) разрабатывались с целью улучшения разрешения пионов, рассеянных на небольшие углы[33], что помогает при анализе данных набранных для изучения Примаковской физики. Четыре плоскости детектора имеют полоски кремния шириной  $50 \mu\text{м}$  и ворота считывания длиной 80 нс, чтобы гарантировать считывание информации только от запустившей триггер пучковой частицы. Поскольку в пучковом кремниевом детекторе может находиться информация сразу о нескольких треках, информация с этой системы использовалась при принятии решения о том, какая конкретно пучковая частица вызвала срабатывание триггера.

#### 1.4.4. Мишени

Сегментированная мишень состоит из пяти фольг, разделенных промежутком 1.5 см. Комбинированная длина по пучку для всех мишеней составляет 4.3% длины взаимодействия протона. Основные свойства мишеней суммируются в Таблице 1.

Таблица 1. Свойства чармовых мишеней

Мишень	Материал	Толщина [мм]	$z$ [см]	Атомное число	Плотность [г/см <sup>3</sup> ]	Длина взаим. [%]
1	Cu	1.6	-6.13	63.5	8.96	1.06
2	Cu	1.1	-4.62	63.5	8.96	0.76
3	diamond	2.2	-3.10	12	3.20	0.82
4	diamond	2.2	-1.61	12	3.20	0.82
5	diamond	2.2	-0.11	12	3.20	0.82

### 1.5. Вершинный Спектрометр

Вершинный Спектрометр начинается от задней стенки последней мишени и тянется до середины магнита M1.

#### 1.5.1. Вершинные Кремниевые Детекторы

В Вершинные Кремниевые Детекторы входят пять отдельных станций, содержащих по четыре плоскости каждая. В каждой станции рабочие плоскости были повернуты на различные углы, чтобы обеспечить считывание по проекциям  $x_p, y_p, u_p$  и  $v_p$  (Рис. 5). На пятой станции  $u_p$  и  $v_p$  детекторы были повернуты только на 15 градусов, чтобы улучшить точность измерения  $x$  проекции, которая использовалась затем для вычисления момента частицы.

Для обеспечения надежного крепления и стабильности положения эти станции вместе с мишенями устанавливались на специальный гранитный блок. Каждая станция имела более чем 98% эффективность регистрации хитов и пространственное разрешение около 6.5  $\mu\text{м}$  (Рис. 6).

Первые две станции состояли из детекторов размером 5 см. Кремниевая пластина состоит из 2560 полос с шагом 20  $\mu\text{м}$ , каждая из которых покрывала активную область  $5.1 \times 5.0 \text{ см}^2$ . В серединной области размерами  $3.1 \times 5.0 \text{ см}^2$ , где плотность хитов была наивысшей, информация считывалась с каждой полосы. На краях, где плотность хитов меньше, считывалась только каждая вторая. Только очень низкоэнергичные треки проходили через края детектора, и в этой области доминировало многократное рассеяние.

Следующие три станции состоят из мозаичных детекторов. Каждый мозаичный детектор формировался из трех  $8.3 \times 3.2 \text{ см}^2$  кремниевых плоскостей. Каждая плоскость имеет 1280 полос с шагом 25  $\mu\text{м}$ . В центральных плоскостях считывалась каждая полоска, а во внешних - каждая вторая. Внешние плоскости покрывают углы больше чем 80 миллирадиан, в которых было значительно меньше треков.

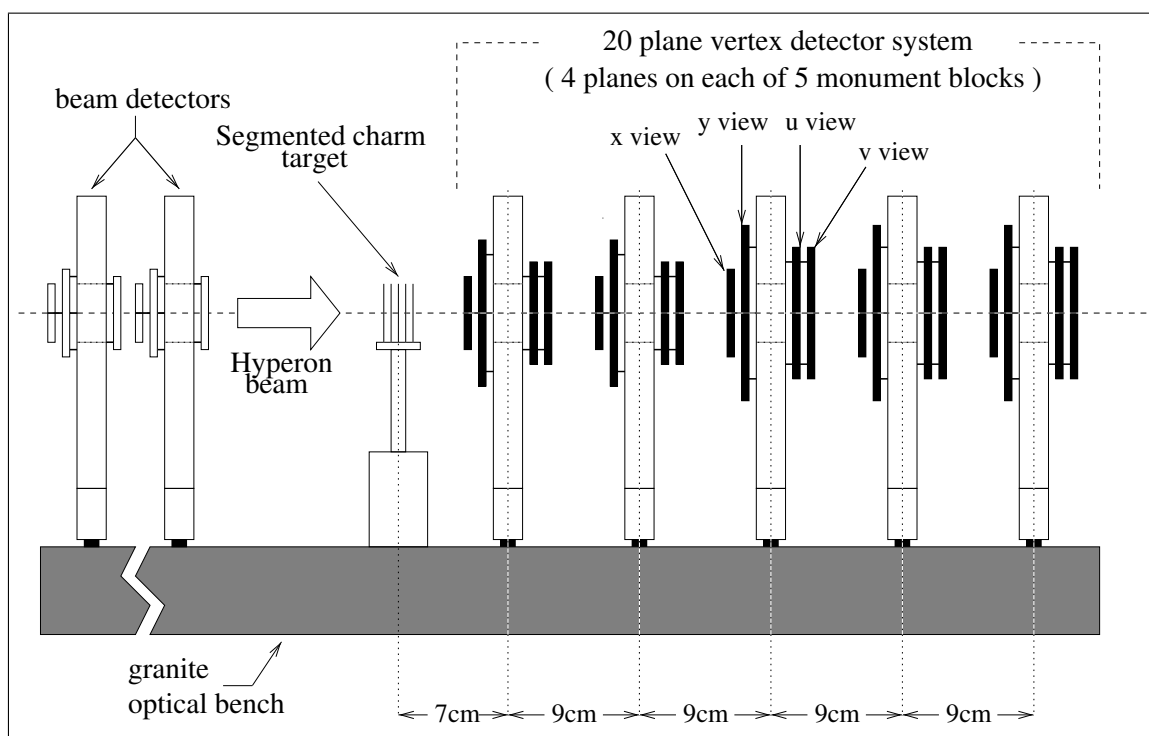


Рис. 5. Пучковый и Вершинный детекторы. [30].

Кремниевые полосы подключались к SVX чипам, специально разработанными для эксперимента SELEX[34]. Чипы контролировались специальным сиквенсером (SVX Readout Sequencer, SRS). Более детально вершинный детектор и ее считывающая система описана в диссертации Матью[30].

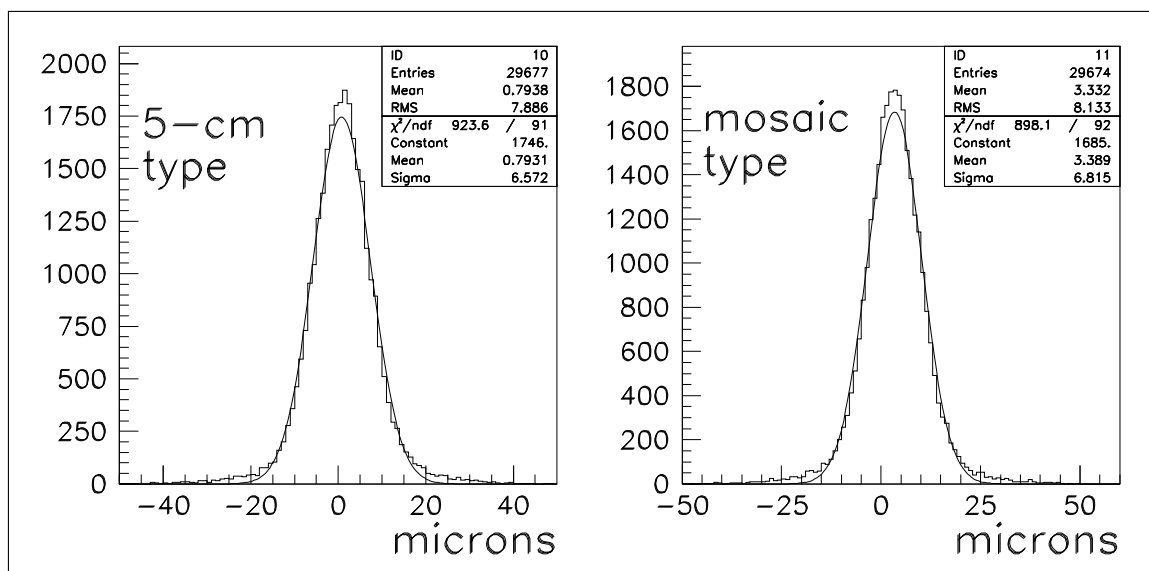


Рис. 6. Типичное разрешение вершинного детектора. [30].

## 1.6. M1 Спектрометр

M1 Спектрометр располагается между M1 и M2 магнитами. M1 магнит отклоняет низкоэнергичные частицы от первичного взаимодействия с моментом меньше 2.5 ГэВ. Регистрация треков производилась с помощью широкоугольных проволочных камер (Large Acceptance Wire Chamber или LASD) и кремниевых детекторов для частиц с большим моментом. В задачу этого спектрометра входило определение импульса мягких треков от распадов произошедших до вершинного детектора и для регистрации заряженных треков от распадов странных частиц после него.

### 1.6.1. M1 Магнит

Центр магнита M1 в глобальной системе координат находится на расстоянии  $z=190$  см. Апертурные размеры его - 61 см по горизонтали и 51 см по вертикали. Магнитное поле в его центре - 11.98 кГ, и оно придает частице в 1 ГэВ дополнительную поперечную компоненту  $p_t$  равную 0.73 ГэВ.

### 1.6.2. M1 Многопроволочные Пропорциональные камеры (PWC)

В M1 спектрометре имеется 3 проволочные камеры, каждая из которых состоит из 4-х чувствительных плоскостей. Каждая камера покрывает  $x, y, u$  и  $v$  проекции (Рис. 7). Каждая плоскость имеет толщину 3 мм и активную область  $2 \times 2$  м<sup>2</sup>. Пропорциональные камеры M1 имеют более чем 90% эффективность и пространственное разрешение 0.9 мм.

### 1.6.3. Большие Кремниевые Детекторы M1

Три станций Больших Кремниевых Детекторов (LASD) располагаются на границах M1 и M2 магнитов (Рис. 8). Эти детекторы были разработаны для улучшения позиционного разрешения треков с большими импульсами.

Две станции в M1 спектрометре назывались LASD1 и LASD2. Каждая станция имела два двусторонних кремниевых детектора (DSD) с шагом полосы 50  $\mu$ м и чувствительной областью  $3.2 \times 2.6$  см<sup>2</sup>. Другие два детектора на станции были односторонними (SSD) с шагом полосы 50  $\mu$ м и чувствительной областью  $3.2 \times 3.2$  см<sup>2</sup>. Каждый DSD имеет две плоскости, измеряя отклик в проекциях  $x$  и  $y$ . SSD плоскости обеспечивали съем данных в проекциях  $u$  и  $v$ . Детекторы имеют 95-99% эффективность обнаружения хитов и пространственное решение около 15  $\mu$ м. Рис. 9 показывает общий вид станции и разрешение SSD [36].

### 1.6.4. M1 Дрейфовые камеры

M1 Спектрометр имеет две Дрейфовые камеры (DC), имеющих по две чувствительных плоскости и измеряющих отклики в проекции  $x$ . Камеры имеют размеры  $2.4 \times 1.7$  м<sup>2</sup>, эффективность около 80% и разрешение 0.7 мм [42].

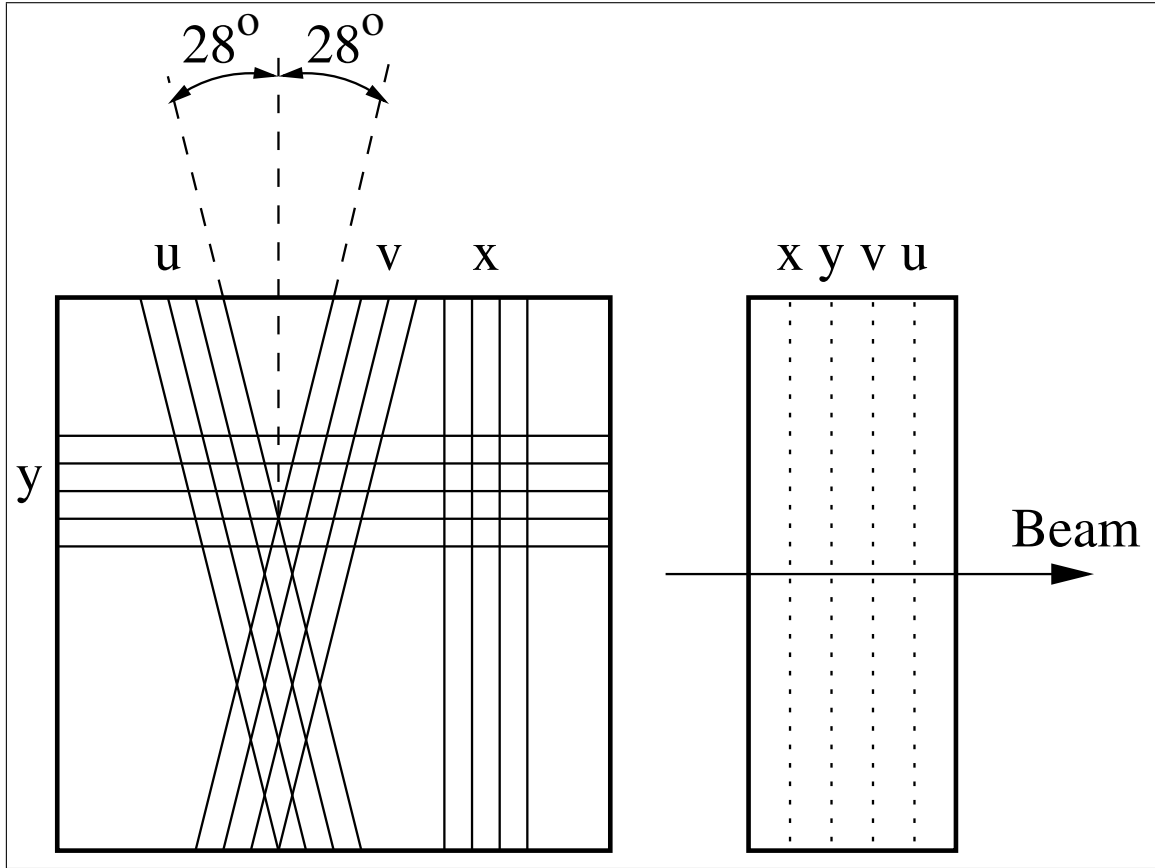


Рис. 7. Схематический вид M1 PWC камер.

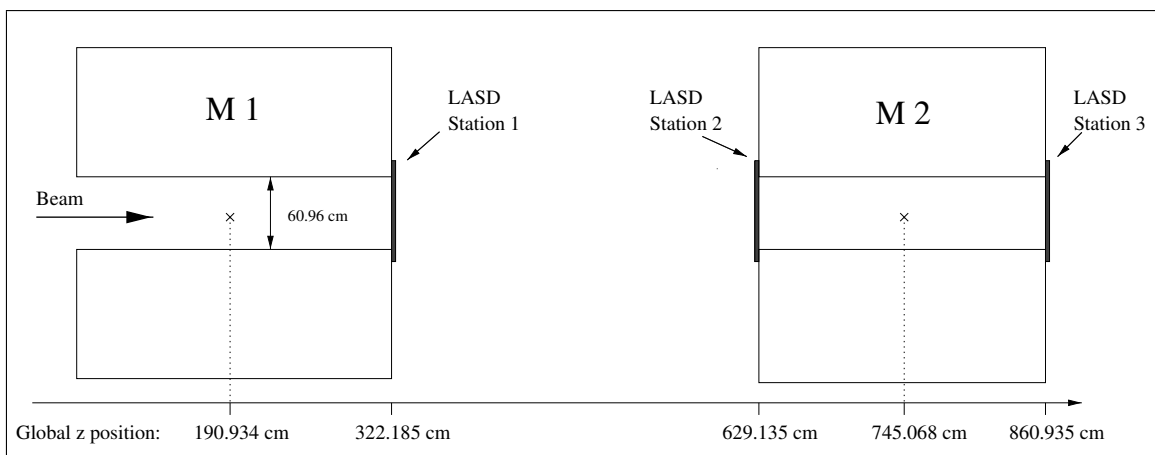


Рис. 8. Расположение трех LASD станций [35].



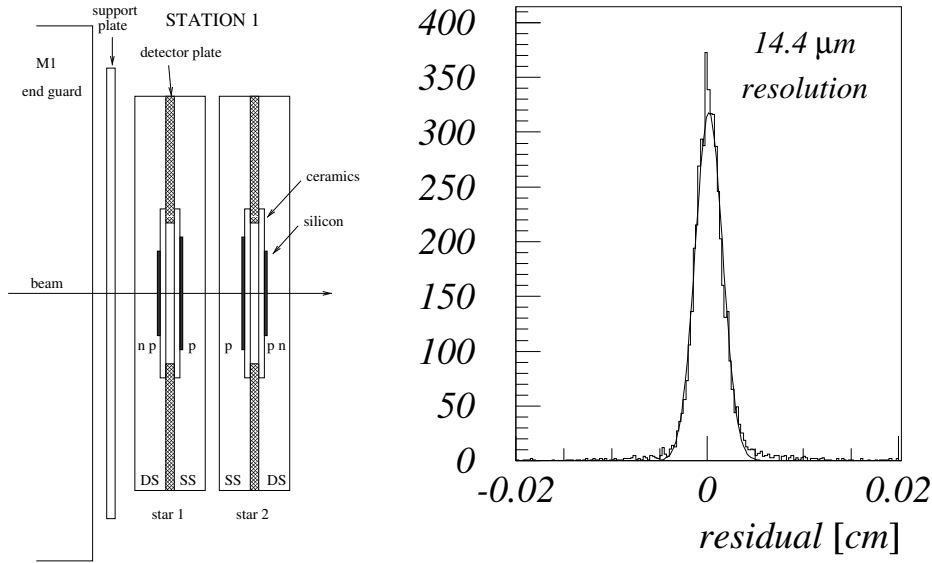


Рис. 9. Схематический вид и разрешение LASD. Левая картинка показывает схематический боковой вид LASD станции, набранной из последовательно двустороннего, двух односторонних и еще одного двустороннего детектора. Второй график показывает разрешение одностороннего детектора [36].

### 1.6.5. Электромагнитный калориметр

Спектрометр M1 замыкается электромагнитным калориметром из свинцового стекла. Детектор Фотон 1, как и два других электромагнитных калориметра Фотон 2 и Фотон 3, располагающихся в конце M2 и M3 спектрометров, будут описаны в деталях позднее (Смотри Главу 2).

## 1.7. M2 Спектрометр

### 1.7.1. M2 Магнит

Центр M2 магнита находится в глобальной позиции  $z = 745$  см. Апертурный размер магнита - 61 см по горизонтали и 25 см по вертикали. Магнитное поле в центре - 14.66 кГ, и оно придает частице в 1 ГэВ дополнительную поперечную компоненту  $p_t$  равную 0.84 ГэВ. Заряженные частицы от первичного взаимодействия будут отклоняться в сторону если они имеют энергию ниже 15 ГэВ.

### 1.7.2. M2 многопроволочные пропорциональные камеры

Система многопроволочных пропорциональных камер M2 PWC состоит из 7 камер с расстоянием между проволочками 2 мм. Три передние камеры имеют поперечный размер  $60 \times 60$  см<sup>2</sup>. Четыре оставшиеся камеры имеют поперечный размер  $60 \times 100$  см<sup>2</sup> (Рис. 10). Каждая камера имеет две чувствительных плоскости в ортогональных проекциях. Пять камер обеспечивают покрытие по проекциям  $x$  и  $y$ , другие две камеры покрывают  $u$  и

*v.* Пропорциональные камеры М2 имеют более чем 95% эффективность обнаружения хитов с пространственным разрешением 0.6 мм [37].

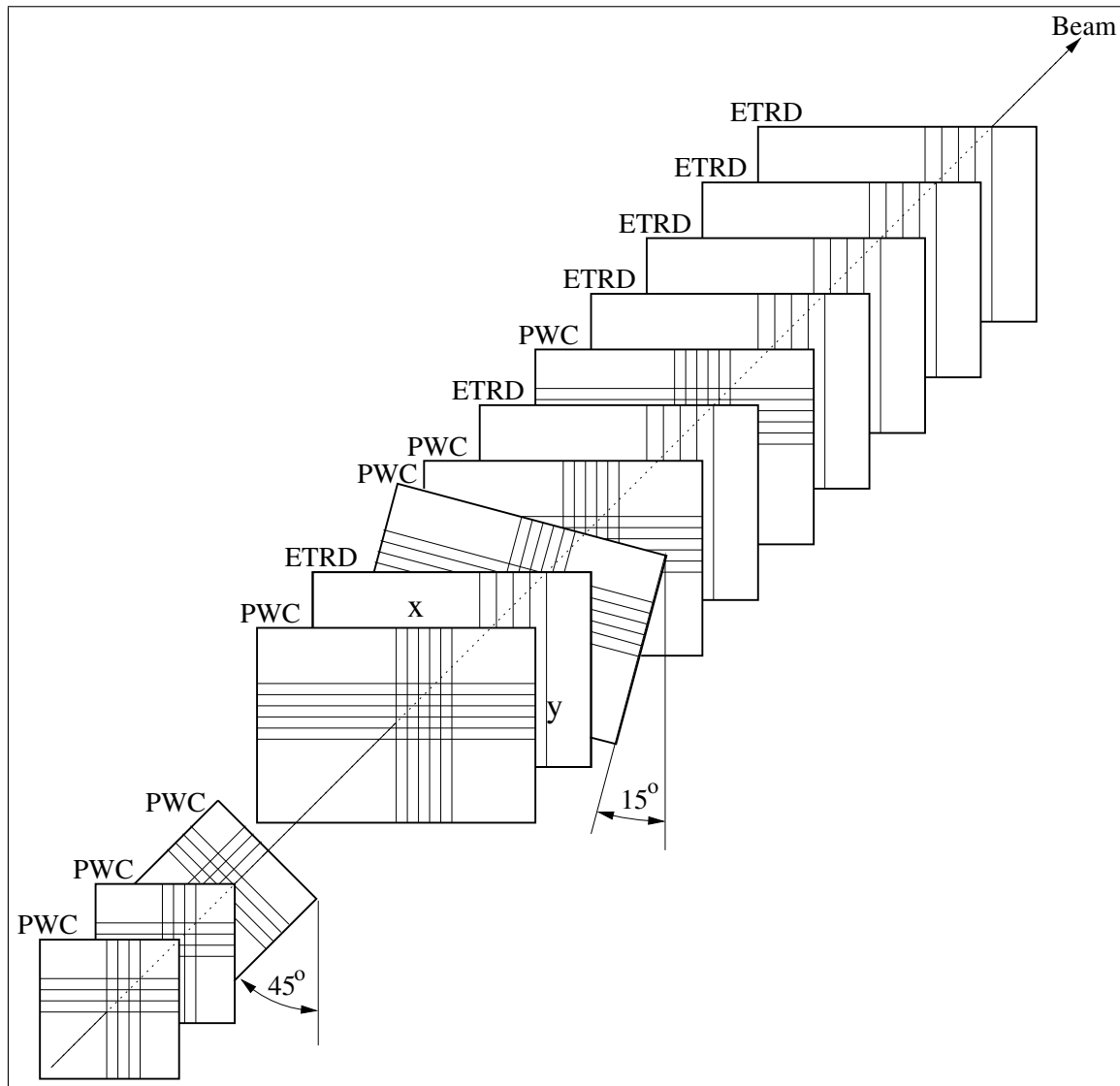


Рис. 10. Схематический вид М2 PWC камер и ETRD плоскостей.

### 1.7.3. Детекторы переходного излучения электронов

Шесть плоскостей ETRD располагались в спектрометре М2 (Рис. 10) и использовались для разделения электронов от адронов. Переходное излучение генерировалось в 200-ста фольгах из полипропилена толщиной  $17\text{ }\mu\text{м}$ , расположенных перед детектирующими камерами. Излучение детектировалось  $103 \times 63\text{ см}^2$  MPWC камерами (расстоянием между проволочками 4 мм), заполненных смесью ксенона и метана [37]. Поскольку электрон имеет меньшую массу покоя чем любой адрон, электрон будет иметь больший  $\gamma$ -фактор чем адрон с таким же импульсом. Это приведет к большему числу регистрируемых кластеров (Рис. 11).

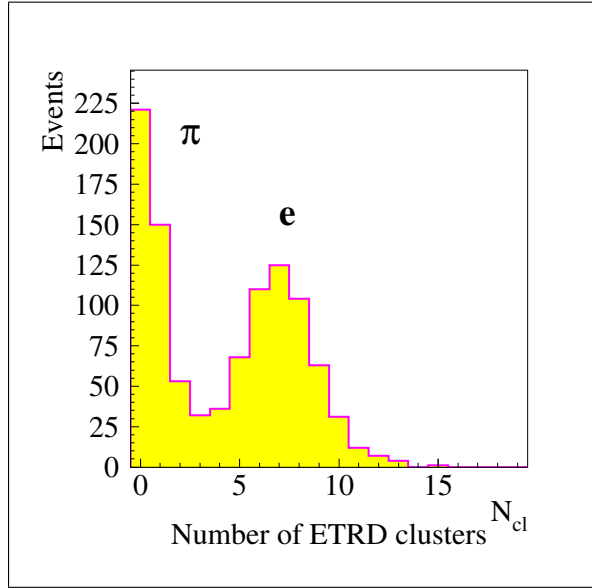


Рис. 11.  $e/\pi$  разделение, использующее Электронный TRD

#### 1.7.4. Большие Кремниевые Детекторы M2

Станция LASD3 расположена на задней стенке магнита M2. Станция аналогична LASD станциям спектрометра M1.

#### 1.7.5. Кольцевой Черенковский Детектор

Кольцевой Черенковский Детектор эксперимента SELEX был основным источником идентификации частиц. В RICH частицы проходили 10-метровый цилиндр, заполненный Не газом. Поскольку релятивистские частицы движатся быстрее чем скорость света для данной среды, они испускают черенковские фотоны, которые отражаются от сферических зеркал и образуют кольца на детектирующей поверхности (Рис. 12).

В эксперименте SELEX черенковские фотоны отражались от зеркал с 20 метровым радиусом кривизны и фокусировались на массиве из 2848 фотоумножителей (Рис. 13).

RICH детектор использовался для определения вероятности того, что данный трек является электроном, мюоном, пионом, каоном, протоном, гипероном (таким как  $\Sigma$ ), или другой фоновой частицей.  $K/\pi$  разделение было возможно вплоть до энергии 16 ГэВ. Поскольку много чарм распадов имеют каон в конечном состоянии, способность разделять каоны от более многочисленных пионов является наглядной характеристикой для любого эксперимента по поиску чарма. RICH эксперимента SELEX позволяет разделение на уровне  $2\sigma$  между каонами и пионами для треков с энергией около 100 ГэВ/ $c^2$  (Рис.14).

Радиус кольца растет с скоростью частицы (Рис. 15). Частица с фактором  $\beta = 1$  имеет радиус кольца около 11.5 см и примерно 13.6 хитов на кольцо. Каждый хит измерялся с пространственным разрешением 5.5 мм, а кольцевой радиус  $r$  измерялся с  $\sigma_r = 1.8$  мм разрешением в много-трековых событиях, что позволяло  $\pi/K$  разделение вплоть до импульсов 165 ГэВ [38]).

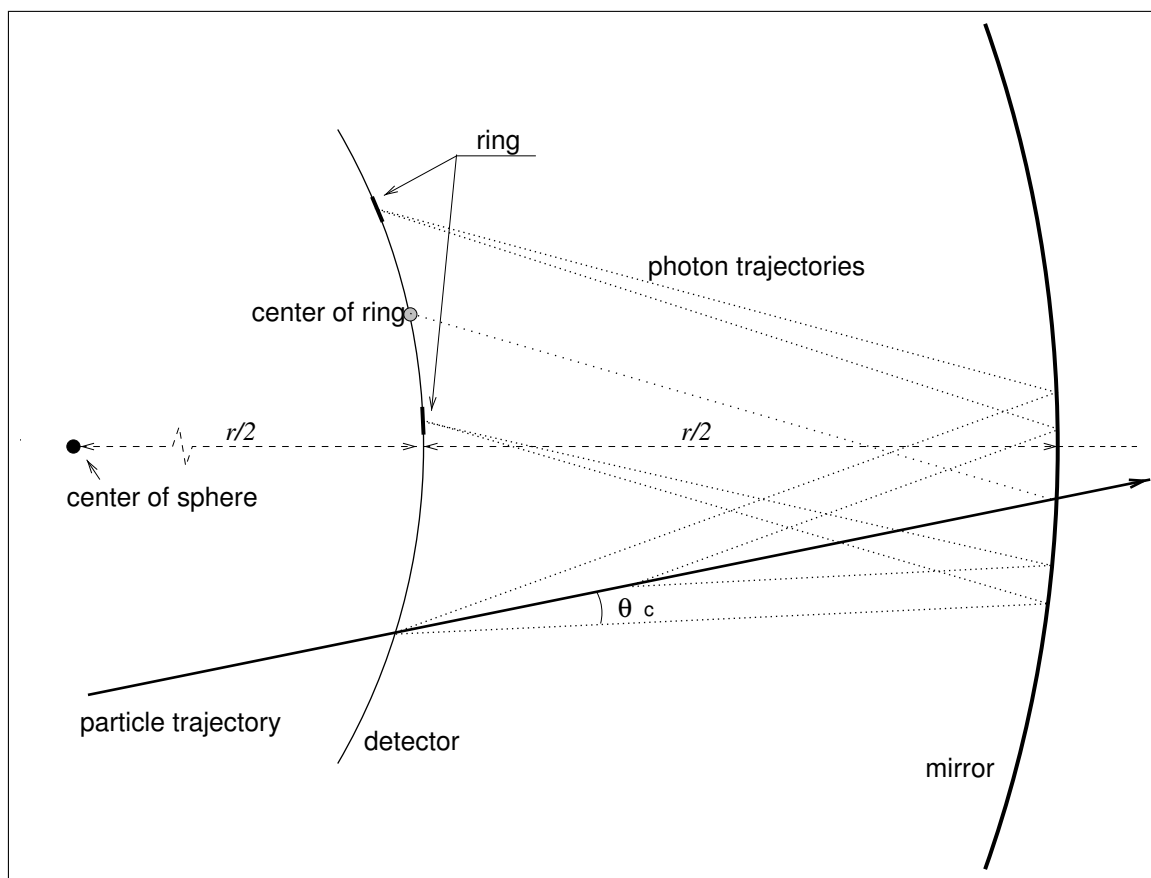


Рис. 12. Формирование колец на детектирующей поверхности RICH.

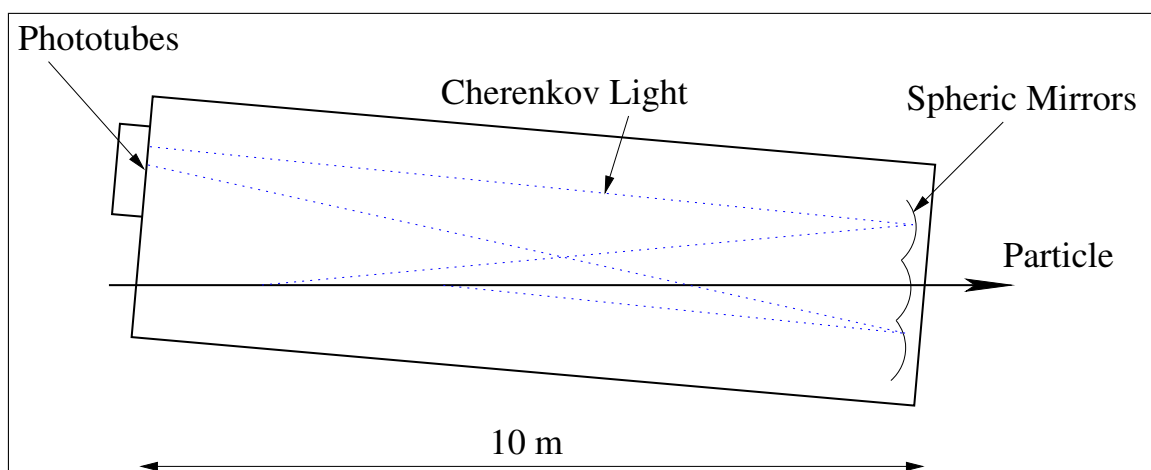


Рис. 13. Схематический вид RICH детектора.

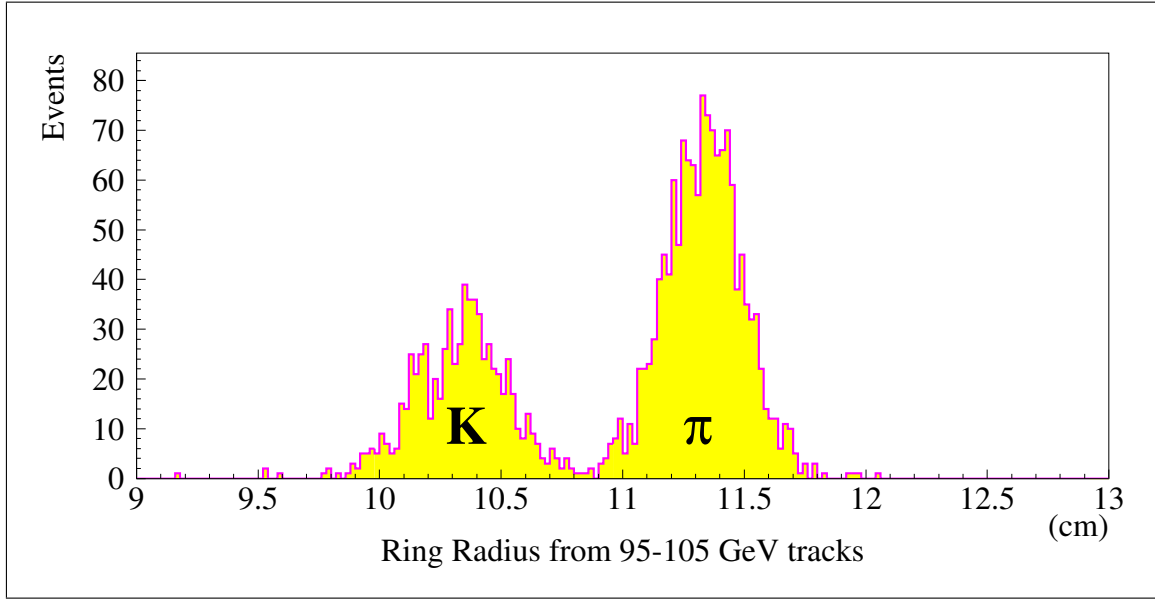


Рис. 14.  $K/\pi$  разделение в области 95-105 ГэВ. [38].

#### 1.7.6. Векторные Дрейфовые Камеры

Сразу за детектором RICH находятся две станции Векторных Дрейфовых Камер (VDC), известных как VeeA, VeeB [41]. Каждая станция имела три камеры с размерами  $116 \times 116$  см<sup>2</sup>, около 90% эффективностью и разрешением  $\sim 100\mu$ . Станции измеряли треки в  $x, y, u$  или в  $x, y, v$  проекциях. Каждая камера имеет 8 чувствительных плоскостей в центральной области (fine cells) (Рис. 16). Во внешней области (coarse cell) камера имеет 6 чувствительных плоскостей. В целом каждая камера может измерять проекции треков с количеством хитов до 8, что позволяет измерить позицию трека и его направление [41].

### 1.8. М3 Спектрометр

Центр магнита М3 находится в глобальной позиции  $z = 4240$  см. Апертурный размер магнита - 61 см по горизонтали и 25 см по вертикали. Магнитное поле в центре - 14.66 кГ, и оно придает частице в 1 ГэВ дополнительную поперечную компоненту  $p_t$  равную 0.72 ГэВ.

Спектрометр М3 использовался для улучшения детектирования распадов долгоживущих частиц. Система многопроволочных пропорциональных камер М3 PWC состоит из 5 камер - три передние камеры имеют поперечный размер  $60 \times 60$  см<sup>2</sup>, а две оставшиеся камеры имеют поперечный размер  $60 \times 100$  см<sup>2</sup>. Их свойства и характеристики аналогичны описанным для спектрометра М2, как и третья станция Векторных Дрейфовых Камер VeeC.

Отличием спектрометра М3 является наличие адронного калориметра, замыкающего установку SELEX. Нейтронный калориметр (NCAL) (Рис. 2) состоит из 50 сцинтилляционных панелей разделенных 50 железными пластинами с эффективной толщиной 15,6 длин взаимодействия.

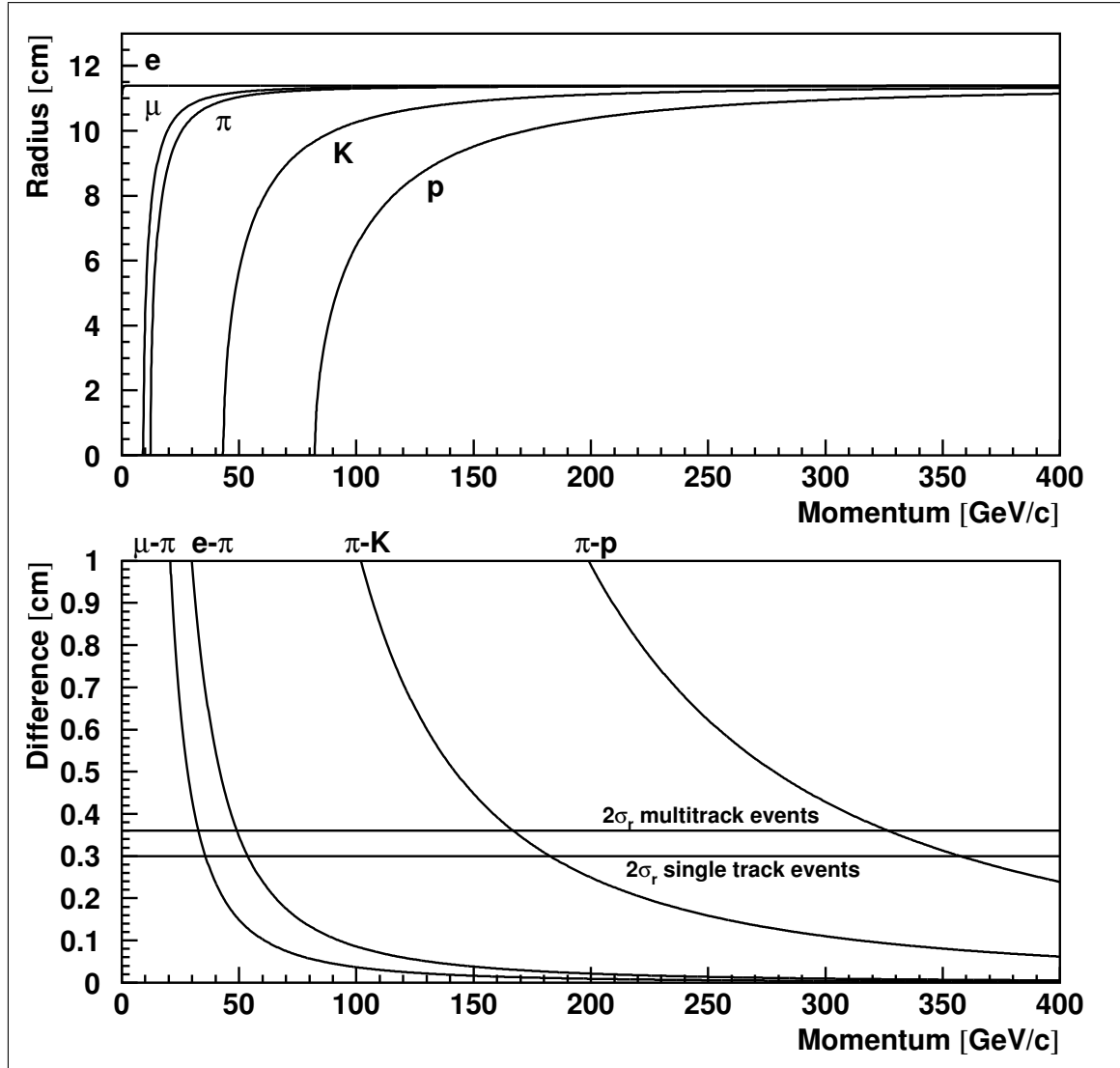


Рис. 15. Радиусы колец (верхний график) и разделение частиц (нижний график). Две горизонтальных линии на нижнем графике показывают достигнутое разрешение для много-трековых событий и одиночных треков, соответственно [38].

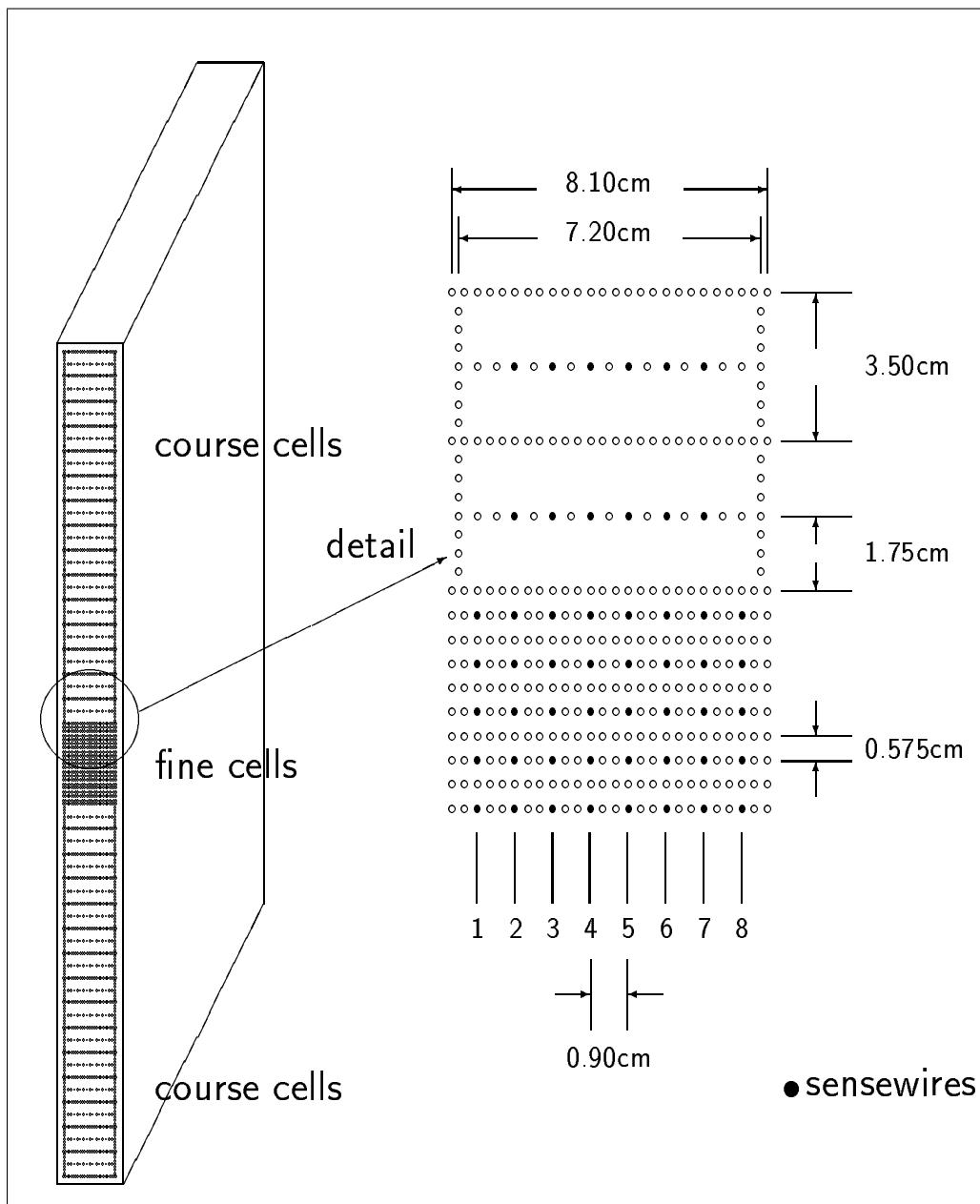


Рис. 16. Схема VDC камеры

## 1.9. Триггер и система сбора данных

SELEX Триггер использовал набор сцинтилляционных счетчиков (S1-S4), счетчики вето (VH1, VH2), счетчики взаимодействия (IC) и два годоскопа (H1, H2) показанных на Рис. 17. T0 триггер определяет пучковую частицу как совпадение S1, S2, S4 счетчиков без сигнала в счетчиках вето VH1 и VH2. Это позволяет отделить взаимодействия пучка перед чармовыми мишенями (с кремниевыми детекторами, например).

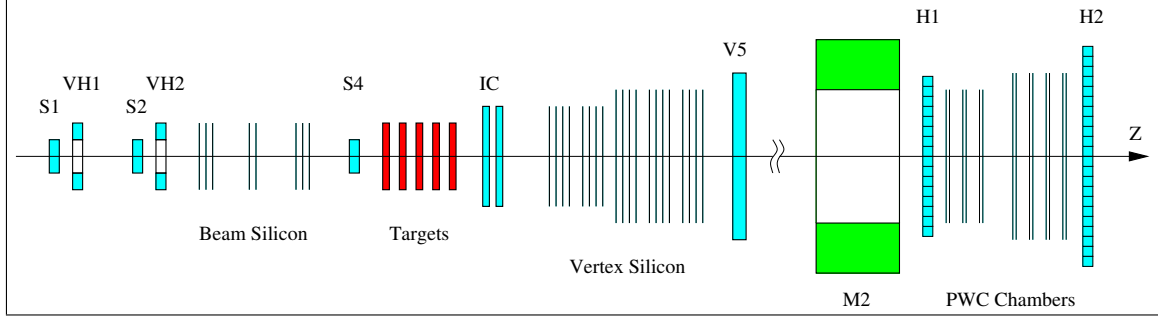


Рис. 17. Схематический вид элементов триггера SELEX

Амплитуда сигналов от счетчиков взаимодействия IC пропорциональна количеству прошедших частиц (Рис. 18). IC состоит из двух отдельных тонких счетчиков, и амплитуда сигнала снимается с каждого из них. Используя меньшую амплитуду от двух счетчиков для проверки множественности частиц существенно подавляет эффект Ландау колебаний амплитуды в отдельном счетчике [43].

Реконструкция всех вершин в режиме он-лайн была бы слишком медленной, поэтому SELEX использовал идею триггера на прицельный параметр. Если имеется пучковый трек и была найдена распадная вершина, событие принималось только если они пространственно не совпадают. В SELEX прицельный параметр должен быть не менее  $20 \mu\text{м}$ . Триггер эксперимента был четырехуровневым, где последний был программным. Схематический вид триггера показан на Рис. 19. Триггер нулевого уровня T0 запускался в случае наличия пучковой частицы и состоянием готовности спектрометра. Решение об обнулении данных в буфере кремниевой системы тоже принималось на уровне T0. Сигнал T0 так же использовался для синхронизации всей системы.

T1 триггер требовал наличие сигнала от счетчиков взаимодействия, сигнал от Пучкового TRD и два отклика в положительной области годоскопа H1 [44,45]. Взаимодействие в мишенях было определено как сигнал от счетчика взаимодействия IC в три раза большего чем от минимально ионизирующей частицы. В ранних сеансах Пучковый TRD не использовался, поэтому данные содержат как  $\pi^-$  так и  $\Sigma^-$  пучковую частицы. В последующих рахах Пучковый TRD использовался для запуска триггера только на барионы ( $\Sigma^-, p$ ).

Совпадение триггеров нулевого T0 и первого уровня T1 пересылало событие на триггер второго уровня T2, который был создан для включения информации от более медленных дальних детекторов.

Годоскопы располагаются за анализирующим магнитом M2. Эксперимент SELEX разрабатывался для изучений очарованных адронов с большими  $x_F$ . Поскольку очаро-



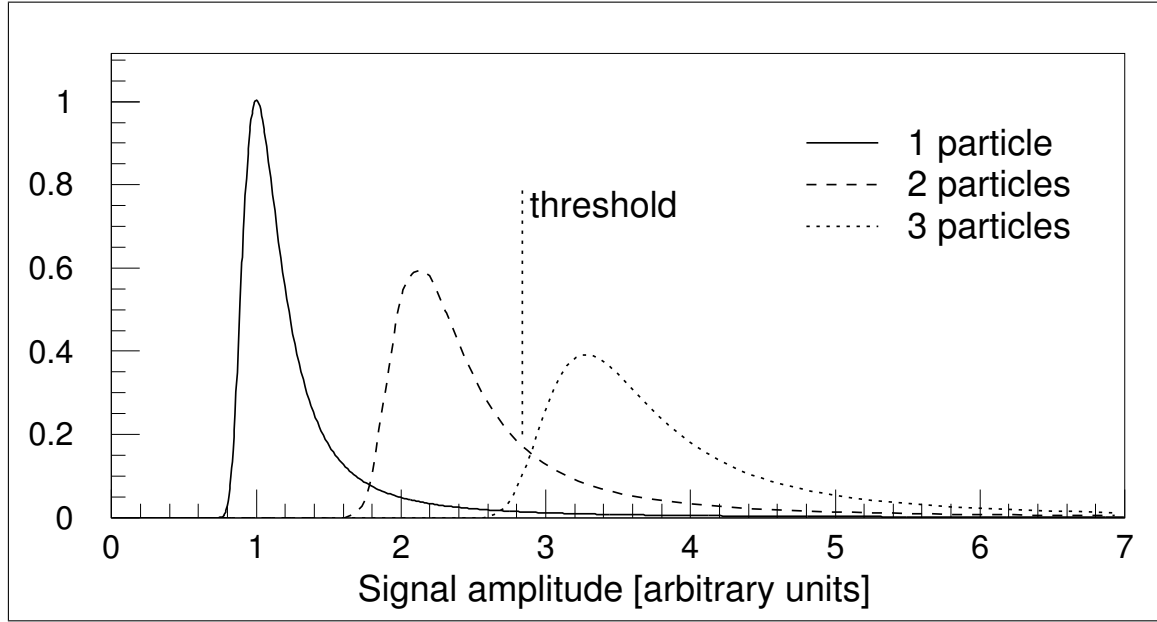


Рис. 18. Схематическое изображение измерения множественности событий в счетчиках взаимодействия, использующих амплитуду сигнала от IC [43]. Если амплитуда сигнала была больше пороговой, множественность в событии считается большей чем тройка. Длинные хвосты спектров амплитуды являются следствием Ландау колебания ионизационных потерь. Объединенная информация от двух счетчиков существенно уменьшила эффект Ландау флуктуации.

ванный кварк имеет положительный заряд, мы ожидали большее количество положительных треков в спектрометре M2, по сравнению с не-чармовым фоном.

Вместе с чарм (Charm) триггером, в эксперименте так же использовались другие (пучковые):

- Адрон-Электронный (Hadron-Electron) триггер упругого рассеяния, который смотрел конечные состояния с двумя негативными треками,
- Гиперонный (Hyperon) триггер, который искал состояния с одной заряженной частицей в районе мишени и три заряженные частицы в спектрометре.
- Эксклюзивный (Exclusive) триггер, который искал конечные состояния с 3-5 заряженными частицами.

Для очарованных частиц с большими  $x_F$ , релятивистский буст (relativistic boost) достаточно велик, чтобы обеспечить отделение вторичной вершины распада от первичной вершины взаимодействия пучкового трека и мишени. Поэтому события, которые прошли триггер, передаются в программный фильтр (Online Filter). Программа делает полную реконструкцию, включающую пучковый трек и высокоэнергетичные треки, достигающие M2 спектрометра. Все частицы, которые достигали RICH, также были идентифицированы. Событие проходило через фильтр, если в RICH были идентифицированы частицы, связанные с распадом очарованной частицы или один или несколько треков (их проекции назад) промахивались от первичной вершины.

Специальные исследования показали, что Online Filter уменьшил фон примерно в 8 раз и обладал около 50% эффективностью для типичного распада очарованной частицы.

События, набранные без фильтра, обрабатывались полным офф-лайн анализирующим кодом, и находились события с  $D$  мезонами и  $\Lambda_c$ . Те же события пропускались через фильтр, чтобы определить, какие события с очарованными частицами проходят фильтр. Конечно, фильтр терял некоторые события, но эффективность записи распадов очарованных частиц на одно событие значительно увеличивалась. Обработка всех лент занимала около полугода, поэтому фактор уменьшения количества записанной информации в 8 раз играл важную роль в ускорении получения физических результатов.

Когда событие проходило триггер, детекторам посылался сигнал на считывание их информации, которая затем отцифровывалась, упаковывалась и буферизовалась в двухпортовой памяти [45]. В среднем за цикл работы ускорителя (20-секунд сброса пучка и 40 секунд ожидания) в триггере накапливалось около 80000 событий, ожидающих принятия решения. События направлялись в 17-процессорный компьютер SGI Challenge, каждый из которых имел независимую (но идентичную для всех) версию SELEX Online Filter. События, которые проходили фильтр, записывались на диск. Часть событий с диска обрабатывались программой мониторингирования (контроля параметров) детектора для его проверки в течение набора данных. Размер одного события был около 6.5 kB. События на диске объединялись в 200 MB файлы, которые писались на ленту для дальнейшей обработки. Характерные частоты, на которых работал чарм триггер эксперимента SELEX показаны в Таблице 2.

Таблица 2. Оценка работы триггера SELEX

Триггер/Пучок	Определение	Частота
Пучок протонов	800 ГэВ протоны от Tevatron	$4 \cdot 10^{10}$ Hz
$\Sigma^-/\pi^-$ пучок	600 ГэВ вторичный пучок	600 kHz
T0	$S1 \cdot \overline{VH1} \cdot S2 \cdot \overline{VH}$	20 кГц
T1	$T0 \cdot (IC > 3) \cdot BTRD \cdot (H1, H2 > 2 \text{ pos})$	4 кГц
Online Filter	В событии имеется не только первичная вершина	500 Гц

Схематическая диаграмма SELEX триггера и системы DAQ - показана на Рис. 19.

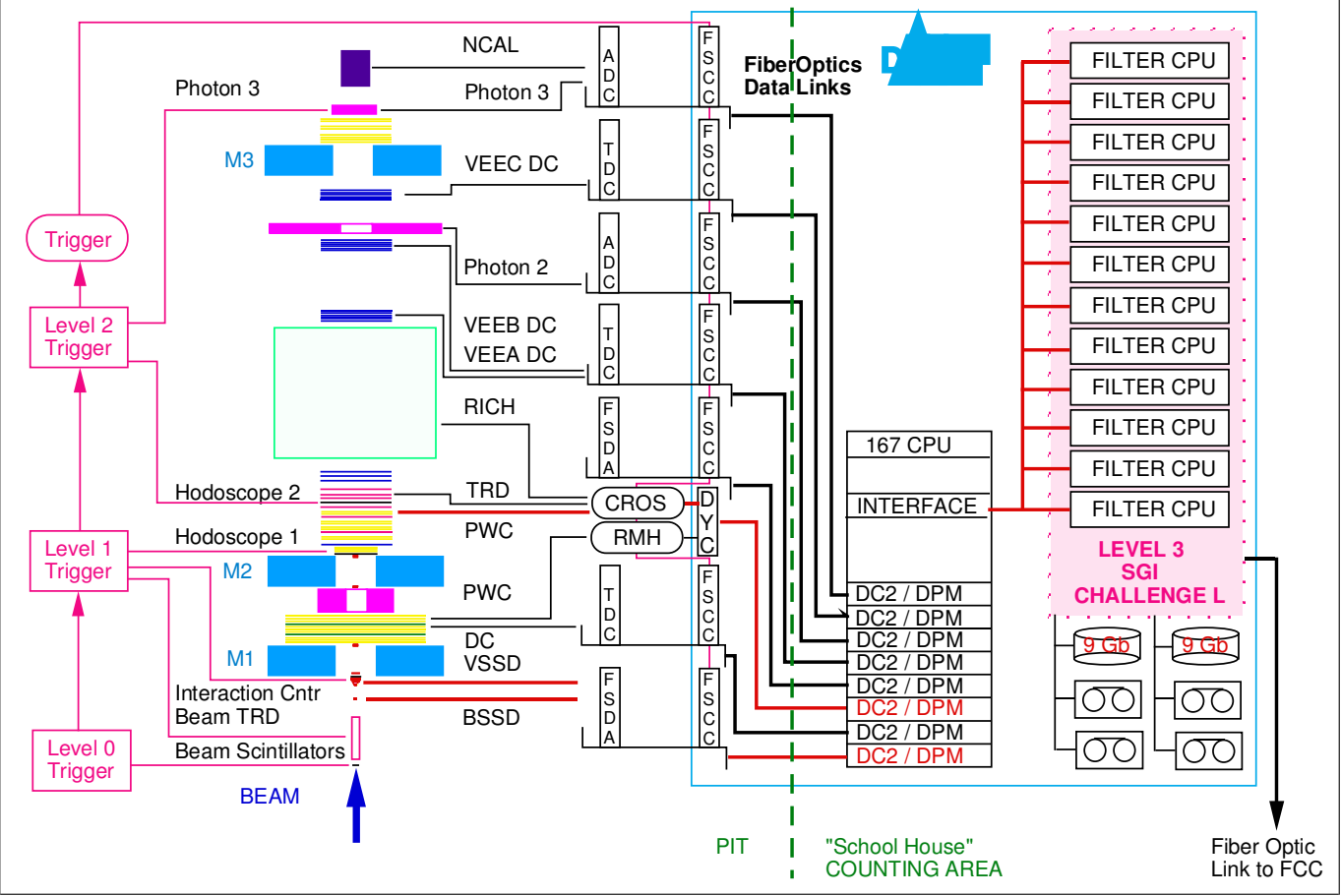


Рис. 19. Схематический вид SELEX Триггера и системы DAQ

## 2. Электромагнитный калориметр эксперимента SELEX

### 2.1. Общий вид детекторов Фотон

Как было упомянуто выше, спектрометр *SELEX* состоит из трех независимых спектрометров М1, М2, М3, каждый из которых включает детекторы Фотон 1, 2 и 3 [21]. Технически, каждый из этих спектрометров представляет полностью независимую систему. Детекторы Фотон были разработаны, чтобы обеспечить регистрацию гамма-квантов в областях энергий около 20, 50 и 500 ГэВ для Фотон 1, 2 и 3 соответственно. Каждый калориметр имеет модульную структуру с 630, 726, 316 блоками из свинцового стекла для Фотон 1, 2 и 3 соответственно. Каждый детектор имеет прямоугольное отверстие для пучка, который не провзаимодействовал в мишени. Структура детекторов Фотон подробно описывается в Таблице 3.

Таблица 3. Спецификация калориметров из свинцового стекла в *SELEX*.

	блоки		z позиция	поперечные размеры	
	маленькие	большие	см	общий [см <sup>2</sup> ]	отверстие [см <sup>2</sup> ]
Фотон 1	576	54	526.6	136.9 x 111	42.5 x 16.5
Фотон 2	540	186	3573.2	230.9 x 110.6	50.7 x 41.2
Фотон 3	316		5003.9	80 x 61	15.2 x 7.6

Вид Фотон 1 по направлению движения пучка показан на Рис. 20. Он расположен в конце спектрометра М1 на расстоянии 5.37 м от центра мишени и покрывает область углов от 20 до 100 миллирадиан. Внешние размеры Фотон 1 - 136.9 см по горизонтали ( $x$ ) и 111 см по вертикали ( $y$ ). Прямоугольная область  $42.5 \times 16.5$  см<sup>2</sup>, симметричная относительно центра прибора, оставлена открытой для прохождения быстрых частиц, которые будут проанализированы в других частях установки.

Вид Фотон 2 по направлению движения пучка показан Рис. 21. Он расположен в конце спектрометра М2 на расстоянии 35.67 м от центра мишени и покрывает область углов от 7 до 20 миллирадиан. Внешние размеры Фотон 2 - 230.9 см в по горизонтали  $x$  и 110.6 см по вертикали  $y$ . Прямоугольное отверстие  $50.7 \times 41.2$  см<sup>2</sup> расположено симметрично относительно центра прибора.

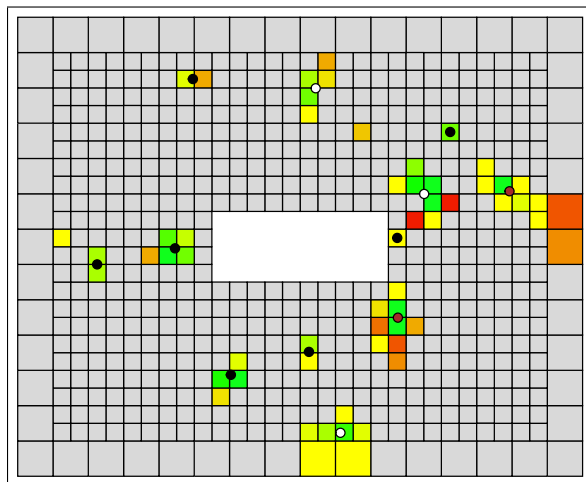


Рис. 20. Вид Фотон 1 со стороны мишени. Цветные квадраты показывают типичное распределение энергии в восстановленном событии. Черные точки - координаты восстановленных фотонных кластеров, белые относятся к остальным нейтральным частицам а заштрихованные - к заряженным частицам.

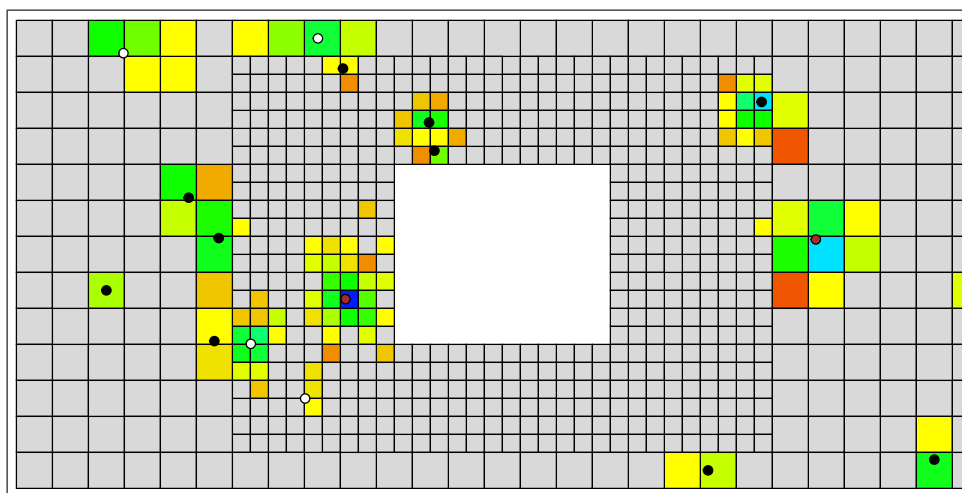


Рис. 21. Вид Фотон 2 со стороны мишени. Цветные квадраты показывают типичное распределение энергии в восстановленном событии. Черные точки - координаты восстановленных фотонных кластеров, белые относятся к остальным нейтральным частицам а заштрихованные - к заряженным частицам.

Вид по направлению движения пучка Фотон 3, созданный из элементов детектора установки E704 [53] показан на Рис. 22. Он расположен в конце спектрометра МЗ на расстоянии 50 м от центра мишени и покрывает область углов от 0 до 7 миллирадиан. Внешние размеры Фотон 3 - 80 см по горизонтали  $x$  61 см по вертикали  $y$ . Прямоугольное отверстие  $15.2 \times 7.6 \text{ см}^2$  смещено относительно центра прибора влево на 13.3 см (по направлению движения пучка).

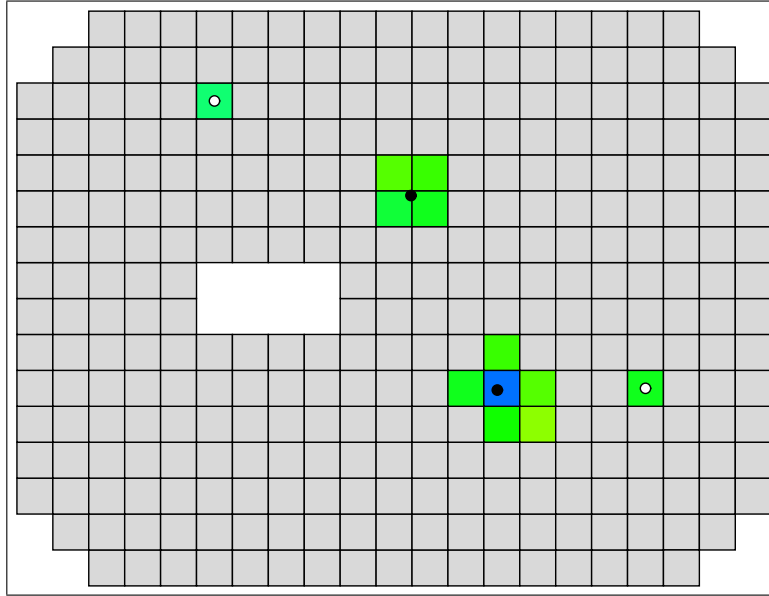


Рис. 22. Вид Фотон 3 со стороны мишени. Цветные квадраты показывают типичное распределение энергии в восстановленном событии. Черные точки - координаты восстановленных фотонных кластеров, заштрихованные - к заряженным частицам.

Каждый калориметр располагается в металлическом каркасе. Он защищает блоки свинцового стекла от света и магнитных полей. Каркас также служит в качестве герметического объема что позволяет обдувать делители фотоумножителей нейтральным сухим газом (азот). Таким образом уменьшается нестабильность работы фотоумножителей, вызываемых влажностью воздуха и нагревом.

## 2.2. Подвижные платформы детекторов Фотон

Для калибровки детекторов использовались две различные техники. В первом способе каждый блок детектора облучался электронами известных энергий. Во втором энергии фотонов в свинцовых стеклах были определены с использованием кинематики распадов  $\pi^0$ .

Для того, чтобы провести калибровку и другие тесты на пучке каждый из детекторов Фотон устанавливается на подвижную платформу. Стенды с подвижными платформами, как и сами детекторы Фотон, были созданы группами ИТЭФ (Москва) и ИФВЭ (Протвино) и установлены на рельсы в экспериментальном зале эксперимента SELEX.

Электрические двигатели (мощностью 2.2 кВт для Фотон 1, 2 и 3.0 кВт для Фотон 3) перемещают стенд вертикально. Каждый стенд обеспечен предельными выключателями для ограничения передвижения платформы и позиционными сенсорами связанными с

компьютерной системой медленного контроля (slow control) EPICURE [54]. Расстояние между конечными выключателями - 1000 мм для стенда Фотон 1, 1300 мм для стенда Фотон 2 и 640 мм для стенда Фотон 3.

Электрическая схема управления питанием собрана в стойках установленных около каждого детектора Фотон. Он содержит температурные-управляемые переключатели, реле управления двигателя, контролер направления вращений двигателя (фазовый инвертер), разъемы питания со стенда, разъемы интерфейса компьютера с EPICURE, и светодиоды, указывающими направление движения.

Система управления движением платформ и система их точного позиционирования во время калибровок были неоднократно протестированы. Измеренная скорость движения платформ составила 2.00 мм/сек для Фотон 1 и Фотон 2 и 4.00 мм/сек для Фотон 3. Вертикальная позиция подвижной платформы проверяется с хорошей линейностью и точностью лучше чем 0.5 мм с использованием ШЕЙБРО сенсоров позиции.

### 2.3. Счетчики из свинцового стекла

Схема счетчика из свинцового стекла показана на Рис. 23. Его основные компоненты - блок свинцового стекла и фотоумножитель.

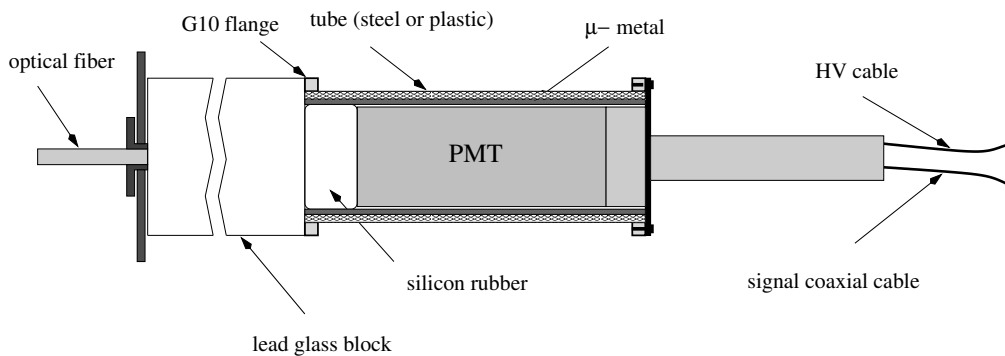


Рис. 23. Схематический вид счетчика из свинцового стекла.

Три типа свинцового стекла (смотри Таблицу 4 относительно деталей) использовались для детекторов Фотон. 576 внутренних блоков Фотон 1 и 540 внутренних блоков Фотон 2, с размерами  $42.5 \times 42.5 \times 340 \text{ мм}^3$  каждое, были сделаны из свинцового стекла типа TF1. Плотность TF1 свинцового стекла -  $3.86 \text{ г/см}^3$ , а радиационная длина счетчиков - 2.8 см с 5% точностью.

Размеры внутренних блоков из свинцового стекла были выбраны исходя из требований к позиционному разрешению. Для точного измерения позиции ливня от  $\gamma$  кванта, попавшего в середину блока, необходимо, чтобы ливень вышел за границы этого блока. Тогда изучение профиля этого ливня позволит более точно определить его координату. С другой стороны меньшие размеры счетчика ведут к уменьшению амплитуды сигнала зарегистрированного в нем, что ведет к большим статистическим флуктуациям при измерении энергии. Установлено что оптимальный размер для полного поглощения ливня -  $3 \times 3$  счетчика. Это означает, что при попадании  $\gamma$  кванта в середину блока, вся его энергия должна полностью выделиться в нем самом и окружающих его восьми блоках.

Таблица 4. Химический состав свинцового стекла.

	F8-00	TF1-000	TF101
PbO	45.0 %	51.2 %	51.2 %
SiO <sub>2</sub>	42.8 %	41.3 %	41.5 %
K <sub>2</sub> O	10.4 %	7.0 %	7.0 %
Na <sub>2</sub> O	1.8 %	-	-
As <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	-	0.5 %	-
CeO <sub>2</sub>	-	-	0.2 %
Refractive index, n <sub>e</sub>	1.62	1.65	1.65

Блоки из свинцового стекла типа F8 и с размерами  $85 \times 85 \times 340$  мм<sup>3</sup> используются в 54 внешних блоках Фотон 1 и для 186 внешних блоков Фотон 2. Плотность стекла типа F8 - 3.6 г/см<sup>3</sup>, а радиационная длина для него 3.1 см.

В Фотон 3 размер всех 316 блоков из свинцового стекла -  $38.1 \times 38.1 \times 450$  мм<sup>3</sup>. Они сделаны из двух типов стекла (TF1 и TF101) с немного разными физическими и химическими свойствами. Счетчики сделанные из наиболее радиационно стойкого свинцового стекла типа TF101 использовались для 128 центральных блоков детектора. Плотность свинцового стекла TF101 - 3.86 мм<sup>3</sup>, а его радиационная длина - 2.8 см.

Деградация оптических свойств свинцового стекла из-за радиационно разрушения могло быть очень существенным в эксперименте *SELEX*. Выбор TF101 материала для центральной части Фотон 3 мотивировался его стойкостью к радиационным разрушениям. В диссертации далее будет более детально описано мониторингирование процесса радиационного поражения стекол.

Черенковский свет, выделяемый при прохождении электромагнитного ливня через стекло детектировался фотоумножителями. В Фотон 3 и в небольших счетчиках Фотон 1 и Фотон 2 использовались ФЭУ-84-3 с диаметром фотокатода 34 мм. В больших блоках Фотон 1 и Фотон 2 черенковский свет регистрировался с помощью ФЭУ-110 с фотокатодом диаметром 68 мм.

Обычный магнитный экран использованный в Фотон 2, позволял ему работать в области магнитных поле до 6-8 Гаусс. Как видно из Рис. 2 расстояние между Фотон 1 и центром магнита M2 примерно 1 м, и в этой области поля могли достигать 20-30 Гаусс. Поэтому ФЭУ защищалось от магнитного воздействия специальным экраном, сделанным из  $\mu$ -металла и мягкой стали.

В Фотон 1 и 2, ФЭУ-84-3 и маленькие свинцовые стекла оптически связываются через светопроводящие вставки в форме *cookies*, сделанные из Silicon Rubber RTV-615 (Дженерал Электрик) с преломляющим коэффициентом 1.405. В больших стеклах оптический контакт достигается за счет их использования в паре с пластинами из плексигласа.

Размеры *cookies* представлены в Таблице 5. В Фотон 3 был использован другой материал - Silicon Rubber SILGARD. Приклеенный к блоку из свинцового стекла пластмассовый фланец служил в качестве крепления ФЭУ к своему делителю и его как магнитная защита. Дальнейшие тесты показали что локальная магнитная защита ФЭУ вместе с внешней железной коробкой обеспечивают достаточное экранирование магнитных полей.



Таблица 5. Спецификация *Cookies*.

Фотон	ФЭУ	Материал				Кол-во.
		Плексиглас		RTV615		
		Диам. (мм)	Толщина (мм)	Диам. (мм)	Толщина (мм)	
Фотон 1	ФЭУ-110	75	30	75	4	54
	ФЭУ-84-3			30	15	576
Фотон 2	ФЭУ-110			75	4	186
	ФЭУ-84-3			32	4	540
Фотон 3	ФЭУ-84-3			27	10	316

К внешней стороне каждого счетчика так же присоединялось оптическое волокно, использовавшееся для передачи световых импульсов от системы мониторинга.

## 2.4. Высоковольтное питание (HV)

Для эффективного использования источников высоковольтного питания, каналы с похожими коэффициентами усиления были сгруппированы в группы по 10. Каждая группа запитывалась одним каналом высоковольтного блока LeCroy 1440. Каждый высоковольтный канал программируется отдельно, позволяя независимую установку значения напряжения для групп фотоумножителей. Это особенно удобно во время сеансов калибровок. Тонкая настройка высоковольтного напряжения для каждого отдельного ФЭУ сделана с помощью потенциометров, установленных в калориметре.

Умножитель питания (Booster Power Supply или BPS) используется для поддержания стабильности коэффициентов усиления в Фотон 3, где загрузка более значительна. Эти модули BPS поддерживают постоянное напряжение на последних четырех диодах независимо от их загрузки. С их помощью была достигнута стабильность напряжения лучше чем  $10^{-3}$  при интенсивности пучка 1 МГц.

Четыре модуля BPS располагаются в одной крейте, который перемещается вместе с Фотон 3. Сборка BPS имеет вольтметр, чтобы устанавливать выбранное напряжение последовательно на каждый модуль и проверять текущее потребление тока в ФЭУ во время работы.

## 2.5. Электроника считывания данных

Выходы ФЭУ непосредственно связываются через 66-метровый коаксиальные кабели задержки с аналоговым входами Амплитудно-Цифровым Преобразователей (ADC). В E781 для считывания информации с детекторов Фотон используются FASTBUS ADC LeCroy 1881M. Крейты FASTBUS были располагаются в стойках, которые охлаждаются охлажденной водой. Температура крейтов контролируются той же системой EPICURE, который считывает показания температурных сенсоров, установленных внутри крейтов. Сами модули ADC управляются через контроллер FASTBUS Smart Crate Controller

(FSCC) [55]. FSCC по своей основе является бездисковым однопользовательским многозадачным компьютером. Каждый FSCC содержит микропроцессор Motorola 68030 с объемом памяти RAM 1 MB и интерфейсом Ethernet.

### 2.5.1. ADC

Каждый ADC модели LeCroy 1881M обеспечивает преобразование аналогового сигнала в цифровой FASTBUS формат одновременно для 64-х каналов. Он был специально разработан для экспериментов по исследованию элементарных частиц и удовлетворяет основному требованию современного эксперимента - имеет малое время конверсии.

LeCroy 1881M обеспечивает конверсионное время приблизительно  $12 \mu s$  для всех 64-х каналов. Он имеет высокую чувствительность  $50 fC$  на отсчет в 13-битной динамической области выше пьедестала для каждого канала. Допустимая ширина ворот может измениться от 50 до 500 нс. Передняя панель 1881M имеет 64 сигнальных входа и один вход для ворот. События загружаются в циклический буфер который может хранить до 64-х событий. В каждый канал может быть загружено свое значение порога, что позволяет эффективно бороться с шумами и уменьшить кол-во считываемых каналов. Оба управляющих дифференциальных ECL входа имеют балансирующую 102 Омную заглушкой. При необходимости для подключения модулей последовательно в цепь, заглушки с помощью специальных переключателей могут быть отключены.

После того, как контролирующий и статусный регистры выставлены в нужное положение, модуль готов к приему данных и находится в ожидание импульса ворот. Длительность импульса ворот определяет время приема данных. В течение подаваемого импульса ворот каждый из 64-х каналов интегрируют заряд, поступающий на них. Сразу за фазой сбора заряда следует его преобразование в цифровое представление и затем событие загружается в буфер, где ожидает режим считывания. Если выбран режим спарсификации (также известного как режим нулевого подавления), сбрасываются данные тех каналов, в которых сигнал ниже установленного порога. Использование этого метода позволяет существенно сократить объем передачи нежелательных данных через FASTBUS.

Сигнал быстрой очистки может быть подан на модуль в любое время от 100 нс после окончания ворот и до конца "Окна Быстрой Очистки"(FCW). Если сигнал очистки приходит в течении этого времени, событие, которое в настоящее время проходит процесс преобразования, будет сброшено.

Данные от 1881M сохраняются как 32-битовое слово, каждое из которых содержат данные о заряде, номере канала, географическом адресе и бите четности.

### 2.5.2. Локальная Триггерная Логика ADC

Задачей локальной триггерной логики ADC является прием сигнала от глобального триггера и передача его в нужное время и форме в модули ADC. Она должна удовлетворять следующим требованиям:

- Ворота должны быть достаточно длинными, чтобы успеть собрать сигнал с наименьшими потерями, но и не слишком долгими, так при этом будут собраны лишние шумы электроники.

- Четкий сигнал должен быть сгенерирован, если данное событие было отвергнуто. Следующие ворота могут не ранее чем через 800 нс и это время контролируются глобальной триггерной логикой.
- Во время обработки сигнала, сигнал ЗАНЯТО (BUSY) должен быть четко сгенерирован для предохранения появления дальнейших сигналов от глобальной триггерной логики. Этот статус будет поддерживаться пока LeCroy 1881M не перешлет данные в буфер и будет готово к обработке следующего случая. Длина этого периода зафиксирована в локальном триггерной логике и равна 15  $\mu$ с.
- Сигнал ЗАНЯТО также генерируется, когда в буфере ADC находится слишком много непрочитанных событий. По дизайну это число было 32, т.е. половина от количества событий, которое может быть загружено в буфер ADC.

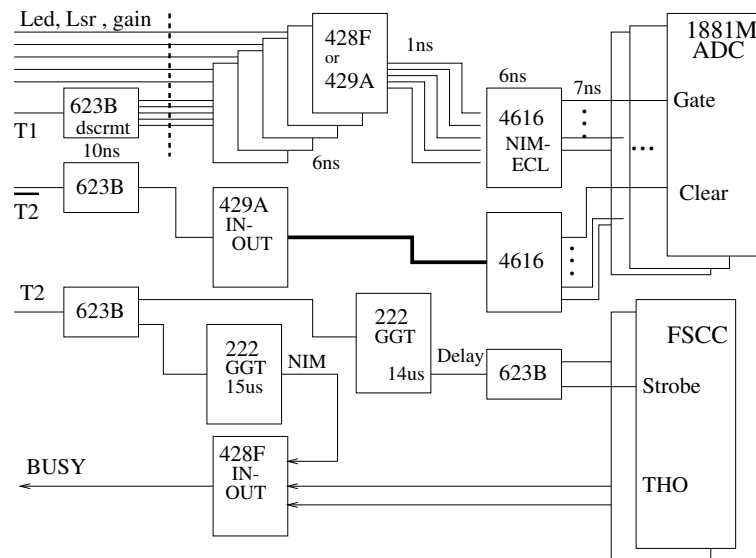


Рис. 24. Блоковая диаграмма локальной триггерной логики ADC.

После прихода сигнала  $T1$  и генерации ворот для ADC начинается оцифровка сигналов в LeCroy 1881M. Ворота генерируются через 30 нс после прибытия сигнала  $T1$  в дискриминатор. Для того, чтобы обеспечить правильную синхронизацию, триггерный импульс специально задерживается перед тем как достичь ADC модулей (показано как вертикальная прерывистая черта на Рис. 24.) Поскольку эта задержка должна быть одинаковой для всех ADC, считывающих данные от данного Фотон-а, время задержки было скорректировано отдельно для каждого детектора.

—  
Передающие модули имеют несколько ИЛИ входов. Это позволяет кроме сигнала  $T1$  подключать и другие источники. Это включает в себя сигнал ворот для проверки пьедестала, для проверки сигналов светодиода (LED) и лазера. Эти сигналы также задерживались перед поступлением на вход.

Следующий сигнал, поступающий от триггерной системы - это или  $T2$  или  $\bar{T}2$ , в зависимости от того было данное событие принято или отклонено. В случае принятия события,  $T2$  подключается к входу двух генераторов ворот LeCroy 222. Первый генератор имеет задержку  $14 \mu\text{s}$ . Задержанный выход использован в качестве строб сигнала на FSCC, сообщающего FSCC, что надо начинать читать данные от ADC. NIM выход второго LeCroy 222 используется как сигнал ЗАНЯТО и направляется в глобальную систему триггера, чтобы затормозить выработку следующего триггера в течении временного промежутка необходимого для преобразования сигнала. Этот сигнал ЗАНЯТО продолжается приблизительно  $15 \mu\text{s}$  и включен в логики ИЛИ с двумя другими выходами от FSCC называемыми ТНО (Выходы задержки триггера). ТНО установлен таким образом, что как только в буфере ADC накапливается более чем 32 события, сигнал переходит в положение ВЕРНО. Следовательно, когда есть 32 непрочитанных события в буфере ADC, вступает в силу сигнал ЗАНЯТО до момента считывания следующий события из ADC.

Различие в  $1 \mu\text{s}$  между этими двумя генераторами ворот устраняет промежуток между ЗАНЯТО от ADC и ЗАНЯТО от FSCC.

В случае если событие было отвергнуто,  $\bar{T}2$  генерирует сигнал очистки для всех ADC. После очистки ADC будут готовы принять следующее событие.

Временные диаграммы для этих двух ситуаций иллюстрируются на Рис. 25. На этом графике  $T12$  определяется глобальной логикой триггера, определяя различие времени между  $T1$  и  $T2$ , а  $Td$  - это корректирующая задержка для каждого отдельного детектора, необходимая для достижения общей синхронизацию.

## 2.6. Дополнительный триггер Фотон 3

Как отмечалось выше, суммарное энергетическое выделение в Фотон 3 было включено в  $T2$  логику триггера. Схема триггера представлена на Рис. 26.

Для фотоумножителей в каждом столбце чувствительный делитель посылает 5% сигнала на линейный формирователь а столбцы суммируются во втором. Наконец, дискриминатор генерирует  $T2$  сигнал триггера в случае, если энергия превышает установленный порог.

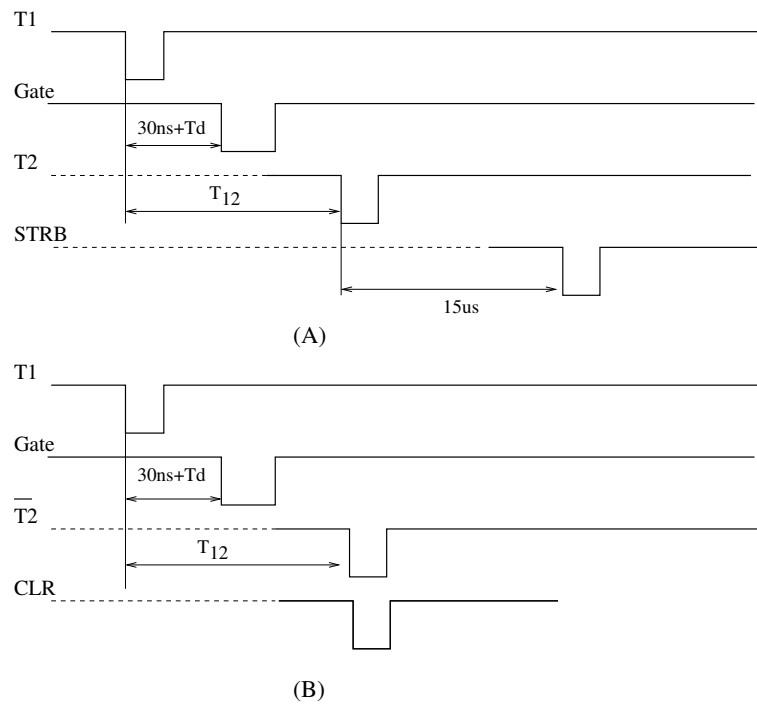


Рис. 25. Временная диаграмма лосальной триггерной логики (А):  $T1$  вместе с  $T2$ . Генерируются ворота и строб сигнал на вход FSCC, событие принято. (В)  $T1$  вместе с  $\bar{T}2$ . Генерируются ворота и сигнал сброса, событие отвергается.

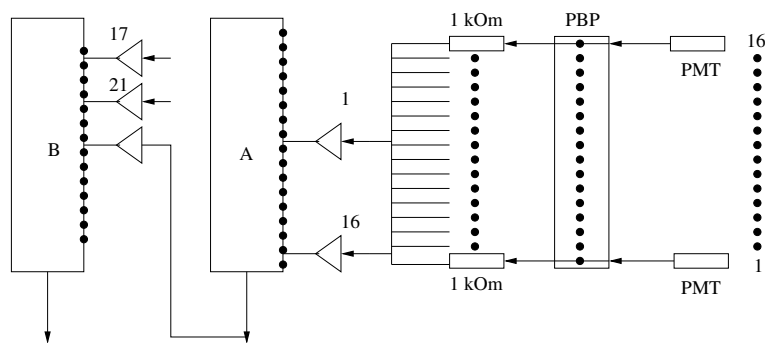


Рис. 26. Схематический вид триггера Фотон 3.

### 3. Мониторирование и калибровка калориметров Фотон

Данная глава посвящена описанию калибровки и мониторинга калориметров Фотон. Изменения в температуре ФЭУ и электроники, а так же уменьшение прозрачности стекла из-за радиационного повреждения могут вызывать как долгосрочные, так и кратковременные изменения амплитуды сигналов, считанных со счетчиков из свинцового стекла. Следовательно, калибровочные константы каждого счетчика должны контролироваться в течение длительных промежутков между калибровками. Система мониторинга калориметров Фотон эксперимента SELEX ответственна за следующие задачи:

- Текущий контроль правильного считывания всех каналов, с помощью посылки коротких световых импульсов *во время* и *между* пакетами пучка.
- Линеаризация каждого канала считывания. Линейность отклика проверяется в полном динамическом диапазоне. Для каналов с нелинейным откликом вводятся соответствующие корректирующие поправки.

Схема системы мониторинга показана на Рис. 27. Она включает две практически независимые системы, основанные на светодиодах (Light Emission Diode или LED) и на ультрафиолетовом (UV) лазере.

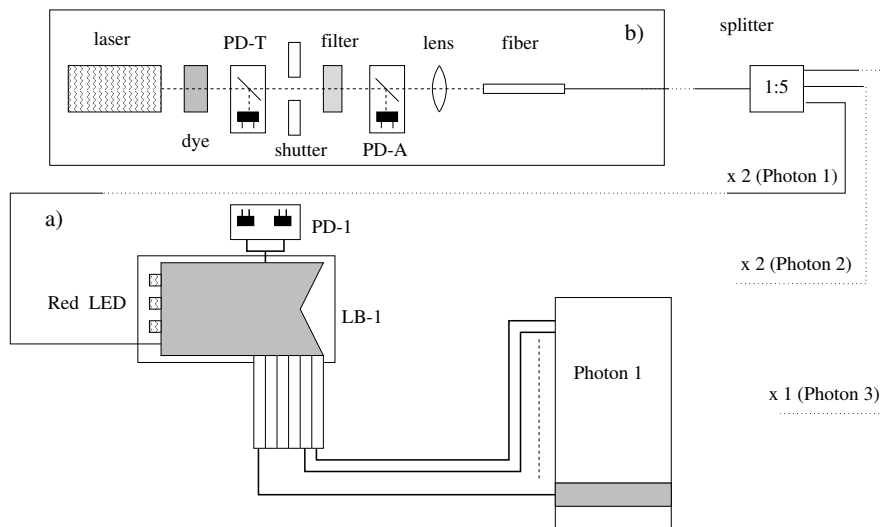


Рис. 27. Схематический вид системы мониторинга.

#### 3.1. Система мониторинга на светодиодах

Светодиодная система мониторинга доставляет короткие импульсы через оптические волокна к каждому счетчику. Основные элементы этой системы мониторинга:

- система распределения света,

- система светодиодов (красный, оранжевый),
- система высокостабильных PIN фотодиодов.

Система распределения света доставляет световые импульсы с фиксированными амплитудами в каждый из 1680 каналов считывания. Как было упомянуто выше, на лицевой панели, покрывающей свинцовые стекла, имеются отверстия примерно 1 мм для вставки оптического волокна, каждое из которых зафиксировано резиновой шайбой. Передняя панель защищена от внешнего света сменной крышкой. Система распределения света установлена в промежутке между передней панелью и этой крышкой.

Каждый калориметр имеет блок системы распределения света (LB), который переключает входной световой импульс от оптического источника в квази-однородный световой импульс на вход системы оптических волокон, которые идут на каждый блок из свинцового стекла. Световой короб состоит из цилиндрического пластмассового блока, с длиной  $\sim 10$  см и диаметром  $\sim 4$  см, и светового источника.

Световой источник основан на красном светодиоде типа AND190GRP (производство Hewlett Packard), для Фотон 1 и 2 и на красном и оранжевом LED для Фотон 3. Каждый LED поджигается коротким (100 нс) импульсом от палсера.

Связки оптоволокон, идущих к Фотон 1 и 2, состоят из стеклянных волокон с диаметром  $\sim 2$  мм и длиной  $\sim 200$  см. Связка оптоволокон Фотон 3 состоит из пластмассовых волокон, которые склеены вместе в жесткую структуру с диаметром  $\sim 3$  см. Концы волокон отрезаны и заполированы для обеспечения хорошей световой передачи. Волокно имеет диаметр  $\sim 1$  мм и длины от  $\sim 20$  до 80 см, подогнанным для достижения каждого канала Фотон 3.

Так как интенсивность выходной мощности от LED существенно меняется во времени, высоты их импульсов нормируются на фотодиоды. Две сборки, состоящие из фотодиодов с предусилителями (PD), оптически соединены с блоком распределения света через оптоволокон. Блоки фотодиода состоят из двух идентичных каналов. Два PIN-фотодиода соединяются с быстрым предусилителем, специально разработанному для *SELEX* группой Тель-Авивского Университета. Для этих целей был выбран фотодиод Hamamatsu S1223-03, поскольку он имеет достаточно большую полосу (20 МГц), большую активную область  $3.6 \times 3.6$  мм<sup>2</sup>, большой спектральный диапазон 320 – 1100 нм и низкий температурный коэффициент  $\sim 0.1\%/^{\circ}\text{C}$ . Световой импульс через оптические волокна и маленьких линз фокусируется на активной поверхности диодов. Выходной сигнал фотодиодов линеен над диапазоном эквивалентной световой энергии каждого калориметра и стабилен в течении длительного времени. Система мониторинга обеспечивает нормализацию сигналов фотодиода с  $< 1\%$  стабильностью.

### 3.2. Лазерная система мониторинга

Как было упомянуто выше, детекторы Фотон установлены на больших расстояниях от мишени и имеют очень различные динамические диапазоны, оперируя в диапазоне энергии от 1 до 500 ГэВ. Чтобы преодолевать потери при передаче энергетически эквивалентных по интенсивности световых импульсов широкого динамического диапазона, требуется лазерный световой источник. Лазерная система, основанная на лазере Photonics LN300C, использовалась для одновременного мониторинга всех трех де-

ткторов Фотон, проверяя линейность считывания с фотоумножителей и синхронизацию, а также же для симуляции *SELEX* триггера для детекторов Фотон в отсутствии пучка. Основные элементы системы состоят из:

- UV N<sub>2</sub> лазера, соединенного с блоком окрашивания пучка в различные цвета,
- дистанционно управляемого колеса, содержащего несколько фильтров для рассеивания лазерного пучка,
- первого уровня системы распределения света, расположенного около лазера, который распределяет его по волокнам, идущим на все детекторы Фотон.

Первый уровень системы распределения света (см. Рис. 27 б) ) состоит из лазера и простой оптической системы для управления амплитудой и синхронизации светового импульса и последующего направления его в длинное оптическое волокно.

N<sub>2</sub> лазера с энергией 280 мДж за импульс испускает короткий 4 нс импульс с длиной волны 337 нм на частотах 1-30 Гц. Он используется для накачки цветного лазера. В *SELEX* использовался голубой цвет с пиком около 425 нм и эффективностью преобразования 20 %.

Окрашенный световой пучок вводится в алюминиевый блок, который содержит первый PIN фотодиод, используемый для синхронизации (PD - T), компьютерно-контролируемый электромагнитный затвор, набор из 12 калиброванных нейтральных фильтров, установленных на управляемое колесо, второй PIN фотодиод, измеряющий амплитуду импульса (PD-A) и, в заключение, инжектор светового импульса в оптическое волокно с диаметром 1 мм и длиной ~ 80 м.

Сплиттер распределяет лазерный световой импульс к калориметрам в пропорции к их динамическим диапазонам и числу блоков свинцового стекла.

Поскольку Фотоны 1-3 имеют динамические диапазоны 20, 50, 500 ГэВ и состоят из 630, 726 и 316 счетчиков соответственно, световой импульс делится в пропорции 7/20/100.

### 3.3. Процедура мониторингирования

Ускоритель сбрасывает пучок в течение 20 с каждую минуту. Время между пучковыми пакетами используется для текущего контроля системы. Во время между двумя пакетами (interspill) ворота обеспечиваются через САМАС Fermilab 040 импульсных модуля с тремя независимыми выходами от каждого, и размещенных в САМАС корзине (Рис. 28). Первый вывод (Output 1) обеспечивает ворота для считывания пьедесталов АЦП с той же самой конфигурацией электроники как и в случае с триггером T1, в то время как Вывод 2 (Output 2) - разделяется на две части: первая используется, чтобы включить светодиод и второй, чтобы сгенерировать ворота для считывания отклика детектора.

Каждый детектор имеет собственную светодиодную систему, которая производит световые импульсы и распределяет их по каждому каналу. Второй сигнал, после некоторой задержки, направляется в дискриминатор LeCroy 623 и затем к системе генерации ворот T1. Третий вывод (Output 3) используется для лазерных измерений. Он посылает триггерный сигнал лазеру и в то же самое время генерирует ворота для считывания пьедесталов. Триггерный сигнал лазера передается кабелем длиной приблизительно 100 м на





### 3.4. Магнитный тест детекторов Фотон

Как уже было упомянуто ранее, в *SELEX* на ФЭУ воздействуют значительные магнитные поля. Ближайший к Фотон 1 магнит M2 генерирует магнитное поле  $H \leq 13$  кГс. Для изучения эффектов воздействия магнитного поля использовалась светодиодная система мониторингирования. Амплитуды светодиодных сигналов были получены для следующих четырех случаев:

1.  $A_{initial}$  для магнитного поля  $H = 0$ , перед включением магнита;
2.  $A_+$  для  $H = +13$  кГс, положительный ток  $I = +2500$  А;
3.  $A_-$  для  $H = -13$  кГс, негативный ток  $I = -2500$  А;
4.  $A_{final}$  для  $H = 0$ , после выключения магнита.

Были измерены следующие изменения амплитуды:

$$\begin{aligned}\Delta_{+i} &= (A_+ - A_{initial})/A_{initial} = (-22 \pm 4) * 10^{-4} \\ \Delta_{-i} &= (A_- - A_{initial})/A_{initial} = (-0.4 \pm 3.5) * 10^{-4} \\ \Delta_{+-} &= (A_+ - A_-)/A_- = (-19 \pm 4) * 10^{-4} \\ \Delta_{+f} &= (A_+ - A_{final})/A_{final} = (24 \pm 3) * 10^{-4} \\ \Delta_{-f} &= (A_- - A_{final})/A_{final} = (3 \pm 4) * 10^{-4} \\ \Delta_{fi} &= (A_{final} - A_{initial})/A_{initial} = (5 \pm 2) * 10^{-4}\end{aligned}$$

Как видно, все различия в амплитудах значительно ниже 1%. Эти результаты подтверждают, что локальная магнитная защита совместно с железной коробкой детектора обеспечивают хорошее магнитное экранирование для ФЭУ детекторов Фотон.

### 3.5. Реконструкция события в калориметрах Фотон

Алгоритмы использованные для восстановления частиц в калориметрах из свинцового стекла описаны в [56] и [57]. Программа реконструкции калориметров Фотон была интегрирована в общую программу реконструкции спектрометра *SELEX Offline Analysis Program* (SOAP). База данных детекторов Фотон содержит всю информацию относительно геометрии детекторов, коэффициенты усиления, пьедесталы и другие данные, необходимые для реконструкции. Реконструкция начинается с поиска счетчиков где произошло выделение энергии и вычисления ее величины. Если энергия, выделившаяся в счетчике превышает некоторый порог, соответствующий канал используется для формирования первичных кластеров. В следующем шаге программа ищет координаты локальных максимумов в каждом кластере, а затем восстанавливается точка входа частицы в калориметр.

Когда несколько фотонов попадают в калориметр близко друг от друга, проблема реконструкции становится более сложной из-за перекрывания кластеров. Один из способов разделить такие кластеры это начать фитировать двух-размерные функции с набором амплитуд, при этом варьируя координаты и энергии фотона. К сожалению, этот алгоритм очень процессороемкий, поэтому был использован альтернативный метод.

После нахождения максимумов в первичных кластерах, производится сравнение каждой формы ливня с *идеальной* в терминах  $\chi^2$ . База данных содержит конфигурации

ливня для нескольких фиксированных энергий для трех типов блоков свинцового стекла согласно типу стекла и размера блока. Цель этой базы данных состоит в том, чтобы описать форму ливня в терминах координат *центра тяжести* кластера. Если имеется кластер с координатами центра тяжести  $(X_C, Y_C)$  и счетчик с координатами  $(X, Y)$ , функция  $phot\_cell(X - X_C, Y - Y_C)$  вычисляет энергию в каждой ячейке в предположении, что ливень электромагнитный и имеет идеальную форму. Программа затем сравнивает полученное значение с реально измеряемыми и вычисляет  $\chi^2$ . Если этот  $\chi^2$  удовлетворяет условию ( $\chi^2 \leq \chi_{max}^2$ ), кластер будет принят как фотон, или будет выполнено разделение, использующее итерационную процедуру введение второго пика фотона, основываясь на позициях остальных локальных пиков. Кластер соответствует нейтральному адрону, если  $\chi^2$  остается высоким после всех итераций. Для идентификации частиц в калориметрах Фотон используется информация о треках, полученная от спектрометра *SELEX* и используемая для оценки их точек пересечения с передней плоскостью калориметра. Для каждого кластера вычисляется различие  $x_r$  между самой близкой точкой вхождения и центром кластера. Если  $x_r$  превышает ограничение  $h_r$  (максимальный адронный радиус), то кластер рассматривается как *фотон*. Обычно  $h_r = 5$  см, но значение  $h_r$  может зависеть от конкретной физической задачи. Кластер с  $x_r \leq h_r$  будет классифицирован как электрон, мюон или заряженный адрон в зависимости от  $\chi^2$  значений энергии, восстановленного импульса и размерностей кластера. Для кластеров, идентифицированных как фотоны, вводится дополнительная поправка на координаты  $(X, Y)$  по формуле Леднева [56], которая помогает убрать влияние случайных выбросов и улучшить координатную разрешающую способность.

### 3.6. Изучение пространственного разрешения детекторов Фотон

Пространственное разрешение прибора была оценена с использованием электронов, набранных во время калибровок. На пространственное разрешение прибора влияют поперечные размеры электромагнитного ливня и размер самого счетчика из свинцового стекла. Чтобы измерить конфигурацию ливня, отношение амплитуд в двух соседних блоках измерялось как функция координаты точки входа электронного пучка. Поперечный размер ливня определен радиусом Мольера  $R_M$ ,

$$R_M = X_0 E_S / E_C, \quad (1)$$

Где энергия  $E_S \sim 21$  МэВ,  $E_C$  для TF1 блока свинцового стекла - 15 МэВ, и  $X_0$  - 2.5 см. Наблюдаемые размеры ливней согласуются со значением радиуса Мольера  $R_M = 3.5$  см для свинцового стекла.

Данные калибровки использовались для оценки пространственного разрешения калориметров как функции позиции пучка. Разрешающая способность детекторов Фотон изменяется в диапазоне 2.0 – 5.5 мм, с улучшением при движении от центра блока к его краю.

### 3.7. Изучение поправок на угол входа частиц

Если угол падения гамма-кванта к поверхности стекла не  $90^\circ$ , настоящая точка вхождения фотона в калориметр и проекция максимума ливня не совпадают. Соответствующую

—

щие поправки могут быть получены экспериментально при изучении ливней от электронов, падающих на свинцовое стекло под различными углами.

Для этого были отобраны электроны в чарм- и специальном триггере (Раздел 1). Система реконструкции спектрометра *SELEX* определяет их траекторию, точку входа  $r_{act}$  и угол  $\theta$  падения на блоки свинцового стекла. После этого вычисляется центр тяжести электронного ливня  $r_{clus}$ . Поправка  $(r_{clus} - r_{act})$  определяет глубину ливня:

$$D = (r_{clus} - r_{act}) / \sin \theta. \quad (2)$$

Было найдено что самое лучшее среднее значение глубины ливня  $D$  для всех энергий детекторов Фотон - приблизительно  $16 \pm 3.5$  см. Для Фотон 3 эти поправки не нужны так как он принимает только фотоны с углами  $< 8$  мрад.

### 3.8. Калибровка детекторов Фотон на электронах и $\pi^0$

Во время сеанса набора данных калориметры были откалиброваны несколько раз с использованием специального электронного пучка. Каждая калибровка представляла собой облучение калориметра электронами известных энергий для получения констант калибровки для всех каналов детекторов Фотон. Во время калибровки, передвижные платформы перемещали калориметр в вертикальном направлении, чтобы поместить каждый ряд счетчиков под пучок. Горизонтальное отклонение пучка обеспечивалось магнитами эксперимента. Однако отклик калориметра к фотонам и электронам немного различается [58]. Чтобы получать более точные константы калибровки, нужно использовать  $\pi^0$  из реальных событий [59]. Следующий шаг включает в себя отбор событий с двумя фотонами и выполнение калибровки, использующей двух-фотонный констрейн-фит .

#### 3.8.1. Отбор событий для калибровки на $\pi^0$

Чтобы выполнить  $\pi^0$  калибровку, были проанализированы данные Exclusive триггера. Были отобраны события с двумя фотонами, имеющим энергию от 5 ГэВ и выше каждый и с общей энергией более чем 15 ГэВ. Размерность кластеров, произведенных фотонами должна была быть больше чем два счетчика для уменьшения фонов. Кандидаты в фотоны, имеющие одинаковую  $\pm 4$  мм у-координату, отбрасывались по причине большой вероятностью того, что они произошли от рассеяния. Если после применения данных обрезаний в Фотон 2 и Фотон 3 оставалось менее двух фотонов, производился дополнительный поиск в Фотон 1 с более низким порогом энергии фотона - 0.5 ГэВ. Чтобы уменьшать размер выходных данных, события с инвариантной массой двух фотонов менее чем 50 МэВ отклонялись. События с общей множественностью более чем 15 так же отклонялись для уменьшения комбинаторного фона.

Начальные калибровочные константы были вычислены из данных электронной калибровки, поправленных с помощью системы мониторингирования на светодиодах:

$$G = G_0 \times \frac{A^{LED}}{A_0^{LED}} \quad (3)$$

Где  $G$  и  $G_0$  - константы (gains) для текущего и калибровочного рана соответственно, а  $A^{LED}$  и  $A_0^{LED}$  амплитуды соответствующих светодиодных сигналов.

Затем из событий, выбранных для  $\pi^0$  калибровки, были отобраны те, в которых один из счетчиков имеет больше чем половину всей энергии кластера. Массовое распределение двух  $\gamma$ -квантов фитировалось полиномом сопряженным с Гауссом. Коэффициент счетчика  $i$  получался итерационно, как:

$$G(k+1)_i = G(k)_i * \sqrt{M(\pi^0)_{PDG}/M(\pi^0)_{fit}}. \quad (4)$$

Где  $k$  - число выполняемых итераций,  $M(\pi^0)_{PDG}$  - масса  $\pi^0$  из PDG [65] и  $M(\pi^0)_{fit}$  -  $\pi^0$  масса, вычисленная для  $\pi^0$  кандидатов в данном событии. Итеративная последовательность сходится в приблизительно пять итераций. Фотон 2 и Фотон 3 были откалиброваны в первую очередь, затем была выполнена калибровка Фотон 1. В заключении та же самая процедура выполнялась на стандартных ранах, набранных в Charm триггере. Новые таблицы с коэффициентами усиления были созданы для каждой группы из приблизительно 200 ранов.

### 3.8.2. Результаты калибровки на $\pi^0$

Параметры двух-фотонного массового спектра были получены для нового набора калибровочных коэффициентов. Единственный отбор, использовавшийся здесь был по энергии фотона, и массовый спектр был отфитирован простым Гаусс-распределением. Результаты фитирования  $\pi^0$  массы для событий, полученных с Charm триггером, показаны на Рис. 29 и Таблице 6. Первый столбец в таблице показывает конкретную комби-

Комбинация фотонов	масса $\pi^0$ , ГэВ	ширина $\pi^0$ , ГэВ	$\sigma(M)/M$ , %	диапазон энергии $\gamma$ , ГэВ
11	$133.0 \pm 0.05$	$9.7 \pm 0.1$	$7.2 \pm 0.1$	1-10 ГэВ
12	$136.8 \pm 0.07$	$9.6 \pm 0.12$	$7.0 \pm 0.1$	
22	$135.6 \pm 0.02$	$7.7 \pm 0.03$	$5.6 \pm 0.4$	2-40 ГэВ
23	$135.6 \pm 0.02$	$7.0 \pm 0.03$	$5.1 \pm 0.4$	
33	$134.6 \pm 0.02$	$5.9 \pm 0.03$	$4.3 \pm 0.4$	4-80 ГэВ

Таблица 6. Результаты калибровки на  $\pi^0$ .

нацию детекторов Фотон, формирующих  $\pi^0$  кандидаты. Здесь мы рассматриваем только изолированные фотоны с  $E_\gamma > 2$  ГэВ и попавшие далеко от краев и отверстий детекторов. Типичный систематический сдвиг  $\pi^0$  по массе меньше чем  $0.5 \text{ МэВ}/c^2$  (за исключением Фотон 1, где сдвиг составляет  $1.2 \text{ МэВ}/c^2$ . Как и предполагалось, Фотон 2 показывает самые лучшие пространственное и энергетическое разрешение.

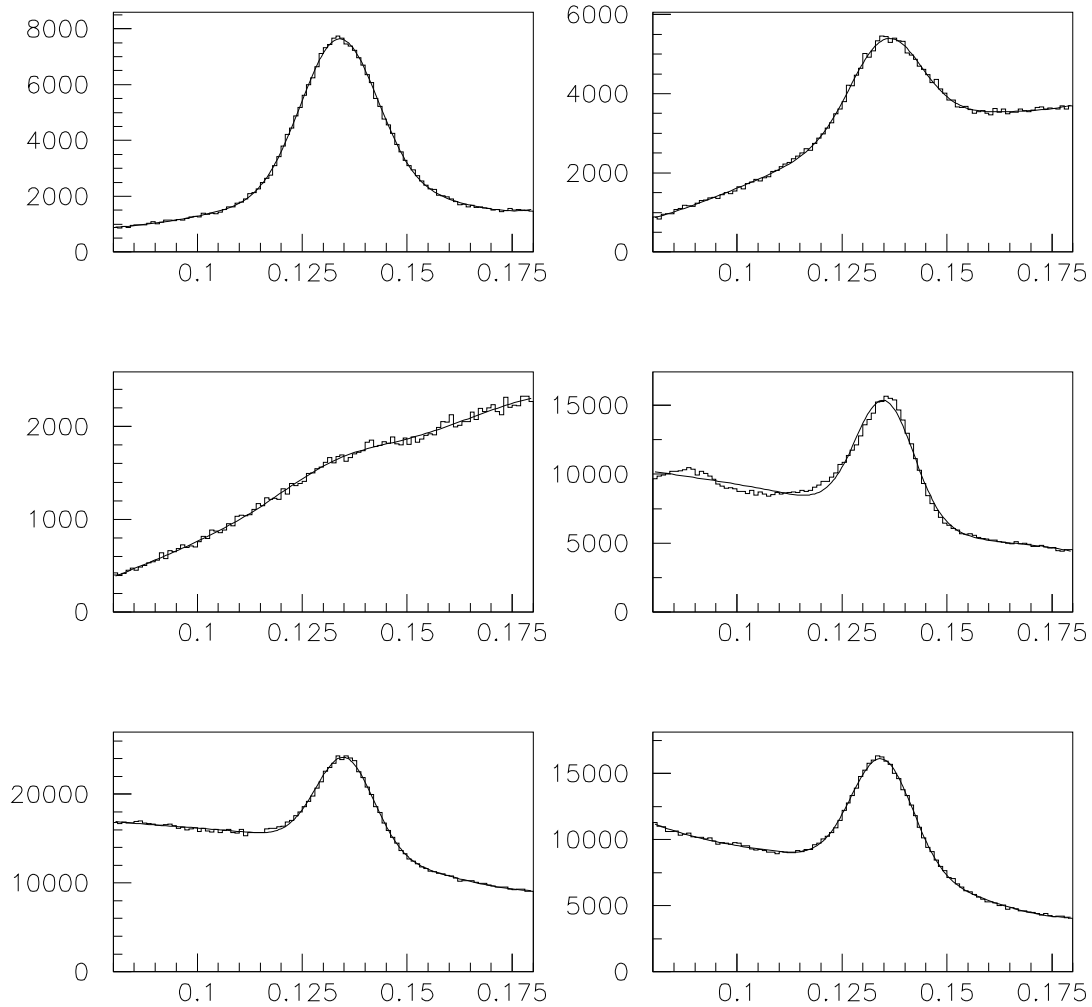


Рис. 29. Распределение для эффективной массы  $\gamma - \gamma$  системы для изолированных фотонов с  $E_\gamma > 2$  ГэВ. Верхний левый угол - оба фотона попали в Фотон 1 (11). Верхний правый угол - первый фотон попал в Фотон 1, а второй фотон попал в Фотон 2 (12). Слева в среднем ряду - первый фотон попал в Фотон 1, а второй фотон попал в Фотон 3 (13). Справа в среднем ряду - оба фотона попали в Фотон 2 (22). Нижний левый угол - первый фотон попал в Фотон 2, а второй фотон попал в Фотон 3 (23). Нижний правый угол - оба фотона попали в Фотон 3 (33). Результаты фита представлены в Таблице 6.

### 3.9. Мониторирование калориметров Фотон во время сеанса

Долговременная стабильность работы каждого калориметра был проверена проверкой уровня пьедесталов АЦП и значений коэффициентов усиления. Было найдено, что

они были стабильны в пределах нескольких процентов в течение всего времени работы [62]. Рис. 30 показывает значения пьедесталов для трех типичных модулей, снятых за период в несколько месяцев. Если значения пьедесталов значительно изменялись, новые значения вносились в базу данных. Самые большие изменения обычно были зарегистрированы в ранах, проводимых сразу после длительного отключения детекторов (например во время устранения неисправностей ускорителя и др.) когда электронике требовалось некоторое время для достижения нормальных (рабочих) условий температуры.

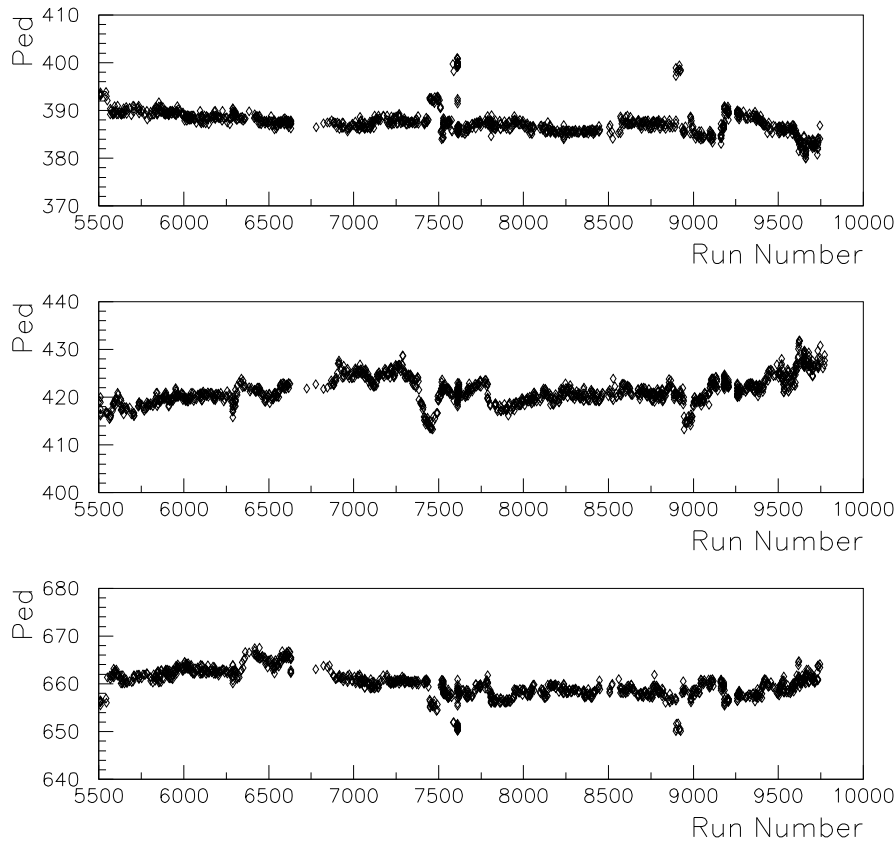


Рис. 30. Значения пьедесталов АЦП для трех типичных счетчиков (по одному из каждого калориметра Фотон) во время набора данных.

### 3.10. Мониторирование радиационного повреждения

Известно несколько исследований радиационного повреждения различных типов счетчиков из свинцового стекла при облучении их частицами высоких энергий. Радиационное повреждение свинцового стекла в детекторах Фотон мониторировалось двумя световыми источниками: красным светодиодом (LED), и зеленым лазером (LSR). Было обнаружено, что в исследуемом диапазоне доз облучения, красный свет от светодиодов проходит стекла без значительного ослабления, и даже после одного года облучения прозрачность стекла к красному цвету изменяется незначительно. Поэтому все изменения уровня сигнала от ФЭУ связаны с кратковременными нестабильностями самого ФЭУ или другой электроники.

С другой стороны зеленый свет лазера, проходящий через стекло имеет очень небольшое ослабление, если блок свинцового стекла не поврежден. После облучения (несколько сотен рад для стандартного свинцового стекла и приблизительно 10000 рад для радиационно стойкого стекла) прозрачность блока для зеленого света значительно понижается. Сравнение сигналов от светодиодов и лазерного источников позволяет отделить неустойчивость самого ФЭУ и питающей его электроники и определить собственно радиационное повреждение стекла.

Два контролирующих измерения было проведено в течение первой калибровки детекторов Фотон (декабрь 1996) и после окончания приема данных (сентябрь 1997). Распределение непоправленных отношений лазерных сигналов с нормализацией на PIN фотодиоды дано как

$$R_{uncorr} = \frac{A'_{laser}}{A_{laser}} \quad (5)$$

Где  $A_{laser}$  и  $A'_{laser}$  - значения сигналов ФЭУ от лазерного источника в начале (декабрь 1996) и конце (сентябрь 1997), нормализованные на соответствующие амплитуды фотодиодов. Эти распределения показаны пунктирной линией на Рис. 31 и показывают значительные изменения сигналов в счетчиках. Чтобы оценивать эффект радиационно-

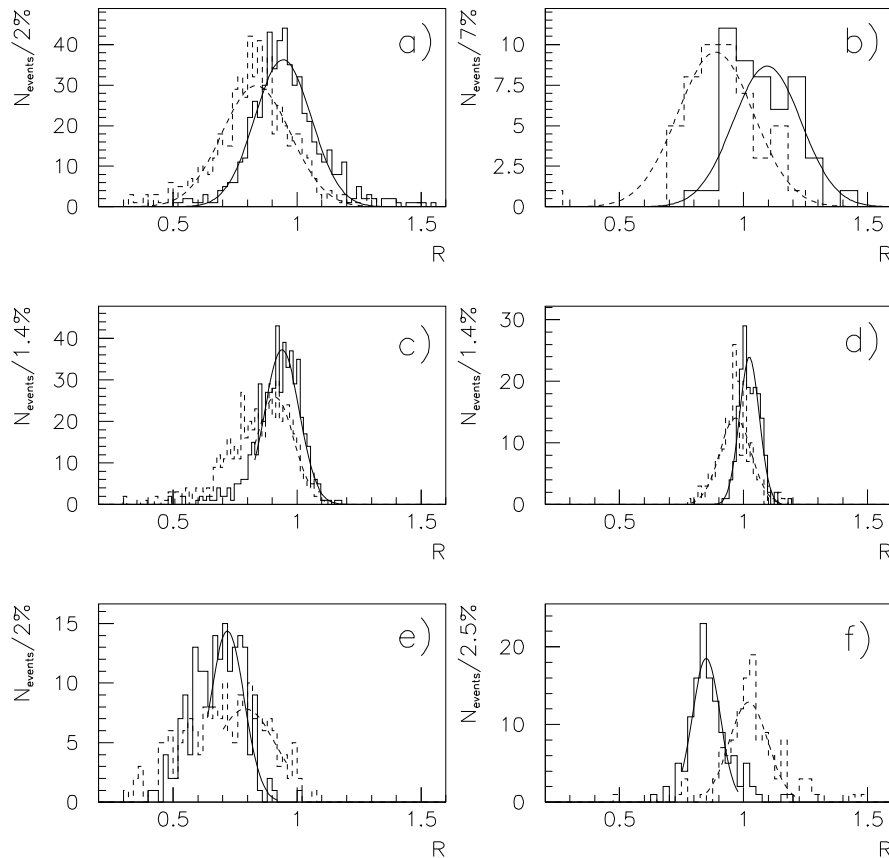


Рис. 31. Распределение  $R_{corr}$  (сплошная гистограмма) и  $R_{uncorr}$  (пунктирная гистограмма) для (a) маленьких и (b) больших блоков Фотон 1, для (c) маленьких и (d) больших блоков Фотон 2 и для (e) обычного и (f) радиационно стойких блоков Фотон 3. Кривой линией представлен Гауссовский фит.



го поражения требуется дополнительная поправка на соответствующий светодиодные:

$$R_{corr} = R_{uncorr} \times K_{corr} \quad (6)$$

Где

$$K_{corr} = \frac{A_{LED}}{A'_{LED}}. \quad (7)$$

Здесь  $A_{LED}$ , и  $A'_{LED}$  - значения измеренных откликов ФЭУ на светодиоды в начале (декабрь 1996) и конце (сентябрь 1997) и нормализованные на показатели своих PIN фотодиодов. Ожидается, что блоки, поврежденные радиацией имеют значения  $R_{CORR}$  ниже единицы из-за потерь прозрачности в результате радиационного поражения. Распределения для  $R_{CORR}$  так же показаны на Рис. 31 (сплошные гистограммы). Распределения поправочных коэффициентов  $K_{corr}$  показаны на Рис. 32 (a),(b) и (c) для Фотон 1, 2 и 3 соответственно. Как и ожидалось, остльные факторы нестабильности должны иметь симметричное распределение (см., например, большие стекла Фотон 2). В то же самое

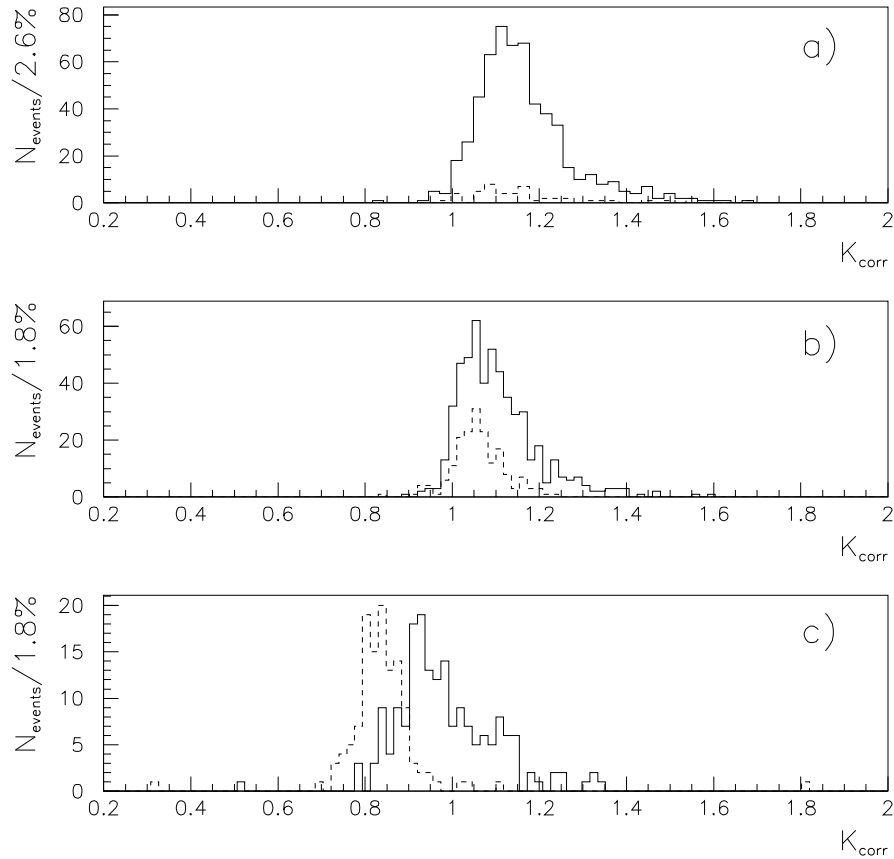


Рис. 32. Распределения  $K_{corr}$ : (a) - для маленьких (пунктирная гистограмма) и больших (сплошная гистограмма) блоков Фотон 1, (b) - для маленьких (пунктирная гистограмма) и больших (сплошная гистограмма) блоков Фотон 2 и (c) - для обычных (пунктирная гистограмма) и радиационно-стойких (сплошная гистограмма) блоков Фотон 3.

время, для при наличии частично поврежденных маленьких счетчиков распределения имеют хвосты, так как поврежденные счетчики имеют маленькие значения  $R_{CORR}$ .

Позиции этих счетчиков в Фотон 2 показаны на Рис. 33. Ясно видна корреляция между  $R_{CORR}$  и положением пучка. Позиции частично облученных счетчиков в Фотон 3 показаны на Рис. 34. Так же ясно видна граница между радиационно-стойкими и обычными стеклами.

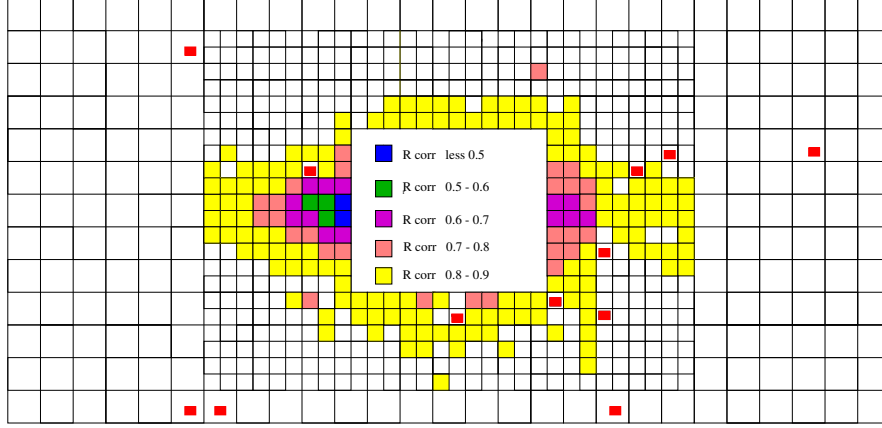


Рис. 33. Графическое представление распределения  $R_{corr}$  для некоторых радиационно-поврежденных счетчиков Фотон 2. Счетчики со схожими значениями  $R_{corr}$  показаны одним цветом. Маленькие красные прямоугольники отмечают блоки в которых происходила замена какого-либо из компонентов электроники и исключенные из данного анализа.

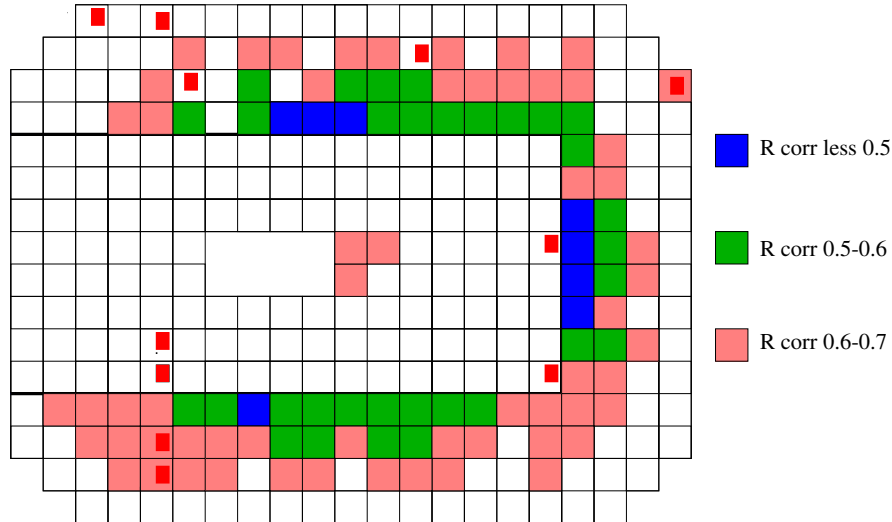


Рис. 34. Графическое представление распределения  $R_{corr}$  для некоторых радиационно-поврежденных счетчиков Фотон 3. Счетчики со схожими значениями  $R_{corr}$  показаны одним цветом. Маленькие красные прямоугольники отмечают блоки в которых происходила замена какого-либо из компонентов электроники и исключенные из данного анализа.

Как было показано в [63] свинцовое стекло TF101, облученное дозой в  $2 \times 10^4$  рад теряет приблизительно 1% проходящего света на одной радиационной длине. Для TF1 свинцового стекла, подобная световая потеря будет вызвана поглощенной дозой  $2.5 \times 10^2$  рад [64].

В Фотон 2, как видно из Рис. 33, только два счетчика потеряли прозрачность в два или более раз. Применение приближения из [64] к нашим стеклянным блокам (с учетом размеров), показывает, что поглощенная доза в этих счетчиках приблизительно 500 рад. Для счетчиков с потерей прозрачности 10% или меньше ( $R_{CORR} = 0.8 \div 0.9$ ) поглощенная доза - приблизительно 120 рад. Несколько десятков других счетчиков имеет меньшее, но измеримое радиационно повреждение.

В Фотон 3 не имеется никакого видимого повреждения внутренних радиационно стойких стеклянных блоков, кроме трех, размещенных близко к пучку. Оцененная поглощенная доза в этих счетчиках -  $4 \times 10^3$  рад. Радиационное повреждение стекол типа TF1-000, размещенных на границе с радиационно-стойкими, так же заметно, но частично маскируется другими нестабильностями.

Так же имеются несколько счетчиков с маленьким  $R_{CORR}$  в Фотон 1, но общее распределение слишком широко, чтобы делать какие-либо выводы об их радиационном повреждении.

Изменения коэффициентов  $R_{CORR}$  за все время набора данных для нескольких каналов каждого из детекторов Фотон были изучены, чтобы оценить зависимость прозрачности свинцового стекла от интенсивности пучка. Результаты показаны на Рис. 35 для доступных ранов, где  $R_{CORR}$  показан для типичного счетчика Фотон 1 (неповрежденного) и для двух поврежденных счетчиков Фотон 2 и Фотон 3. Счетчик Фотон 1 счетчик фактически не имеет изменений во времени (кроме остальных нестабильностей). Для счетчиков, поврежденных радиацией, наблюдается четкое линейное уменьшение сигнала от номера набранного рана. Имеются несколько специальных точек на Рис. 35 - виден небольшой скачок в области ранов 9837-9844 где произошло отключение электроники эксперимента, а интенсивность пучка после этого изменилось в 10 раз. Соответственно и  $R_{CORR}$  менялся очень медленно после этой отметки. Важно отметить, что разработка и применение методики для изучения радиационного поражения свинцовых стекол электромагнитного калориметра позволила правильно оценить степень потемнения стекол, что было существенным для правильного определения коэффициентов усиления и достижения требуемого энергетического разрешения.

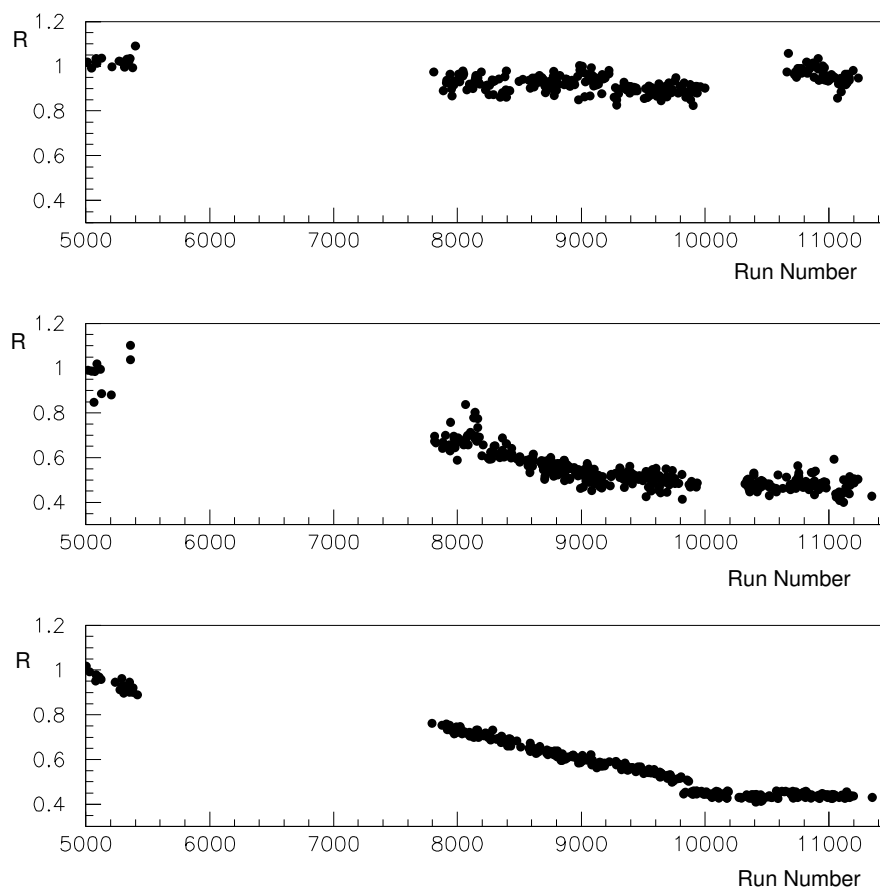


Рис. 35. Долговременная вариация  $R_{corr}$  для типичных счетчиков из Фотон 1 (верхняя гистограмма), для поврежденного счетчика Фотон 2 (средняя гистограмма) и для поврежденного счетчика Фотон 3 (нижняя гистограмма).

## 4. Оценка эффективности работы детекторов Фотон по экспериментальным данным

Основной целью эксперимента *SELEX* было проведение систематических исследований образования очарованных барионов, продуктов и механизмов их распада. Такие данные необходимы для более глубокого понимания степени учета пертурбативная (perturbative) КХД при образовании чарма в разных условиях, и установление механизмов, доминирующих в процессах распада. Если правильно идентифицировать все адроны, электроны и фотоны в конечном состоянии, можно нормализовать адронные ширины распада к полулептонным модам, что важно для правильного теоретического анализа. Способность детектировать  $\pi^0$  и  $\eta^0$  состояния также очень важно в анализе этих отношений, как и для поиска новых резонансных мод.

Как было упомянуто ранее, свойства трех основных состояний очарованного барионного мультиплета  $\Sigma_c^+$ ,  $\Xi_c^+$  и  $\Omega_c^0$  были изучены с малой точностью. *SELEX* собрал большой набор данных о различных модах распада различных очарованных барионов. Но в распадах возбужденных очарованных барионов значение Q-распада маленькое, и следовательно вылетающая частица обладает малым импульсом и испускается под малым углом к направлению движения самого бариона. Для распадов с фотоном в конечном состоянии, это означает, что нужно найти низкоэнергетичный фотон излученный под углом практически  $0^\circ$  и отделить его среди большого фона  $\pi^0$  от первичных взаимодействий.

Из-за своей большой протяженности эксперимент *SELEX* обладает хорошей угловой разрешающей способностью на маленьких углах. Превосходный трэкинг, наличие высокоэнергетичного пучка и большая статистика данных позволяет выполнять задачи Примаковской (Primakoff) физики, характеризующейся передачей малого импульса. Из областей наших интересов можно упомянуть радиационные ширины резонансных адронных состояний, адронный радиус радиус и поляризуемость пиона.

Упомянутые выше цели требуют высокой эффективности регистрации фотонов и  $\pi^0$  реконструкции. Чтобы показать чувствительность детектора и его разрешающую способность, мы изучили сигналы от нескольких широко известных состояний, имеющих фотоны в конечной стадии. Лучший тест калибровки детекторов Фотон в широком диапазоне энергии можно провести при изучении массовых распределений в событиях из реальных данных. Эксклюзивный триггер обладает более низкой множественностью (всего три заряженных трека из вершины и приблизительно 2.4 фотона с энергией более чем 2 ГэВ) и позволяет получить чистые сигналы многих адронных состояний.

Нейтральные состояния  $\pi^0$  и  $\eta$  идентифицированы через моды распада с двумя фотонами в конечном состоянии. Для этой цели мы выбрали такие события из Эксклюзивного триггера в  $\pi^-$  пучке, где имелось ровно два фотонных кластера с энергией более 2 ГэВ каждое и суммарной энергии системы с двумя фотонами  $E_{\gamma\gamma} > 10$  ГэВ. Рис. 36 показывает инвариантное массовое распределение для двух фотонов с четкими  $\pi^0$  и  $\eta$  пики.

Мезоны  $\eta$  и  $\omega$  идентифицировались по их распаду  $\pi^+\pi^-\pi^0$ . Для этих целей мы выбрали события в Эксклюзивном триггере в  $\Sigma^-$  пучке. Эти события содержали два фотонных кластера с энергией более 2 ГэВ каждое, и удовлетворяли критериям отбора  $\pi^0$  (лежали внутри массового окна  $\pm 25$  МэВ от табличного (PDG [65]) значения массы, и условием,

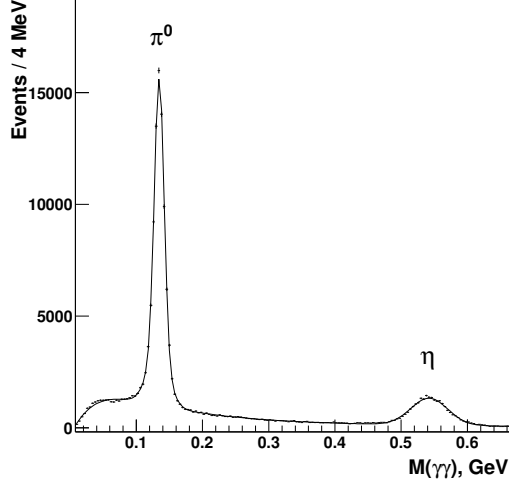


Рис. 36. Инвариантное массовое распределение для системы  $\gamma\gamma$  ( $\pi^-$  пучок, Эксклюзивный триггер,  $E_\gamma > 2$  ГэВ,  $N_\gamma = 2$ ,  $E_{\gamma\gamma} > 10$  ГэВ). Разрешение по массе  $\sigma(M)/M$  равно 6% для  $\pi^0$  и 5% для  $\eta$ .

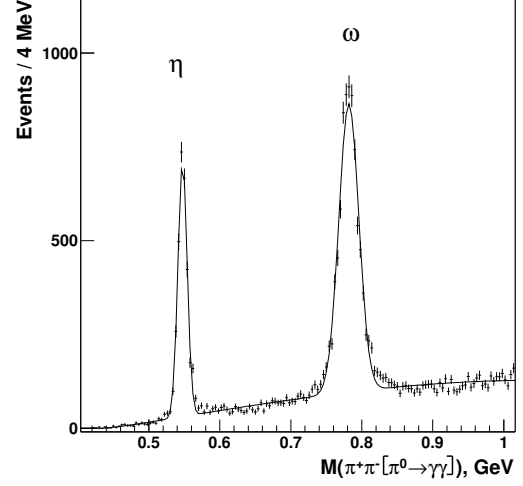


Рис. 37. Спектр эффективных масс для системы  $\pi^+\pi^-\pi^0$  ( $\Sigma^-$  пучок, Эксклюзивный триггер,  $E_\gamma > 2$  ГэВ,  $N_\gamma = 2$ ,  $E_{\pi^0} > 10$  ГэВ). Разрешение по массе  $\sigma(M)/M$  - 1.2% для  $\eta$  и 1.8% для  $\omega$ .

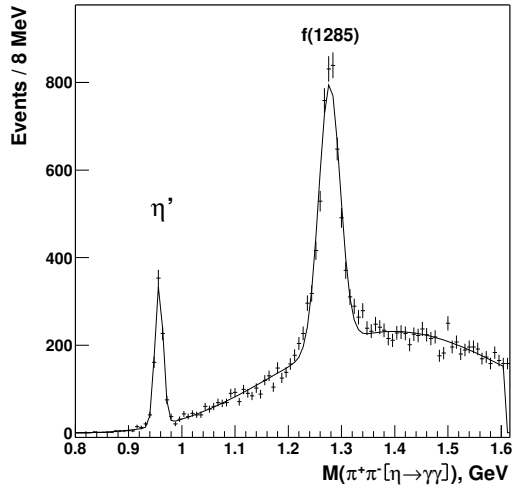


Рис. 38. Спектр эффективных масс для системы  $\pi^+\pi^-\eta$  (Эксклюзивный триггер,  $E_\gamma > 2$  ГэВ,  $N_\gamma = 2$ ,  $E_\eta > 10$  ГэВ). Разрешение по массе  $\sigma(M)/M$  - 0.8% для системы  $\eta'$  и 1.35% для системы  $f$ .

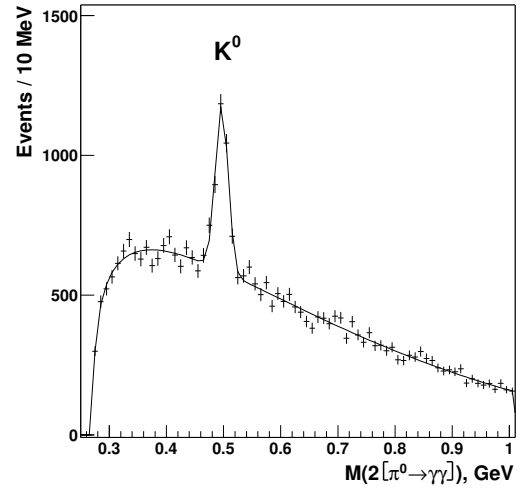


Рис. 39. Спектр эффективных масс для системы  $2\pi^0$  ( $\Sigma^-$  beam, Эксклюзивном триггере,  $E_\gamma > 4$  ГэВ,  $N_{\pi^0} \leq 4$ ,  $E_{\pi^0} > 30$  ГэВ). Разрешение по массе  $\sigma(M)/M$  для системы  $K^0$  - 2.2%.

что  $\pi^-$  не является лидирующей частицей. Рис. 37 показывает инвариантное массовое распределение  $\pi^+\pi^-\pi^0$  для событий с  $E_{\pi^0} > 10$  ГэВ.

Мезоны  $\eta'$  и  $f$  мезоны были отобраны по каналу  $\pi^+\pi^-\eta$ . Для этой цели мы выбрали события в Эксклюзивном триггере в  $\pi^-$  и  $\Sigma^-$  пучке. Эти события содержали два фотонных кластера с энергией более 2 ГэВ каждый, удовлетворяли критериям отбора  $\eta$  (лежали внутри массового окна  $\pm 50$  МэВ от табличного (PDG [65]) значения массы, и условием, что  $\pi^-$  не является лидирующей частицей. Рис. 38 показывает эффективное массовое распределение  $\pi^+\pi^-\eta$  для событий с  $E_\eta > 10$  ГэВ.

Для построения  $K^0 \rightarrow 2\pi^0$  были отобраны события в Эксклюзивном триггере в  $\Sigma^-$  пучке. Эти события имели фотонные кластеры с энергией более 4 ГэВ и несколько пар, удовлетворяющих критериям отбора  $\pi^0$  (лежали внутри массового окна  $\pm 20$  МэВ от табличного значения массы) и таких пар было не более четырех. Рис. 39 показывает эффективное массовое распределение  $2\pi^0$  для событий с  $E_{\pi^0} > 30$  ГэВ. Необходимо отметить, что разрешающая способность по массе немного хуже из-за неопределенности в определении z-позиции вершины распада.

Мезон  $\eta$  также рассматривался в распаде  $\eta \rightarrow 3\pi^0$ . В этом случае требовалось, чтобы детекторы Фотон зарегистрировали шесть фотонных кластеров, имеющих энергию более 5 ГэВ и чтобы эти кластеры сформировали три кандидата в  $\pi^0$  (внутри массового окна  $\pm 20$  МэВ от табличного значения). Рис. 40 показывает эффективное массовых распределения  $3\pi^0$  для событий с  $E_{\pi^0} > 20$  ГэВ.

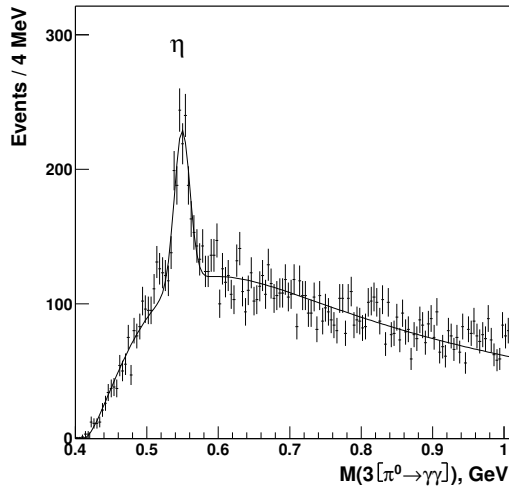


Рис. 40. Спектр эффективных масс для системы  $3\pi^0$  ( $\Sigma^-$  пучок, Эксклюзивный триггер,  $E_\gamma > 5$  ГэВ,  $N_\gamma = 6$ ,  $E_{\pi^0} > 20$  ГэВ). Разрешение по массе  $\sigma(M)/M$  для системы  $\eta$  - 1.9%.

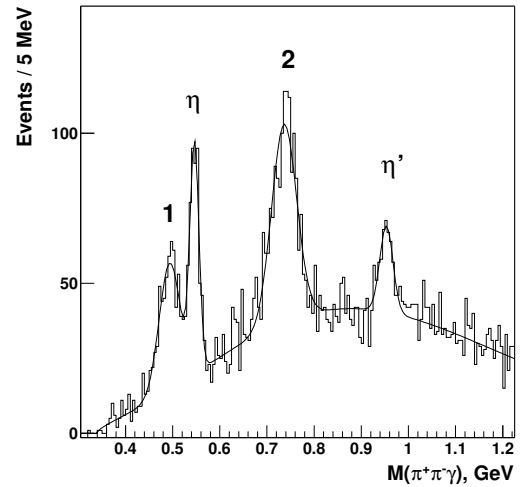


Рис. 41. Спектр эффективных масс для системы  $\pi^+\pi^-\gamma$  ( $\Sigma^-$  пучок, Эксклюзивный триггер). 1 - "фальшивый" пик от распада  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  с одним потерянным фотоном. 2 - "фальшивый" пик от распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  с одним потерянным фотоном. Фальшивые пики сдвинуты в область меньших масс.

Рис. 41 показывает эффективное массовое распределение для  $\pi^+\pi^-\gamma$  системы. Для

построения этого распределения были отобраны события в Эксклюзивном триггере в  $\Sigma^-$  пучке со следующими обрезаниями:  $\pi^-$  не был лидирующей частицей,  $E_\gamma > 2$  ГэВ, имелся по крайней мере один фотон с  $E_\gamma > 50$  ГэВ,  $\gamma$  не образовывал  $\pi^0$  с любыми другими фотонами, и имелся только один фотон с  $E_\gamma > 4$  ГэВ в данном событии. Хорошо наблюдаются четыре пика (смотри пояснения к рисунку для их описания).

Полученные результаты позволяют утверждать, что при активном участии группы ИТЭФ для эксперимента SELEX на ускорителе Tevatron был создан уникальный электромагнитный калориметр на основе свинцового стекла (Фотон), позволивший с высокой точностью измерять энергии гамма-квантов в диапазоне от 2 до 500 ГэВ. Эффективность и стабильность отклика калориметра непрерывно измерялась в течение всего времени набора данных, полученные результаты находятся в хорошем согласии с проектными требованиями и ожиданиями.

В Чарм триггере, где множественность событий намного выше, чем в Эксклюзивном (10.5 заряженных треков в области вершины и примерно шесть фотонов с энергией более чем 2 ГэВ), идентификация фотонов более сложна, но тем не менее возможна благодаря хорошей калибровке детекторов ФОТОН и отлаженным алгоритмам разделения перекрывающихся ливней. Результаты реконструкции некоторых состояний в Чарм-триггере будут предметом исследования в следующих главах.



---

## 5. Обработка данных в эксперименте SELEX

Эта глава подробно описывает сбор данных, процедуру анализа и основные обрезания, использованные для получения сигнала и оценки эффективности работы калориметров Фотон в Чарм триггере. Процессы, которые будут исследоваться -  $D_s^*(2112) \rightarrow D_s \gamma$  и  $D^*(2007) \rightarrow D \gamma, D \pi^0$ . Все эти процессы имеет в конечном состоянии заряженную и нейтральную частицы, и для его восстановления огромную роль играет как правильная калибровка электромагнитного калориметра, так и надежное мониторингирование его параметров (см. 3).

### 5.1. Набор данных во время сеанса

Эксперимент SELEX получал пучок начиная с июля 1996 года. Поскольку эксперимент был новым, первые месяцы ушли на отладку триггера, детекторов, и обеспечению работы программного обеспечения на уровне, достаточном для эффективного принятия физических данных. Данные, принятые в это время, были так же записаны на ленты, но не использовались в физическом анализе. В анализе распадов очарованных частиц были использованы только данные, взятые после февраля 1997 года. Первый набор данных имел комбинацию из  $\pi^-$  и  $\Sigma^-$  пучков. Следующий набор данных уже включал в себя информацию с Пучкового TRD на уровне триггера T1 (см. раздел 1.9), и поэтому на ленту было записано больше взаимодействий в  $\Sigma^-$  пучке. В третьем наборе данных полярность пучка гиперонов была изменена, поэтому пучок по большей части состоял из протонов. В сумме эксперимент набирал данные почти полтора года и в результате на ленту было записано около 67 % событий в  $\Sigma^-$  пучке, около 14 % событий в  $\pi^-$  пучке, примерно 18 % событий в  $p^+$  пучке и менее 1 % в  $\pi^+$  пучке (Рис. 42).

Периодически набирались данные для точной юстировки прибора (alignment), небольшой образец данных был записан без Online filter. В течение всех сеансов мониторировались работа всех компонентов спектрометра, для чего периодически набирались специальные данные. Отдельные данные были взяты для изучения  $\pi^-$ ,  $\Sigma^-$  и  $p$  поперечного сечения [29]. Также, каждый день три небольших набора данных (примерно по 100К событий) записывались без фильтрации. Первые два набора были с триггером, принимающим только пучковый трек без взаимодействия (один с выключенными магнитами M1 и M2, а второй с магнитами, включенными обратно). Эти данные были использованы для выравнивания геометрической позиции кремниевых детекторов и камер PWC. Третий набор данных использовал нормальную конфигурацию триггера для набора нефiltroванных данных и использовался для тестирования синхронизации фильтра и свойств offline обработки.

### 5.2. Фильтрация данных во время сеанса

Здесь и далее по тексту "чарм" данными мы будем называть события, записанные на ленту (т.е. прошедшие триггер и фильтр). Требованием триггера при наборе очарованных данных было наличие взаимодействия пучковой частицы в мишени и наличие нескольких заряженных треков, прошедших через счетчики взаимодействия IC. Годоскопические счетчики, стоящие после второго магнита M2, так же должны были зареге-

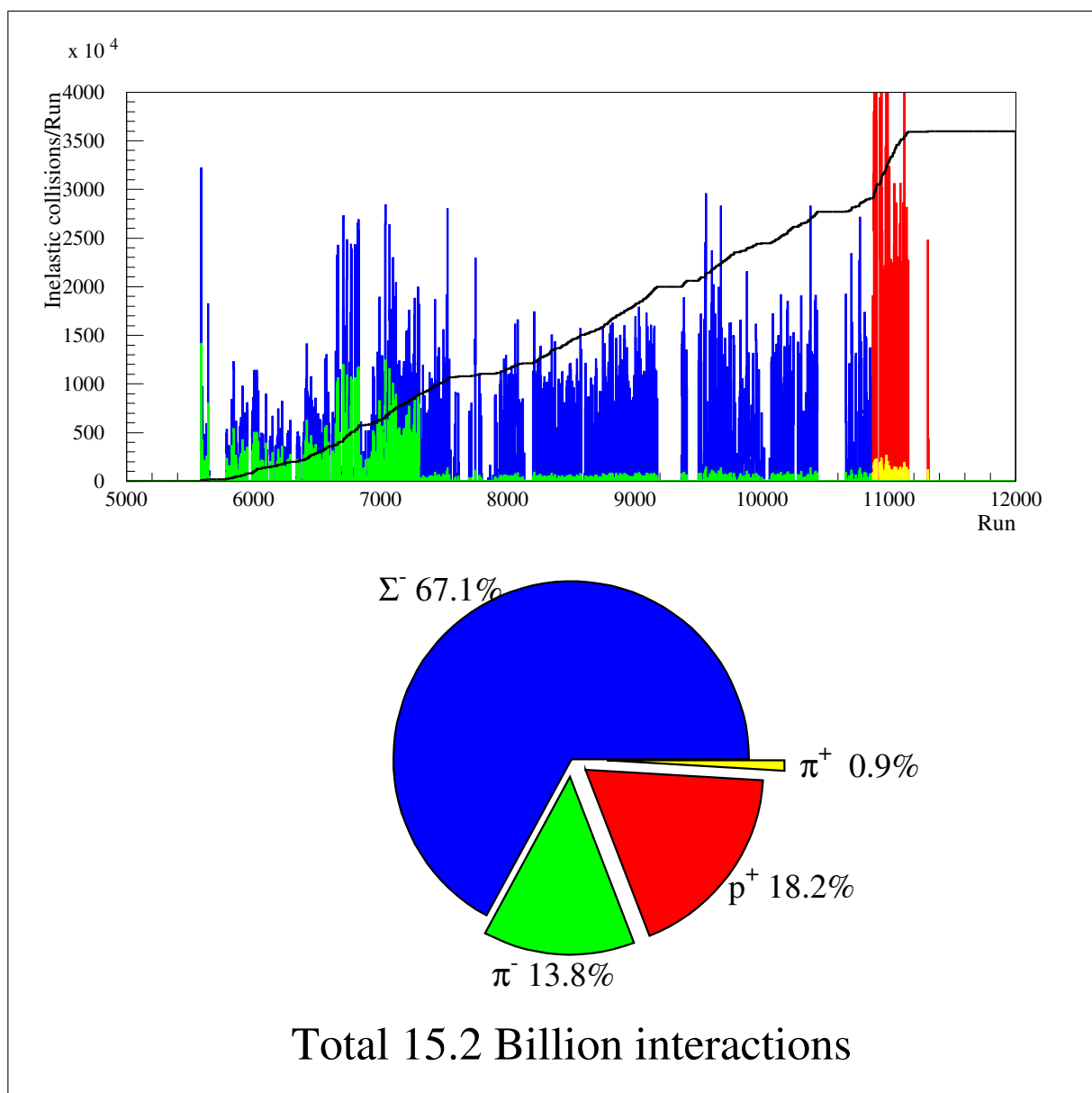


Рис. 42. Набор данных SELEX

стрировать частицы, в частности, на своей положительной стороне (там, где положительные заряженные частицы должны отклоняться магнитами). Этот отбор проверял треки с большим моментом, которые ассоциируются с событиями с большими  $x_F$  и положительные треки от распада очарованных частиц. Фильтр удалял события, которые не могли быть проанализированы или те, у которых все высокоэнергетичные треки исходили из первичной вершины. Очарованный адрон должен был пролететь некоторое расстояние от первичной вершины, зависящее от его времени жизни, и сформировать вторичную вершину распада. В программе реконструкции это выглядит как трек, направленный мимо первичной вершины. Фильтр проверял расстояние промаха от первичной вершины для всех обнаруженных треков.

По завершению набора данных они анализировались полновесным кодом реконструкции, и это занимало несколько месяцев. Первый прогон данных ("Pass 1") был использован для наблюдения основных сигналов очарованных адронов и для улучшения баз данных (калибровочных таблиц) всех детекторов, и, конечно, для продолжения разработки программного обеспечения. Довольно свободные обрезания были использованы для отбора событий с очарованными мезонными и барионными кандидатами. Эти события были записаны отдельно и получили название "D meson strip" и "Baryon strip" соответственно.

### 5.3. Процедура стандартного анализа в эксперименте SELEX

Пакет программ для анализа событий в эксперименте SELEX называется SOAP, или SELEX Online/Offline Analysis Program. Один и тот же код был использован как для фильтра в режиме online, так и для последующего анализа в offline режиме, хотя и в немного разной конфигурации. Программа спроектирована гибкой и перенастраиваемой для конкретных нужд. Версия online была оптимизирована для скорости обработки и была сконцентрирована на реконструкции треков больших импульсов, нахождения вершин распадов и идентификации частиц. Версия offline включала программное обеспечение для всех подсистем спектрометра SELEX, которые хотел пользователь. Далее будут кратко описаны основные шаги предпринятые для нашего поиска.

#### 5.3.1. Распаковка данных

Первый шаг работы программы должен распаковать записанные данные для конкретного события. Для каждого детектора, аппаратные средства создают список сработавших проволок/кремниевых полос/фотоумножителей в которых был сигнал - хиты (hits). На программном уровне этот список хитов конвертируется в координаты локальной системы координат каждого детектора. Эти хиты будут затем использованы при фитирование треков, проходящих через детекторы. Для систем подобных WC, каждый провод, который считывался, давал свой хит. Для кремниевых детекторов аппаратные средства настроены на измерение заряда на каждой полоске. Заряженная частица, проходящая через кремний оставляет за собой, в среднем, одну MIP (минимально ионизирующую частицу) от выбитых электронов. Если две заряженных частицы проходят через одну и ту же полоску, ожидается считывание (примерно) двух MIP-ов. В то же самое время заряды могут диффундировать в соседние полоски до того, как будут считаны. Для того, чтобы парвильно определять заряды в этом случае был использован метод класте-

резации информации от кремниевых детекторов. Определяя количество сработавших полос и суммарный заряд, считанный всеми полосками, программа определяла количество заряженных треков, и их "зарядо-взвешенные" координаты[30]. Точный трекинг зависит от высокой эффективности получения хитов от реальных частиц и хорошего подавления электронного шума, который тоже мог быть принят за реальное взаимодействие. Всплески шумов подавлялись как на уровне детектора с помощью аппаратных средств, так и в режиме offline на программном уровне путем требования наличия минимального заряда.

### 5.3.2. Трекинг

SOAP имеет множество различных подпрограмм для нахождения пути частиц через детекторы. Обычный набор состоит из M1 PWC, M2 PWC и вершинного детектора. Так как эти детекторы находятся вне магнитов, заряженные частицы должны проходить через них по прямой линии. Анализирующие подпрограммы собирают список хитов из конкретной детекторной подсистемы и пытаются определить их соответствие друг другу с помощью линейного фита. Если программа определила, что полученный фит достаточно высокого качества (учитывая хи-квадрат и количество использованных хитов), то данные хиты помечаются как использованные и в список найденных трековых сегментов добавляется очередной. Найденный сегмент подразумевается участком прохождения заряженной частицы через данный детектор.

Отдельно создается список найденных треков, каждый из которых связанных с одним или более трековых сегментов, но имеющих не более одного сегмента в каждом детекторе. Каждый трек ассоциируется с заряженной частицей. Если трек имеет сегменты на обеих сторонах магнита, фитируется его импульс. Если трек прошел через Электронный TRD или RICH, запускается код идентификации частицы для определения ее массы.

Если у нас есть информация о треке, мы можем использовать ее для сужения области поиска интересующих нас данных в оставшихся частях спектрометра. Трек проектируется из точек, где он уже найден на другие части спектрометра и определяется наличие хитов вдоль этой проекции. Эта процедура названа "проводкой"(guiding) трека и она существенно уменьшает время, необходимое для анализа.

Более детальное описание процедуры анализа невозможно поместить в рамки одной диссертации, если принять во внимание размер самого кода и количество входящих в него подпрограмм. Во время анализа необходимо учитывать влияние ложных хитов от электронных шумов или неисправных каналов электроники, отсутствие сигналов в неработающих каналах и влияние соседних проходящих треков. Поскольку каждая детекторная плоскость имеет информацию только для одного измерения, это увеличивает неопределенность в определении координат. Анализирующий код SELEX был оптимизирован для анализа долгоживущих частиц. Если же частица распалась на половине своего прохождения через детектирующие плоскости, программа либо полностью теряет ее, либо находит очень короткий сегмент, или же попытается объединить хиты нескольких треков в один длинный сегмент. Это еще одна причина необходимости использования всей доступной информации о треке, как в процедуре "проводки" трека, что помогает избежать ошибок и неопределенностей.

Рисунок 43 показывает пример нахождения трека для события с  $\Lambda_c^+$ .

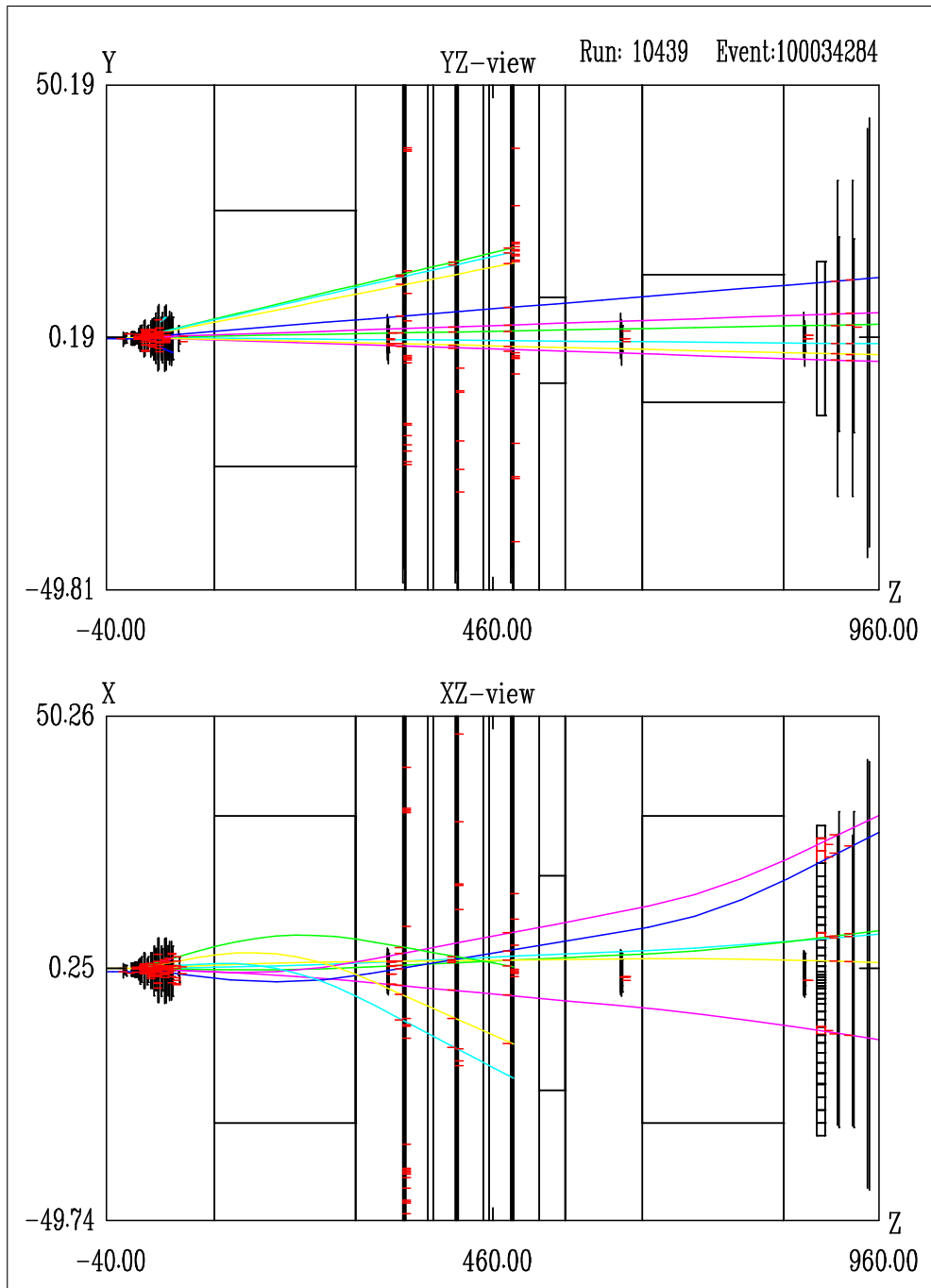


Рис. 43. "Event display" для события с  $L_c$ . Горизонтальные и вертикальные оси имеют разный масштаб (в см.) Верхняя проекция представляет собой вид  $x$ - $z$ , а нижняя -  $y$ - $z$ . Путь трека нарисован в соответствии с параметрами фита и предполагаемому пути через магниты.

### 5.3.3. Идентификация частиц

Программы обработки данных RICH определяют вероятность, с которой данный трек может быть ассоциирован с определенной частицей, нормированной на гипотезу наибольшей вероятности. Информация о треке, пришедшая извне RICH дает представление о его импульсе и положении центра кольца. Частицы с разными массами должны иметь разные радиусы, и измеренный радиус сравнивается с предполагаемым. Формирует Функция вероятности (likelihood) для описания насколько близко предсказанный радиус соответствует измеренному радиусу. Затем они нормируются на самую большую вероятность, которая принимается равной единице. Проверяются гипотезы, что данная частица - протон, каон, пион, или другая фоновая частица. (Также существует информация для гипотез  $\Sigma$ , электрона, и мюона.) Данная процедура дает относительную вероятность, с которой данный трек является определенной частицей.

Детектор RICH используется так же для подавления фона. Например, для идентификации  $\Lambda_c^+$  протонный и каонный треки должны быть идентифицированы соответственно как "протон" и "каон", что означает, что вероятность гипотезы для каждого трека должна быть больше, чем вероятность того, что этот трек является пионом. Если мы требуем наличие пиона, то его нормализованная вероятность обычно должна быть более, чем 0.1.

Рисунок 44 показывает то же самое событие с  $\Lambda_c^+$  со сработавшими фотоумножителями RICH.

### 5.3.4. Нахождение вершин

Следующая задачей SOAP - это поиск первичных вершин взаимодействия и каких-нибудь вторичных вершин, т.е. областей где два или более треков пересекаются в одной точке. Они будут кандидатами возможных мест распада частиц или их взаимодействия с материалом детектора. Программы, которые ищут треки в дальних спектрометрах, в нашем анализе не использовались. Было две программы, vertex1 и vtx2, которые пытались найти вершины вблизи мишени. Первичная вершина включает в себя пучковый трек, фольгу мишени, где пучковая частица провзаимодействовала и заряженные треки долгоживущих частиц, которые были получены в этом первичном взаимодействии. Вторичные вершины представляют собой места где короткоживущие частицы (такие как очарованные адроны) распадаются на заряженные треки, или где частицы из первичного взаимодействия вступали во взаимодействие с материалом детекторов (вторичное взаимодействие).

В данном анализе использовалась информация из пакета vtx2. Данные две программы во многом аналогичны и находят большинство одних и тех же вершин. Мезонный стрип представляет собой все очарованные мезоны, найденные программой vtx2 в прогоне Pass1. Более подробная информация о программе vertex1 дана в диссертации Матью [30], а vtx2 подробно описан в диссертации Александра Кушниренко [31].

Пакет Vtx2 начинает с поиска терков, предположительно начинающихся около мишеней. Обычно они состоят из треков с трековым сегментом в вершинном спектрометре, и другим, более дальним сегментом для оценки его импульса. Информация о пучковый треке используется для улучшения пространственного разрешения положения первичной вершины. Если все треки дают удовлетворительный  $\chi^2$  для одной только первичной

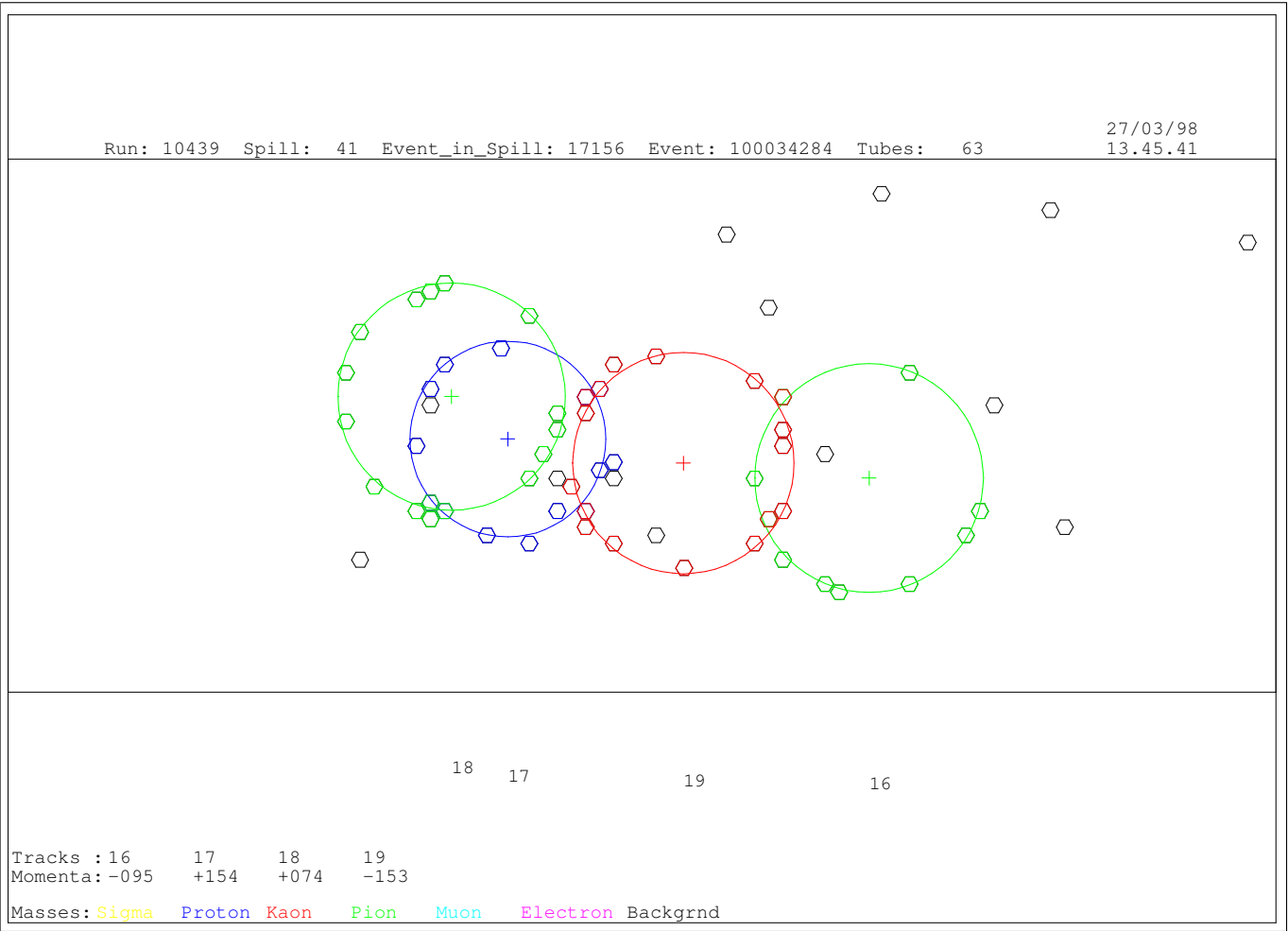


Рис. 44. Пример события с  $\Lambda_c$  в RICH. Параметры центров колец и их импульсы взяты из параметров треков. Крути нарисованы для наиболее вероятных гипотез о массе.

вершины, такое событие будет отвергнуто. Для событий, которые не удовлетворяют гипотезе первичной вершины, все комбинации из двух, трех, и четырех терков проверяются на гипотезу пересечения в одной в общей вершине (вторичной). Программа использует нелинейный фит для нахождения лучшего положения этой вершины в трехмерном пространстве. Качество вершины определяется параметром  $\chi^2$ , определенном как величину отклонения данного трека от найденной точки (с учетом ошибок в параметрах треков). Если эта вторичная вершина удовлетворяет требуемым параметром, начинается поиск первичной вершины. Комбинации из оставшихся треков, не попавших в найденную вторичную вершину, проверяются на пересечение с пучковым треком в одной из мишеней. Треки фитируются для нахождения первичной вершины. Базируясь на параметрах фита треки, не соответствующие первичной вершине, удаляются, и параметры вершины фитируются заново. Если код определяет, что первичная вершина удовлетворяет требованиям, пара вторичная-первичная вершины добавляется к списку возможных вершин, и процедура повторяется для других возможных комбинаций.

В отличие от трекинга, где каждому треку приписывается конкретная заряженная частица, vtx2 выдает список нескольких возможных гипотез. В вторично-первичной паре вершин каждый трек может быть приписан только к одной из них (или не использоваться вообще). Первичные вершины в одном событии будут практически одинаковы, а основное отличие будет заключаться в том, какие из треков не использовались (поскольку они были использованы для формирования вторичной вершины). Если у нас есть вторичная вершина из правильных трех терков, можно ожидать, что будет найдено несколько вторичных вершин из трех комбинаций по два трека.

Обычным источником фона является случай, когда программа дробит реальную первичную вершину на много вторичных-первичных пар. В этом случае расстояние между первичной и вторичной вершиной будет минимально и такие события могут быть подавлены требованием статистически значимого разделения между вторичной и первичной вершинами.

Рисунок 44 показывает первичную и вторичную вершины для того же события с  $\Lambda_c^+$ .

## 5.4. Работа программы реконструкции Recon

Несомненно, главная цель любой программы анализа - идентифицировать реальные частицы, которые проходили через детектор. Реконструкция является стандартным набором правил для объединения треков в кандидаты в частицы. Каждому треку приписана некоторая масса, что позволяет вычислить релятивистскую массу и импульс для комбинаций различных терков. Случайные комбинации треков будут давать фон в массовых распределениях. Для реальных частиц масса реконструкции должна быть в пределах узкого диапазона, который зависит от детекторного разрешения и массовой ширины самой частицы. Это должно проявиться как наличие массового пика над распределением фона.

Таблица параметров реконструкции (recon table) создается каждым пользователем, и дает программе SOAP информацию о том, какую конкретно частицу нужно пытаться восстановить. Каждый recon table состоит из текстового названия (обычно название восстанавливаемой частицы), количества треков, на которое она распадается, названия частиц для этих треков и обрезания, необходимые для подавления фона. Если обнару-



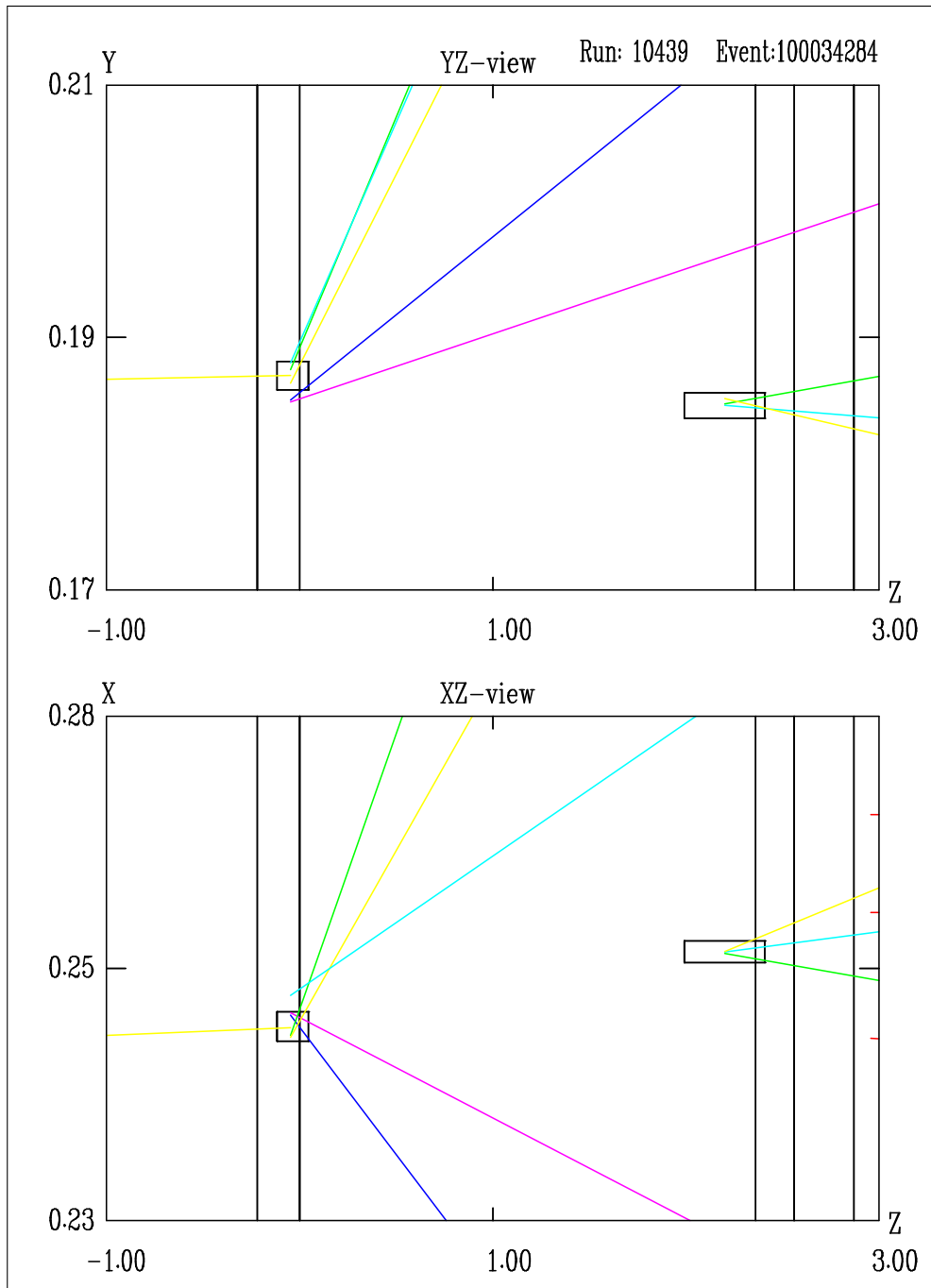


Рис. 45. Вид вершины кандидата на событие с  $A_c$ . Масштаб дан в см. Прямоугольники показывают величину ошибки вершин.

жен подходящий кандидат, рассчитываются его импульс и масса исходя из импульсов и масс приписанных к этим трекам.

Как и в программе поиска вершин, событие может содержать несколько кандидатов для указанной реконструкции. Фактически, одна и та же комбинация треков может сформировать несколько разных кандидатов в зависимости от того, какая конкретно гипотеза о частицах (и соответственно, массах) берется в рассмотрение. Поскольку все реконструкции независимы друг от друга, один и тот же трек может участвовать в различных комбинациях.

В некоторых случаях при построении гипотезы о том, какая частица соответствует данному треку реальная информация от пакета идентификации частиц не используется. Например, большинство реконструкций, которые приписывают треку массу каона требуют, чтобы вероятность для каона в RICH была выше, чем вероятность пиона. Но это снижает геометрический аксептанс для данного распада, так как требует, чтобы трек прошел через область RICH. Для увеличения геометрического аксептанса некоторые задачи не накладывают такого требования, чтобы трек непременно попал в RICH, а просто считают его каоном.

В данном анализе мы начали с реконструкции вершин - отобрали вторичные вершины с желаемым количеством треков. Были перебраны все гипотезы частиц к данным трекам, и каждая комбинация, удовлетворяющая нашим обрезаниям добавлялась в таблицу. Каждая найденная вершина могла быть использована для нескольких кандидатов, но с разными частицами, приписанными к ее трекам. В результате мы получили список  $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$  кандидатов для наших исследований.

На следующем этапе мы объединяли полученные комбинации с реконструированными  $\gamma$ -квантами и реконструкциями, полученными из них  $\pi^0$ ,  $\eta$ . Например,  $D_s^*$  кандидаты включали в себя реконструкцию  $D_s$  с дополнительным  $\gamma$ -квантом. В основном анализе  $D_s^+$  кандидаты были объединены с двумя  $\gamma$ -квантами, сформировавшими кандидат в  $\eta$ -мезон, и образовывали кандидат в  $D_{sJ}(2630)^+$ .

## 5.5. Анализ выходных данных программы реконструкции Reson

После завершения предыдущего этапа программа SOAP записывала свои результаты в формате н-тулов RAW (ntuple). Задачей reson было нахождение всех возможных кандидатов распада. Для идентификации реальных распадов очарованных адронов из возможного списка кандидатов пользователю необходимо поставить более строгие требования и обрезания. Основные параметры для отбора кандидатов представлены ниже. Рисунок 46 иллюстрирует некоторые из них.

- $L_z$  - разделение между первичной и вторичной вершинами. Для реальных частиц, это будет зависеть от Лоренц-буста.
- $\sigma_z$  - неопределенность в расстоянии  $z$  между двумя вершинами. Каждая вершина имеет эллипс ошибки для своей позиции. Ошибки вершин по  $z$  складываются в квадрате. Размер ошибок зависит частично от ошибок каждого трека использованного в вершине, частично от самой геометрии треков. В общих чертах, увеличение импульса приводит к увеличению неопределенности в определении координаты  $z$ .

- $L/\sigma$  - взвешенное разделение между первичной и вторичной вершинами. Поскольку почти все движется в  $z$  направлении, мы реально используем  $L_z/\sigma_z$  вместо трехмерного распределения. Это обрезание использовано для отделения короткоживущего фона.
- *pointback* - параметр, показывающий насколько хорошо суммарный импульс треков во вторичной вершине указывает на первичную вершину. Он зависит от позиций двух вершин, импульса и размера эллипса пространственной ошибки вершины.
- *scut(index)* - взвешенная мера расстояния, на которое данный трек промахивается от первичной вершины. Расстояние  $x-y$  взвешено квадратами поперечных ошибок координат трека. При подсчете *scut*, каждый трек в реконструкции сравнивается с первичной вершиной, и размеры промаха сортируются от большего к меньшему, соответственно *index* определяет положение трека в таблице. Например, *scut(2)* - величина второго по величине взвешенного расстояния промаха.

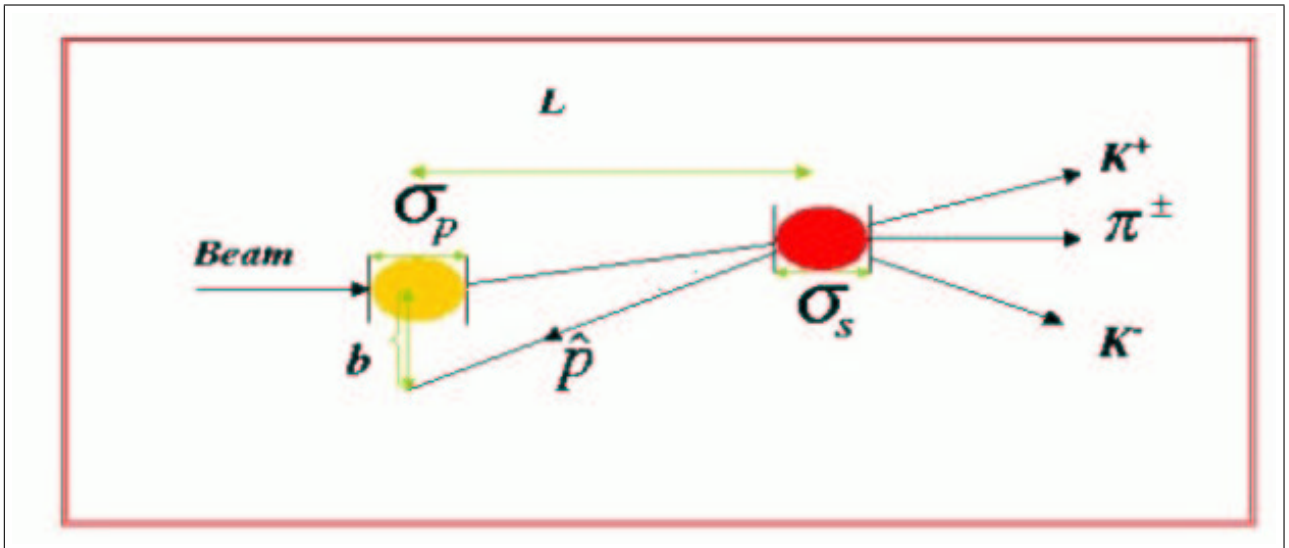


Рис. 46. Параметры используемые для отборов очарованных событий.

## 6. Изучение распадов $D_s^*(2112) \rightarrow D_s\gamma$ и $D_s^*(2007) \rightarrow D\gamma, D\pi^0$ с использованием фотонов, зарегистрированных в калориметре.

$D_s^*$  является хорошо известным векторным состоянием с массой около 2112 МэВ. Большой относительный брэнчинг распада  $D_s^*(2112)$  по каналу  $D_s\gamma$  ( $BR = 95\%$ ) позволяет использовать образец событий с кандидатами в  $D_s$ -мезоны для изучения правильности записи, обработки и общей оценки эффективности регистрации в эксперименте SELEX очарованных адронов с  $\gamma$ -квантом в конечном состоянии. Анализ начинался с реконструкции и отбора  $D_s^+$  кандидатов.

В предыдущих работах SELEX было показано, что большинство сигнала  $D_s$  получено в  $\Sigma^-$  пучке [69]. В этом исследовании мы начали с образца  $D_s^\pm \rightarrow K^+K^-\pi^\pm$ , который уже использовался при изучении времени жизни и рождения адронов [69],[70]. Зарядово-сопряженные конечные состояния здесь и далее по этой статье подразумеваются включенными. При отборе  $D_s$ -кандидатов были применены следующие обрезания:

- обрезание по параметру  $pointback < 8$
- обрезание по качеству вторичной вершины  $\chi^2/n_d < 3$
- разделение первичной и вторичной вершины на уровне  $L/\sigma < 8$
- треки которые попали в RICH ( $p \geq 22$  ГэВ/с) должны были быть идентифицированы как каоны, если эта гипотеза была наиболее вероятна. Псион должен был быть идентифицирован, если попадал в RICH.
- обрезание по параметру  $scut(2) > 8$ .

В результате было получено  $544 \pm 29$  события  $\Sigma^-$  индуцированных кандидатов в  $D_s^+$  (Смотри Рис. 47). Как известно, фон состоит из произвольных комбинаций треков, а также неправильно измеренных или только частично воссозданных распадов. Предыдущие исследования времени жизни [70] показали, что фон имеет две компоненты -одна из них короткоживущая, вторая - схожая со временем жизни очарованных частиц.  $L/\sigma$  обрезание обеспечивает отрезание большей части случайного фона и гарантирует разумное отделение точки распада от из первичной вершины. Обрезание  $pointback$  использовано для удаления фона из распадов странных частиц странных и произвольных комбинации треков, на самом деле не относящихся к первичному взаимодействию пучка и мишени.

### 6.1. Изучение распада $D_s^*(2112) \rightarrow D_s\gamma$

Кандидаты  $D_s$  в массовом окне  $1.9685 \pm 0.025$  ГэВ были объединены с восстановленными  $\gamma$ -квантами с энергией  $E_\gamma > 7$  ГэВ. Разница масс  $M(K^+K^-\pi\gamma) - M(K^+K^-\pi)$  в области  $0.5 - 1$  ГэВ/ $c^2$  показана на Рис. 48. Наблюдается ясный сигнал  $D_s^*(2112)$ . Сигнал был отфитирован функцией Гаусса плюс полиномиальная функция. Разница масс равна  $143.7 \pm 1.5$  МэВ/ $c^2$  [22], что близко к табличному значению PDG  $143.9 \pm 0.4$  МэВ/ $c^2$ . Количество событий в пике над фоном -  $60.1 \pm 14.9$  событий. Ширина ( $\sigma$ ) оказалась равна  $8.2 \pm 1.5$  МэВ.

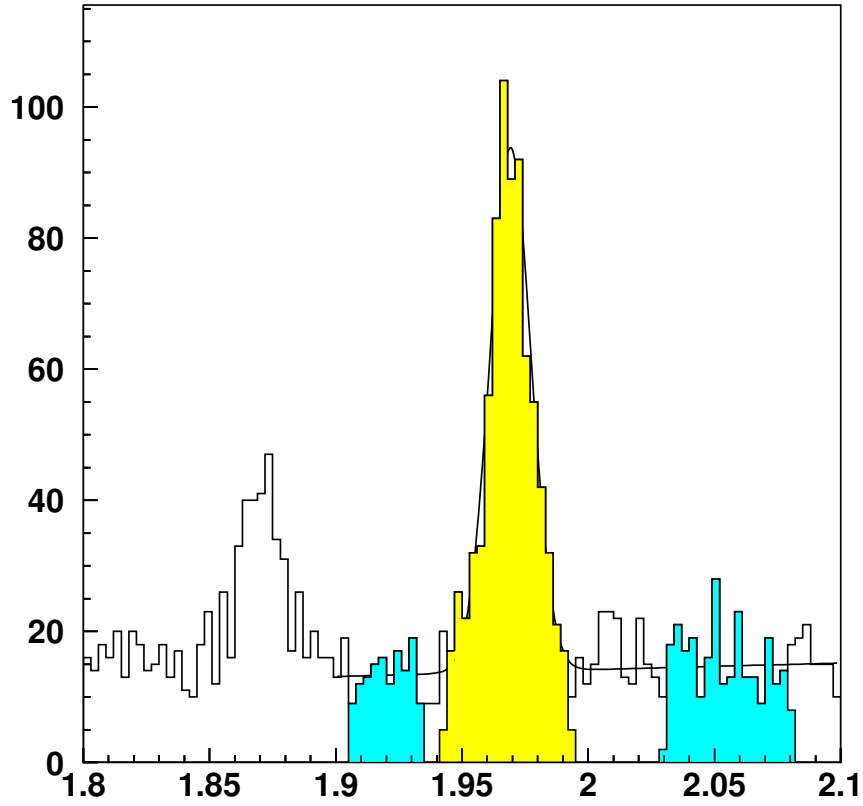


Рис. 47. Распределение эффективной массы  $K^+K^-\pi^\pm$  для реальных отобранных событий. Заштрихованная область показывает массовое окно, кандидаты из которого смешивались с кандидатами в  $\pi^0$  мезоны. Заштрихованные области вне массового пика показывают кандидаты, использовавшиеся затем в "sideband" анализе.

При исследовании распада  $D_s^*(2112)$  по каналу  $D_s\gamma$  была так же впервые в рамках эксперимента SELEX применена техника "смешанных событий". Чтобы оценить комбинаторный фон, для мы смешали каждый  $D_s$  кандидат из сигнальной области с  $\gamma$  кандидатами (так же из сигнальной области) от 25 предыдущих событий. Полученный "смешанный" образец дает представление о комбинаторном фоне для настоящего кандидата в  $D_s$  и такого же реального  $\gamma$ -кванта. Смешанное массовое распределение (снова для разницы масс  $M(KK\pi^\pm\gamma) - M(KK\pi^\pm)$ ) было отнормировано с коэффициентом  $1/25$ , чтобы предсказать поведение комбинаторного фона в сигнальном канале. Как видно на Рис. 48 (закрашенная область), смешанные события очень хорошо моделирует форму фона, но не производят никакого сигнального пика. Далее свойства полученного сигнала были сравнены с ожидаемыми откликами детектора с помощью метода Монте-Карло.

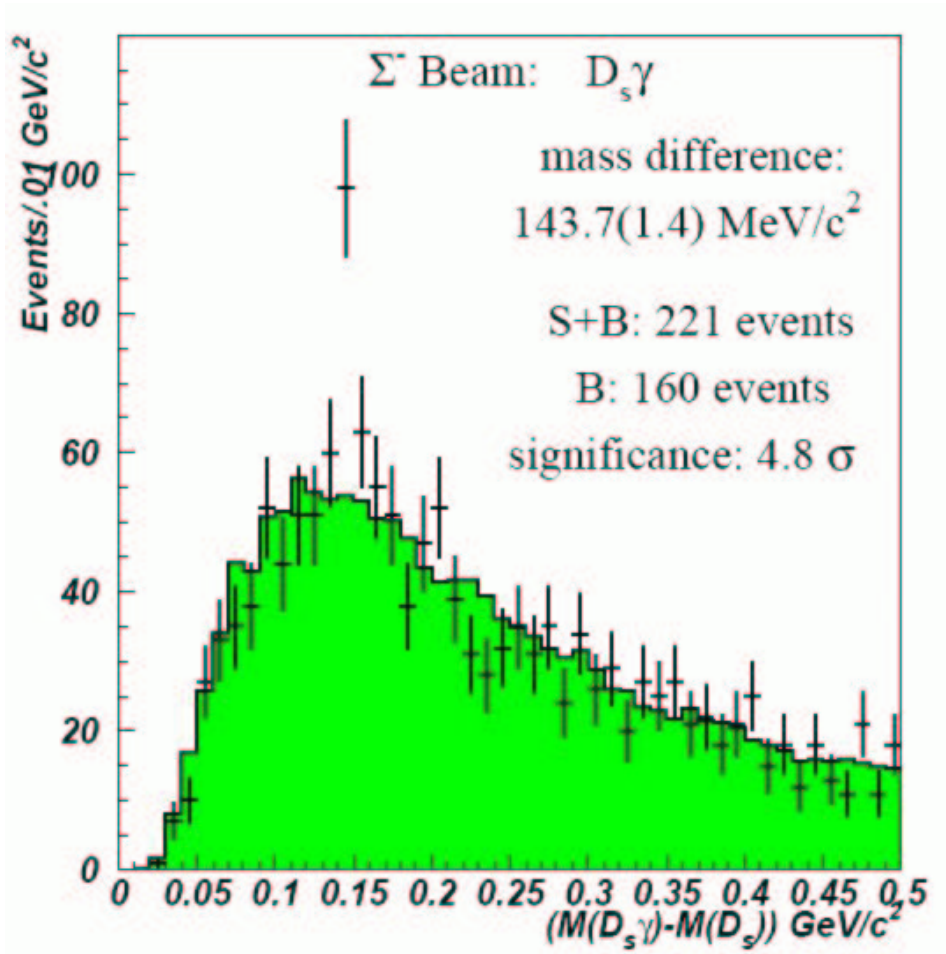


Рис. 48.  $D_s^*$  (2112) сигнал в спектре разницы масс. Заштрихованная область - комбинаторный фон, полученный методом смешанных событий.

## 6.2. Моделирования откликов детектора методом Монте-Карло

Для изучения свойств ожидаемых сигналов был сгенерен образец данных  $D_s^*(2112)$  [60]. Для этого был использован SELEX "Embedded-data" генератор совместно с генератором процессов взаимодействий EDG (основанном на генераторе событий QQ от CLEO [72]).  $D_s^*(2112)$  был сгенерирован с массой 2.112 ГэВ и пролетал расстояние, соответствующее своему времени жизни, а затем распадался на  $D_s^\pm$  мезон и  $\gamma$ -квант.  $D_s^\pm$  мезон так же пролетал расстояние согласно своему времени жизни и распадался на  $K^+ K^- \pi^\pm$ .

Чтобы проверить отклик детектора и определить эффективность восстановления треков события, произведенные программой EDG треки были импортированы в программу моделирования GEANT реконструкции SELEX GE781. Этот пакет был использован при анализе ширины  $a_2$ -мезона [73]. В этом исследовании особое внимание уделялось правильной параметризации детекторов Фотон.

Выходной сигнал генератора GE781 содержит события в стандартном формате события эксперимента SELEX. Эти сгенерированные события были обработаны тем же самым пакетом реконструкции данных, что и реальные события. Результаты представлены на Рис. 49 (реальное Монте-Карло содержало отдельные образцы для  $D_s^+$  так и  $D_s^-$ , но в силу идентичности полученных распределений для образцов с  $K^+K^-\pi^+$  и  $K^+K^-\pi^-$  распределения приводятся только для  $K^+K^-\pi^-$ ).

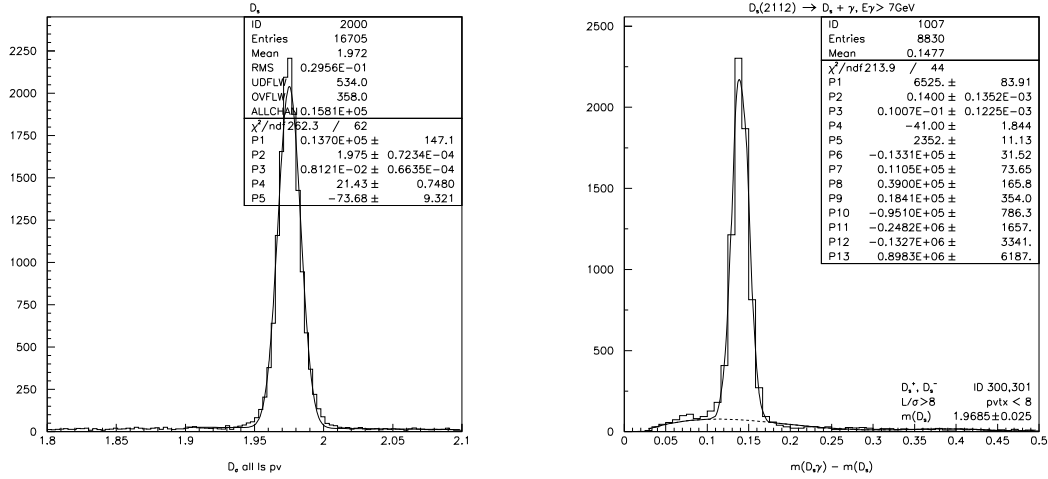


Рис. 49. Слева: Спектр восстановленных  $D_s$  мезонов по каналу  $K^+K^-\pi^\pm$  (Монте-Карло). Справа: Спектр разницы масс  $M(K^+K^-\pi\gamma) - M(K^+K^-\pi)$  (Монте-Карло).

Слева на Рис. 49 представлен спектр восстановленных  $D_s$  мезонов по каналу  $K^+K^-\pi^\pm$ . Полученное распределение было отфитировано Гауссом. Полученная ширина распределения ( $\sigma$ ) оказалась равна  $8.12 \pm 0.07$  МэВ. Это очень хорошо согласуется с данными фитирования образца реальных событий (Рис. 47)  $\sigma = 8.11 \pm 0.45$  МэВ.

Справа на Рис. 49 представлен спектр для разницы масс  $M(K^+K^-\pi\gamma) - M(K^+K^-\pi)$ . Полученное распределение было отфитировано Гауссом плюс полиномиальная функция. Полученная ширина распределения ( $\sigma$ ) оказалась равна  $10.07 \pm 0.12$  МэВ. Это хорошо согласуется с данными фитирования образца реальных событий (Рис. 48)  $\sigma = 8.2 \pm 1.5$  МэВ. Эффективность регистрации процесса  $D_s^*(2112) \rightarrow D_s\gamma$  была определена на уровне около  $(47 \pm 2)\%$ . С учетом этой величины была получена оценка количества зарегистрированных в эксперименте SELEX  $D_s^\pm$  мезонов, полученных от распадов  $D_s^*(2112)$ , эта величина оказалась равной  $(25 \pm 2)\%$ , что существенно ниже чем наблюдаемая на  $e^+e^-$  коллайдерах ( $\sim 59\%$  для CLEO[19]).

Для исследования ожидаемой ширины и эффективности регистрации распада  $D_s^*(2112) \rightarrow D_s\pi^0$  был так же сгенерирован Монте-Карло образец с нулевой шириной спада. Как и в ранее сгенерированных образцах  $D_s^\pm$  мезон пролетал расстояние согласно своему времени жизни и распадался на  $K^+K^-\pi^\pm$ , а  $\pi^0$  мезон распадался со 100 % брэнчингом по каналу  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

Полученное распределение было отфитированно Гауссом плюс полиномиальная функция. Полученная ширина распределения ( $\sigma$ ) оказалась равна  $16.13 \pm 0.43$  МэВ. Эффективность регистрации данного процесса была оценена на уровне около  $(16 \pm 2)\%$ .

Оценить количество ожидаемых событий по распаду  $D_s^+\pi^0$  можно по формуле

$$N_{exp}(D_s^+\pi^0) = N_{det}(D_s^+\gamma) \times \frac{Br(D_s^+\pi^0)}{Br(D_s^+\gamma)} \times \frac{Eff(D_s^+\pi^0)}{Eff(D_s^+\gamma)}$$

Подставляя данные, полученные из моделирования, мы получим

$$N_{exp}(D_s^+\pi^0) = (60.1 \pm 14.9) \times \frac{0.058}{0.942} \times \frac{0.16 \pm 0.02}{0.37 \pm 0.02} \simeq 1.6 \pm 1.2$$

Для исследования процесса  $D_s^*(2112) \rightarrow D_s\pi^0$  в реальных событиях были взяты пары  $\gamma\gamma$ , лежащие в массовом окне  $\pi^0$   $135 \pm 7.5 \text{ MeV}/c^2$ , где каждый  $\gamma$ -квант должен был обладать энергией  $E_\gamma > 2$  ГэВ. Обрезания на кандидаты в  $D_s$  были взяты абсолютно идентичные использованным при исследовании распада  $D_s^*(2112) \rightarrow D_s\gamma$ . Для оценки числа событий в моде  $D_s^*(2112) \rightarrow D_s\pi^0$  распределение было отфитированно Гауссом с шириной, зафиксированной по данным Монте-Карло - 16.1 МэВ. Полученное количество событий оказалось равно  $-0.55 \pm 0.6$ .

### 6.3. Исследование распадов $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ и $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ .

Распады  $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$  и  $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$  были обнаружены достаточно быстро [65]. Следует отметить, что относительные вероятности радиационного и сильного распадов оказались в этом случае близкими, хотя обычно эти вероятности различаются в  $\sim 10000$  раз. Причиной этому служит малое энергосодержание в распаде  $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$  (всего несколько МэВ), что и приводит к подавлению вероятности сильного распада до уровня вероятности электромагнитного распада.

Образец событий с кандидатами в  $D^0$ -мезоны хорошо подходит для изучения общей оценки эффективности регистрации в эксперименте SELEX очарованных адронов как с  $\pi^0$ , так с  $\gamma$ -квантом в конечном состоянии и позволил оценить относительную вероятность распадов  $D^0\pi^0$  и  $D^0\gamma$ .

Аналогично образцу  $D_s$ , взятого для предыдущего анализа,  $D^0$  образец уже использовался при измерении времени жизни  $D^0$  [71]. Кандидаты в  $D^0$  были восстановлены по двум модам распада  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  и  $D^0 \rightarrow K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$ , при использовании следующих обрезаний:

- $L/\sigma > 6$
- $\text{pointback} < 5$
- $\chi^2/n_d$  вторичной вершины  $< 3$ .

Образец  $D^0$  кандидатов, отобранных для этого анализа, показан на Рис. 50. Кандидаты  $D^0$  в массовом окне  $1.9685 \pm 0.025$  ГэВ были объединены с восстановленными  $\gamma$ -квантами с энергией  $E_\gamma > 5$  ГэВ. Для уменьшения влияния ошибок в определении импульсов треков, составляющих  $D^0$ , мы как обычно, применили широко распространенную методику вычисления разницы масс между основным и возбужденным состоянием



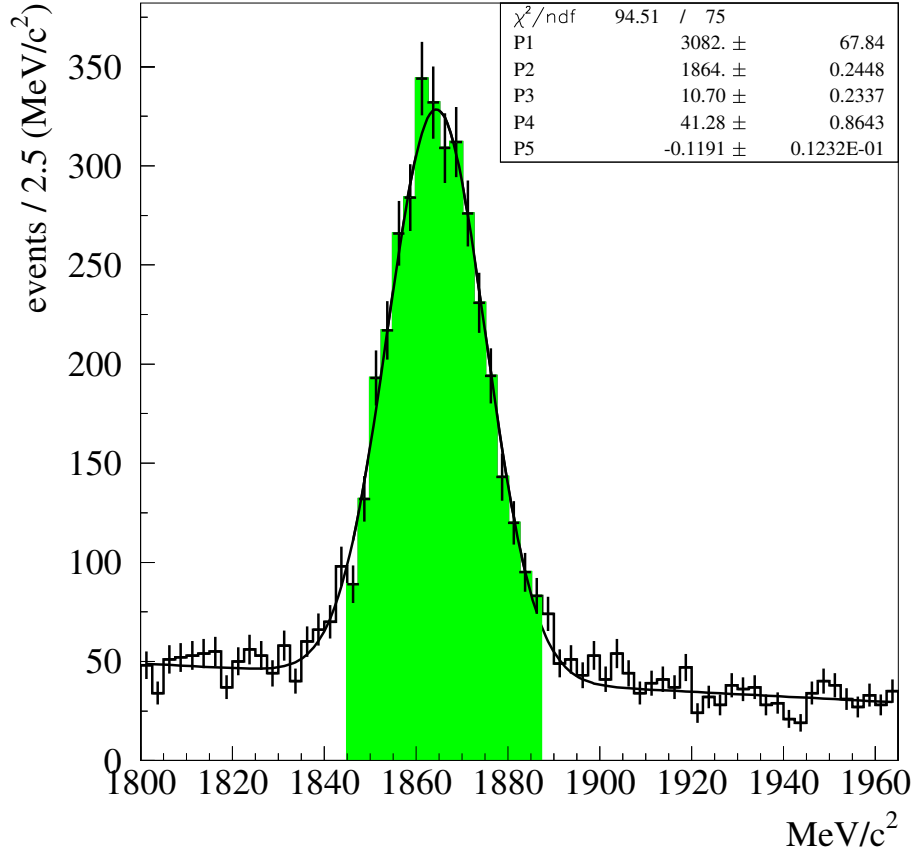


Рис. 50. Распределение эффективной массы  $K^\mp\pi^\pm$  и  $K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$  для отобранных событий. Заштрихованная область показывает массовое окно, кандидаты из которого были взяты для анализа.

$D^0$  мезона. Разница масс  $M(D^0\gamma) - M(D^0)$  в области  $0.5 - 1 \text{ ГэВ}/c^2$  показана на Рис. 51. Следует отметить, что в случае распада  $D^{0*} \rightarrow D^0\gamma$  от фотонов из распадов  $\pi^0$  возникает дополнительный фон. Для уменьшения этого фона были введено дополнительное ограничение - комбинация с  $\gamma$ -квантом не принималась к дальнейшему рассмотрению, если он в паре с любым другим  $\gamma$ -квантом в событии имел инвариантную массу в пределах  $\pm 25 \text{ МэВ}/c^2$  от номинальной массы  $\pi^0$ [65].

После применения всех ограничений в распределении наблюдается ясный сигнал  $D^{0*}$ (2007). Сигнал был отфитирован функцией Гаусса плюс полиномиальная функция. Разница масс оказалась равна  $141.2 \pm 0.9 \text{ МэВ}/c^2$ , что близко к табличному значению PDG  $142.12 \pm 0.07 \text{ МэВ}/c^2$ . Количество событий в пике над фоном -  $491.8 \pm 53.94$  событий. Ширина ( $\sigma$ ) оказалась равна  $8.3 \pm 0.8 \text{ МэВ}$ .

Перекрытое смешивание  $\gamma$ -квантов с  $D^0$  кандидатами из "sideband" областей в распределении для  $M(KK\pi^\pm\gamma) - M(KK\pi^\pm)$  показывает только возможное распределение для фона от двухчастичного распада.

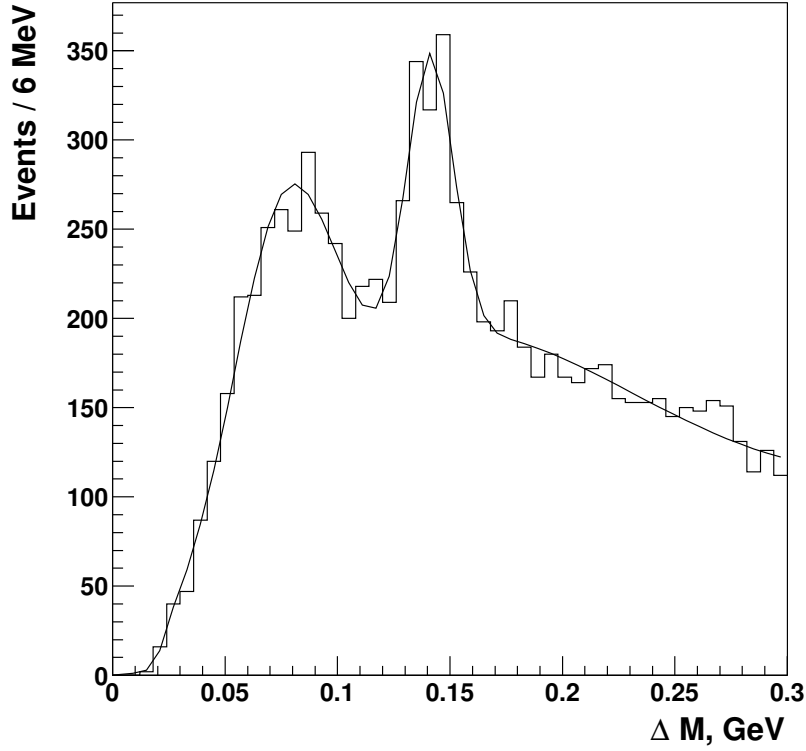


Рис. 51. Распределение для разницы масс  $M(KK\pi^\pm \gamma) - M(KK\pi^\pm)$  (Чарм триггер с  $E_\gamma > 5$  GeV).

Далее для отобранных событий мы построили разницу масс  $M(D^0\pi^0) - M(D^0)$ . Для уменьшения влияния ошибок в определении импульсов треков, составляющих  $D^0$ , мы как обычно, применили широко распространенную методику вычисления разницы масс между основным и возбужденным состоянием  $D^0$  мезона и стандартную процедуру "mass constrain" для  $\pi^0$  мезона (где 4-х импульс мезона варьируется в пределах своих ошибок для получения табличного значения массы  $\pi^0$  кандидата).

Результаты показаны на Рис. 52, где представлено распределение для разницы масс в  $M(D^0\pi^0) - M(D^0)$ . Разница масс оказалась равна  $142.2 \pm 1.2$  МэВ/ $c^2$ , что так же близко к табличному значению PDG  $142.12 \pm 0.07$  МэВ/ $c^2$ . Количество событий в пике над фоном -  $220.4 \pm 22.42$  событий. Ширина ( $\sigma$ ) оказалась равна  $11.6 \pm 1.2$  МэВ.

При смешивании сигнальных (центральная закрашенная область на Рис. 47)  $D^0$  кандидатов с  $\pi^0$  кандидатами из областей "sideband" аналогичное распределение разницы масс  $M(D^0\pi^0) - M(D^0)$  не проявляет существенного пика в указанном диапазоне. Обратное перекрестное смешивание сигнальных кандидатов с  $D^0$  кандидатами из "sideband" областей в распределении для  $M(KK\pi^\pm \pi^0) - M(KK\pi^\pm)$  так же показывает только возможное распределение для фона от двухчастичного распада.

Было проведено исследование стабильности получаемого сигнала от того, насколько

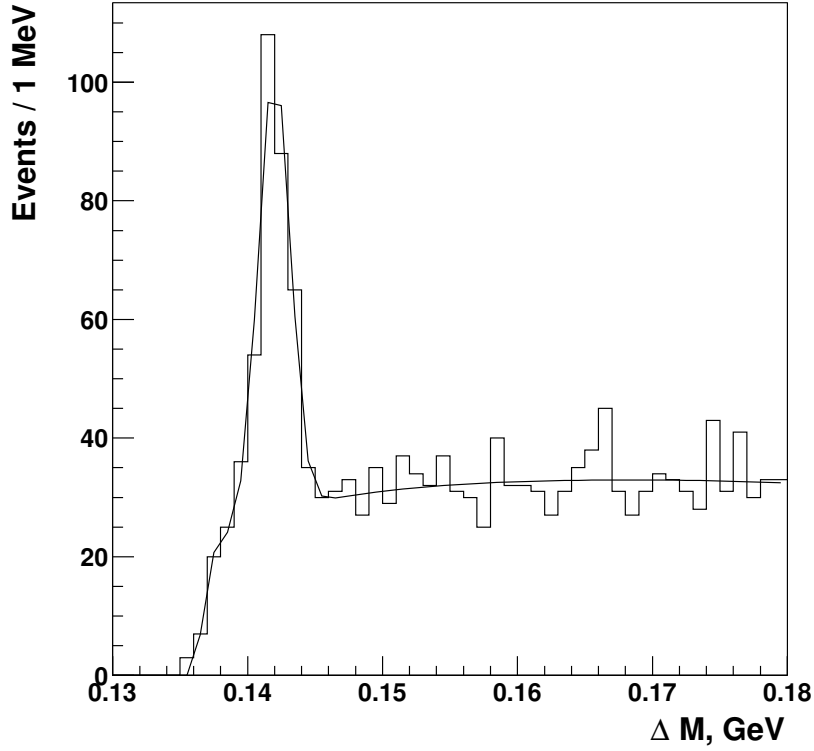


Рис. 52. Распределение для разницы масс  $M(KK\pi^\pm \pi^0) - M(KK\pi^\pm)$  ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ).

ко была правильно проведена калибровка детектора. Было установлено, что сигнал не изменяется с вариациями  $\pm 2\%$  по энергетической шкале. Поскольку точность при определении разницы масс в данной моде менее зависима от неопределенности связанных с энергетическими калибровками, конечный результат для разницы масс  $(D^{*0}) - (D0) = 142.2 \pm 1.2$ .

### 6.3.1. Определение относительных вероятностей распадов $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ и $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$

При определении отношения вероятностей

$$R_0 = \frac{Br(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma)}{Br(D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0)} = \frac{N(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma)}{Eff(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma)} \frac{Eff(D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0)}{N(D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0)}$$

использовались все описанные выше измерения. Следует отметить, что при таком рассмотрении систематические погрешности, связанные с эффективностью восстановления  $D^0$ -мезонов и эффективностью остальных обрезаний сокращаются и не дают вклада в конечный результат. Геометрическая эффективность регистрации фотонов и эффективность обрезаний на параметры кандидатов в  $D^0$ -мезон были определены путем моделирования рассматриваемых процессов по методу Монте-Карло.

В обоих случаях в величины -  $\text{Eff}(D^0\gamma)$  и  $\text{Eff}(D^0\pi^0)$  входят как эффективности регистрации состояний  $D^0$ ,  $\pi^0$  и  $\gamma$  мезонов, так и относительная эффективность регистрации конечных состояний. Подставляя значения, полученные из моделирования методом Монте-Карло и результаты фитов получаем

$$R_0 = \frac{Br(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma)}{Br(D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0)} = 0.71 \pm 0.11$$

Так как  $D^{*0}$ -мезон имеет только два разрешенных канала распада для уточнения результата было использовано дополнительное ограничение, чтобы сумма вероятностей равнялась единице. Используя полученное значение для отношения  $R_0$  можно определить относительную вероятность для обоих каналов:

$$Br(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma) = (41,8 \pm 3,6)\%; Br(D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0) = (58,2 \pm 3,6)\%$$

#### 6.4. Сравнение полученных результатов с данными других экспериментов

В Табл. 7 приведено сравнение результата настоящей работы по измерению  $Br(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma)$  с результатами других экспериментов на момент нашего анализа. Видно, что несмотря на то, что наша ошибка чуть более высока по сравнению с последними экспериментами CLEO и ARGUS, полученная нами величина хорошо согласуется как со средним общемировым, так и с каждым из них в отдельности.

эксперимент	год	Br(%)
MARK I [75]	1977	$45 \pm 15$
MARK II [76]	1982	$47 \pm 12$
JADE[77]	1985	$53 \pm 9 \pm 10$
HRS[78]	1987	$47 \pm 23$
MARK III[79]	1988	$37 \pm 8 \pm 8$
CLEO [80]	1992	$36,4 \pm 2,3 \pm 3,3$
ARGUS[81]	1994	$40,4 \pm 3,5 \pm 2,8$
среднемировое[65]	сейчас	$38,1 \pm 2,9$
SELEX	1997	$41,8 \pm 3,6$

Таблица 7. Результаты по измерению  $Br(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma)$

Полученные результаты позволяют утверждать, что хорошее энергетическое разрешение и высокая угловая разрешающая способность электромагнитного калориметра Фотон спектрометра SELEX дает возможность выполнить ряд точных измерений как в очарованном, так и не-очарованном секторах физики адронов. Дизайн, конструкция и свойства детекторов Фотон были подробно описаны [21], что служит базисом для создания процедур калибровки и восстановления физической информации и для проведения

— надежных расчетов методом Монте-Карло. Проведенная работа по оценке достоинств и недостатков элементов аппаратуры и устройства калориметра в целом использовались при планировании многочисленных экспериментов COSMOS (Fermilab), PRIMEX (Jlab Hall B), E04-012 (Jlab Hall A) и продолжают использоваться при планировании новых экспериментов как в зарубежных ускорительных центрах и институтах - E04-112 (Jlab), так и в России (ИТЭФ-ИОН). —

# Закключение

## *Основные результаты работы*

1. Была собрана и подготовлена к проведению исследований экспериментальная установка с электромагнитным калориметром на основе свинцового стекла, позволяющая проводить измерение энергии гамма-квантов в областях энергий от 2 до 500 ГэВ. С ее помощью были набраны и записаны на ленту данные из 1 миллиарда взаимодействий в распадах очарованных адронов.
2. Была разработана методика мониторингирования пьедесталов АЦП электромагнитного калориметра и разработана новая методика для изучения радиационного поражения свинцовых стекол электромагнитного калориметра. Она позволила правильно оценить степень потемнения стекол, что было существенным для точного определения коэффициентов усиления и достижения требуемого энергетического разрешения.
3. Создано новое и адаптировано существующее старое программное обеспечение для реконструкции данных электромагнитного калориметра спектрометра SELEX и проведена обработка полученных данных. Получены наборы DST (стрипы), которые непосредственно использовались для методических исследований, калибровок и физического анализа. Эти работы обеспечили основу для дальнейших исследований в спектрометре SELEX по данным сеансов 1996-1997 г.
4. Проведено измерение разности масс  
 $M(D_s^*) - M(D_s) = 143.7 \pm 1.5$  МэВ и  
 $M(D^{*0}) - M(D^0) = 142.0 \pm 1.2$  МэВ.  
Измерены относительные вероятности распада  $D^{0*}$   
 $Br(D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma) = (41, 8 \pm 3, 6)\%$ ;  
 $Br(D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0) = (58, 2 \pm 3, 6)\%$ .  
Полученные значения хорошо согласуются со средним общемировым и показывают надежность результатов, получаемых в эксперименте SELEX с помощью электромагнитного калориметра Фотон.
5. Проведено полное описание материалов и элементов конструкции установки, что служит базисом для создания процедур калибровки и восстановления физической информации и для проведения надежных расчетов методом Монте-Карло. Проведенная работа по оценке достоинств и недостатков элементов аппаратуры и устройства калориметра в целом использовались при планировании многочисленных экспериментов COSMOS (Fermilab), PRIMEX(Jlab Hall B), E04-012(Jlab Hall A) и продолжают использоваться при планировании новых экспериментов как в зарубежных ускорительных центрах и институтах - E04-112 (Jlab), так и в России (ИТЭФ-ИОН).

*Личный вклад автора* выражается в подготовке и сборке на ускорителе Tevatron экспериментальной установки SELEX с электромагнитным калориметром Фотон на основе свинцового стекла, позволившей с хорошей точностью измерять энергии гамма-квантов в областях энергий от 2 до 500 ГэВ; разработке методики и созданию программного обеспечения для мониторингирования пьедесталов АЦП электромагнитного калориметра и

изучения радиационного поражения свинцовых стекол; создании программного обеспечения для реконструкции данных электромагнитного калориметра спектрометра SELEX. Диссертанту принадлежала одна из ведущих ролей при осуществлении физической программы исследований по тематике диссертации, в анализе проведении полученных результатов и подготовке их к публикации.

В заключение автор выражает глубокую признательность Д. Рассу, П. Куперу, И. Ларину и другим участникам эксперимента E-781 за разностороннюю помощь, плодотворные обсуждения и внимание к этой работе.

Автор так же выражает искреннюю благодарность научному руководителю этой работы А.Г. Долголенко и всем сотрудникам возглавляемой им лаборатории за многолетнюю постоянную поддержку; М.А. Кубанцеву - за множество ценных замечаний, помощь и неизменный интерес к работе; Г. В. Давиденко за помощь в работе и полезные замечания.

## Список литературы

- [1] Пантуев В.С., Хачатурян М.Н., Чувילו И.В. ОИЯИ, **P-291**, (1959)  
Пантуев В.С., Хачатурян М.Н., Чувילו И.В. ПТЭ, **T1**, 19 (1960)
- [2] F. Binon *et al.*, “Hodoscope Gamma Spectrometer Gams-200,”  
Nucl. Instrum. Meth. **188**, 507 (1981).  
F. Binon *et al.*, “Hodoscope Multi - Photon Spectrometer Gams-2000,”  
Nucl. Instrum. Meth. A **248**, 86 (1986).  
D. Alde *et al.*, “Acquisition System For The Hodoscope Spectrometer Gams-4000,”  
Nucl. Instrum. Meth. A **240**, 343 (1985).
- [3] J. A. Appel *et al.*, “Performance Of A Lead Glass Electromagnetic Shower Detector At Fermilab,” Nucl. Instrum. Meth. **127**, 495 (1975).
- [4] D. P. Barber *et al.*, “A 480 Channel Lead Glass Cherenkov Detector,”  
Nucl. Instrum. Meth. **145**, 453 (1977).
- [5] T. Sumiyoshi *et al.*, “Performance Of The Venus Lead Glass Calorimeter At Tristan,”  
Nucl. Instrum. Meth. A **271**, 432 (1988).
- [6] P. Checchia *et al.*, “Performance Of The Forward Electromagnetic Calorimeter (Femc) For The End Caps Of The Delphi Detector,” Nucl. Instrum. Meth. A **275**, 49 (1989).
- [7] G. Bartha *et al.*, “Design And Performance Of The Asp Lead Glass Calorimeter,”  
Nucl. Instrum. Meth. A **275**, 59 (1989).
- [8] L. Bartoszek *et al.*, “The E760 Lead Glass Central Calorimeter: Design And Initial Test Results,” Nucl. Instrum. Meth. A **301**, 47 (1991).
- [9] K. Ahmet *et al.* “The Opal Detector At Lep,” Nucl. Instrum. Meth. A **305**, 275 (1991).
- [10] D. Autiero *et al.*, “The electromagnetic calorimeter of the NOMAD experiment,”  
Nucl. Instrum. Meth. A **373**, 358 (1996).
- [11] L. Aphecetche *et al.*, “PHENIX calorimeter,” Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 521 (2003).
- [12] K. Reygers [WA98 Collaboration], “Measurement of photons and neutral mesons in the WA98 experiment,” Czech. J. Phys. **48S1**, 75 (1998).
- [13] T. Nakano *et al.* [LEPS Collaboration], “Observation of  $S = +1$  baryon resonance in photo-production from neutron,” Phys. Rev. Lett. **91**, 012002 (2003)  
V. V. Barmin *et al.* [DIANA Collaboration], “Observation of a baryon resonance with positive strangeness in  $K^+$  collisions with Xe nuclei,” Phys. Atom. Nucl. **66**, 1715 (2003)  
[Yad. Fiz. **66**, 1763 (2003)]  
For a recent review on pentaquarks see:  
M. Danilov, “Experimental Review on Pentaquarks,” [arXiv:hep-ex/0509012].



- [14] S. E. Csorna *et al.* [CLEO Collaboration], “First observation of Upsilon(1D) states,” [arXiv:hep-ex/0207060].
- [15] S. K. Choi *et al.* [Belle Collaboration], “Observation of a new narrow charmonium state in exclusive  $B^{+-} \rightarrow K^{+-} \pi^+ \pi^- J/\psi$  decays,” Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003)  
D. Acosta *et al.* [CDF II Collaboration], “Observation of the narrow state  $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  in anti-p p collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV,” Phys. Rev. Lett. **93**, 072001 (2004)  
V. M. Abazov, **A.V. Evdokimov** *et al.* [D0 Collaboration], “Observation and properties of the  $X(3872)$  decaying to  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  in p anti-p collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV,” Phys. Rev. Lett. **93**, 162002 (2004)
- [16] S. K. Choi *et al.* [BELLE collaboration], “Observation of the  $\eta/c(2S)$  in exclusive  $B \rightarrow K K(S) K^- \pi^+$  decays,” Phys. Rev. Lett. **89**, 102001 (2002)
- [17] M. Mattson, **A.V. Evdokimov** *et al.* [SELEX Collaboration], “First observation of the doubly charmed baryon  $\Xi_{cc}^+$ ,” Phys. Rev. Lett. **89**, 112001 (2002).
- [18] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], “Observation of a narrow meson decaying to  $D/s + \pi^0$  at a mass of 2.32-GeV/ $c^2$ ,” Phys. Rev. Lett. **90**, 242001 (2003).
- [19] D. Besson *et al.* [CLEO Collaboration], “Observation of a narrow resonance of mass 2.46-GeV/ $c^2$  decaying to  $D/s^* + \pi^0$  and confirmation of the  $D/sJ^*(2317)$  state,” Phys. Rev. D **68**, 032002 (2003)
- [20] P. Krokovny *et al.* [Belle Collaboration], “Observation of the  $D/sJ(2317)$  and  $D/sJ(2457)$  in B decays,” Phys. Rev. Lett. **91**, 262002 (2003).
- [21] M. Y. Balatz, P. S. Cooper, G. V. Davidenko, A. G. Dolgolenko, G. B. Dzyubenko, **A. V. Evdokimov**, I. Giller, Y. M. Goncharenko, A. D. Kamenskii, M. A. Kubantsev, V. F. Kurshetsov, J. Lach, L. G. Landsberg, I. F. Larin, V. A. Matveev, M. A. Moinester, S. B. Nurushev, A. Ocherashvili, J. Russ, V. K. Semyatchkin, A. I. Sitnikov, V. Steiner, I. I. Tsukerman, A. N. Vasiliev, D. V. Vasilov, V. S. Verebryusov, V. A. Victorov, V. E. Vishnyakov.  
*"THE LEAD - GLASS ELECTROMAGNETIC CALORIMETER FOR THE SELEX EXPERIMENT."*, Препринт **ИТЭФ-18-04**, Препринт **FERMILAB-TM-5225**, Nucl. Instr. and Meth. A **545** (2005) 114.
- [22] **A. V. Evdokimov** *et al.* [SELEX collaboration],  
*"FIRST OBSERVATION OF A NARROW CHARM-STRANGE MESON  $D_{sJ}^+(2632) \rightarrow D_s^+ \eta$  AND  $D^0 K^+$ ."*, Phys. Rev. Lett. **93**, 242001 (2004)
- [23] P. Cooper *et al.* [SELEX collaboration],  
*"FIRST OBSERVATION OF A NARROW CHARM-STRANGE MESON  $D_{sJ}^+(2632) \rightarrow D_s^+ \eta$  AND  $D^0 K^+$ ."*, ECONF **C0406271** MONT01 (2004)

- [24] P. Cooper et al. [SELEX collaboration],  
*"FIRST OBSERVATION OF A NARROW D/SJ MESON  
at 2632-MeV/c\*\*2"*,  
**Nucl.Phys.Proc.Suppl.**142:467-495,2005
- [25] J. Engelfried et al. [SELEX collaboration],  
*"Recent SELEX Results on the Properties of Charmed Hadrons"*,  
**AIP Conference Proceedings** Volume 756:192-194,2005
- [26] J. Russ et al. [SELEX collaboration],  
*"First Observation of the DsJ(2632)"*,  
**Int.J.Mod.Phys.A** Vol. 20, No. 16 (2005) 3675-3676
- [27] J. L. Langland, "Hyperon and anti-hyperon production in  $p$ -Cu interactions".  
PhD thesis, University of Iowa, 1996. UMI-96-03058.
- [28] J. Langland, "Hyperon beam flux parameterization for E781 based on E497 data,"  
H-Note 693, SELEX Internal Report, 1994.
- [29] U. Dersch, **A.V. Evdokimov et al.**, [SELEX Collaboration] "Total cross section  
measurements with  $\pi^-$ ,  $\Sigma^-$  and protons on nuclei and nucleons around 600 GeV/c,"  
*Nucl. Phys.* **B579** (2000) 277,
- [30] P. Mathew, *Construction and evaluation of a high resolution silicon microstrip tracking  
detector and utilization to determine interaction vertices.*  
PhD thesis, Dept. of Physics, Carnegie Mellon University, 1997.
- [31] A. Kushnirenko, *Precision measurements of the Lambda/c+ and D0 lifetimes.*  
PhD thesis, Dept. of Physics, Carnegie Mellon University, 2000.
- [32] N. Bondar *et al.*, "E781 beam transition radiation detector,"  
H-Note 746, SELEX Internal Report, 1995.
- [33] A. Atamantchuk *et al.*, "Design and performance of the Fermilab E781 (SELEX) hardware  
scattering trigger," *Nucl. Instrum. Meth.* **A425** (1999) 529–535.
- [34] J. S. Russ, R. Yarema, and T. Zimmerman, "Studies of the LBL CMOS integrated  
amplifier/discriminator for randomly timed inputs from fixed target experiments,"  
*IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-36** (1989) 471.
- [35] U. Dersch *et al.*, "Mechanical design of the large angle silicon detectors," H-Note 804,  
SELEX Internal Report, 1998.
- [36] K. Vorwalter, *Determination of the Pion Charge Radius with a Silicon Microstrip  
Detector System.* PhD thesis, Max-Planck-Institut fur Kernphysik, 1998.
- [37] V. Maleev *et al.*, "Description and test results for DPWC and TRD in E781,"  
H-Note 747, SELEX Internal Report, 1995.

- [38] J. Engelfried *et al.*, “The E781 (SELEX) RICH detector,”  
**Nucl. Instrum. Meth. A****409** (1998) 439.
- [39] M. K. A. Antonov, G. Dsyubenko, “Geometry of the assembled E781 Photon 1, 2 detectors,” H-Note 748, SELEX Internal Report, 1995.
- [40] V. V. G. Davidenko, M. Kubantsev, “Photon database for E781,”  
H-Note 767, SELEX Internal Report, 1996.
- [41] L. E. T. Lungov, “Vector drift chambers database,”  
H-Note 779, SELEX Internal Report, 1997.
- [42] P. Pogodin *et al.*, “Drift chambers of the M1 spectrometer: the detector, electronics and software,” H-Note 788, SELEX Internal Report, 1997.
- [43] I. Eschrich, *Measurement of the  $\Sigma^-$  charge radius at the Fermilab hyperon beam.*  
PhD thesis, Max-Planck-Institut fur Kernphysik, 1998.
- [44] A. Kulyatsev *et al.*, “E781 hardware trigger preliminary design,”  
H-Note 676, SELEX Internal Report, 1994.
- [45] D. M. J. Engelfried, P. Cooper, “The E781 trigger and DAQ System,”  
H-Note 643, SELEX Internal Report, 1995.
- [46] SELEX collaboration (presented by J. Russ ), “Radiative width of the  $a_2$  meson,”  
Presented at 29th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 98),  
Vancouver, Canada, 23-29 Jul 1998. [hep-ex/9901014]
- [47] J. Wiss, *Prepared for International School of Physics, 'Enrico Fermi': Heavy Flavor Physics - A Probe of Nature's Grand Design, Varenna, Italy, 8-18 Jul 1997*
- [48] J. S. Russ, “Fermilab hyperon program: Present and future plans,”  
*Nucl. Phys. A* **585** (1995) 39C.
- [49] M. Y. Balats *et al.*, “Characteristics of the electromagnetic calorimeter prototype for segmented large x baryon spectrometer (FERMILAB experiment E-781),” ITEP-92-109
- [50] Y. M. Goncharenko, O. A. Grachov, V. F. Kurshetsov, L. G. Landsberg, S. B. Nurushev and A. N. Vasiliev, “Photon detector for high-energy measurements in the SELEX spectrometer (Fermilab experiment E781),” IFVE-95-109
- [51] J. Lach, “E781 hyperon beam and targeting system,” FERMILAB-TM-2129
- [52] J. Engelfried *et al.*, “The RICH detector of the SELEX experiment,”  
*Nucl. Instrum. Meth. A* **433** (1999) 149.
- [53] D. L. Adams *et al.*, “The Experimental setup to study spin effects in inclusive  $\pi^0$  production with the use of polarized proton and anti-proton. Beams with energy of 200-GeV,” IFVE-91-100

- 
- [54] E. Dambik, D. Kline and R. West, "The Epicure Control System," FERMILAB-CONF-93-288 *Presented at International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems (ICALEPCS 93), Berlin, Germany, 18-22 Oct 1993*
  - [55] S. Zimmermann, V. H. Areti, G. W. Foster, U. Joshi and K. Treptow, "Fastbus readout controller card for high speed data acquisition," FERMILAB-CONF-91-290 *Presented at IEEE 1991 Nuclear Science Symp., Santa Fe, NM, Nov 5-9, 1991*
  - [56] A. A. Lednev, "Separation of the overlapping electromagnetic showers in the cellular GAMS type calorimeters," IFVE-93-153
  - [57] A. A. Lednev, "Electron shower transverse profile measurement," Nucl. Instrum. Meth. A **366** (1995) 292.
  - [58] D. Autiero *et al.*, "Parameterization of e and gamma initiated showers in the NOMAD lead-glass calorimeter," Nucl. Instrum. Meth. A **425** (1999) 188.
  - [59] **A. Evdokimov**, M. Kubantsev, I. Larin, "E781 detectors calibration with pi0's" H-Note 828, SELEX Internal Report, 1998.
  - [60] **A. Evdokimov**, A. Dolgolenko, M. Kubantsev, I. Larin, J. Russ "Evidence for narrow Ds\*(2640) meson decaying into Ds eta." H-Note 846, SELEX Internal Report, 2004.
  - [61] P. Cooper, **A. Evdokimov**, J. Russ "Update on Dsj+(2632) -> Ds+ eta. and D0 K+ Analysis" H-Note 848, SELEX Internal Report, 2004.
  - [62] **A. Evdokimov**, M. Kubantsev, V. Kurshetsov, I. Larin, M. Moinester, A. Ocherashvili, V. Steiner, V. Vishnyakov "Status of E781 Photon Detectors During 1996-7 Run" H-Note 827, SELEX Internal Report, 1998.
  - [63] M. Kobayashi, Y. Prokoshkin, A. Singovsky and K. Takamatsu, "Radiation hardness of lead glasses TF1 and TF101," Nucl. Instrum. Meth. A **345** (1994) 210.
  - [64] A. V. Inyakin, D. B. Kakauridze, A. A. Lednev, Y. D. Prokoshkin and A. V. Singovsky, "Investigation Of The Characteristics Of Lead Glass Gamma Spectrometer Radiators Irradiated By High-Energy Particles," Nucl. Instrum. Meth. **215** (1983) 103.
  - [65] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group Collaboration], *Phys. Lett.* **B592**, 1 (2004).
  - [66] M. E. Mattson "Search for baryons with two charm quarks", PhD thesis, Dept. of Physics, Carnegie Mellon University, 2002.
  - [67] J. Russ, **A. Evdokimov**, *et al.* [SELEX Collaboration], "First charm hadroproduction results from SELEX," arXiv:hep-ex/9812031.
  - [68] J. Engelfried *et al.* "The RICH detector of the SELEX experiment" Nucl. Instrum. Meth. **A433** (1999) 149.
  - [69] M. Kaya, **A. Evdokimov**, *et al.* [SELEX Collaboration], "Production asymmetry of D/s from 600-GeV/c Sigma- and pi- beam," Phys. Lett. B **558**, 34 (2003)

- [70] M. Iori, **A. Evdokimov**, *et al.* [SELEX Collaboration], “Measurement of the  $D/s^+$ -lifetime,” *Phys. Lett. B* **523**, 22 (2001)
- [71] A. Kushnirenko, **A. Evdokimov**, *et al.* [SELEX Collaboration], “Precision measurements of the  $\Lambda/c^+$  and  $D^0$  lifetimes,” *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5243 (2001)
- [72] See SELEX web-page <http://www-selex.fnal.gov>
- [73] V. V. Molchanov, **A. Evdokimov**, *et al.* [SELEX Collaboration], “Radiative decay width of the  $a_2(1320)$ - meson,” *Phys. Lett. B* **521**, 171 (2001)
- [74] Y. Kubota *et al.* [CLEO Collaboration], “Observation of a new charmed strange meson,” *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1972 (1994)
- [75] G. Goldhaber *et al.* [MARK Collaboration], “D And  $D^*$  Meson Production Near 4-GeV In  $E^+ E^-$  Annihilation,” *Phys. Lett. B* **69**, 503 (1977).
- [76] M. W. Coles *et al.* [MARK II Collaboration], “D Meson Production In  $E^+ E^-$  Annihilation At  $E_{cm}$  Between 3.8-GeV And 6.7-GeV,” *Phys. Rev. D* **26**, 2190 (1982).
- [77] W. Bartel *et al.* [JADE Collaboration], “Inclusive Neutral  $D^*$  Production And Limits On  $F^*$  Production In  $E^+ E^-$  Annihilation At Petra,” *Phys. Lett. B* **161**, 197 (1985).
- [78] E. H. Low *et al.* [HRS Collaboration], “Production And Fragmentation Of The  $D^{*0}$  Meson In  $E^+ E^-$  Annihilations,” *Phys. Lett. B* **183**, 232 (1987).
- [79] J. Adler *et al.* [MARK III], “Measurement Of The  $D^*$  Branching Ratios,” *Phys. Lett. B* **208**, 152 (1988) [Erratum-ibid. *B* **227**, 501 (1989)].
- [80] F. Butler *et al.* [CLEO Collaboration], “Measurement of the  $D^*$  (2010) branching fractions,” *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2041 (1992).
- [81] H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], “Study of  $D^0$  and  $D^+$  decays into final states with two or three kaons,” *Z. Phys. C* **64**, 375 (1994).

## Список иллюстраций

1	Схематический вид спектрометра SELEX и области вершинного детектора.	8
2	Схематический вид спектрометра SELEX . . . . .	9
3	Схематический вид гиперонного магнита . . . . .	10
4	Схематический вид Пучкового TRD. . . . .	11
5	Пучковый и Вершинный детекторы. . . . .	13
6	Типичное разрешение вершинного детектора. . . . .	13
7	Схематический вид M1 PWC камер. . . . .	15
8	Расположение трех LASD станций. . . . .	15
9	Схематический вид и разрешение LASD. . . . .	16
10	Схематический вид M2 PWC камер и ETRD плоскостей. . . . .	17
11	$e/\pi$ разделение, использующее Электронный TRD . . . . .	18
12	Формирование колец на детектирующей поверхности RICH. . . . .	19
13	Схематический вид RICH детектора. . . . .	19
14	$K/\pi$ разделение в области 95-105 ГэВ. . . . .	20
15	Радиусы колец и разделение частиц. . . . .	21
16	Схема VDC камеры . . . . .	22
17	Схематический вид элементов триггера SELEX . . . . .	23
18	Измерение множественности событий в счетчиках взаимодействия. . . . .	24
19	Схематический вид SELEX Триггера и системы DAQ . . . . .	26
20	Вид Фотон 1 со стороны мишени. Цветные квадраты показывают типичное распределение энергии в восстановленном событии. Черные точки - координаты восстановленных фотонных кластеров, белые относятся к остальным нейтральным частицам а заштрихованные - к заряженным частицам. . . . .	28
21	Вид Фотон 2 со стороны мишени. Цветные квадраты показывают типичное распределение энергии в восстановленном событии. Черные точки - координаты восстановленных фотонных кластеров, белые относятся к остальным нейтральным частицам а заштрихованные - к заряженным частицам. . . . .	28
22	Вид Фотон 3 со стороны мишени. Цветные квадраты показывают типичное распределение энергии в восстановленном событии. Черные точки - координаты восстановленных фотонных кластеров, заштрихованные - к заряженным частицам. . . . .	29
23	Схематический вид счетчика из свинцового стекла. . . . .	30
24	Блоковая диаграмма локальной триггерной логики ADC. . . . .	34
25	Временная диаграмма лосальной триггерной логики (A): $T1$ вместе с $T2$ . Генерируются ворота и строб сигнал на вход FSCC, событие принято. (B) $T1$ вместе с $\bar{T}2$ . Генерируются ворота и сигнал сброса, событие отвергается. . . . .	36
26	Схематический вид триггера Фотон 3. . . . .	36
27	Схематический вид системы мониторингирования. . . . .	37
28	Схематический вид системы считывания. . . . .	40
29	Распределение для эффективной массы $\gamma - \gamma$ системы для изолированных фотонов с $E_\gamma > 2$ ГэВ. Верхний левый угол - оба фотона	

	попали в Фотон 1 (11). Верхний правый угол - первый фотон попал в Фотон 1, а второй фотон попал в Фотон 2 (12). Слева в среднем ряду - первый фотон попал в Фотон 1, а второй фотон попал в Фотон 3 (13). Справа в среднем ряду - оба фотона попали в Фотон 2 (22). Нижний левый угол - первый фотон попал в Фотон 2, а второй фотон попал в Фотон 3 (23). Нижний правый угол - оба фотона попали в Фотон 3 (33). Результаты фита представлены в Таблице 6. . . . .	45
30	Значения пьедесталов АЦП для трех типичных счетчиков (по одному из каждого калориметра Фотон) во время набора данных. . . . .	46
31	Распределение $R_{corr}$ (сплошная гистограмма) и $R_{uncorr}$ (пунктирная гистограмма) для (а) маленьких и (b) больших блоков Фотон 1, для (с) маленьких и (d) больших блоков Фотон 2 и для (е) обычного и (f) радиационно стойких блоков Фотон 3. Кривой линией представлен Гауссовский фит. . . . .	47
32	Распределения $K_{corr}$ : (а) - для маленьких (пунктирная гистограмма) и больших (сплошная гистограмма) блоков Фотон 1, (b) - для маленьких (пунктирная гистограмма) и больших (сплошная гистограмма) блоков Фотон 2 и (с) - для обычных (пунктирная гистограмма) и радиационно-стойких (сплошная гистограмма) блоков Фотон 3. . . . .	48
33	Графическое представление распределения $R_{corr}$ для некоторых радиационно-поврежденных счетчиков Фотон 2. Счетчики со схожими значениями $R_{corr}$ показаны одним цветом. Маленькие красные прямоугольники отмечают блоки в которых происходила замена какого-либо из компонентов электроники и исключенные из данного анализа. . . . .	49
34	Графическое представление распределения $R_{corr}$ для некоторых радиационно-поврежденных счетчиков Фотон 3. Счетчики со схожими значениями $R_{corr}$ показаны одним цветом. Маленькие красные прямоугольники отмечают блоки в которых происходила замена какого-либо из компонентов электроники и исключенные из данного анализа. . . . .	49
35	Долговременная вариация $R_{corr}$ для типичных счетчиков из Фотон 1 (верхняя гистограмма), для поврежденного счетчика Фотон 2 (средняя гистограмма) и для поврежденного счетчика Фотон 3 (нижняя гистограмма). . . . .	51
36	Инвариантное массовое распределение для системы $\gamma\gamma$ ( $\pi^-$ пучок, Эксклюзивный триггер, $E_\gamma > 2$ ГэВ, $N_\gamma = 2$ , $E_{\gamma\gamma} > 10$ ГэВ). Разрешение по массе $\sigma(M)/M$ равно 6% для $\pi^0$ и 5% для $\eta$ . . . . .	53
37	Спектр эффективных масс для системы $\pi^+\pi^-\pi^0$ ( $\Sigma^-$ пучок, Эксклюзивный триггер, $E_\gamma > 2$ ГэВ, $N_\gamma = 2$ , $E_{\pi^0} > 10$ ГэВ). Разрешение по массе $\sigma(M)/M$ - 1.2% для $\eta$ и 1.8% для $\omega$ . . . . .	53
38	Спектр эффективных масс для системы $\pi^+\pi^-\eta$ (Эксклюзивный триггер, $E_\gamma > 2$ ГэВ, $N_\gamma = 2$ , $E_\eta > 10$ ГэВ). Разрешение по массе $\sigma(M)/M$ - 0.8% для системы $\eta'$ и 1.35% для системы $f$ . . . . .	53

39	Спектр эффективных масс для системы $2\pi^0$ ( $\Sigma^-$ beam, Эксклюзивном триггере, $E_\gamma > 4$ ГэВ, $N_{\pi^0} \leq 4$ , $E_{\pi^0} > 30$ ГэВ). Разрешение по массе $\sigma(M)/M$ для системы $K^0$ - 2.2%. . . . .	53
40	Спектр эффективных масс для системы $3\pi^0$ ( $\Sigma^-$ пучок, Эксклюзивный триггер, $E_\gamma > 5$ ГэВ, $N_\gamma = 6$ , $E_{\pi^0} > 20$ ГэВ). Разрешение по массе $\sigma(M)/M$ для системы $\eta$ - 1.9%. . . . .	54
41	Спектр эффективных масс для системы $\pi^+\pi^-\gamma$ ( $\Sigma^-$ пучок, Эксклюзивный триггер). 1 - " фальшивый" пик от распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с одним потеряным фотоном. 2 - " фальшивый" пик от распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с одним потеряным фотоном. Фальшивые пики сдвинуты в область меньших масс. . . . .	54
42	Набор данных SELEX . . . . .	57
43	" Event display" для события с $\Lambda_c$ . . . . .	60
44	Пример события с $\Lambda_c$ в RICH. . . . .	62
45	Вид вершины кандидата на событие с $\Lambda_c$ . . . . .	64
46	Парметры ипользуемые для отборов очарованных событий. . . . .	66
47	Распределение эффективной массы $K^+K^-\pi^\pm$ для реальных отобранных событий. Заштрихованная область показывает массовое окно, кандидаты из которого смешивались с кандидатами в $\pi^0$ мезоны. Заштрихованные области вне массового пика показывают кандидаты, использовавшиеся затем в " sideband" анализе. . . . .	68
48	$D_s^*$ (2112) сигнал в спектре разницы масс. Заштрихованные область - комбинаторный фон, полученный методом смешанных событий. . . . .	69
49	<i>Слева:</i> Спектр восстановленных $D_s$ мезонов по каналу $K^+K^-\pi^\pm$ (Монте-Карло). <i>Справа:</i> Спектр разницы масс $M(K^+K^-\pi\gamma) - M(K^+K^-\pi)$ (Монте-Карло). . . . .	70
50	Распределение эффективной массы $K^\mp\pi^\pm$ и $K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$ для отобранных событий. Заштрихованная область показывает массовое окно, кандидаты из которого были взяты для анализа. . . . .	72
51	Распределение для разницы масс $M(KK\pi^\pm \gamma) - M(KK\pi^\pm)$ (Чарм триггер с $E_\gamma > 5$ GeV). . . . .	73
52	Распределение для разницы масс $M(KK\pi^\pm \pi^0) - M(KK\pi^\pm)$ ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ). . . . .	74

## Список таблиц

1	Свойства чармовых мишеней . . . . .	12
2	Оценка работы триггера SELEX . . . . .	25
3	Спецификация калориметров из свинцового стекла в <i>SELEX</i> . . . . .	27
4	Химический состав свинцового стекла. . . . .	31
5	Спецификация <i>Cookies</i> . . . . .	32
6	Результаты калибровки на $\pi^0$ . . . . .	44
7	Результаты по измерению $Br(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma)$ . . . . .	75