

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

На правах рукописи.

Романов Дмитрий Александрович

# КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФЕМТОСКОПИЯ Л-ГИПЕРОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ АДРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 600 ГэВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

# Специальность 01.04.16 - Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

## АВТОР:

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
профессор Поносов Александр Кли-  
ментьевич

Москва - 2010

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Корреляционная фемтоскопия <math>\Lambda</math>-гиперонов.</b>	<b>10</b>
1.1 Корреляционная фемтоскопия тождественных частиц .	11
1.2 Параметризация . . . . .	15
1.3 Выбор фонового распределения . . . . .	16
1.4 Угловые корреляции $\Lambda$ -гиперонов . . . . .	18
1.5 Мировые данные . . . . .	20
<b>2 Методика эксперимента</b>	<b>27</b>
2.1 Эксперимент SELEX (E-781) . . . . .	27
2.1.1 Гиперонный пучок . . . . .	28
2.1.2 Пучковый спектрометр . . . . .	30
2.1.3 Мишени . . . . .	32
2.1.4 Вершинный Спектрометр . . . . .	33
2.1.5 M1 Спектрометр . . . . .	34
2.1.6 M2 Спектрометр . . . . .	36
2.1.7 Кольцевой черенковский детектор RICH . . . . .	38
2.1.8 M3 Спектрометр . . . . .	40
2.1.9 Триггер и система сбора данных . . . . .	42
2.1.10 Электромагнитный калориметр . . . . .	44
2.1.11 Набор данных во время сеанса . . . . .	44
2.1.12 Фильтрация данных во время сеанса . . . . .	45
2.2 Обработка данных эксперимента SELEX . . . . .	48
2.2.1 Программа VBK . . . . .	48
2.3 Пакет «LaCor» . . . . .	50
2.3.1 Процесс обработки данных . . . . .	50

2.3.2	Архитектура . . . . .	52
2.3.3	Анализ данных . . . . .	55
2.3.4	Моделирование событий, содержащих пары Л-гиперонов. . . . .	56
2.3.5	Использование сетей GRID для обработки данных	58
<b>3</b>	<b>Отбор событий</b>	<b>62</b>
3.1	Отбор пар Л-гиперонов . . . . .	62
3.1.1	Отбор событий, содержащих Л-гипероны . . . .	63
3.1.2	Отбор Л-гиперонов, распавшихся в вершинном детекторе. . . . .	66
3.1.3	Распределение Подолянского-Арментероса . . .	67
3.2	Сравнение моделюемых и экспериментальных данных . . . . .	71
3.3	Методика выделения $\Sigma^0$ гиперонов. . . . .	77
<b>4</b>	<b>Корреляции пар Л-гиперонов.</b>	<b>79</b>
4.1	Использование пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ в качестве опорного распределения . . . . .	79
4.2	Использование моделирования в качестве опорного распределения . . . . .	81
4.3	Методика «вычитание фона» . . . . .	81
4.4	Использование «двойного отношения» . . . . .	85
4.5	Результаты применения параметризации Гольдхабера для корреляционных функций . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Заключение.</b>	<b>90</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>92</b>

# Введение

## Актуальность темы

Изучение процесса адронизации кварков в настоящее время является актуальной проблемой, которой посвящено большое количество исследований в области физики высоких энергий. Она вызывает интерес в связи с поисками кварк-глюонной плазмы, а также предоставляет важнейшие данные, необходимые для понимания и изучения фундаментальных взаимодействий в рамках квантовой хромодинамики (КХД).

Одним из эффективных инструментов, позволяющим исследовать пространственно-временные характеристики области генерации адронов и параметры адрон-адронного рассеяния, является корреляционная фемтоскопия. Впервые метод двухчастичной интерферометрии применили в 1950-х годах, когда Р. Ханбари Браун и Р. Твисс предложили для определения размеров звезд изучать корреляции интенсивности счета двойных совпадений фотонов в зависимости от расстояния между детекторами. Метод широко известен под аббревиатурой (НВТ) от первых букв фамилий авторов, часто эту аббревиатуру применяют и к корреляционной фемтоскопии в физике элементарных частиц. В 1960 году Г. Гольдхабер, С. Гольдхабер, В. Ли и А. Пайс изучали угловые корреляции тождественных пионов в  $p\bar{p}$ -аннигиляции. В эксперименте наблюдалось усиление выхода одноименно заряженных пионных пар при малых относительных импульсах (GGLP - эффект). Такие корреляции были объяснены квантово-статистическими свойствами образующихся объектов: тождественные бозоны, подчиняясь статистике Бозе-Эйнштейна, с большей вероятностью рождаются с близкими импульсами, ферми-

оны, согласно статистике Ферми-Дирака - с меньшей. Было показано, что такое коррелированное поведение тождественных частиц можно использовать для изучения свойств области их образования. В случае нетождественных частиц возникают корреляции с малым относительным импульсом, обусловленные сильным и кулоновским взаимодействием в конечном состоянии, которые также содержат подобную информацию.

Таким образом, корреляционная фемтоскопия является эффективным инструментом, дающим ключ к исследованию пространственно-временных характеристик области генерации адронов, изучению взаимодействия в конечном состоянии и других параметров адрон-адронного рассеяния.

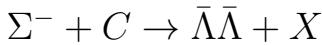
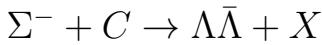
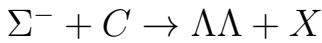
Хотя изучение корреляций тождественных частиц ведется уже более 40 лет, до недавнего времени исследования, в основном, ограничивались пионными системами. Корреляционная фемтоскопия странных частиц находится в стадии становления. Данные по корреляциям Л-гиперонов с малым относительным импульсом достаточно скучны и исчерпываются результатами, полученными в экспериментах: ALEPH, DELPHI, OPAL в  $e^+e^-$  аннигиляции на ускорителе LEP, NA49 во взаимодействиях ионов свинца и EXCHARM в nC-взаимодействиях. Таким образом является актуальным проведение изучения корреляций Л-гиперонов для получения новых экспериментальных данных. Кроме того, взаимодействия в конечном состоянии недостаточно хорошо изучены в связи со сложностью разделения эффекта квантово-статистических корреляций с эффектом взаимодействий в конечном состоянии, поэтому данные исследования могут стать хорошим материалом для теоретической работы.

Уникальная статистика эксперимента SELEX, проведенного на

гиперонном пучке с энергией 600 GeV ускорителя Тэватрон (США, Лаборатория им. Ферми), позволяет впервые исследовать корреляции  $\Lambda$ -гиперонов, рожденных во взаимодействии гиперонов с ядрами углерода, а также получить самую большую в мире статистику пар  $\Lambda$ -гиперонов.

## Цель работы

Целью работы явилось изучение парных корреляций с малым относительным импульсом  $\Lambda$ -гиперонов и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, образованных во взаимодействии адронов с энергией 600 ГэВ с ядрами углерода в реакциях:



Работа основана на данных эксперимента SELEX, проведенного на Тэватроне (лаборатории им. Ферми, США).

## Научная новизна и значимость работы

1. Впервые на гиперонном пучке были исследованы корреляционные функции пар тождественных  $\Lambda$ -гиперонов. Наблюдаются деструктивные корреляции в области малых относительных четырехимпульсов пар  $\Lambda$ -гиперонов. В рамках параметризации Гольдхабера измерены характеристики области рождения  $\Lambda$ -гиперонов.
2. Объем данных эксперимента SELEX, насчитывающий  $10^9$  триггерных событий, позволил отобрать около 20 тысяч пар  $\Lambda$ -гиперонов, что значительно превышает статистику ранее проводимых исследований по корреляциям пар  $\Lambda$ -гиперонов.

3. Разработано программное обеспечение для физического анализа данных. Пакет создан для использования в сетях GRID и ориентирован на легкость переносимости, расширяемость и повторное использование частей.

## **Автор защищает**

1. Разработку пакета программ для физического анализа данных «LaCor», который применялся для обработки экспериментальных и моделированных данных.
2. Результаты отбора событий, содержащих пары  $\Lambda$ -гиперонов. Анализ полученных одно- и двухчастичных спектров  $\Lambda$ -гиперонов.
3. Результаты моделирования событий, содержащих пары  $\Lambda$ -гиперонов, с помощью пакетов PYTHIA и GEANT: согласие кинематических характеристик моделированных событий с экспериментальными.
4. Результаты анализа корреляционных функций для пар  $\Lambda$ -гиперонов.

## **Практическая ценность работы**

Данная работа является частью программы исследования корреляций с малым относительным импульсом на установке SELEX. Помимо пар  $\Lambda$ -гиперонов программа включает также исследование пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонов и пар  $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ . Эксперимент SELEX позволил получить самую большую в мире статистику пар  $\Lambda\Lambda$ ; анализ их корреляционных функций является значительным дополнением немногочисленных мировых данных по корреляциям  $\Lambda$ -гиперонов и способствует

развитию метода корреляционной фемтоскопии в целом. Полученные результаты позволяют проводить проверку теоретических моделей интерференционных корреляций относительно вклада сильного взаимодействия в конечном состоянии и формы потенциала взаимодействия.

Разработанный на C++ (с использованием библиотек ROOT) пакет для физического анализа данных «LaCor», обеспечивает гибкую организацию рабочей среды физического анализа, оптимизирован для работы в сетях GRID и имеет модульную структуру. Это делает пакет достаточно универсальным, чтобы использовать его не только для анализа данных эксперимента SELEX, но и в других экспериментах. На базе пакета был разработан уникальный лабораторный практикум по адронной спектроскопии.

Для обработки данных и проведения моделирования активно использовались сети GRID, которые являются новой, еще развивающейся технологией. Некоторые особенности сети, которые были выявлены совместно с администрацией виртуальной организации PHOTON, могут помочь в дальнейшем совершенствовании технологии.

## **Достоверность полученных результатов**

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением современных методов обработки и анализа экспериментальной информации. Результаты компьютерного моделирования были тщательно проверены с использованием экспериментальных данных установки SELEX. При получении спектров был проведен учет вклада фоновых событий ( $K^0$ -мезонов). Устойчивость эффекта проверялась при варьировании критериев отбора и параметров фита. Для

построения корреляционных функций были применены разные типы опорного распределения.

## **Апробация работы**

Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях «Ядро-2008» (Москва, 2008) и «Ядро-2009» (Чебоксары, 2009), на III, IV, V, VI и VII конференциях НОЦ CRDF МИФИ «Фундаментальные исследования материи в экстремальных состояниях» (Москва, 2005 - 2009 годы), научной сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН. "Физика фундаментальных взаимодействий" (2009 г., ИТЭФ), неоднократно обсуждались на рабочих совещаниях сотрудничества SELEX, как в ИТЭФ, так и за рубежом (семинары в JLab). По материалам диссертации опубликовано 14 работ [1–14], 3 из которых в журналах из списка ВАК: «Известия РАН. Серия физическая», «Письма в ЭЧАЯ».

## **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации: 105 страниц, 58 рисунков, 6 таблиц, 80 наименований цитируемой литературы.

# 1 Корреляционная фемтоскопия Л-гипернов.

Метод двухчастичной интерферометрии происходит из области радио-астрофизики и был разработан в начале 1950-х Р. Ханбари Брауном и Р. Твиссом [15] - они применили его для измерения размеров звезд и других астрономических объектов. Эти первые измерения основывались на корреляциях интенсивности счета двойных совпадений фотонов в зависимости от расстояния между детекторами. Метод широко известен под аббревиатурой (НВТ) от первых букв фамилий авторов, часто это сокращение применяют и к корреляционной фемтоскопии в физике элементарных частиц. В 1960 году Гольдхабер, Гольдхабер, Ли и Пайс [16] наблюдали двухпионные корреляции в реакциях аннигиляции протона и антипротона. В работе было показано, что распределение углов между направлениями одноименно заряженных пионов более узкое, чем аналогичное распределение для пар разноименно заряженных пионов. Эффект получил название GGLP - эффект.

В отличие от классической интерферометрии, основывающейся на интерференции волн различной природы, корреляционная интерферометрия частиц с малыми относительными импульсами использует принципы квантовой статистики. Тождественные бозоны испытывают притяжение, или конструктивные корреляции. В случае тождественных фермионов наблюдается отталкивание, или деструктивные корреляции. Явление возникает вследствии того, что тождественные частицы, близко расположенные в фазовом пространстве, испытывают квантово-статистические эффекты, следующие из (анти-) симметризации волновой функции системы частиц. Так, ве-

роятность иметь одинаковые импульсы увеличивается для пар тождественных бозонов и уменьшается для фермионов, а форма этого увеличения (уменьшения) в импульсном пространстве зависит от пространственного распределения источников [17].

Большой вклад в методику эксперимента внесли работы Копылова Г.И., Подгорецкого М.И. В 1972 году ими впервые было предложено исследование этих корреляций в рамках корреляционных функций [18]. Дальнейшие исследования показали, что корреляции, обусловленные сильным и кулоновским взаимодействием в конечном состоянии, также, позволяют оценить пространственно-временную структуру источника [19, 20] при изучении не только тождественных, но и нетождественных частиц [21–23].

## 1.1 Корреляционная фемтоскопия тождественных частиц

Пусть из области взаимодействия вылетают две частицы. Вероятность вылета каждой из них характеризуется сечением, зависящим от её 4-импульса:  $\frac{d\sigma}{dp}(p)$ . Соответственно, вероятность вылета двух частиц характеризуется дифференциальным сечением  $\frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2}(p_1, p_2)$ , где  $p_1$  и  $p_2$  – 4-импульсы вылетающих частиц. Тогда двухчастичная корреляционная функция  $C$  может быть определена, как:

$$C(p_1, p_2) = \frac{\sigma_{in} \frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2}(p_1, p_2)}{\frac{d\sigma}{dp_1}(p_1) \cdot \frac{d\sigma}{dp_2}(p_2)} = \frac{P(p_1, p_2)}{P_0(p_1, p_2)} \quad (1)$$

где  $\sigma_{in}$  – полное неупругое сечение взаимодействия частицы (вводится для нормировки корреляционной функции до безразмерной величины);  $P(p_1, p_2)$  – измеренное дифференциальное сечение пары;

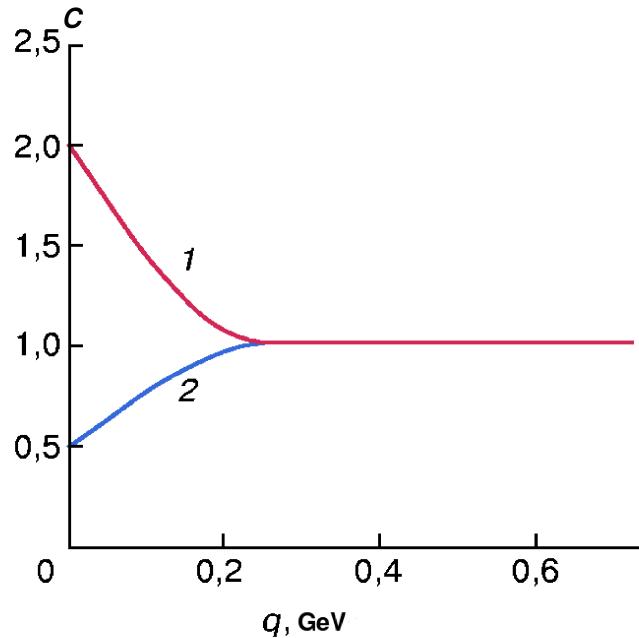


Рис. 1: Ожидаемые зависимости двухчастичных корреляционных функций  $C$  от относительного 4-импульса  $q$  для: 1 – пар бозонов (для  $s = 0$ ); 2 – пар фермионов (для  $s = \frac{1}{2}$ ); где  $s$  – спин частицы.

$P_0(p_1, p_2)$  - эталонное дифференциальное сечение пары, полностью аналогично измеренному дифференциальному сечению, но свободное от исследуемых корреляций.

Очевидно, что для некоррелирующих частиц  $C(p_1, p_2) = 1$ , что соответствует, согласно (1), условию

$$\frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2}(p_1, p_2) = \frac{d\sigma}{dp_1}(p_1) \cdot \frac{d\sigma}{dp_2}(p_2)$$

Обычно корреляционную функцию  $C$  измеряют как функцию от разности 4-импульсов  $Q$ , где  $Q^2 = -(p_1 - p_2)^2$ . При значениях  $Q = 0$ , корреляционные эффекты, связанные с квантовой статистикой, достигают своих экстремальных значений - возрастают для бозонов и

спадая для фермионов (см. рис.1). В качестве грубой оценки можно считать, что  $Q = 140$  MeV соответствует области локализации объектов в 1 фм [24].

Рассмотрим объяснение [25] пределов для  $C(Q)$ , при  $Q \rightarrow 0$ , указанных на рис. 1.

В зависимости от спина тождественных частиц, полная волновая функция, описывающая их конечное состояние, должна быть либо симметричной ( $s$ ), либо антисимметричной ( $a$ ). В пределе плоских волн, т.е. пренебрегая взаимодействием в конечном состоянии, это приводит к [26]:

$$|\Psi_{s,a}|^2 = 1 \pm \cos((p_1 - p_2)(r_1 - r_2)), \quad (2)$$

где  $s$  ( $a$ ) соответствует знаку  $+$  ( $-$ ) и  $r_1, r_2$  - 4-координаты тождественных частиц.

Поскольку  $P_{s,a} \sim \int g(r_1, r_2, p_1, p_2) |\Psi_{s,a}|^2 dr_1 dr_2$ , где  $g(r_1, r_2, p_1, p_2)$  - функция Грина, описывающая интенсивность источника, а интеграл берется по относительному пространственно-временному расстоянию  $r_1 - r_2$  точек испускания частиц, то корреляционная функция  $C_{s,a}(p_1, p_2)$  для симметричного (антисимметричного) конечного состояния должна возрастать (убывать) при  $Q \rightarrow 0$ .

В случае тождественных бессpinовых бозонов конечное состояние полностью описывается  $\Psi_s$ , в силу симметрии полной волновой функции бозона; поэтому, согласно (2),  $C(Q \rightarrow 0) = 2$ .

В случае тождественных фермионов со спином  $\frac{1}{2}$  (например,  $\Lambda\Lambda$ ) обе волновые функции  $\Psi_s$  и  $\Psi_a$  могут вносить свой вклад; причем суммарный спин может быть  $S = 0$  или  $S = 1$ , со спиновыми волновыми функциями  $s_0$  и  $s_1^i$  соответственно, где  $i = -1, 0, 1$  – соб-

ственные значения проекции на ось  $Z$  полного спина системы.  $s_0$  является антисимметричной, а  $s_1^i$ -симметричной относительно перестановки двух фермионов. Полная волновая функция рассматриваемой системы антисимметрична, поэтому необходимо использовать  $s_0$  совместно с  $\Psi_s$ , а  $s_1^i$  совместно с  $\Psi_a$  (см. ур. (2)) с целью получения антисимметричных волновых функций:  $\Theta_0 = \Psi_s s_0$  и  $\Theta_1^i = \Psi_a s_1^i$ .

Вклад в дифференциальное сечение  $P(p_1, p_2)$  могут вносить обе функции  $\Theta_0$  и  $\Theta_1^i$ . Однако, за счет статистического спинового перемешивания, при котором все четыре спиновых состояния  $s_0, s_1^i$  испускаются равновероятно, вклад  $\Theta_1^i$  в корреляционную функцию  $C(Q)$  будет в три раза больше, чем вклад  $\Theta_0$ . Согласно (2), при  $Q \rightarrow 0$ ,  $\Theta_1^i$  будет подавлена, а  $\Theta_0$  удвоится; поэтому  $C(Q \rightarrow 0) = 0.5$ .

В общем случае двухчастичная корреляционная функция содержит в себе зависимость не только от интерференционных корреляций [27], но также от взаимодействия в конечном состоянии, :

$$C_2 = A_c(q) \cdot [1 + C_{corr}(q, p) + C_{FSI}(q, p)] - 1 \quad (3)$$

где  $A_c(q)$  и  $C_{FSI}(q, p)$  - факторы, описывающие кулоновское и сильное взаимодействия в конечном состоянии, соответственно,  $C_{corr}(q, p)$  интерференционный фактор, определяющийся статистической Ферми-Дирака (Бозе-Эйнштейна). Из (3) видно, что кулоновское и сильное взаимодействие в конечном состоянии могут заметно влиять на форму корреляционной функции. Кулоновское взаимодействие доминирует в системах двух заряженных частиц при малых относительных импульсах (порядка обратного радиуса Бора для двухчастичной системы), соответственно увеличивая или уменьшая количество частиц с разным или одинаковыми зарядами. В результате

те, корреляционная функция двух заряженных частиц, испускаемых при больших относительных расстояниях в системе центра масс, полностью определяется кулоновским взаимодействием. Эффект сильного взаимодействия может быть мал для двух-пионных систем, а, например, для нуклонов часто является доминирующим, благодаря очень большой длине s-волнового рассеяния порядка 20 fm. Несмотря на то, что взаимодействие в конечном состоянии усложняет корреляционный анализ, оно является источником информации и позволяет осуществлять корреляционную фемтоскопию нетождественных частиц [23], определять амплитуду сильного взаимодействия, изучать пространственно-временную асимметрию при генерации частиц по пространственной асимметрии корреляций нетождественных частиц [22].

## 1.2 Параметризация

Двухчастичная корреляционная функция обычно параметризуется гауссианом в компонентах относительного импульса. Модель одновременно излучающих одночастичных источников с плотностью распределения в объеме статичной сферы, описываемой функцией Гаусса, приводит к параметризации Гольдхабера [16], где функция  $f(Q)$  описывается выражением:

$$f(Q, R_0) = e^{-R_0^2 Q^2} \quad (4)$$

а функция  $C_{corr}(Q, R_0, \lambda)$  равна:

$$C_{corr}(Q, R_0, \lambda) = N(1 + \lambda e^{-R_0^2 Q^2}) \quad (5)$$

где  $Q^2 = -(p_1 - p_2)^2$  квадрат разности 4-импульсов пары частиц - использование этой переменной позволяет сочетать свойства трехмерного анализа с низкими требованиями к объему экспериментальных данных, характерными для одномерной задачи [28],  $N$  - нормировка,  $\lambda$ - коэффициент когерентности, который чувствителен к наличию примеси неправильно идентифицированных частиц, наличию резонансов и др. Параметр  $R$  пропорционален размеру источника в системе покоя пары частиц.

Аналогично параметризации Гольдхабера, может, например, использоваться [25] альтернативная параметризация [29]

$$C(Q) = N [1 + \lambda e^{-RQ}] . \quad (6)$$

Одномерные параметризации являются упрощением, так как источник может иметь более сложную форму. Так как  $Q$  - 4-вектор, в случае достаточной статистики, можно выполнить одну из многомерных параметризаций, например Берча-Пратта [30–32] или Яно, Кунина и Подгорецкого [17, 33], что позволит извлечь информацию о пространственной продольной, поперечной и временной протяженности источника частиц.

### 1.3 Выбор фонового распределения

Экспериментальная корреляционная функция строится как отношение нормированных на единицу экспериментального и фонового распределений:

$$C_2(Q) = \frac{\frac{1}{N_{exp}} \cdot \frac{dN_{exp}(Q)}{dQ}}{\frac{1}{N_{bg}} \cdot \frac{dN_{bg}(Q)}{dQ}} \quad (7)$$

Выбор фонового распределения - чрезвычайно важный вопрос, который является одной из основных экспериментальных сложностей изучения корреляций. Идеальное фоновое распределение должно максимально совпадать по своим свойствам с экспериментальным, исключая эффекты интерференционных корреляций. При выполнении этого условия, отношение экспериментального и фонового распределений позволяет выделить интерференционный сигнал в чистом виде. При изучении корреляций частиц в качестве фонового обычно используются три типа распределений:

- распределение пар нетождественных частиц;
- распределение, полученное моделированием;
- распределение, полученное методом перемешивания.

Рассмотрим эти методы подробнее.

Метод, использующий распределение пар из нетождественных частиц, обычно технически прост, но обладает некоторыми недостатками. Различие в импульсных спектрах частиц разного знака влечет за собой отличие в распределениях относительного импульса пары для тождественных и нетождественных частиц. Этот факт, а также возможное наличие в спектрах нетождественных частиц резонансов, усложняет анализ корреляционной функции.

Метод, основанный на моделировании, свободен от выше указанных недостатков, но требует аккуратного выбора модели, описывающей взаимодействие, а также модели, воспроизводящей отклик установки. К недостаткам метода можно отнести необходимость в существенных вычислительных ресурсах.

Метод перемешивания, наряду с моделированием, используется при исследовании как заряженных, так и нейтральных частиц. Фоновое распределение строится из тождественных частиц, взятых из разных событий. Метод лишен недостатков первых двух, но возможное невыполнение законов сохранения энергии и импульса может привнести кинематические корреляции в распределения и не позволяет, таким образом, получить правильную корреляционную функцию. Часто в таких случаях используют «двойное отношение» - отношение экспериментальной и моделированной корреляционных функций, каждая из которых является отношением распределения исследуемых пар к фоновому распределению с использованием метода перемешивания. Так «двойное отношение» позволяет обойти перечисленные выше трудности.

Таким образом, каждый из этих методов не идеален, имеет свои сильные и слабые стороны, которые проявляются в зависимости от условий и методов эксперимента, а значит выбор фонового распределения может стать причиной погрешностей систематических ошибок в определении характеристик области генерации.

## 1.4 Угловые корреляции $\Lambda$ -гиперонов

Другим методом изучения области рождения  $\Lambda$ -гиперонов является исследование угловых корреляций продуктов распада  $\Lambda$ -гиперонов, образующих исследуемые пары. Информация об углах между импульсами протонов в системе покоя пары родительских гиперонов позволяет, согласно теореме Вигнера-Экарта [34], анализировать спиновый состав гиперонной системы и, следовательно, размер её области генерации.

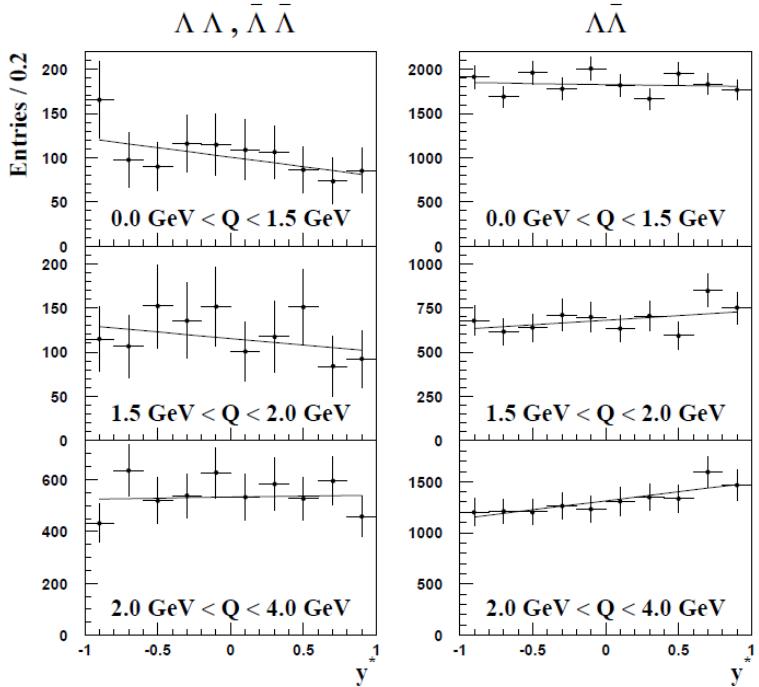


Рис. 2: Угловые распределения  $dN/dy^*$  для пар  $\Lambda\Lambda$  и  $\Lambda\bar{\Lambda}$  для различных относительных 4-импульсов  $Q$ . Эксперимент ALEPH.

Угловые распределение выражаются в виде:

$$\frac{dN}{dy^*} = N \left( 1 + (0.75\varepsilon - 1) \alpha_\Lambda^2 y^* \right), \quad (8)$$

где  $N$  – нормировка,  $\varepsilon$  – доля триплетных состояний,  $\alpha_\Lambda^2$  – коэффициент асимметрии распада  $\Lambda$ ,  $y^*$  – косинус угла между импульсами протонов распада, преобразованных в систему покоя родительских гиперонов.

На рис. 2 представлены полученные результаты  $dN/dy^*$  эксперимента ALEPH [25] для различных интервалов относительного 4-импульса между гиперонами  $Q$ .

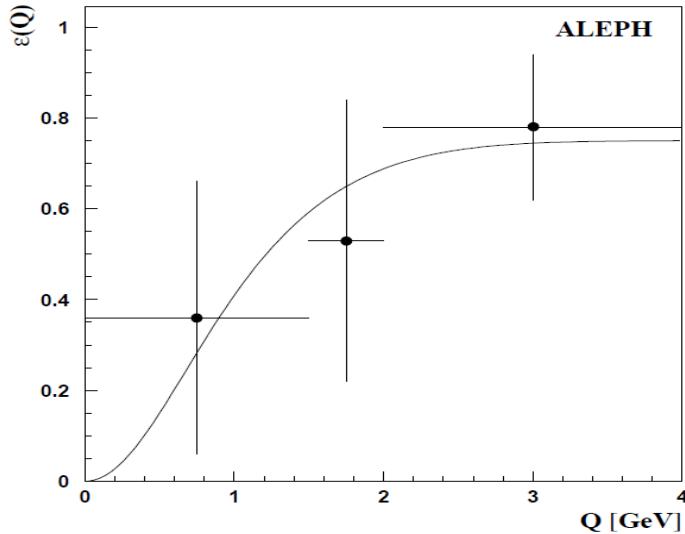


Рис. 3: Доля триплетных состояний в системе  $\Lambda\bar{\Lambda}$  в зависимости от относительного 4-импульса  $Q$ , эксперимент ALEPH.

Доля триплетных состояний пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$  определяется как:

$$\varepsilon(Q) = \frac{0.75(1 - \gamma e^{(-R^2 Q^2)})}{1 - 0.5\gamma e^{(-R^2 Q^2)}}, \quad (9)$$

где  $\gamma$  – коэффициент подавления.

Полученное на основе фитов (8) распределение показано на рис. 3. С помощью его фитирования выражением (9) можно получить значение размера области генерации пар  $\Lambda$ -гиперонов. (Результаты эксперимента ALEPH приведены ниже.)

## 1.5 Мировые данные

В последние десятилетия достигнут существенный прогресс в измерении, теории и интерпретации двухчастичных корреляций. Одна-

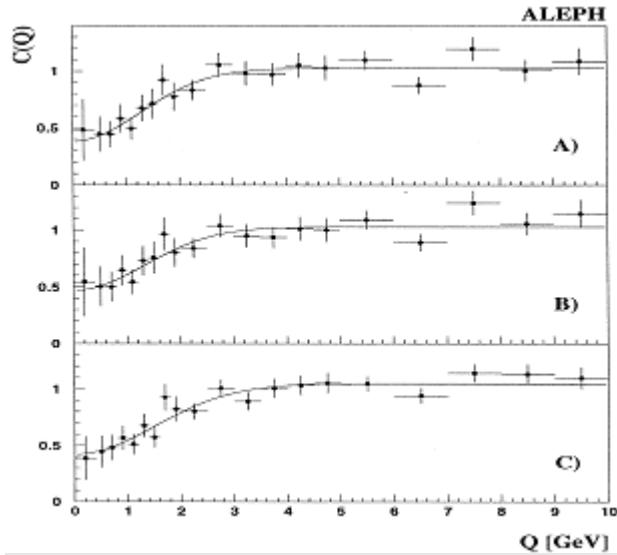


Рис. 4: Корреляционные функции пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$  в эксперименте ALEPH для различных видов фонового распределения: а) метод Монте-Карло; б) перемешивание с двойным отношением; в) перемешивание с двойным отношением с измененными весами распределения  $\cos \theta$ .

ко данные по корреляциям  $\Lambda$ -гиперонов немногочисленны и ограничиваются работами, выполненными для следующих процессов:  $e^+e^-$ -аннигиляции в экспериментах ALEPH [25, 35], DELPHI [36] и OPAL [35, 37]; взаимодействия ядер  $Pb$  в эксперименте NA49 [38–40] и для процессов взаимодействия  $nC$  в эксперименте EXCHARM [41, 42].

В эксперименте ALEPH изучались Ферми-Дираковские  $\Lambda\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$  корреляции в распадах  $Z^0$ , на основе данных, полученных с помощью детектора ALEPH (в LEP) в период с 1992 по 1995 год [25]. Корреляции измерялись как функции  $C$  от относительного 4-импульса пары. Было выбрано 2566 пар  $\Lambda\Lambda$ , из которых 2123 пары имеют  $Q$  в пределах ( $0 < Q < 10$  GeV).

Кроме параметризации Гольдхабера (5) используется альтернативная параметризация (6).

Таблица 1: Результаты эксперимента ALEPH для разных типов опорного распределения. Результаты представлены для двух типов параметризации: а) параметризация Гольдхабера, б) альтернативная параметризация

	$\lambda$	$R, fm$	$\chi^2/ndf$
JETSET (Монте-Карло)			
а)	$-0.62 \pm 0.09$	$0.11 \pm 0.02$	0.78
б)	$-0.90 \pm 0.16$	$0.14 \pm 0.04$	0.84
Перемешивание			
а)	$-0.62 \pm 0.09$	$0.11 \pm 0.02$	0.78
б)	$-0.90 \pm 0.16$	$0.14 \pm 0.16$	0.84
Перемешивание с поправкой $\cos \theta$			
а)	$-0.60 \pm 0.07$	$0.10 \pm 0.02$	0.81
б)	$-0.82 \pm 0.11$	$0.11 \pm 0.03$	0.80

На рис. 4 приведены корреляционные функции пар АЛ в эксперименте ALEPH для различных видов фонового распределения. В случае рис. 4(а) использован метод Монте-Карло для получения фонового распределения. На рис. 4(б) в виде фонового распределения использовано перемешивание с двойным отношением; На рис. 4(в) перемешивание с двойным отношением, где моделированные данные брались с измененными весами для приведения распределения по косинусу угла разлета частиц  $\cos \theta$  к виду соответствующему экспериментальному. На всех трех графиках наблюдаются деструктивные корреляции в области малых  $Q$ . Распределения фитировались с помощью параметризации Гольдхабера и альтернативной параметризации, результаты представлены в таблице 1.

Приведенное в статье [25] значение для R, полученное с помощью

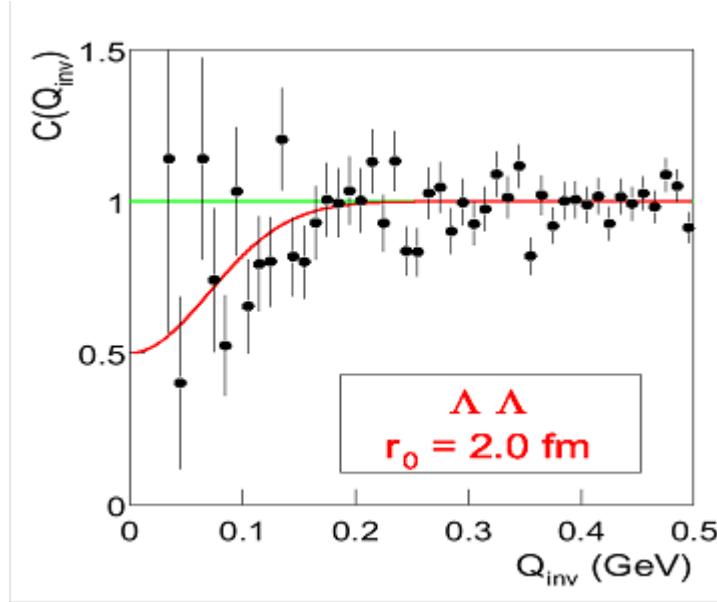


Рис. 5: Корреляционная функция  $\Lambda\bar{\Lambda}$  в эксперименте NA49.

параметризации Гольдхабера  $R = 0.11 \pm 0.02_{stat} \pm 0.01_{sys} fm$ .

Также в эксперименте изучались спиновые корреляции  $\Lambda\bar{\Lambda}$  (рис. 2,3). Получено значение  $R = 0.17 \pm 0.14$ .

В эксперименте OPAL было впервые проведено измерение спинового состояния пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$  и  $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$  в распадах  $Z^0$  [35]. Анализ был проведен на основании данных, полученных в период с 1990 по 1994 год. Была выбрана 2081 пара  $\Lambda\bar{\Lambda}$ . Полученное значение размера области испускания:  $R = 0.19 \pm 0.07_{stat} \pm 0.02_{sys} fm$ .

В эксперименте NA49 изучались корреляции  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонов наряду с корреляциями других частиц, в том числе и нетождественных, при соударении  $Pb - Pb$  с  $\sqrt{S} = 158 GeV$ . Было выбрано  $\sim 3500$  пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$  с разностью 4-импульсов в пределах  $0 < Q < 0.5 GeV$ .

На рис. 5 представлена корреляционная функция для системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$  для эксперимента NA49. На графике наблюдается тенденция к деструктивным корреляциям при малых значениях  $Q$ , но из-за

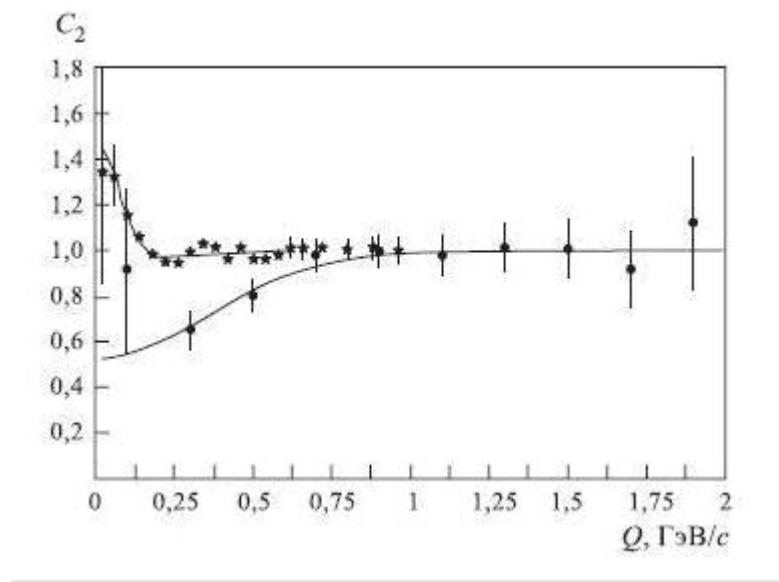


Рис. 6: Корреляционные функции пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$  ( $\bullet$ ) и  $\pi\pi$  ( $\star$ ) в эксперименте ЭКСЧАРМ.

небольшой статистики и, следовательно, больших статистических ошибок сложно однозначно говорить о деструктивных корреляциях, поэтому распределение фитировалось с фиксированным параметрами  $R$  и  $\beta$ . Данная функция приближенно описывает поведение распределения при фиксированном  $R = 2.0 \text{ fm}$ .

Эксперимент DELPHI опубликовал [43] в 1998 году предварительные результаты по спиновым корреляциям системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$ . Было выбрано 620 пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$  и  $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ . Представленное значение  $R = 0.11 \pm^{0.05}_{0.03} \text{ fm}$ . В настоящий момент нет публикаций с окончательными результатами по корреляцием  $\Lambda\bar{\Lambda}$  и  $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$  в данном эксперименте.

В эксперименте ЭКСЧАРМ изучались корреляции  $n$ ,  $p$ ,  $\pi$ ,  $K$  и  $\Lambda$ , образованных в nC-взаимодействиях при средней энергии пучка нейтронов 51 GeV [41, 42]. Было выбрано  $\sim 1500$  пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$ .

На рисунке 6 представлена корреляционная функция  $C(Q)$ , по-

лученная в эксперименте ЭКСЧАРМ. Больший (по сравнению с данными ALEPH) размер области образования объясняется тем, что пара гиперонов в данном случае образуется в однократном нуклон-нуклонном соударении. Видно стремление  $C(Q)$  к 0.5 при малых  $Q$ , что согласуется с результатами эксперимента ALEPH.

В таблице 2 обобщены мировые данные по корреляциям  $\Lambda\Lambda$  и представлены на рис. 7.

Таблица 2: Сравнение мировых данных экспериментов по изучению корреляций пар  $\Lambda\Lambda$ -гиперонов.

Эксперимент	Метод	$R$ , fm	N пар $\Lambda\Lambda$	Реакция
ALEPH	$C_2(Q)$	$0.11 \pm 0.02$	2566	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \Lambda\Lambda + X$
	Spin	$0.17 \pm 0.14$		
OPAL	Spin	$0.19 \pm 0.07^{0.37}$	2081	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \Lambda\Lambda + X$
DELPHI	Spin	$0.11 \pm 0.03^{0.05}$	620	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \Lambda\Lambda + X$
NA49	$C_2(Q)$	$2.0_{fixed}$	3500	$Pb + Pb \rightarrow \Lambda\Lambda + X$
ЭКСЧАРМ	$C_2(Q)$	$0.37 \pm 0.09$	1500	$n + C \rightarrow \Lambda\Lambda + X$

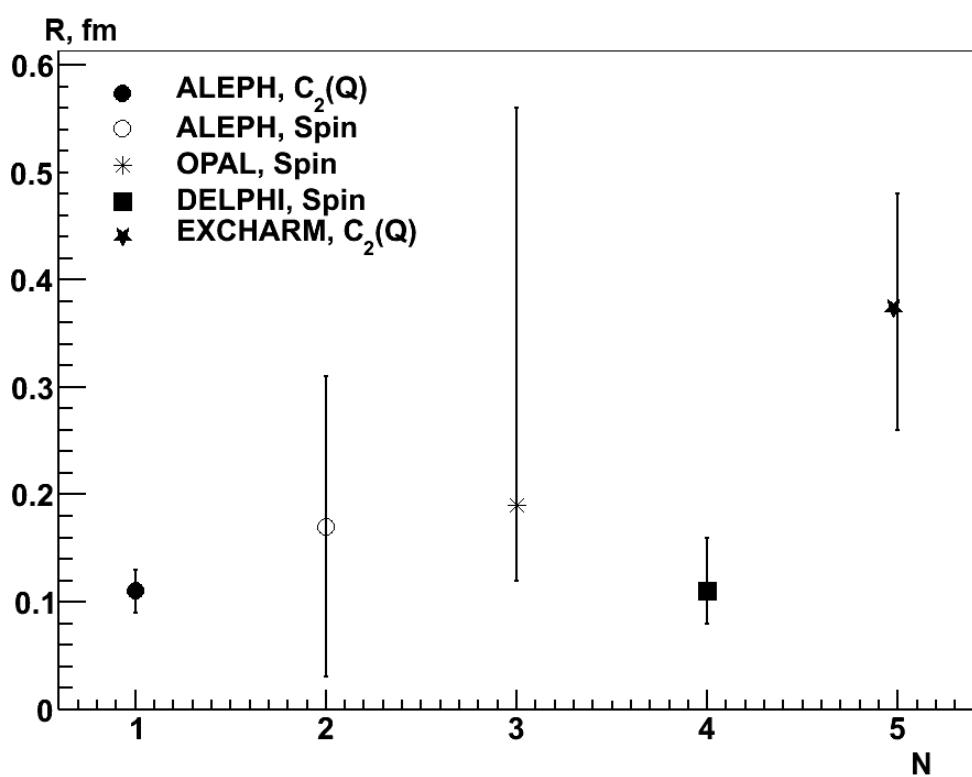


Рис. 7: Сравнение значений параметра  $R$  - области рождения пар Л-гиперонов на основе данных различных экспериментов.

## 2 Методика эксперимента

### 2.1 Эксперимент SELEX (E-781)

SELEX (E-781) – это эксперимент с фиксированной мишенью на гиперонном и пионном пучках тэватрона (ускорительный центр Фермилаб) с энергией 600 ГэВ. Аббревиатура SELEX расшифровывается, как SEmgented LargE XF baryon spectrometer - секционный барионный спектрометр больших XF. Основной задачей при разработке эксперимента являлось обеспечение высокой точности определения параметров взаимодействий очарованных частиц: координат распаддных вершин и импульсов вторичных частиц. Из-за своей большой протяженности эксперимент SELEX обладает хорошей угловой разрешающей способностью на маленьких углах. Набор данных происходил в течение 1996-97 г.г. в рамках Fermilab Fixed Target Program (Программа Экспериментов на Фиксированной Мишени).

Рисунок 8 показывает общий вид установки. Мишень и три магнита ( $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$ ) разделяют SELEX на 5 независимых спектрометров, которые называются пучковый, вершинный,  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  соответственно. Схематический вид установки представлен на рисунке 9. Пучок  $\Sigma^-$ -гиперонов направлялся на 5 мишеней, расположенных одна за другой. Кинематические характеристики пучковых частиц определялись с помощью кремниевых детекторов (Silicon Detectors или SD) и пропорциональных проволочных камер (Proportional Wire Chambers или PWC), тип частиц определялся с помощью детектора переходного излучения (Beam Transitional Radiation Detector или TRD). Треки частиц, образовавшихся в результате взаимодействия, регистрировались в вершинном спектрометре, состоящем из микро-

стриповых кремниевых детекторов, которые имели разрешение около  $6.5 \mu\text{m}$  и эффективность регистрации более 98%. В M1, M2 и M3 спектрометрах кинематические параметры частиц определялись с помощью пропорциональных проволочных камер 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) помогали определить тип заряженных частиц. После RICH треки частицы регистрировались с помощью дрейфовых камер (Drift Chambers или DC). Нейтральные частицы регистрировались в трех электромагнитных калориметрах Фотон (PHOTON) и адронном калориметре (NCAL).

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

Пучковый и вершинный детекторы используют только глобальную систему. Для спектрометров M1, M2, M3 локальная система координат начинается и кончается в центрах магнитов (Рис.9).

### 2.1.1 Гиперонный пучок

Ускоритель Tevatron разгонял пучок протонов до энергии 800 ГэВ, который 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 дли-

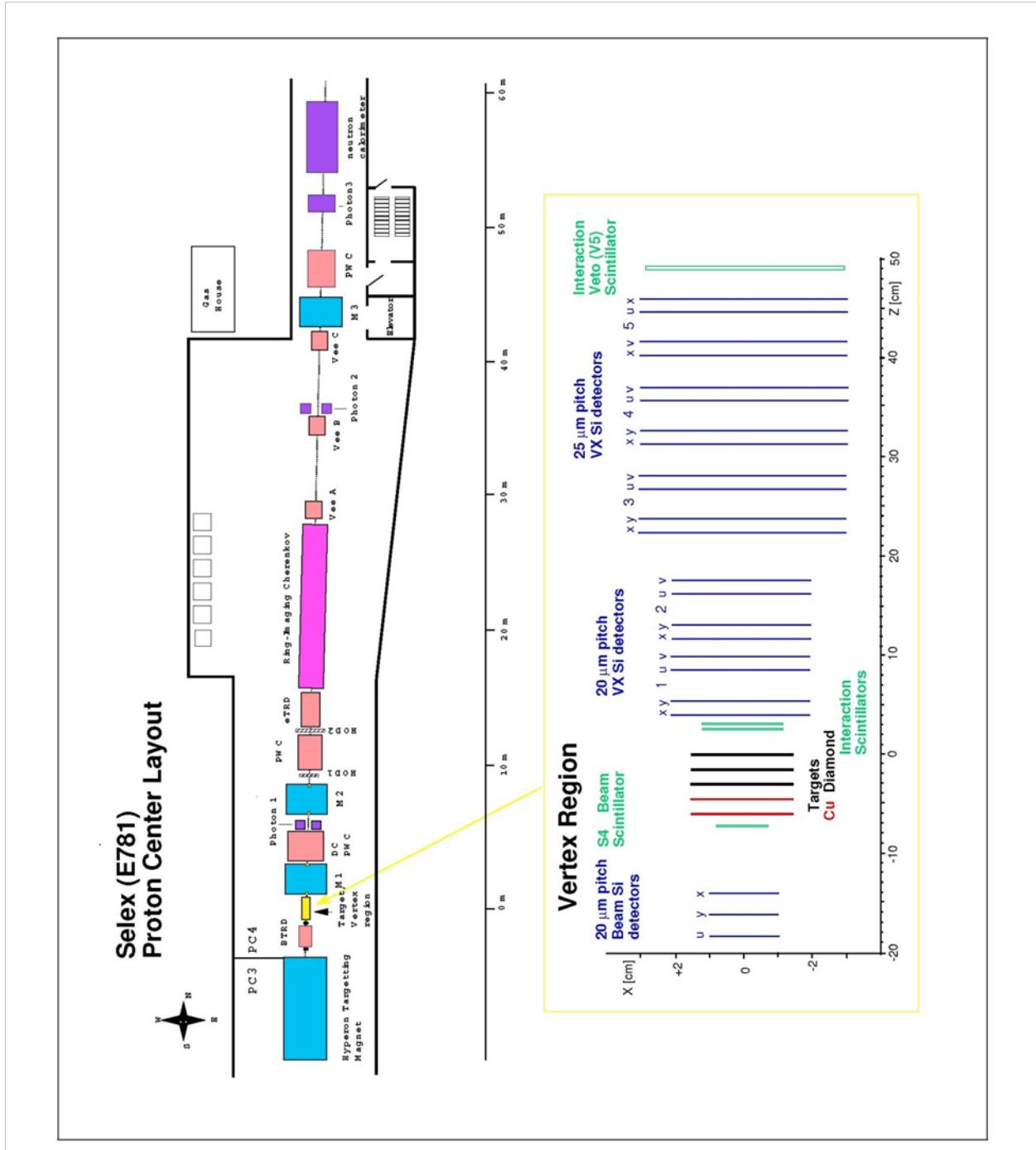


Рис. 8: Схематический вид спектрометра SELEX и области вершинного детектора.

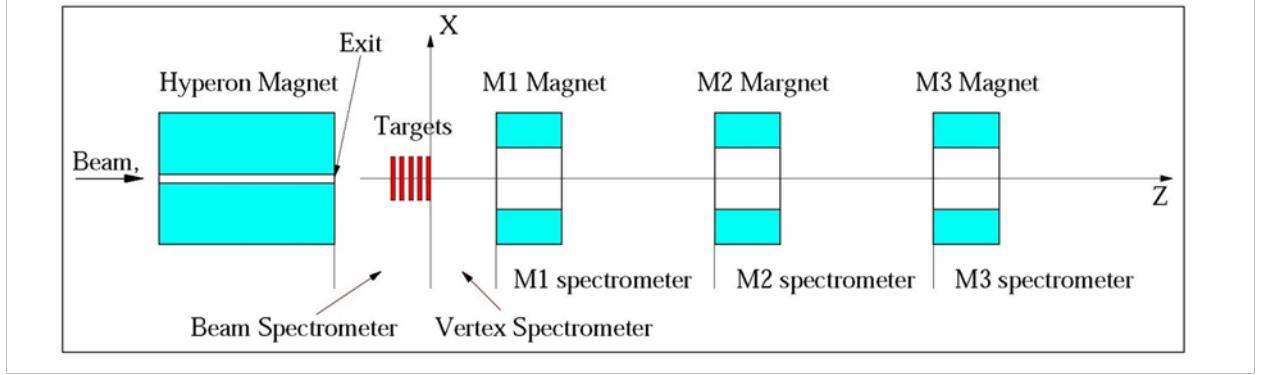


Рис. 9: Схематический вид спектрометра SELEX.

ной 7.3 м, высверленный в гиперонном магните с напряженностью поля 3.5 Т. Вольфрамовые стенки канала служили для целей коллимации положения и энергии пучка (Рис. 10). 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 [44, 45], данные были набраны с использованием гиперонного пучка  $600 \pm 50$  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 второй пучок состоял из приблизительно 89.2% протонов, 5.7%  $\pi^+$ , 2.7%  $\Sigma^+$  и 2.4%  $K^+$  [46, 47].

### 2.1.2 Пучковый спектрометр

Пучковый спектрометр состоит из набора детекторов, расположенных вдоль направления движения пучка от гиперонного магнита до задней стенки последней мишени включительно. Пучковые частицы помечались с помощью 10 модульного Пучкового Детектора

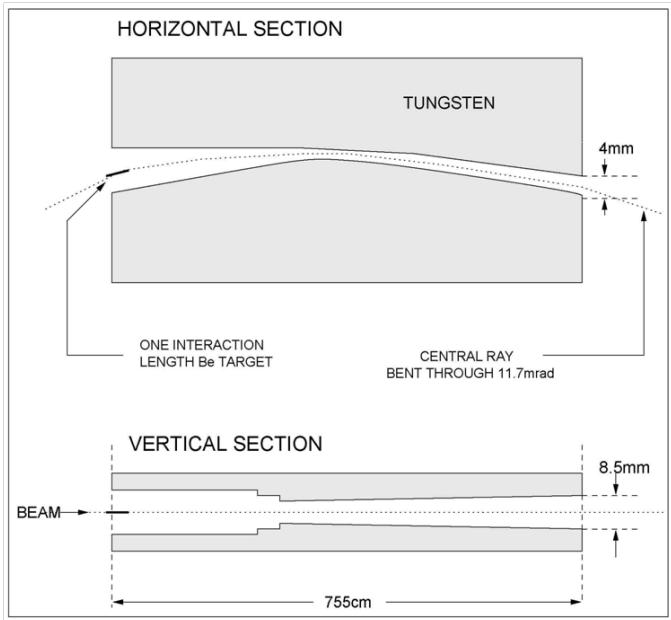


Рис. 10: Схематический вид гиперонного магнита.

Переходного Излучения (BTRD). Общее число всплесков в BTRD использовалось для разделения барионной и мезонной компоненты пучка (Рис. 11). Информация с пучкового TRD использовалась в триггере (более детально описанном далее в 2.1.9), что позволяло увеличить долю записанных взаимодействий, инициированных пучковой частицей.

Восемь односторонних детекторов из кремния (SSD) использовались для измерения позиции пучка и направления его движения.

Триггерный кремниевый детектор малых углов рассеяния (HSTD) позволяет улучшить разрешения пионов, рассеянных на небольшие углы [48]. 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.

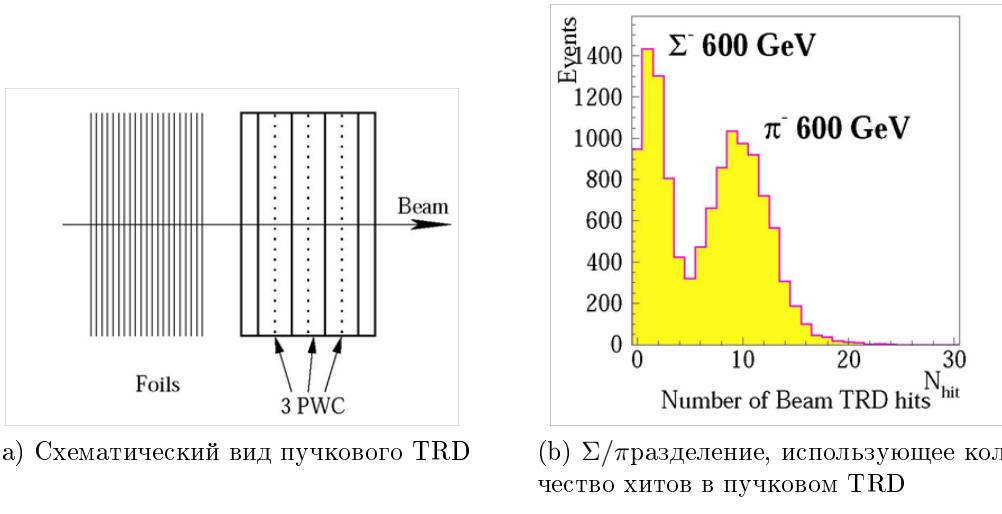


Рис. 11: Детектор переходного излучения (TRD) пучкового спектрометра.

Таблица 3: Свойства мишеней.

Мишень	Материал	Толщина (мм)	Z	Атомное число	Плотность	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

### 2.1.3 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 3.

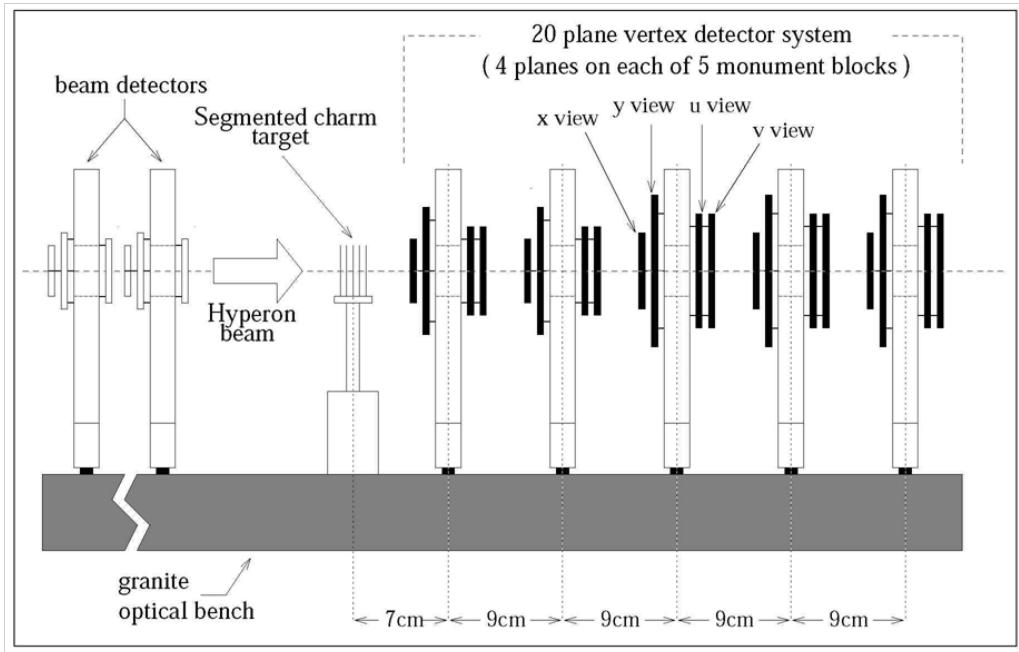


Рис. 12: Пучковый и Вершинный детекторы.

#### 2.1.4 Вершинный Спектрометр

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

Вершинные кремниевые детекторы служат для точного восстановления вершин распадов. В них входят пять отдельных станций, содержащих по четыре плоскости каждая. В каждой станции рабочие плоскости были повернуты на различные углы, чтобы обеспечить считывание по проекциям  $x_{\text{p}}, y_{\text{p}}, u_{\text{p}}$  и  $v_{\text{p}}$  (Рис. 12). Каждая станция имела более чем 98% эффективность регистрации хитов и пространственное разрешение около  $6.5 \mu\text{m}$  (Рис. 13).

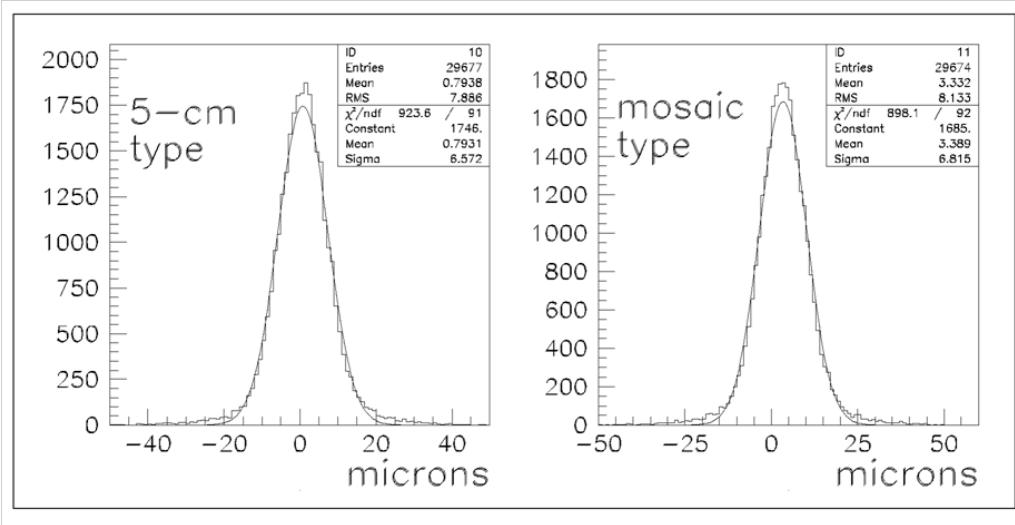


Рис. 13: Типичное разрешение вершинного детектора.

### 2.1.5 M1 Спектрометр

M1 Спектрометр располагается между M1 и M2 магнитами. M1 магнит отклоняет низкоэнергичные частицы от первичного взаимодействия с импульсом 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 импульсом. В задачу этого спектрометра входило определение импульса мягких треков от распадов, произошедших до вершинного детектора, и регистрация заряженных треков от распадов странных частиц после него. 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/с дополнительную поперечную компоненту  $p_t$  равную 0.73 ГэВ/с. В M1 спектрометре имеется 3 многопроволочные пропорциональные камеры (PWC), каждая из которых состоит из 4-х чувствительных плос-

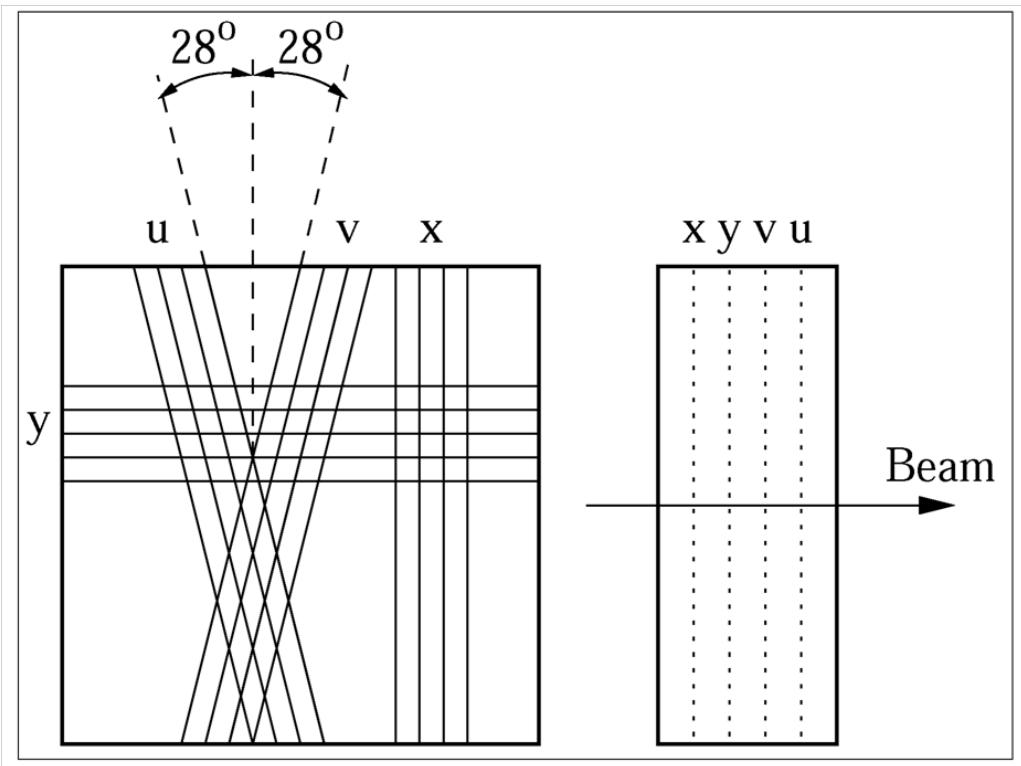


Рис. 14: Схематический вид M1 PWC камер.

костей. Каждая камера покрывает  $x, y, u, v$  проекции (Рис. 14). Пропорциональные камеры M1 имеют более чем 90% эффективность и пространственное разрешение 0.9 мм.

Три станции Больших кремниевых детекторов (LASD) располагаются на границах M1 и M2 магнитов (Рис. 15). Эти детекторы были разработаны для улучшения пространственного разрешения треков с большими импульсами. Две станции в M1 спектрометре назывались LASD1 и LASD2. Детекторы имеют 95-99% эффективность обнаружения хитов и пространственное решение около 15  $\mu\text{м}$ . [49].

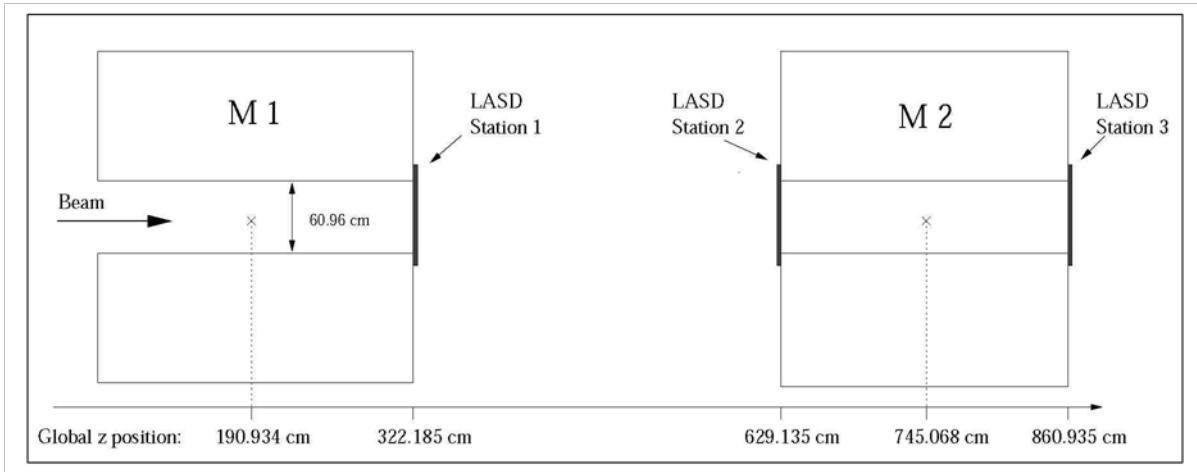


Рис. 15: Расположение трех LASD станций [50].

### 2.1.6 М2 Спектрометр

Центр М2 магнита находится в глобальной позиции  $z = 745$  см. Магнитное поле в центре  $-14.66$  кГ, и оно придает частице в 1 ГэВ дополнительную поперечную компоненту  $p_t$ , равную 0.84 ГэВ/с. Заряженные частицы от первичного взаимодействия будут отклоняться в сторону, если они имеют энергию ниже 15 ГэВ.

Система многопроволочных пропорциональных камер М2 BWC состоит из 7 камер. Пять камер обеспечивают покрытие по проекциям  $x$  и  $y$ , другие две камеры покрывают  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ . Пропорциональные камеры М2 имеют более чем 95% эффективность обнаружения хитов с пространственным разрешением 0.6 мм [51].

Шесть плоскостей детекторов переходного излучения ETRD использовались для разделения электронов от адронов. Излучение детектировалось  $103 \times 63$  см $^2$  MPWC камерами (с расстоянием между проволочками 4 мм), заполненными смесью ксенона и метана [51]. Поскольку электрон имеет меньшую массу покоя по сравнению с адроном, электрон будет иметь больший  $\gamma$ -фактор, чем адрон с таким

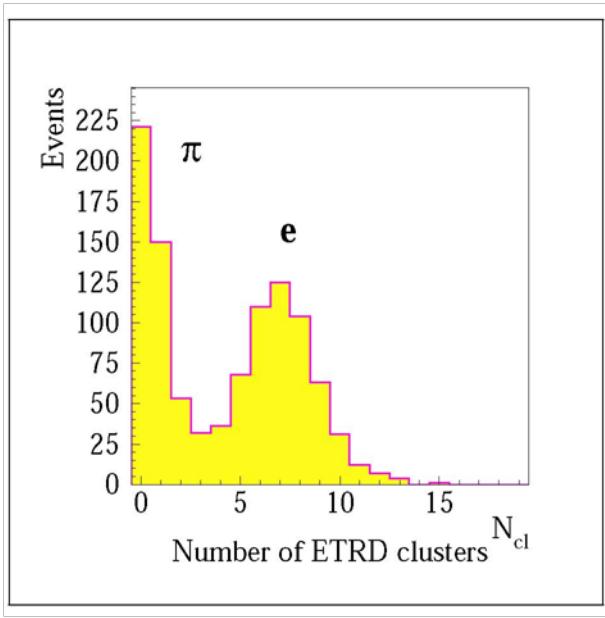


Рис. 16:  $e/\pi$  разделение, использующее Электронный TRD.

же импульсом. Это приведет к большему числу регистрируемых кластеров (Рис. 16).

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

Кольцевой черенковский детектор был основным источником идентификации частиц, поэтому рассмотрен отдельно в следующей главе (см. 2.1.7).

Сразу за детектором RICH находятся две станции Векторных дрейфовых камер (VDC), известных как VeeA, VeeB [51]. Каждая станция обладает около 90% эффективностью и разрешением  $100\mu\text{m}$ . Станции измеряли треки в  $x$ ,  $y$ ,  $v$  или в  $x$ ,  $y$ ,  $v$  проекциях. В целом, каждая камера может измерять проекции треков с количеством хитов до восьми, что позволяет измерить позицию трека и его направление [51].

### 2.1.7 Кольцевой черенковский детектор RICH

Кольцевой черенковский детектор эксперимента SELEX был основным источником идентификации частиц [52]. В RICH частицы проходили 10-метровый цилиндр, заполненный Ne газом. Поскольку релятивистские частицы двигаются быстрее, чем скорость света для данной среды, они испускают черенковские фотонны, которые отражаются от сферических зеркал и образуют кольца на детектирующей поверхности (Рис. 17).

В эксперименте SELEX черенковские фотонны отражались от зеркал с 20 метровым радиусом кривизны и фокусировались на массиве из 2848 фотоумножителей (Рис. 18). 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 распадов очарованных частиц имеют каон в конечном состоянии, способность разделять каоны от более многочисленных пионов является наглядной характеристикой для любого эксперимента по поиску очарованных частиц. RICH эксперимента SELEX позволяет разделение на уровне  $2\sigma$  между каонами и пионами для треков с энергией около 100 ГэВ (Рис. 19).

Радиус кольца растет со скоростью частицы (Рис. 20). 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 многотрековых событий, что позволяло  $K/\pi$  разделение вплоть до импульсов 165 ГэВ/с [53].

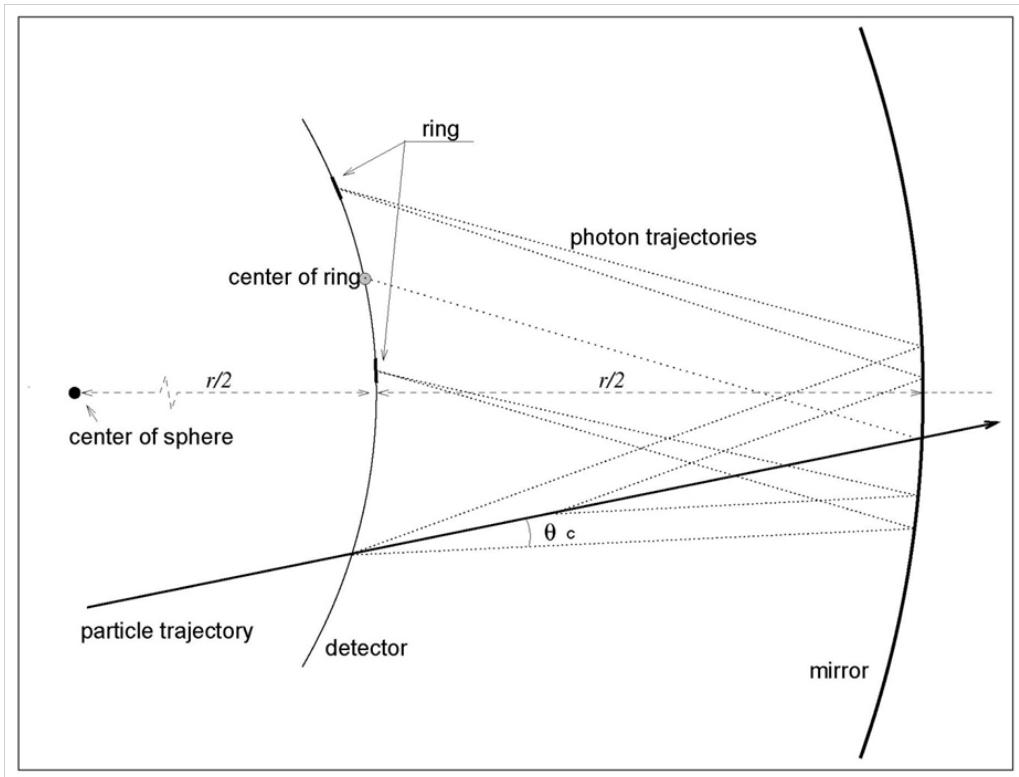


Рис. 17: Формирование колец на детектирующей поверхности RICH.

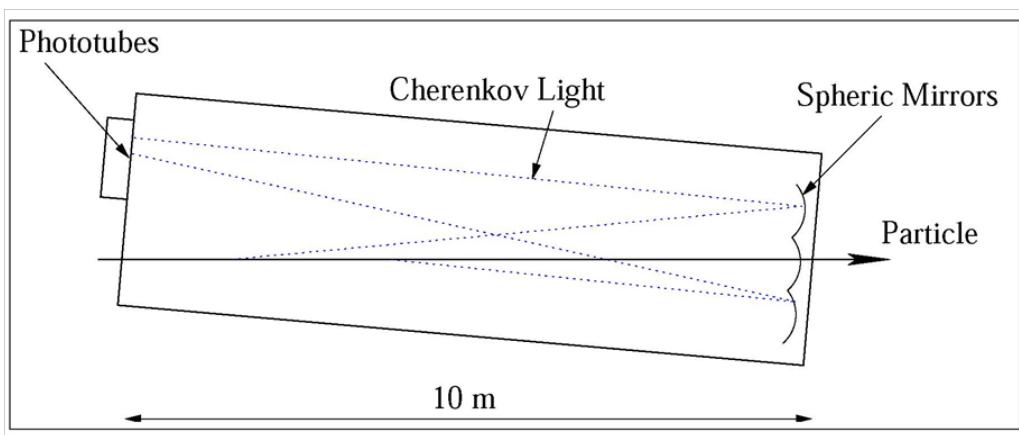


Рис. 18: Схематический вид RICH детектора [53].

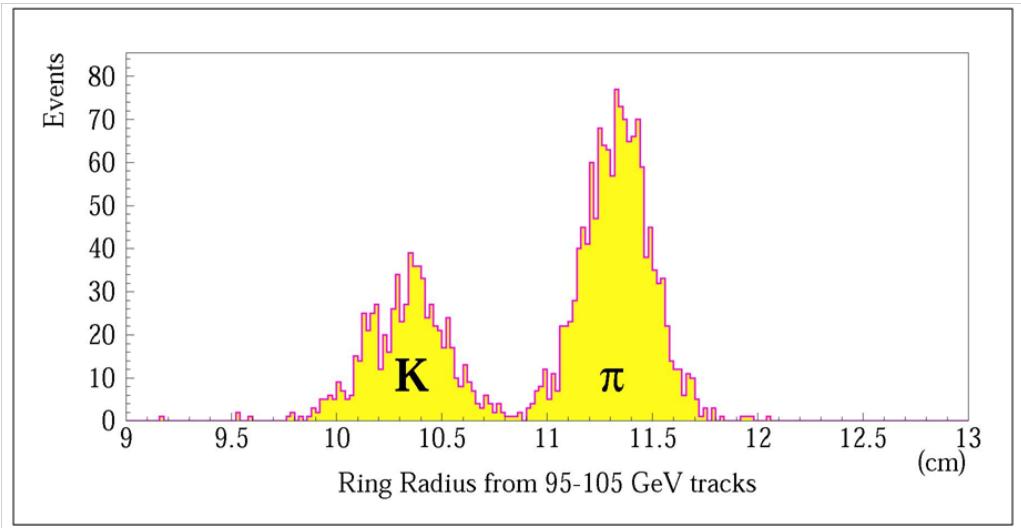


Рис. 19: К/π разделение в области 95-105 ГэВ.

### 2.1.8 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/с. Спектрометр М3 использовался для улучшения детектирования распадов долгоживущих частиц. Система многопроволочных пропорциональных камер М3 PWC состоит из пяти. 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. 9) состоит из 50 сцинтилляционных панелей, разделенных 50 железными пластинами с эффективной толщиной 15.6 ядерных длин взаимодействия.

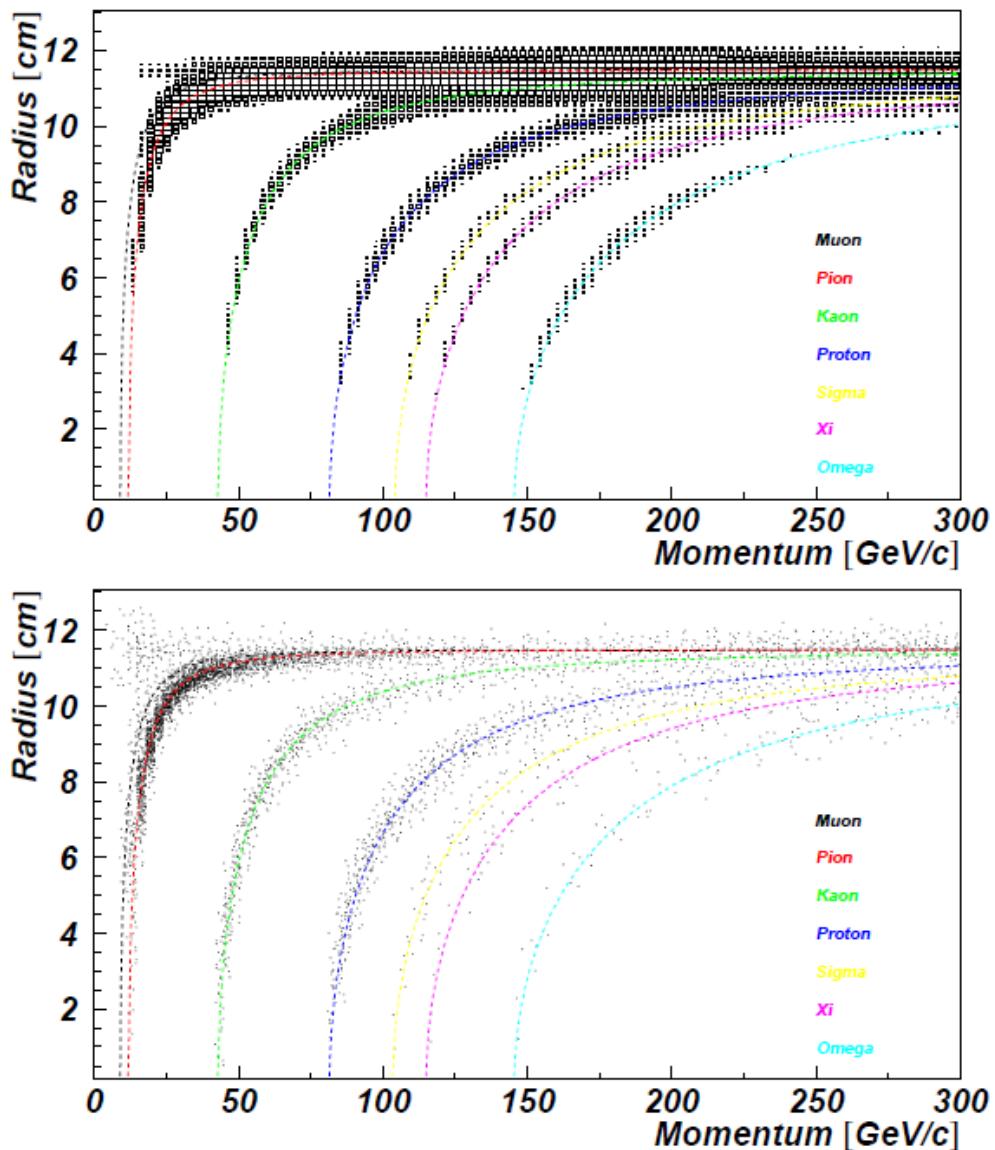


Рис. 20: Радиусы колец RICH в зависимости от типа частиц. Верхний график для  $56 \cdot 10^6$  отрицательных треков. Нижний график для 180000 положительных треков [53].

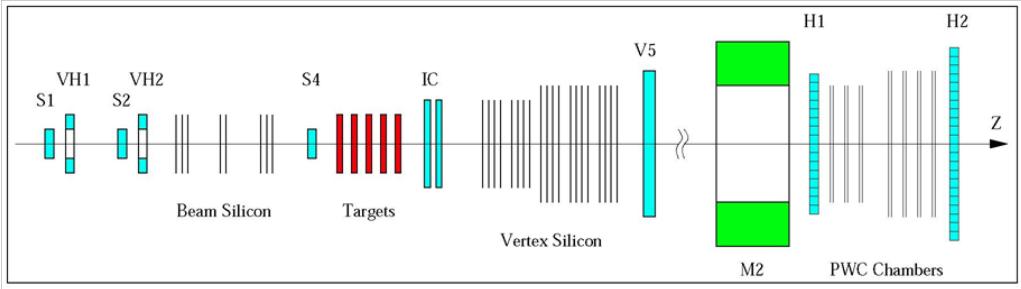


Рис. 21: Схематический вид элементов триггера SELEX.

### 2.1.9 Триггер и система сбора данных

Триггер эксперимента был четырехуровневым, где последний уровень был программным. Триггер использовал набор сцинтилляционных счетчиков (S1-S4), счетчики вето (VH1,VH2), счетчики взаимодействия (IC) и два гаммоскопа (H1,H2), показанных на Рис. 21.

T0 триггер определяет пучковую частицу как совпадение S1,S2,S4 счетчиков без сигнала в счетчиках вето VH1 и VH2. Это позволяет отделить взаимодействие пучка перед мишенями, например, с кремниевыми детекторами.

Триггер нулевого уровня T0 запускался при наличии пучковой частицы в случае готовности спектрометра. Также, T0 контролировал обнуление данных в буфере кремниевой системы. Сигнал T0 использовался для синхронизации установки.

T1 триггер требовал наличие сигнала от счетчиков взаимодействия, сигнал от пучкового BTRD и два отклика в положительной области гаммоскопа H1 [54, 55]. Взаимодействие в мишенях было определено как сигнал от счетчика взаимодействия IC в три раза большего, чем от минимально ионизирующей частицы. В ранних сеансах пучковый BTRD не использовался, поэтому данные содержат как  $\pi^-$ , так и  $\Sigma^-$  пучковую частицы. В последующих сеансах BTRD ис-

пользовался для запуска триггера только на барионы ( $\Sigma$ ,  $p$ ).

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

Когда событие проходило триггер, детекторам посыпался сигнал на считывание их информации, которая затем оцифровывалась, упаковывалась и буферизировалась 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/несколько треков (их проекции назад) промахивались от первичной вершины. Online Filter уменьшил фон примерно в восемь раз и обладал около 50% эффективностью для типично-го распада очарованной частицы. Конечно, фильтр терял некоторые события, но эффективность записи распадов очарованных частиц на одно событие значительно увеличивалась. Обработка всех записанных лент занимала около полугода, поэтому фактор уменьшения количества записанной информации в восемь раз играл важную роль в ускорении получения физических результатов.

В среднем, за цикл работы ускорителя (20-секунд сброса пучка и 40 секунд ожидания) в триггере накапливалось около 80000 событий, ожидающих принятия решения. События, которые проходили фильтр, записывались на диск. Часть событий с диска обрабатывались программой мониторирования (контроля параметров) детектора для его проверки в течение набора данных.

События с диска объединялись и записывались на ленту для

дальнейшей обработки.

### **2.1.10 Электромагнитный калориметр**

Каждый из спектрометров M1, M2, M3, включает детекторы Фотон 1, 2 и 3. Детекторы Фотон были разработаны, чтобы обеспечить регистрацию  $\gamma$ -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. Детекторы имеют прямоугольное отверстие для пучка, который не провзаимодействовал в мишени.

Фотон 1 расположен в конце спектрометра M1 на расстоянии 5.37 м от центра мишени и покрывает область углов от 20 до 100 миллирадиан. Фотон 2 расположен в конце спектрометра M2 на расстоянии 35.67 м от центра мишени и покрывает область углов от 7 до 20 миллирадиан. Фотон 3 расположен в конце спектрометра M3 на расстоянии 50 м от центра мишени и покрывает область углов от 0 до 7 миллирадиан. Разрешающая способность детекторов Фотон изменяется в диапазоне 2.0 – 5.5 мм, с улучшением при движении от центра блока к его краю.

### **2.1.11 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 обеспечение работы программного обеспечения на уровне, достаточном для эффективного принятия физических данных. Данные, принятые в это время, были также записаны на ленты, но не использовались в физическом анализе. В анализе

распадов очарованных частиц были использованы только данные, набранные 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 2.1.9), 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  $\Sigma^+$  пучке (Рис. 22) [56].

### 2.1.12 Фильтрация данных во время сеанса

Здесь и далее по тексту очарованными данными будут называться 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, также должны были зарегистрировать частицы, в частности, на своей положительной стороне (там, где положительные заряженные частицы должны отклоняться магнитами).

Этот отбор проверял треки с большим импульсом, 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 высокоэнергетические

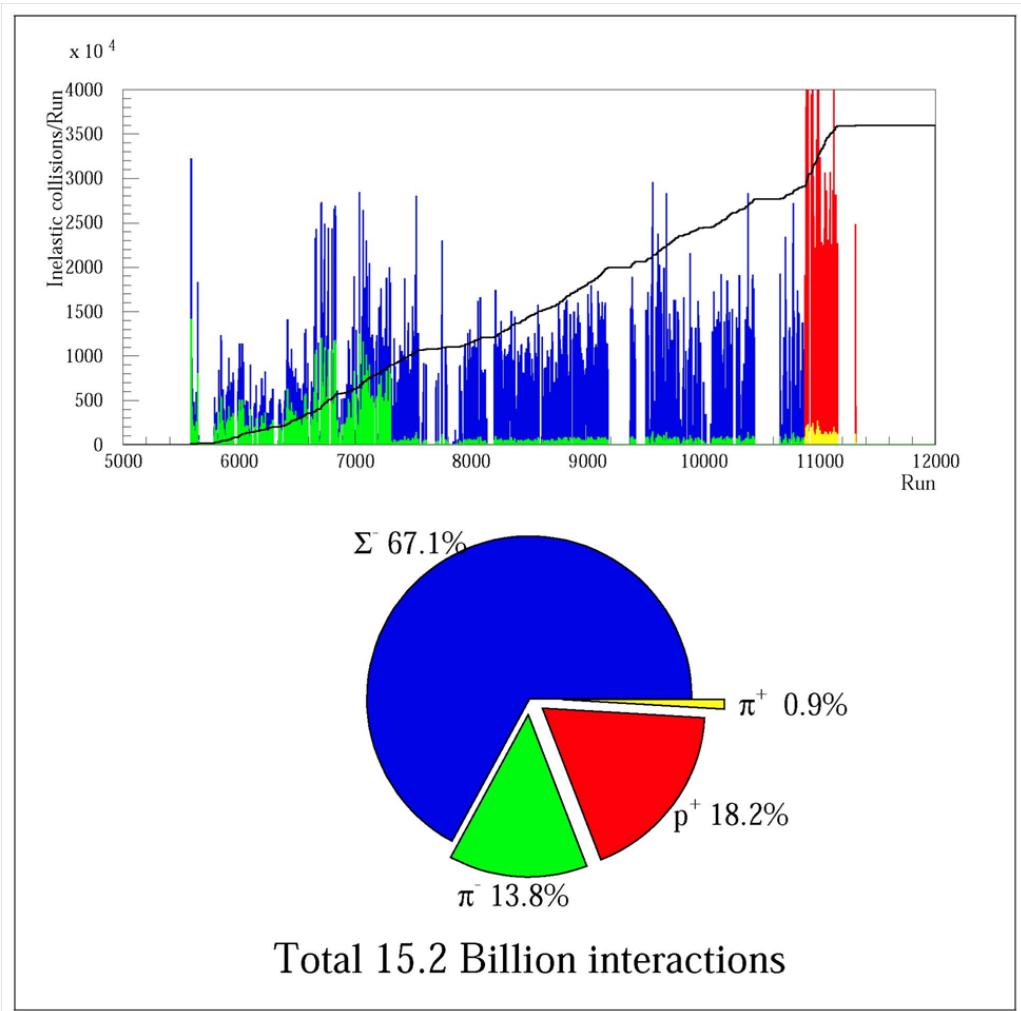


Рис. 22: Набор данных SELEX.

тичные 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. Фильтр проверял расстояние промаха от первичной вершины для всех обнаруженных треков. По завершению набора данных они анализировались полновесным кодом реконструкции, и это занимало месяцы. Первый прогон данных ("Pass 1") был использо-

ван для наблюдения основных сигналов очарованных адронов и для улучшения баз данных (калибровочных таблиц) всех детекторов, и, конечно, для продолжения разработки программного обеспечения.

## 2.2 Обработка данных эксперимента SELEX

Для обработки экспериментальных данных в реальном времени и данных, записанных на ленту, восстановления событий в детекторах, реконструкции треков и определения типов частиц, нахождения вершин распадов и множества других задач использовался пакет SOAP (сокращение от SELEX Online/Offline Analysis Program). Прогон всех экспериментальных данных через пакет SOAP занимал месяцы, поэтому после 3 прогона (pass 3) через программу SOAP данные записывались в специальные файлы VBK, где хранилась информация достаточная для быстрого восстановления треков, вершин распадов и прочей информации о событии. Всего после 3 прогона в формате VBK было записано  $10^9$  событий [57].

### 2.2.1 Программа VBK

VBK пригодна к использованию в виде стандартного консольного приложения [58] Linux. Однако для изменения логики или критериев отбора событий необходима модификация исходного кода программы с последующей перекомпиляцией. Данное программное обеспечение написано на языке программирования Fortran [59] с использованием процедурной парадигмы программирования, что, совместно с существенным недостатком документации по данной программе, создаёт ощутимые проблемы при физической обработке результатов.

Для физического анализа пользователю необходимо самостоятельно писать процедуры на фортране, которые используют информацию о событиях, представленную с помощью множества массивов, которые представляют данные подобно реляционной модели [60]. Недостаток такого подхода проиллюстрирован на рис. 23.

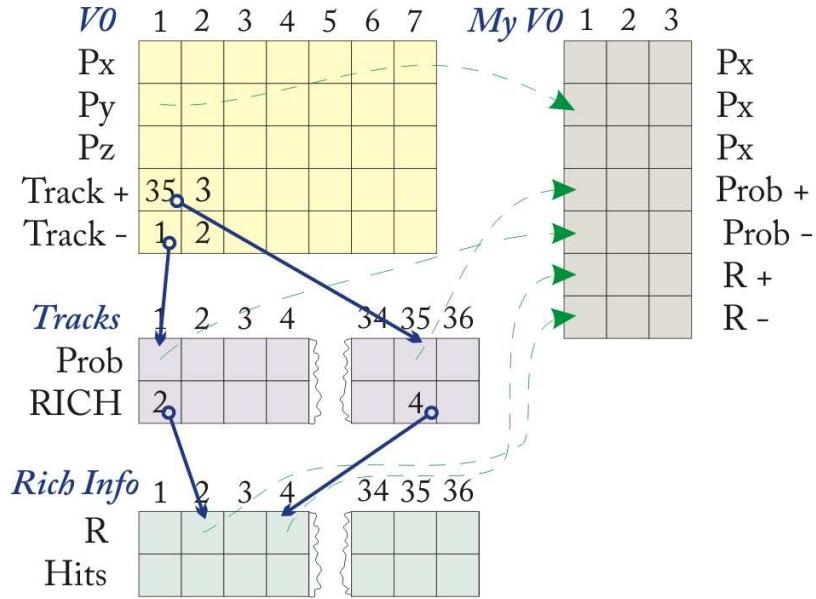


Рис. 23: Реляционная модель представления данных, использованная в программе VBK.

Модель данных задаётся в виде большого числа массивов, связанных между собой многочисленными индексами. Кроме того, различные по физической сути величины (например, координаты рождения  $V^0$ , критерий согласия  $\chi^2$  для фитированных треков дочерних частиц и проекции импульса  $V^0$ ) зачастую находятся в одном и том же массиве и отличаются только индексами. На рис. 23 продемонстрирован принцип создания массива с информацией о Л-гипероне на основе имеющихся данных. Такое представление данных существенно усложняет процесс обработки, в котором возникает необходимость объединения таких данных в единую функциональную структуру, и приводит к возникновению трудно отслеживаемых ошибок в исходном коде, в силу отсутствия достаточно сильной типизации данных в исходной модели.

## 2.3 Пакет «LaCor»

В связи с перечисленными выше причинами, возникла необходимость в создании программного обеспечения для удобного физического анализа данных. Для этих целей нами был разработан пакет «LaCor» [1, 6, 11] (сокращение от Lambda Correlations, Корреляции Л-гиперонов). LaCor написан на языке программирования C++ [61], с использованием объектно-ориентированной парадигмы [62], на основе пакета ROOT [63], вернее, на основе его разделяемых библиотек. ROOT был создан в CERN специально для обработки, анализа и моделирования данных в области физики высоких энергий [64].

При разработке LaCor ставились следующие задачи:

- Предоставление пользователю для физического анализа удобного инструментария с объектно-ориентированной архитектурой.
- Оптимизация для использования в сетях GRID [65].
- Увеличение скорости обработки данных.

### 2.3.1 Процесс обработки данных

Принципиальную схему процесса обработки экспериментальных данных и результатов моделирования можно представить в виде, указанном на рис. 24.

Реконструированные события, объем которых на текущий момент составляет  $10^9$  событий, подлежат первичной обработке с помощью VBF, при которой используются грубые критерии отбора. В результате, статистика сокращается до  $\sim 4 \cdot 10^6$  событий, которые



Рис. 24: Структурная схема системы обработки экспериментальных данных и моделирования событий.

подлежат дальнейшему отбору, конструированию пар и физическому анализу с помощью программного обеспечения LaCor.

Первичная обработка событий весьма ресурсоёмка и, поэтому, выделена в отдельный этап. Характерные ресурсоёмкости первичной и последующей обработки событий приведены в табл. 4. Ресурсоёмкость задачи вычисляется в величинах  $\left[\frac{\text{mips} \cdot \text{секунду}}{\text{событие}}\right]$ , где mips (million instructions per second) –  $10^6$  атомарных инструкций процессора в секунду, используется усредненное, а не пиковое значение величины, которые различны в силу наличия бренчинга и неполной утилизации кеша процессора. Для наглядного сравнения, на совре-

Таблица 4: Характерная ресурсоёмкость обработки данных с использованием стандартного VBK и представляемого LaCor программного обеспечения.  $R_{real}$  характеризует время, необходимое для реальной обработки событий, с учётом времени, необходимого на передачу данных между узлами вычислительной системы.  $R_{cpu}$  характеризует время, затраченное процессором исключительно на обработку данных.

ПО	$R_{real}$ , $\frac{\text{mips}^*\text{сек}}{\text{событие}}$	$R_{cpu}$ , $\frac{\text{mips}^*\text{сек}}{\text{событие}}$	Характерное время
VBK	19.56	4.23	7 дней
LaCor	2.05	1.90	30 минут

менных процессорах классов Pentium-4, Athlon-4 и выше (т.е. систем с наличием наборов векторных инструкций вида mmx, sse/3dnow) 1 MHz  $\sim$  2 mips. На кластере ИТЭФ статистика обрабатывается около недели; при совместном использовании ресурсов GRID для виртуальной организации Photon это время сокращается примерно дважды. Окончательная обработка и физический анализ данных с помощью LaCor на ПК занимают не более 30 минут, с учетом возможности сохранения данных и использования отобранных семплов статистики - менее минуты. После этого, при необходимости, может проводиться анализ полученных результатов.

### 2.3.2 Архитектура

Следует ещё раз отметить, что программное обеспечение LaCor создавалось не с целью полной замены VBK, а с целью реализации наиболее сложного для программиста этапа, указанного на рис. 23 и предоставления взамен более доступной для восприятия и использования объектно-ориентированной модели, позволяющей описывать физику явления в виде цельной модели события, схематически отоб-

ражённой на рис. 25.

Для эффективного достижения этой цели в пакете LaCor реализуется архитектура «Модель-представление-контроллер» [66], представленная на рис. 26. В этой архитектуре модель данных, управляющая логика и представление данных пользователю разделены на отдельные компоненты, что облегчает возможность их модификации и использования пакета для различных целей.

Упрощённая схема классов программного обеспечения LaCor представлена на рис. 27. Её основными компонентами являются:

- Классы для чтения и записи данных разных форматов.
- Класс преобразования данных из реляционной модели [60] в объектную модель [62, 67]: *VbkEventProvider*. Это ключевой и один из самых сложно реализуемых классов, позволяющий в дальнейшем применить всю мощь ООП ROOT для обработки и физического анализа данных.
- *Filter* – подсистема отбора и фильтрации событий.
- *Event* – модель данных.
- *HistogramManager*, *Logger* – представление.

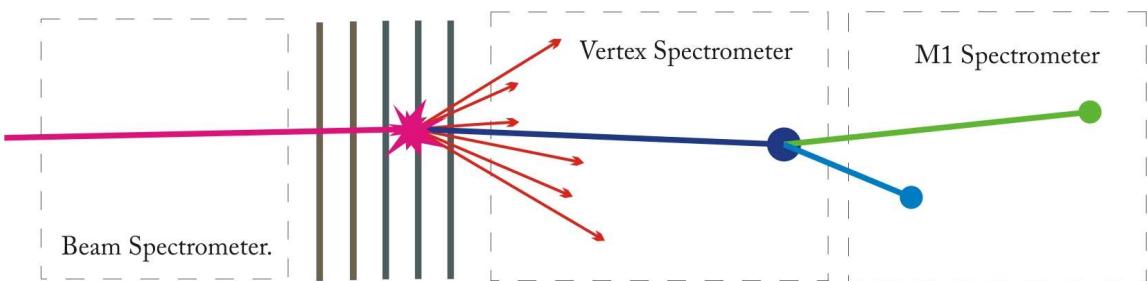


Рис. 25: Физическая модель представления данных, использованная в программе LaCor.



Рис. 26: Архитектура «модель-представление-контроллер».

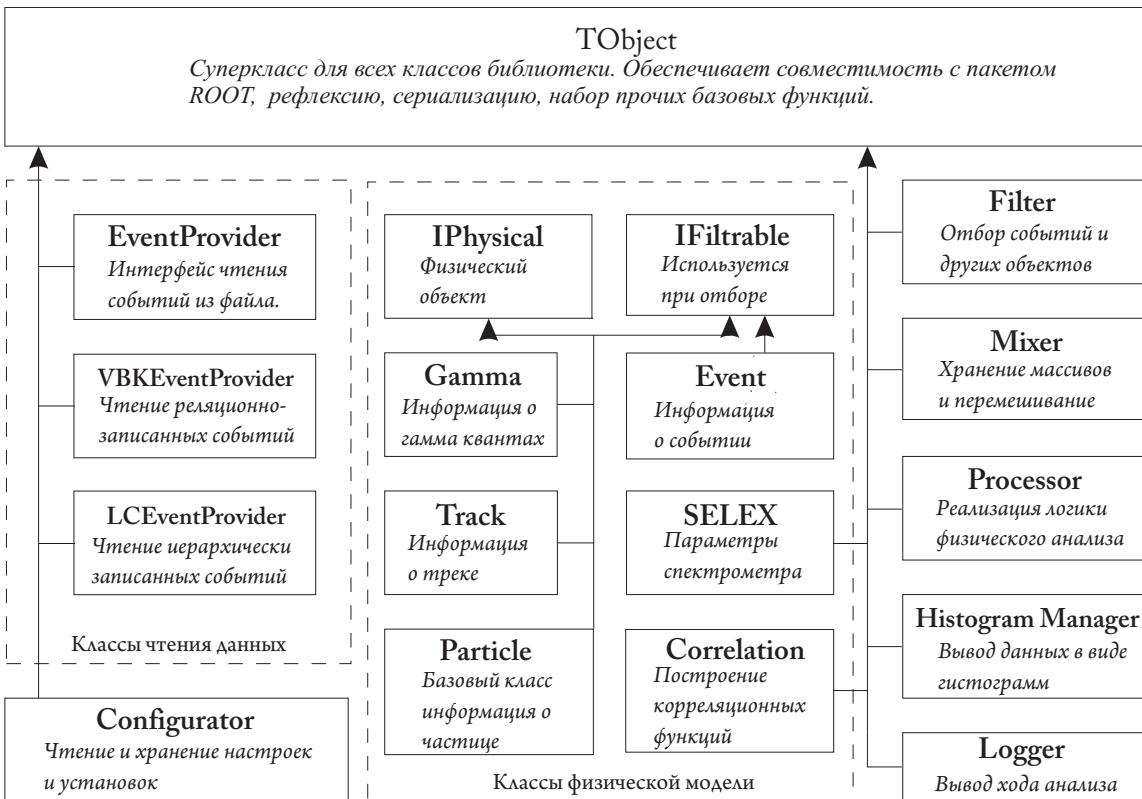


Рис. 27: Упрощенная структура классов LaCor.

- Processor и производные классы для чтения, записи и обработки данных – контроллер.
- Интерфейсы для моделирования событий.

С целью описания физической модели события (см. рис. 25), была

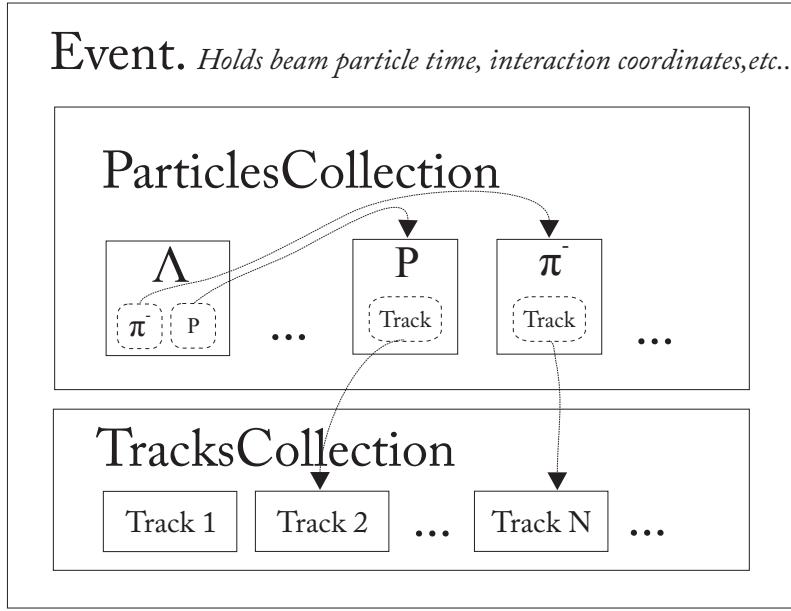


Рис. 28: Объектная модель события эксперимента.

разработана модель данных, являющаяся наиболее важным компонентом архитектуры «Модель-представление-контроллер». На рис. 28 приведена структура объекта данных, представляющая триггерное событие эксперимента. Кроме информации о событии (координаты точки взаимодействия, тип пучковой частицы и другие), объект включает в себя объекты частиц и треков, которые связаны друг с другом необходимыми ссылками.

### 2.3.3 Анализ данных

На рис. 29 приведен алгоритм анализа корреляций пар Л-гиперонов. Точкой входа в приложение является класс, производный от Processor, в котором пользователем задана логика физического анализа. Объект класса EventProvider считывает данные события из файла и возвращает их в виде класса Event. Далее данные события

проходят первичный и вторичный фильтр. На каждом этапе данные заносятся в гистограммы, ход выполнения программы фиксируется в логах. Ступенчатый отбор событий используется для более подробного изучения влияния различных ограничений.

Частицы, прошедшие отбор, сохраняются в классе Mixer и в дальнейшем используются для построения фоновых распределений методом перемешивания. Событие, прошедшее отбор, передается в объект класса Correlation, где происходит построение корреляционной функции, для чего используются данные, полученные классом Mixer, а также загружаются из файла данные, полученные с помощью моделирования.

Фильтрация событий осуществляется при помощи класса Filter, предоставляющего широкий спектр возможностей отбора событий. В частности, использование многочисленных ограничений на качество восстановления треков дочерних частиц (критерий  $\chi^2$ ) и распределение Подолянского-Арментероса [68], позволяющее эффективно отделять  $K^0$  от  $\Lambda^0$  и  $\overline{\Lambda^0}$ .

### 2.3.4 Моделирование событий, содержащих пары Л-гиперонов.

Моделирование данных (необходимое для получение эталонного образца, свободного от Ферми-Дираковских корреляций) состоит из следующих этапов:

- Моделирование взаимодействия пучковой частицы с мишенью с помощью пакетов PYTHIA или FRITIOF [69].
- Моделирование прохождения частиц через установку с помо-

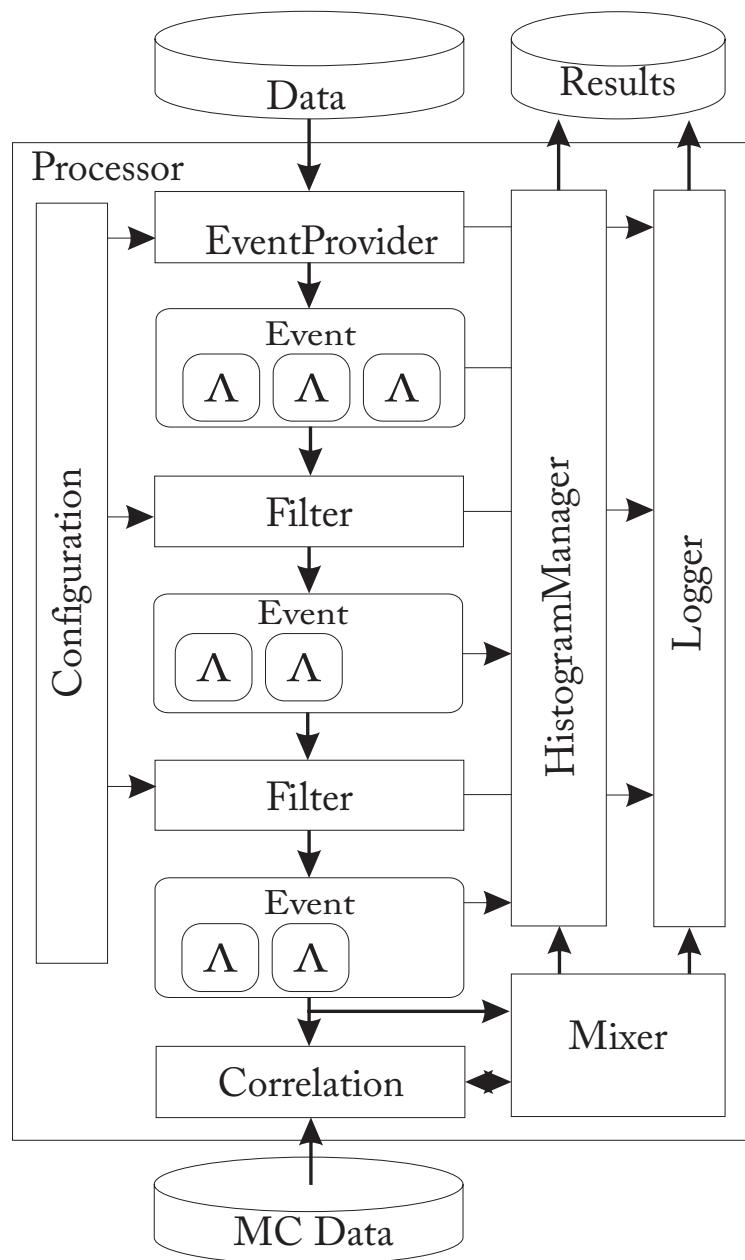


Рис. 29: Пример программы анализа корреляций пар  $\Lambda$ -гиперонов.

щью пакета GEANT [70] или пакета Event Embedding, входящего в состав SOAP.

- Реконструкция событий с помощью пакета SOAP.
- Последующая обработка аналогична обработке экспериментальных данных.

### 2.3.5 Использование сетей GRID для обработки данных

При выполнении полномасштабного моделирования требуются значительные вычислительные ресурсы. Таким образом, становится актуальным вопрос использования дополнительных вычислительных мощностей.

Кластер ИТЭФ, используемый для обработки данных, и производительность которого для нашей группы пользователей (коллаборация SELEX) оценена в табл. 4, представляет собой классическую PBS систему (Portable Batch System, Система Переносимых Скриптов(Задач)) [71], реализованную в виде OpenPBS [72]. Система позволяет выполнять ресурсоёмкие вычисления в локальной вычислительной сети, в т.ч. и с применением технологии распределённых вычислений MPI (Message Passing Interface, Интерфейс передачи сообщений) [73] [74].

Однако несмотря на все свои достоинства, PBS не обладает масштабируемостью, иными словами, не позволяет объединять в единую вычислительную сеть географически распределённые системы кластеров, которые, вдобавок, могут использовать различные версии управляющего программного обеспечения. Решение данных проблем предлагает технология GRID [65, 75].

Термин GRID возник в середине 90-х годов и обозначал распределенную вычислительную инфраструктуру для сложных инженерных и научных расчетов. Постоянный прогресс в этой области и решение все новых классов задач привели к расширению понятия. Сегодня, говоря о GRID, обычно имеют в виду промежуточное ПО (middleware), программный инструментарий и прикладные программы, способные работать в географически распределенной и неоднородной вычислительной среде [76].

Основная задача GRID - это создание распределённой, полностью масштабируемой системы вычислений и доступа к данным – «кластера кластеров», если можно так выразиться. (На самом деле, понятие GRID несколько шире и может, например, включать в себя инфраструктуру доступа различных лиц и организаций к одному и тому же инструменту, например, телескопу. Но подобные задачи выходят за рамки данной работы). При этом, пользователя не должно беспокоить, где именно находятся используемые им вычислительные ресурсы, точно так же, как пользователю электросети не важно, на какой именно электростанции производят потребляемую им в текущий момент энергию.

Данная работа выполнялась в рамках виртуальной организации Photon, в инфраструктуре EGEE-RDIG, представляющей собой Российский сектор Russian Data Intensive GRID [77] в рамках проекта Enabling GRID for E-sciencE II [65, 78] - крупнейшей европейской системы GRID, объединяющей 45 стран по всему миру.

Виртуальная организация Photon может (с некоторыми ограничениями) использовать вычислительные ресурсы ферм ИТЭФ и НИИЯФ МГУ. (*Ферма* - это название локального кластера в терминах GRID.) Следует отметить, что фермы GRID ИТЭФ и PBS-кластер

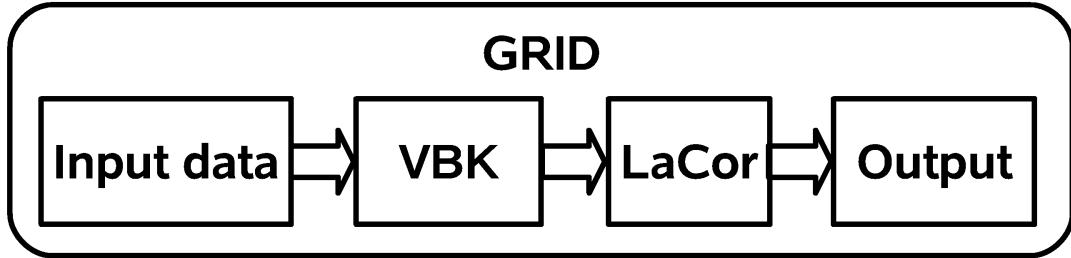


Рис. 30: Принцип использования VBK и LaCor в GRID.

ИТЭФ представляют собой разные, не связанные вычислительные системы.

Для обработки экспериментальных данных и моделирования был написан набор скриптов, предназначенных для выполнения программного обеспечения в среде gLite-3 [79, 80] – промежуточное ПО, используемое в EGEE. Он позволяет, в частности, выполнять обработку данных с помощью VBK и LaCor подобно тому, как это происходит на классическом PBS кластере ИТЭФ (см. стр. 58). Данное программное обеспечение было детально документировано.

Принципиальная схема работы обёртки показана на рис. 30. Сперва скриптом распаковывается, устанавливается и настраивается программное обеспечение, нужное для обработки данных. Затем производится закачка данных по одному из протоколов, поддерживаемых на фермах: gsiftp:// или srm://. Параллельно с получением новых данных происходит обработка уже закачанной информации. Это достигается путём упреждающего кеширования данных, кеш полностью настраиваемый. Результаты работы сохраняются во внешнее хранилище.

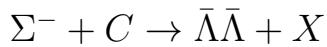
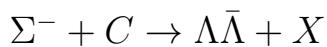
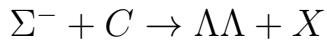
В связи с экспериментальным характером gLite-3 и особенно-

стями выделенных для VO Photon хранилищ данных SE (Storage Element), к сожалению, время от времени возникают сбои в передачах данных. Поэтому данное ПО было разработано настолько отказоустойчивым, насколько это возможно в пределах текущей архитектуры.

## 3 Отбор событий

### 3.1 Отбор пар $\Lambda$ -гиперонов

Для изучения корреляций исследовались инклузивные реакции:



$\Lambda$ -гипероны идентифицировались по распаду:  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ,  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ .

Особенностью установки SELEX является то, что часть  $\Lambda$ -гиперонов распадается до вершинного детектора или в вершинном детекторе, и оба заряженных трека фиксируются в вершинном детекторе, что позволяет получить их кинематические параметры с наилучшим разрешением (тут и далее мы будем использовать название «вершинные» для таких частиц), в то время, как треки  $\Lambda$ -гиперонов, распавшихся за пределами вершинного спектрометра (или треки не зарегистрированные вершинным детектором), могут детектироваться, начиная с M1 спектрометра, где точность определения кинематических параметров ниже (такие частицы тут и далее будем называть « дальние »). Разница в разрешении и методиках идентификации и извлечения параметров для двух типов  $V^0$  приводит к тому, что для «вершинных» и « дальних »  $V^0$  приходится применять разные критерии отбора.

### 3.1.1 Отбор событий, содержащих Л-гипероны

В общем случае на нейтральные вилки накладывались следующие ограничения:

- В случае, когда оба заряженных трека фиксируются в вершинном детекторе:
  - отклонение эффективной массы от табличного значения должно быть в пределах  $|M_{p\pi^-} - M_\Lambda| < 7 \text{ MeV}$ ;
  - наименьшее расстояние между треками вилки должно быть менее 0.015 см;
  - угол между импульсом  $V^0$  и прямой, соединяющей точку распада и точку рождения, должен быть менее 0.1 мРад;
- В случае, когда Л-гиперон распадается за вершинным детектором:
  - отклонение эффективной массы от табличного значения должно быть в пределах  $|M_{p\pi^-} - M_\Lambda| < 14 \text{ MeV}$ ;
  - наименьшее расстояние между треками вилки должно быть менее 0.022 см;
  - угол между импульсом  $V^0$  и прямой, соединяющей точку распада и точку рождения, должен быть менее 0.05 мРад;
  - распределения параметров  $P_t$  и  $\alpha$  распределения Подолянского-Арментероса должны соответствовать области характерной для Л-гиперонов и не попадать в область характерную для  $K_s^0$  (см. далее 3.1.3);

- отношение импульсов треков должно удовлетворять соотношению  $p_\pi/p_p < 0.5$ ;
- достоверность определения расстояния от точки рождения до точки распада  $V^0$  должно быть более двух стандартных отклонений;
- в событиях, содержащих три и более  $V^0$ , подходящих под ограничения, выбиралась пара с наилучшим критерием  $\chi^2$  восстановления  $V^0$ .

В результате анализа  $10^9$  триггерных событий, количество пар  $\Lambda$ -гиперонов, прошедших предварительный отбор, составило 20352. На рис. 31 представлено распределение по эффективной массе системы  $r\pi^-$ . Полученное значение  $M_\Lambda = 1115.4 \pm 1.1 \text{МэВ}/c^2$ ,  $\sigma = 1.2 \text{МэВ}/c^2$ .

На рис. 32 представлена зависимость эффективной массы системы  $r\pi^-$ , соответствующей первому  $\Lambda$ -гиперону из пары  $\Lambda\Lambda$ , от эффективной массы системы  $r\pi^-$ , соответствующей второму  $\Lambda$ -гиперону. Представленные распределения, помимо четкого сигнала в области значений эффективной массы  $r\pi^-$ , соответствующих табличной массе  $\Lambda$ -гиперона, имеют характерные превышения вдоль линий, перпендикулярных осям и проходящих через эту область. Такое поведение свидетельствует о том, что наложенные ограничения не позволяют полностью исключить вклад фоновых событий, в составе которых одна из систем  $r\pi^-$  не является  $\Lambda$ -гипероном.

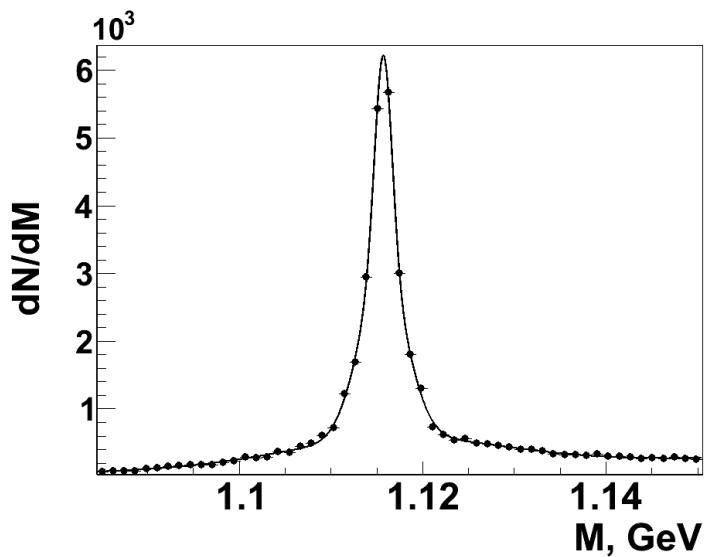


Рис. 31: Одномерное распределение эффективных масс системы  $p\pi^-$ .

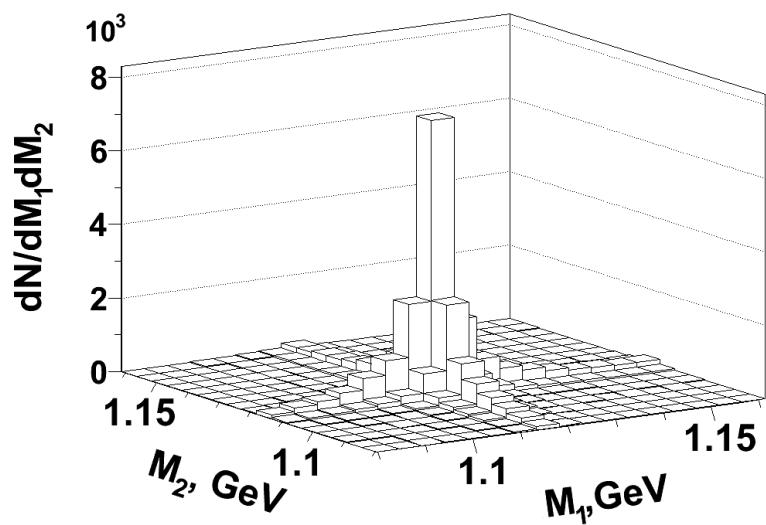


Рис. 32: Зависимость эффективной массы системы  $p\pi^-$ , соответствующей первому  $V^0$  от эффективной массы системы  $p\pi^-$ , соответствующей второму  $V^0$ .

### 3.1.2 Отбор $\Lambda$ -гиперонов, распавшихся в вершинном детекторе.

Для получения  $\Lambda$ -гиперонов с наилучшими параметрами, критерии отбора, приведенные выше, ужесточались следующим образом:

- отбирались  $V^0$ , распавшиеся в вершинном детекторе;
- отклонение эффективной массы от табличного значения должно быть в пределах  $|M_{p\pi^-} - M_\Lambda| < 5$  МэВ;
- наименьшее расстояние между треками вилки должно быть менее 0.01 см;
- достоверность определения расстояния от точки рождения до точки распада  $V^0$  должно быть более 10 стандартных отклонений;
- угол между импульсом  $V^0$  и прямой, соединяющей точку распада и точку рождения, должен быть менее 0.02 мРад;
- были наложены дополнительные ограничения на число хитов в разных детекторах.

В результате отбора было получено 3153 событий, содержащих пары  $\Lambda$ -гиперонов.

На рис. 33 представлено распределение по эффективной массе системы  $p\pi^-$ . Распределение фитировалось суммой функции Гаусса и полинома второй степени для описания фона. Полученное значение  $M_\Lambda = 1115.7 \pm 0.4$  МэВ/с<sup>2</sup>,  $\sigma = 0.9$  МэВ/с<sup>2</sup>.

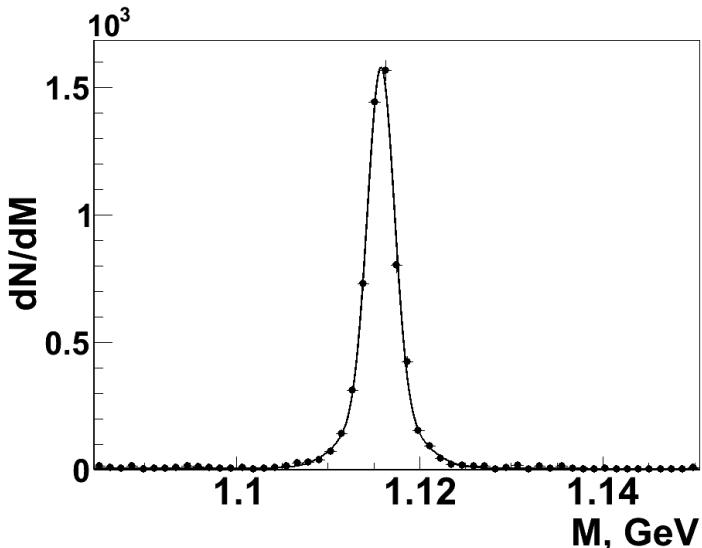


Рис. 33: Спектр эффективных масс системы  $p\pi^-$ .

На рис. 34 представлено двумерное распределение зависимости эффективной массы системы, соответствующей первому  $\Lambda$ -гиперону, от эффективной массы системы, соответствующей второму  $\Lambda$ -гиперону.

### 3.1.3 Распределение Подолянского-Арментероса

В процессе идентификации распадов  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$  и  $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$  возникает проблема проверки их отделения от распада  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  вследствие ошибочных идентификаций  $\pi^+$  как  $p$  (или  $\pi^-$  как  $\bar{p}$ ). Эффективным средством такой проверки является распределение Подолянского-Арментероса [68].

Данное распределение представляет собой зависимость  $P_t(\alpha)$ , где  $P_t$  – поперечная компонента импульса любой из дочерних частиц, а  $\alpha = \frac{P_L^+ - P_L^-}{P_L^+ + P_L^-}$  – коэффициент асимметрии продольных составляющих импульсов дочерних частиц (см. рис. 35) относительно импульса  $V^0$  в лабораторной системе отсчёта. Можно показать [68], что эти

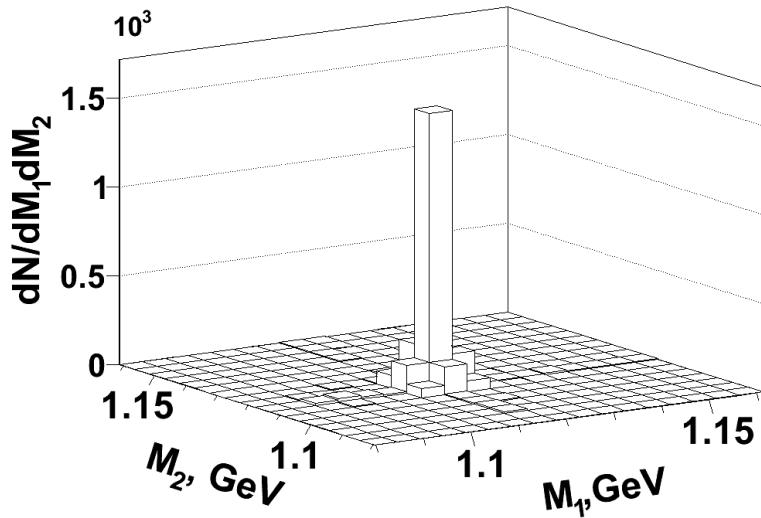


Рис. 34: Зависимость эффективной массы системы  $p\pi^-$ , соответствующей первому  $V^0$  от эффективной массы системы  $p\pi^-$ , соответствующей второму  $V^0$ .

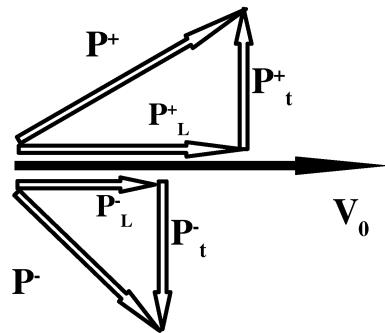


Рис. 35: Кинематика распада  $V^0$  в лабораторной системе

параметры связаны уравнением эллипса.

Теоретический вид распределения Подолянского-Арментероса приведен на рис. 36, пример экспериментального распределения для эксперимента SELEX представлен на рис. 37. Большой полуэллипс яв-

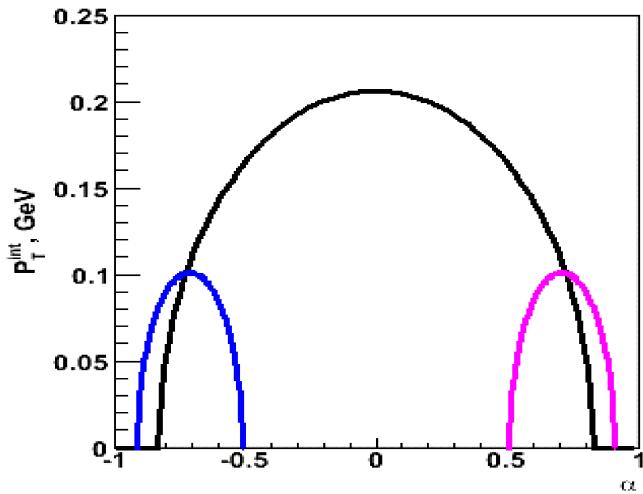


Рис. 36: Теоретический вид распределения Подолянского-Арментероса

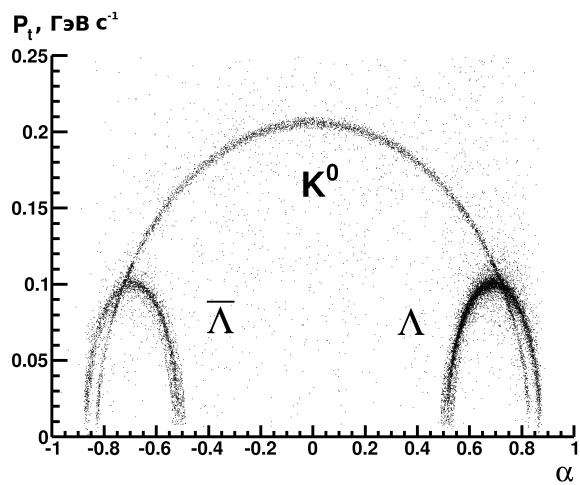


Рис. 37: Пример экспериментального распределения Подолянского-Арментероса для  $K_s^0$ ,  $\Lambda^0$  и  $\bar{\Lambda}^0$  в эксперименте SELEX.

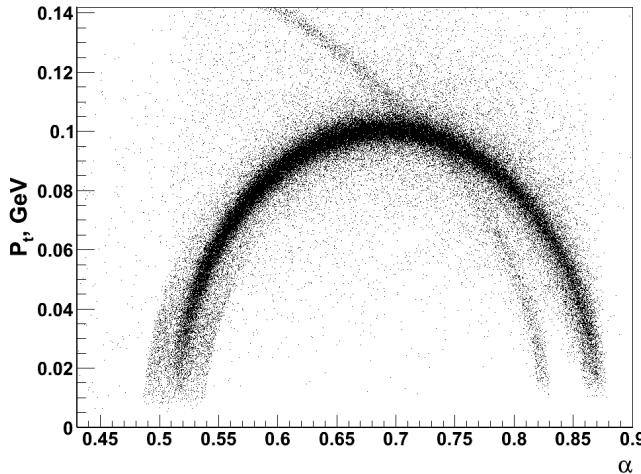


Рис. 38: Распределение Подолянского-Арментероса для системы  $p\pi^-$ .

ляется распределением для  $K_s^0$ , правый полуэллипс - для  $\Lambda$ , и левый - для  $\bar{\Lambda}$ .

На рис. 38 представлено распределение Подолянского-Арментероса для системы  $p\pi^-$  с предварительными критериями отбора. Хорошо прослеживается полуэллипс, соответствующий  $\Lambda$ , и дуга, соответствующая примеси  $K_s^0$ . Поэтому при отборе с «мягкими» ограничениями для  $\Lambda$ -гиперонов входило условие, что параметры распределения Подолянского-Арментероса для системы  $p\pi^-$  не должны лежать в области, соответствующей примеси  $K_s^0$ .

На рис. 39 показано распределение Подолянского-Арментероса для «вершинных»  $\Lambda$ -гиперонов, отобранных с жесткими критериями отбора. Число событий, принадлежащих области, соответствующей примеси  $K_s^0$ , и не принадлежащих области, соответствующей  $\Lambda^0$ , составляет менее 1%.

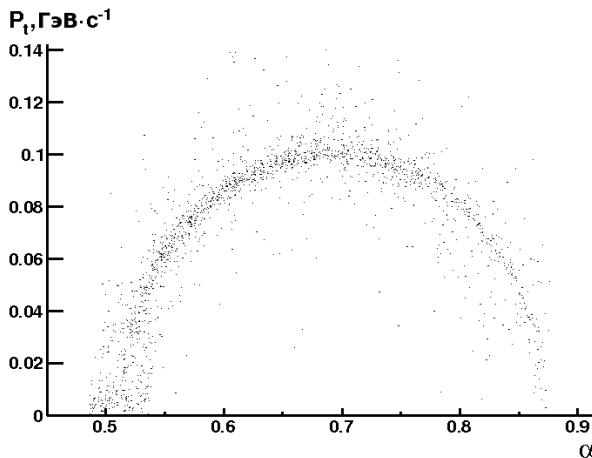


Рис. 39: Кинематика распада  $V^0$  в лабораторной системе

### 3.2 Сравнение моделированных и экспериментальных данных

Моделирование событий является ресурсоемким вычислительным процессом, поэтому для проведения моделирования использовались сети GRID виртуальной организации PHOTON, включающие в себя вычислительные мощности кластеров ИТЭФ и МГУ. В общей сложности, объем моделюемых данных в 2.5 раза превышает объем экспериментальных данных.

На рис. 41 и 40 представлены распределения кинематических параметров: поперечного импульса -  $P_t$  и переменной Фейнмана -  $X_f$ , для моделюемых и экспериментальных данных. События, сгенерированные методом Монте-Карло, удовлетворительно описывают эксперимент. На рис. 42 представлены одномерное и двумерное распределения эффективных масс системы  $p\pi^-$  для моделюемых событий. Распределения, также, согласуются с экспериментальными

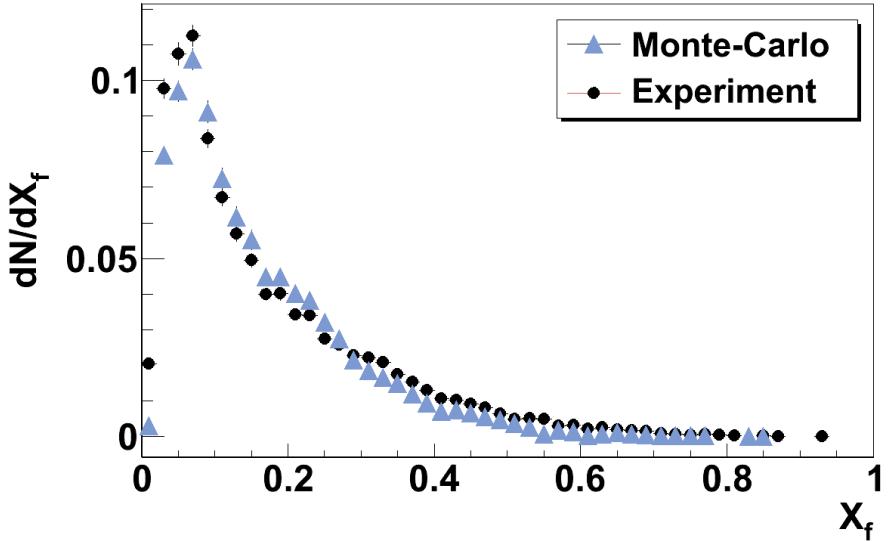


Рис. 40: Сравнение распределения по переменной  $X_f$   $\Lambda$ -гиперонов, полученных с помощью Монте-Карло, с экспериментальными данными.

распределениями (рис. 31) .

На рис. 44 - 47 представлены распределения по координатам распада  $V^0$  (кандидата в  $\Lambda$ -гипероны) для экспериментальных и моделированных данных. Распределения построены для  $V^0$  частично прошедших описанные выше критерии отбора (минимальное расстояние между треками, эффективная масса, тип дочерних частиц). По графикам можно сделать вывод, что моделированные данные хорошо описывают особенности экспериментальных распределений.

На рис. 48 представлено распределение Подолянского-Арментероса для системы  $p\pi^-$  для моделированных событий. Аналогично экспериментальным данным (см. рис. 38), в распределении, кроме полуэллипса, соответствующего  $\Lambda$ , видна дуга, соответствующая примеси  $K_s^0$ , что говорит о корректном воспроизведении фоновых событий, возникающих вследствие ошибочных идентификаций  $\pi^+$  как  $p$ .

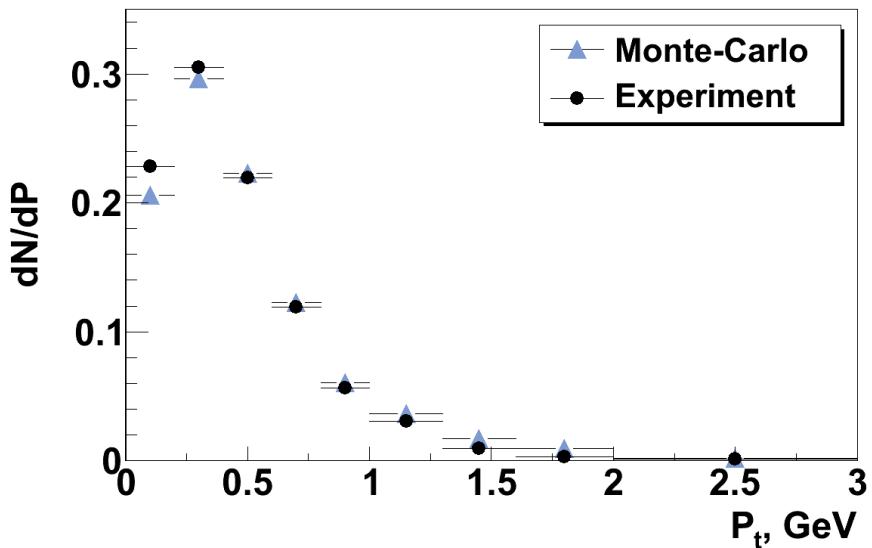


Рис. 41: Сравнение распределения по поперечному импульсу  $P_t$   $\Lambda$ -гиперонов, полученных с помощью Монте-Карло, с экспериментальными данными.

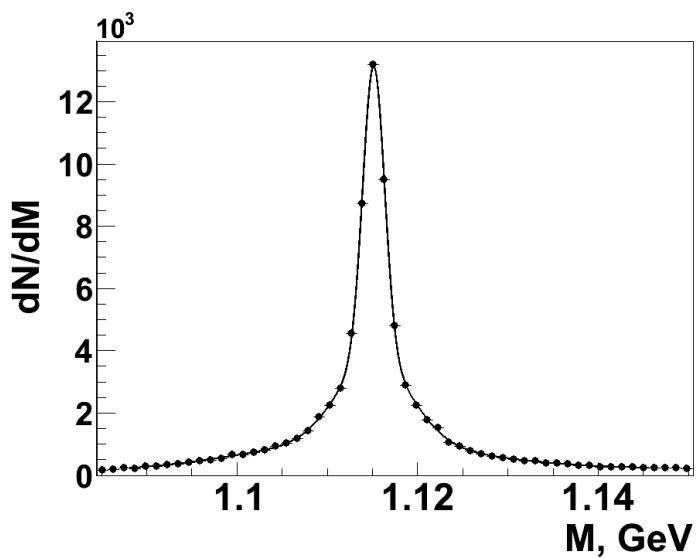


Рис. 42: Распределение эффективных масс системы  $p\pi^-$  для событий смоделированных методом Монте-Карло.

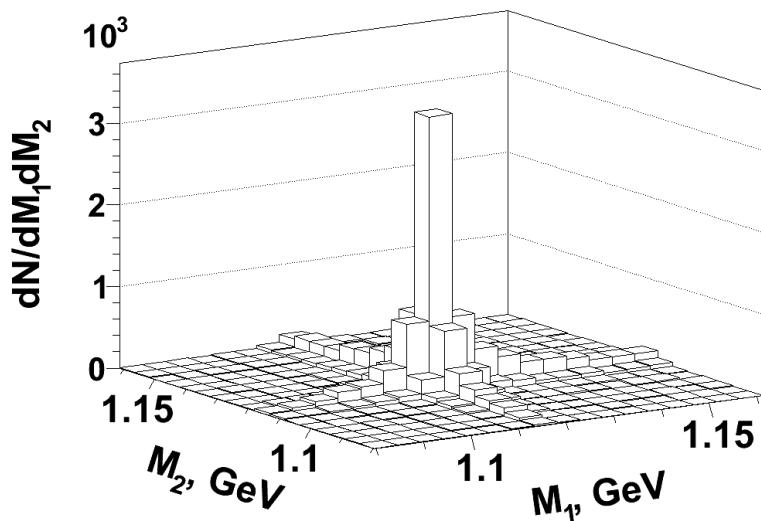


Рис. 43: Зависимость эффективной массы системы  $p\pi^-$ , соответствующей первому  $V^0$  от эффективной массы системы  $p\pi^-$ , соответствующей второму  $V^0$  для событий смоделированных методом Монте-Карло.

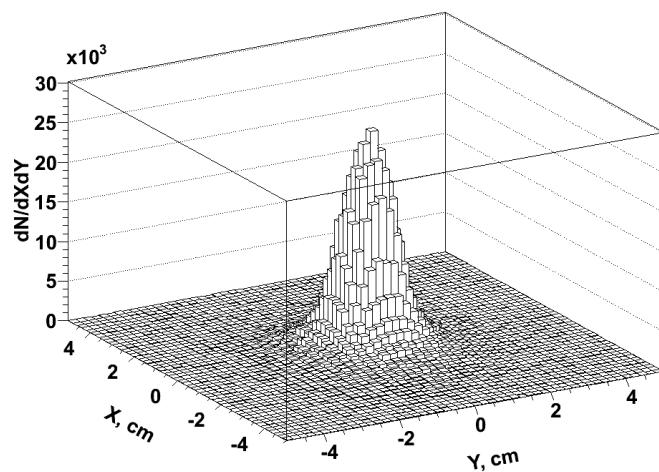


Рис. 44: Двумерное распределение точки распада  $V^0$  (кандидата в  $\Lambda$ -гипероны) по координатам  $X$ ,  $Y$ . Эксперимент.

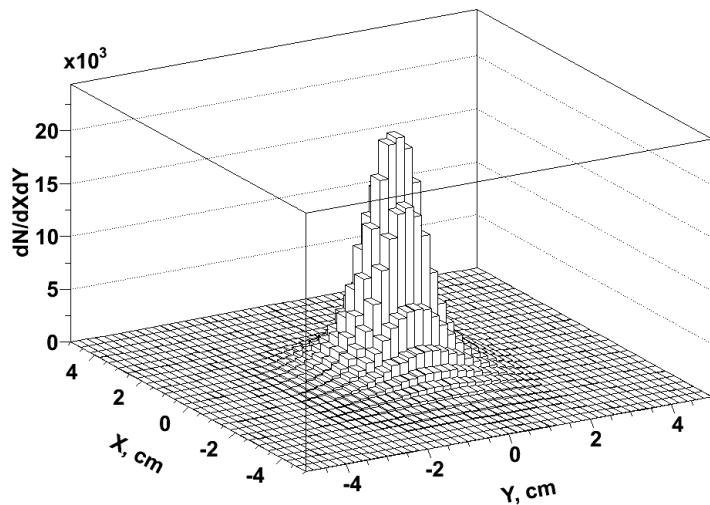


Рис. 45: Двумерное распределение точки распада  $V^0$  (кандидата в  $\Lambda$ -гипероны) по координатам X, Y. Монте-Карло

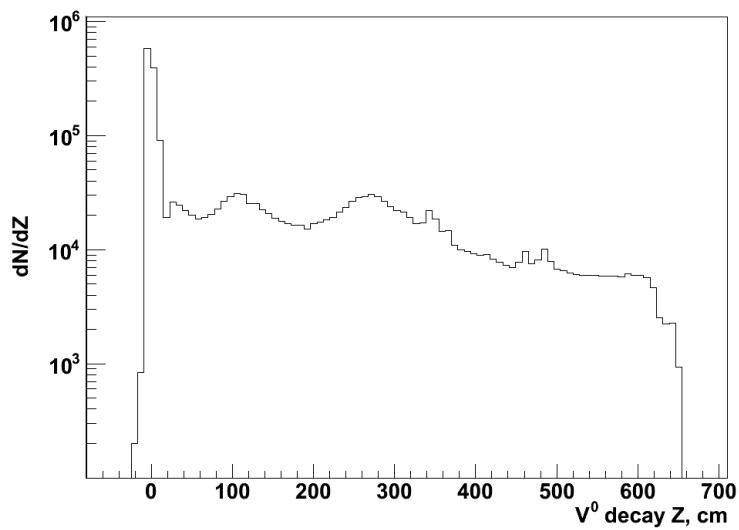


Рис. 46: Распределение по координате Z точки распада  $V^0$  (кандидата в  $\Lambda$ -гипероны). Эксперимент.

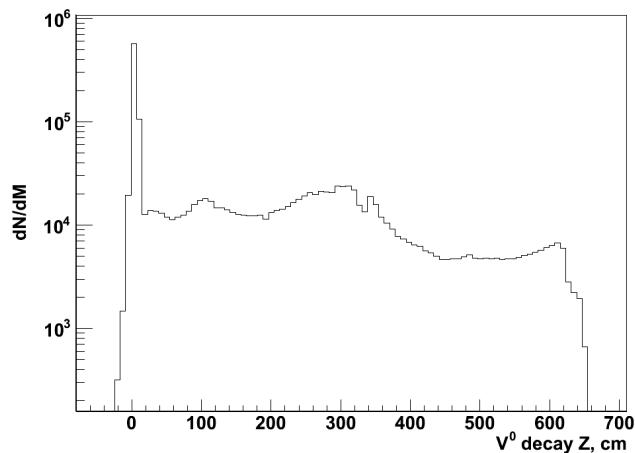


Рис. 47: Распределение по координате  $Z$  точки распада  $V^0$  (кандидата в  $\Lambda$ -гипероны). Монте-Карло.

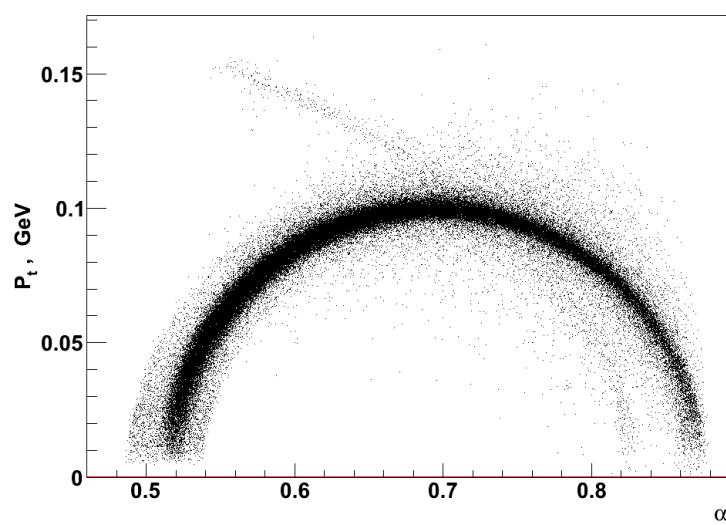


Рис. 48: Распределение Подолянского-Арментероса для системы  $p\pi^-$  для моделированных событий.

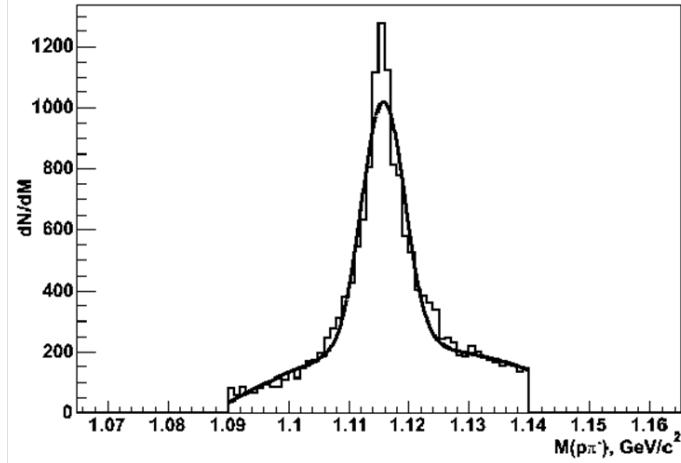


Рис. 49: Распределение по эффективной массе системы  $p\pi^-$ .

### 3.3 Методика выделения $\Sigma^0$ гиперонов.

При исследовании корреляций системы АЛ необходимо учитывать влияние на корреляционную функцию Л-гиперонов, образованных от распада  $\Sigma^0$  гиперонов. Для этого была проведена методическая работа по выделению  $\Sigma^0$ . Была рассмотрена  $p\pi^-$ -система для определения характеристик Л-гиперонов, и затем последние в комбинации с  $\gamma$ -квантом для определения  $\Sigma^0$ . Количество событий, прошедших предварительный отбор, составило 19885 из  $1 \cdot 10^6$  триггерных событий. На рис. 49 представлено распределение по эффективной массе системы  $p\pi^-$ .

На рис. 50 представлено распределение по эффективной массе системы  $\Lambda\gamma$ . В области табличного значения массы  $\Sigma^0$  наблюдается сигнал. Распределение фитировалось функцией Гаусса и полиномом второй степени для описания фона. Результаты фитирования приведены в таблице. События, относящиеся к сигналу, составляют примерно 21% от общего числа. Можно сделать вывод, что разрешение детекторов Фотон для данной задачи недостаточно, чтобы хорошо

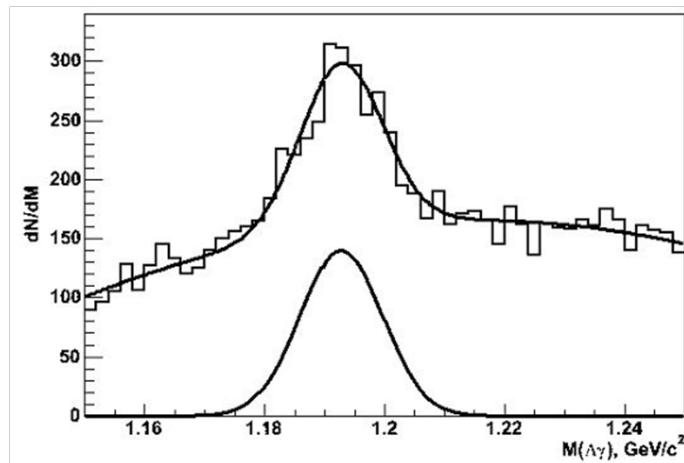


Рис. 50: Распределение по эффективной массе системы  $\Lambda\gamma$

отделять  $\Lambda$ -гипероны, произошедшие от распада  $\Sigma^0$ , от общей массы  $\Lambda$ -гиперонов.

## 4 Корреляции пар $\Lambda$ -гиперонов.

Исследование парных корреляций  $\Lambda$ -гиперонов обладает, с методической точки зрения, рядом преимуществ по сравнению с системами, состоящими из заряженных тождественных частиц. В частности, для них не стоит проблема разделения одинаково заряженных частиц, близко расположенных в пространстве, летящих с малыми относительными импульсами, часто приводящая к тому, что программы реконструкции восстанавливают данные треки как один. Не так существенны и ошибки обратного рода, когда один трек «расщепляется» на два.

Для построения корреляционных функций тождественных  $\Lambda$ -гиперонов использовалось три типа опорных распределений: из пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонов, из перемешанных событий с использованием «двойного отношения» и полученное моделированием.

### 4.1 Использование пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ в качестве опорного распределения

Несмотря на то, что пары тождественных и нетождественных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов обладают различным взаимодействием в конечном состоянии и получение пространственных параметров источника испускания с помощью приведенных выше параметризаций невозможно, такой подход позволяет увидеть наличие корреляций и оценить их величину. Кроме того, использование перемешивания в чистом виде, в данном случае, мало пригодно, поскольку оно не сохраняет 4-импульс пары и не учитывает эффективность регистрации установки. У опорного распределения из пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонов отсутству-

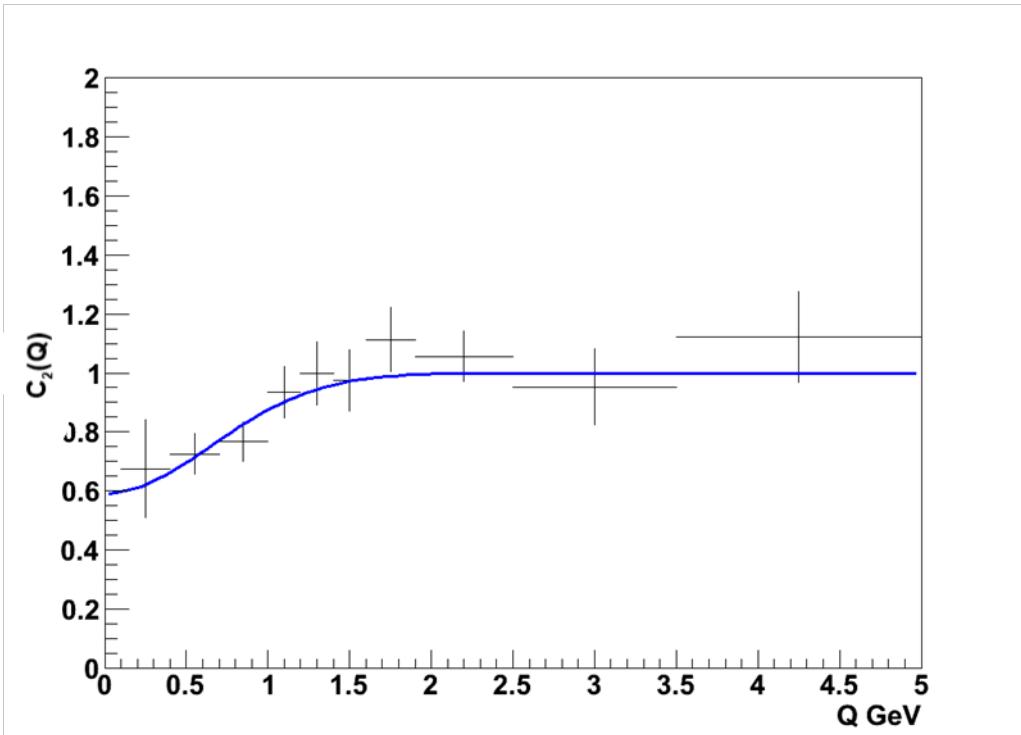


Рис. 51: Корреляционная функция  $C_2(Q) = \frac{(N_{\Lambda\Lambda} + N_{\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}})}{N_{\Lambda\bar{\Lambda}}}$ .

ют недостатки перемешивания, и оно описывает экспериментальную картину, происходящую в одном физическом событии, (т.е. в них заранее отсутствует возможное несоответствие моделированных данных экспериментальным). Также, данные корреляции могут быть интересны для теоретических работ.

На рис. 51 представлена корреляционная функция, которая берется как отношение спектров тождественных пар  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов к спектру нетождественных пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонов  $C_2(Q) = \frac{(N_{\Lambda\Lambda} + N_{\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}})}{N_{\Lambda\bar{\Lambda}}}$ . Наблюдается эффект отрицательных корреляций, обусловленный, вероятно, Ферми-Дираковским подавлением рождения пар  $\Lambda$ -гиперонов.

Таблица 5: Результаты фитирования корреляционной функции.

Параметризация	R, fm	$\lambda$	$\chi^2/ndf$
Гольдхабр	$0.203 \pm 0.034_{stat}$	$0.41 \pm 0.08$	15.3/14
Альтернативная	$0.18 \pm 0.05$	$0.57 \pm 0.15$	19.7/14

## 4.2 Использование моделирования в качестве опорного распределения

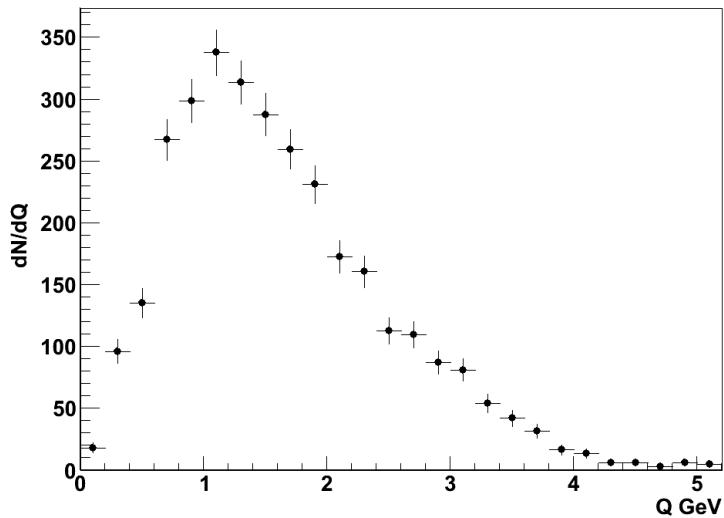
На рис. 52 представлены распределения по разности 4-импульсов  $Q$  для пары АЛ для эксперимента (а) и моделирования (б). Взяты «вершинные» Л-гипероны с наиболее жесткими критериями отбора. На рис. 53 представлена корреляционная функция  $C(Q)$  для пар таких Л-гиперонов. Наблюдается эффект деструктивных корреляций, обусловленный, вероятно, Ферми-Дираковским подавлением рождения пар Л-гиперонов. На графике приведён фит с использованием двух одномерных параметризаций: Гольдхабера 5 и альтернативной параметризации 6 для оценки вклада в систематическую погрешность.

Основной вклад в систематическую погрешность вносит метод построения фонового распределения.

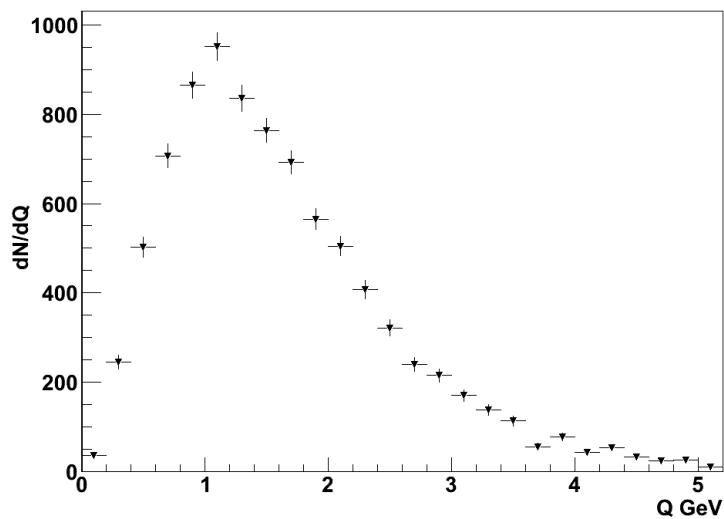
На рис. 54 представлена корреляционная функция для пар АЛ гиперонов. Наблюдается отсутствие корреляций в области малых 4-импульсов, что удовлетворяет теории.

## 4.3 Методика «вычитание фона»

Выше (см. 4.2) рассматривалась корреляционная функция для Л-гиперонов, отобранных с наиболее жесткими критериями, которые эффективно уменьшают вклад фоновых событий разного типа



(a) Эксперимент.



(b) Моделирование.

Рис. 52: Распределение по разности 4-импульсов  $Q$  для пары АЛ.

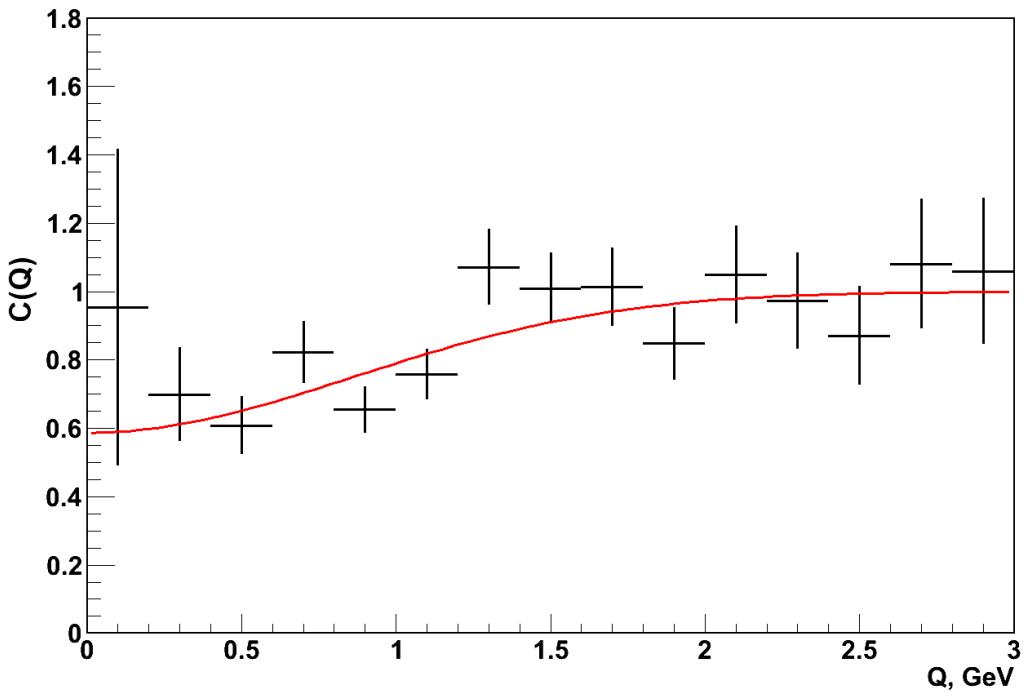


Рис. 53: Корреляционная функция для пар  $\Lambda$ -гиперонов. Использовались «Вершинные»  $\Lambda$ -гипероны с жесткими критериями отбора, в качестве опорного распределения взято моделирование. Представлены 2 вида параметризации: параметризации Гольдхабера 5 и альтернативная параметризация 6.

(см. 3.1). Однако такие жесткие ограничения также сильно уменьшают и число событий, относящихся к сигналу. Особенно это относится к случаю «дальних»  $\Lambda$ -гиперонов (т.е. регистрация которых происходила за вершинным спектрометром), где ошибки измерения кинематических параметров треков делают сложным разделение фона и событий, относящихся к сигналу.

Для анализа корреляций  $\Lambda$ -гиперонов, отобранных с более мягкими критериями отбора, применялась методика, именуемая далее как «вычитание фона». Суть ее заключается в предположении о равномерности распределения фона в рассматриваемой области спек-

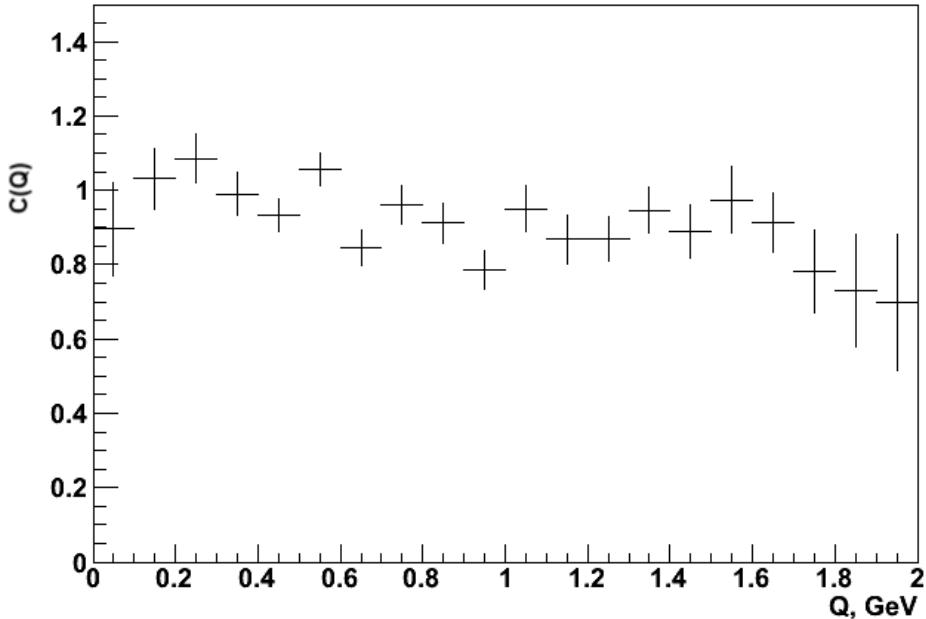


Рис. 54: Корреляционная функция для пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$  гиперонов. В качестве опорного распределения взято моделирование.

тра эффективных масс  $p\pi^-$  под пиком, соответствующим  $\Lambda$ -гиперону, и за его пределами. Исходя из этого, строятся распределения по  $Q$ : для событий, где эффективная масса обоих  $V^0$  лежит в области  $|M_{V^0 eff} - M_\Lambda| < 3\sigma$ ; для событий, когда эффективная масса одного из  $V^0$  и обоих  $V^0$  попадает в интервал  $3\sigma < |M_{V^0 eff} - M_\Lambda| < 9\sigma$ . Из первого распределения вычтываются два остальных с коэффициентами, пропорциональными вкладу фона данного типа в область сигнала.

На рис. 55 приведено сравнение экспериментального распределения по 4-импульсу  $Q$  для всех событий и тех событий, когда эффективная масса одного из  $V^0$  и обоих  $V^0$  лежит за пределами  $3\sigma$  (т.е. которые можно отнести к фоновым). Оба распределения нормированы

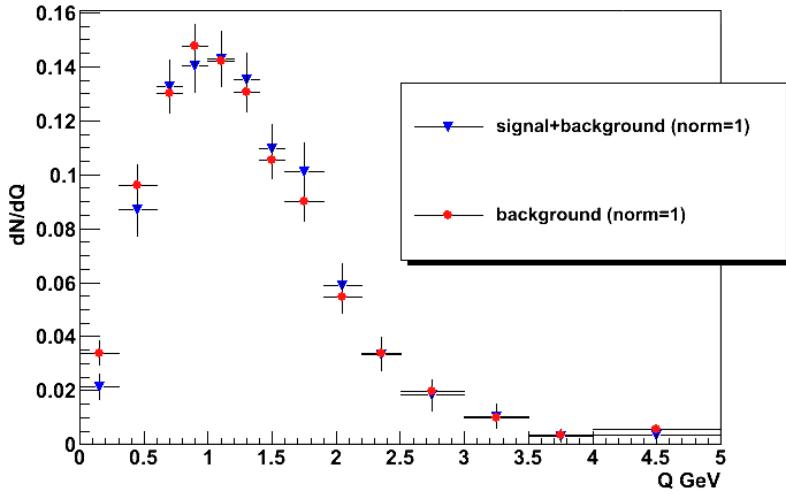


Рис. 55: Сравнение распределения по 4-импульсу  $Q$  для всех событий и событий, где эффективная масса одного из  $V^0$  или обоих  $V^0$  попадает в интервал  $3\sigma < |M_{V^0 eff} - M_\Lambda| < 9\sigma$ (т.е. которые относятся к фоновой области).

ны на 1. Для событий, относящихся к фоновой области, при малых  $Q$  число событий увеличено, что говорит о том, что примесь фоновых событий может делать сложно различимым эффект двухчастичных корреляций.

На рис.56 представлена корреляционная функция, полученная с использованием метода вычитания фона. Для фитирования использована параметризация Гольдхабера. Значение параметра  $R = 0.184 \pm 0.046_{stat} fm$ .

#### 4.4 Использование «двойного отношения»

При получении опорного распределения методом «перемешивания», распределение строится из тождественных частиц, взятых из разных событий. Преимущества такого подхода заключаются в том,

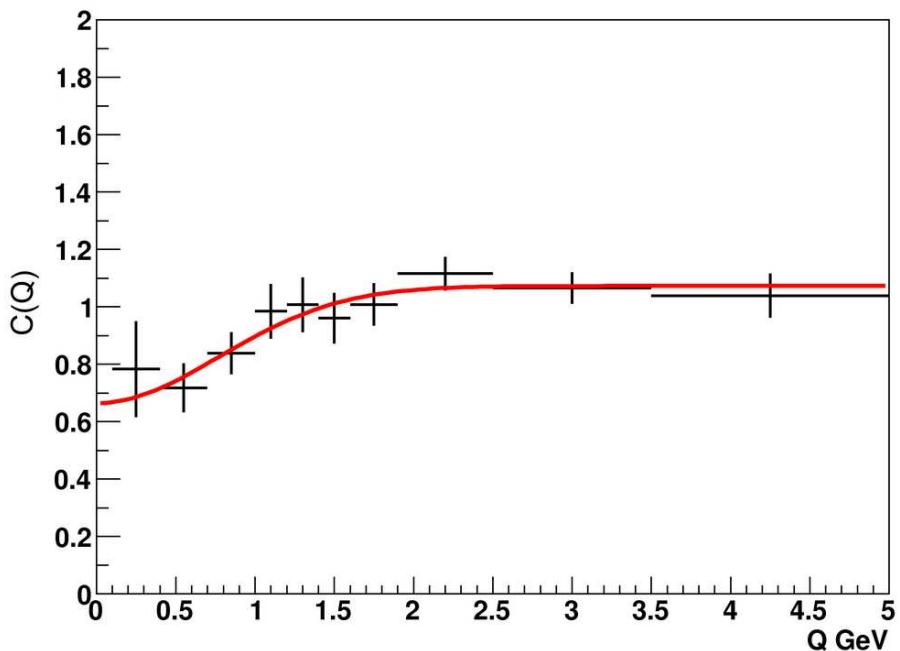


Рис. 56: Корреляционная функция для пар Л-гиперонов. Применена методика «вычитания фона», в качестве опорного распределения взято моделирование.

что он основывается только на экспериментальных данных (т.е. для него не существует проблемы точности воспроизведения установки Монте-Карло генераторами), не требует больших вычислительных мощностей, позволяет получить распределение по  $Q$  с большим числом событий (сводя, таким образом, к минимуму вклад статистических ошибок опорного распределения). Однако возможное невыполнение законов сохранения энергии и импульса может привнести кинематические корреляции в распределения и не позволяет, таким образом, получить правильную корреляционную функцию. Помимо этого, в методе перемешивания не учитываются некоторые ограничения, накладываемые при отборе пар тождественных частиц, что также приводит к искажению спектров. Поэтому, в таких случаях

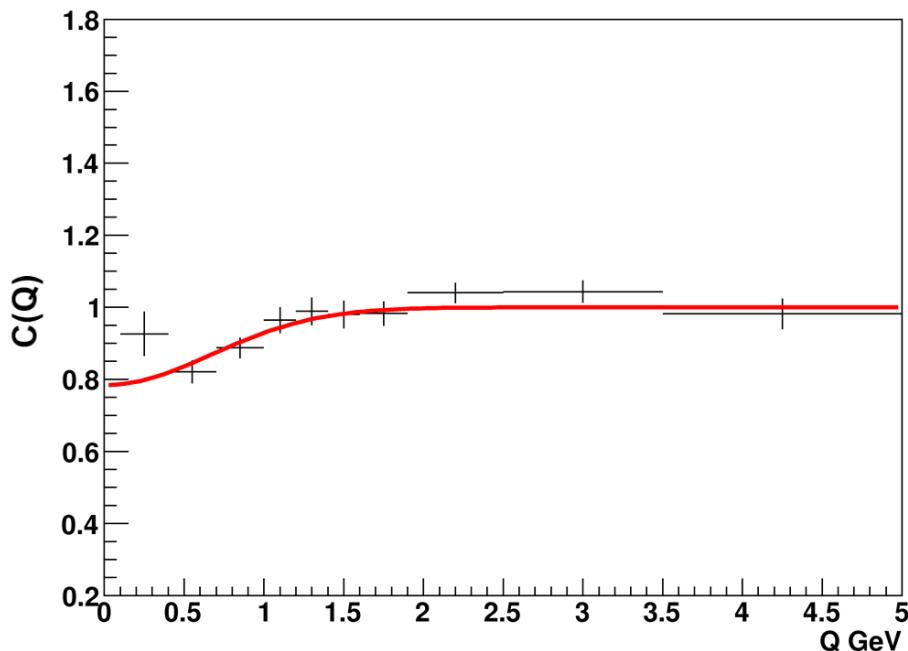


Рис. 57: Корреляционная функция для пар  $\Lambda$ -гиперонов. В качестве опорного распределения использовано перемешивание («двойное отношение»).

обычно используют «двойное отношение» - отношение экспериментальной и моделированной корреляционных функций, каждая из которых является отношением распределения исследуемых пар к опорному распределению с использованием метода перемешивания. Такой подход позволяет обойти перечисленные выше трудности.

На рис 57 представлено распределение  $C(Q)$ , полученное с помощью «двойного отношения». Значение  $R$ , полученное с помощью параметризации Гольдхабера, составило:  $R = 0.191 \pm 0.029 \text{ fm}$ .

## 4.5 Результаты применения параметризации Гольдхабера для корреляционных функций

Результаты фитирования для разных методик построения корреляционных функций и отбора Л-гиперонов представлены в таблице 6. В качестве результирующего взято значение, которое соответствует случаю с максимальной статистикой:

$$R = 0.195 \pm 0.030_{stat} \pm 0.025_{syst}, \text{ fm}$$

Чтобы оценить систематическую погрешность измеренных характеристик корреляций, варьировались условия отбора (ограничения на максимальное расстояние между треками, прицельный параметр и т.д.) и область фитирования для разных методик построения опорного распределения. Использовались разные параметризации. По результатам, для разных методик построения опорного распределения была определена методическая погрешность, как отклонение от среднего значения результатов аппроксимации. Для вычисления полной систематической погрешности, погрешности от разных вкладов складывались квадратично.

Представленный результат (рис. 58) в пределах погрешности совпадает с результатами измерения размера области генерации Л-гиперонов, полученными на основе анализа корреляционной функции  $C_2(Q)$  в эксперименте ALEPH [25], и с результатами изучения спиновых корреляций в экспериментах ALEPH [25], DELPHI [36] и OPAL [35].

Таблица 6: Результаты использования параметризации Гольдхабера для корреляционных функций  $\Lambda$ -гиперонов.

Методика*	Тип $\Lambda$ -гиперонов*	$\lambda$	$R$ fm	$\chi^2/ndf$
$Q_{exp}/Q_{mc}$	Верш. ЖК.	$0.41 \pm 0.12$	$0.203 \pm 0.034$	15.3/14
$Q_{exp}/Q_{mc}B\Phi$	Верш.	$0.44 \pm 0.10$	$0.184 \pm 0.046$	11.7/9
$Q_{exp}/Q_{mc}B\Phi$	Дальн.	$0.36 \pm 0.11$	$0.191 \pm 0.038$	16.1/9
$Q_{exp}/Q_{mc}B\Phi$	Общ.	$0.38 \pm 0.11$	$0.194 \pm 0.032$	13.6/9
$\frac{Q_{exp}/Q_{exp\,mix}}{Q_{mc}/Q_{mc\,mix}}$	Верш.	$0.22 \pm 0.12$	$0.185 \pm 0.051$	10.7/9
$\frac{Q_{exp}/Q_{exp\,mix}}{Q_{mc}/Q_{mc\,mix}}$	Дальн.	$0.21 \pm 0.09$	$0.189 \pm 0.048$	17.1/9
$\frac{Q_{exp}/Q_{exp\,mix}}{Q_{mc}/Q_{mc\,mix}}$	Верш. + Дальн.	$0.23 \pm 0.14$	$0.216 \pm 0.043$	29.12/9
$\frac{Q_{exp}/Q_{exp\,mix}}{Q_{mc}/Q_{mc\,mix}}$	Общ.	$0.18 \pm 0.07$	$0.191 \pm 0.029$	18.2/9
$\frac{Q_{exp}/Q_{exp\,mix}}{Q_{mc}/Q_{mc\,mix}}B\Phi$	Общ.	$0.38 \pm 0.07$	$0.195 \pm 0.030$	16.2/9

\*Сокращения:

**Верш.** - «Вершинные»  $\Lambda$ -гипероны, т.е. распавшиеся в вершинном детекторе.

**Верш. ЖК.** - «Вершинные»  $\Lambda$ -гипероны, с наиболее жесткими критериями отбора.

**Дальн.** - «Дальние»  $\Lambda$ -гипероны, т.е. распавшиеся не в вершинном детекторе.

**Верш. + Дальн.** - Из пары  $\Lambda$ -гиперонов один «вершинный», второй «дальний».

**Общ.** - Все типы  $\Lambda$ -гиперонов.

**BФ.** - Применена методика вычитания фона.

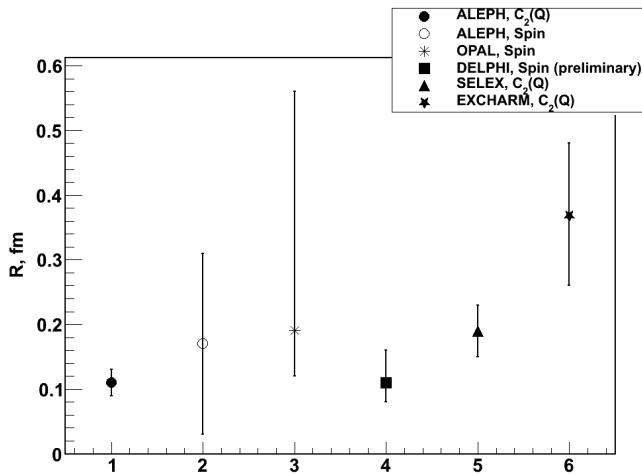


Рис. 58: Сравнение данных, полученных при изучении корреляций  $\Lambda$ -гиперонов в эксперименте SELEX ( $\Delta$ ), с мировыми данными.

## 5 Заключение.

В диссертации проведено исследование корреляций пар  $\Lambda$ -гиперонов, полученных на основе данных эксперимента SELEX, проведенного на гиперонном пучке с энергией 600 ГэВ ускорителя Тэватрон (США, Лаборатория им. Ферми).

1. Разработано программное обеспечение для физического анализа данных. Пакет рассчитан на анализ данных большого объема ( $10^6$  - $10^9$  событий) и оптимизирован для работы в сетях GRID. Скорость обработки данных в 3 - 15 раз (в зависимости от заданной логики) выше, чем у исходного программного обеспечения. Пакет может быть применен для анализа данных других экспериментов или в учебно-методических целях.
2. На основе данных эксперимента SELEX, проведена идентификация реакций с образованием и регистрацией пар  $\Lambda$ -гиперонов. Измерено 20352 пар, что является самой большой мировой статистикой пар  $\Lambda$ -гиперонов. Качество отбора характеризуется параметрами:  $M_\Lambda = 1115.71 \pm 0.06$  МэВ/с $^2$ ,  $\sigma = 0.9$  МэВ/с $^2$ .
3. Проведено моделирование событий, содержащих пары гиперонов, с помощью Монте-Карло генераторов PYTHIA и GEANT для моделирования событий эксперимента SELEX, содержащих пары  $\Lambda$ -гиперонов. Кинематические распределения для моделюемых данных согласуются с экспериментальными.
4. Впервые проведен анализ корреляционных функций для пар  $\Lambda$ -гиперонов, образованных в инклузивных реакциях на гиперонном пучке. В виде опорного распределения использована

лись события, полученные с помощью моделирования, пары нетождественных гиперонов, а также «двойное отношение». В эксперименте наблюдается устойчивое уменьшение вероятности рождения числа пар  $\Lambda$ -гиперонов с малым относительным импульсом по сравнению с опорными распределениями.

5. Измерен параметр, характеризующий размер области генерации пар  $\Lambda$ -гиперонов в адронных взаимодействиях  $R = 0.195 \pm 0.030 \pm 0.025_{syst} fm$ . Полученный результат в пределах погрешности совпадает с результатами, полученными в экспериментах ALEPH и OPAL в распадах  $Z^0$ .

В заключение мне хочется выразить свою признательность и благодарность научному руководителю Поносову Александру Климентьевичу за постоянный интерес, внимание и участие, без которых выполнение работы было бы невозможно; сотрудникам ИТЭФ Долголенко А.Г., Матвееву В.М, Давиденко Г.В и Ларину И.А за помощь в работе, советы и критические замечания, а также коллаборации SELEX за предоставленную возможность анализа событий.

## Список литературы

- [1] Разработка программного обеспечения для физического анализа данных эксперимента SELEX / Булеков О.В., Поносов А.К., Романов Д.А. и др. — Дубна, 2008. — (Представлено к публикации).
- [2] Романов Д.А., Савченко А.А., (SELEX). Корреляции Л-гиперонов с малым относительным импульсом в эксперименте SELEX // Известия Российской Академии Наук. Серия Физическая. — 2009. — Т. 73. — С. 164–166.
- [3] Романов Д.А., Савченко А.А., (SELEX). Корреляционная фемтоскопия Л-гиперонов в эксперименте SELEX // Известия Российской Академии Наук. Серия Физическая. — 2010. — Т. 74, № 6. — С. 765–768.
- [4] Романов Д.А., Савченко А.А., (SELEX). Корреляционная фемтоскопия Л-гиперонов в эксперименте SELEX // 59 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро 2009». — Санкт-Петербург: СПбГУ, 2009. — С. 110.
- [5] Романов Д.А., Савченко А.А., (SELEX). Корреляции Л-гиперонов с малым относительным импульсом в эксперименте SELEX // 58 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро 2008». — Санкт-Петербург: СПбГУ, 2008. — С. 178.
- [6] Романов Д.А., Савченко А.А., (SELEX). Разработка программного обеспечения для физического анализа данных эксперимен-

та SELEX // VI Конференция научно-образовательного центра CRDF, Сборник научных трудов. — 2008. — С. 97–99.

- [7] Савченко А.А., Романов Д.А., (SELEX). Регистрация  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в эксперименте SELEX // VI Конференция научно-образовательного центра CRDF, Сборник научных трудов. — 2008. — С. 93–95.
- [8] С.В. Еремин, Д.А. Романов. Регистрация  $\Lambda^0$  и  $\Sigma^0$  в эксперименте SELEX // III Конференция научно-образовательного центра CRDF, Сборник научных трудов. — 2005. — С. 82–83.
- [9] Савченко А.А., Романов Д.А., (SELEX). Спектры инвариантных масс пар  $\Lambda\bar{\Lambda}$  и  $\Lambda\Lambda$  в эксперименте SELEX // VI Конференция научно-образовательного центра CRDF, Сборник научных трудов / МИФИ. — Москва: 2008. — С. 96–97.
- [10] Романов Д.А. Регистрация пар  $\Lambda^0$  в эксперименте SELEX // IV Конференция научно-образовательного центра CRDF, Сборник научных трудов. — 2006. — С. 28–29.
- [11] Разработка программного обеспечения для физического анализа данных эксперимента SELEX / О.В. Булеков, А.К. Поносов, Д.А. Романов и др. — МИФИ, 2008.
- [12] Романов Д.А., Савченко А.А. Моделирование регистрации  $\Lambda^0$ -гиперонов на установке SELEX // V Конференция научно-образовательного центра CRDF, Сборник научных трудов. — 2007. — С. 104–106.

- [13] Савченко А.А., Романов Д.А., (*SELEX*). Относительная поляризация пар  $\Lambda$ -гиперонов в эксперименте *SELEX* // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2010. Аннотации докладов / НИЯУ МИФИ. — Москва: 2010. — С. 235.
- [14] Романов Д.А., Савченко А.А., (*SELEX*). Корреляционная фемтоскопия  $\Lambda$ -гиперонов в эксперименте *SELEX* // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2010. Аннотации докладов / НИЯУ МИФИ. — Москва: 2010. — С. 236.
- [15] Hunbry-Brown R., Twiss R.Q // *Phil. Mag.* — 1956. — Vol. 45. — P. 663.
- [16] Goldhaber G., et al. Influence of Bose-Einstein Statistics on the Antiproton-Proton Annihilation Process // *Physical Review*. — 1960. — Vol. 120. — P. 300.
- [17] M. I. Podgoretskii // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1983. — Vol. 37. — P. 272.
- [18] G. I. Kopylov // *Phys. Lett. B*. — 1974. — Vol. 50. — P. 472.
- [19] Gyulassy M., Kauffmann S.K., Wilson L.W. // *Physical Review*. — 1979. — P. 2267.
- [20] S. E. Koonin // *Phys. Lett.* — 1977. — Vol. 70. — P. 43.
- [21] R. Lednicky, V.L. Lyuboshitz, B. Erazmus, D. Nouais // *Physical Letters*. — 1996. — P. 30.
- [22] R. Lednicky, V. L. Lyuboshitz // *Heavy Ion Physics*. — 1996. — Vol. 3. — P. 93.

- [23] Ледницки *P.*, Любошиц *В.Л.* // Ядерная физика. — 1982. — Т. 35. — С. 1316.
- [24] Лексин *Г.А.* Фемтоскопия // Соросовский образовательный журнал. — 1997. — № 11. — С. 70–76.
- [25] The ALEPH Collaboration: Fermi-Dirac Correlations in  $\Lambda$  Pairs in Hadronic  $Z$  Decays / CERN EP/99-172. — 1999. — 8 Dec. — 18 pp.
- [26] Bowler *M.G.* Bose-Einstein Symmetrization, Coherence and Chaos; with Particular Application to  $e^+e^-$  Annihilation // Z. Phys. — 1985. — P. 617.
- [27] M. Gyulassy *et al* // Phys.Rev.C. — 1979. — Vol. 20. — P. 2267.
- [28] N. Agababyan *et al* // Z.Phys. C. — 1993. — Vol. 59. — P. 405.
- [29] Csorgo *T.* Shape Analysis of Bose-Einstein Correlation Functions // Contribution to the Proceedings of the Cracow Workshop on Soft Physics and Fluctuations. — 1993.
- [30] G. Bertsch, M. Gong, M. Tohyama // Phys. Rev. C. — 1988. — Vol. 37. — P. 1896.
- [31] S. Pratt // Phys. Rev. Lett. — 1984. — Vol. 53. — P. 1219.
- [32] S. Pratt // Phys. Rev. D. — 1986. — Vol. 33. — P. 1314.
- [33] F. Yano, S. Koonin // Phys. Lett. B. — 1978. — Vol. 78. — P. 556.
- [34] Hagedorn *R.* Selected Topics on Scattering Theory. — Vol. Part 4. — P. 184.

- [35] *Ghete V.M.* Hadronic Final State Interactions at ALEPH and OPAL. — 1999. — 22 Sep. — 5 pp.
- [36] *van Remortel N., Buschbeck B., Mandl F.* Investigation of Bose-Einstein Correlations in 3 Jet Events with the DELPHI Detector // *World Scientific*. — 2008. — 1 Feb. — 6 pp.
- [37] *Vossebeld J.H.* Recent Results on Particle Production from OPAL / CERN-CH-1211. — 2001. — 2 Feb. — 6 pp.
- [38] *Blume C., et al. (NA49)*. Results on Correlations and Fluctuations from NA49 / CERN-CH. — 2002. — 20 Sep. — 10 pp.
- [39] *Ganz C., et al. (NA49)*. A systematic study of two particle correlations from NA49 at CERN SPS / Max-Planck-Institute of Physics, Munchen, Germany. — 1999. — 3 Sep. — 4 pp.
- [40] *Kadija K., et al. (NA49)*. Strange particle production in  $p + p$ ,  $p + Pb$  and  $Pb + Pb$  interactions from NA49 / Rudjer Boskovic Institute, Zagreb, Croatia and CERN, Geneve, Switzerland. — 2002. — 16 Jan. — 8 pp.
- [41] *Алееев А. Н., и др. (Сотрудничество ЭКСЧАРМ)*. Интерференционные корреляции гиперонов в нейтрон-углеродных взаимодействиях / Объединённый институт ядерных исследований. — Дубна, 2003. — 13 с.
- [42] *Aleev A., et al. (EXCHARM)*. Correlation femtoscopy in neutron-carbon interactions at average neutron energy of 51-GeV // *Phys. Atom. Nucl.* — 2005. — no. 68. — Pp. 481–487.

- [43] *T. Lesiak, H. Palka, collaboration DELPHI.* — 1998. — Vol. DELPHI 98-114 CONF 176.
- [44] *Langland J.L.* Hyperon beam flux parameterization for E781 based on E497 data // *SELEX Internal Report.* — 1994. — Vol. H-Note 693.
- [45] *Langland J.L.* Hyperon and anti-hyperon production in p-Cu interactions // *PhD thesis.* — 1996. — Vol. H-Note 693.
- [46] *U. Dersch A.V. Evdokimov et al. [SELEX Collaboration].* Total cross section measurements with  $\Sigma$ , and protons on nuclei and nucleons around 600 GeV/c // *Nucl. Phys.* — 2000. — Vol. B579 277.
- [47] *Lach J.* E781 hyperon beam and targeting system // *FERMILAB-TM.* — 1996. — Vol. 2129.
- [48] *et al A. Atamantchuk.* Design and performance of the Fermilab E781 (SELEX) hardware scattering trigger // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1999. — Vol. A425.
- [49] *Vorwalter K.* Determination of the Pion Charge Radius with a Silicon Microstrip Detector System / Max-Planck-Institut fur Kernphysik. — 1998.
- [50] *et al P. Pogodin.* Drift chambers of the M1 spectrometer: the detector, electronics and software // *SELEX Internal Report.* — 1997. — Vol. H-Note 788.
- [51] *Lungov L. E. T.* Vector drift chambers database // *SELEX Internal Report.* — 1997. — Vol. H-Note 779.

- [52] *et al. J. Engelfried.* The E781 (SELEX) RICH detector // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1998. — Vol. A409.
- [53] *et al. J. Engelfried.* The E781 (SELEX) RICH detector // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1998. — Vol. A409.
- [54] *et al. A. Kulyatsev.* E781 hardware trigger preliminary design // *SELEX Internal Report.* — 1994. — Vol. H-Note 676.
- [55] *D. M. J. Engelfried P. Cooper.* The E781 trigger and DAQ System // *H-Note 643.* — 1995. — Vol. A409.
- [56] *J. Russ A. Evdokimov et al. [SELEX Collaboration].* First charm hadroproduction results from SELEX // *arXiv:hep-ex.* — Vol. 9812031.
- [57] *Matveev V.A.* Alternative Tracking and Statistics / SELEX Collaboration. — 2004. — 01 Oct.
- [58] [http://en.wikipedia.org/wiki/Unix\\_shell](http://en.wikipedia.org/wiki/Unix_shell).
- [59] <http://en.wikipedia.org/wiki/Fortran>.
- [60] *Godd E.F.* A Relational Model of Data for Large Shared Data Banks // *Communications of the ACM* 13. — 1970. — no. 6. — Pp. 377–387.
- [61] [http://en.wikipedia.org/wiki/C++](http://en.wikipedia.org/wiki/C%2B%2B).
- [62] *Липпман Стенли Б., Лажойе Жози.* Язык программирования C++. Вводный курс. — Санкт-Петербург: Невский диалект, 2001. — 1104 с.

- [63] <http://root.cern.ch/>.
- [64] *Brun Rene, Rademakers Fons.* ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework // Elsevier. — 1997. — 1 May. — P. 13.
- [65] *Gagliardi F., et al.* Building an infrastructure for scientific Grid computing: status and goals of the EGEE project // Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Science. — 2005. — no. 363. — Pp. 1729–1742.
- [66] *Fowler, Martin.* Patterns of Enterprise Application Architecture. — Addison-Wesley Professional, 2002. — 978-0321127426.
- [67] *Грэхем И.* Объектно-ориентированные методы. Принципы и практика. — М.: Вильямс, 2004. — 880 с. — ISBN 0-201-61913-X.
- [68] *Podolansky J., Armenteros R.* // Phil. Mag. — 1954. — no. 13.
- [69] *SjOstrand T.* PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 (Physics Manual) / CERN-TH.7112. — 1993.
- [70] *Brun R., Bruyant F., Marie M.* GEANT Detector Description and Simulation Tool / CERN Program Library Long Writeup W5013. Application Software Group, CND. — 1994.
- [71] [http://en.wikipedia.org/wiki/Portable\\_Batch\\_System](http://en.wikipedia.org/wiki/Portable_Batch_System).
- [72] <http://www-unix.mcs.anl.gov/openpbs/>.
- [73] [http://en.wikipedia.org/wiki/Message\\_Passing\\_Interface](http://en.wikipedia.org/wiki/Message_Passing_Interface).
- [74] <http://hpc.sissa.it/pbs/pbs.html>.

- [75] [http://en.wikipedia.org/wiki/Grid\\_computing](http://en.wikipedia.org/wiki/Grid_computing).
- [76] Попов Михаил. На счёт Grid // Computerra.  
[http://grid.jinr.ru/materials/common/about\\_GRID.htm](http://grid.jinr.ru/materials/common/about_GRID.htm).
- [77] <http://rus.egee-rdig.ru/>.
- [78] <http://www.eu-egee.org/>.
- [79] <http://glite.web.cern.ch/glite/>.
- [80] gLite 3 User Guide / Stephen Burke, Simone Campana, Antonio Delgado Peris et al.; CERN-LCG-GDEIS-722398. Experiment Integration and Distributed Analysis. — 2007. — 17 Jan.

## Список иллюстраций

1	Ожидаемые зависимости двухчастичных корреляционных функций $C$ от относительного 4-импульса $q$ для: 1 – пар бозонов (для $s = 0$ ); 2 – пар фермионов (для $s = \frac{1}{2}$ ); где $s$ – спин частицы. . . . .	12
2	Угловые распределения $dN/dy^*$ для пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ и $\Lambda\bar{\Lambda}$ для различных относительных 4-импульсов $Q$ . Эксперимент ALEPH. . . . .	19
3	Доля триплетных состояний в системе $\Lambda\bar{\Lambda}$ в зависимости от относительного 4-импульса $Q$ , эксперимент ALEPH. . . . .	20

4	Корреляционные функции пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ в эксперименте ALEPH для различных видов фонового распределения: а) метод Монте-Карло; б) перемешивание с двойным отношением; в) перемешивание с двойным отношением с измененными весами распределения $\cos \theta$ . . . . .	21
5	Корреляционная функция $\Lambda\bar{\Lambda}$ в эксперименте NA49 . . . . .	23
6	Корреляционные функции пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ ( $\bullet$ ) и $\pi\bar{\pi}$ ( $\star$ ) в эксперименте ЭКСЧАРМ. . . . .	24
7	Сравнение значений параметра R - области рождения пар $\Lambda$ -гиперонов на основе данных различных экспериментов. . . . .	26
8	Схематический вид спектрометра SELEX и области вершинного детектора. . . . .	29
9	Схематический вид спектрометра SELEX. . . . .	30
10	Схематический вид гиперонного магнита. . . . .	31
11	Детектор переходного излучения (TRD) пучкового спектрометра. . . . .	32
12	Пучковый и Вершинный детекторы. . . . .	33
13	Типичное разрешение вершинного детектора. . . . .	34
14	Схематический вид M1 PWC камер. . . . .	35
15	Расположение трех LASD станций [50]. . . . .	36
16	$e/\pi$ разделение, использующее Электронный TRD. . . . .	37
17	Формирование колец на детектирующей поверхности RICH. . . . .	39
18	Схематический вид RICH детектора [53]. . . . .	39
19	/разделение в области 95-105 ГэВ. . . . .	40

20	Радиусы колец RICH в зависимости от типа частиц. Верхний график для $56 \cdot 10^6$ отрицательных треков. Нижний график для 180000 положительных треков [53].	41
21	Схематический вид элементов триггера SELEX.	42
22	Набор данных SELEX.	46
23	Реляционная модель представления данных, использо- ванная в программе VBK.	49
24	Структурная схема системы обработки эксперименталь- ных данных и моделирования событий.	51
25	Физическая модель представления данных, использо- ванная в программе LaCor.	53
26	Архитектура «модель-представление-контроллер».	54
27	Упрощенная структура классов LaCor.	54
28	Объектная модель события эксперимента.	55
29	Пример программы анализа корреляций пар $\Lambda$ -гиперо- нов.	57
30	Принцип использования VBK и LaCor в GRID.	60
31	Одномерное распределение эффективных масс систе- мы $r\pi^-$ .	65
32	Зависимость эффективной массы системы $r\pi^-$ , соот- ветствующей первому $V^0$ от эффективной массы си- стемы $r\pi^-$ , соответствующей второму $V^0$ .	65
33	Спектр эффективных масс системы $r\pi^-$ .	67
34	Зависимость эффективной массы системы $r\pi^-$ , соот- ветствующей первому $V^0$ от эффективной массы си- стемы $r\pi^-$ , соответствующей второму $V^0$ .	68
35	Кинематика распада $V^0$ в лабораторной системе	68

36	Теоретический вид распределения Подолянского-Арментероса . . . . .	69
37	Пример экспериментального распределения Подолянского-Арментероса для $K_s^0$ , $\Lambda^0$ и $\bar{\Lambda}^0$ в эксперименте SELEX. . . . .	69
38	Распределение Подолянского-Арментероса для системы $r\pi^-$ . . . . .	70
39	Кинематика распада $V^0$ в лабораторной системе . . . . .	71
40	Сравнение распределения по переменной $X_f$ $\Lambda$ -гиперонов, полученных с помощью Монте-Карло, с экспериментальными данными. . . . .	72
41	Сравнение распределения по поперечному импульсу $P_t$ $\Lambda$ -гиперонов, полученных с помощью Монте-Карло, с экспериментальными данными. . . . .	73
42	Распределение эффективных масс системы $r\pi^-$ для событий смоделированных методом Монте-Карло. . . . .	73
43	Зависимость эффективной массы системы $r\pi^-$ , соответствующей первому $V^0$ от эффективной массы системы $r\pi^-$ , соответствующей второму $V^0$ для событий смоделированных методом Монте-Карло. . . . .	74
44	Двумерное распределение точки распада $V^0$ (кандидата в $\Lambda$ -гипероны) по координатам X, Y. Эксперимент. . . . .	74
45	Двумерное распределение точки распада $V^0$ (кандидата в $\Lambda$ -гипероны) по координатам X, Y. Монте-Карло . . . . .	75
46	Распределение по координате Z точки распада $V^0$ (кандидата в $\Lambda$ -гипероны). Эксперимент. . . . .	75
47	Распределение по координате Z точки распада $V^0$ (кандидата в $\Lambda$ -гипероны). Монте-Карло. . . . .	76

48	Распределение Подолянского-Арментероса для системы $p\pi^-$ для моделированных событий . . . . .	76
49	Распределение по эффективной массе системы $p\pi^-$ . . . . .	77
50	Распределение по эффективной массе системы $\Lambda\gamma$ . . . . .	78
51	Корреляционная функция $C_2(Q) = \frac{(N_{\Lambda\Lambda} + N_{\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}})}{N_{\Lambda\bar{\Lambda}}}.$ . . . . .	80
52	Распределение по разности 4-импульсов $Q$ для пары $\Lambda\bar{\Lambda}$ . . . . .	82
53	Корреляционная функция для пар $\Lambda$ -гиперонов. Использовались «Вершинные» $\Lambda$ -гипероны с жесткими критериями отбора, в качестве опорного распределения взято моделирование. Представлены 2 вида параметризации: параметризации Гольдхабера 5 и альтернативная параметризация 6. . . . .	83
54	Корреляционная функция для пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ гиперонов. В качестве опорного распределения взято моделирование. . . . .	84
55	Сравнение распределения по 4-импульсу $Q$ для всех событий и событий, где эффективная масса одного из $V^0$ или обоих $V^0$ попадает в интервал $3\sigma < M_{V^0 eff} - M_\Lambda   < 9\sigma$ (т.е. которые относятся к фоновой области). . . . .	85
56	Корреляционная функция для пар $\Lambda$ -гиперонов. Применена методика «вычитания фона», в качестве опорного распределения взято моделирование. . . . .	86
57	Корреляционная функция для пар $\Lambda$ -гиперонов. В качестве опорного распределения использовано перемешивание («двойное отношение»). . . . .	87

58	Сравнение данных, полученных при изучении корреляций Л-гиперонов в эксперименте SELEX ( $\Delta$ ), с мировыми данными. . . . .	89
----	---	----

## Список таблиц

1	Результаты эксперимента ALEPH для разных типов опорного распределения. Результаты представлены для двух типов параметризации: а) параметризация Гольдхабера, б) альтернативная параметризация . . . . .	22
2	Сравнение мировых данных экспериментов по изучению корреляций пар ЛЛ-гиперонов. . . . .	25
3	Свойства мишеней. . . . .	32
4	Характерная ресурсоёмкость обработки данных с использованием стандартного VBK и представляемого LaCor программного обеспечения. $R_{real}$ характеризует время, необходимое для реальной обработки событий, с учётом времени, необходимого на передачу данных между узлами вычислительной системы. $R_{cpu}$ характеризует время, затраченное процессором исключительно на обработку данных. . . . .	52
5	Результаты фитирования корреляционной функции. . .	81
6	Результаты использования параметризации Гольдхабера для корреляционных функций Л-гиперонов. . . . .	89