

**Федеральное государственное бюджетное учреждение  
«Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального  
исследовательского центра «Курчатовский институт»**

**На правах рукописи**

**Киряков Андрей Алексеевич**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ ОЧАРОВАННЫХ  
ЧАСТИЦ В pA - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 70 ГэВ/c**

**Специальность: 01.04.23 – физика высоких энергий**

Диссертация представлена на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук.

**Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Воробьёв А.П.**

**ПРОТВИНО – 2019г.**

## Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Образование очарованных частиц в pp- и pA-взаимодействиях .....	12
1.1 Экспериментальные данные рождения очарованных частиц .....	13
1.1.1 Эксперименты начального периода.....	13
1.1.2 Эксперименты второго и третьего поколения.....	16
1.2 Полное сечение образования очарованных частиц.....	19
1.3 Зависимость сечения от атомного веса ядра мишени.....	22
Глава 2. Экспериментальная установка СВД-2.....	24
2.1 Общая структурная схема установки .....	24
2.2 Вершинный детектор и пучковый телескоп .....	25
2.3 Широкоапертурный магнитный спектрометр .....	28
2.4 Триггер и статистика эксперимента .....	29
2.5 Итоги главы 2.....	32
Глава 3. Обработка экспериментальных данных .....	33
3.1 Структура системы обработки данных эксперимента.....	33
3.2 Восстановление координат пролёта заряженных частиц в МСД.....	33
3.3 Элайнмент детекторов установки СВД-2 .....	45
3.3.1 Предварительный элайнмент установки.....	46
3.3.2 Выполнение основного элайнмента установки СВД-2 .....	56
3.4 Фильтрация данных с вершинного детектора .....	71
3.4.1 Предварительное восстановление вершины взаимодействия.....	71
3.4.2 Поиск вершин .....	74
3.5 Реконструкция треков в спектрометре .....	80
3.6 Итоги главы 3.....	89
Глава 4. Сечение образования нейтральных D-мезонов .....	92
4.1 Эффективность регистрации очарованных $D^0$ -мезонов .....	92
4.1.1 Моделирование с помощью программы FRITIOF .....	92
4.1.2 Моделирование регистрации частиц программой GEANT3.21 .....	96
4.1.3 Критерии отбора и эффективность регистрации нейтральных D-мезонов .....	97
4.2 Выделение событий с распадом нейтральных D-мезонов .....	100
4.3 Сечение рождения нейтральных очарованных D - мезонов .....	102
4.4 Свойства нейтральных очарованных D-мезонов .....	108

4.5 Итоги главы 4.....	114
Глава 5. Регистрация заряженных очарованных $D^\pm$ - мезонов .....	115
5.1 Предварительные критерии отбора событий.....	115
5.2 Моделирование и оптимизация критериев отбора событий с рождением $D^\pm$ -мезонов .....	116
5.3 Анализ экспериментальных событий после применения критериев отбора.....	121
5.4 Время жизни $D^\pm$ -мезонов.....	123
5.5 Сечения образования $D^\pm$ -мезонов и их A-зависимость .....	124
5.6 Отношения выходов очарованных частиц.....	125
5.7 Итоги главы 5.....	128
Глава 6. Измерение сечения образования очарованных барионов .....	130
6.1 Выделение событий с распадами $\Lambda_c^+$ -барионов.....	130
6.2 Моделирование регистрации $\Lambda_c^+$ -барионов.....	131
6.3 Критерии отбора для выделения распадов $\Lambda_c^+$ -барионов .....	133
6.4 Сечение рождения $\Lambda_c^+$ -барионов .....	137
6.5 Время жизни $\Lambda_c^+$ -барионов.....	139
6.6 Выход очарованного бариона .....	140
6.7 Итоги главы 6.....	142
Заключение .....	143
Выводы по теме диссертации .....	146
Литература .....	148
Приложения .....	155
П.1 Методы фильтрации двухчастичных распадов .....	155
П.1.1 Кинематика двухчастичных распадов .....	155
П.1.2 Модифицированный критерий Арментероса-Подольянского .....	157
П.2 Кинематическое разделение гипотез для нейтральных D-мезонов.....	161
П.3 Кинематические отражения $D^0$ -мезонов в спектре эффективных масс .....	164
П.4 Расчёт коэффициента $K_{tr}$ .....	166

## Введение

Диссертация посвящена исследованию свойств очарованных частиц, т.е. частиц имеющих отличное от нуля квантовое число «очарование», носителем которого является с-кварк. Существование с-кварка было предсказано в теоретических работах Бьеркена, Глэшоу, Илиопулоса и Майани в 1964-1970 годах [1, 2]. Предсказание вытекало из наличия слабых нейтральных токов в калибровочной теории слабых и электромагнитных взаимодействий, и экспериментально установленного подавления нейтральных токов, имеющих странность в процессе  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  приблизительно на 8 порядков относительно заряженных токов. Для объяснения этого подавления, а также для симметризации количества лептонов и кварков (в то время было известно 4 лептона и 3 кварка) было предположено существование четвертого кварка. Масса его была оценена в несколько ГэВ из разности масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$ , а также из вероятности распада  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Данный подход был подкреплён экспериментальным обнаружением в 1973 году нейтральных токов, не меняющих странность в процессах рассеяния нейтрино и антинейтрино:  $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + X$  с относительно большими вероятностями 0.2/0.4 по отношению к процессам с заряженными токами:  $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^-/\mu^+ + X$ . И, наконец, предположение о наличии четвертого кварка было блестяще подтверждено экспериментально в 1974 году открытием семейства векторных узких резонансов  $J/\Psi, \Psi', \Psi''$ , интерпретируемых, как мезоны, состоящие из с- и  $\bar{c}$ -кварков. Частицы с не нулевым квантовым числом «очарование» были вскоре обнаружены в  $e^+e^-$ , нейтринных взаимодействиях, фоторождении. Изучение адророждения очарованных частиц встретило определенные трудности, и до конца 1970-х годов, несмотря на прилагаемые усилия экспериментаторов, адророждение очарованных частиц зарегистрировано не было. Основной проблемой являлось отсутствие экспериментальной техники одновременно удовлетворяющей двум, противоречащим на тот момент, требованиям: 1) высокое координатное разрешение для детекторов регистрации распадов очарованных частиц; 2) необходимое быстроедействие систем сбора данных из-за малого сечения их рождения.

Теоретическое описание характеристик лепто- и фоторождения очарованных частиц не встретило серьезных трудностей, однако картина адророждения оказалась гораздо менее ясной. Был предложен ряд феноменологических моделей рождения очарованных частиц, предсказания их значительно отличались друг от друга. Важным вопросом являлась возможность расчетов процессов рождения в квантовой хромодинамике (КХД). Относительно большая масса с-кварка

позволяла надеяться на малость константы связи  $\alpha_s$  при рождении с-кварка и, соответственно, на применимость теории возмущений. Таким образом, исследования адророждения очарованных частиц представляло значительный интерес для проверки и развития методов КХД. Особенно сильно различались предсказания различных теоретических подходов в околопороговой области энергий, что является актуальной проблемой до сих пор, из-за малого числа экспериментальных данных.

В 1984 году сотрудничеством институтов ИФВЭ-НИИЯФ МГУ-ОИЯИ был предложен эксперимент SERP-E-161 по изучению рождения частиц с «открытым» очарованием в пучке протонов ускорителя У-70. Для проведения эксперимента была создана экспериментальная установка гибридного типа – Спектрометр с Вершинным Детектором (СВД). Создание установки было разбито на два этапа. На первом этапе в состав установки (СВД-1) входили: быстроциклирующая жидководородная пузырьковая камера с системой запуска, используемая в качестве прецизионного вершинного детектора, широкоапертурный магнитный спектрометр на пропорциональных камерах и годоскопический черенковский  $\gamma$ -детектор на основе свинцовых стекол.

На установке СВД-1 было проведено два сеанса набора данных в протонном пучке с импульсом 70 ГэВ/с (1992, 1994 гг.), в которых получено ~310 тысяч снимков (около 20% запланированной статистики) с плотностью треков 100–300 пузырьков/см при диаметре пузырька 25–30 мкм. Обработка экспериментального материала, как и на всех установках гибридного типа, объединяющих камерную и электронную методики, была разбита на два этапа. На первом этапе велась обработка фотоснимков с быстроциклирующей пузырьковой камеры, на втором – полученная информация «сшивалась» с данными магнитного спектрометра. Предварительные результаты, полученные на первом этапе эксперимента, были доложены на XXVII Международной конференции по физике высоких энергий [3]. Оценки сечения образования очарованных частиц в рр-взаимодействиях при 70 ГэВ/с, полученные в эксперименте, опубликованы в [4, 5]. Однако низкая эффективность регистрации и реконструкции редких процессов, в реализованной постановке эксперимента, потребовала существенного повышения быстродействия установки и ее значительной модернизации для выполнения поставленных в эксперименте задач.

В 1998–99 гг. Сотрудничеством СВД было подготовлено Предложение о модернизации установки [6]. На втором этапе эксперимент по изучению механизмов образования очарованных частиц в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ/с и их распадов получил название SERP-E-184 (СВД-2). Для существенного увеличения темпа набора статистики (более чем в 100 раз) предлагалось создание быстродействующего прецизионного вершинного детектора, основанного на электронной методике, и развитие спектрометрической части, а также

включение в состав установки дополнительных детекторов. В 2002 году на установке СВД-2 проведён сеанс набора данных в протонном пучке с импульсом 70 ГэВ/с, в котором была набрана статистика ~52млн. неупругих взаимодействий. Обработка данных и результаты исследования рождения очарованных частиц в этом эксперименте представлены в настоящей диссертационной работе.

**Целью диссертационной работы является:**

- измерение сечений образования очарованных частиц в рА – взаимодействиях при импульсе пучка протонов 70 ГэВ/с на трёх мишенях: С (углерод), Si (кремний) и Рb (свинец);
- экспериментальная оценка полного сечения образования очарованных частиц на ядрах (С, Si, Рb) и на нуклоне ядра;
- экспериментальная оценка относительных выходов разного типа очарованных частиц в рА- взаимодействиях при 70 ГэВ/с (в околопороговой области энергий их рождения).

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **задачи:**

1. Проанализировать основные требования к детекторам установки и системе обработки данных эксперимента.
2. Разработать методику обработки данных, необходимую для выделения частиц с «открытым» очарованием в инклюзивных реакциях их рождения на трёх мишенях в эксперименте на установке СВД-2.
3. Разработать ряд алгоритмов необходимых для выделения частиц с «открытым» очарованием в эксперименте.
4. Разработать программное обеспечение для обработки данных эксперимента.

**Общая характеристика диссертационной работы**

В диссертации обобщены результаты экспериментальных исследований образования очарованных частиц в околопороговой области энергий их рождения, выполненных на установке СВД-2, описана экспериментальная установка и, разработанная для этого эксперимента, методика обработки экспериментальных данных. Для проведения исследований использовалась статистика, полученная в рА-взаимодействиях при импульсе протонного пучка 70 ГэВ/с ( $\sqrt{s} = 11.5$  ГэВ) на трёх мишенях: С (углерод), Si (кремний) и Рb (свинец). Исследовались инклюзивные реакции образования очарованных частиц, распадающихся по каналам:  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ,  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ ,  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ ,  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ ,  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ . Оценка полного сечения образования очарованных частиц выполнялась по распадам нейтральных D-мезонов и по суммарному сечению рождения очарованных частиц в инклюзивных реакциях. Представлена оценка относительных выходов очарованных частиц в околопороговой области

энергий их рождения. В диссертации уделено значительное внимание методическим вопросам обработки данных эксперимента.

### **Актуальность темы диссертации**

На сегодняшний момент имеется большое количество экспериментальных данных по рождению очарованных частиц в адронных взаимодействиях, но все они, в основном, получены при энергиях пучков свыше 200 ГэВ и хорошо согласуются с предсказаниями различных моделей. Ситуация в околопороговой области энергий рождения очарованных частиц кардинально иная, как по количеству экспериментальных данных, так и по предсказаниям различных моделей о сечении образования очарованных частиц (различаются в десятки раз).

В последнее время появились теоретические предсказания [7], в рамках статистической модели адронизации, о значительном изменении относительных выходов очарованных частиц в околопороговой области энергий. Представленные в диссертации результаты хорошо согласуются с этими предсказаниями и во многом дополняют результат полученный Сотрудничеством БИС-2 [8, 9, 10]. Однако в эксперименте на установке СВД-2 не обнаружено значимого подтверждения эффекту сдвижки масс очарованных частиц в околопороговой области энергий, на основании которого в работе [7] проводились расчёты относительных выходов. Возможно, что предположение сделанное в работе [11] о том, что в эксперименте данный эффект будет в большей степени проявляться в уширении пиков в спектрах эффективных масс, нежели в сдвижке масс является верным.

### **Научная новизна работы**

Полученные результаты, по сечениям образования очарованных частиц в околопороговой области энергий, дополняют скудную базу экспериментальных данных по данной теме. Проведённая оценка относительных выходов очарованных частиц свидетельствует о том, что в околопороговой области энергий выходы  $\bar{D}^0$ - и  $D^-$ -мезонов значительно преобладают над выходами  $D^0$ - и  $D^+$ -мезонов. В тоже время значительный относительный выход  $\Lambda_c^+$ -барионов, сравнимый с выходом  $\bar{D}^0$ -мезонов, указывает на их преимущественно парное рождение в околопороговой области, что подтверждает выводы сделанные в работах [9,10]. Измеренное полное сечение рождения «открытого» чарма на нуклоне при энергии  $\sqrt{s}=11.5$  ГэВ значительно выше предсказаний КХД моделей. Относительный выход очарованных частиц в околопороговой области имеет энергетическую зависимость.

### **Практическая ценность работы**

Полученные результаты относятся к мало изученной области образования очарованных частиц ( $\sqrt{s}<20$  ГэВ). Все теоретические модели в этой области дают значительный разброс в предсказаниях сечения образования частиц с «открытым» очарованием и относительных

выходов очарованных частиц для данной области энергий. Проблема неадекватности теоретических предсказаний для околопороговой области энергий рождения очарованных частиц существует уже не один десяток лет, со времён установок первого поколения («beam-dump» эксперименты). Но если данные «beam-dump» экспериментов можно было полностью игнорировать в связи с их крайней противоречивостью, большой неточностью в оценке сечений и невозможностью выделения мод распада, то на установках следующих поколений получен уже более качественный результат, который может быть использован в дальнейших разработках теоретических моделей. А также при планировании экспериментов для исследования очарованных частиц при более низких энергиях (например, CBM GSI, MPD NICA).

В основе диссертации лежат результаты работ, выполненных лично автором либо при его определяющем участии в период с 2003 по 2017 годы при проведении эксперимента SERP-E-184. Представлены результаты экспериментальных исследований и некоторые методики анализа данных, разработанные автором в процессе работы над данным экспериментом. Созданные процедуры могут быть использованы в дальнейших исследованиях.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Измерения сечений инклюзивного образования очарованных частиц:  $D^0, \bar{D}^0, D^\pm, \Lambda_c^+$  при энергии  $\sqrt{s}=11.5$  ГэВ в рА – взаимодействиях на трёх мишенях: С (углерод), Si (кремний) и Pb (свинец).
2. Экспериментальная оценка полного сечения образования очарованных частиц на нуклоне ядра.
3. Оценка относительных выходов очарованных частиц:  $D^0, \bar{D}^0, D^\pm, \Lambda_c^+$  при энергии  $\sqrt{s}=11.5$  ГэВ.
4. Методика обработки данных, используемая в эксперименте на установке СВД-2, для выделения частиц с «открытым» очарованием в инклюзивных реакциях их рождения на трёх мишенях.
5. Разработанный автором метод предварительного элайнмента, как простой метод предварительной оценки положения детектирующих элементов экспериментальной установки и устранения неточностей их начальной геодезии («разбег проекций»).
6. Разработанный автором модифицированный критерий Армантероса-Подольянского, как простой метод выделения и сепарирования событий с распадом  $V^0$ -частиц.

#### **Апробация работы и публикации**

Материалы, изложенные в диссертации, были опубликованы в статьях:

1. Киряков А.А., Рядови́ков В.Н., Кубаровский А.В., Попов В.В., «Методы реконструкции координат в кремниевых микростриповых детекторах», журнал Приборы и техника эксперимента, 2004, №5, с. 48-55.
2. Киряков А.А., Рядови́ков В.Н., Змушко В.В., «Фильтрация данных с микрострипового вершинного детектора при поиске распадов очарованных мезонов в эксперименте СВД-2», Препринт ИФВЭ 2005-45 ОНФ, Протвино 2005.  
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep2005/ps/2005-45.pdf>
3. А.П. Воробьёв, А.А. Киряков, В.М. Роньжин, В.Н. Рядови́ков, В.Ю. Волков, А.В. Кубаровский, В.В. Попов, «Эффективность регистрации очарованных  $D^0$ -мезонов в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2», Препринт ИФВЭ 2008-17 ЛДС, Протвино 2008.  
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep2008/ps/2008-17.pdf>
4. Е.Н. Ардашев, ..., А.А. Киряков и др., «Регистрация рождения и распадов нейтральных очарованных мезонов в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2», Препринт ИФВЭ 2009-9 ЛДС, Протвино 2009.  
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep2009/ps/2009-09.pdf>  
[arXiv:1004.3676](https://arxiv.org/abs/1004.3676)
5. Е.Н. Ардашев, ..., А.А. Киряков и др., «Свойства нейтральных очарованных мезонов в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ», Препринт ИФВЭ 2010-2 ЛДС, Протвино 2010.  
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep2010/ps/2010-2.pdf>  
Ядерная Физика, 2011, том 74, №2, с. 342–349  
[arXiv:1106.1563](https://arxiv.org/abs/1106.1563)
6. Е.Н. Ардашев, ..., А.А. Киряков и др., «Регистрация заряженных очарованных  $D^\pm$  - мезонов в рА- взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2», Препринт ИФВЭ 2013-9 ЛДС, Протвино 2013.  
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep2013/13-9-w.htm>  
[arXiv:1311.1960](https://arxiv.org/abs/1311.1960)
7. Е.Н. Ардашев, ..., А.А. Киряков и др., «Измерение сечения образования очарованных барионов в рА- взаимодействиях при 70 ГэВ/с», Препринт ИФВЭ 2015-6, Протвино 2015. <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2015/ps/2015-6.pdf>  
Ядерная Физика, 2016, том 79, №2, с. 106–116.
8. А. Aleev ..., А. Kiriyakov et al., «Charmed particles production in pA-interactions at  $\sqrt{s} = 11.8$  GeV», Eur. Phys. J. A (2017) 53: 45, DOI: 10.1140/epja/i2017-12230-9

Результаты, изложенные в данной диссертации докладывались на следующих конференциях:

1. P.Ermolov, A. Kiriakov, A. Kubarovsky, V. Nikitin, V. Popov, I. Rufanov, L. Tikhonova, V.Volkov, A. Vorobiev, «The status and physics program of the Spectrometer with Vertex Detector», The Sixth International Workshop “Very High Multiplicity Physics”, (Dubna, Russia, 16-17April, 2005).
2. А.А. Киряков (Сотрудничество СВД-2), «Измерение сечения образования очарованных барионов в pA-взаимодействиях при 70 ГэВ/с», Международный семинар, посвящённый 90-летию со дня рождения проф. Лихачёва Михаила Фёдоровича (г. Дубна, Россия, 25 ноября 2013г.), <http://lhc.jinr.ru/Likhachev-90.shtml>
3. E.S. Kokoulina, E. Ardashev, A.G. Afonin, V. Balandin, G. Bogdanova, M. Bogolyubsky, O.P. Gavrishchuk, S. Golovnia, S. Gorokhov, V. Golovkin, D. Karmanov, A. Kiryakov, V. Kramarenko, A. Leopold, Y. Petukhov, A. Pleskach, V. Popov, V. Riadovikov, V. Ronjin, I. Rufanov, Y. Tsyupa, V. Volkov, A. Vorobiev, A. Voronin, A. Yukaev, V. Zapolsky, E. Zverev, “Charm production nearby threshold in pA-interactions at 70 GeV”, 38-th International Conference on High Energy Physics (ICHEP2016), (Chicago, USA, 3-10 August 2016), <http://pos.sissa.it/282/720>, [arXiv:1703.05639](https://arxiv.org/abs/1703.05639).

Дополнительно, результаты, изложенные в данной диссертации, также докладывались сотрудниками коллаборации СВД-2 на следующих международных конференциях и семинарах:

1. Доклад на научной сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (ИТЭФ, 23 ноября 2009г.).
2. Доклад на Международной конференции XXXIX International Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD-2009) (г. Гомель, Белоруссия, с 03.09.09 по 11.09.09).
3. Доклад на Международной конференции CHARM-2013 (Манчестер, США, октябрь 2013г.).
4. Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН (г. Протвино, Россия, 5-8 ноября 2013г.).
5. Международный семинар, посвящённый 90-летию со дня рождения проф. Лихачёва Михаила Фёдоровича, (г. Дубна, Россия, 25 ноября 2013г.).
6. Доклад на Международной сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН "Физика фундаментальных взаимодействий", (г. Москва, МИФИ, 17-21 ноября 2014 г.).
7. Доклад на Международной конференции QUARKS-2016 (г. Пушкин, Россия, май 29 – июнь 4, 2016г.), DOI: 10.1051/epjconf/201612502016

#### **Личный вклад автора**

Автором были выполнены следующие работы:

- Монте-Карло моделирование (МК) с помощью пакета GEANT3.21: полное описание установки СВД-2 с внесением пассивных конструкций; имитация отклика детектирующих элементов согласно физическим принципам их работы и шумовым характеристикам электроники считывания; идеология подключения входных файлов генерации (FRITIOF) и формата выходных файлов МК; учёт влияния триггера первого уровня установки.
- Уточнение номеров («распутывание») каналов регистрации детектирующих элементов.
- Элайнмент подсистем установки: Вершинный Детектор (ВД) и магнитный спектрометр (МС).
- Создание системы первичного анализа. Система включает в себя, восстановление: координат пролёта и траекторий частиц; вершин взаимодействия и распада (вторичные вершины); импульсов частиц с учётом заряда; предварительные методы фильтрации событий на выделение событий с вторичной вершиной.
- Разработка критериев отбора событий для выделения распадов очарованных частиц.
- Расчёт эффективностей регистрации очарованных частиц методом Монте-Карло.
- Расчёт сечений рождения очарованных частиц.
- Расчёт эффективности работы триггера установки ( $K_{tr}$ ).
- Анализ распадов очарованных частиц.

### Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и выводов по теме диссертации. Ее объем составляет 169 страниц, включая 26 таблиц и 99 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 145 наименований. Текст диссертации организован следующим образом:

- **В первой главе** диссертации приводится обзор экспериментальных данных по образованию очарованных частиц в pp- и pA- взаимодействиях.
- **Во второй главе** диссертации приводится краткое описание подсистем установки СВД-2, информация с которых использовалась в анализе.
- **В третьей главе** диссертации представлено описание методов первичного анализа экспериментальных данных и фильтрации событий.
- **Четвертая глава** диссертации посвящена выделению и анализу распадов нейтральных D-мезонов. Приводится расчёт оценки полного сечения образования очарованных частиц.
- **Пятая глава** диссертации посвящена выделению и анализу распадов  $D^{\pm}$ -мезонов.
- **Шестая глава** диссертации посвящена выделению и анализу распада  $\Lambda_c^+$ -бариона.
- **В заключении** приведены основные физические результаты диссертационной работы.

## Глава 1. Образование очарованных частиц в $pp$ - и $pA$ -взаимодействиях

В главе дается краткий обзор теоретических подходов к проблеме адронного рождения очарованных частиц, а также приведены результаты экспериментальных исследований. Рассмотрены только частицы имеющие «открытое очарование».

Согласно теоретическим представлениям основным механизмом образования очарованных кварков является жесткое рассеяние партонов (кварков и глюонов), входящих в состав сталкивающихся адронов. В КХД такой процесс описывается факторизационным уравнением:

$$\sigma = \sum_{ij} \int_{m_c^2/S}^1 dx_1 \int_{m_c^2/x_1 S}^1 dx_2 f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \tilde{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 S, m_c, Q^2),$$

где  $f_i$ ,  $f_j$  – структурные функции сталкивающихся партонов  $i$  и  $j$ , которые зависят от их импульса и масштабного параметра шкалы масс  $Q$ . Сечение взаимодействия партонов ( $\tilde{\sigma}_{ij}$ ) при энергии в системе их центра масс  $x_1 \cdot x_2 \cdot S$  ( $S$  – квадрат полной энергии взаимодействующих адронов в СЦМ) вычисляется в теории возмущений КХД с помощью разложения по степеням константы сильной связи  $\alpha_s(Q^2)$ . Точность предсказаний  $\sigma(c\bar{c})$  невелика из-за радиационных поправок, неточного знания формы структурных функций, неопределенности в величине массы  $c$ -кварка и других причин. Как правило, КХД занижает значения полного сечения даже с учетом поправок высшего порядка, особенно в около пороговой области энергий.

При образовании очарованных частиц существенную роль играют эффекты, не описываемые теорией возмущений, и процесс рождения частиц в адрон-адронных взаимодействиях во многом аналогичен рождению адронов, содержащих легкие  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварки. Существует ряд моделей, использующих представление о нетеоретико-возмущенческом механизме рождения чарма. Например, в работе [12] предполагалось, что в быстром адроне имеется компонента волновой функции, содержащей  $c\bar{c}$ -пары, которая приводит к рождению очарованных частиц с жестким спектром, но наличие «внутреннего чарма» в протоне (на уровне 1-2%) пока не согласуется с данными по электророждению. Существуют другие модели [13], использующие представления, не связанные с теорией возмущений КХД. К сожалению, большинство из них не обладает предсказательной силой, и они сталкиваются с трудностями при описании экспериментальных данных. Модель кварк-глюонных струн (МКГС), основанная на  $1/N_f$ -разложении амплитуд в КХД, позволяет количественно описать основные характеристики инклюзивного образования очарованных частиц ( $D$ -мезонов и  $\Lambda_c$ -барионов) [14].

Модели инклюзивного образования очарованных частиц должны предсказывать зависимость полного сечения образования чарма от энергии реакции и дифференциальные спектры  $d\sigma/x_F$  и  $d\sigma/p_t^2$ .

Большие возможности для проверки моделей представляет изучение зависимости  $\sigma(\text{с}\bar{\text{с}})$  от атомного веса ядра мишени ( $A$ ). Если в  $pA$ -взаимодействиях очарованные кварки образуются только в жестких столкновениях партонов, то их полное сечение должно быть пропорционально числу этих партонов, т.е. числу нуклонов в ядре. Поэтому при использовании обычной параметризации  $\sigma = \sigma_0 A^\alpha$ , показатель должен быть равен единице. Зависимость параметра  $\alpha$  от  $x_F$  может указывать на существование непертурбативного механизма образования очарованных кварков, отличного от КХД. Например, МКГС предсказывает уменьшение  $\alpha$  с ростом  $x_F$ .

Для описания образования очарованной частицы требуются дополнительные непертурбативные вычисления. Наиболее часто для этой цели используются программы численного моделирования на основе методов Монте Карло. Эти программы базируются на основных моделях фрагментации: каскадной (PCM, HIJING), струнной (PYTHIA, FRITIOF, JETSET), статистической (UrQMD) и др. Для точной настройки параметров программ необходимо использовать экспериментальные данные. Обзор этих моделей содержится в работе [15].

Экспериментальное изучение механизмов рождения открытого чарма важно также для исследований ядерных столкновений и образования кварк-глюонной плазмы при низких энергиях в рамках модели статистической адронизации [16]. Влияние адронной среды на массу и время жизни очарованного кварка приводит к изменениям сечения рождения  $D$ -мезонов и  $\Lambda_c$ -барионов.

## 1.1 Экспериментальные данные рождения очарованных частиц

История экспериментов по изучению рождения очарованных частиц в адронных взаимодействиях насчитывает более 40 лет. Эксперименты начального периода включают в себя beam-dump эксперименты и эксперименты по поиску пиков в спектрах инвариантных масс (1978 – 1985 гг.). Второй период начался с модернизации экспериментальной базы и возможности регистрации короткоживущих частиц на большой статистике (1985 – 2000 гг.). Последние результаты по рождению чарма получены на современных установках при больших энергиях и развитых системах обработки данных (с 2000 года).

### 1.1.1 Эксперименты начального периода

После теоретических предсказаний существования  $s$ -кварка экспериментальная физика предпринимала много попыток регистрации новых частиц, но их результаты носили часто противоречивый характер. Причины заключались в несовершенстве техники для поиска редких

событий при малом сечении образования чарма и малом времени жизни очарованной частицы ( $< 10^{-12}$  сек.).

Многие экспериментальные установки не позволяли регистрировать частицы во всей области фазового пространства при малых  $x_F$ . В этом случае полное сечение вычисляется экстраполяцией данных и является сильно модельно зависимой величиной. Ниже приведены основные результаты, полученные в экспериментах первого поколения. Развёрнутый обзор результатов этих экспериментов приведён в работах [17] и [18].

### **Beam-dump эксперименты.**

Значительная часть ранних измерений выполнена косвенными способами, такими, например, как наблюдение "прямых" лептонов, образующихся при полулептонных распадах очарованных частиц. Проводились также эксперименты по регистрации мюонов и нейтрино в экспериментах типа "beam-dump" с использованием поглотителей из вещества с разными плотностями. Все эти косвенные измерения проводились методом экстраполяции наблюдаемого количества лептонов к числу "прямых" лептонов, т.е. рожденных непосредственно в акте взаимодействия или в результате распада частиц, имеющих время жизни меньше, чем это обусловлено слабыми распадами странных частиц. Использовался также метод вычитания фона для выделения потока прямых лептонов. Он основан на моделировании фона от распадов долгоживущих частиц с последующим вычитанием его из измеренных потоков лептонов. Так как фон от прямых лептонов, образующихся от лептонных или полулептонных распадов частиц, весьма значителен, то точность измерения была невысокой. Модельная зависимость результатов вычисления сечений также приводит к ошибкам. В таблице 1.1 представлены сечения образования очарованных частиц, полученные по измерениям прямых лептонов. Результаты представлены в предположении линейной зависимости сечения от атомного номера мишени. Число  $n$  соответствует  $(1 - |x_F|)^n$  параметризации используемой при экстраполяции данных к полному сечению;  $\alpha$  и  $\beta$  — параметры параметризации  $\exp(-\alpha r)$  и  $\exp(-\beta r^2)$  соответственно. Обозначение Л-С соответствует параметризации Лиходеда-Слабоспицкого [19], а В-Г соответствует модели Bourquin-Gaillard [20].

### **Поиск распадов очарованных частиц.**

Метод основан на поиске узких пиков в спектре эффективных масс. Для очарованных частиц, распадающихся по слабому взаимодействию, ширина пика невелика и разрешение экспериментальной установки должно соответствовать ширине пика. Из-за малого сечения большую проблему представляет комбинаторный фон. Разрешение на уровне нескольких МэВ позволяет эффективно отделить распады очарованных частиц от странных резонансов, ширина которых в этой области масс составляет порядка  $\sim 100$  МэВ. Дополнительным подтверждением „очарованной” природы пика могут служить надежная идентификация вторичных частиц,

регистрация лептона (или К-мезона) от распада парной очарованной частицы, отсутствие аналогичного пика в изотопически-сопряженном спектре.

Таблица 1.1. Сечение образования  $c\bar{c}$ -пары по результатам измерения прямых лептонов.

Эксперимент	$\sqrt{s}$ , ГэВ	Пучок-Мишень	Тип лептона	Сечение (мкбн/нуклон)	Комментарии
Серпухов, искровой спектрометр Asratyan 1978 [21]	11.5	p – Fe	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	$5 \pm 4$	B-G
CERN, BEBC+TST Dumont 1981[22]	11.5	$\bar{p} - p$	e	<14(90%CL)	$1 \leq n \leq 5$ $1 \leq \beta \leq 3$
Серпухов, СКАТ Аммосов 1991 [23]	11.5	p – Fe	$\nu_\mu, \nu_e$	<4.8(90%CL)	Л-С
Серпухов, мюонные камеры Беликов 1995 [24]	11.5	p – Fe	$\mu$	$-0.3 \pm 1.2$	Л-С
Серпухов, нейтринный детектор Bunyatov 1997 [25]	11.5	p – Fe	$\nu_\mu, \nu_e$	$0.9_{-0.9}^{+1.1}$	Л-С
CalTech-Stanford Bodek 1984 [26]	25.7	p – Fe	$\mu$	$22 \pm 9$	$E_\mu > 20$ ГэВ
FNAL, CCFRS Ritche 1984 [27]	25.7	p – Fe	$\mu$	$22.6 \pm 2.1 \pm 3.6$	$E_\mu > 20$ ГэВ n=5
CERN, GARGAMELL Alibrant 1978 [28]	27.4	p – Cu	$\nu_e$	$320_{-100}^{+150}$	B-G
CalTech-Stanford Brown 1979 [29]	27.4	p – Fe	$\mu$	$31_{-18}^{+29}$	$E_\mu > 20$ ГэВ n = 5; $\alpha = 2.5$
CERN, BEBC Fritze 1980 [30]	27.4	p – Cu	$\nu_e$ $\nu_\mu$	$17 \pm 4$ $30 \pm 10$	$E_\nu > 10$ ГэВ n = 4; $\alpha = 2$
CERN, CHARM Jonker 1980 [31]	27.4	p – Cu	$\nu_e$	$15 \pm 5$	$E_\nu > 20$ ГэВ n = 4; $\alpha = 2$
FNAL, E613 Duffy 1986 [32]; Ball 1983 [33]	27.4	p – W	$\nu_e$	$15.5 \pm 0.8 \pm 2.3$	$E_\nu > 20$ ГэВ n = 3.2; $\alpha = 1.5$
CERN, CHARM Dorenbosch 1988 [34]	27.4	p – Cu	$\nu_e$	$19 \pm 2 \pm 2$	$E_\nu > 20$ ГэВ n = 4.8; $\alpha = 2$
CERN, CDHSW Berge 1992 [35]	27.4	p – Cu	$\nu_\mu$	$2.6 \pm 0.4$ ( $x_F > 0.15$ )	$E_\nu > 20$ ГэВ n = 5.2; $\alpha = 2$
CERN, ISR Clark 1978 [36]	53	p – p	$e^\pm + \mu^\mp$	$70 \pm 36$	B-G

Как правило, измерения распадов очарованных частиц проводились в ограниченной области фазового пространства в узком конусе в направлении вперед, или при больших поперечных

импульсах. Дополнительно использовались различные критерии отбора, чтобы выделить события с характерными параметрами рождения и распада. В дальнейшем требовалось использование экстраполяции на основе различных моделей, чтобы перейти к полному фазовому объему. Следствием экспериментальных проблем явилось расхождение в полученных результатах, которые зачастую противоречили друг другу. Разброс в величинах полных поперечных сечений достигал двух порядков.

Распределения по продольным импульсам указывали на значительный лидирующий эффект очарованных частиц, имевшие общий кварк с частицами падающего пучка. Величина показателя степени в распределениях по продольным импульсам менялась в зависимости от эксперимента и регистрируемого конечного состояния от 1 до 11. Средний поперечный импульс наблюдаемых очарованных частиц варьировал от 0.5 до 1 ГэВ/с. В некоторых экспериментах не наблюдались сигналы, зарегистрированные другими группами с помощью аналогичных детекторов, а массовые распределения одних и тех же частиц имели различные величины средних значений для разных наборов данных.

Результаты экспериментов с пучками протонов и нейтронов, проведенных по описанной выше методике, содержатся в таблице 1.2. Предполагается линейная зависимость сечения от атомного номера мишени. Число  $n$  соответствует параметризации дифференциального сечения по  $x_F$ :  $d\sigma/dx_F \sim (1 - |x_F|)^n$ , а  $\alpha$  и  $\beta$  по  $p_t$ :  $d\sigma/dp_t \sim \exp(-\alpha p_t)$  и  $\exp(-\beta p_t^2)$ , соответственно.

### 1.1.2 Эксперименты второго и третьего поколения

Улучшение разрешающей способности детекторов привело к появлению экспериментальных установок, отличительной чертой которых является сочетание трекочувствительной мишени (вершинного детектора) со спектрометром вторичных частиц. Вершинный детектор позволяет разделить вершины рождения и распада очарованных частиц. При этом координатная разрешающая способность вершинного детектора должна быть порядка десятка микрон. Для этой цели в экспериментах использовались: быстроциклирующие пузырьковые камеры (NA16, NA27, E743, SERP-E-161); эмульсии (WA75, E653); полупроводниковые кремниевые детекторы (NA32, WA82, WA89, E769, E791, SERP-E-184). Высокое координатное разрешение позволило значительно улучшить соотношение сигнал/фон.

Отбор событий с распадами, характерными для очарованных частиц, и восстановление треков из вторичной вершины приводят к снижению комбинаторного фона и повышению эффективности регистрации очарованных частиц. Импульсы заряженных частиц от распада очарованной частицы и их тип определяются в спектрометре.

Полученные результаты приведены в таблице 1.3. Предполагается линейная зависимость сечения от атомного номера мишени. Дифференциальные сечения параметризуются формулой:

$$E \frac{d\sigma}{dx_F dp_T^2} \sim (1 - |x_F|)^n \exp(-\beta p_T^2).$$

Таблица 1.2. Сечения образования очарованных частиц, полученные в экспериментах по поиску узких пиков в спектре эффективных масс.

Эксперимент	$\sqrt{s}$ , ГэВ	Пучок-Мишень	Мода	Сечение (мкбн/нуклон)	Комментарии
Серпухов, БИС-2, Aleev 1984 [37]	9 – 11.5	n-C	$\Lambda_c \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$	$x_F > 0.5$ $35 \pm 18$	$n = 1.5 \pm 0.5$ $\alpha = 2.5 \pm 0.6$
			$\Lambda_c \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$7.1 \pm 3.8$	
Aleev 1988 [38]	9 – 11.5	n-C	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+(892) \pi^-$	$2.3 \pm 1.2$	$n = 1.1 \pm 0.5 \pm 0.4$ $\beta = 1.2^{+1.1}_{-0.9}$
			$D^- \rightarrow K^+(892) \pi^- \pi^-$	$2.2 \pm 1.1$	
Алеев 1993 [39]	9 – 11.5	n-p	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	$3.0 \pm 0.9 \pm 0.5$	-
		n-C		$2.2 \pm 0.7 \pm 0.4$	
		n-Al		$3.6 \pm 1.0 \pm 0.7$	
Серпухов, СВД-1, Амаглобели 2001 [40]	11.5	p-p	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	$1.6^{+1.1}_{-0.7} \pm 0.3$ ( $-1 > x_F > +1$ )	-
CERN, ACCMOR (NA-11) Bailey 1984 [41]	16.8	p-Be	$\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$ $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$	$< 8(90\%CL)$ $< 64(90\%CL)$ $< 37(90\%CL)$ $< 51(90\%CL)$ $< 49(90\%CL)$	-
CERN, ISR Irion 1981 [42] Drijard 1979 [43] Drijard 1979 [44]	63	p-p	$\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$ $D^+ \rightarrow K^{*0} \pi^+ \hookrightarrow K^- \pi^+$ $\Lambda_c^+ \rightarrow K^{*0} p \hookrightarrow K^- \pi^+$	$840 \pm 320$ $1400 - 4100$ $190 - 380$	-

Таблица 1.3. Сечения образования очарованных частиц, полученные в экспериментах второго поколения на протонных пучках.

Эксперимент	$\sqrt{s}$ , ГэВ	Пучок-Мишень	частица	Сечение (мкбн/нуклон)	Параметры дифференциального сечения	
					$-1 < x_F < 1$	$\beta(\text{GeV}/c)^{-2}$
SERP-E-184 Alev 2017 [45]	11.5	p – C, Si, Pb	$D^0$ $\bar{D}^0$ $D^+$ $D^-$ $\Lambda_c^+$	$2.5 \pm 0.8 \pm 0.5$ $4.6 \pm 1.6 \pm 0.9$ $1.2 \pm 0.4 \pm 0.2$ $1.9 \pm 0.6 \pm 0.4$ $4.0 \pm 1.6$	n	$6.8 \pm 0.8$ $0.79 \pm 0.15$
NA32 Barlag 1988 [46]	19.4	p – Si	all D	$1.5 \pm 0.7 \pm 0.1$	n	$5.5^{+2.1}_{-1.8}$ $1.4^{+0.6}_{-0.4}$
E769 Alves 1996 [47]	21.7	p – Be, Cu, Al, W	all D $D^0/\bar{D}^0$ $D^+/D^-$ $D^{*+}/D^{*-}$ $D_s/\bar{D}_s$ $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$5.6 \pm 1.3 \pm 0.5$ $3.2 \pm 0.4 \pm 0.3$ $1.8 \pm 0.6 \pm 0.1$ $>0.5; <2.5^1$ $>5.0; <21.2^1$	n	$6.1 \pm 0.7$ $1.08 \pm 0.09$
NA16 Aguelar- Benitez 1983 [48]	26	p – p	$D^0/\bar{D}^0$ $D^+/D^-$	$10.2^{+7.9}_{-4.3}$ $5.3^{+2.4}_{-1.6}$		
NA27 Aguelar- Benitez 1987 [49]	27.4	p – p	all D $D^0$ $\bar{D}^0$ $D^+$ $D^-$ $D^{*0}/\bar{D}^{*0}$ $D^{*+}/D^{*-}$ $D_s/\bar{D}_s$ $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$30.2 \pm 3.3$ $10.5 \pm 1.9$ $7.9 \pm 1.7$ $5.7 \pm 1.1$ $6.2 \pm 1.1$ $5.8 \pm 2.7$ $9.2 \pm 2.4$ $1.2 \pm 0.7$ $27^{+36}_{-18}$	n	$4.9 \pm 0.5$ $5.5 \pm 1.2$ $8.1 \pm 1.9$ $3.1 \pm 0.8$ $5.4 \pm 1.2$ $0.76 \pm 0.15$ $0.96 \pm 0.18$ $0.99 \pm 0.09$ $1.2 \pm 0.2$ $1.6 \pm 0.4$ $0.76 \pm 0.15$ $0.96 \pm 0.18$
E653 Kodama 1991 [50]	38.8	p - эмульсия	all D $D^0/\bar{D}^0$ $D^+/D^-$	$38 \pm 3 \pm 13$ $38 \pm 9 \pm 14$	n	$6.9^{+1.9}_{-1.8}$ $0.84^{+0.10}_{-0.08}$
E743 Ammar 1987 [51]	38.8	p – p	all D $D^0/\bar{D}^0$ $D^+/D^-$	$48^{+10}_{-8} \pm 12$ $22^{+9}_{-7} \pm 5$ $26 \pm 4 \pm 6$	n	$8.6 \pm 2.0$ $0.8 \pm 0.2$
E789 Leitch 1994 [52]	38.8	p – Be, Au	$D^0/\bar{D}^0$	$17 \pm 0.9 \pm 3.4$		$0.91 \pm 0.12$

<sup>1</sup> Неравенства определяют доверительный интервал для 90% уровня достоверности.

К экспериментам третьего поколения можно отнести исследования, выполненные в последние годы на коллайдерах в столкновениях адронов либо ионов. Эти эксперименты характеризуются высокой энергией сталкивающихся частиц, большим сечением образования очарованных частиц и большим объемом набираемых данных при гигантских размерах экспериментальных установок. Экспериментальные установки при этом для регистрации распадов очарованных частиц имеют те же характерные черты, как и установки второго поколения. Результаты, полученные в этих экспериментах, приведены в таблице 1.4.

Таблица 1.4. Сечения образования очарованных частиц, полученные в экспериментах третьего поколения на встречных пучках.

Эксперимент	$\sqrt{s}$ , ГэВ	Пучок-Мишень	частица	Сечение (мкбн/нуклон)
				$-1 < x_F < 1$
HERA-B [53]	41.5	p – C, Ti, W	all D $D^0/\bar{D}^0$ $D^\pm$ $D_s^\pm$ $D^{*\pm}$	$87.4 \pm 8.2 \pm 12.6$ $48.7 \pm 8.1$ $20.2 \pm 3.7$ $18.5 \pm 7.6$ $21.6 \pm 5.9$
LHCb [54] LHCb [55]	86.6 7000	p – He p – p	$D^0$ $D^0$ $D^{*+}$ $D^+$ $D_s^+$	$156.0 \pm 13.1$ $1280 \pm 216$ $1474 \pm 343$ $1474 \pm 272$ $1092 \pm 247$
ALICE [56]	2760 7000	p – p p – p	$D^0$ $D^+$ $D^{*+}$ $D^0$ $D^+$ $D^{*+}$	$3130^{+2300}_{-1470}$ $930^{+490}_{-310}$ $1080^{+620}_{-380}$ $4420^{+2680}_{-1560}$ $2120^{+1340}_{-830}$ $2110^{+1300}_{-750}$
ATLAS [57]	7000	p – p	$D^{*\pm}$ $D^\pm$ $D_s^\pm$	$3360 \pm 960$ $3100 \pm 1022$ $1900 \pm 965$

## 1.2 Полное сечение образования очарованных частиц

Полное сечение образования очарованных частиц равно сумме парциальных сечений для отдельных очарованных частиц, которые измеряются в экспериментах, после пересчета их на всю область фазового пространства. Так как измерения сечений выполняются зачастую в области  $x_F > 0$ , то сравнение экспериментальных результатов и теоретических расчетов затруднено. Для экспериментов, выполненных до 2007 года, оценки полного сечения рождения очарованных частиц приведены на рисунке 1.1 (рисунок взят из работы [58]) с указанием теоретических оценок. Работа [58] является переработкой ранее опубликованных теоретических

оценок [59] в связи с появлением новых экспериментальных данных, полученных Сотрудничествами STAR [60]<sup>2</sup> и PHENIX [61].

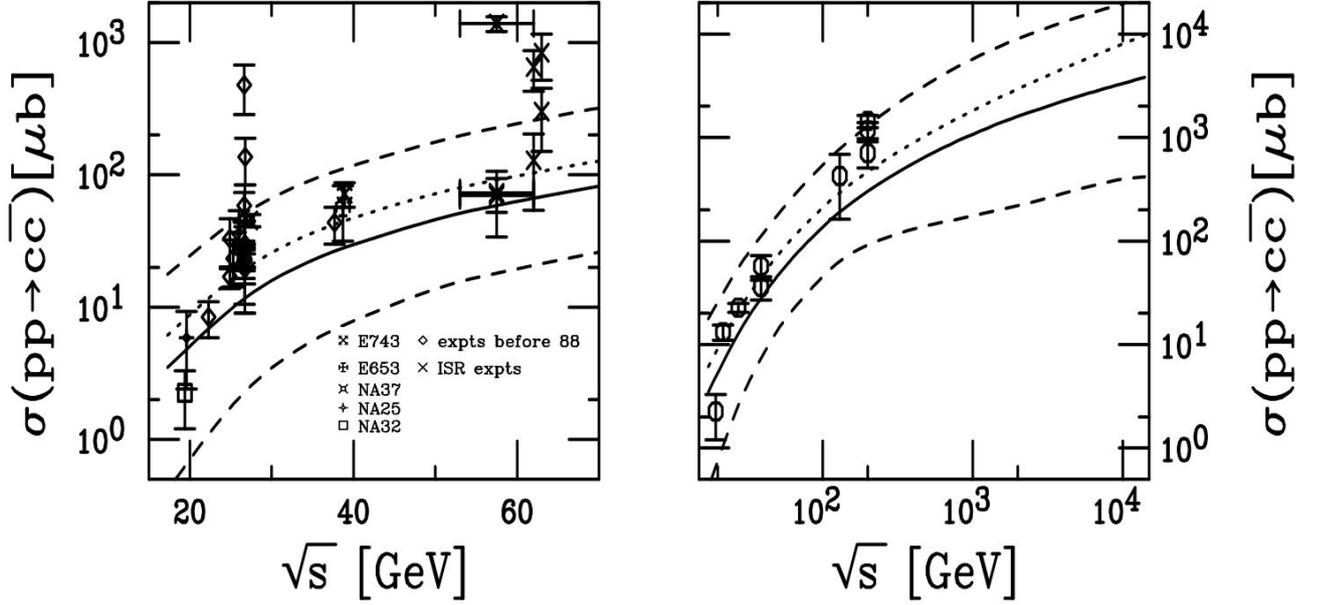


Рис. 1.1. Полное сечение  $c\bar{c}$  (NLO + CTEQ6M) как функция  $\sqrt{s}$  [58]. Сплошная кривая - центральный результат ( $m_c = 1.5\text{GeV}$ ,  $\mu_F = \mu_R = m_c$ ); верхняя и нижняя пунктирные кривые являются верхним и нижним краями полосы неопределенности (см. текст ниже). Точечная кривая – расчёт с параметрами:  $m_c = 1.2\text{GeV}$ ,  $\mu_F = \mu_R = 2m_c$ .

Так, границы неопределённости теоретических оценок (представленных на рис. 1.1) проводились как огибающие расчёта полных сечений со следующими параметрами модели:

- $\left(\frac{\mu_F}{m_c}, \frac{\mu_R}{m_c}\right) = (1, 1)$ ;  $m_c = 1.3 \div 1.7 \text{ GeV}$ ;
- $\left(\frac{\mu_F}{m_c}, \frac{\mu_R}{m_c}\right) = (0.5, 0.5), (1, 0.5), (0.5, 1), (1, 1), (2, 2), (1, 2), (2, 1)$ ;  $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ .

Необходимо заметить, что наилучшей оценкой к экспериментальным данным является кривая с параметрами  $m_c = 1.2\text{GeV}$ ,  $\mu_F = \mu_R = 2m_c$  (рис. 1.1); однако  $m_c = 1.2 \text{ GeV}$  в выработке интервала неопределённости не использовалась, что несколько занижает верхний предел.

На рисунке 1.2 (рисунок взят из работы [63]) представлены оценки полного сечения  $c\bar{c}$  от коллабораций: ALICE [56][63], ATLAS [64], LHCb [65], STAR [62], PHENIX [66], полученных в период 2011÷2016 гг.; а так же добавлены данные 2018 года от коллаборации LHCb, полученные при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 86.6 \text{ GeV}$  в pA-взаимодействиях [54]. Как видно по представленным экспериментальным данным (рис. 1.2), последние 10÷15 лет для сравнения с предсказаниями теоретических моделей используются данные только экспериментов второго и

<sup>2</sup> В последующем коллаборация STAR пересмотрела свой результат по полному выходу чарма, в сторону понижения (~ в 1.6 раза) [62].

третьего поколений, что обусловлено сложностью в анализе и пересчёте результатов с установок первого поколения. Так, коллаборации ALICE и ATLAS регулярно осуществляют переоценку и уточнение своих результатов, что обусловлено появлением новых данных по модам распада и коэффициентам фрагментации. В связи с этим, в последние несколько лет, наметилась тенденция к проведению экспериментов при пониженных энергиях (переход на фиксированную мишень коллаборацией LHCb), что возможно приведёт к пересмотру результатов, полученных при низких энергиях в pA-взаимодействиях до 2005 года.

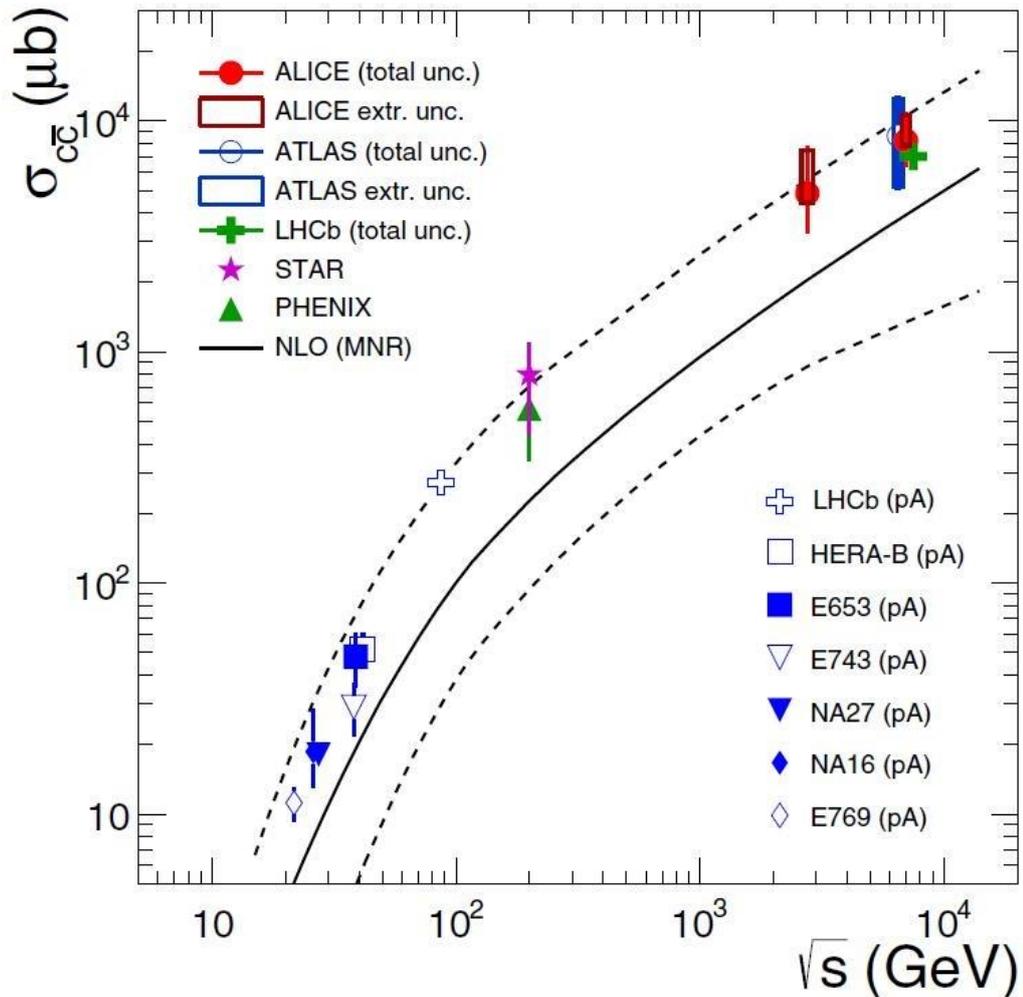


Рис. 1.2. Энергетическая зависимость полного сечения образования очарованных частиц в pp-взаимодействиях [54], [56], [62]-[67]. Данные pA-взаимодействий для  $\sqrt{s} < 100 \text{ GeV}$  и pp-взаимодействий для  $\sqrt{s} > 100 \text{ GeV}$ . Данные для pA-взаимодействий были отмасштабированы как  $1/A$ . Теоретическая оценка (сплошная линия) и интервал неопределённости (штриховая линия) рассчитаны по модели NLO pQCD (MNR [68]).

Необходимо заметить, что все экспериментальные оценки полного сечения  $c\bar{c}$  (рис. 1.2) за последние 10 лет располагаются около верхней границы неопределённости теоретических оценок модели NLO pQCD.

### 1.3 Зависимость сечения от атомного веса ядра мишени

Исследование А-зависимости предполагает наличие разных мишеней в составе экспериментальной установки. Последние результаты по измерению среднего значения показателя  $\alpha$  в формуле А-зависимости сечения ( $\sigma_{pA} = \sigma_{pN} \cdot A^\alpha$ ) в пределах ошибок согласуется с утверждением  $\alpha=1$  (см. таблицу 1.4).

Таблица 1.4. А-зависимость сечения образования очарованных частиц в pA-взаимодействиях.

Эксперимент	$\sqrt{s}$ , ГэВ	Процесс	$\alpha$	$x_F$
БИС-2[39]	8.8-11.5	$nA \rightarrow D^0$	$0.73 \pm 0.23$	$x_F > 0.5$
WA78[69]	23.8	$pA \rightarrow \mu_{\text{prompt}}^+$	$0.79 \pm 0.12$	$x_F > 0.1$
		$pA \rightarrow \mu_{\text{prompt}}^-$	$0.76 \pm 0.13$	$x_F > 0.1$
WA78[70]	23.5	$\pi^- A \rightarrow \mu_{\text{prompt}}^+$	$0.76 \pm 0.08$	$x_F > 0.2$
		$\pi^- A \rightarrow \mu_{\text{prompt}}^-$	$0.83 \pm 0.06$	$x_F > 0.2$
E613[32]	27.4	$pA \rightarrow \nu_{\text{prompt}}$	$0.75 \pm 0.05$	$x_F > 0$
SERP-E-184 (данные этой работы)	11.5	$pA \rightarrow D^0/\bar{D}^0$	$1.08 \pm 0.12$	$x_F > -0.2$
		$D^+$	$1.02 \pm 0.26$	
		$D^-$	$1.04 \pm 0.27$	
		$\Lambda_c^+$	$0.9 \pm 0.2$	
E769[71]	21.7	$\pi^\pm A \rightarrow D$	$1.0 \pm 0.05 \pm 0.02$	$x_F > 0$
		$D^0/\bar{D}^0$	$1.05 \pm 0.07$	
		$D^\pm$	$0.95 \pm 0.06$	
WA82[72]	25.3	$\pi^- A \rightarrow D$	$0.92 \pm 0.06$	$\langle x_F \rangle = 0.24$
		$D^0/\bar{D}^0$	$0.98 \pm 0.08$	
		$D^\pm$	$0.84 \pm 0.08$	
E789[73]	38.8	$pA \rightarrow D^0/\bar{D}^0$	$1.02 \pm 0.03 \pm 0.02$	$\langle x_F \rangle = 0.031$
HERA-B[53]	41.5	$pA \rightarrow D$	$0.99 \pm 0.04 \pm 0.03$	$x_F > -0.15$
		$D^0$	$0.969 \pm 0.057 \pm 0.026$	
		$D^+$	$1.051 \pm 0.082 \pm 0.028$	
		$D_s^+$	$1.190 \pm 0.402 \pm 0.046$	
		$D^{*+}$	$0.832 \pm 0.138 \pm 0.022$	

Из таблицы 1.4 можно сделать вывод, что в ранних beam-dump экспериментах параметр  $\alpha$  имел заниженную оценку, но в экспериментах следующего поколения он совместим с 1. Энергетической зависимости параметр  $\alpha$  не проявляет, но зависит от переменной  $x_F$ . В работе [74] показано, что зависимость  $\alpha$  от  $x_F$  должна отражать вклад в сечение разных ядерных подпроцессов, таких как поглощение в конечном состоянии, взаимодействия с близко летящими адронами (interactions with comovers), затенение распределений партонов, потери энергии партонов в среде и наличие компоненты с внутренним очарованием. Это приводит к росту или падению параметра  $\alpha$  с увеличением  $x_F$ . На рисунке 1.3 показаны экспериментальные

данные эксперимента E866 [75] по чармонию, где видно, что  $\alpha$  уменьшается от  $\sim 1.0$  до  $0.6$  в интервале  $0 < x_F < 1$ . Похожий расчет предсказаний для  $\alpha(x_F)$  приведен в работе [14].

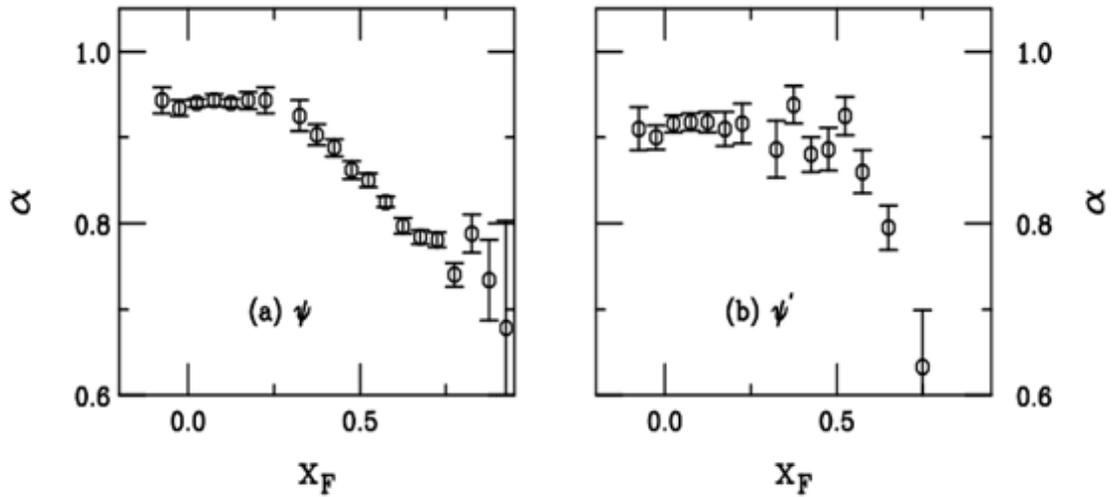


Рис. 1.3. Данные эксперимента E866 [75] по зависимости параметра  $\alpha$  от  $x_F$ .

В заключение анализа экспериментов по изучению рождения частиц с открытым очарованием можно сказать, что в области больших энергий накоплено довольно много экспериментальных данных, которые неплохо описываются многочисленными теоретическими моделями. В области около пороговой энергии экспериментальная база данных значительно беднее. Для понимания процессов образования очарованных частиц в этой области приходится использовать непertурбативные теоретические подходы. Поэтому необходимы новые экспериментальные данные. Можно надеяться, что результаты настоящей диссертационной работы будут способствовать дальнейшему прогрессу в исследованиях этой области физики адронов.

## Глава 2. Экспериментальная установка СВД-2

### 2.1 Общая структурная схема установки

Существенный прогресс в исследовании очарованных частиц на выведенных пучках был достигнут благодаря развитию техники прецизионных вершинных детекторов, основанных на электронной методике, и внедрению мощных вычислительных систем, способных быстро обрабатывать большой объем экспериментальных данных. Техника прецизионных вершинных детекторов позволяет делать быструю оценку промаха вторичных треков относительно первичной вершины для отбора событий с распадами короткоживущих частиц, а также восстанавливать вершины этих распадов. Кроме того, в состав прецизионных вершинных детекторов могут быть включены мишени с различными атомными номерами. Поэтому для проведения эксперимента по исследованию образования очарованных частиц в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ/с было предложено использовать прецизионный вершинный детектор, структура которого оптимизирована для этого импульса пучка протонов. Функции прецизионного вершинного детектора состояли в следующем: должны обеспечиваться точные измерения координат точки взаимодействия ( $\pm 150$  мкм) и координат на траекториях первичной и вторичных заряженных частиц ( $\pm 5$  мкм), позволяющие установить факт взаимодействия первичной частицы в мишени и наличие вторичных вершин, близлежащих к первичной; должны гарантироваться высокое ( $\sim 3$  мрад) двухтрековое разрешение для заряженных частиц, испущенных под малыми углами, и обеспечиваться эффективное восстановление траекторий заряженных частиц; должны обеспечиваться реконструкция вторичных вершин, расположенных на расстоянии до 5 мм от первичного взаимодействия, и привязка к ним вторичных треков. Для определения импульсов заряженных частиц в состав установки входит широкоапертурный магнитный спектрометр. Пропорциональные камеры были сгруппированы в 10 блоков, три из которых установлены перед магнитом, а семь – в магните МС-7А (длина магнитной дорожки по пучку 3 м, апертура  $1.8 \times 1.2$  м<sup>2</sup> (ширина  $\times$  высота), напряженность поля  $B = 1.18$  Тл при токе 4 кА). В каждом блоке камер может быть от двух до трех плоскостей, проволочки в которых располагаются в вертикальном (Y) или двух “наклонных” (U, V) направлениях. В зависимости от размера камеры количество проволочек в каждой плоскости может быть от 448 до 704. Общее используемое количество плоскостей составляет 18, а общее количество сигнальных проволочек  $\sim 11$  тысяч. Расположение детекторов, включенных в системы мониторинга пучка, вершинного детектора и системы запуска, показано на рисунке 2.1. Сцинтилляционные детекторы С1, С2, С4 имеют размеры  $80 \times 80$ ,  $80 \times 80$  и  $6 \times 6$  мм<sup>2</sup> соответственно; С3 имеет

отверстие для пропуска пучка. Пучок направлен вдоль оси Z, его поперечное сечение имеет размер  $\sim 3$  мм.

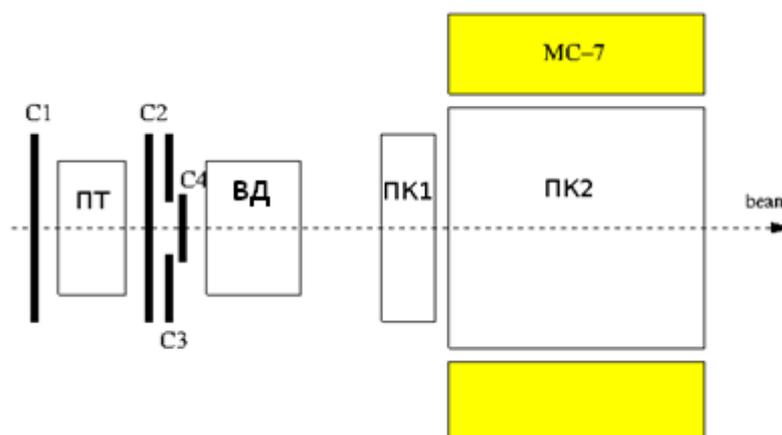


Рис. 2.1. Схема установки СВД-2: C1÷C4 – сцинтилляционные счётчики триггерной системы; ПТ – пучковый телескоп; ВД – вершинный детектор с активной мишенью; ПК1, ПК2 – пропорциональные камеры магнитного спектрометра; МС-7 – широкоапертурный дипольный магнит.

Лабораторная система координат (ЛСК) установки – правая Декартова система координат. Ось Z направлена по пучку протонов; ось X – влево, ось Y – вверх. Центр ЛСК размещён в центре первой плоскости (по пучку) активной мишени (АМ) [76, 77].

## 2.2 Вершинный детектор и пучковый телескоп

Конструкция, параметры сенсоров вершинного детектора с активной мишенью (ВД), пучкового телескопа (ПТ) и электроника съема сигналов описаны в работе [76]. На рисунке 2.2 схематически показана структура пучкового телескопа и вершинного детектора с активной мишенью [77]. ВД конструктивно включает в себя следующие подсистемы:

1. пучковый телескоп (ПТ) предназначен для регистрации прохождения и определения направления начальных пучковых частиц от ускорителя (протоны) и состоит из трех пар односторонних микростриповых детекторов, обеспечивающих полное перекрытие площади пучка диаметром  $\sim 3$  мм, и для реконструкции пучковых треков:
  - а. с целью улучшения точности восстановления первичной вершины в событии;
  - б. для «выравнивания» топологии события относительно направления пучкового трека;
2. активная мишень (АМ) [78,79], чувствительная к прохождению заряженных частиц, в которой протоны в протон-ядерных взаимодействиях вызывают первичные взаимодействия:

- а. для обеспечения возможности исследования А-зависимости механизма образования очарованных частиц путем установки между ее активными слоями из кремния (Si) дополнительных пассивных слоев из свинца (Pb) и углерода (C);
  - б. активные плоскости использовались в триггере на взаимодействие;
3. телескоп вершинного детектора (ВТ) обеспечивающий регистрацию треков, выделение первичной и вторичной вершин. Телескоп ВД состоит из 5 (X, Y) пар микростриповых детекторов для регистрации треков в апертуре  $\pm 250$  мрад по полярному углу  $\theta$  и  $0-360^\circ$  по азимутальному углу  $\phi$ , где  $\theta$  – угол вторичных треков относительно направления начального пучкового трека, а  $\phi$  – угол в плоскости перпендикулярной пучку протонов. Указанная апертюра сравнима с апертурой других детекторов установки.

На рисунке 2.2 показаны также:

- С1÷С4 – пучковые сцинтилляционные счётчики;
- зелёным цветом обозначены «активные» плоскости микрострипового детектора (МСД);
- блок АМ – активная мишень, в которой имеются две пассивные плоскости:
  - коричневым цветом обозначена плоскость из свинца толщиной 240 мкм;
  - синим цветом обозначена плоскость из углерода толщиной 520 мкм;
  - расстояние между плоскостями АМ составляет ~4 мм.

Обозначение МСД по ориентации стрипов на рисунке 2.2:

- X – горизонтальное расположение стрипов (вдоль оси X);
- Y – вертикальное расположение стрипов (вдоль оси Y);
- U – стрипы расположены под углом  $-10.5^\circ$  относительно горизонтали.

В таблице 2.1 представлены основные геометрические характеристики плоскостей ПТ, ВТ и АМ.

Таблица 2.1. Геометрические характеристики микроstriповых плоскостей.

Подсистема	Обозначение (ориентация стрипов)	Число стрипов	pitch <sup>3</sup> , мкм	Материал	Толщина по пучку, мкм
ПТ	X1	128	25	Si	300
	Y1	128	25	Si	300
	X2	128	25	Si	300
	Y2	128	25	Si	300
	X3	128	25	Si	300
	Y3	128	25	Si	300
АМ	Y	8	1000	Si	300
	X	8	1000	Si	300
	-	-	-	Pb	240
	X	8	1000	Si	300
	-	-	-	C	520
	X	8	1000	Si	300
	X	8	1000	Si	300
ВТ	X4	640	25	Si	300
	Y4	640	25	Si	300
	X5	640	50	Si	300
	Y5	640	50	Si	300
	X6	1024	50	Si	300
	Y6	1024	50	Si	300
	U	1024	50	Si	300
	X7	1024	50	Si	300
	Y7	1024	50	Si	300

<sup>3</sup> pitch – расстояние между стрипами.

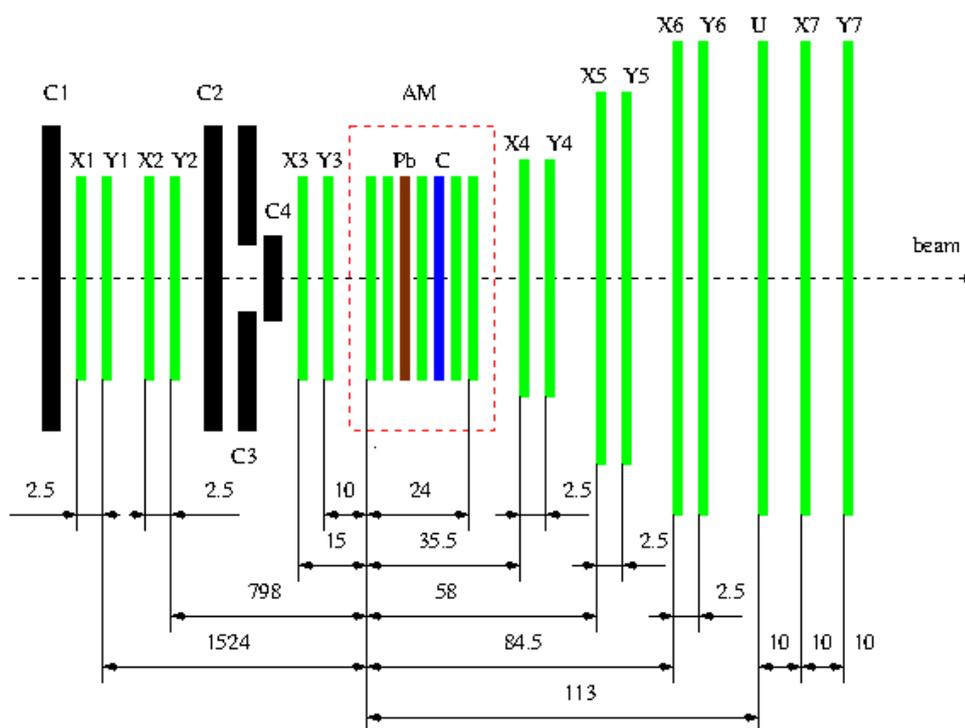


Рис. 2.2. Схема ВД, все размеры указаны в мм.

### 2.3 Широкоапертурный магнитный спектрометр

Широкоапертурный магнитный спектрометр состоит из набора пропорциональных камер ПК1 и ПК2 [80] размещённых в магните МС-7 [81].

Камеры ПК1 выполнены в виде блоков имеющих по четыре координатные плоскости U, Y, V, X:

U – угол намотки анодных проволочек  $-10.5^{\circ}$  относительно вертикали;

Y – вертикальная намотка проволочек;

V – угол намотки проволочек  $+10.5^{\circ}$  относительно вертикали;

X – горизонтальная намотка проволочек (данная плоскость не используется).

Размер чувствительной области блока ПК1 составляет  $1024 \times 1024$  мм<sup>2</sup>.

Камеры ПК2 – однокоординатные проволочные камеры с электродами из алюминиевой фольги; размер чувствительной области  $1.5 \times 1.0$  м<sup>2</sup>. Количество рабочих камер ПК2, использованных при наборе данных, составляло 18 штук. Отличие между камерами заключается только в направлении намотки анодных проволочек.

Для обоих типов камер (ПК1 и ПК2) анодная плоскость намотана золочёной проволокой диаметра 20 мкм из вольфрам-рениевого сплава ВР-20 с шагом 2 мм.

Продув пропорциональных камер осуществлялся газовой смесью: C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(16%) + Фреон 13В1(0.4%) + C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>ОН(1.1%) + Ar(82.5%) при атмосферном давлении.

На рисунке 2.3 показано:

- геометрическое расположение камер относительно торца скамьи ВД и яра магнита МС-7;
- буквенное обозначение камер по направлению намотки анодных проволочек.

Магнит МС-7 имеет длину яра (по пучку) 3 м и апертуру  $1.8 \times 1.3 \text{ м}^2$ . Конструкция обмоток магнита обеспечивает сильно рассеянное магнитное поле в передней и задней полусфере магнита, что обеспечивает практически полное отсутствие магнитного поля в области ВД. Номинальный ток в обмотках магнита составлял 4 кА, что обеспечивало максимальную индукцию магнитного поля (в центре магнита) по основной компоненте  $|B_y| = 10.5 \text{ кГс}$ .

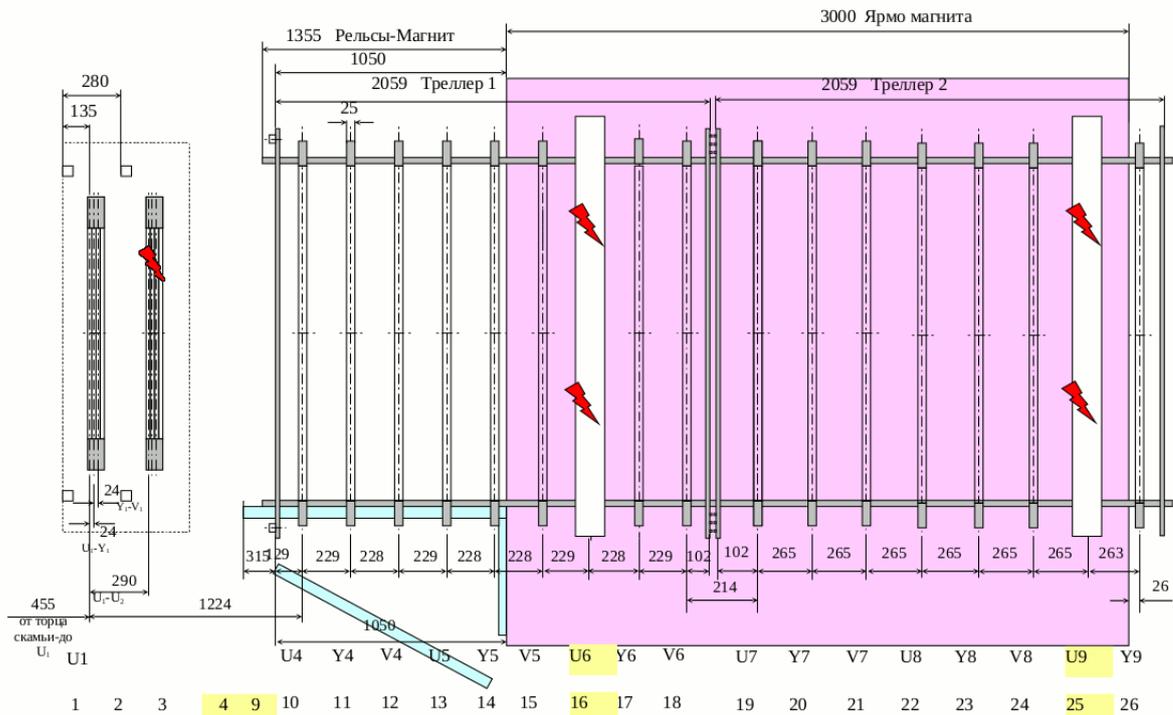


Рис. 2.3. Широкоапертурный магнитный спектрометр; камеры отмеченные «молнией» - не рабочие; координатная привязка положения камер осуществлена к торцу скамьи ВД и яру магнита (все размеры в мм).

## 2.4 Триггер и статистика эксперимента

В эксперименте Е-184 при 70 ГэВ на установке СВД использовалась двухуровневая система отбора событий [82,83]:

- 1) триггер нулевого уровня: собран на сцинтилляционных счётчиках С1÷С4 (рис. 2.2) и реализует простейшую схему на выделение одиночной пучковой частицы проходящей в область АМ;

- 2) триггер первого уровня: на основе табличного метода аппаратной обработки данных с АМ реализует логику выделения взаимодействия в области АМ.

На рисунке 2.4 представлена функциональная схема взаимодействия модулей триггерной системы. Описание модулей: ТРС, СИНХРОН, ААМ, ТРМ-2, RGH, Т-НОД представлено в работах [82,83].

#### Триггер нулевого уровня.

Кольцевой счётчик С3 выступает в роли охранного, подавляя события с взаимодействием в области пучкового телескопа. С использованием малого счётчика С4, осуществляется позиционирование пучка на АМ, а двухуровневая дискриминация призвана выделять проход одинарных пучковых частиц и подавлять взаимодействия в самом С4. Положительное решение логической схемы триггера нулевого уровня является стартовым сигналом для работы триггера первого уровня.

#### Триггер первого уровня.

Сигналы с кремниевых детекторов (МКД) АМ поступают на модули Амплитудного Анализа Мишени (ААМ). Один модуль ААМ содержит 8 каналов и обслуживает один МКД. Каждый канал ААМ содержит усилитель, три компаратора, шифратор и вырабатывает двухразрядное слово (статус канала). Результатом работы каждого модуля ААМ является 16 разрядное слово, содержащее информацию о восьми каналах МКД. Данное 16 разрядное слово с каждого модуля ААМ поступает в модуль ТРМ-2, где:

- на первом уровне производится преобразование 16-ти разрядного слова в двухразрядное слово статуса МКД:
  - 00 – нет частицы (все сегменты 00);
  - 01 – одна частица (все сегменты - 00, а один - 01);
  - 10 – две частицы (есть один сегмент с кодом 10, или два сегмента с кодом 01);
  - 11 – три частицы (есть один сегмент с кодом 11, или есть один сегмент с кодом 10, а другой сегмент имеет код 01, или есть два сегмента с кодом 10, или есть три сегмента с кодом 01);
- на втором уровне, на основании статуса каждой МКД и согласно таблицам решений осуществляется выработка статуса АМ (Т1 – истинно или Т1 - ложно).

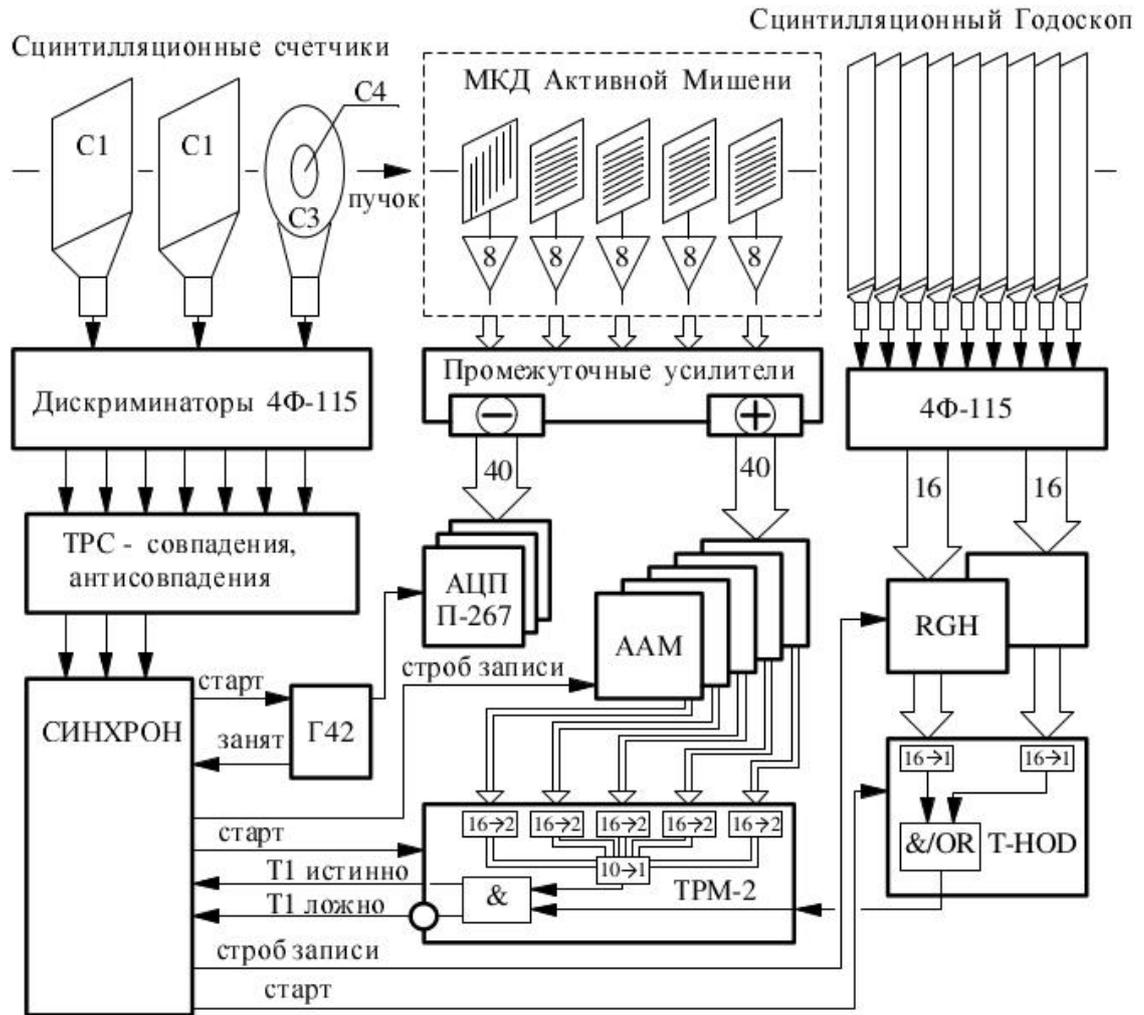


Рис. 2.4. Функциональная схема взаимодействия модулей системы запуска.

Статистика эксперимента E-184 при 70 ГэВ была набрана при триггере, требующем наличие сигнала от трех и более частиц в любой из пяти плоскостей АМ и наличие сигнала от двух и более частиц в следующей за ней плоскости, при этом требовалось срабатывание в двух пластинах сцинтилляционного годоскопа (СГ).

Изначально, предполагалось использование СГ в триггере первого уровня, для обогащения набираемой статистики событиями с рождением очарованных частиц, на основании расчётов представленных в работах [84, 85]. Однако на совещании Сотрудничества, перед сеансом набора статистики, было принято решение о преждевременности использования СГ в триггере первого уровня из-за необходимости проверки его эффективности. Поэтому, было решено в сеансе:

- производить запись данных с СГ для последующего анализа эффективности его использования в триггере первого уровня;
- для отработки триггерной электроники СГ (RGH и T-HOD) использовать подключение вертикальных пластин СГ с требованием наличия срабатывания как минимум в двух

пластинах. Подобная реализация никак не сказывается на эффективности работы триггера первого уровня, но позволяет произвести проверку триггерной электроники СГ.

Статистика эксперимента составила ~52 млн. событий с неупругими взаимодействиями. Раскладка числа событий по материалам мишени представлена в таблице 2.2.

Таблица 2.2. Раскладка числа событий с неупругими взаимодействиями по материалам мишени.

Материал мишени	C	Si	Pb
Число событий	$11.37 \cdot 10^6$	$27.44 \cdot 10^6$	$13.19 \cdot 10^6$

Интенсивность протонного пучка в сеансе составляла:  $(5 \div 6) \cdot 10^5$  за сброс.

## 2.5 Итоги главы 2

- В разделах 2.1÷2.3 представлена общая структурная схема установки и дано описание основных её элементов, информация с которых использовалась в данной работе:
  - кремниевые микроstriповые детекторы (раздел 2.2);
  - широкоапертурный магнитный спектрометр (раздел 2.3).
- В разделе 2.4 приводится описание реализации триггера на взаимодействие, статистика эксперимента и раскладка событий по материалам мишени.

## Глава 3. Обработка экспериментальных данных

### 3.1 Структура системы обработки данных эксперимента

Обработка данных эксперимента разделяется на три этапа, на каждом из которых решаются свои задачи:

- 1) предварительный этап:
  - a. распутывание каналов – нахождение соответствия канал – стрип/проволочка в детектирующих элементах установки;
  - b. методические вопросы восстановления координат пролёта в детектирующих элементах установки;
  - c. предварительный и основной элайнмент установки;
- 2) обработка экспериментальных данных (этап создания DST):
  - a. методические вопросы геометрической реконструкции событий;
  - b. критерии на выделение событий нужного класса (в данном случае – это наличие вторичной вершины в событии);
- 3) этап работы с DST:
  - a. критерии на выделение событий с заданной модой распада очарованных частиц;
  - b. расчёт эффективностей на основании МК-моделирования;
  - c. физический анализ и расчёт сечений.

### 3.2 Восстановление координат пролёта заряженных частиц в МСД

В данном разделе представлены в основном результаты, опубликованные в работе [86].

#### 3.2.1 Поиск кластеров<sup>4</sup>

Предварительная обработка данных с микростриповых детекторов (МСД) начинается с поиска кластеров. Поиск кластеров осуществляется в четыре этапа (Метод-1):

1. находим стрип с амплитудой  $\geq tr1$ <sup>5</sup>;
2. последовательно группируем возле него соседние стрипы с амплитудой  $\geq tr2$ ;
3. в качестве подтверждения того, что кластер образован не шумовыми флуктуациями, используем условие  $\sum_i A_i \geq tr3$ , где  $A_i$  - амплитуда в  $i$ -ом стрипе кластера (суммирование производится по всем амплитудам стрипов, входящих в кластер);

<sup>4</sup> Кластер – объединение «зажжённых» стрипов, принадлежащих одной группе.

<sup>5</sup>  $tr1$ ,  $tr2$  и  $tr3$  – параметры отбора кластеров.

4. обнуляем амплитуду в стрипах найденного кластера и переходим к пункту 1 для поиска следующего кластера.

Для треков, имеющих большой угол  $\Theta$  ( $\Theta$  – угол между осью пучка и направлением трека в плоскости перпендикулярной направлению стрипов), происходит распределение заряда, наведенного от прохождения заряженной частицы в детекторе, по значительному числу стрипов. Если при этом используется аппаратное обрезание по амплитуде (порог обрезания) сигнала ( $\sim 3 \cdot \sigma_{\text{noise}}$ ), то при малом отношении сигнал/шум возможна потеря амплитуды в некоторых стрипах кластера. В этом случае использование Метода-1 может привести к потере кластера или к его разбиению на несколько кластеров. В особенности, это существенно для МСД с малым шагом. Так, если сравнивать потери в МСД с шагом 25 и 50 мкм, на первый приходится 90% всех потерь.

Некоторое улучшение дает модернизация вышеприведенного метода (Метод-2). Его отличие от Метода-1 заключается лишь в пункте 2, где производится не последовательная группировка стрипов с амплитудой  $\geq \text{tr}2$ , а группировка с учетом возможной потери соседнего стрипа из-за шумовых флуктуаций и обрезания по амплитуде; т.е. если  $i$  – стрип, от которого идет группировка кластера и  $A_{i+1} = 0$  (или  $A_{i-1} = 0$ ), а  $A_{i+2} \geq \text{tr}2$  (или  $A_{i-2} \geq \text{tr}2$ ), то эти стрипы группируются в кластер. При этом  $A_{i+1}$  приписывается значение, равное порогу обрезания. Очевидный недостаток Метода-2 – группировка близко лежащих кластеров (образованных близко проходящими треками) в один (это существенно для малых углов в связи с высокой плотностью треков) и формирование шумовых (ложных) кластеров, образованных шумовыми флуктуациями в каналах электроники.

Использование комбинации методов (Метода-1 и Метода-2) позволяет сократить потерю кластеров на 36% (с 2% до 1.27% от всей совокупности обнаруженных кластеров) и исключить группировку близко лежащих кластеров. Однако комбинация методов увеличивает количество шумовых (ложных) кластеров в полтора раза; их доля составляет 0.33% от всей совокупности обнаруженных кластеров.

Параметры отбора кластеров  $\text{tr}1$ ,  $\text{tr}2$ ,  $\text{tr}3$  для Метода-1 и Метода-2 различаются. Их подбор может быть произведен экспериментально или путем моделирования. На основании моделирования по программе GEANT3.21 Вершинного детектора установки СВД были получены следующие параметры:

Метод-1:  $\text{tr}1 = 4 \cdot \sigma_{\text{noise}}$ ;  $\text{tr}2 = 3 \cdot \sigma_{\text{noise}}$ ;  $\text{tr}3 = 5 \cdot \sigma_{\text{noise}}$ ;

Метод-2:  $\text{tr}1 = 3 \cdot \sigma_{\text{noise}}$ ;  $\text{tr}2 = 3 \cdot \sigma_{\text{noise}}$ ;  $\text{tr}3 = 5 \cdot \sigma_{\text{noise}}$ .

### 3.2.2 Выделение многочастичных<sup>6</sup> кластеров

Плотность потока вторичных частиц в данном эксперименте для малых углов  $\Theta$  большая, что приводит к близкому прохождению треков в МСД и, как следствие, к наложению образованных ими кластеров (многочастичный кластер). При этом при реконструкции координаты пролета по многочастичному кластеру, считая, что он образован одним треком (частицей), мы вносим ошибку в определение координаты трека, причем данная ошибка тем выше, чем больше размер кластера.

По результатам моделирования было получено, что:

- одночастичные кластеры (кластер, образованный одной частицей) составляют 96.05% всех кластеров;
- двухчастичные – 3.76%;
- трехчастичные – 0.18%;
- четырехчастичные – 0.01%.

Количество одночастичных кластеров значительно превосходит число многочастичных.

Использование критерия отбора кластеров по суммарной амплитуде кластера ( $A_{cl}$ )

$$A_{cl} \geq \frac{1.8 \cdot \text{MIP}}{\cos(|\Theta|)} \quad (3.1)$$

позволяет значительно уменьшить долю одночастичных кластеров и мало сказывается на количестве многочастичных кластеров. Это хорошо видно из рисунков 3.1÷3.3, где показано распределение числа кластеров по углу  $\Theta$ ; штриховкой указаны распределения после использования этого критерия отбора. Угол  $\Theta$  нам неизвестен, его приблизительное значение можно рассчитать по формуле

$$\Theta = \arctg\left(\frac{x - \bar{x}}{z_d - \bar{z}}\right), \quad (3.2)$$

где  $x = \frac{H}{2} - \frac{\text{min} + \text{max}}{2} \cdot \text{pitch}$  - положение кластера;  $H$  – поперечный размер МСД;  $\text{min}$ ,  $\text{max}$  – номера минимального и максимального стрипов в рассматриваемом кластере;  $z_d$  - положение детектора по оси пучка;  $\bar{x}$  - положение центра профиля пучка;

$$\bar{z} = \frac{\sum_{i=1}^7 \frac{t_i \cdot z_i}{\rho_i}}{\sum_{j=1}^7 \frac{t_j}{\rho_j}} = 1.168 \text{ см},$$

здесь  $t_i$  – толщина  $i$ -ой плоскости в активной мишени (АМ);  $z_i$  – положение  $i$ -ой плоскости в АМ по оси пучка;  $\rho_i$  - длина поглощения для материала  $i$ -ой плоскости в АМ.

<sup>6</sup> Многочастичный кластер – кластер, образованный несколькими частицами.

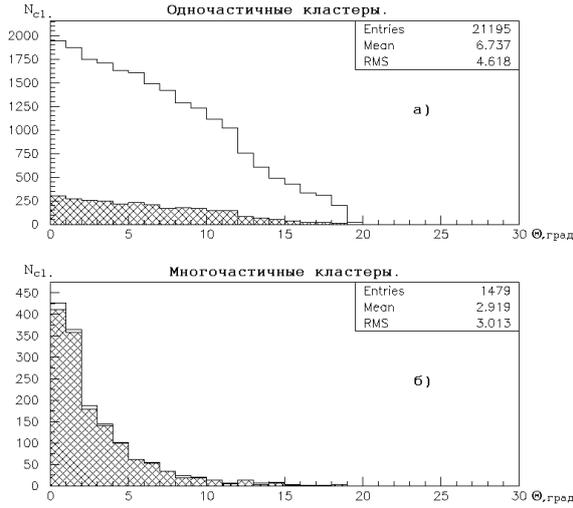


Рис. 3.1

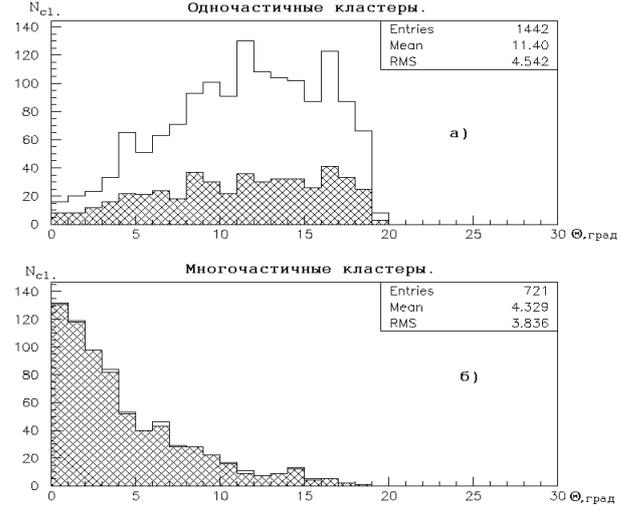


Рис. 3.2

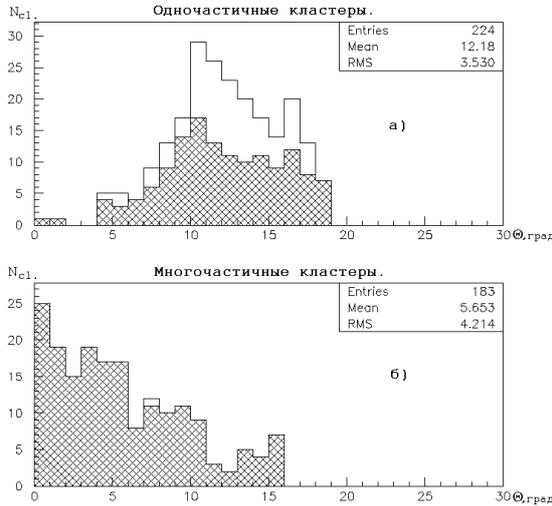


Рис.3.3

Рис. 3.1–3.3. Распределение двухстриповых (рис. 3.1), трёхстриповых (рис. 3.2), четырёхстриповых (рис. 3.3) кластеров по углу  $\Theta$  до и после (заштрихованная область) триггирования по амплитуде: **а)** для одночастичных кластеров; **б)** для многочастичных кластеров.

Как видно из рисунков, многочастичные кластеры образуются в основном под малыми углами. При этом их размер  $N_s$  превышает средний размер кластера  $\langle N_s(\Theta) \rangle$  для угла  $\Theta$ :

$$\langle N_s(\Theta) \rangle \approx \frac{t_{\text{МСД}}}{\text{pitch}} \cdot \left( \text{tg}(\Theta) - \frac{2 \cdot P_{\text{об.}}}{\text{MIP}} \cdot \sin(\Theta) \right) + \left( 1 + \frac{2 \cdot F}{\text{pitch}} \cdot \left( 1 - \sqrt{\frac{2 \cdot P_{\text{об.}}}{\text{MIP}}} \right) \right),$$

где  $t_{\text{МСД}}$  – толщина МСД;  $\text{pitch}$  – расстояние между стрипами;  $P_{\text{об.}}$  – порог обрезания по амплитуде;  $\text{MIP}$  – наиболее вероятная амплитуда сигнала от минимально ионизирующей частицы;  $F$  – FWHM распределения заряда между стрипами. Данное обстоятельство может послужить дополнительным условием отбора многочастичных кластеров по величине  $\Psi = \frac{\Theta \cdot \langle N_s(\Theta) \rangle}{N_s^2}$ .

На рисунке 3.4 приведены распределения зависимости числа кластеров от величины  $\Psi$  для многочастичных кластеров (сплошная линия) и одночастичных кластеров (пунктирная линия). Как видно из рисунка 3.4, обрезание по  $\Psi = 2.5$  для кластеров с числом стрипов  $>2$  практически не приводит к потере многочастичных кластеров и значительно уменьшает число одночастичных. Для двухстриповых кластеров можно принять  $\Psi = 0.8$ .

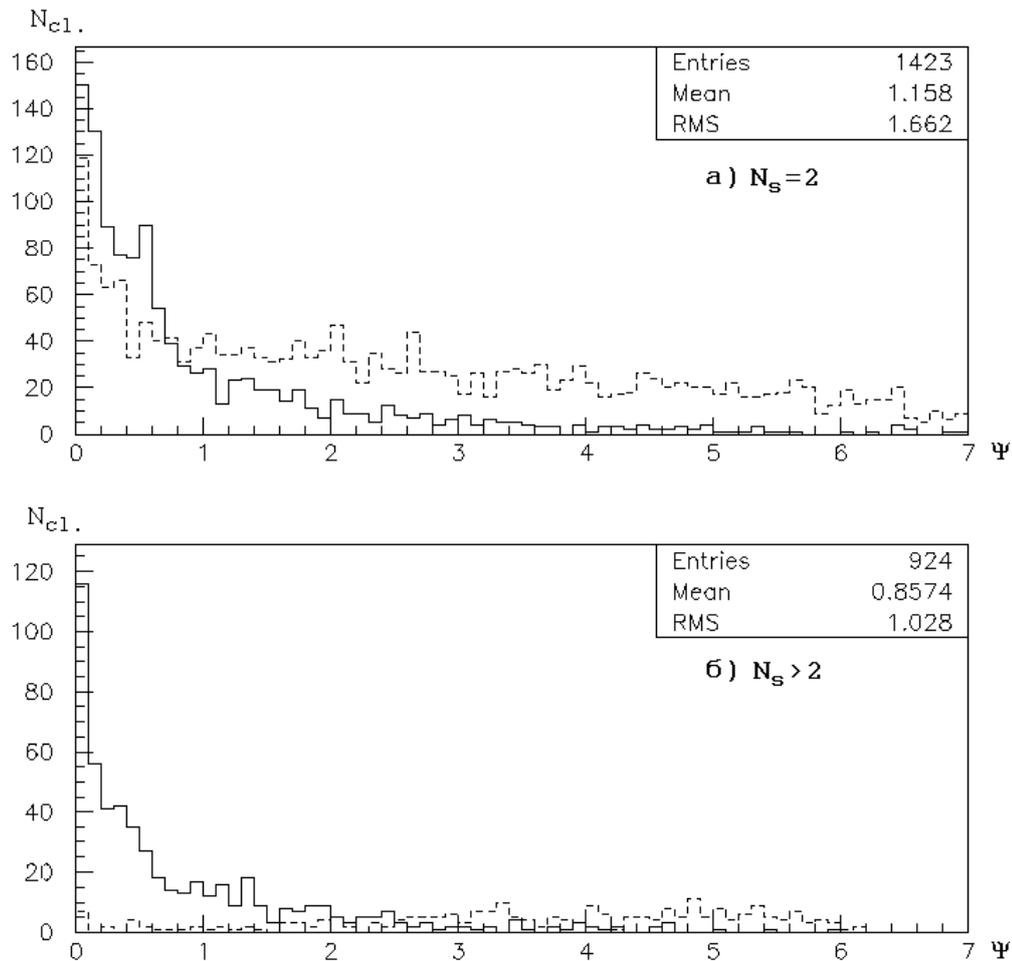


Рис.3.4. Распределение многочастичных (сплошная линия) и одночастичных (пунктирная линия) кластеров по критерию  $\Psi$ : а) размер кластера = 2; б) размер кластера  $> 2$ .

### 3.2.3 Восстановление многочастичных кластеров

Все многочастичные кластеры можно разделить на два общих случая (рис. 3.5). Пунктирные кривые соответствуют вкладу, полученному от одной частицы. В случае **A** кластеры, образованные разными частицами, удалены друг от друга достаточно, чтобы быть разделенными, что невозможно в случае **B**. Рассмотрим стандартный метод восстановления кластеров для случая **A**.

### 3.2.3.1 Стандартный метод восстановления кластеров

В стандартном методе (СМ) к рассмотрению принимаются только те кластеры, в которых имеется «провал» (стрип с малой амплитудой, при этом в соседних стрипах амплитуда выше). Величина, которую мы выбираем в качестве критерия отбора, следующая [87]:

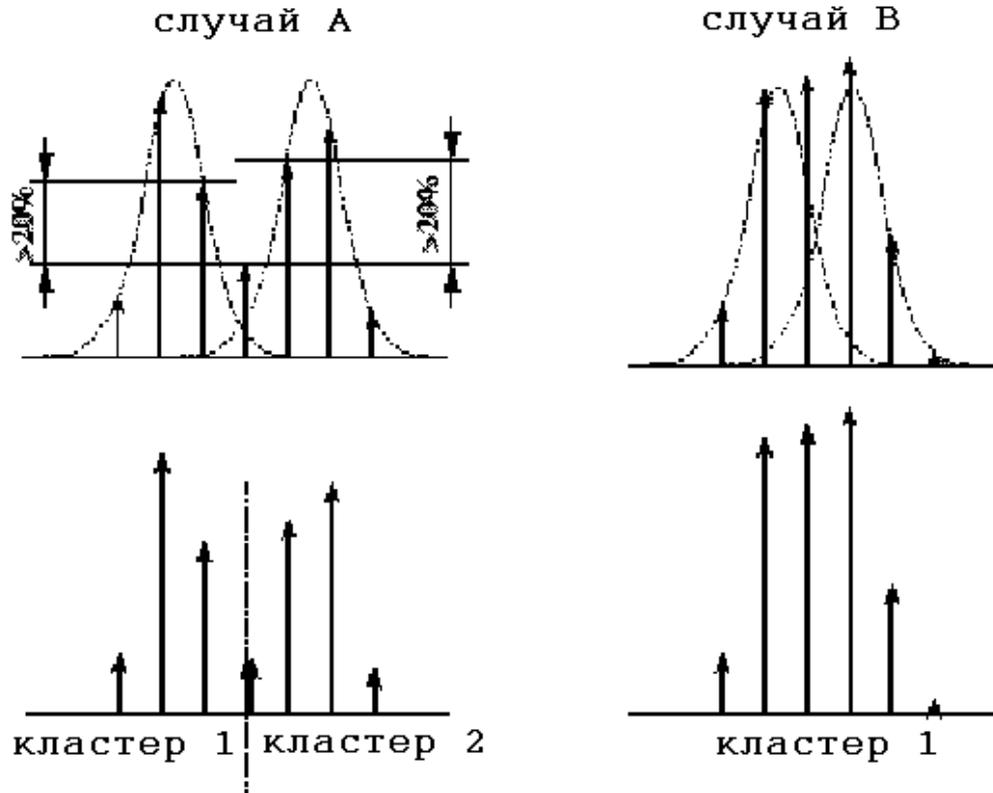


Рис. 3.5. Два общих случая наложения кластеров.

$$\Delta = \frac{A_n - A_h}{A_n} \geq \delta, \quad (3.3)$$

где  $A_h$  – амплитуда в «провале»;  $A_n$  – амплитуда в соседнем стрипе;  $\delta$  – некая величина, которая должна быть больше  $\text{Err}(\Delta)$ . Если ошибка сигнала порядка шума ( $\sigma_{\text{noise}}$ ), то  $\text{Err}(A_n) \approx \text{Err}(A_h) \approx \sigma_{\text{noise}}$ ; учитывая это, ошибка  $\Delta$  будет иметь вид:

$$\text{Err}(\Delta) = \frac{\sigma_{\text{noise}}}{A_n} \cdot \left(1 + \frac{A_h}{A_n}\right).$$

Так как  $A_h/A_n \leq 1$  и в нашем случае  $A_n/\sigma_{\text{noise}} \sim 10$ , получим  $\delta \approx 0.2$ .

Неравенство (3.3) должно быть справедливо для двух соседних стрипов, только в этом случае многочастичный кластер подпадает под критерий отбора данного метода. Разделение кластера производится по «провалу». Критерий отбора многочастичных кластеров данного метода позволяет выделить всего  $\sim 10\%$  из всей совокупности многочастичных кластеров, остальные  $\sim 90\%$  приходятся на случай В (рис. 3.5). К тому же СМ применим только для

кластеров размером  $\geq 3$ . Проведём оценочное разделение многочастичных кластеров для случая **В**.

### 3.2.3.2 Равновесный метод восстановления кластеров

Равновесный метод (РМ) основан на предположении, что ионизационные потери двух близко проходящих частиц сравнимы между собой. В этом случае суммарная амплитуда каждого реконструируемого кластера равна суммарной амплитуде многочастичного кластера, деленной на предполагаемое число частиц, образовавших многочастичный кластер. Предположение о возможном количестве частиц, образовавших многочастичный кластер, основываем на величине сигнала от МПР-а, при этом количество частиц не должно превышать четырех (как было показано выше).

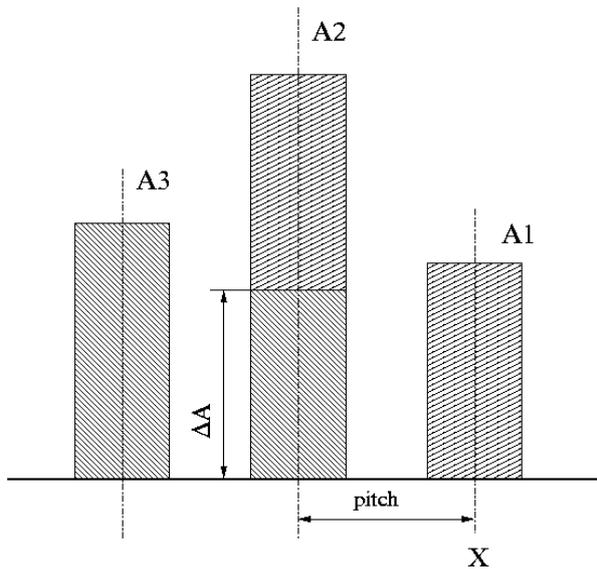


Рис. 3.6. Пример наложения двух 2-стриповых кластеров.

Рассмотрим критерий отбора многочастичных кластеров на разделение равновесным методом (РМ) на примере 3-стриповых кластеров. На рисунке 3.6 изображен 3-стриповый кластер, образованный в результате наложения двух 2-стриповых кластеров; здесь  $A_3 + \Delta A$  – сигнал от прохождения первой частицы;  $A_1 + (A_2 - \Delta A)$  – сигнал от прохождения второй частицы. Исходя из метода центра масс, для реконструкции координаты пролета запишем условие, что разность между реконструируемыми координатами больше  $\xi \cdot \text{pitch}$ :

$$\frac{2 \cdot A_3 \cdot \text{pitch} + \Delta A \cdot \text{pitch}}{A_3 + \Delta A} - \frac{(A_2 - \Delta A) \cdot \text{pitch}}{A_1 + A_2 - \Delta A} > \xi \cdot \text{pitch}, \quad (3.4)$$

где  $\xi$  – некоторая величина, о которой будет упомянуто ниже.

Упрощая неравенство (3.4), получаем

$$\frac{A_3}{A_3 + \Delta A} + \frac{A_1}{A_1 + A_2 - \Delta A} > \xi. \quad (3.5)$$

Из предположения о равенстве суммарных амплитуд реконструируемых кластеров:

$$\overline{\Delta A} = \Delta A + A_3 = A_1 + A_2 - \Delta A = \frac{A_1 + A_2 + A_3}{2}.$$

Нижнюю границу по  $\xi$  устанавливаем, исходя из ошибки для левой части неравенства (3.5):

$$\xi_{\min} \approx \frac{2 \cdot \sigma_{\text{nois}}}{\Delta A} \approx \left| \frac{\overline{\Delta A}}{\sigma_{\text{noise}}} \sim 10 \right| \approx 0.2.$$

Условие (3.5) можно использовать для разделения кластеров размером  $\leq 3$ :

- если условие (3.5) не верно – не производим разделение (ошибка в координате менее  $\xi$ ; величина  $\xi \in (0.2; 1)$  подбирается на основании точности, необходимой при реконструкции треков);
- если условие (3.5) верно – производим разделение кластеров.

Для двухстриповых кластеров условие (3.5) имеет вид  $A/\overline{\Delta A} > \xi$ , где  $A = A_1$  при  $A_1 < A_2$ , иначе  $A = A_2$ .

Следующим этапом предварительной обработки является реконструкция координат пролета частицы по восстановленным кластерам.

### 3.2.4 Реконструкция координаты пролета частицы

Рассмотрим основные методы, используемые при реконструкции координаты пролета частицы в МСД, и проанализируем возможность их применения. В данном разделе будут рассмотрены методы реконструкции координаты пролета для многостриповых кластеров. Для однострипового кластера оптимальной оценкой координаты пролета является координата центра стрипа.

#### 3.2.4.1 Метод центра тяжести

Метод центра тяжести (ЦТМ) основан на усреднении координат стрипов из кластера с весами, равными зарегистрированным амплитудам с этих стрипов [88]:

$$x = \frac{\sum_i A_i \cdot x_i}{\sum_i A_i}.$$

Ошибка реконструкции координаты пролета ЦТМ составляет

$$|dx_{\text{ЦТМ}}| = \frac{\sigma_{\text{noise}} \cdot \sum_{j=1}^{N_s} |x_j - x|}{\sum_{i=1}^{N_s} A_i}, \quad (3.6)$$

где  $N_s$  – размер кластера;  $x$  – координата пролета;  $x_j$  – координата центра  $j$ -го стрипа. Для случая двухстрипового кластера формула (3.6) примет вид

$$|dx_{\text{ЦТМ}}| = \frac{\sigma_{\text{noise}} \cdot \text{pitch}}{\sum_{i=1}^2 A_i}. \quad (3.7)$$

### 3.2.4.2 Нелинейный метод

Нелинейный метод (НМ) основан на нелинейном способе восстановления координаты пролета частицы в МСД.

Этапы нахождения координаты пролета [89, 90]:

1. находим в кластере стрип с максимальной амплитудой, из двух соседних к нему стрипов выбираем стрип с наибольшей амплитудой и вычисляем отношение:

$$\eta = \frac{A_r}{A_r + A_l},$$

где  $A_r$  - амплитуда в правом стрипе;  $A_l$  - амплитуда в левом стрипе;

2. среднее положение воздействия  $x$  для данного  $\eta$  может быть получено следующим образом (при условии отсутствия магнитного поля):

$$x = \text{pitch} \cdot \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta} d\eta + x_1, \quad (3.8)$$

где  $dN/d\eta$  - нормированное на единицу распределение числа частиц по  $\eta$  (определяется экспериментально);  $x_1$  – абсолютное положение левого стрипа.

В работе [90] утверждается, что данный метод может быть использован только для кластеров, образованных треками, перпендикулярными поверхности детектора. Это утверждение связано с интегральной кривой  $\int_0^\eta \frac{dN}{d\eta} d\eta$ . Проанализируем зависимость интегральной кривой от угла  $\Theta$ , используя модельные расчеты в GEANT.

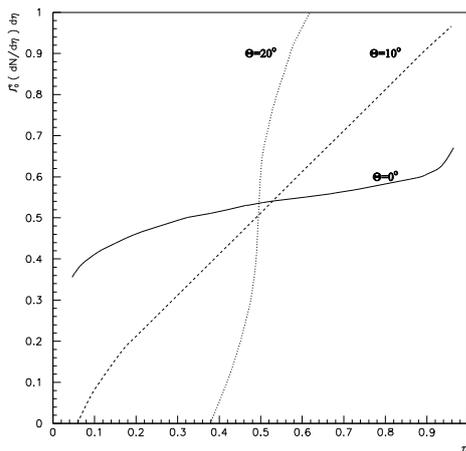


Рис. 3.7. Вид интегральной кривой для углов  $\Theta$ :  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ .

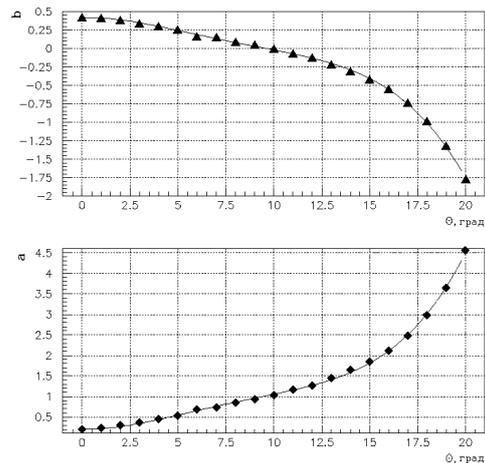


Рис. 3.8. Зависимость параметров фитирования интегральной кривой **a** и **b** от угла  $\Theta$ .

Как видно из рисунка 3.7, вид интегральной кривой очень сильно меняется с изменением угла  $\Theta$ , и уже при  $\Theta \sim 20^\circ$  НМ не приемлем для реконструкции, что дает ограничение на применение НМ.

В результате фитирования интегральной кривой прямой линией

$$\int_0^\eta \frac{dN}{d\eta} d\eta = a \cdot \eta + b \quad (3.9)$$

в интервале  $\eta \in (0.2; 0.8)$  (при  $\eta > 0.8$  и  $\eta < 0.2$  большое влияние на НМ оказывают шумы) при  $|\Theta| \in [0^0; 20^0]$  получены зависимости  $a(\Theta)$  и  $b(\Theta)$  (рис. 3.8). Ошибка в реконструкции координаты пролета НМ составляет (пренебрегая ошибкой для угла  $\Theta$ )

$$|dx_{\text{НМ}}| = \frac{\text{pitch} \cdot a(\Theta) \cdot \sigma_{\text{noise}}}{A_l + A_r}. \quad (3.10)$$

$|dx_{\text{ЦТМ}}|$  (формула (3.7)) и  $|dx_{\text{НМ}}|$  (3.10) похожи между собой за исключением того, что в (3.10) имеется множитель  $a(\Theta)$ , который  $< 1$  для  $|\Theta| \in [0^0; 10^0]$ . В результате, использование НМ в интервале углов  $|\Theta| \in [0^0; 10^0]$  дает меньшую погрешность в реконструкции координаты пролета по сравнению с ЦТМ. Зависимости  $a(\Theta)$  и  $b(\Theta)$  (рис. 3.8) линейны для угла  $|\Theta| \in [0^0; 10^0]$ ; производя фитирование, получим

$$\begin{aligned} a(\Theta) &= 0.132 + 0.089 \cdot |\Theta| \\ b(\Theta) &= 0.458 - 0.045 \cdot |\Theta| \end{aligned} \quad (3.11)$$

Как упоминалось выше, на этапе предварительной обработки положение вершин взаимодействия нам неизвестно, поэтому, используя оценочную формулу (3.2), мы вносим ошибку в определение угла  $\Theta$ :

$$d\Theta = \frac{180}{\pi \cdot \left(1 + \left(\frac{x - \bar{x}}{z_d - \bar{z}}\right)^2\right)} \cdot \left( \frac{dx - \bar{dx}}{z_d - \bar{z}} + \frac{|x - \bar{x}|}{(z_d - \bar{z})^2} \cdot (dz_d - \bar{dz}) \right),$$

которая сказывается на граничном условии применимости НМ. Для Вершинного детектора установки СВД  $dx \approx 0.005$  см,  $dz_d \approx 0.015$  см,  $\bar{dx} \leq 0.15$  см (так как диаметр пучка составляет  $\sim 3$  мм),  $\bar{dz} \leq 1.23$  см; для последней плоскости МСД в Вершинном детекторе  $|x - \bar{x}| \leq 2.17$  см (с учетом того, что для НМ предельный угол по  $|\Theta| \leq 10^0$ ),  $z_d - \bar{z} \approx 12.297$  см  $\Rightarrow d\Theta \leq 1.5^0$ .

Учет погрешности в определении угла  $\Theta$  приводит формулу (3.10) к виду

$$|dx_{\text{НМ}}| = \frac{\text{pitch} \cdot a(\Theta) \cdot \sigma_{\text{noise}}}{A_l + A_r} + \text{pitch} \cdot |\eta \cdot 0.089 - 0.045| \cdot d\Theta.$$

Так как шумовое размытие амплитуды ограничивает диапазон используемых значений  $\eta$  ( $\eta \in (0.2; 0.8)$ ), то  $|\eta \cdot 0.089 - 0.045| \cdot d\Theta \leq 0.042$

$$\Rightarrow |dx_{\text{НМ}}| \leq \text{pitch} \cdot \left( \frac{a(\Theta) \cdot \sigma_{\text{noise}}}{A_l + A_r} + 0.042 \right).$$

Найдем граничное условие применимости методов НМ и ЦТМ, используя неравенство

$$\text{pitch} \cdot \left( \frac{a(\Theta) \cdot \sigma_{\text{noise}}}{A_l + A_r} + 0.042 \right) \leq \frac{\sigma_{\text{noise}} \cdot \sum_{j=1}^{N_s} |x_j - x|}{\sum_{i=1}^{N_s} A_i},$$

$$\Rightarrow |\Theta| \leq \frac{\frac{A_l + A_r}{\sum_{i=1}^{N_s} A_i} \cdot \frac{\sum_{j=1}^{N_s} |x_j - x|}{\text{pitch}} - \frac{0.042 \cdot (A_l + A_r)}{\sigma_{\text{noise}}}}{0.089}}{0.089}. \quad (3.12)$$

Учитывая то, что основу для реконструкции координаты методами НМ и ЦТМ составляют двухстриповые кластеры

$$\frac{A_l + A_r}{\sum_{i=1}^2 A_i} \cdot \frac{\sum_{j=1}^2 |x_j - x|}{\text{pitch}} = 1$$

и отношение сигнал/шум  $= (A_l + A_r) / \sigma_{\text{noise}} \sim 10$ , из формулы (3.12) получим  $|\Theta| \leq 5^\circ$ . Граничное условие для НМ и ЦТМ будет иметь вид

- при  $|\Theta| \leq 5^\circ$  применим НМ;
- при  $|\Theta| > 5^\circ$  применим ЦТМ.

По результатам моделирования в программе GEANT3.21 уменьшение средней ошибки в реконструкции координаты пролета с использованием разделения кластеров и комбинации НМ, ЦТМ по отношению к реконструкции без разделения кластеров и использования только ЦТМ, составило:

18% для двухстриповых кластеров ( $\overline{dx} \approx 4.3$  мкм);

59% для трехстриповых кластеров ( $\overline{dx} \approx 6.4$  мкм);

68% для четырехстриповых кластеров ( $\overline{dx} \approx 7.7$  мкм).

### 3.2.5 Влияние на характеристики микрострипового детектора выбранного порога для амплитуды сигнала

Порог обрезания по амплитуде ( $A_n$ ) устанавливается для подавления шумовых сигналов канала регистрации МСД. Вполне очевидно, что величина  $A_n$  сказывается на координатном разрешении МСД и его угловой эффективности. Это можно проанализировать на примере МСД с  $\text{pitch}=50$  мкм, установив порог на уровне  $A_n = 10$  отсчётов ADC, при  $\text{MIP} \approx 16$  отсчётов ADC.

Критический размер кластера:  $\text{MIP}/A_n = 16/10 = 1.6$ ; в данном случае он  $< 2$ , что приводит к значительному подавлению многостриповых кластеров и как следствие, к:

1. ухудшению координатного разрешения, даже в центральной области детектора;
2. падению эффективности детектора по всей поверхности.

Критический угол падения частицы:  $|\Theta_k| = \text{arctg}\left(\frac{\text{MIP}/A_n \cdot \text{pitch}}{t_{\text{МСД}}}\right) = \text{arctg}\left(\frac{16/10 \cdot 50}{300}\right) = 14.9^\circ$ , где

$t_{\text{МСД}} = 300$  мкм – толщина МСД.

На рисунке 3.9 представлена зависимость среднего размера кластера ( $N_{\text{strip}}$ ) от угла  $\Theta$ .

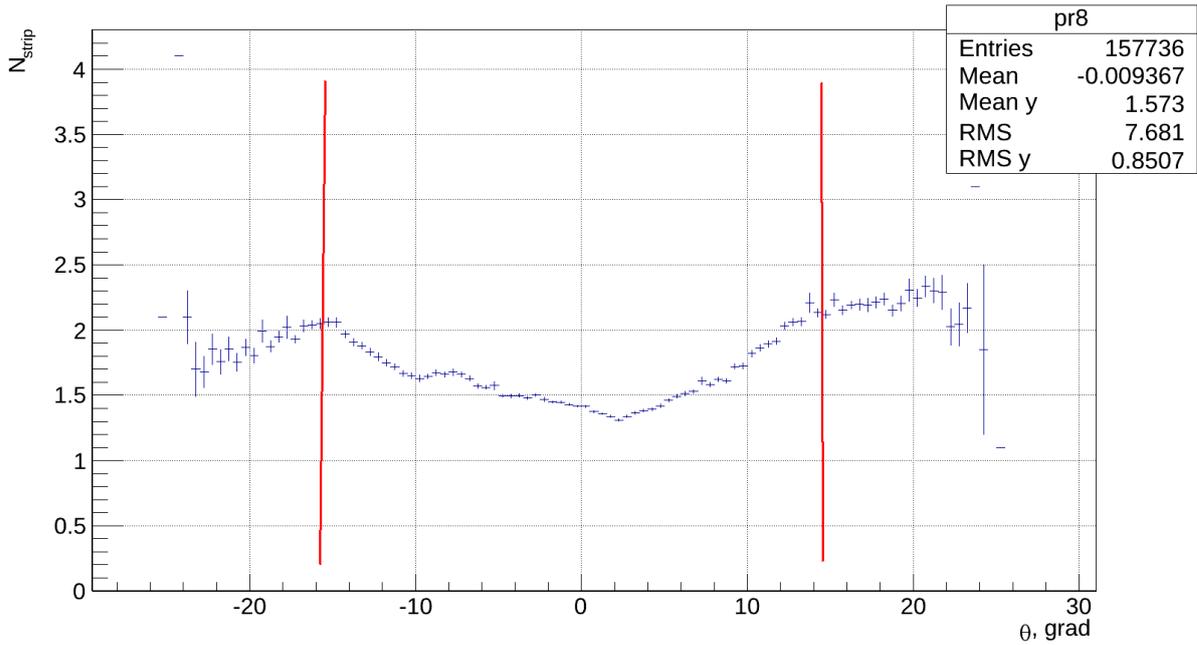


Рис. 3.9. Зависимость среднего размера кластера ( $N_{\text{strip}}$ ) от угла  $\Theta$ , для МСД X7 (см. рис. 2.2).

Как хорошо видно из рисунка 3.9, величина рассчитанного угла  $|\Theta_k|$  (красные вертикальные линии) хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Для углов  $|\Theta| > |\Theta_k|$  рост размера кластера прекращается из-за потерь вызванных установленным  $A_{\text{п}}$ , а это приводит к:

1. ухудшению координатного разрешения (одночастичный кластер, в результате амплитудных флуктуаций в каналах, теряет часть стрипов или разбивается на несколько кластеров малого размера);
2. резкому падению эффективности на периферии МСД (проявляется угловая эффективность МСД).

Замечание: Средний размер кластера при критическом угле можно оценить по формуле:  $\bar{A}/A_{\text{п}}$ , где  $\bar{A}$  - средняя амплитуда сигнала.

#### Оценим максимально допустимый порог для амплитуды МСД.

Удобно представлять порог по амплитуде в виде:  $A_{\text{п}} = N_{\text{п}} \cdot \sigma_{\text{noise}}$ , где  $N_{\text{п}}$  – количество  $\sigma_{\text{noise}}$  для установки порога. Данный параметр критичен для многостриповых кластеров, а так как основной вклад в многостриповые кластеры дают двухстриповые кластеры, то на их основе и производится оценка  $N_{\text{п}}$ .

Рассмотрим формулу определения координаты пролёта, методом взвешивания (ЦТМ), для двухстрипового кластера:

$$\bar{x} = \frac{A_1 \cdot x_1 + A_2 \cdot x_2}{A_1 + A_2};$$

здесь:  $x_1, x_2$  - координаты соседних стрипов с амплитудами сигналов  $A_1$  и  $A_2$  соответственно.

Произведём замены:  $A_1 + A_2 = \text{MIP}$ ,  $x_2 - x_1 = \text{pitch}$ , тогда

$$\bar{x} = x_1 + \frac{A_2}{\text{MIP}} \cdot \text{pitch}.$$

В случае  $A_2 < A_{\text{п}}$  (образуется одностриповый кластер) наилучшей оценкой координаты пролёта будет являться  $x_1$ , при этом максимальное отклонение в координате составит:

$$\Delta x = \bar{x} - x_1 = \frac{A_{\text{п}}}{\text{MIP}} \cdot \text{pitch}.$$

Потребуем, что бы максимальное отклонение ( $\Delta x$ ) не превышало точности оценки координаты пролёта для случая однострипового кластера:

$$\Delta x = \frac{A_{\text{п}}}{\text{MIP}} \cdot \text{pitch} \leq \frac{\text{pitch}}{\sqrt{12}}.$$

Тогда

$$A_{\text{п}} \leq \frac{\text{MIP}}{\sqrt{12}}$$

или

$$N_{\text{п}} \leq \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot \frac{\text{MIP}}{\sigma_{\text{noise}}} \approx 0.3 \cdot \frac{\text{MIP}}{\sigma_{\text{noise}}}.$$

Таким образом, если отношение сигнал/шум составляет (МСД с  $\text{pitch}=25$  мкм):  $\frac{\text{MIP}}{\sigma_{\text{noise}}} = \frac{16}{2} = 8$ , то  $N_{\text{п}} \leq 2.4$  или  $A_{\text{п}} \leq 2.4 \cdot 2 \approx 5$  ADC. В данном случае  $N_{\text{п}} < 3$ , что чревато захватом части пьедестала, который приводит к увеличению вероятности образования ложных кластеров. Отсюда следует вывод, что оптимально использовать детекторы с  $\text{MIP}/\sigma_{\text{noise}} \geq 10$ .

### 3.3 Элайнмент<sup>7</sup> детекторов установки СВД-2

В связи с конструктивными особенностями детекторов установки (многоэлементность конструкций, наличие защитных кожухов и т.д.), таких как АМ или ВД, не представляется возможным произвести точную расстановку/замеры их активных элементов как относительно друг друга, так и относительно других детекторов установки. Чем выше координатное разрешение детектора, тем с большей точностью необходимо производить его юстировку (выравнивание относительно других детектирующих элементов) перед сеансом. Так, к примеру,

<sup>7</sup> Элайнмент – восстановление реального геометрического расположения детектирующих элементов установки в заданной системе координат.

для плоскостей МСД требования на точность юстировки оценочно составляют (описание используемой системы координат и её обозначений представлено в разделе 3.3.2):

- в поперечной плоскости к пучку (XOZ):  $\sigma_{x/y} \approx 7 \div 15$  мкм;
- вдоль пучка (по оси Z):  $\sigma_z \approx 87$  мкм;
- по углам  $\alpha$  и  $\beta$ :  $\sigma_{\alpha/\beta} \approx 1.7 \div 3.4$  мрад;
- по углу  $\gamma$ :  $\sigma_\gamma \approx 0.6 \div 1$  мрад;

Достичь подобных точностей конструктивными способами, учитывая многоэлементность конструкций, крайне проблематично. Поэтому, для разрешения подобных проблем используются различные математические методы позволяющие, по информации с детектирующих элементов установки, восстанавливать реальное их геометрическое расположение при проведении эксперимента.

### 3.3.1 Предварительный элайнмент установки

Цели и задачи предварительного элайнмента:

1. расчёт начального приближения в положении детектирующих плоскостей по Z-координате (вдоль оси пучка);
2. устранение неопределённости в Z координате между проекциями XOZ и YOZ детектирующих элементов.

Предварительный элайнмент не отменяет алгоритмов «основного» элайнмента, а позволяет устранить неточности положения проекций и подготовить выборку хитов, соотнесённых с пространственно восстановленными треками, для «основного» элайнмента.

#### 3.3.1.1 Метод постоянных коэффициентов

Метод основан на подобии треугольников. Рассмотрим некоторую вершину (точку взаимодействия)  $X_v, Z_v$  (в проекции XOZ) и два трека выходящих из нее, и пересекающих две плоскости детектора (расположенных на  $Z_1$  и  $Z_2$ ) в точках  $X_{11}, X_{21}$  и  $X_{12}, X_{22}$  (рис. 3.10).

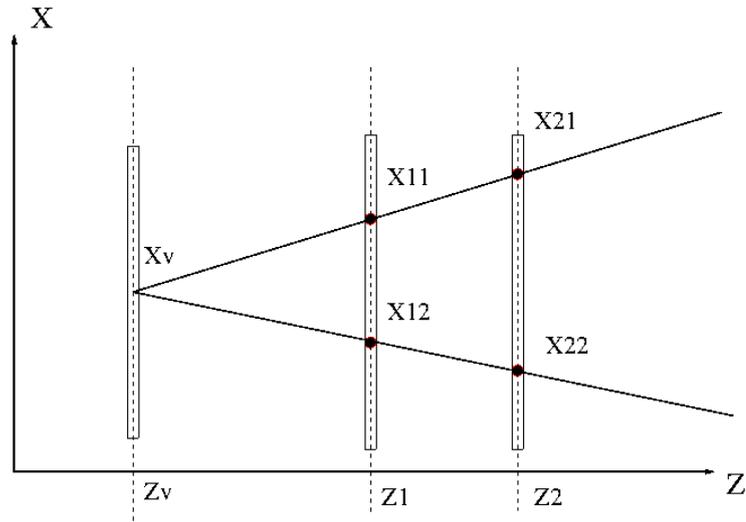


Рис. 3.10. Схема для пояснения метода постоянных коэффициентов.

Введем коэффициент  $k$ :

$$k = \frac{|X_{21} - X_{22}|}{|X_{11} - X_{12}|}.$$

Выразим координаты пролёта через уравнение прямой:  $X_{21} = (Z_2 - Z_v) \cdot a_1 + X_v$ , где  $a_1$  – угловой параметр трека, тогда уравнение для  $k$  преобразуется к виду:

$$k = \frac{(Z_2 - Z_v) \cdot a_1 + X_v - (Z_2 - Z_v) \cdot a_2 - X_v}{(Z_1 - Z_v) \cdot a_1 + X_v - (Z_1 - Z_v) \cdot a_2 - X_v} = \frac{Z_2 - Z_v}{Z_1 - Z_v}.$$

В общем случае, уравнения для коэффициентов примут вид:

$$k_{1ij} = \frac{\Delta X_i}{\Delta X_1}; \quad (3.13)$$

$$k_{1ij} = \frac{Z_i - Z_{vj}}{Z_1 - Z_{vj}}; \quad (3.14)$$

где  $\Delta X_i$  – модуль разности координат в плоскости  $i=(2\div 4)$  (в данном случае используется последовательная нумерация плоскостей вершинного детектора в проекции  $XOZ$ );  $j=(1\div 7)$  – номер плоскости АМ;  $\Delta X_1$  – модуль разности координат в первой плоскости ВД на проекции (выступает в качестве «базовой» плоскости).

Выбор первой плоскости ВД на проекции в качестве «базовой» обусловлен:

1. ближайшим расположением плоскости к АМ;
2. обладает лучшим координатным разрешением ( $\text{pitch}=25 \text{ мкм}$ ,  $\sigma \approx \text{pitch}/\sqrt{12}$ ).

Уравнение (3.13) используется для составления таблицы постоянных коэффициентов, уравнение (3.14) – для расчёта положения детекторов по  $Z$ - координате.

Данный метод очень прост и не чувствителен к смещению детекторов в поперечной плоскости к пучку, но:

- не учитывает возможные углы поворота плоскостей относительно друг друга;

- имеет неопределённость в расчёте положения плоскостей по  $Z$ - координате (необходимо априори знать расстояние между двумя плоскостями ВД в каждой проекции или двумя плоскостями АМ).

### 3.3.1.2 Таблица постоянных коэффициентов

Для составления таблицы постоянных коэффициентов (см. таблицу 3.1) используются экспериментальные данные, полученные без магнитного поля с триггером на взаимодействие. Элементы таблицы рассчитываются по формуле (3.13). В отдельные гистограммы идёт статистический набор  $k_{1ij}$ , с последующим фитированием пиков, соответствующих плоскостям АМ, нормальным распределением. На рисунке 3.11, в качестве примера, представлено экспериментальное распределение для  $k_{12j}$ . Для уменьшения комбинаторной подложки используются следующие критерии отбора:

- количество хитов в выделенных плоскостях ВД (в событии):  $2 \leq N_{hit} \leq 5$ ;
- $\Delta X_1 > 2500$  мкм (т.к.  $\sigma_k \sim 1/\Delta X_1$ );
- $k_{1ij} > 1.1$ .

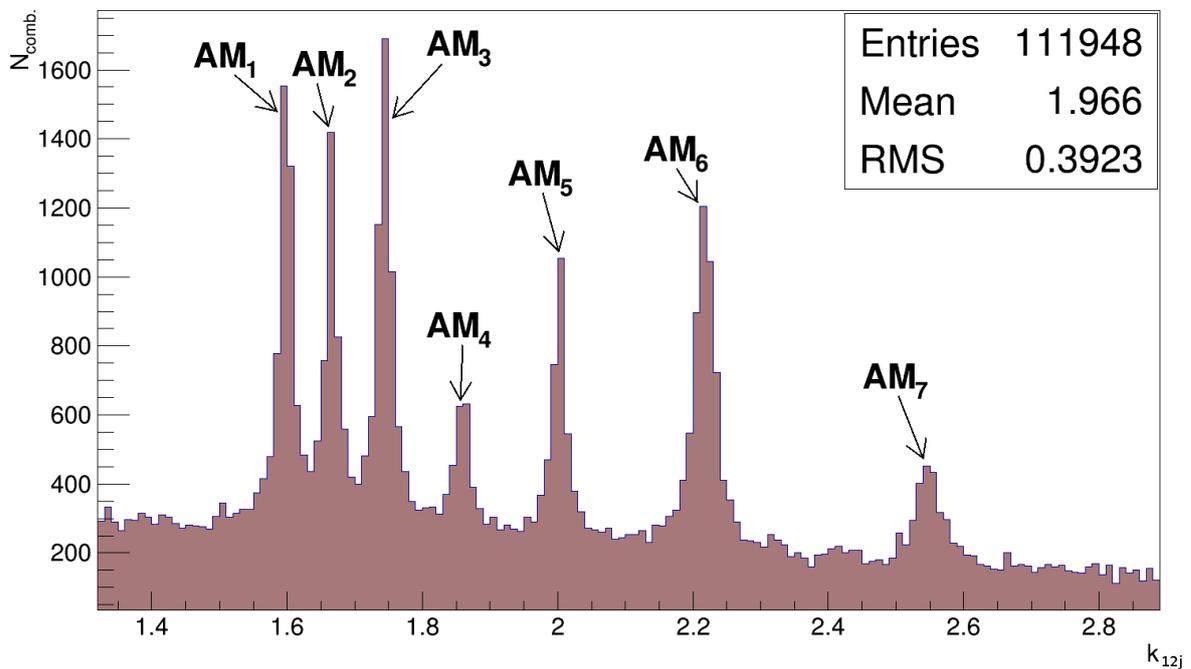


Рис. 3.11. Пример распределения для  $k_{12j}$ .

Таблица 3.1. Постоянные коэффициенты для МСД из ВД в проекциях X0Z и Y0Z.

	<b>X0Z</b>		
AM <sub>j</sub>	$k_{12j} \pm \sigma$	$k_{13j} \pm \sigma$	$k_{14j} \pm \sigma$
1	1.59834± 0.00648	2.30305±0.010732	3.55188±0.0170995
2	1.66610±0.00725	2.45026±0.012097	3.84108±0.0197423
3	1.74347±0.00813	2.61852±0.0122186	4.17110±0.022076
4	1.85899±0.00894	2.87039±0.0145947	4.66390±0.02707
5	2.00171±0.01205	3.18069±0.0223524	5.27194±0.04389
6	2.21716±0.012703	3.64973±0.0232391	6.19114±0.04433
7	2.55002±0.018743	4.37442±0.0343052	7.60941±0.06858
	<b>Y0Z</b>		
1	1.63718±0.00745	2.38798±0.0119811	3.47590±0.0188971
2	1.71485±0.008318	2.55732±0.0145575	3.77740±0.0204480
3	1.80554±0.00992	2.75459±0.0160118	4.13043±0.0235646
4	1.94373±0.010785	3.05550±0.0179888	4.66802±0.0300482
5	2.11930±0.0149972	3.43835±0.029405	5.35130±0.0517456
6	2.39733±0.0167941	4.04334±0.0309644	6.43080±0.0533761
7	2.85733±0.0258506	5.04513±0.0523599	8.21548±0.089393

### 3.3.1.3 Расчёт начального приближения в положении плоскостей детекторов по Z-координате

Как уже упоминалось, для правильного расчёта положений плоскостей детекторов по Z-координате, необходимо точно знать расстояние между двумя плоскостями ВД в каждой проекции или расстояние между двумя плоскостями АМ. Однако из-за конструкции ВД это не представляется возможным. Указанные в чертежах межплоскостные расстояния для АМ ~4мм можно принимать, как приближённые значения.

Для решения проблемы обратимся к самому протяжённому детектору – широкоапертурному магнитному спектрометру. Предположим, что замеры положения камер спектрометра (см. рис. 2.3) выполнены с большой точностью (ошибка ±1 мм). Оценим по ним положения плоскостей АМ и ВД.

Для анализа были выбраны Y-камеры спектрометра: №2 и №23 (камера №23 обладает меньшей зашумлённостью по сравнению с камерой №26). Расстояние между ними (по чертежу) 430.2 см.

### 3.3.1.3.1 Использование только камер спектрометра

Пусть  $Z_1$  - положение ПК №2;  $Z_2$  - положение ПК №23, тогда:

$$Z_{vj} = \frac{k_j \cdot Z_1 - Z_2}{k_j - 1}.$$

Оценка постоянных коэффициентов выполняется по формуле (3.14), где положения плоскостей ПК берутся из чертежа (рис. 2.3):

- для первой плоскости АМ (полагаем  $Z_{v1} = 0$ ):  $k_1 = \frac{500.8}{74.2} = 6.75$ ;
- для последней плоскости АМ:  $k_7 = \frac{500.8-2.4}{74.2-2.4} = 6.94$ .

Изменение коэффициента незначительно ( $\sim 0.2$ ). Учитывая, что ошибка коэффициента (см. таблица 3.1.) может составлять  $\sim 1\%$  (т.е.  $\sim 0.07$ ), следует, что коэффициенты практически не разделимы (сливаются в один пик). Поэтому точность расчёта по ним положения плоскостей АМ ( $Z_{vj}$ ) невелика:

$$\sigma_{Z_{v1}} \approx \frac{(Z_2 - Z_1)}{(k_1 - 1)^2} \cdot \sigma_k = \frac{500.8 - 74.2}{5.75^2} \cdot 0.07 = 0.9 \text{ см.}$$

### 3.3.1.3.2 Использование камер спектрометра в комбинации с плоскостью МСД

Пусть:

- $Z_1$  - положение плоскости МСД в ВД (первая плоскость в проекции X0Z);
- $Z_2$  - положение ПК №2;
- $Z_3$  - положение ПК №23.

Имеется система уравнений:

$$\begin{cases} k_{12} \cdot (Z_1 - Z_v) = Z_2 - Z_v \\ k_{13} \cdot (Z_1 - Z_v) = Z_3 - Z_v \end{cases},$$

решения которой относительно  $Z_v$  имеют вид:

$$Z_v = Z_3 - \Delta Z \cdot \frac{k_{13}}{k_{13} - k_{12}},$$

где  $\Delta Z = Z_3 - Z_2$ .

Если  $Z_v=0$ , то:

$$Z_3 = \Delta Z \cdot \frac{k_{13}}{k_{13} - k_{12}}, \quad (3.15)$$

Здесь задаётся система координат относительно первой плоскости АМ, поэтому  $Z_3$  - положение ПК №23 в используемой ЛСК.

Зная  $Z_3$ , можно рассчитать  $Z_1$ :

$$Z_1 = \frac{Z_3 - Z_v}{k_{13}} + Z_v = |Z_v = 0| = \frac{Z_3}{k_{13}}. \quad (3.16)$$

Из предыдущего подраздела нам известна формула расчёта положения плоскостей АМ:

$$Z_{vj} = \frac{k_{12j} \cdot Z_1 - Z_2}{k_{12j} - 1} = \frac{k_{13j} \cdot Z_1 - Z_3}{k_{13j} - 1}; \quad (3.17)$$

$$\sigma_{Z_{vj}}^2 = \frac{1}{(k_{13j} - 1)^2} \cdot \left( k_{13j}^2 \cdot \sigma_{Z_1}^2 + \sigma_{Z_3}^2 + \frac{(Z_3 - Z_1)^2}{(k_{13j} - 1)^2} \cdot \sigma_{k_{13j}}^2 \right).$$

Оценка постоянных коэффициентов производится снова по формуле (3.14), где положение плоскостей ПК берутся из чертежа (рис. 2.3). Положение первой плоскости МСД в X0Z-проекции, оценочно составляет 3.8 см от первой плоскости АМ (рис. 2.2).

Для первой плоскости АМ:

$$k_{12} = \frac{74.2}{3.8} = 19.5;$$

$$k_{13} = \frac{500.8}{3.8} = 131.8;$$

тогда,

$$\sigma_{Z_{v1}} \approx \frac{(Z_2 - Z_1) \cdot \sigma_{k_{12}}}{(k_{12} - 1)^2} = \frac{(74.2 - 3.8) \cdot 0.2}{18.5^2} = 0.04 \text{ см};$$

$$\sigma_{Z_{v1}} \approx \frac{(Z_3 - Z_1) \cdot \sigma_{k_{13}}}{(k_{13} - 1)^2} = \frac{(500.8 - 3.8) \cdot 1.3}{130.8^2} = 0.039 \text{ см};$$

что значительно лучше, чем в предыдущем подходе.

Постоянные коэффициенты, получаемые аналогично процедуре описанной в разделе 3.2.2, для выделенных Y-камер спектрометра в комбинации с плоскостью МСД приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2. Постоянные коэффициенты для ПК №2 и №23 в комбинации с первой плоскостью МСД в X0Z- проекции.

АМ <sub>j</sub>	$k_{12j} \pm \sigma$	$k_{13j} \pm \sigma$
1	19.5869±0.3117	132.073±1.478
2	21.6937±0.3631	146.933±1.570
3	24.1023±0.3763	163.979±1.855
4	27.6824±0.4033	189.264±1.982
5	32.1122±0.5187	220.332±2.774
6	38.8034±0.56	267.561±2.614
7	49.1186±0.646	341.109±2.976

Судя по ошибкам для коэффициента  $k_{12j}$ , плоскость ПК №2 имеет небольшой угол относительно «базовой» плоскости в ВД.

Используя формулы (3.15), (3.16) и (3.17) ( $\Delta Z=430.2$  см из чертежа на рис. 2.3) можно получить таблицу положений плоскостей АМ (таблица 3.3).

Таблица 3.3. Расчётное положение плоскостей АМ.

	$k_{12j}$	$k_{13j}$
$Z_3 \pm \sigma$ , см	-	505.11±1.71
$Z_2 \pm \sigma$ , см	74.91±1.71	-
$Z_1 \pm \sigma$ , см	3.824473±0.1064614	3.824473±0.044717
$Z_{v1} \pm \sigma$ , см	0	0
$Z_{v2} \pm \sigma$ , см	0.3893648±0.15141	0.3894367±0.05942
$Z_{v3} \pm \sigma$ , см	0.7475023±0.14259	0.7487076±0.05797
$Z_{v4} \pm \sigma$ , см	1.160354±0.13391	1.161802±0.05375
$Z_{v5} \pm \sigma$ , см	1.539675±0.12865	1.538964±0.05398
$Z_{v6} \pm \sigma$ , см	1.944084±0.12152	1.943908±0.04895
$Z_{v7} \pm \sigma$ , см	2.347183±0.11605	2.350577±0.04694

Из таблицы 3.3 для дальнейших расчётов используется расстояние между первой и второй плоскостью АМ:  $Z_{v2} - Z_{v1} = 3894.37$  мкм. Главным критерием выбора, служит наименьшая разность между средними значениями в положении  $Z_{v2}$  для коэф.  $k_{12j}$  и  $k_{13j}$ .

Для предварительного элайнмента используется формула (3.14):

$$k_{1ij} = \frac{Z_i - Z_{vj}}{Z_1 - Z_{vj}}$$

$Z_1$  - положение первой плоскости МСД в X0Z- проекции (как пример);

$Z_i$  - положение других плоскости МСД в проекции ( $i=(2\div 4)$ );

$Z_{vj}$  - положение плоскостей АМ ( $j=(1\div 7)$ ).

Решая систему уравнений:

$$\begin{cases} Z_2 = k_{121} \cdot (Z_1 - Z_{v1}) + Z_{v1} \\ k_{122} = \frac{Z_2 - Z_{v2}}{Z_1 - Z_{v2}} \end{cases} ;$$

относительно  $Z_1$  получим:

$$Z_1 = \frac{Z_{v1} \cdot (k_{121} - 1) - Z_{v2} \cdot (k_{122} - 1)}{k_{121} - k_{122}}.$$

Выражение для  $Z_1$  можно записать в виде:

$$Z_1 = Z_{vj} \cdot a_i^j - Z_{v1} \cdot b_i^j, \quad (3.18)$$

где  $a_i^j = \frac{k_{1ij}-1}{k_{1ij}-k_{1i1}}$  и  $b_i^j = \frac{k_{1i1}-1}{k_{1ij}-k_{1i1}}$  – параметры, рассчитываемые по постоянным коэффициентам из таблицы 3.2. Уравнение (3.18) линейно относительно неизвестных параметров:  $Z_1, Z_{vj}$  ( $j=(2\div 7)$ ) и функция правдоподобия имеет вид:

$$L = \sum_{j=2}^7 \sum_{i=2}^4 \left( \frac{(Z_1 - Z_{vj} \cdot a_i^j + Z_{v1} \cdot b_i^j)^2}{\sigma_{ij}^2} \right), \quad (3.19)$$

где

$$\sigma_{ij}^2 = \sigma_{Z_1}^2 = (a_i^j)^2 \cdot \left( \frac{t_{\text{МСД}}}{\sqrt{12}} \right)^2 + (Z_{vj})^2 \cdot \sigma_a^2$$

$$\sigma_a^2 = \sigma_b^2 = \frac{(b_i^j)^2 \cdot \sigma_{k_{1ij}}^2 + (a_i^j)^2 \cdot \sigma_{k_{1i1}}^2}{(k_{1ij} - k_{1i1})^2},$$

здесь:  $t_{\text{МСД}} = 300$  мкм – толщина МСД; в качестве  $Z_{vj}$  - берётся приблизительное значение (к примеру, из таблицы 3.3).

Зададимся системой координат, в которой  $Z_{v1}=0$ . Переопределим положения плоскостей АМ ( $Z_{vj}$ ) через приращения расстояния между плоскостями. К примеру,  $Z_{v7} = Z_{v1} + \Delta Z_{v2} + \Delta Z_{v3} + \Delta Z_{v4} + \Delta Z_{v5} + \Delta Z_{v6} + \Delta Z_{v7}$ . Как было определено ранее, расстояние между первой и второй плоскостью АМ равно  $\Delta Z_{v2} = 3894.37$  мкм.

Беря производную от  $L$  по неизвестным параметрам, имеем систему уравнений, решение которой можно представить в матричном виде (общий случай):

$$K = \left( \sum_r M_r \right)^{-1} \cdot \left( \sum_r S_r \right), \quad (3.20)$$

где суммирование матриц по  $r$  учитывает комбинаторику, возникающую из-за «фиксации» разных плоскостей АМ; к примеру:

- $r=2$ , соответствует функция правдоподобия (3.19);
- $r=3$ , соответствует функция правдоподобия:

$$L = \sum_{j=3}^7 \sum_{i=2}^4 \left( \frac{(Z_1 - Z_{vj} \cdot a_i^j + Z_{v2} \cdot b_i^j)^2}{\sigma_{ij}^2} \right);$$

- $r=4$ , соответствует функция правдоподобия:

$$L = \sum_{j=4}^7 \sum_{i=2}^4 \left( \frac{(Z_1 - Z_{vj} \cdot a_i^j + Z_{v3} \cdot b_i^j)^2}{\sigma_{ij}^2} \right).$$

Результатом решения (3.20) является вектор (для проекции X0Z):

$$K = \begin{pmatrix} Z_{x1} \\ \Delta Z_{v3} \\ \Delta Z_{v4} \\ \Delta Z_{v5} \\ \Delta Z_{v6} \\ \Delta Z_{v7} \end{pmatrix}.$$

Замечание: Везде в дальнейшем индекс x/y при Z, будет указывать на принадлежность к проекции. К примеру:  $Z_{x1}$  – положение первой плоскости МСД в проекции X0Z.

Для проекции Y0Z расчёт положения первой плоскости в проекции производится по формуле (с учётом найденных приращений в положении плоскостей АМ):

$$Z_{y1} = \frac{\sum_{r=2}^7 \Delta Z_{vr} \sum_{j=r}^7 \sum_{i=2}^4 \frac{a_i^j}{\sigma_{ij}^2}}{\sum_{j=2}^7 \sum_{i=2}^4 \frac{1}{\sigma_{ij}^2}},$$

очевидно, что в данном случае для расчёта  $a_i^j$  и  $\sigma_{ij}$  необходимо брать постоянные коэффициенты для Y0Z- проекции (таблица 3.2). Положение оставшихся плоскостей в проекциях рассчитываются по формуле:  $Z_i = Z_1/k_{1i}$  (постоянные коэффициенты берутся для случая  $Z_{v1}$ ). Результаты всех выше описанных вычислений представлены в таблице 3.4 и таблице 3.5.

Таблица 3.4. Расчётные значения положения плоскостей АМ (размеры указаны в мкм).

АМ						
$Z_{v1}$	$Z_{v2}$	$Z_{v3}$	$Z_{v4}$	$Z_{v5}$	$Z_{v6}$	$Z_{v7}$
0	3894	7473	11619	15415	19465	23506

Таблица 3.5. Расчётные значения положения плоскостей ВД (размеры указаны в мкм).

ВД								
$Z_{y1}$	$Z_{x1}$	$Z_{y2}$	$Z_{x2}$	$Z_{y3}$	$Z_{x3}$	$Z_u$	$Z_{y4}$	$Z_{x4}$
35781.4	38289.8	58580.6	61200.1	85445.2	88183.4	114046.	124372.5	136000.8

Замечание: Оценку положения наклонных плоскостей (например,  $Z_u$ ) можно произвести этим же статистическим методом, в предположении о известном угле наклона стрипов/проволочек (угол в плоскости перпендикулярной направлению пучка).

Рассчитав положение плоскостей АМ и ВД можно выполнить проверку этих расчётов. Для этого используется функционал:

$$Z_v = \frac{\left(\frac{\Delta X_i}{\Delta X_1}\right) \cdot Z_1 - Z_i}{\left(\frac{\Delta X_i}{\Delta X_1}\right) - 1}, \quad (3.21)$$

где  $i = (2 \div 4)$ . Результат статистического набора гистограмм по (3.21) представлен на рисунке 3.12. Результаты аппроксимации пиков, представленных на рисунке 3.12, сведены в таблицу 3.6.

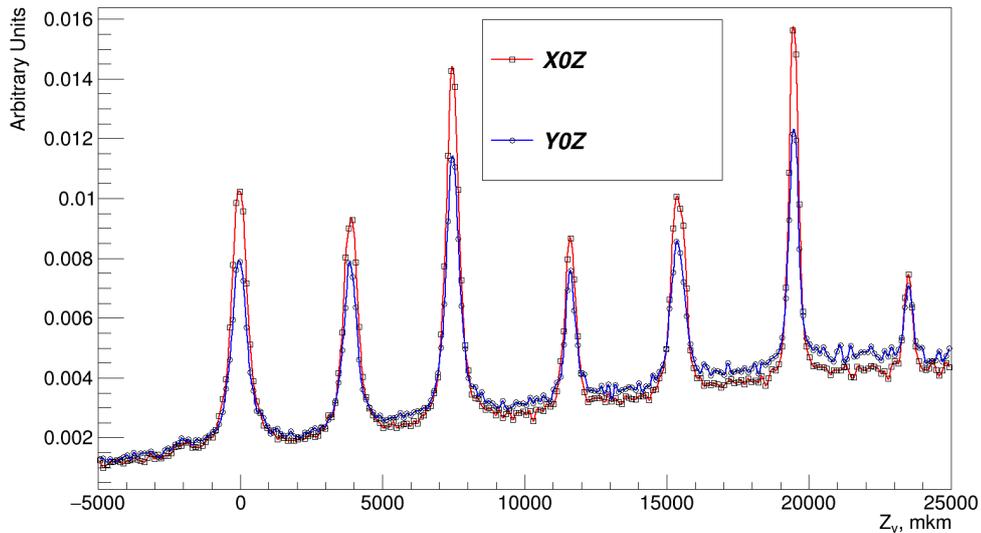


Рис. 3.12. Распределения вершин взаимодействия по проекциям X0Z и Y0Z, полученных при использовании метода постоянных коэффициентов.

Таблица 3.6. Результаты аппроксимации пиков (положений плоскостей АМ), представленных на рисунке 3.12.

проекция	АМ						
	$Z_{v1} \pm \sigma$ , мкм	$Z_{v2} \pm \sigma$ , мкм	$Z_{v3} \pm \sigma$ , мкм	$Z_{v4} \pm \sigma$ , мкм	$Z_{v5} \pm \sigma$ , мкм	$Z_{v6} \pm \sigma$ , мкм	$Z_{v7} \pm \sigma$ , мкм
X0Z	-35±313	3883±297	7468±263	11601±233	15407±340	19473±219	23489±231
Y0Z	-37±323	3872±304	7474±281	11611±276	15386±380	19467±214	23504±269
расчёт	0	3894	7473	11619	15415	19465	23506

Как видно из таблицы 3.6, имеется хорошее согласие в положении плоскостей АМ между проекциями.

Переходим к последнему этапу. Используя полученную геометрию АМ и ВД, определим положения плоскостей ПК (таблица 3.7).

Таблица 3.7. Положение плоскостей ПК, полученных методом постоянных коэффициентов.

ПК №	$Z \pm \sigma$ , см	ПК №	$Z \pm \sigma$ , см	ПК №	$Z \pm \sigma$ , см
1	72.39±1.36	13	263.64±3.50	20	426.41±4.87
2	75.03±1.11	14	286.67±2.90	21	452.90±5.52
3	77.33±0.92	15	309.26±3.59	22	480.17±5.08
10	195.26±2.42	17	355.17±3.28	23	505.92±5.07
11	218.20±2.74	18	377.58±4.42	24	531.33±6.16
12	240.86±3.14	19	400.34±5.53	26	584.02±7.22

Как видно из таблицы 3.7 расстояние между ПК №2 и ПК №23 составило: 430.89 см, а на чертеже 430.2 см.

В таблице 3.8 представлены отклонения расчётных расстояний между Y-плоскостями ПК от их значений по чертежу ( $\Delta_{ч}$ ).

Таблица 3.8. Отклонения в расстоянии между Y-плоскостями ПК (таблица 3.7) от их значений по чертежу (рис. 2.3).

№11-№2- $\Delta_{ч}$ , см	№14-№11- $\Delta_{ч}$ , см	№17-№14- $\Delta_{ч}$ , см	№20-№17- $\Delta_{ч}$ , см	№23-№20- $\Delta_{ч}$ , см	№26-№23- $\Delta_{ч}$ , см
0.3	0	0	0.4	0	-1.1

Таким образом, на этапе предварительного элайнмента устранена неопределённость в геометрии размещения детекторов установки. Следующим этапом выполнения элайнмента установки является подготовка выборки экспериментальных данных для «основного» элайнмента и его проведение.

### 3.3.2 Выполнение основного элайнмента установки СВД-2

В этом разделе представлен метод основного элайнмента установки СВД-2 на примере вершинного телескопа ВД.

#### 3.3.2.1 Система координат

В качестве системы координат используется: правая декартова система (см. рис. 3.13):

$\{X, Y, Z\}$ ,  $\{x, y, z\}$  - обозначение осей и координат в системе координат ВД (СК-ВД);

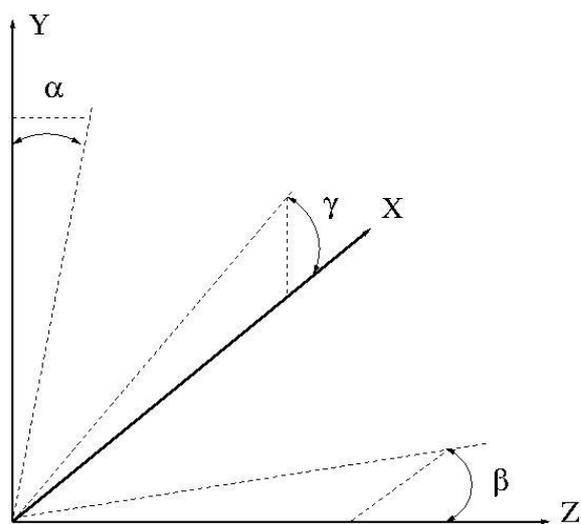


Рис.3.13. Система координат.

$\{X^*, Y^*, Z^*\}, \{x^*, y^*, z^*\}$  - обозначение осей и координат в локальной системе отсчёта (ЛокСК) детектирующей плоскости (для каждой детектирующей плоскости, входящей в ВД, имеется своя ЛокСК).

Направление пучка примерно определяется направлением оси  $Z$  в СК-ВД. Необходимо заметить, что ось  $Z$  в лабораторной системе координат (ЛабСК) является осью симметрии пучка по направлению его движения и в общем случае ЛабСК и СК-ВД могут быть несоосны по оси  $Z$ . Этот вопрос будет рассмотрен ниже.

В программе обработки удобнее использовать приращения/поправки:

- в положении детектирующих плоскостей по  $Z$ -координате ( $\Delta z$ ), в СК-ВД;
- в положении хитов ( $\Delta x^*/\Delta y^*$ ), в ЛокСК (поперечные смещения центра детектирующих плоскостей относительно  $Z$ -оси в СК-ВД, которая является осью симметрии ВД);

### 3.3.2.2 Проекция Y0Z

На рисунке 3.14:  $\tilde{z}$  - предварительное положение детектирующей плоскости в СК-ВД, определённое по результатам предварительного элайнмента. Синим цветом показано преобразование локальных координат в глобальные, красным - преобразование глобальных координат в локальные. Рассмотрим общий случай:  $z^* \neq 0$ .

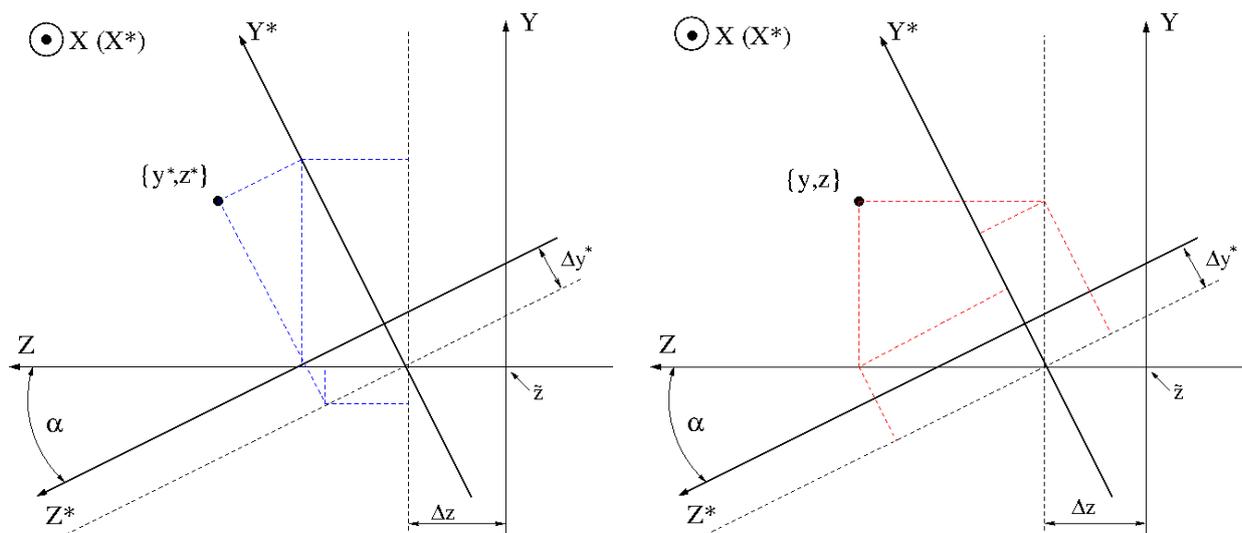


Рис. 3.14. Проекция Y0Z.

Система уравнений для преобразования локальных координат в глобальные и матрица поворота  $R_\alpha$ , имеют вид:

$$\begin{cases} y = (y^* + \Delta y^*) \cdot \cos \alpha - z^* \cdot \sin \alpha \\ z = \tilde{z} + \Delta z + (y^* + \Delta y^*) \cdot \sin \alpha + z^* \cdot \cos \alpha \end{cases}; R_\alpha = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}.$$

Система уравнений для преобразования глобальных координат в локальные и матрица поворота  $R_\alpha^*$ , имеют вид:

$$\begin{cases} y^* = y \cdot \cos \alpha + (z - \tilde{z} - \Delta z) \cdot \sin \alpha - \Delta y^* \\ z^* = -y \cdot \sin \alpha + (z - \tilde{z} - \Delta z) \cdot \cos \alpha \end{cases}; R_\alpha^* = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}.$$

### 3.3.2.3 Проекция X0Z

На рисунке 3.15: синим цветом показано преобразование локальных координат в глобальные; красным - преобразование глобальных координат в локальные.

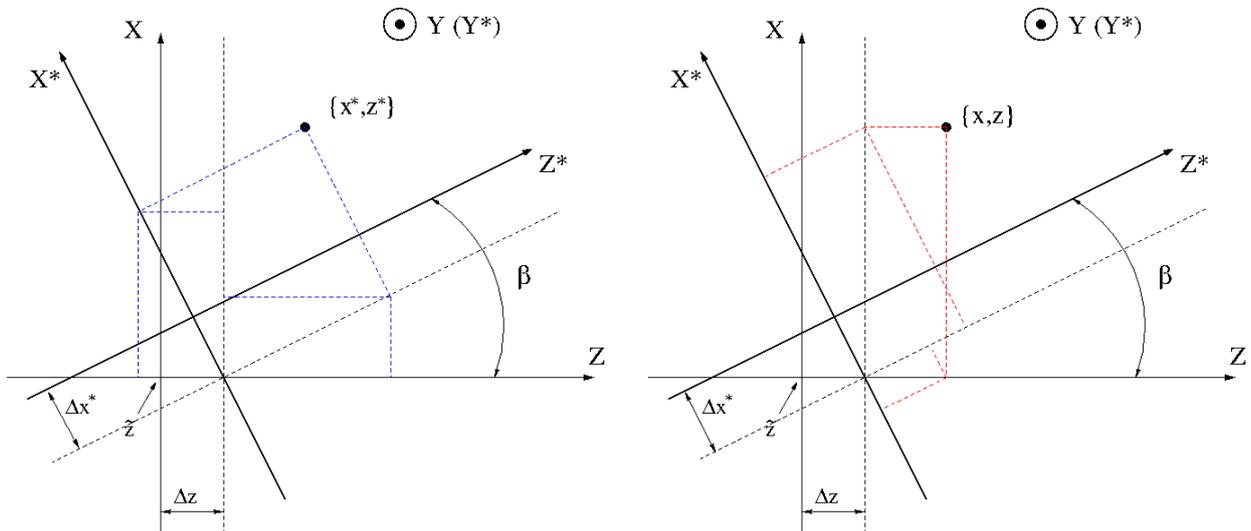


Рис. 3.15. Проекция X0Z.

Система уравнений для преобразования локальных координат в глобальные и матрица поворота  $R_\beta$ , имеют вид:

$$\begin{cases} x = (x^* + \Delta x^*) \cdot \cos \beta + z^* \cdot \sin \beta \\ z = \tilde{z} + \Delta z - (x^* + \Delta x^*) \cdot \sin \beta + z^* \cdot \cos \beta \end{cases}; R_\beta = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix}.$$

Система уравнений для преобразования глобальных координат в локальные и матрица поворота  $R_\beta^*$ , имеют вид:

$$\begin{cases} x^* = x \cdot \cos \beta - (z - \tilde{z} - \Delta z) \cdot \sin \beta - \Delta x^* \\ z^* = x \cdot \sin \beta + (z - \tilde{z} - \Delta z) \cdot \cos \beta \end{cases}; R_\beta^* = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & -\sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix}.$$

### 3.3.2.4 Проекция X0Y

На рисунке 3.16: синим цветом показано преобразование локальных координат в глобальные; красным - преобразование глобальных координат в локальные.

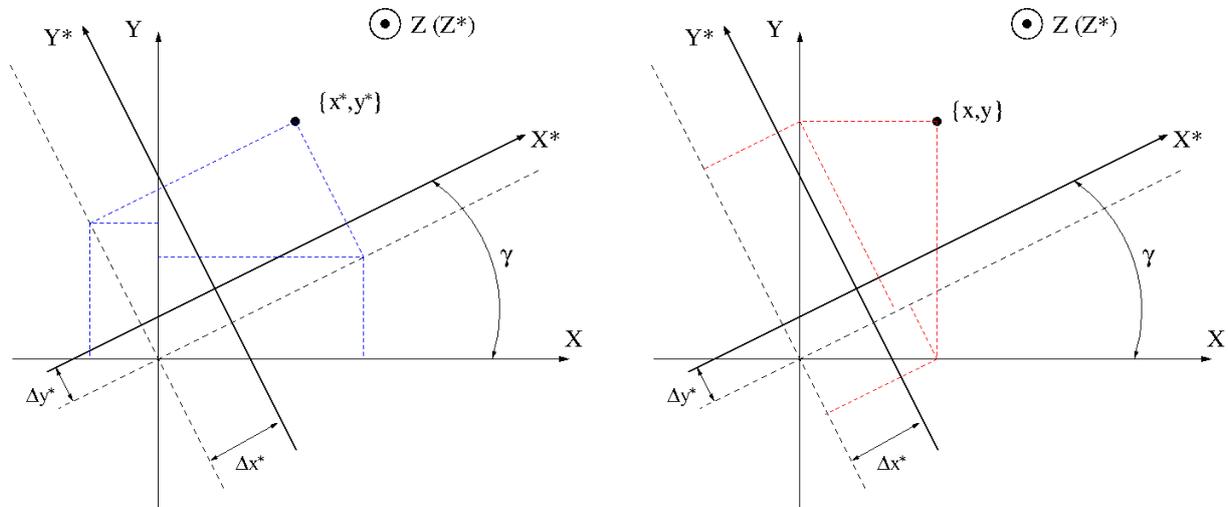


Рис. 3.16. Проекция X0Y.

Система уравнений для преобразования локальных координат в глобальные и матрица  $R_\gamma$ , имеют вид:

$$\begin{cases} x = (x^* + \Delta x^*) \cdot \cos \gamma - (y^* + \Delta y^*) \cdot \sin \gamma \\ y = (x^* + \Delta x^*) \cdot \sin \gamma + (y^* + \Delta y^*) \cdot \cos \gamma \end{cases}; R_\gamma = \begin{pmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma & 0 \\ \sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Система уравнений для преобразования глобальных координат в локальные и матрица  $R_\gamma^*$ , имеют вид:

$$\begin{cases} x^* = x \cdot \cos \gamma + y \cdot \sin \gamma - \Delta x^* \\ y^* = -x \cdot \sin \gamma + y \cdot \cos \gamma - \Delta y^* \end{cases}; R_\gamma^* = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

### 3.3.2.5 Матрицы вращения и системы уравнений преобразования

Найдём матрицы вращения:

$$R_{\alpha\beta\gamma} = R_\alpha \cdot R_\beta \cdot R_\gamma$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \beta \cdot \cos \gamma; & -\cos \beta \cdot \sin \gamma; & \sin \beta; \\ \sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \gamma + \cos \alpha \cdot \sin \gamma; & \cos \alpha \cdot \cos \gamma - \sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot \sin \gamma; & -\sin \alpha \cdot \cos \beta; \\ \sin \alpha \cdot \sin \gamma - \cos \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \gamma; & \cos \alpha \cdot \sin \beta \cdot \sin \gamma + \sin \alpha \cdot \cos \gamma; & \cos \alpha \cdot \cos \beta; \end{pmatrix};$$

$$R_{\alpha\beta\gamma}^* = R_\alpha^* \cdot R_\beta^* \cdot R_\gamma^* =$$

$$\begin{pmatrix} \cos \beta \cdot \cos \gamma; & \cos \beta \cdot \sin \gamma; & -\sin \beta; \\ \sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \gamma - \cos \alpha \cdot \sin \gamma; & \cos \alpha \cdot \cos \gamma + \sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot \sin \gamma; & \sin \alpha \cdot \cos \beta; \\ \sin \alpha \cdot \sin \gamma + \cos \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \gamma; & \cos \alpha \cdot \sin \beta \cdot \sin \gamma - \sin \alpha \cdot \cos \gamma; & \cos \alpha \cdot \cos \beta; \end{pmatrix}. \quad (3.22)$$

Предполагая, что углы  $\{\alpha, \beta, \gamma\}$  малы, получим:

$$\Delta R_{\alpha\beta\gamma} = \begin{pmatrix} 1 & -\gamma & \beta \\ \gamma & 1 & -\alpha \\ -\beta & \alpha & 1 \end{pmatrix},$$

$$\Delta R_{\alpha\beta\gamma}^* = \begin{pmatrix} 1 & \gamma & -\beta \\ -\gamma & 1 & \alpha \\ \beta & -\alpha & 1 \end{pmatrix}.$$

В эксперименте информация, снимаемая с детектора, относится к локальной системе отсчёта данного детектора - это  $x^*$  или  $y^*$  - координата, в зависимости от ориентации стрипов/проволочек данного детектора. Кроме этого, центр ЛокСК расположен по  $Z^*$  -координате в центре детектирующей плоскости:  $z^* = 0$ . Тогда, системы преобразования координат примут вид:

$$\begin{cases} x = (x^* + \Delta x^*) - (y^* + \Delta y^*) \cdot \gamma \\ y = (x^* + \Delta x^*) \cdot \gamma + (y^* + \Delta y^*) \\ z = -(x^* + \Delta x^*) \cdot \beta + (y^* + \Delta y^*) \cdot \alpha + (\tilde{z} + \Delta z) \end{cases}; \quad (3.23)$$

$$\begin{cases} x^* = x + y \cdot \gamma - (z - \tilde{z} - \Delta z) \cdot \beta - \Delta x^* \\ y^* = -x \cdot \gamma + y + (z - \tilde{z} - \Delta z) \cdot \alpha - \Delta y^* \\ z^* = 0 = x \cdot \beta - y \cdot \alpha + (z - \tilde{z} - \Delta z) \end{cases}$$

### 3.3.2.6 Оценка поперечных смещений детектирующих плоскостей

Из постановки задачи поперечные смещения центра детектирующих плоскостей относительно  $Z$ -оси СК-ВД ( $\Delta x^*/\Delta y^*$ ) однозначно определяются, в случае соосности СК-ВД и ЛабСК, по «профильным» распределениям с детектирующих плоскостей (см. поясняющий рис. 3.17 для одной детектирующей плоскости проекции  $XOZ$ ):

$$\Delta x^* = -\bar{x}^*.$$

В случае несоосности СК-ВД и ЛабСК, подобная оценка смещений детектирующих плоскостей:

1. компенсирует реальные сдвиги детектирующих плоскостей;
2. «автоматически» учитывает несоосность систем СК-ВД и ЛабСК через приращения в локальных координатах.

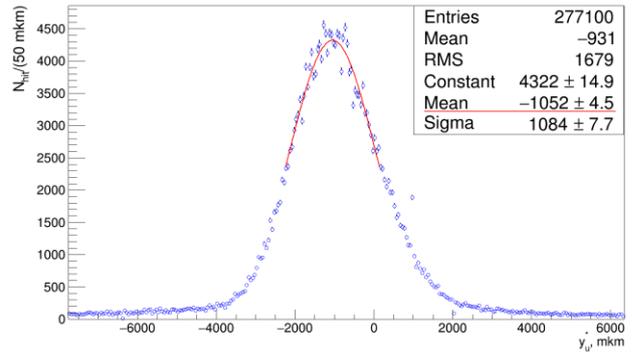
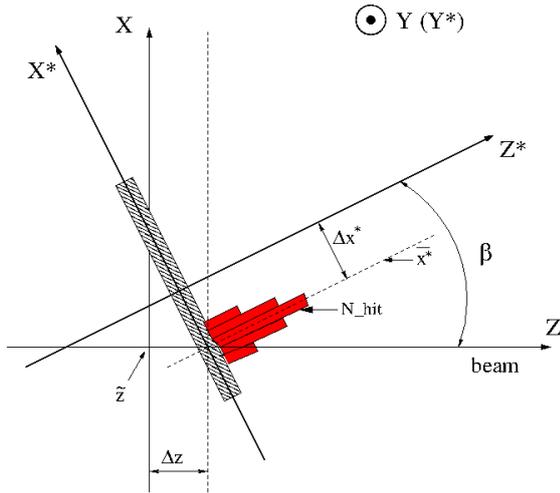


Рис. 3.17. Левый рисунок - поясняющий рисунок к определению поперечного смещения центра детектирующей плоскости относительно оси пучка ( $\Delta x^*$ ) по «профильному» распределению ( $N_{hit}$ ); правый рисунок – пример «профильного» распределения для наклонной плоскости ВД («профиль» получен на «пучковом» триггере).

Для получения величин смещения плоскостей детекторов используются экспериментальные данные, полученные при регистрации треков пучка с использованием «пучкового» триггера (триггера нулевого уровня) без включения магнитного поля установки СВД.

### 3.3.2.7 Элайнмент по двухлучевым событиям с известным положением плоскостей АМ и «базой» на наклонную плоскость (U)

В этом разделе, используя систему уравнений (3.23), представлен метод основного элайнмента для ВД. При этом все детектирующие плоскости разбиваются на два класса по проекциям:

1. Первый класс - проекция X0Z. Данный класс детекторов имеет вертикальную ориентацию стрипов/проволочек - примерно вдоль оси Y и определяют нам  $x^*$  - координаты;
2. Второй класс - проекция Y0Z. Данный класс детекторов имеет горизонтальную ориентацию стрипов - примерно вдоль оси X и определяют нам  $y^*$  - координаты.

Пусть имеются два трека выходящих из одной вершины. В отсутствии магнитного поля треки параметризуются прямыми линиями в проекциях X0Z и Y0Z для СК-ВД:

$$\begin{cases} x_1 = a_{x1} \cdot (z - z_v) + x_v \\ y_1 = a_{y1} \cdot (z - z_v) + y_v \end{cases}, \begin{cases} x_2 = a_{x2} \cdot (z - z_v) + x_v \\ y_2 = a_{y2} \cdot (z - z_v) + y_v \end{cases} \quad (3.24)$$

где  $a_{x1}, a_{y1}$  - угловые параметры первого трека в проекциях X0Z и Y0Z соответственно;  $a_{x2}, a_{y2}$  - угловые параметры второго трека в проекциях X0Z и Y0Z соответственно;  $\{x_v, y_v, z_v\}$  - координата вершины взаимодействия ( $z_v$  - полностью определяется положением плоскостей АМ).

Так как наклонная плоскость (U) относится ко второму классу, то воспользуемся выражением:  $y^* = -x \cdot \sin \gamma + y \cdot \cos \gamma - \Delta y^*$  из раздела 3.3.2.4 и найдём разность координат от прохода двух треков (3.24) через плоскость U:

$$(y_{u1}^* + \Delta y_u^*) - (y_{u2}^* + \Delta y_u^*) = -(x_{u1} - x_{u2}) \cdot \sin \gamma_u + (y_{u1} - y_{u2}) \cdot \cos \gamma_u; \quad (3.25)$$

где

$$(x_{u1} - x_{u2}) = (a_{x1} \cdot z_{u1} - a_{x2} \cdot z_{u2}) - (a_{x1} - a_{x2}) \cdot z_v;$$

подставляем вместо  $z_u$  третье уравнение системы (3.23), получим:

$$(x_{u1} - x_{u2}) = -\beta_u \cdot [a_{x1} \cdot (x_{u1}^* + \Delta x_u^*) - a_{x2} \cdot (x_{u2}^* + \Delta x_u^*)] + \alpha_u \cdot [a_{x1} \cdot (y_{u1}^* + \Delta y_u^*) - a_{x2} \cdot (y_{u2}^* + \Delta y_u^*)] + (a_{x1} - a_{x2}) \cdot (\tilde{z}_u + \Delta z_u - z_v); \quad (3.26)$$

проводя аналогичные выкладки для  $(y_{u1} - y_{u2})$ :

$$(y_{u1} - y_{u2}) = -\beta_u \cdot [a_{y1} \cdot (x_{u1}^* + \Delta x_u^*) - a_{y2} \cdot (x_{u2}^* + \Delta x_u^*)] + \alpha_u \cdot [a_{y1} \cdot (y_{u1}^* + \Delta y_u^*) - a_{y2} \cdot (y_{u2}^* + \Delta y_u^*)] + (a_{y1} - a_{y2}) \cdot (\tilde{z}_u + \Delta z_u - z_v). \quad (3.27)$$

Подставляя (3.26) и (3.27) в (3.25), получим:

$$\frac{(y_{u1}^* - y_{u2}^*) - \beta_u \cdot B_u + \alpha_u \cdot A_u}{\tilde{z}_u + \Delta z_u - z_v} = -\Delta a_{xi} \cdot \sin \gamma_u + \Delta a_{yj} \cdot \cos \gamma_u, \quad (3.28)$$

здесь

$$B_u = (x_{u1}^* + \Delta x_u^*) \cdot (a_{x1} \cdot \sin \gamma_u - a_{y1} \cdot \cos \gamma_u) - (x_{u2}^* + \Delta x_u^*) \cdot (a_{x2} \cdot \sin \gamma_u - a_{y2} \cdot \cos \gamma_u);$$

$$A_u = (y_{u1}^* + \Delta y_u^*) \cdot (a_{x1} \cdot \sin \gamma_u - a_{y1} \cdot \cos \gamma_u) - (y_{u2}^* + \Delta y_u^*) \cdot (a_{x2} \cdot \sin \gamma_u - a_{y2} \cdot \cos \gamma_u);$$

или пренебрегая членами второго порядка малости:

$$B_u = x_{u1}^* \cdot (a_{x1} \cdot \sin \gamma_u - a_{y1} \cdot \cos \gamma_u) - x_{u2}^* \cdot (a_{x2} \cdot \sin \gamma_u - a_{y2} \cdot \cos \gamma_u);$$

$$A_u = y_{u1}^* \cdot (a_{x1} \cdot \sin \gamma_u - a_{y1} \cdot \cos \gamma_u) - y_{u2}^* \cdot (a_{x2} \cdot \sin \gamma_u - a_{y2} \cdot \cos \gamma_u);$$

$$\Delta a_{xi} = (a_{x1} - a_{x2}) - \text{разность угловых параметров треков в проекции } X0Z;$$

$$\Delta a_{yj} = (a_{y1} - a_{y2}) - \text{разность угловых параметров треков в проекции } Y0Z.$$

Функционал (3.28) примечателен тем, что:

1. он безразмерен;
2. зависит от разности угловых параметров  $\Delta a_{xi}$  и  $\Delta a_{yj}$ , которые могут быть рассчитаны по любой плоскости из проекций X0Z и Y0Z (так, к примеру:  $\Delta a_{xi}$  может быть рассчитана по любой плоскости  $i$  из проекции X0Z, а  $\Delta a_{yj}$  может быть рассчитана по любой плоскости  $j$  из проекции Y0Z).

Определим  $\Delta a_{xi}$  и  $\Delta a_{yj}$ . Для этого воспользуемся уже имеющимися функционалами (3.26) и (3.27), в которых пренебрегаем членами второго порядка малости и выражаем глобальные координаты через локальные используя уравнения системы (3.23):

$$\Delta a_{xi} = \frac{(x_{i1}^* - x_{i2}^*) - \gamma_i \cdot (y_{i1}^* - y_{i2}^*) - \alpha_i \cdot A_i + \beta_i \cdot B_i}{(\tilde{z}_i - z_v) + \Delta z_i}, \quad (3.29)$$

$$\Delta a_{yj} = \frac{(y_{j1}^* - y_{j2}^*) + \gamma_j \cdot (x_{j1}^* - x_{j2}^*) - \alpha_j \cdot A_j + \beta_j \cdot B_j}{(\tilde{z}_j - z_v) + \Delta z_j}; \quad (3.30)$$

где:

$$A_i = a_{x1} \cdot y_{i1}^* - a_{x2} \cdot y_{i2}^*;$$

$$B_i = a_{x1} \cdot x_{i1}^* - a_{x2} \cdot x_{i2}^*;$$

$$A_j = a_{y1} \cdot y_{j1}^* - a_{y2} \cdot y_{j2}^*;$$

$$B_j = a_{y1} \cdot x_{j1}^* - a_{y2} \cdot x_{j2}^*.$$

Замечание: В равенство (3.29) входят значения  $y_{i1}^*$  и  $y_{i2}^*$ , которые не являются определёнными для плоскостей  $i$  из  $XOZ$  проекции (данные плоскости дают координаты:  $x_i^*$ ), однако из второго уравнения системы (3.23) следует, что:  $y_i^* \approx y_i$ , т.е. локальную координату можно заменить глобальной. Это же касается и  $YOZ$  проекции (3.30), но в отношении значений  $x_{j1}^*$  и  $x_{j2}^*$ . Подобная замена приведёт к тому, что на каждой последующей итерации процесса элайнмента, в качестве искомым значений:  $\gamma_i$  и  $\gamma_j$  вычисляются приращения этих значений к значениям, полученным на предыдущих итерациях. Однако так как рассматриваются однокоординатные детекторы, то однозначно определёнными являются только локальные координаты:  $x_i^*$  и  $y_j^*$ . Все остальные координаты:  $y_i^*$ ,  $x_j^*$ ,  $\{x_i, y_i, z_i\}$  и  $\{x_j, y_j, z_j\}$ , в условиях неопределённости геометрии считаются неопределёнными. Они будут определены позже.

Подставляем полученные выражения (3.29) и (3.30) в (3.28), избавляемся от знаменателя, попутно пренебрегая членами второго порядка малости, получим функцию минимизации:

$$e_{ij} = \Delta z_u \cdot C_{iju} + \alpha_u \cdot D_u + \beta_u \cdot E_u + \Delta z_i \cdot F_{iju} + \alpha_i \cdot G_i + \beta_i \cdot H_i + \gamma_i \cdot I_i + \Delta z_j \cdot K_{iju} + \alpha_j \cdot L_j + \beta_j \cdot M_j + \gamma_j \cdot N_j - Y_{iju} = 0; \quad (3.31)$$

здесь

$$C_{iju} = (-\Delta a_{xi}^* \cdot \sin \gamma_u + \Delta a_{yj}^* \cdot \cos \gamma_u) / (\tilde{z}_u - z_v);$$

$$D_u = -A_u / (\tilde{z}_u - z_v);$$

$$E_u = B_u / (\tilde{z}_u - z_v);$$

$$F_{iju} = (\Delta a_{yj}^* \cdot \cos \gamma_u - \Delta a_{xi}^*) / (\tilde{z}_i - z_v);$$

$$G_i = A_i \cdot \sin \gamma_u / (\tilde{z}_i - z_v);$$

$$H_i = -B_i \cdot \sin \gamma_u / (\tilde{z}_i - z_v);$$

$$I_i = \Delta a_{yi}^* \cdot \sin \gamma_u;$$

$$K_{iju} = -(\Delta a_{xi}^* \cdot \sin \gamma_u + \Delta a_{yj}^*) / (\tilde{z}_j - z_v);$$

$$L_j = -A_j \cdot \cos \gamma_u / (\tilde{z}_j - z_v);$$

$$M_j = B_j \cdot \cos \gamma_u / (\tilde{z}_j - z_v);$$

$$N_j = \Delta a_{xj}^* \cdot \cos \gamma_u;$$

$$Y_{iju} = \Delta a_u^* - (-\Delta a_{xi}^* \cdot \sin \gamma_u + \Delta a_{yj}^* \cdot \cos \gamma_u);$$

где:

$$\Delta a_{xi}^* = (x_{i1}^* - x_{i2}^*) / (\tilde{z}_i - z_v)$$

$$\Delta a_{yi}^* = (y_{i1}^* - y_{i2}^*) / (\tilde{z}_i - z_v)$$

$$\Delta a_{xj}^* = (x_{j1}^* - x_{j2}^*) / (\tilde{z}_j - z_v).$$

$$\Delta a_{yj}^* = (y_{j1}^* - y_{j2}^*) / (\tilde{z}_j - z_v)$$

$$\Delta a_u^* = (y_{u1}^* - y_{u2}^*) / (\tilde{z}_u - z_v)$$

Функционал (3.31) является линейным относительно неизвестных параметров  $(\Delta z_u, \alpha_u, \beta_u, \Delta z_i, \alpha_i, \beta_i, \gamma_i, \Delta z_j, \alpha_j, \beta_j, \gamma_j)$  и соответственно может быть решен методом наименьших квадратов (МНК). В (3.31) индексы  $ij$  указывают на комбинаторику между плоскостями  $XOZ$  и  $YOZ$  проекций внутри события. Соответственно, участие плоскости в комбинаторике, в данном событии, полностью определяется количеством хитов (т.е. если в данной плоскости, в данном событии, имеются оба хита от двух треков, то плоскость участвует в комбинаторике).

Замечание: Данный метод не определяет смещения плоскостей в поперечной плоскости к оси  $Z$  (т.е.  $\Delta x_i^*$  и  $\Delta y_j^*$ , хотя данные параметры известны, см. раздел 3.3.2.6). Это связано с тем, что метод использует разности координат от прохода треков образующих “вилку”, при этом смещения  $\Delta x_i^*$  и  $\Delta y_j^*$  взаимоисключаются и добавляется определённый/фиксированный параметр  $z_v$ ; это позволяет добиться однозначности в восстановлении неизвестных параметров  $(\Delta z_u, \alpha_u, \beta_u, \Delta z_i, \alpha_i, \beta_i, \gamma_i, \Delta z_j, \alpha_j, \beta_j, \gamma_j)$ .

Система уравнений в идеологии МНК (количество уравнений соответствует числу неизвестных):

$$\begin{cases} e_{ij} \cdot \frac{\partial e_{ij}}{\partial \Delta z_u} = 0 \\ \dots \\ e_{ij} \cdot \frac{\partial e_{ij}}{\partial \gamma_j} = 0 \end{cases}.$$

Частные производные соответствуют коэффициентам при неизвестных в (3.31) (в связи с линейностью выражения (3.31)):  $\frac{\partial e_{ij}}{\partial \Delta z_u} = C_{iju}; \dots; \frac{\partial e_{ij}}{\partial \gamma_j} = N_j$ .

Система линейных уравнений может быть представлена в матричном виде:

$$W \cdot S = T;$$

где:

$S$  - вектор (столбец) искомых параметров  $(S = (\Delta z_u, \alpha_u, \beta_u, \Delta z_i, \alpha_i, \beta_i, \gamma_i, \Delta z_j, \alpha_j, \beta_j, \gamma_j))$ ;

$T$  - вектор (столбец) соответствующий значениям правой части системы уравнений ( $T = (\sum Y_{iju} \cdot C_{iju}; \sum Y_{iju} \cdot D_u; \sum Y_{iju} \cdot E_u; \dots; \sum Y_{iju} \cdot N_j)$ ), где суммирование идёт по событиям и комбинациям плоскостей  $ij$  в событии);

$W$  - основная матрица.

Решение будет иметь вид:  $S = W^{-1} \cdot T$ .

Размер основной матрицы ( $W$ )  $m \times m$ : если имеем 4 плоскости в  $X0Z$  проекции, 4 плоскости в  $Y0Z$  проекции и одну плоскость наклонную ( $U$ -плоскость), то  $m=4 \times 4 + 4 \times 4 + 1 \times 3 = 35$ ; соответственно  $S(m,1)$ ,  $T(m,1)$ . Первые три уравнения всегда, при любом событии и любой комбинации  $ij$ , относятся к  $U$ -плоскости и занимают первые три строки и три столбца матрицы  $W$  (для удобства). Матрица  $W$  является симметричной относительно главной диагонали.

Замечание: Для решения (3.31) рекомендуется использовать весовую функцию стандартного вида:

$$w = 1/\sigma_{Y_{iju}}^2.$$

В связи с тем, что используется приближение малости углов, то в матрицах вращения между итерациями необходимо производить перерасчёт координат пролёта частиц по точным формулам. Кроме этого, остаются неопределёнными координаты:  $y_i^*$ ,  $x_j^*$ ,  $\{x_i, y_i, z_i\}$  и  $\{x_j, y_j, z_j\}$ . Найдём точные формулы преобразования координат, для этого воспользуемся матрицей вращения представленной в (3.22) и для упрощения выкладок введём буквенные обозначения для её компонент:

$$R_{\alpha\beta\gamma} = \begin{pmatrix} A & B & C \\ A' & B' & C' \\ A'' & B'' & C'' \end{pmatrix}.$$

В качестве примера рассмотрим проекцию  $X0Z$  и соотнесённые с ней  $i$ -плоскости.

Запишем систему преобразования координат согласно новым обозначениям:

$$\begin{cases} x_i = (x_i^* + \Delta x_i^*) \cdot A_i + (y_i^* + \Delta y_i^*) \cdot B_i \\ y_i = (x_i^* + \Delta x_i^*) \cdot A'_i + (y_i^* + \Delta y_i^*) \cdot B'_i \\ z_i = (x_i^* + \Delta x_i^*) \cdot A''_i + (y_i^* + \Delta y_i^*) \cdot B''_i + (\tilde{z}_i + \Delta z_i) \end{cases}.$$

Напомним:

- $z^* = 0$ ;
- индекс  $i$  указывает на последовательный номер плоскости в проекции  $X0Z$ ;
- координата  $x_i^*$  является координатой хита в  $i$ -плоскости;
- $\tilde{z}_i$  – оценка положения  $i$ -плоскости по  $Z$ -координате в СК-ВД (оценка производится по предварительному элайнменту);
- параметры:  $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$  (входящие в  $R_{\alpha\beta\gamma}$ ) и  $\Delta z_i$ , определяются из выше описанного решения функционала (3.31).

Так как детекторы ВД являются однокоординатными, то координата  $(y_i^* + \Delta y_i^*)$  является для  $i$ -плоскости неопределённой, поэтому займёмся её определением. Как уже упоминалось, треки представляются в виде прямых линий (3.24), поэтому в  $Y0Z$ -проекции для  $i$ -плоскости:  $y_i = a_y \cdot (z_i - z_v) + y_v$ . В результате имеем:

$$a_y \cdot (z_i - z_v) + y_v = (x_i^* + \Delta x_i^*) \cdot A_i' + (y_i^* + \Delta y_i^*) \cdot B_i'$$

Подставляем третье уравнение системы и решаем относительно  $(y_i^* + \Delta y_i^*)$ :

$$(y_i^* + \Delta y_i^*) = \frac{(a_y \cdot (\tilde{z}_i + \Delta z_i - z_v) + y_v) + (x_i^* + \Delta x_i^*) \cdot (A_i'' \cdot a_y - A_i')}{B_i' - a_y \cdot B_i''}. \quad (3.32)$$

Полученное выражение (3.32) позволяет произвести расчёт глобальных координат  $\{x_i, y_i, z_i\}$  для  $i$ -плоскостей проекции  $X0Z$ .

Проводя аналогичные выкладки для плоскостей  $j$  из проекции  $Y0Z$ , но уже в отношении координат  $(x_j^* + \Delta x_j^*)$ , получим:

$$(x_j^* + \Delta x_j^*) = \frac{(a_x \cdot (\tilde{z}_j + \Delta z_j - z_v) + x_v) + (y_j^* + \Delta y_j^*) \cdot (B_j'' \cdot a_x - B_j)}{A_j - a_x \cdot A_j''}. \quad (3.33)$$

Полученное выражение (3.33) позволяет произвести расчёт глобальных координат  $\{x_j, y_j, z_j\}$  для  $j$ -плоскостей проекции  $Y0Z$ .

В выражения (3.32) и (3.33) входят неопределённые параметры:  $x_v, y_v$  - координаты вершины взаимодействия и  $\{a_x, a_y\}$  - угловые параметры треков (которые присутствуют и в функционале (3.31)). На начальном этапе элайнмента, эти параметры можно положить равными нулю, но между итерациями необходимо производить их перерасчёт для каждого события. Для этого воспользуемся простой системой уравнений:

$$\begin{cases} a_{x1} \sum A_i^*(z_{i1} - z_v) + a_{y1} \sum B_i^*(z_{i1} - z_v) + x_v \sum A_i^* + y_v \sum B_i^* = \sum [(x_{i1}^* + \Delta x_i^*) - (z_{i1} - \tilde{z}_i - \Delta z_i)C_i^*] \\ a_{x2} \sum A_i^*(z_{i2} - z_v) + a_{y2} \sum B_i^*(z_{i2} - z_v) + x_v \sum A_i^* + y_v \sum B_i^* = \sum [(x_{i2}^* + \Delta x_i^*) - (z_{i2} - \tilde{z}_i - \Delta z_i)C_i^*] \\ a_{x1} \sum A_j^{*'}(z_{j1} - z_v) + a_{y1} \sum B_j^{*'}(z_{j1} - z_v) + x_v \sum A_j^{*'} + y_v \sum B_j^{*'} = \sum [(y_{j1}^* + \Delta y_j^*) - (z_{j1} - \tilde{z}_j - \Delta z_j)C_j^{*'}] \\ a_{x2} \sum A_j^{*'}(z_{j2} - z_v) + a_{y2} \sum B_j^{*'}(z_{j2} - z_v) + x_v \sum A_j^{*'} + y_v \sum B_j^{*'} = \sum [(y_{j2}^* + \Delta y_j^*) - (z_{j2} - \tilde{z}_j - \Delta z_j)C_j^{*'}] \end{cases}$$

здесь,  $A^*, B^*, \dots, C^{*'}$  - элементы матрицы вращения  $R_{\alpha\beta\gamma}^*$  (3.22):

$$R_{\alpha\beta\gamma}^* = \begin{pmatrix} A^* & B^* & C^* \\ A^{*'} & B^{*'} & C^{*'} \\ A^{*''} & B^{*''} & C^{*''} \end{pmatrix};$$

индексы 1 и 2 указывают на номер трека в событии; индексы  $i$  и  $j$  указывают на номер плоскости в соответствующей проекции. Система уравнений линейна относительно вектора неизвестных параметров  $(a_{x1}, a_{y1}, a_{x2}, a_{y2}, x_v, y_v)$ , и соответственно, может быть решена с помощью МНК.

Последовательность алгоритма, реализующего данный метод, выглядит следующим образом:

1) цикл по событиям:

- a) перерасчёт координат:  $\{y_i^*\}$ ,  $\{x_j^*\}$ ,  $\{x_i, y_i, z_i\}$ ,  $\{x_j, y_j, z_j\}$  и попутное заполнение матриц для расчёта параметров:  $(a_{x1}, a_{y1}, a_{x2}, a_{y2}, x_v, y_v)$ ;
- b) расчёт параметров:  $(a_{x1}, a_{y1}, a_{x2}, a_{y2}, x_v, y_v)$ ;
- c) заполнение матриц:  $W$  и  $T$ , для расчёта вектора параметров:  $S = (\Delta z_u, \alpha_u, \beta_u, \Delta z_i, \alpha_i, \beta_i, \gamma_i, \Delta z_j, \alpha_j, \beta_j, \gamma_j)$ ;

2) расчёт вектора параметров:  $S = (\Delta z_u, \alpha_u, \beta_u, \Delta z_i, \alpha_i, \beta_i, \gamma_i, \Delta z_j, \alpha_j, \beta_j, \gamma_j)$ ;

3) переходим к п.1 – новая итерация.

На рисунке 3.18, в качестве примера работы метода, представлены распределения по положению вершины взаимодействия ( $z_v$ , для 7 плоскостей АМ) восстановленной по двухлучевым событиям (для каждой проекции в отдельности) на разных этапах элайнмента, для одного из дисбалансов геометрии ВД в МК-моделировании (параметры дисбаланса крайне завышены – для наглядности).

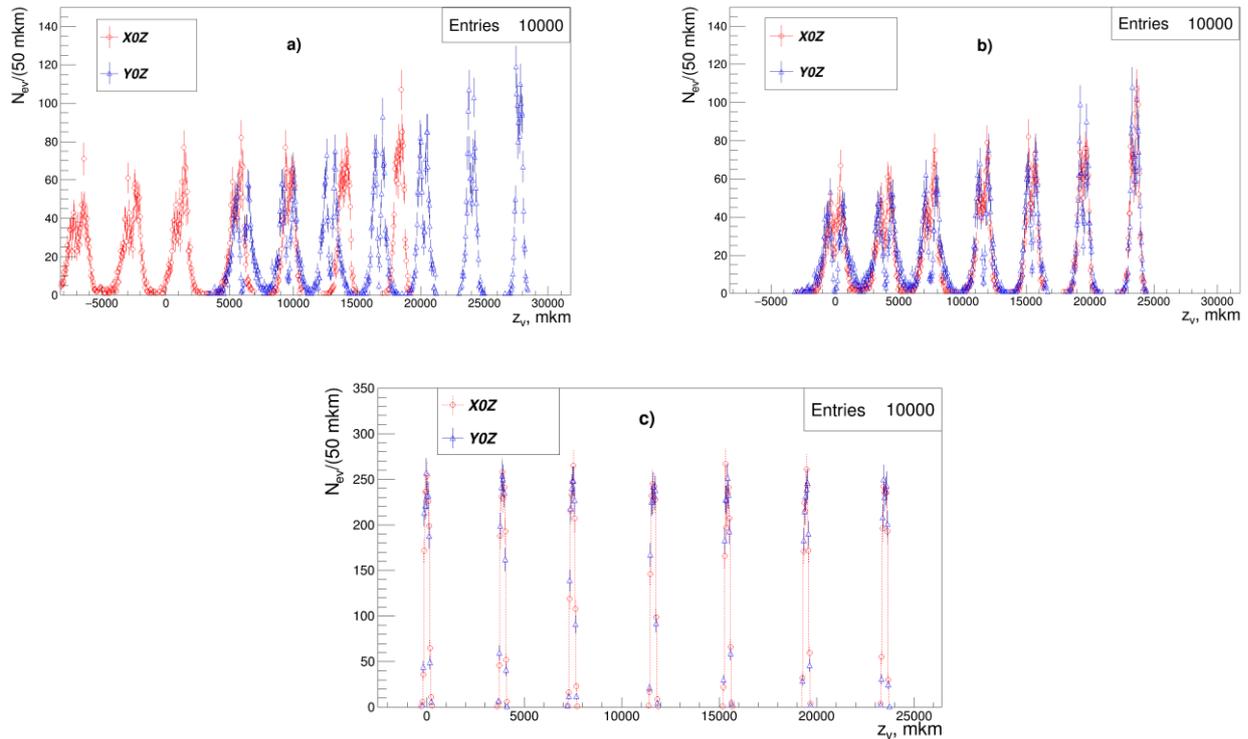


Рис. 3.18. Распределения по положению вершины взаимодействия в МК-моделировании:

- a) первоначальные распределения;
- b) после «предварительного» элайнмента;
- c) после «основного» элайнмента.

На рисунке 3.18а показаны исходные распределения положения вершины взаимодействия. Произведён учёт только поперечных смещений детектирующих плоскостей ( $\Delta x^*/\Delta y^*$ ), при этом наблюдаются существенный «разбег» положения вершин взаимодействия между проекциями. Рисунок 3.18b получен после «предварительного» элайнмента. Произведён расчёт начального приближения в положении детектирующих плоскостей по Z-координате ( $\tilde{z}_1, \tilde{z}_1$ ), наблюдается устранение «разбега» положения вершин взаимодействия между проекциями. Рисунок 3.18с – после «основного» элайнмента. Выполнено окончательное определение всех параметров разбалансировки геометрии ВД.

На рисунке 3.19 представлен результат основного элайнмента для экспериментальной выборки данных. Параметры пиков, от вершин взаимодействия по Z-координате, сведены в таблицу 3.9 (аналог таблицы 3.6, для сравнения). Так как толщины мишеней оказывают существенный вклад в ширину пиков, аппроксимация пиков производилась свёрткой прямоугольного и нормального распределений. Форма распределений по  $\chi^2$  для треков в X0Z и Y0Z проекциях, соответствует распределению  $\chi^2$  для числа степеней свободы =1 (число хитов на трек - 4; количество оцениваемых параметров - 2).

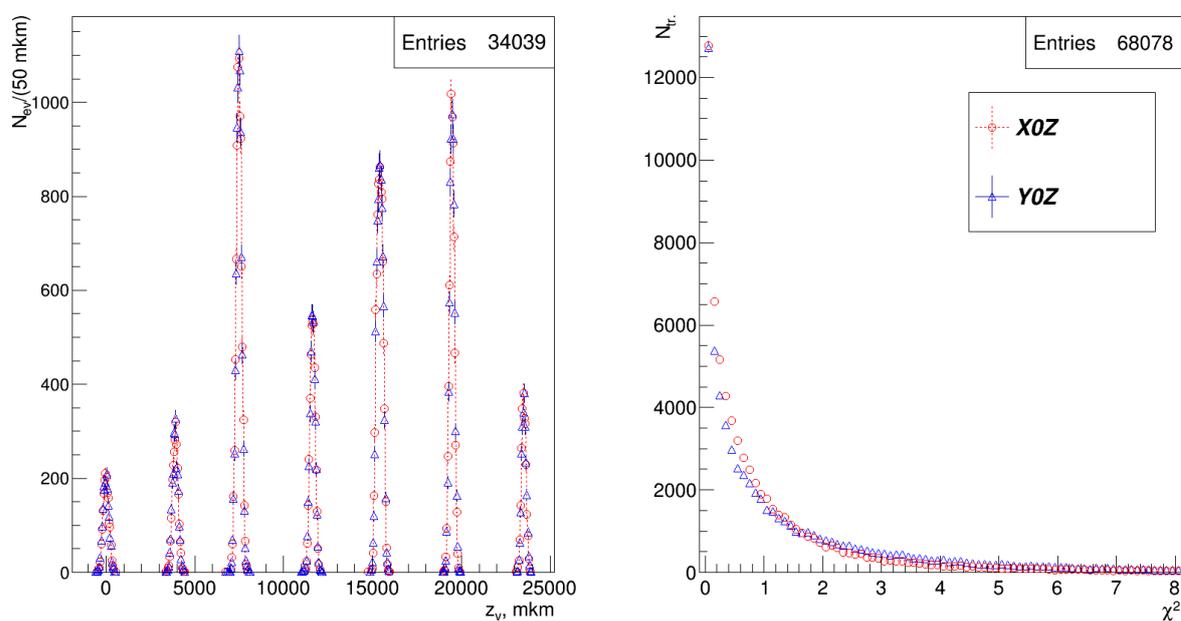


Рис. 3.19. Результат «основного» элайнмента для экспериментальной выборки данных; левый рисунок – распределение вершины взаимодействия по Z-координате в X0Z и Y0Z проекциях; правый рисунок – распределение по  $\chi^2$  для треков в X0Z и Y0Z проекциях.

Таблица 3.9. Параметры пиков от вершин взаимодействия (положение плоскостей АМ), представленных на рисунке 3.19.

	АМ						
проекция	$Z_{v1} \pm \sigma$ , МКМ	$Z_{v2} \pm \sigma$ , МКМ	$Z_{v3} \pm \sigma$ , МКМ	$Z_{v4} \pm \sigma$ , МКМ	$Z_{v5} \pm \sigma$ , МКМ	$Z_{v6} \pm \sigma$ , МКМ	$Z_{v7} \pm \sigma$ , МКМ
XOZ	0±131	3894±127	7481±130	11619±112	15415±88	19465±94	23506±83
YOZ	0±138	3894±128	7480±128	11619±115	15415±88	19471±96	23506±84
расчёт	0	3894	7473	11619	15415	19465	23506

На рисунке 3.20 представлены отклонения хитов от треков для МСД в XOZ-проекции после «основного» элайнмента; для построения использовалась первоначальная выборка экспериментальных данных для «основного» элайнмента.

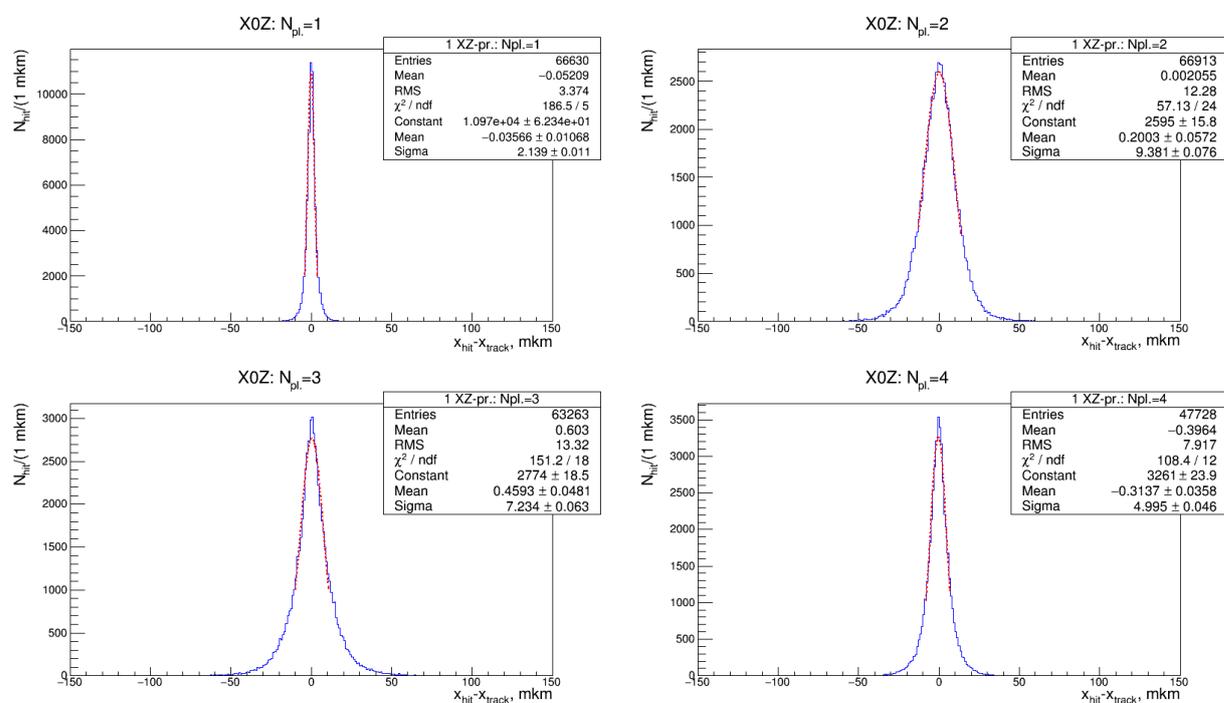


Рис. 3.20. Отклонения хитов от треков для МСД в XOZ-проекции после «основного» элайнмента для экспериментальной выборки данных.

Полученные, для плоскостей ВД, поправки в углах  $\alpha$  и  $\beta \leq 0.001$  рад, что не превышает ошибок измерений и соответственно, данные поправки могут быть упразднены. Выявленная постоянная составляющая, для плоскостей ВД, в угле  $\gamma$ , компенсируется за счёт изменения угла наклонной плоскости ( $\gamma_u$ ) на данную составляющую; таким образом, угол наклона U-плоскости составил:  $\gamma_u = -0.1817$  рад.

### 3.3.2.8 Элайнмент спектрометра

Элайнмент спектрометра выполняется по одиночным трекам из ВД. Пропорциональные камеры спектрометра относятся к первому классу (в идеологии раздела 3.3.2.7), поэтому функция минимизации имеет вид:

$$e_i = \Delta x_i^* - a_x \cdot \Delta z_i - y_i^* \cdot a_x \cdot \alpha_i + x_i^* \cdot a_x \cdot \beta_i - (a_y \cdot \tilde{z}_i + b_y) \cdot \gamma_i - [(a_x \cdot \tilde{z}_i + b_x) - x_i^*],$$

где:

$\{\Delta x_i^*, \Delta z_i, \alpha_i, \beta_i, \gamma_i\}$  - вектор искомых параметров для  $i$ -камеры спектрометра;

$x_i^*$  - координата хита в ЛокСК  $i$ -камеры спектрометра;

$\tilde{z}_i$  - начальное приближение в положении  $i$ -камеры спектрометра по  $Z$ -координате в ЛабСК (получено из «предварительного» элайнмента, таблица 3.7 раздела 3.3.1.3.2);

$a_x, a_y$  - угловые параметры пространственно восстановленного трека, из ВД, в проекциях  $XOZ$  и  $YOZ$ , соответственно;

$b_x, b_y$  - прицельные параметры пространственно восстановленного трека в проекциях  $XOZ$  и  $YOZ$ , соответственно;

$y_i^*$  - данная координата является неопределённой, т.к. камеры спектрометра являются однокоординатными.

На начальном этапе  $y_i^* = a_y \cdot \tilde{z}_i + b_y$ , а между итерациями производится перерасчёт по функционалу:

$$y_i^* = \frac{a_y \cdot (\tilde{z}_i + \Delta z_i) + b_y + (x_i^* + \Delta x_i^*) \cdot (A_i'' \cdot a_y - A_i')}{B_i' - a_y \cdot B_i''},$$

где  $A_i', A_i'', B_i', B_i''$  - элементы матрицы вращения  $R_{\alpha\beta\gamma}$  (3.22).

Данный подход не является экстраординарным, но его применение предъявляет особые требования к используемой выборке данных:

1. отсутствие магнитного поля – параметризация треков прямыми линиями в область спектрометра;
2. использование триггера на взаимодействие, позволяет:
  - а. произвести уточнение угловых и прицельных параметров треков в ВД за счёт использования координат вершины взаимодействия в аппроксимации треков;
  - б. улучшить точность восстановления параметров дисбаланса геометрии камер спектрометра, за счёт использования треков из события с максимальным разбросом треков по азимутальному углу.

На рисунке 3.21 представлены отклонения хитов от треков в спектрометре после «основного» элайнмента (первые две камеры и последние две камеры по пучку); для

построения использовалась первоначальная выборка экспериментальных данных для «основного» элайнмента.

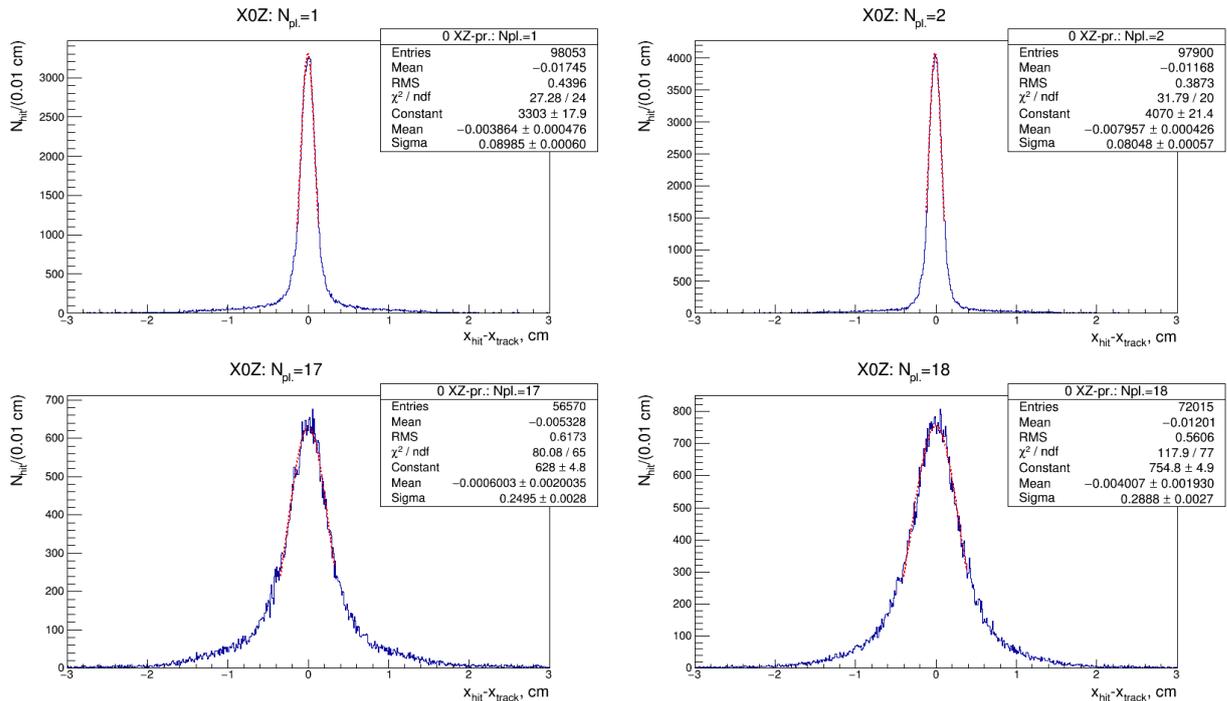


Рис. 3.21. Распределения отклонений хитов от треков в спектрометре после «основного» элайнмента (первые две камеры и последние две камеры по пучку).

### 3.4 Фильтрация данных с вершинного детектора

Алгоритм фильтрации данных разбивается на несколько этапов:

1. предварительное восстановление первичной вершины взаимодействия (раздел 3.4.1);
2. восстановление проекций треков в ВД с последовательным увеличением «коридора» относительно предварительно найденной вершины взаимодействия;
3. поиск вершин: первичной вершины взаимодействия и вершин распада частиц (раздел 3.4.2).

#### 3.4.1 Предварительное восстановление вершины взаимодействия

В связи с малым количеством хитов на трек (максимально 4 хита в каждой проекции) и малым отношением «сигнал/шум» в МСД (что приводит к появлению «ложных» хитов), для надёжного восстановления треков (уменьшения ложных треков) необходима дополнительная информация о событии. При восстановлении треков используется предварительная информация о координате вершины взаимодействия. Предварительный поиск вершины взаимодействия осуществляется по хитам с опорой на «базовые треки». Процедура основана на робастном методе оценки параметров.

“Базовый трек” - трек имеющий максимально возможное количество хитов (максимально 4 хита). Априори предполагается, что он выходит из вершины взаимодействия и “формируется” только на время предварительного поиска вершины, после чего удаляется из банка данных. Использование “базовых треков” позволяет добиться шумоустойчивости метода по сравнению с другими методами восстановления координаты вершины взаимодействия, с использованием только хитов.

### 3.4.1.1 Основные формулы

Запишем простую систему уравнений прямых в проекции X0Z:

$$\begin{cases} x_v = a_t \cdot z_v + b_t, \\ x_v = a_i \cdot z_v + b_i, \end{cases} \quad (3.34)$$

где:

$z_v$  - Z- координата вершины взаимодействия;

$x_v$  - X- координата вершины взаимодействия;

$a$  - угловой параметр трека;

$b$  - прицельный параметр трека;

индексы при параметрах треков:  $t$  - индекс “базового трека”;  $i$  - индекс кандидата в трек.

Подставляя первое уравнение системы (3.34) во второе, получим:

$$e_i = (a_t - a_i) \cdot z_v + (b_t - b_i). \quad (3.35)$$

Таким образом, при использовании “базового трека” задача сводится от двухмерной задачи к одномерной - поиску  $z_v$  ( $x_v$  однозначно определяется первым уравнением в системе (3.34)). При этом функция правдоподобия имеет вид:

$$L = \sum_i w_i \cdot e_i^2,$$

где  $w_i$  - весовая функция (её описание будет представлено в следующем разделе).

В дальнейшем используем формализм МНК:

$$\frac{\partial L}{\partial z_v} = \sum_i w_i \cdot e_i \cdot \frac{\partial e_i}{\partial z_v}. \quad (3.36)$$

Решая уравнение (3.36) относительно  $z_v$ , получим:

$$z_v = \frac{\sum_i w_i \cdot (b_t - b_i) \cdot (a_t - a_i)}{\sum_i w_i \cdot (a_t - a_i)^2}. \quad (3.37)$$

Обобщая формулу (3.37) на обе проекции (X0Z и Y0Z), получим:

$$\left\{ \begin{array}{l} z_v = - \frac{\sum_i w_i^x \cdot (b_t^x - b_i^x) \cdot (a_t^x - a_i^x) + \sum_i w_i^y \cdot (b_t^y - b_i^y) \cdot (a_t^y - a_i^y)}{\sum_i w_i^x \cdot (a_t^x - a_i^x)^2 + \sum_i w_i^y \cdot (a_t^y - a_i^y)^2}, \\ x_v = a_t^x \cdot z_v + b_t^x \\ y_v = a_t^y \cdot z_v + b_t^y \end{array} \right.,$$

где верхний индекс указывает на принадлежность к проекции:  $x$  - X0Z проекция,  $y$  - YOZ проекция.

### 3.4.1.2 Весовая функция

В качестве весовой функции  $w_i$  для (3.36) выбрана бивесовая функция Тьюки [91]:

$$w_i(e_i) = \begin{cases} \left(1 - \left(\frac{e_i}{c_p \cdot \sigma}\right)^2\right)^2, & \text{if } (|e_i| < c_p \cdot \sigma), \\ 0, & \text{else} \end{cases}$$

здесь  $c_p$  - параметр числа стандартных отклонений, который рекомендуется выбирать из интервала (3÷5);  $\sigma = \sigma_0 + \sigma_{e_i}$  - ошибка,  $\sigma_0$  - пересчитывается на каждом шаге итерации ( $k$  - номер итерации):

$$\sigma_0^{(k)} = \frac{\sum_i w_i^{(k-1)} \cdot (e_i^{(k-1)})^2}{\sum_i w_i^{(k-1)}}. \quad (3.38)$$

Первоначально  $\sigma_0^{(0)} = 5000\text{мкм}$  – половинный размер, плоскости АМ, в поперечной плоскости к пучку. Так как  $\sigma_0$  используется только для “отжига”, то в формуле для  $\sigma$  используется простое суммирование, а не сумма квадратов. При расчёте ошибок:  $\sigma_0^{(k)}$  и  $\sigma_{e_i}$ , в качестве  $e_i$  желательно пользоваться не (3.35), а функционалом:

$$e_i = \frac{(a_b - a_i) \cdot z_v + (b_b - b_i)}{\sqrt{1 + a_i^2}}.$$

Поле ошибок следующее из параметризация трека прямой вида:  $x = a \cdot z + b$  не совсем корректно, так как параметры трека  $a$  и  $b$  не являются независимыми [92]. Поэтому формула  $\sigma_x^2 = \sigma_a^2 \cdot z^2 + \sigma_b^2$  описывающая поле ошибок не верна. Более правильным будет использовать параметризацию вида:

$$x = a \cdot (z - \bar{z}) + b',$$

где  $\bar{z} = \left(\sum_j \frac{z_j}{\sigma_{xj}^2}\right) / \left(\sum_j \frac{1}{\sigma_{xj}^2}\right)$ . Очевидно что  $b' = b + a \cdot \bar{z} = \bar{x}$ . Поле ошибок, в этом случае, описывается функционалом  $\sigma_x^2 = \sigma_a^2 \cdot (z - \bar{z})^2 + \sigma_{b'}^2$ , (см. рис. 3.22). Таким образом, ошибка  $\sigma_{e_i}$  будет иметь вид:

$$\sigma_{e_i} \sim \frac{|\bar{z} - z_v|}{\sqrt{1 + a_i^2}} \cdot \sigma_{a_i}.$$

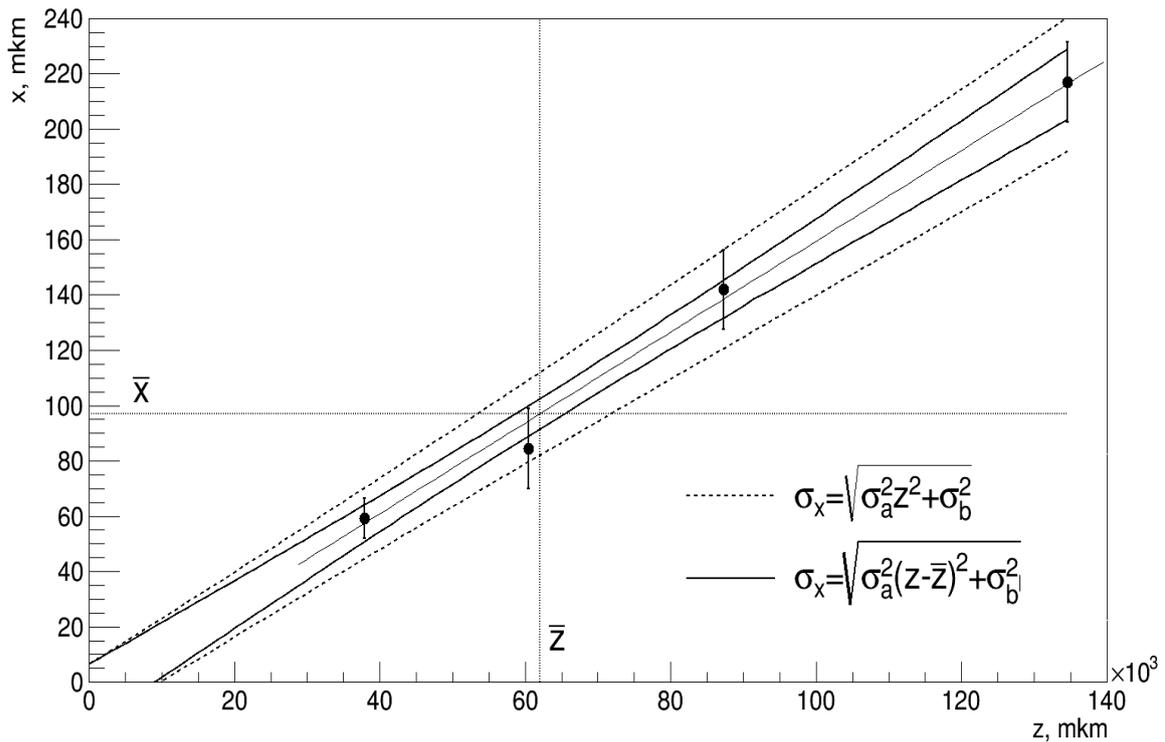


Рис. 3.22. Два вида поля ошибок трека, на примере проекции X0Z.

### 3.4.1.3 Критерии на “отжиг”

Как уже упоминалось, “отжиг” производится параметром  $\sigma_0$ . Процесс “отжига” представляет из себя аналог процесса ребининга одномерной гистограммы (в разделе 3.4.1.1 был произведён переход от многомерной задачи, к одномерной), где  $\sigma_0$  выступает в качестве размера бины или параметра ребининга. Соответственно, при большом  $\sigma_0$  будем иметь сглаженный вид гистограммы с одним широким глобальным экстремумом, к которому мы и стремимся:

1. как только модуль разности  $|z_v^{(k)} - z_v^{(k-1)}|$  уменьшается до какого-то заранее выбранного предела ( $k$  - номер итерации), то переходим к пункту 2;
2. пересчитываем  $\sigma_0$  по формуле (3.38) и переходим к пункту 1.

Процесс продолжается до тех пор, пока выполняется условие  $|\sigma_0^{(k)} - \sigma_0^{(k-1)}| > 1$ .

Данный процесс “отжига” позволяет избежать попадания в локальные экстремумы.

### 3.4.2 Поиск вершин

Ниже рассмотрен алгоритм поиска вершин, применяемый для первоначального анализа экспериментальных данных с Вершинного детектора (ВД) установки СВД-2, и «быстрая» процедура фильтрации событий на его основе [93].

### 3.4.2.1 Пространство параметров трека $\{a, b\}$

В лабораторной системе координат все треки, выходящие из одной вершины (рис. 3.23а), образуют подмножество  $R$  параметров  $a_i$  и  $b_i$ , которое располагается на одной прямой в пространстве  $\{a, b\}$  (рис. 3.23б):

$$b_i = -a_i \cdot z_v + x_v.$$

Здесь  $z_v, x_v$  – координаты вершины в лабораторной системе координат, которые необходимо определить. При наличии в событии кроме первичной вершины одной или нескольких вершин от распада частиц, точки в пространстве  $\{a, b\}$  не располагаются на одной прямой и через них можно провести соответственно две или несколько прямых.

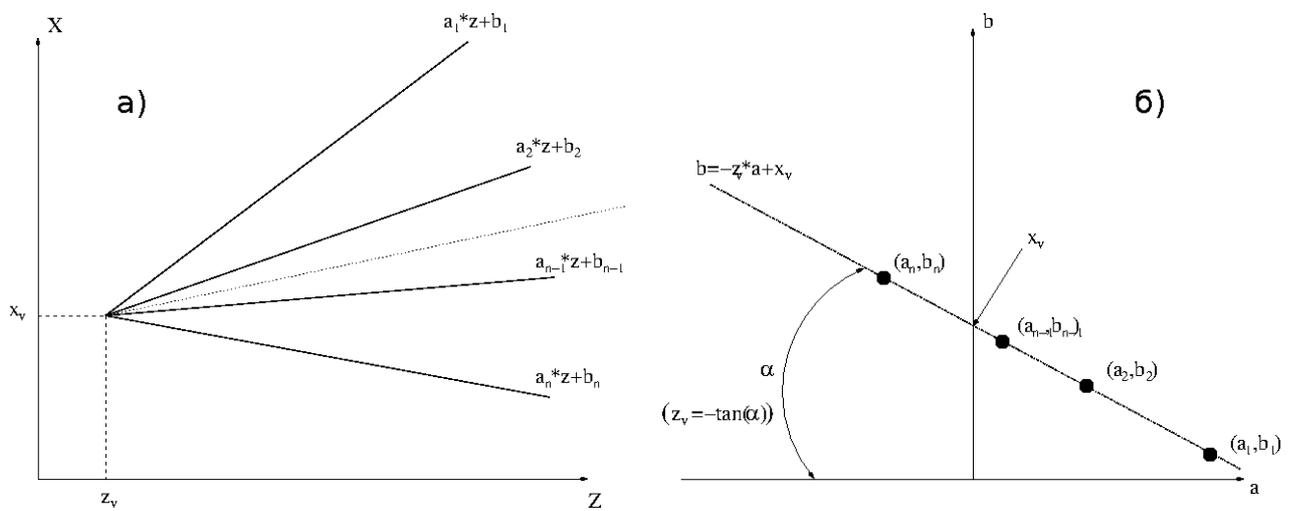


Рис. 3.23. Изображение треков в лабораторной системе координат (а) и в пространстве параметров  $\{a, b\}$  (б).

Фитирование подмножества точек в пространстве  $\{a, b\}$  прямыми линиями с помощью МНК составляет основу процедуры поиска вершин события.

### 3.4.2.2 Поиск вершин по пространственно восстановленным трекам (основной метод)

#### 3.4.2.2.1 Основные формулы

Все приведённые ниже выкладки базируются на МНК применительно к пространству  $\{a, b\}$ . Запишем логарифмическую функцию правдоподобия в виде:

$$L(x_v, y_v, z_v | \vec{b}_x, \vec{b}_y) = \sum_{i=1}^n \frac{(b_{x_i} + z_v \cdot a_{x_i} - x_v)^2}{\sigma_{x_i}^2} + \frac{(b_{y_i} + z_v \cdot a_{y_i} - y_v)^2}{\sigma_{y_i}^2}, \quad (3.39)$$

где  $n$  – число пространственно восстановленных треков;  $\sigma_{x_i}$  (как и  $\sigma_{y_i}$ ) является ошибкой прицельного параметра  $i$ -трека в ЛабСК и описывается выражением:  $\sigma_{x_i}^2 = \sigma_{a_{x_i}}^2 \cdot (\bar{z}_{x_i})^2 + \sigma_{b_{x_i}}^2$ , (см. пояснения к рис. 3.22 в разделе 3.4.1.2).

Решая (3.39), получим:

$$\begin{aligned}
 z_v &= \frac{\left( \frac{\sum_i \frac{a_{x_i}}{\sigma_{x_i}^2} \cdot \sum_i \frac{b_{x_i}}{\sigma_{x_i}^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{x_i}^2}} - \sum_i \frac{a_{x_i} \cdot b_{x_i}}{\sigma_{x_i}^2} \right) + \left( \frac{\sum_i \frac{a_{y_i}}{\sigma_{y_i}^2} \cdot \sum_i \frac{b_{y_i}}{\sigma_{y_i}^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{y_i}^2}} - \sum_i \frac{a_{y_i} \cdot b_{y_i}}{\sigma_{y_i}^2} \right)}{D} \\
 &= \frac{\left( \bar{a}_x \cdot \bar{b}_x \cdot \sum_i \frac{1}{\sigma_{x_i}^2} - \sum_i \frac{a_{x_i} \cdot b_{x_i}}{\sigma_{x_i}^2} \right) + \left( \bar{a}_y \cdot \bar{b}_y \cdot \sum_i \frac{1}{\sigma_{y_i}^2} - \sum_i \frac{a_{y_i} \cdot b_{y_i}}{\sigma_{y_i}^2} \right)}{D}; \\
 x_v &= \frac{z_v \cdot \sum_i \frac{a_{x_i}}{\sigma_{x_i}^2} + \sum_i \frac{b_{x_i}}{\sigma_{x_i}^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{x_i}^2}} = z_v \cdot \bar{a}_x + \bar{b}_x; \\
 y_v &= \frac{z_v \cdot \sum_i \frac{a_{y_i}}{\sigma_{y_i}^2} + \sum_i \frac{b_{y_i}}{\sigma_{y_i}^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{y_i}^2}} = z_v \cdot \bar{a}_y + \bar{b}_y, \tag{3.40}
 \end{aligned}$$

где

$$D = \left( \sum_i \frac{a_{x_i}^2}{\sigma_{x_i}^2} - \frac{\left( \sum_i \frac{a_{x_i}}{\sigma_{x_i}^2} \right)^2}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{x_i}^2}} \right) + \left( \sum_i \frac{a_{y_i}^2}{\sigma_{y_i}^2} - \frac{\left( \sum_i \frac{a_{y_i}}{\sigma_{y_i}^2} \right)^2}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{y_i}^2}} \right).$$

### 3.4.2.2.2 Координатные ошибки для вершины

Ошибки для параметров фита находим дифференцированием выражений (3.40) по  $\bar{b}_x, \bar{b}_y$ :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{z_v}^2 &= \frac{1}{D}; \\
 \sigma_{x_v}^2 &= \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{x_i}^2}} + \frac{\bar{a}_x^2}{D}; \\
 \sigma_{y_v}^2 &= \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{y_i}^2}} + \frac{\bar{a}_y^2}{D}.
 \end{aligned}$$

Поле ошибок параметров фита прямой в пространстве  $\{a, b\}$  для проекций  $X0Z$  и  $Y0Z$  описывается выражениями (аналог поля ошибок для трека в ЛабСК, см. раздел 3.4.1.2, но перенесённый на поле ошибок вершины в пространстве  $\{a, b\}$ ):

$$\sigma_{b_{x_i}}^2(a_{x_i}) = \sigma_{z_v}^2 \cdot (a_{x_i} - \bar{a}_x)^2 + \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{x_i}^2}};$$

$$\sigma_{b_{y_i}}^2(a_{y_i}) = \sigma_{z_v}^2 \cdot (a_{y_i} - \bar{a}_y)^2 + \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_{y_i}^2}}.$$

Данные выражения используются в дальнейшем для определения доверительной вероятности принадлежности  $i$ -трека к данной вершине.

### 3.4.2.2.3 Алгоритм поиска вершин по пространственно восстановленным трекам

Из полученных параметров треков в строгом соответствии с их пространственным соответствием заполняем вектора  $\vec{a}_x, \vec{b}_x, \vec{a}_y, \vec{b}_y$ .

Основные этапы алгоритма поиска вершин следующие:

1. Создаются два биномиальных вектора  $\vec{s}, \vec{sv}$  размером, равным количеству пространственно восстановленных треков. Вектор  $\vec{s}$  определяет используемые треки для анализа (если для  $i$ -ого трека  $s_i = 1$ , то он является не определённым в отношении какой-либо из найденных вершин и используется в поиске новой вершины). На начальном этапе  $\vec{s}$  представляет собой единичный вектор. Вектор  $\vec{sv}$  - массив определённых треков (т.е. треков, которые определены в отношении какой-либо вершины (образуют её)). Если  $sv_i = 1$ , то  $i$ -тый трек был приписан к какой-то вершине и не используется в дальнейших поисках. На начальном этапе  $\vec{sv}$  - нулевой вектор. Основным критерием поиска является минимум по  $\chi_{xy}^2$ , для него используется вспомогательная переменная, которая первоначально определяется как  $\chi_0^2 = 100$ .
2. Производится пространственный фит МНК согласно значениям  $\vec{s}$ .
  - 2.1. Если  $\chi_{xy}^2 > \chi_0^2$ , то переходим к пункту 8.
  - 2.2. Если  $\chi_{xy}^2 < \chi_0^2$ , сохраняем всю необходимую информацию по фиту в буфер предыдущего состояния и приравниваем  $\chi_0^2 = \chi_{xy}^2$ .
3. Отсев треков. Производим поиск трека с учётом условия  $s_i \cdot (1 - sv_i) > 0$ , имеющего минимальную вероятность:

$$P_i = P_{x_i} \cdot P_{y_i} = \frac{\min(\sigma_{x_i}, \sigma_{b_{x_i}})}{\sqrt{\frac{\sigma_{x_i}^2 + \sigma_{b_{x_i}}^2}{2}}} \cdot e^{-\frac{(b_{x_i} + z_v \cdot a_{x_i} - x_v)^2}{2(\sigma_{x_i}^2 + \sigma_{b_{x_i}}^2)}} \cdot \frac{\min(\sigma_{y_i}, \sigma_{b_{y_i}})}{\sqrt{\frac{\sigma_{y_i}^2 + \sigma_{b_{y_i}}^2}{2}}} \cdot e^{-\frac{(b_{y_i} + z_v \cdot a_{y_i} - y_v)^2}{2(\sigma_{y_i}^2 + \sigma_{b_{y_i}}^2)}}.$$

Если  $P_i < 0.05$  (при доверительном интервале, равном 95%), то производим отсев  $i$ -того трека ( $s_i = 0$ ). Если  $P_i \geq 0.05$ , то переходим к пункту 8.

4. Если  $\sum_{i=1}^n s_i < 2$  - прекращаем поиск.
5. Производится пространственный фит МНК согласно новым значениям  $\vec{s}$  (аналогичен пункту 2).
6. Добор треков. Производим поиск треков с учётом условия  $s_i + sv_i < 1$ , имеющих  $P_i > 0.05$ . При этом присваиваем  $s_i = 1$ .
7. Переходим к пункту 2.
8. Заносим в банк данных параметры найденной вершины из буфера предыдущего состояния.
9. Изменяем бинарные векторы  $\vec{s}, \vec{sv}$ :
  - 9.1. дополняем  $\vec{sv}$ :  $sv_i = 1$  при  $s_i = 1$ ;
  - 9.2.  $\vec{s} = \text{inv}(\vec{sv})$ .
10. Если  $n - \sum_{i=1}^n sv_i < 2$ , то прекращаем поиск, в противном случае производим переприсваивание  $\chi_0^2 = 100$  и переходим к пункту 2 (поиск новой вершины).

### 3.4.2.3 Поиск вершин только по проекциям треков (быстрый фильтр)

#### 3.4.2.3.1 Основные формулы

Все формулы полностью аналогичны описанным в разделе 3.4.2.2.1 и 3.4.2.2.2 несмотря на то, что логарифмическая функция правдоподобия незначительно изменяется:

$$L(x_v, y_v, z_v | \vec{b}_x, \vec{b}_y) = \sum_{i=1}^n \frac{(b_{x_i} + z_v \cdot a_{x_i} - x_v)^2}{\sigma_{x_i}^2} + \sum_{j=1}^m \frac{(b_{y_j} + z_v \cdot a_{y_j} - y_v)^2}{\sigma_{y_j}^2}.$$

Данные изменения касаются только предела суммирования по Y-ой составляющей (пространство  $\{a, b\}$  проекции Y0Z) в связи с различием в числе треков, восстановленных на разных проекциях ( $i=1, n$  – для X0Z,  $j=1, m$  – для Y0Z).

Предварительного пространственного восстановления треков данный метод не требует, поэтому нет особых требований к последовательности присвоения значений компонентов векторов  $\vec{a}_x, \vec{b}_x, \vec{a}_y, \vec{b}_y$ .

#### 3.4.2.3.2 Алгоритм поиска

Алгоритм поиска аналогичен алгоритму, описанному в разделе 3.4.2.2.3, за исключением того, что необходимо использовать не два бинарных вектора  $\vec{s}$  и  $\vec{sv}$ , а четыре:  $\vec{s}_x, \vec{sv}_x, \vec{s}_y, \vec{sv}_y$  для каждой проекции в отдельности.

Данный алгоритм используется сразу после восстановления проекций треков и служит триггером для отбора событий с вторичными вершинами распада частиц. Быстродействие

программного пакета значительно увеличивается из-за допуска к полному анализу событий только интересующего класса. При этом в пространственной реконструкции треков можно использовать уже имеющуюся предопределённость треков к вершинам.

Быстрый фильтр не отменяет использование низкоуровневого анализа вторичных вершин, который производится в пространстве параметров треков  $\{a, b\}$ . Рассмотрим основную концепцию низкоуровневого анализа на примере вторичной вершины от распада  $V^0$  (рис. 3.24а).

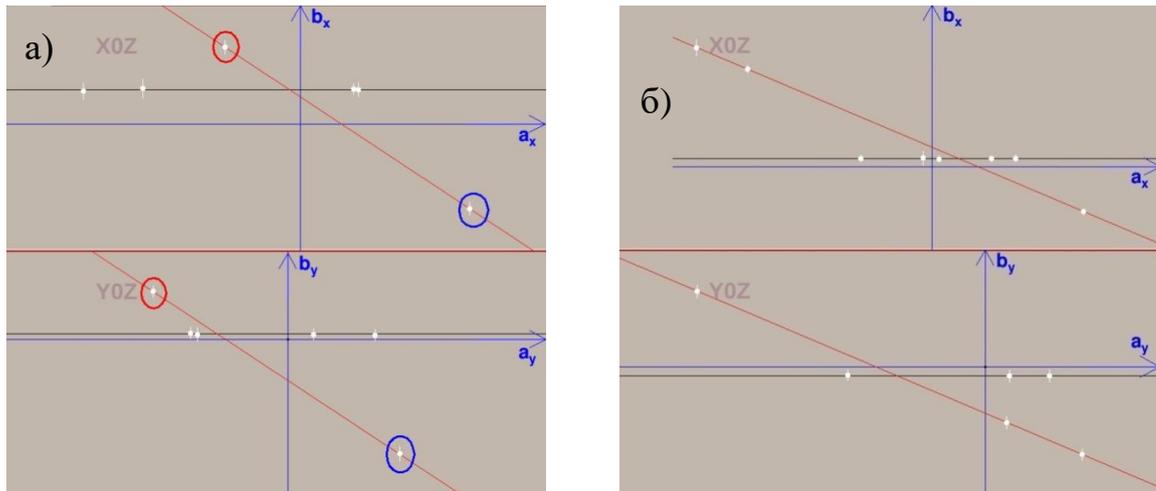


Рис. 3.24. Пример события, в пространстве  $\{a, b\}$ : а) с распадом  $V^0$ ; б) с распадом трёх-лучевой вторичной вершины.

На рисунке 3.24а: белые точки – треки; чёрная линия – первичная вершина (вершина взаимодействия); красная линия – вторичная вершина (вершина распада  $V^0$ ). Для наглядности представления начало  $Z$ -оси ЛабСК смещено в положение первичной вершины; в этом случае, треки выходящие из первичной вершины располагаются на горизонтальной линии в пространстве  $\{a, b\}$ . Левый трек вторичной вершины должен находится над линией первичной вершины (на рис. 3.24а выделено красным овалом), тогда как правый трек вторичной вершины должен находится под линией первичной вершины (на рис. 3.24а выделено синим овалом) и это должно наблюдаться на обеих проекциях пространства  $\{a, b\}$ . Данное условие определяет геометрическое соответствие вторичной вершины первичной вершине. Если условие не выполняется, то:

- вторичная вершина является ложной;
- часть треков вторичной вершины потеряно (вне апертуры ВД), что существенно для многолучевых вторичных вершин.

Точка пересечения линий первичной и вторичной вершин в пространстве  $\{a, b\}$  определяет направление движения «материнской» частицы от первичной вершины до распада в точке

формирования вторичной вершины. На рисунке 3.24б, в качестве аналогии, представлен пример с трёх-лучевой вторичной вершиной.

В приложении П.1 представлены методы фильтрации распадов  $V^0$  (двухчастичные распады).

### 3.5 Реконструкция треков в спектрометре

Определение заряда и импульса вторичных частиц является одной из основных задач при обработке экспериментальных данных в физике высоких энергий. Зачастую данная задача разделяется на два этапа:

1. предварительные методы оценки;
2. основные методы, которые базируются на идеологии пошаговой трассировки в условиях динамических систем (в основном используется фильтр Кальмана) [94, 95].

Все предварительные методы оценки относятся к комбинаторным задачам вне зависимости от идейного наполнения: «табличные методы», клеточные автоматы, слежение по треку с возможностью ветвления и т.д. [94, 96, 97]. Описываемый метод относится к «табличным» и применяется на предварительном этапе для оценки импульса частицы и набора хитов в трек.

#### 3.5.1 Уравнение для оценки импульса

Рассмотрим систему уравнений для координат в проекции X0Z, которая перпендикулярна к направлению вектора магнитного поля  $\vec{B} = \{0, B, 0\}$  [98]:

$$\begin{cases} x - x_0 = \frac{p_{x0}}{\rho \cdot p_t} \sin(\rho \cdot S_t) + \frac{p_{z0}}{\rho \cdot p_t} (1 - \cos(\rho \cdot S_t)) \\ z - z_0 = \frac{p_{z0}}{\rho \cdot p_t} \sin(\rho \cdot S_t) - \frac{p_{x0}}{\rho \cdot p_t} (1 - \cos(\rho \cdot S_t)) \end{cases} \quad (3.41)$$

где:

$S_t$  – длина пути в плоскости X0Z;

$\rho = -0.2998 \cdot 10^{-3} \cdot B \cdot q/p_t$  [кГ/(ГэВ/с)];

$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_z^2}$  – импульс в проекции X0Z;

$q$  – заряд частицы [+1/-1];

$\{p_{x0}, p_{y0}, p_{z0}\}$  – компоненты импульса в начале пути [ГэВ/с];

$\{x_0, y_0, z_0\}$  – начальная координата пути (в качестве данной координаты можно использовать

$\{b_{x0}, b_{y0}, 0\}$ , где  $b_{x0}, b_{y0}$  – прицельные параметры проекционных треков в ВД).

Разделим первое уравнение на второе:

$$\frac{x - x_0}{z - z_0} = \frac{\frac{p_{z0}}{\rho \cdot p_t} \left( \frac{p_{x0}}{p_{z0}} \sin(\rho \cdot S_t) + (1 - \cos(\rho \cdot S_t)) \right)}{\frac{p_{z0}}{\rho \cdot p_t} \left( \sin(\rho \cdot S_t) - \frac{p_{x0}}{p_{z0}} (1 - \cos(\rho \cdot S_t)) \right)};$$

$$\Rightarrow a_x = \frac{a_{x0} \cdot \sin(\rho \cdot S_t) + (1 - \cos(\rho \cdot S_t))}{\sin(\rho \cdot S_t) - a_{x0} \cdot (1 - \cos(\rho \cdot S_t))} \quad (3.42)$$

где:

$a_x$  – угловой параметр от начала трека до хита в спектрометре в проекции X0Z (к примеру:  $x$  – координата хита в Y-камере спектрометра расположенной на расстоянии  $z$  от начала координат);

$a_{x0}$  – угловой параметр первоначального прямолинейного трека в проекции X0Z.

Уравнение (3.42) преобразуем к виду:

$$\frac{a_x - a_{x0}}{1 + a_x \cdot a_{x0}} = \frac{1 - \cos(\rho \cdot S_t)}{\sin(\rho \cdot S_t)}. \quad (3.43)$$

Преобразуем правую часть уравнения (3.43):

$$\frac{1 - \cos(\rho \cdot S_t)}{\sin(\rho \cdot S_t)} = \operatorname{tg}\left(\frac{\rho \cdot S_t}{2}\right).$$

Преобразуем левую часть уравнения (3.43):

$$\frac{a_x - a_{x0}}{1 + a_x \cdot a_{x0}} = \frac{\operatorname{tg}(\beta) - \operatorname{tg}(\gamma)}{1 + \operatorname{tg}(\beta) \cdot \operatorname{tg}(\gamma)} = \operatorname{tg}(\beta - \gamma) = \operatorname{tg}(\alpha). \quad (3.44)$$

Таким образом, уравнение (3.43) примет вид:

$$\operatorname{tg}(\alpha) = \operatorname{tg}\left(\frac{\rho \cdot S_t}{2}\right);$$

и окончательно:

$$\alpha = \frac{\rho \cdot S_t}{2}. \quad (3.45)$$

На рисунке 3.25 приведено графическое пояснение (вид сверху на МС): красными вертикальными линиями обозначено положение пропорциональных камер (ПК); синие точки – хиты в Y-камерах; прямая  $X = a_{x0}Z + x_0$  – траектория частицы в области ВД; пунктирная линия – траектория частицы в МС.

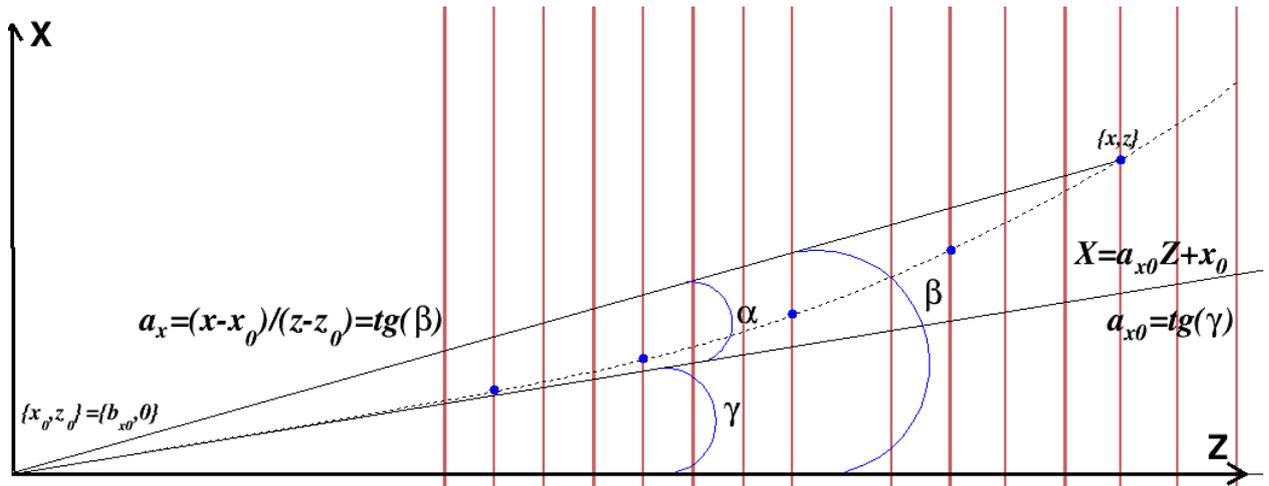


Рис. 3.25. Графическое пояснение к формулам.

В уравнении (3.45) расписываем  $\rho$  и выражаем проекцию импульса:

$$p_t = -\frac{0.2998 \cdot 10^{-3} \cdot q \cdot B \cdot S_t}{2\alpha}. \quad (3.46)$$

В полученном выражении (3.46):

- упраздняем заряд ( $q$ ), в этом случае  $p_t$  – проекция импульса с учётом заряда;
- производим замену:  $p_t = p \sqrt{\frac{1+a_{x0}^2}{1+a_{x0}^2+a_{y0}^2}}$ ;
- вводим обозначение:  $B^{\text{int}} = B \cdot S_t$  – интеграл поля по длине пути.

В общем случае, окончательно, получим:

$$p_{ij} = -\frac{1.499 \cdot 10^{-4} \cdot B_i^{\text{int}}}{\alpha_{ij}} \sqrt{\frac{1 + a_{x0}^2 + a_{y0}^2}{1 + a_{x0}^2}}; \quad (3.47)$$

где индексы:  $i$  – номер ПК;  $j$  – номер хита в  $i$  – камере.

В формуле (3.47) неоднозначно определённым остаётся вектор параметров  $\overline{B^{\text{int}}} = \{B_i^{\text{int}}\}$ . Он будет найден в следующем разделе.

Последовательность действий для расчёта импульса по формуле (3.47):

1. преобразуем координату  $j$ -ого хита  $x_{ij}^*$  из локальной СК (ЛокСК)  $i$ -камеры в ЛабСК (для  $U/V$  – камер):

$$x_{ij} = \frac{x_{ij}^* - (a_{y0} \cdot z_i + b_{y0}) \cdot \sin(\varphi_i)}{\cos(\varphi_i)};$$

где  $\varphi_i$  – угол наклона проволочек, относительно вертикали, в камере  $i$ .

В проекции  $Y0Z$  магнитное поле отсутствует, поэтому трек в данной проекции параметризуется прямой  $y_i = a_{y0} \cdot z_i + b_{y0}$ ;

2. определяем угловой параметр  $a_x$ :

$$a_{xij} = \frac{x_{ij} - x_0}{z_i - z_0} = \frac{x_{ij} - b_x}{z_i};$$

3. рассчитываем угол  $\alpha$ :

$$\alpha_{ij} = \arctg\left(\frac{a_{xij} - a_{x0}}{1 + a_{xij} \cdot a_{x0}}\right);$$

4. рассчитываем импульс по формуле (3.47).

### 3.5.2 Определение $\overrightarrow{B}^{int}$

Величина  $B^{int}$  не является “чистым” интегралом поля по длине пути, а представляет лишь некое приближение к нему (в нашем случае:  $B^{int} \sim B_{real}^{int}/2$ ) и связано это с упрощённым представлением физики процесса.

Определить вектор  $\overrightarrow{B}^{int}$  можно несколькими способами:

- МК-моделированием;
- с использованием экспериментальной выборки распадов  $V^0$  -частиц.

Если карта магнитного поля плохо измерена, то оба способа являются взаимодополняющими. При этом в качестве выборки  $V^0$  -частиц лучше использовать распад  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , с пересчётом импульсов дочерних продуктов по кинематике распада. Это позволяет, уточнив вектор  $\overrightarrow{B}^{int}$ , убрать сдвиги в спектрах эффективных масс и уменьшить ширину «распадных» пиков.

В данном случае мы рассмотрим только МК способ.

В методе МК на каждое событие производилась генерация одного трека со следующими параметрами:

1. тип частицы:  $\pi^\pm$  - мезон;
2. начальные угловые параметры трека:  $a_{x0} \in [-0.15 \div 0.15]$  и  $a_{y0} \in [-0.15 \div 0.15]$  с шагом 0.05 (граничные значения угловых параметров взяты по апертуре ВД);
3. импульс:  $p \in [0.5 \div 30.5]$  ГэВ/с с шагом 1 ГэВ/с;
4. на каждый параметр генерировалось по 100 треков;
5. номинал магнитного поля (максимальное значение индукции магнитного поля):  $|B_y^{max}| = 2.5$  кГ (для проекта «Термализация» на установке СВД-2);
6. многократное рассеяние: включено;
7. энергетические потери: включены;
8. имитация отклика детекторов (размазка заряда в ПК): включено;
9. эффективность ПК: 100% (что бы исключить влияние эффективности ПК).

Расчёт элементов вектора  $\overrightarrow{B}^{int}$  производится по формуле (следует из формулы (3.47)):

$$B_i^{\text{int}} = -\frac{p \cdot \alpha_i}{1.499 \cdot 10^{-4}} \sqrt{\frac{1 + a_{x0}^2}{1 + a_{x0}^2 + a_{y0}^2}}$$

Так как при моделировании методом МК хит является однозначно определённым (приписанным к треку) то индекс  $j$  опускается, индекс  $i$  – номер камеры ПК.

В результате моделирования создаётся двумерный плот  $B_i^{\text{int}}$ , каждая  $Y$ -проекция которого аппроксимируется нормальным распределением (рис. 3.26) и составляется таблица результатов аппроксимации (таблица 3.10).

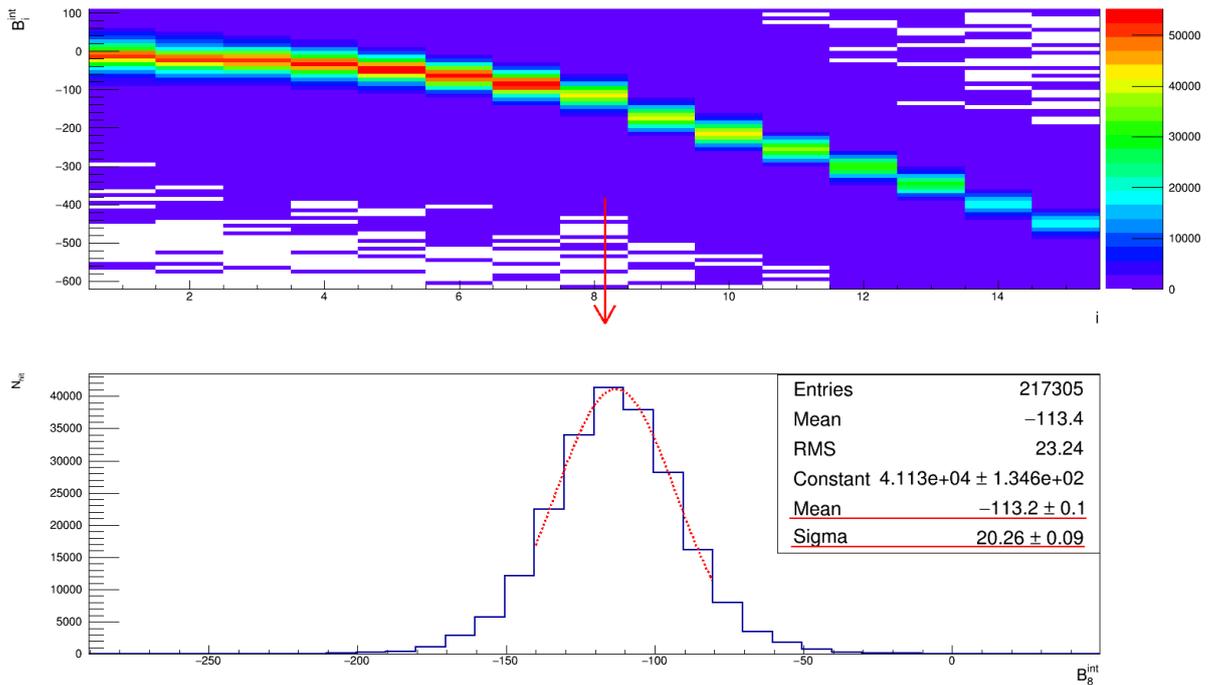


Рис. 3.26. Результат моделирования: двумерный плот  $B_i^{\text{int}}$  и результат аппроксимации для 8-ой плоскости ПК.

Таблица 3.10. Таблица результатов аппроксимации.

$i$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$ B_i^{\text{int}} $	13.4	23.4	25.6	35.6	48.6	64.9	86.8	113.2	173.6	214.5	255.1	302.2	347.7	396.3	448.
$\sigma(B_i^{\text{int}})$	22.5	21.2	22.4	21.3	20.9	21.4	21.1	20.3	20.1	19.5	19.3	19.4	19.6	20.	19.3

Замечание: Рекомендуется получить таблицы аналогичные таблице 3.10 для положительно и отрицательно заряженных треков в отдельности:

- если  $B_i^{\text{int}}$  в этих таблицах для каждой плоскости  $i$  будут сопоставимы ( $|B_i^{\text{int}+} - B_i^{\text{int}-}| \ll \sigma(B_i^{\text{int}})$ ), то второстепенными компонентами магнитного поля (в нашем случае это:  $B_x, B_z$ ) действительно можно пренебречь;

- если различия будут существенны, то второстепенные компоненты магнитного поля оказывают заметный вклад, что отразится на оценке импульса данным методом.

### 3.5.3 Влияние номинала магнитного поля на точность в оценке импульса

Относительная ошибка импульса, определяемого по формуле (3.47), в общем случае имеет вид:

$$\frac{\sigma(p_{ij})}{p_{ij}} = \sqrt{\frac{\sigma^2(B_i^{\text{int}})}{(B_i^{\text{int}})^2} + \frac{\sigma^2(\alpha_{ij})}{\alpha_{ij}^2}}.$$

Однако, из-за включения пунктов 6, 7, 8 в параметры моделирования МК (перечислены в прошлом разделе), компонента  $\sigma(\alpha_{ij})/\alpha_{ij}$  уже входит в определённую выше ошибку  $\sigma(B_i^{\text{int}})$  как средняя по выборке (средняя по индексу  $j$ ) на плоскость  $i$ . Таким образом, в нашем случае:

$$\left\langle \frac{\sigma(p)}{p} \right\rangle_i \sim \frac{\sigma(B_i^{\text{int}})}{|B_i^{\text{int}}|}. \quad (3.48)$$

Величина  $\sigma(B_i^{\text{int}})$  не зависит от номинала магнитного поля ( $B_y^{\text{max}}$ ) и в основном определяется многократным рассеянием и энергетическими потерями частиц, координатным разрешением трековой системы и геометрией установки. Тогда как величина  $|B_i^{\text{int}}|$  напрямую связана с  $B_y^{\text{max}}$  и, как следует из (3.48), для увеличения точности оценки импульса необходимо увеличивать номинал магнитного поля. Используя данные из таблицы 3.10 (для  $|B_y^{\text{max}}| = 2.5$  кГ), а так же аналогичные результаты для  $|B_y^{\text{max}}|$ : 5, 7.5, 10 кГ, можно построить зависимость (3.48) (рис. 3.27).

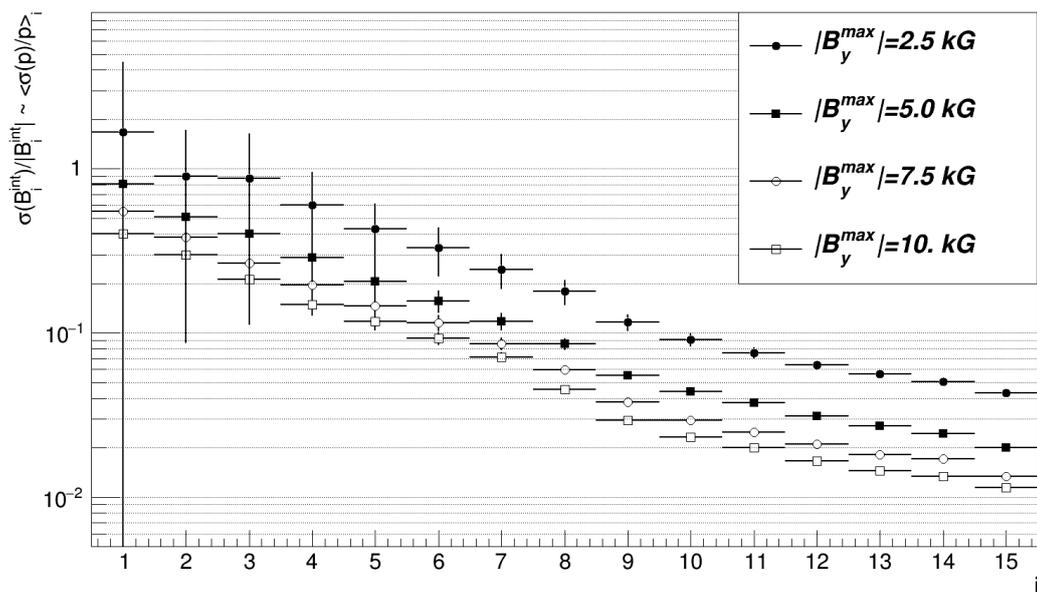


Рис. 3.27. Оценка средней относительной ошибки импульса в зависимости от номера камеры ПК ( $i$ ) которая использовалась для нахождения импульса при разных значениях номинала магнитного поля.

На основании анализа рис. 3.27 можно сделать следующие выводы:

1. С увеличением номинала магнитного поля ( $|B_y^{\max}|$ ) средняя относительная ошибка импульса уменьшается. Однако при больших  $|B_y^{\max}|$  прослеживается тенденция к выполаживанию этой зависимости (см. рис. 3.28).
2. Для  $|B_y^{\max}|=2.5$  кГ: первые 6÷7 камер применять для оценки импульса не представляется возможным, потому что кривизна треков (для  $p>1$  ГэВ/с) очень мала, а координатное разрешение камер не позволяет произвести оценку импульса с приемлемой точностью. В то же время, при данном номинале поля, хорошую точность в оценке импульса позволяют получить только последние 5÷6 камер, что составляет  $\sim 1/3$  от общего их числа. Для  $|B_y^{\max}|=10$  кГ этот показатель составляет уже  $\sim 2/3$ , что положительно сказывается на угловой апертуре МС.
3. Основным алгоритмом для оценки импульса является «обратное распространение», т.е. построение трека от дальних от мишени камер к ближним ( $i=15\div 1$ ).

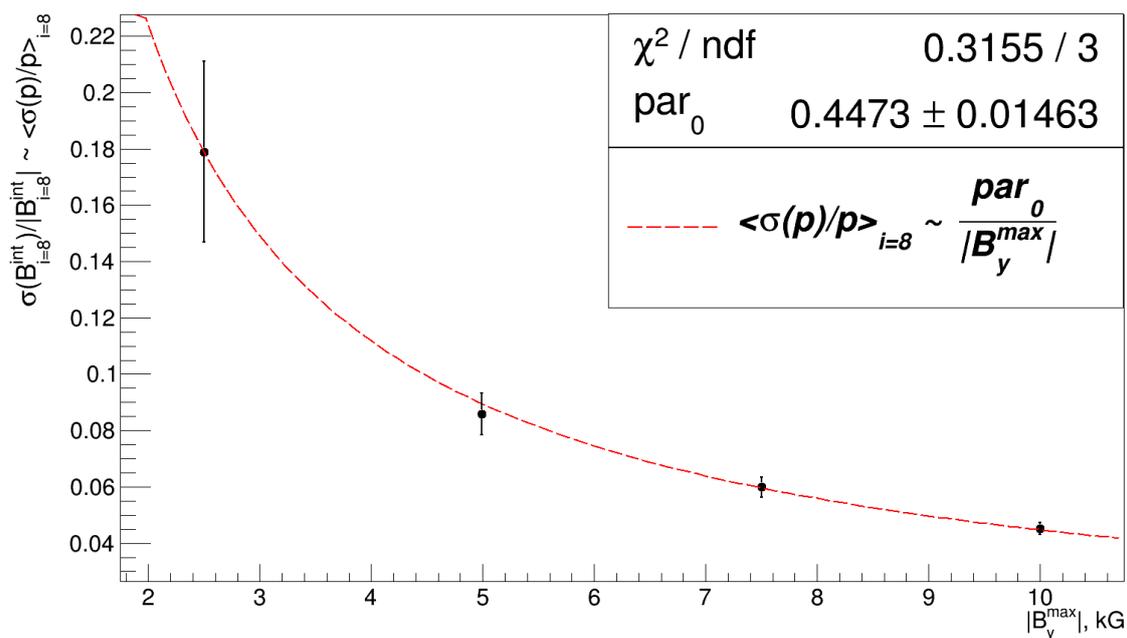


Рис. 3.28. Поведение средней относительной ошибки импульса в зависимости от номинала магнитного поля ( $|B_y^{\max}|$ ), на примере ПК $_{i=8}$ .

Воспользовавшись полученным выводом об «обратном распространении» для оценки импульса, осуществим построение зависимости  $\langle |\Delta p/p| \rangle$  от  $p$ ; где  $p$  – «истинное» значение импульса из моделирования методом МК,  $\Delta p$  – разность между «истинным» значением импульса и оценкой импульса рассчитываемой (3.47) по наиболее удалённому хиту в МС (рис. 3.29).

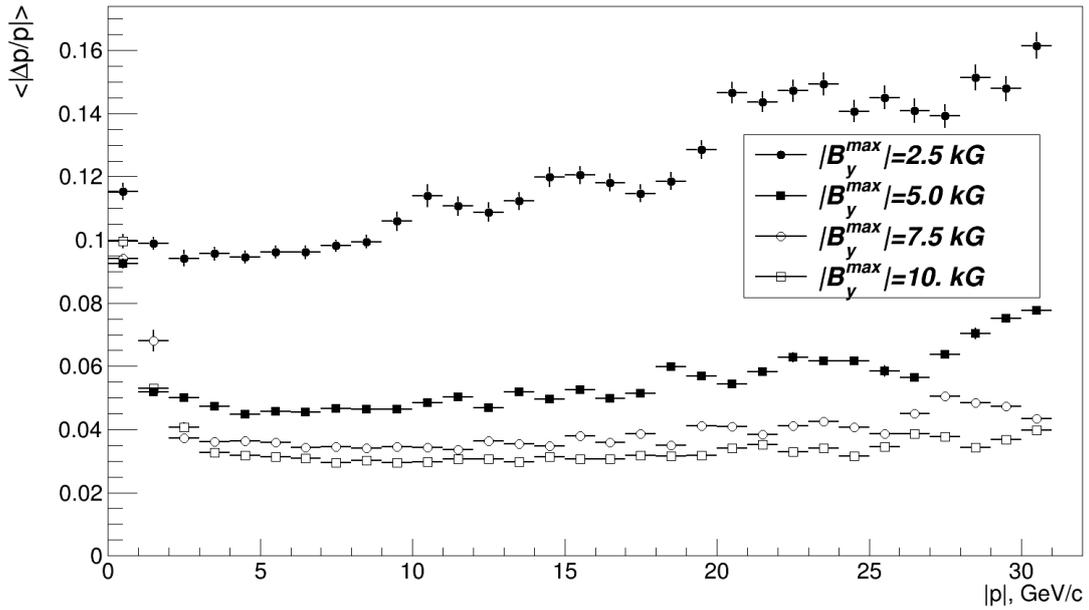


Рис. 3.29. Среднее относительное отклонение оценки импульса при различных номиналах магнитного поля.

Здесь, как и в случае с рисунком 3.28, при фиксированном значении  $p$  прослеживается тенденция к выполаживанию относительной ошибки с ростом  $|B_y^{max}|$ . Для импульсов  $p < 1$  ГэВ/с, с ростом  $|B_y^{max}|$  улучшения в точности оценки импульса не происходит. Причина этого будет рассмотрена в следующем разделе.

### 3.5.4 Расчёт координаты для набора хитов в трек

Пусть мы имеем в ВД пространственно восстановленный трек:

$$\begin{cases} x = a_{x0} \cdot z + b_{x0} \\ y = a_{y0} \cdot z + b_{y0} \end{cases}$$

В качестве примера в последней камере ПК ( $i=15$ ) выделяем хит и рассчитываем импульс по формуле (3.47). Теперь, согласно найденному импульсу, необходимо произвести расчёт координат для каждой камеры ПК и сравнить их с имеющимися хитами.

Для вывода уравнения определения расчётной координаты, воспользуемся уравнением (3.44) выразив в нём  $a_x$ :

$$a_x = \frac{\text{tg}(\alpha) + a_{x0}}{1 - a_{x0} \cdot \text{tg}(\alpha)}$$

Так как  $a_x = (x - x_0)/(z - z_0)$ , то:

$$x = x_0 + \frac{\text{tg}(\alpha) + a_{x0}}{1 - a_{x0} \cdot \text{tg}(\alpha)} \cdot (z - z_0).$$

Подставляя в данную функцию исходные параметры ( $\{x_0, y_0, z_0\} = \{b_{x0}, b_{y0}, 0\}$ ), окончательно получим:

$$x_i = b_{x0} + \frac{\text{tg}(\alpha_i) + a_{x0}}{1 - a_{x0} \cdot \text{tg}(\alpha_i)} \cdot z_i, \quad (3.49)$$

где:

$i$  - номер камеры ПК;

угол  $\alpha_i$  определяется из следующего выражения:

$$\alpha_i = -\frac{1.499 \cdot 10^{-4} \cdot B_i^{\text{int}}}{p} \cdot \sqrt{\frac{1 + a_{x0}^2 + a_{y0}^2}{1 + a_{x0}^2}}.$$

Для сравнения расчётной координаты (3.49) с хитами  $i$ -камеры ПК, необходимо преобразовать её из ЛабСК в локальную СК – камеры:

$$x_i^* = x_i \cdot \cos(\varphi_i) + (a_{y0} \cdot z_i + b_{y0}) \cdot \sin(\varphi_i),$$

где  $\varphi_i$  – угол наклона сигнальных проволочек, относительно вертикали, в камере  $i$ .

На рисунке 3.30 представлены распределения среднеквадратичного отклонения расчётной координаты (3.49) от «истинной» в зависимости от импульса частицы, для двух случаев:

- круглый маркер: с учётом многократного рассеяния и энергетических потерь;
- квадратный маркер: без многократного рассеяния и энергетических потерь.

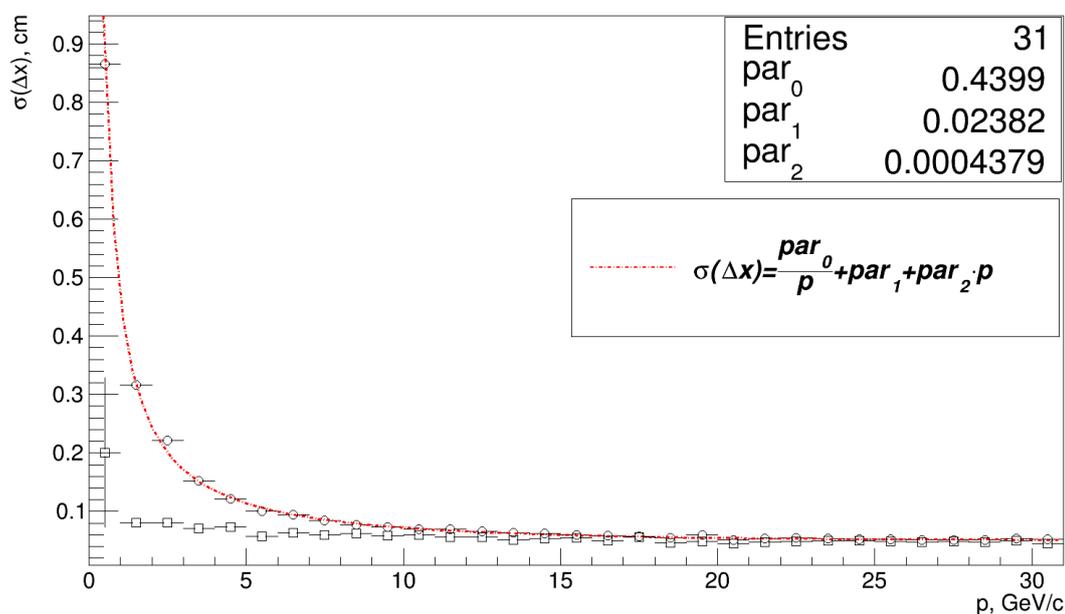


Рис. 3.30. Среднеквадратичное отклонение расчётной координаты (3.49) от «истинной»: круглый маркер – с учётом многократного рассеяния и энергетических потерь; квадратный маркер – без многократного рассеяния и энергетических потерь.

Замечание: Хит, по которому производилась оценка импульса, в построении распределения представленного на рисунке 3.30, не использовался; так как для него  $\Delta x \rightarrow 0$ .

На основании анализа рисунка 3.30 можно сделать следующие выводы:

1. Метод плохо работает для треков с  $p < 1$  ГэВ/с. Зависимость, представленная квадратным маркером, должна соответствовать координатному разрешению ПК ( $\sigma_{ПК} = 0.2/\sqrt{12} \approx 0.06$  см), однако для треков с  $p < 1$  ГэВ/с имеется превышение в  $\sim 3$  раза; а энергетические потери и многократное рассеяние значительно усугубляют ситуацию. Основная причина подобного поведения связана с тем, что чем менее энергична частица, тем большее влияние на неё траекторию оказывают второстепенные компоненты магнитного поля. В значительной степени данная ситуация приводит к большой ошибке в оценке импульса (см. рис. 3.29), которая в свою очередь плохо сказывается на набор хитов в трек. Подобная ситуация будет проявляться, в той или иной степени, в независимости от используемого метода.
2. Коридор на выделение хита ( $\pm 3 \cdot \sigma(\Delta x)$ ) является переменной величиной и зависит от импульса частицы.

Замечание: В реальных условиях предел по  $\sigma(\Delta x) > \sigma_{ПК}$  из-за элайнмента, координатного разрешения ВД и геометрии установки (взаимного расположения детектирующих элементов).

Критериями на выделение трека, являются:

- количество набранных хитов;
- $\chi^2(\Delta x)$ .

### 3.6 Итоги главы 3

В данной главе приводится описание методов и алгоритмов, которые использовались при реконструкции событий. Подавляющая часть методов была разработана автором в процессе работы над анализом экспериментальных данных.

- В разделе 3.1 приводится краткая последовательность системы обработки данных, которая присуща для большинства экспериментов.
- В разделе 3.2 подробно описываются методы восстановления координат пролёта в кремниевых микростриповых детекторах (МСД). Глобально раздел 3.2 разбит на пять частей:
  - В разделе 3.2.1 описывается метод восстановления кластеров, затрагивается проблема угловой эффективности МСД, которая сказывается на методике выделения кластеров;
  - В разделе 3.2.2 описывается проблема образования многочастичных кластеров и приводятся критерии на их выделение;
  - В разделе 3.2.3 описываются методы разделения многочастичных кластеров;

- В разделе 3.2.4 описываются методы восстановления координат пролёта частиц в МСД и приводится оценка их применимости;
- В разделе 3.2.5 затрагиваются проблемы, к которым приводит не оптимально устанавливаемый порог на обрезание амплитуды сигнала с МСД.
- Раздел 3.3 посвящен различным методикам элайнмента детектирующих элементов установки. Этот раздел состоит из двух основных частей:
  - «Предварительный элайнмент» (раздел 3.3.1), где описывается простейший метод, на котором он базируется - это метод «Постоянных коэффициентов». Приводится последовательность применения данного метода для нахождения начального приближения в положении детектирующих элементов установки вдоль оси пучка, с решением проблемы «разбега» между проекциями. Решение проблемы «разбега» между проекциями является базовой задачей для метода «Постоянных коэффициентов» (который для данной задачи разрабатывался). Благодаря «Предварительному элайнменту» осуществляется подготовка выборки данных для «основного элайнмента».
  - «Основной элайнмент» (раздел 3.3.2). В данном разделе представлены два метода:
    - Первый метод разрабатывался для вершинного детектора и в своей базовой идеологии похож на метод «Постоянных коэффициентов». Так как ВД является основным детектором установки для восстановления «первичных» и «вторичных» вершин, то его элайнменту уделено особое внимание.
    - Второй метод реализует простейший метод элайнмента по одиночным трекам для пропорциональных камер спектрометра. Выборка данных подготавливается на основании выполненного элайнмента ВД.
- В разделе 3.4 представлено несколько алгоритмов восстановления «первичной» и «вторичных» вершин в событии, а также методы и критерии быстрой фильтрации событий (выделение событий нужного класса).
  - В разделе 3.4.1 представлено описание метода предварительного восстановления вершины взаимодействия. Основными причинами для разработки данного метода послужили:
    - малое число хитов на трек (максимально: 4 хита, по числу плоскостей МСД в проекции);
    - малое отношение сигнал/шум для МСД ( $\approx 8 \div 10$ ), что в случае МСД с предусилителями GASSIPLEX (порог обрезания по амплитуде сигнала

$2.5 \cdot \sigma_{\text{noise}} = 5\text{ADC}$ ) приводит к заметной зашумленности данных, а в случае МСД с предусилителями VIKING (порог обрезания по амплитуде сигнала  $10\text{ADC}$ ) приводит к потере данных.

В данных условиях для более надежного восстановления треков была необходима дополнительная информация, в качестве которой использовалась предварительно восстановленная вершина взаимодействия.

- В разделе 3.4.2 вводится понятие «пространства параметров треков  $\{a,b\}$ », основная задача которого упростить представление и восприятие информации о событии (в части касающейся вершин). На основании данного представления разработаны: алгоритм поиска вершин по пространственно восстановленным трекам и его аналог для быстрой фильтрации событий на наличие «вторичных» вершин – поиск вершин по проекциям треков. В приложении П.1 приведены простые кинематические критерии на выделение событий с распадом  $V^0$  - частиц, а также разработанный автором метод фильтрации на базе критерия Армантероса-Подольянского.
- Раздел 3.5 посвящен описанию первичного метода реконструкции треков в спектрометре. Метод позволяет производить оценку импульса с учётом заряда частицы и осуществляет подбор хитов в трек, что создает некоторую переопределенность выборки исходных параметров для основного метода, базирующегося на фильтре Кальмана. При описании метода затронуты вопросы, касающиеся планирования эксперимента в части выбора номинала магнитного поля и его влияния на точность восстановления импульса и эффективную апертуру магнитного спектрометра.

## Глава 4. Сечение образования нейтральных D-мезонов

В данной главе представлены результаты математического моделирования процессов pA-взаимодействий при 70 ГэВ/с в установке СВД-2 для эксперимента E-184, полученные с помощью программ FRITIOF7.02 и GEANT3.21. Проведено их сравнение с экспериментальными данными, оптимизирован набор параметров событий для выделения двухчастичных распадов очарованных  $D^0$ -мезонов. Дана оценка эффективностей прохождения событий через этапы системы обработки данных эксперимента. По результатам регистрации распадов очарованных  $D^0$ -мезонов получены оценки полного сечения рождения очарованных частиц на ядрах углерода, кремния, свинца и нуклоне ядра. Результаты, представленные в данной главе, были опубликованы в работах [99 - 101].

### 4.1 Эффективность регистрации очарованных $D^0$ -мезонов

#### 4.1.1 Моделирование с помощью программы FRITIOF

Для моделирования протон-ядерных взаимодействий при 70 ГэВ/с использовалась программа FRITIOF 7.02 [102]. В генераторе FRITIOF разыгрывались pA-взаимодействия с учётом фермиевского движения нуклонов, деформации ядра мишени и многократного перерасеяния. Для распределения нуклонов в ядре использован потенциал Вудса-Саксона

$$\rho(r) = \rho(0) / \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - r(0)\sqrt[3]{A}}{c}\right) \right]$$

с параметрами  $r(0) = 1.16(1 - 1.16A^{-2/3})\text{fm}$  и  $c \approx 0.5\text{fm}$ .

В отобранных «minibias» событиях рождение кварк-антикварковых пар моделировалось в рамках дипольно-каскадной модели, процессы адронизации выполнялись по лундской схеме с использованием функции фрагментации  $f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp(-bm_t^2/z)$ . Для параметров функции использованы значения  $a=0.18$  и  $b=0.34 \text{ ГэВ}^{-2}$ , в соответствии с результатами  $e^+e^-$ -экспериментов OPAL [103] и CLEO [104], в которых настройка параметров делалась по измеренным спектрам D- и  $D^*$ -мезонов. Для всех других параметров модели использованы установочные значения программы FRITIOF 7.02.

На рисунке 4.1 (слева) сравниваются значения средней множественности заряженных частиц и средней множественности  $V^0$  ( $K_S^0$  и  $\Lambda^0$ ) для моделированных pA→X событий в зависимости от атомного номера ядра мишени. Видно, что в pA-взаимодействиях средние множественности частиц примерно в 2 раза выше для C, Si и в ~3 раза выше для Pb, чем в pp-взаимодействиях. При этом средние значения импульсов частиц уменьшаются с увеличением атомного номера ядер мишени (рис. 4.1 справа).

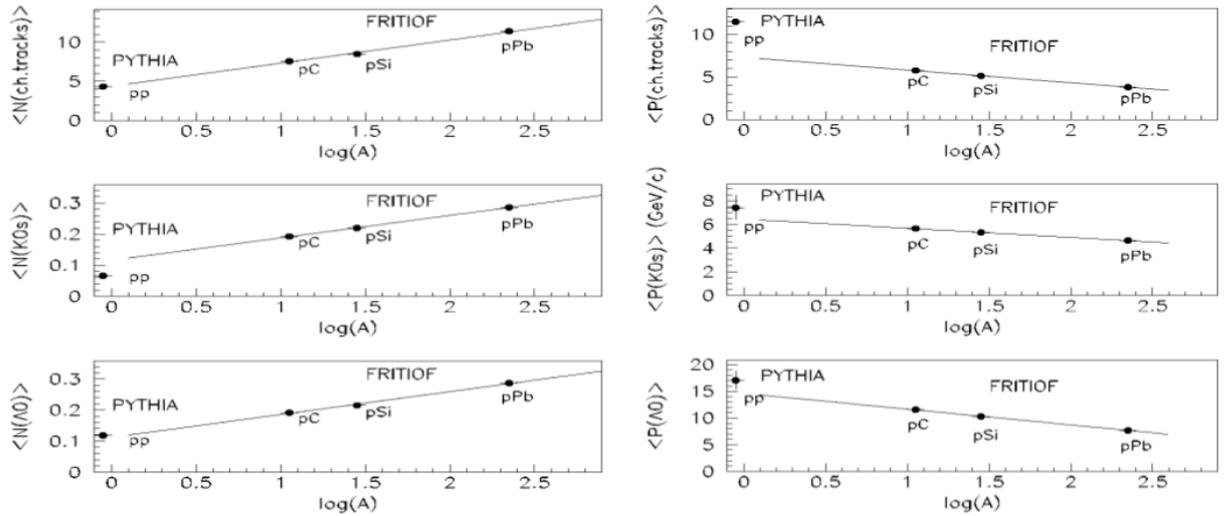


Рис. 4.1. Средняя множественность заряженных и нейтральных ( $K_S^0$  и  $\Lambda^0$ ) частиц в первичной вершине (слева) и их средние значения импульсов (справа) для мишеней C, Si и Pb.

В программе FRITIOF при моделировании взаимодействия налетающего протона с ядром мишени известно число нуклонов, участвующих в столкновении. На рисунке 4.3 представлены распределения по числу взаимодействующих нуклонов для разных ядер. Видно, что их среднее число растёт с ростом атомного номера ядра мишени (C-1.9, Si-2.3, Pb-3.6).

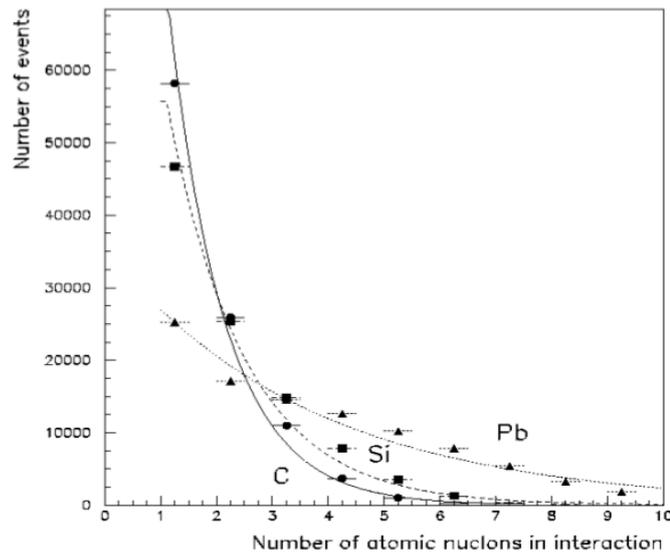


Рис. 4.3. Число нуклонов ядра, участвующих во взаимодействии, для мишеней из C (●), Si (■), Pb (▲). Сплошные кривые – результат фитирования данных полиномом 4-й степени.

Поскольку среднее число участвующих во взаимодействии нуклонов растёт с увеличением атомного номера ядра мишени, то множественность и импульс рожденных частиц зависят от  $A$  (рис. 4.1). Следствием этого может быть разный набор критериев (по множественности заряженных частиц, их импульсу и переменной  $x_F$ ) для разных мишеней при отборе событий с образованием чарма.

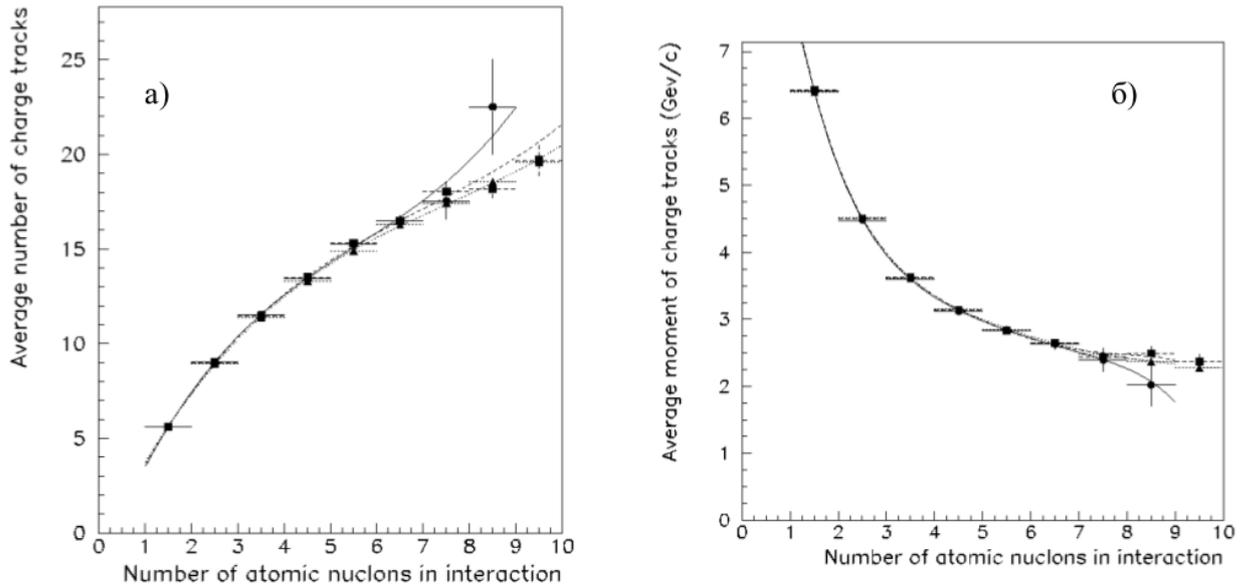


Рис. 4.4. Зависимость средней множественности заряженных частиц (а) и их среднего импульса (б) от числа нуклонов ядра участвующих во взаимодействии с налетающим протоном (▲ – Pb, ■ – Si, ● – C).

Из распределения на рисунке 4.4 следует, что средняя множественность заряженных частиц в первичной вершине одинакова для разных мишеней при равном числе взаимодействующих нуклонов ядра. То же самое можно сказать про средний импульс частиц.

При анализе событий мы используем распределения по переменной Фейнмана ( $x_F = 2P_{||}/\sqrt{s}$ ). В случае pA-взаимодействий при вычислении энергии в с.ц.м. возникает вопрос о количестве нуклонов, участвующих во взаимодействии. Для событий Монте-Карло это число известно, но для экспериментальных событий, когда приходится при вычислении энергии в с.ц.м. учитывать только два нуклона (налетающий и мишень), величина  $x_F$  может иметь нефизическое значение, например меньше  $-1$ . На рисунке 4.5 представлены распределения по  $x_F$  для заряженных частиц в первичной вершине в МК-событиях на разных мишенях и для разных чисел взаимодействующих нуклонов ядра. Видно, что при увеличении числа взаимодействующих нуклонов спектр по  $x_F$  становится более «мягким». Заметного отличия распределений для разных мишеней, но с одним и тем же числом нуклонов, не наблюдается. Если для этих событий при вычислении полной энергии в с.ц.м. учитывать только два нуклона (налетающий и мишень), то распределения по  $x_F$  будут иметь вид, показанный на рисунке 4.6. Различие в распределениях обусловлено разными значениями среднего числа взаимодействующих нуклонов в разных мишенях. Имеются значения величины  $x_F$ , выходящие за границы интервала  $[-1, +1]$ , т.к. полная энергия в с.ц.м. получается заниженной при учете только одного нуклона мишени.

В случае pA-взаимодействий интересной характеристикой событий, которая помогает экспериментально проверить предсказания модели, является величина суммарного заряда

частиц в первичной вершине ( $Q_{tot}$ ). Для  $pp$ -взаимодействия она равна 2. Но когда во взаимодействии участвуют несколько нуклонов ядра, как протонов, так и нейтронов, то полный заряд частиц в первичной вершине принимает положительные значения от 1 и выше.

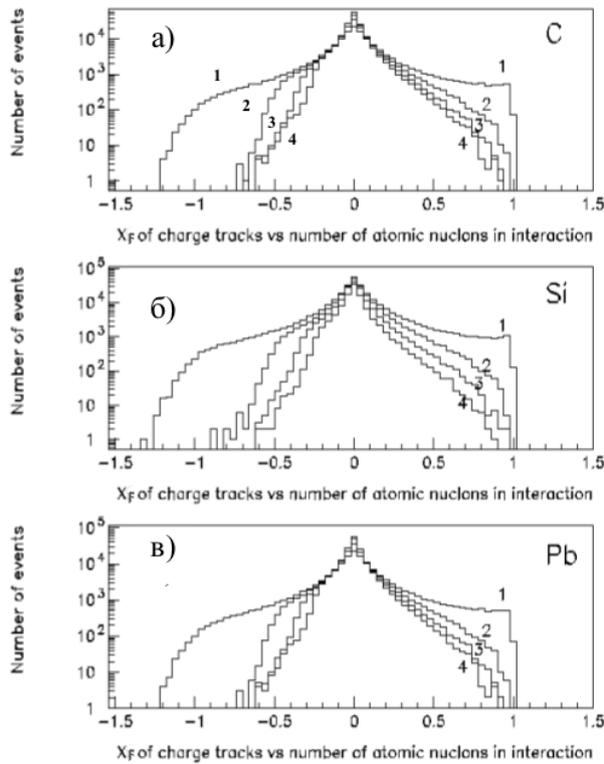


Рис. 4.5. Распределения по  $x_F$  для заряженных частиц в первичной вершине для моделированных событий на углероде (а), кремнии (б) и свинце (в) для разных чисел (1, 2, 3 и 4) взаимодействующих нуклонов ядра.

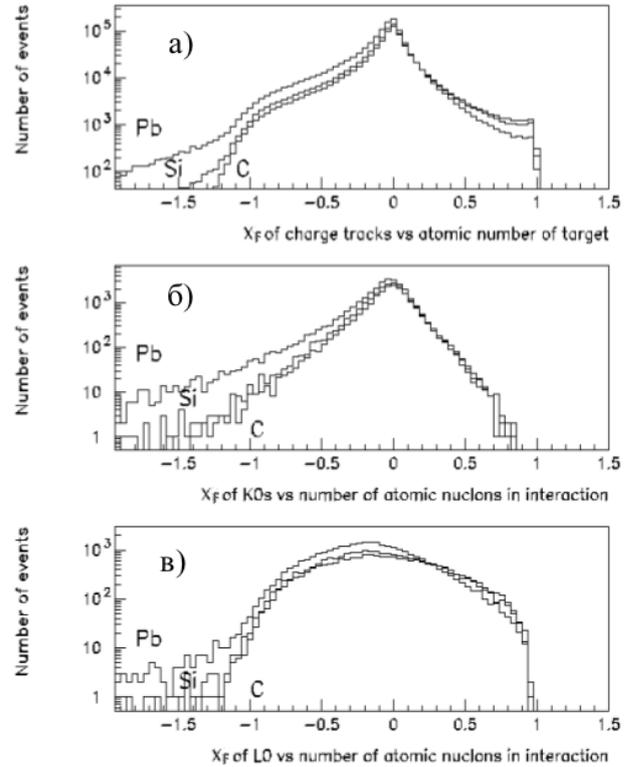


Рис. 4.6. Распределения по  $x_F$  для заряженных частиц (а),  $K_S^0$  (б) и  $\Lambda^0$  (в) на разных мишенях (C, Si, Pb) при учете только двух нуклонов.

На рисунке 4.7 представлены распределения по  $Q_{tot}$  для разных мишеней. Средние значения  $\langle Q_{tot} \rangle$  растут с ростом атомного номера ядер мишени и равны 2.3, 2.5 и 2.9 для C, Si и Pb, соответственно. Как и в случае со средней множественностью заряженных частиц и их средним импульсом (см. рис. 4.4), величина  $\langle Q_{tot} \rangle$  растет с ростом числа взаимодействующих нуклонов (рис. 4.7б). Эта зависимость разная для различных ядер. Так как в  $pA$ -взаимодействиях множественность заряженных частиц может быть как четной, так и нечетной, то зависимости  $\langle Q_{tot} \rangle$  для четного и нечетного числа заряженных частиц различаются (рис. 4.7в).

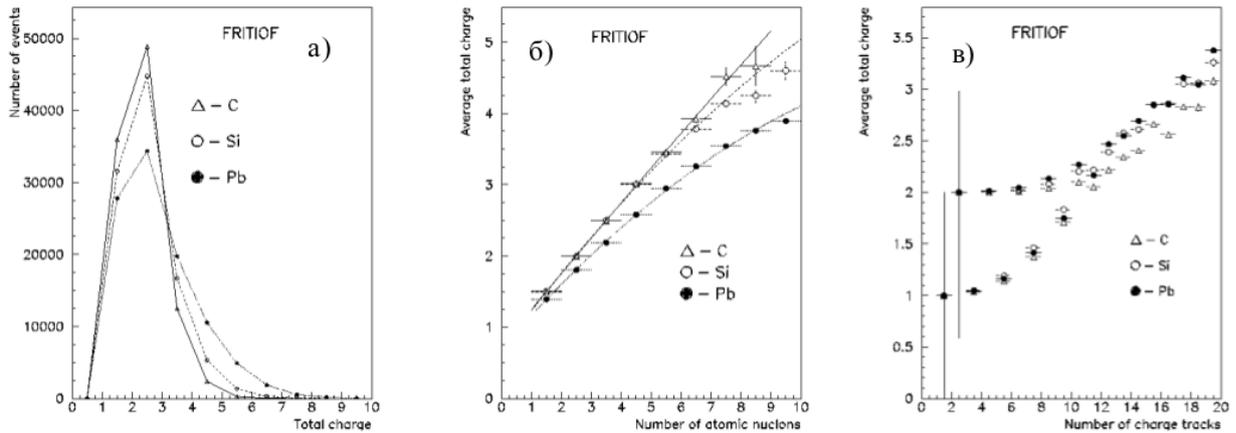


Рис. 4.7. а) Полный заряд в первичной вершине для мишеней из углерода, кремния и свинца;  
 б) Зависимость средней величины  $\langle Q_{tot} \rangle$  от числа взаимодействующих нуклонов ядра;  
 в) Зависимость  $\langle Q_{tot} \rangle$  от числа заряженных частиц.

Таким образом, различия в характеристиках событий на разных мишенях необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных.

#### 4.1.2 Моделирование регистрации частиц программой GEANT3.21

Геометрия чувствительных элементов и пассивных конструкций установки СВД моделировалась согласно чертежам, реальным метрологическим измерениям и анализу элайнмента по восстановлению прямых треков. Значения величин индукции магнитного поля задавались измеренной картой, которая используется при обработке экспериментальных данных.

Координаты точки рА-взаимодействия в активной мишени (АМ) моделировались следующим образом:

- вычислялась вероятность взаимодействия в данной пластинке АМ с учетом ее толщины и значения ядерной длины вещества. Сумма вероятностей всех семи пластинок нормировалась на 1. С использованием генератора случайных чисел, равномерного в интервале  $[0,1]$ , определялся номер пластинки, в которой произошло взаимодействие;
- продольная координата  $Z$  задавалась положением центра пластинки АМ и смещением, которое разыгрывалось равномерно по толщине данной пластинки;
- поперечные координаты  $(X, Y)$  точки взаимодействия задавались профилем пучка, полученным из экспериментальных данных.

Кинематика частиц в точке взаимодействия определялась данными, полученными в программе FRITIOF7.02, с учетом вида вещества АМ. Для нашего случая в GEANT'е использовались три файла с взаимодействиями на углероде, кремнии и свинце, отдельно для моделирования событий с рождением чарма и фоновых событий. В этих файлах для

нестабильных частиц отсутствовали продукты распада, т.к. их распад осуществлялся непосредственно при работе программы GEANT. Для очарованных частиц задавалась определенная мода распада.

При прохождении частицы через вершинный микростриповый детектор (ВД) производится учет размытия заряда по стрипам на основании алгоритмов, представленных в работе [90]. Данная модель позволяет учитывать параметры считывающей электроники и является хорошим приближением к эксперименту [86]. Далее выполняется внесение шума в каждый канал ВД из розыгрыша по нормальному распределению со среднеквадратичным отклонением, полученным из экспериментальных данных. После внесения шума производится обрезание амплитуды в каждом канале согласно порогу обрезания, использовавшемуся при сборе данных в эксперименте.

При формировании хитов в магнитном спектрометре (МС) учитывались экспериментально полученные эффективности срабатывания пропорциональных проволочных камер.

На выходе программы GEANT3.21, в которой описаны все элементы экспериментальной установки СВД-2 с их физическими параметрами (координатное разрешение, эффективность срабатывания детектирующих элементов, шумовые характеристики и т.п.), записывается файл с данными. Формат его тот же, что в эксперименте. Дальнейшие процедуры одинаковы для экспериментальных и МК-событий.

#### 4.1.3 Критерии отбора и эффективность регистрации нейтральных D-мезонов

Для моделирования был выбран двухчастичный канал распада  $D^0(\bar{D}^0) \rightarrow K\pi$ , брэнчинг которого составляет 3.8%. По программе FRITIOF было разыграно 100000 событий с рождением чарма. Далее эти события подавались в программу GEANT, где происходил распад очарованных мезонов по заданному каналу. Результатом работы GEANT являлся выходной файл, с данными отклика детектирующих элементов установки, в экспериментальном формате данных; а также файл гистограмм с характеристиками распада. В последующем, выходной файл GEANT, использовался в основной программе анализа данных.

При обработке моделированных событий с рождением чарма были оптимизированы критерии отбора событий с распадом нейтральной частицы вблизи точки взаимодействия, которые являются кандидатами в события с распадом нейтрального D-мезона ( $D^0 \rightarrow K\pi$ ). Основные критерии отбора:

- расстояние между первичной вершиной и вершиной  $V^0$  должно удовлетворять условию:  $L/\sigma_L > 3$ , где  $L$  – расстояние между вершинами; но при этом  $L$  должно быть больше 0.5 мм;

- распадные треки  $V^0$  должны иметь промах по отношению к первичной вершине:  $\rho/\sigma_\rho > 2$ ;
- эффективная масса системы (K $\pi$ ) должна лежать в области  $\pm 0.5$  ГэВ от табличного значения массы  $D^0$  ( $=1.865$  ГэВ);
- импульс системы (K $\pi$ ) должен быть больше 10 ГэВ/с (рис. 4.8, рис. 4.9);
- поперечный импульс распадной частицы по отношению к направлению движения системы (K $\pi$ ) должен быть больше 0.3 ГэВ/с, что вытекает из анализа критерия Армантероса-Подольянского и условия подавления фона от распада нейтральных каонов и  $\Lambda^0$ -гиперонов (рис. 4.10);
- из двух гипотез (K $\pi^+$ ) и (K $\pi^-$ ) отбиралась та, у которой значение эффективной массы ближе к табличному значению массы  $D^0$ -мезона (см. приложение П.2).

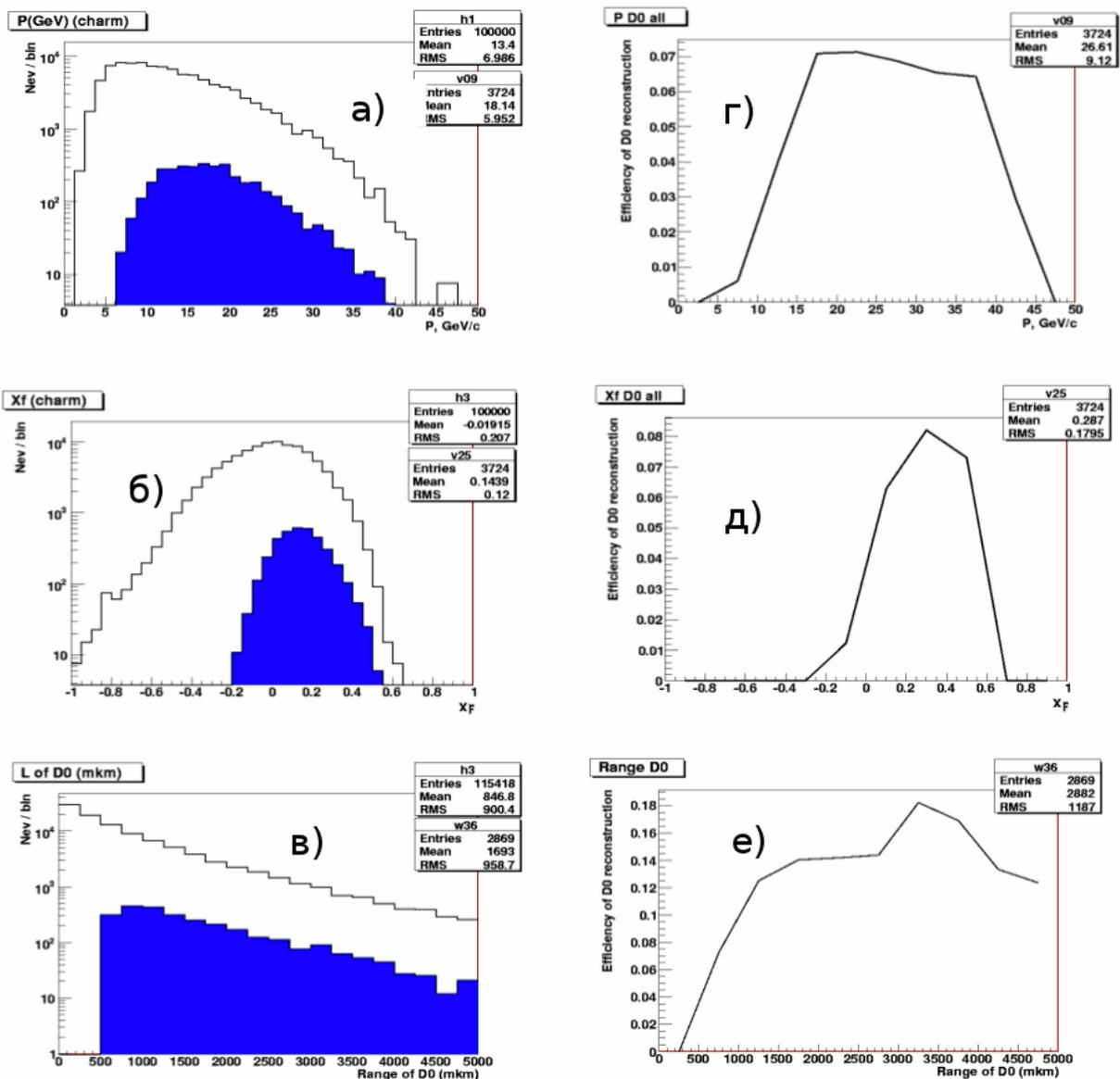


Рис. 4.8. Распределения системы (K $\pi^+$ ) по: а) импульсу, б)  $x_F$ , в) длине пробега всех и восстановленных  $D^0$  (заштриховано); эффективность регистрации  $D^0$  в зависимости от импульса (г),  $x_F$  (д) и длины пробега (е).

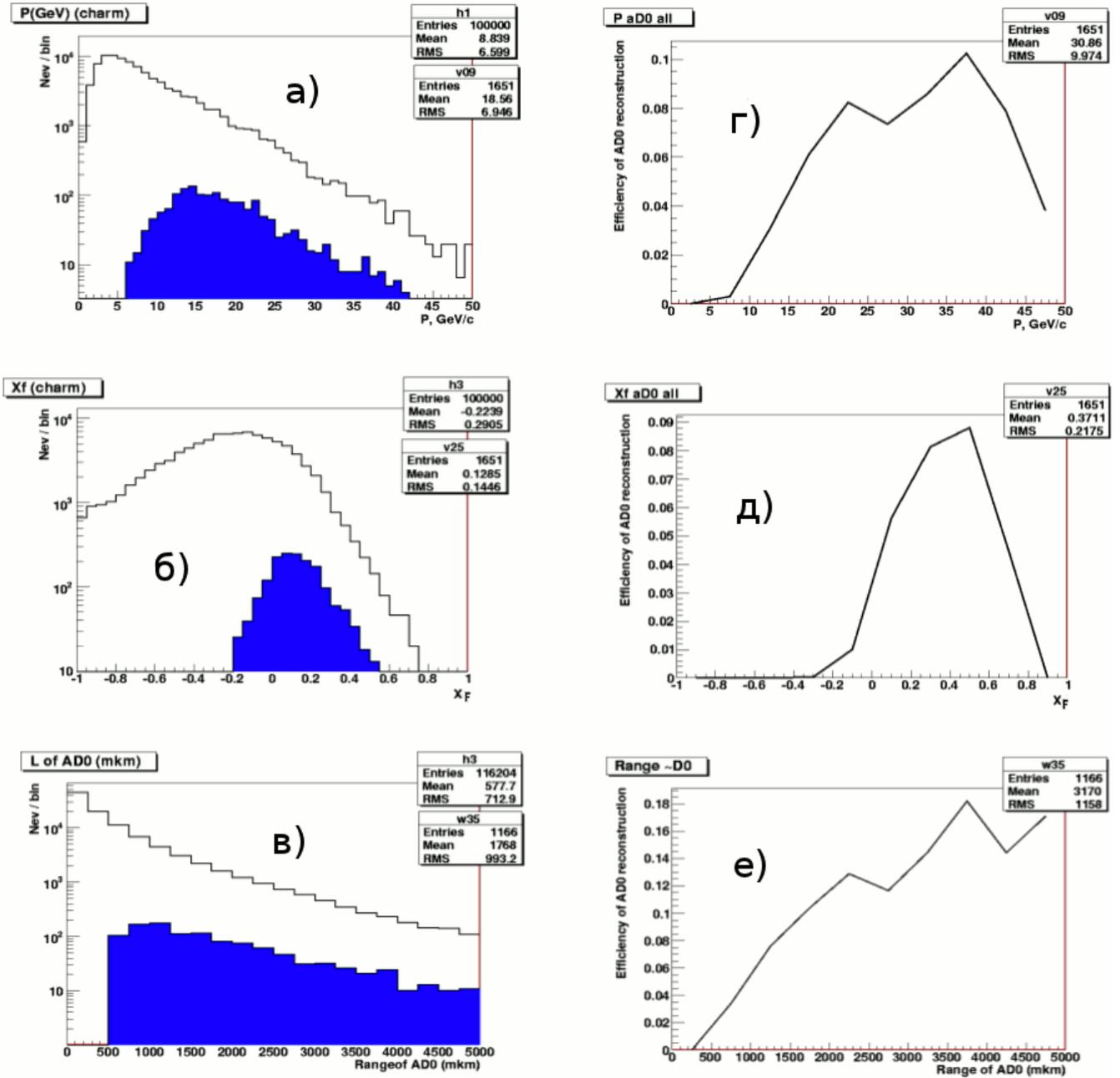


Рис. 4.9. Распределения системы ( $K^+\pi$ ) по: а) импульсу, б)  $x_F$ , в) длине пробега всех и восстановленных  $\bar{D}^0$  (заштриховано); эффективность регистрации  $\bar{D}^0$  в зависимости от импульса (г),  $x_F$  (д) и длины пробега (е).

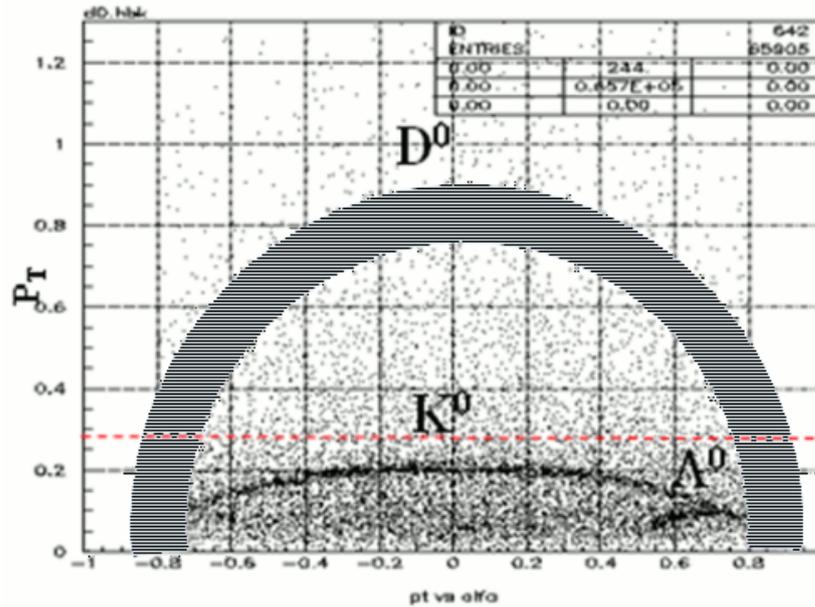


Рис. 4.10. Плот Армантероса-Подольянского для  $K^0$ ,  $\Lambda^0$  и  $D^0$ .

Моделирование показало следующие эффективности процедур восстановления событий с распадами нейтральных очарованных мезонов:

- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ : 7.2%;
- $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ : 2.7%.

#### 4.2 Выделение событий с распадом нейтральных D-мезонов

На рисунок 4.11 приведены спектры эффективной массы системы (Кл), которые получены после применения критериев отбора (раздел 4.1.3) и после отбора событий в результате визуального их анализа на экране компьютерного монитора высокого разрешения с использованием программного графического пакета анализа данных (физического просмотра). По причине небольшой статистики, спектры для  $(K^- \pi^+)$ - и  $(K^+ \pi^-)$ -систем объединены в один спектр. Область масс, для которых выполнялся физический просмотр, была ограничена от 1.7 до 2.0 ГэВ. Количество событий в пике после просмотра меняется незначительно, но уровень фона заметно уменьшается. Результат фита прямой и Гауссом данных после физ. просмотра дает для  $D^0$  значение массы 1861 МэВ/с<sup>2</sup> и ширину распределения  $\sigma=21$  МэВ/с<sup>2</sup>. Отношение сигнал/шум равно  $(51 \pm 17)/(38 \pm 13)$ . В общем сигнале имеется 21  $(K^+ \pi^-)$ - и 30  $(K^- \pi^+)$ -распадов.

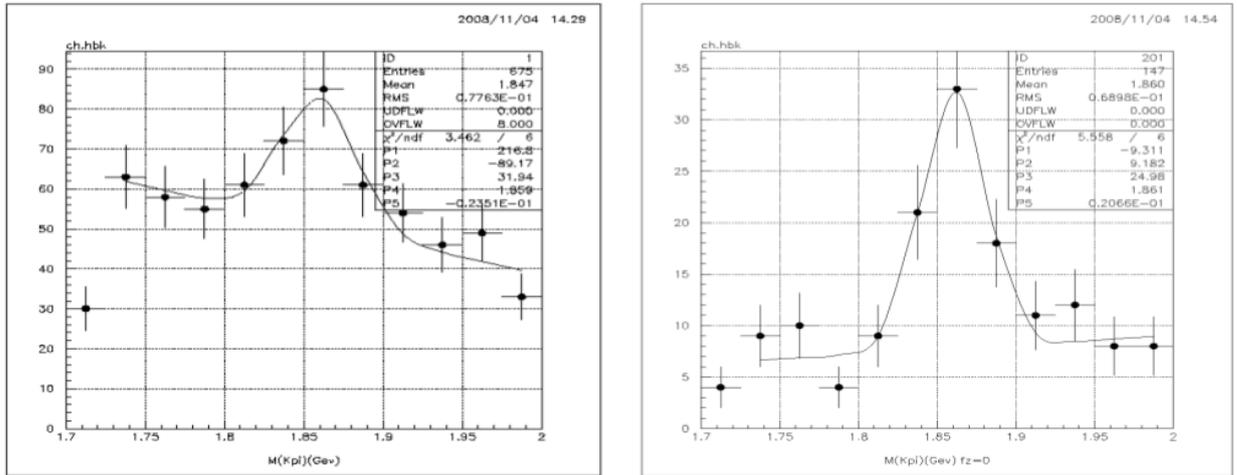


Рис. 4.11. Спектры эффективной массы системы (К $\pi$ ) до (слева) и после (справа) физического просмотра.

Для проверки результата отбора событий распределения по длине пробега системы (К $\pi$ ) в области масс  $M_D \pm 3\sigma$ , ее импульсу и переменной Фейнмана ( $x_F$ ) сравнивались с аналогичными распределениями, полученными с моделированными событиями (рис. 4.12). Из рисунка 4.12 видно, что измеренные свойства отобранных в эксперименте распадных систем (К $\pi$ ) соответствуют свойствам моделированных  $D^0$ -мезонов.

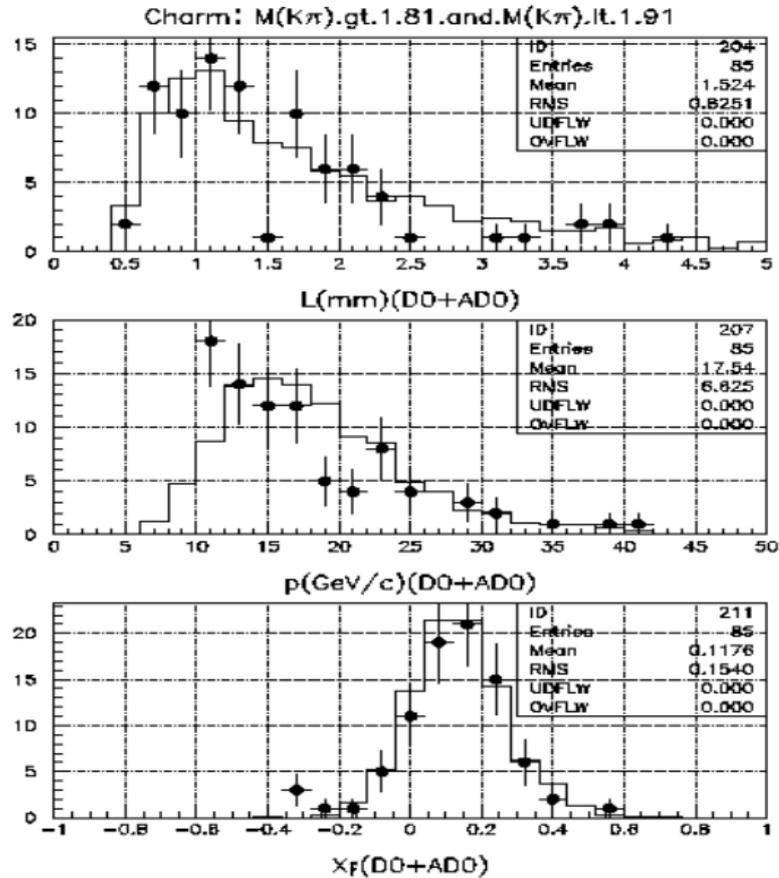


Рис. 4.12. Распределения (сверху вниз) по длине пробега, импульсу и переменной Фейнмана ( $x_F$ ) системы (К $\pi$ ) для МК-событий (сплошная линия) и экспериментальных событий (черные точки).

### 4.3 Сечение рождения нейтральных очарованных D - мезонов

К настоящему времени имеется около десяти экспериментов по исследованию рождения открытого чарма в протон-ядерных взаимодействиях. Однако количество событий с рождением открытого чарма в pA-взаимодействиях, полученных в экспериментах за последние 20 лет, значительно уступает статистике экспериментов с пучками электронов, в которых изучены основные свойства очарованных частиц (масса, брэнчинги распада и т.п.). Между тем, данные протон-ядерных экспериментов важны для изучения динамики образования очарованных кварков в столкновениях нуклонов и механизмов их адронизации, проверки существующих теоретических моделей. В таблице 4.3.1 [105] перечислены основные протон-ядерные эксперименты по рождению чарма и их результаты. Эти эксперименты перекрывают область энергий протона от 250 до 920 ГэВ. Мы отобрали эксперименты, в которых измерения проводились в передней полусфере в с.ц.м. ( $x_F > -0.1$ ), что соответствует возможностям эксперимента E-184. Зависимость сечения в них от атомного веса ядер мишени линейна, т.е.  $\sigma_{pA} = \sigma_{pN} \times A$ . В таблице 4.3.1 обозначения ( $D^0$ ) и ( $D^+$ ) используются для суммы: частица + античастица.

Таблица 4.3.1. Экспериментальные данные для сечения рождения D-мезонов в pA-взаимодействиях.

Эксперимент	Мишень	Пучок (ГэВ)	$\sqrt{s}$	N( $D^0$ ) (соб.)	$\sigma(D^0)$ (мкб/нуклон)	N( $D^+$ ) (соб.)	$\sigma(D^+)$ (мкб/нуклон)
E769	Be,Al,Cu,W	250	22.4	136	12.0±3.8	159	6.6±1.4
NA16	H <sub>2</sub>	360	26.8	5	20.4±16.	10	10.6±4.8
NA27	H <sub>2</sub>	400	28.3	98	18.3±2.5	119	11.9±1.5
E743	H <sub>2</sub>	800	40.0	10	22.±14.	46	26.±10.
E653	Эмульсия	800	40.0	108	39.±15.	18	31.±22.
HERA-B	C,Ti,W	920	43.0	175	48.7±10.6	130	20.2±4.9

На рисунке 4.13 представлена зависимость сечения рождения  $D^0$ -мезонов в мкб/нуклон от энергии в с.ц.м. Кривая на рисунке 4.13 получена параметризацией данных в виде степенной функции

$$\sigma(\sqrt{s}) = P1 * (\sqrt{s})^{P2}.$$

Если экстраполировать кривую в область  $\sqrt{s}=11.5$  ГэВ (энергия в с.ц.м. эксперимента E-184), то получаем

$$\sigma(D^0 + \bar{D}^0) = 4.3 \pm 2.3 \text{ (мкб/нуклон)}.$$

Взяв из экспериментальных данных работы [105] значение выхода частиц

$$(D^0 + \bar{D}^0) = 48.7/49.6/2. = 0.49,$$

получаем оценку для ожидаемого сечения рождения  $c\bar{c}$ -пар при нашей энергии:

$$\sigma(c\bar{c}, \sqrt{s}=11.5) \approx 4.5 \pm 2.5 \text{ мкб/нуклон.}$$

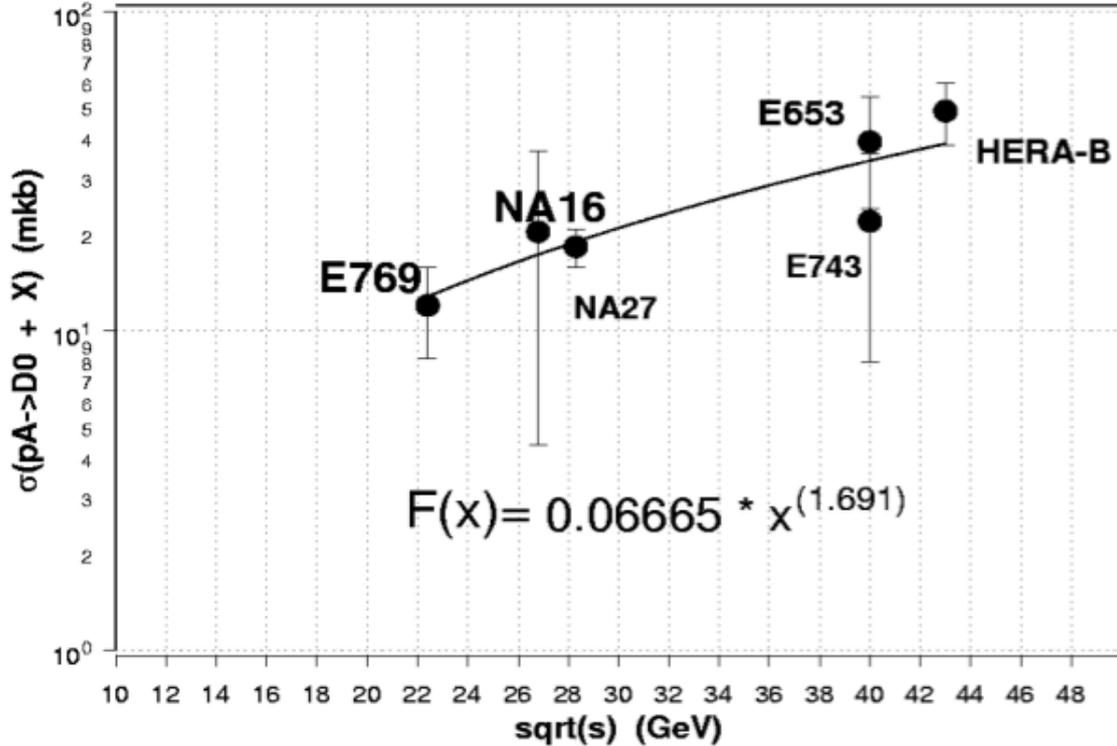


Рис. 4.13. Экспериментальные данные для сечения рождения  $D^0$ -мезонов в  $pA$ -взаимодействиях.

Зная сечение неупругого  $pp$ -взаимодействия ( $\sigma_{in}(pp)=31.44$  мб при 70 ГэВ/с [106]) и исходя из экспериментального факта, что сечение рождения  $c\bar{c}$ -пар в нуклон-ядерных взаимодействиях линейно зависит от атомного веса ядер мишени, тогда как «обычное» неупругое сечение пропорционально  $A^{0.7}$ , можно оценить количество всех событий с рождением чарма, ожидаемых в эксперименте E-184 для статистики 52 млн. событий с неупругим  $pA$ -взаимодействием. В таблице 4.3.2 приведено экспериментальное количество событий в разных веществах мишени и число ожидаемых событий с рождением чарма, вычисленное по формуле

$$N(c\bar{c}) = N_0 (\sigma(c\bar{c}) * A^1) / (\sigma_{in}(pp) * A^{0.7}),$$

где  $N_0$  – число событий в мишени с атомным весом  $A$ ,  $\sigma(c\bar{c})$  принимаем за 1 мкб.

Таблица 4.3.2. Число ожидаемых событий с чармом при  $\sigma(c\bar{c})=1$  мкб.

Материал	Толщина (мкм)	Число вз. (%)	A	$A^{0.7}$	$N_0$ (млн. соб.)	$N(c\bar{c})$ (соб.)
C	540	21	12	5.7	10.92	732
Si	300x5=1500	55	28	10.3	28.60	2472
Pb	270	24	207	41.8	12.48	1966
ИТОГО:		100			52.00	5170

Зная выходы частиц из моделирования и бренчинги, можно оценить количество событий с определенными модами распада очарованных частиц. В таблице 4.3.3 приведены ожидаемые числа событий для случая  $\sigma(c\bar{c})=1.0$  мкб/нуклон. Как показывают оценки (см. приложение П.3), взаимное отражение сигналов в спектрах эффективных масс  $K\pi$  можно не учитывать.

Таблица 4.3.3. Число ожидаемых событий с распадами  $D^0$ -мезонов.

Распад	Бренчинг [107]	Углерод		Кремний		Свинец		Общее число соб.
		Выход	Число событий	Выход	Число событий	Выход	Число событий	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.038	0.488	14	0.497	47	0.527	39	100
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	0.038	0.590	16	0.585	55	0.578	43	114
ИТОГО:			30		102		82	214

Для оценки значения сечения, кроме знания числа событий в сигнале и общей статистики, необходимо знание еще нескольких величин: коэффициента триггирования, эффективностей всех процедур системы обработки данных. Коэффициент триггирования, т.е. степень подавления регистрации неупругих событий во время сеанса облучения установки, оценивался по сравнению распределений по множественности заряженных частиц в ВД экспериментальных и моделированных неупругих событий. Анализ распределений на рисунке 4.14 дает значение  $K_{\text{trig}}=0.51$ .

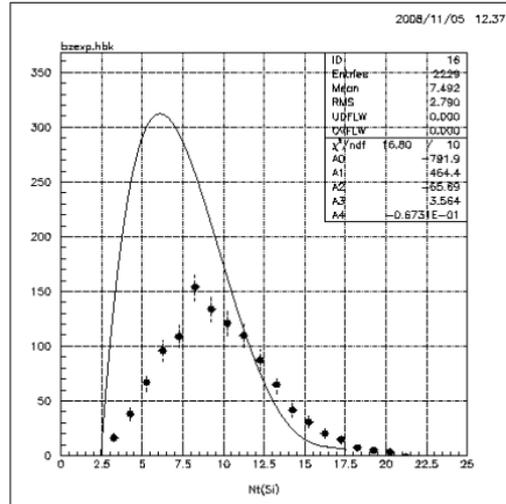


Рис. 4.14. Распределение по множественности заряженных частиц для экспериментальных событий (точки) и моделированных событий (сплошная линия).

При сравнении результатов моделирования регистрации  $K_S^0$  и результатов обработки экспериментальных данных было выявлено, что при обработке данных эффективность регистрации распадов  $K_S^0$  несколько падает, что относится также ко всем регистрируемым  $V^0$ . Подобное поведение обусловлено тем, что в GEANTe не было учтено влияние триггера на выборку событий. Был введен аппаратный коэффициент ( $K_{\text{ап}}$ )<sup>8</sup>. Аппаратный коэффициент для найденных  $D^0$ -мезонов можно оценить по результатам выделения сигнала от  $K_S^0$ . Известны экспериментальные значения сечения рождения  $K_S^0$  ( $\sigma=3430$  мкб) при нашей энергии в pp-взаимодействиях и показатель степени  $\alpha$  в A-зависимости сечения для pA-взаимодействий ( $\alpha=0.78$ ) [108]. Эффективность регистрации МК-событий с распадом  $K_S^0$ -мезонов равна 0.36% и число распадов  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  должно быть

$$N(K_S^0) = 52 \cdot 10^6 \cdot (3.43/31.44) \cdot (A^{0.08}) \cdot 0.692 \cdot 0.0036 = 19200,$$

так как усредненный атомный вес ядер мишени  $A = 68$ . На нашей статистике выделен сигнал от  $K_S^0$  в количестве 12 тыс. распадов. Тогда  $K_{\text{ап}} = 19200/12000 = 1.6$ .

По количеству выделенных распадов нейтральных D-мезонов было вычислено двумя способами сечение рождения чарма, отдельно для каждого вещества мишени.

#### Способ 1:

Предсказания для числа событий с распадом нейтральных D-мезонов на статистике эксперимента без учета  $K_{\text{триг}}$  и  $\sigma(c\bar{c})=1$  мкб (таблица 4.3.3) дают значение  $N_{\text{пред}}=30(C)+102(\text{Si})+82(\text{Pb})=214$  события. Выделено  $N_{\text{рег}}=7(C)+22(\text{Si})+22(\text{Pb})=51$  событие с усредненной по гипотезам эффективностью  $\epsilon=0.036$ . Из формулы

$$\sigma(c\bar{c}) = K_{\text{ап}} \cdot (N_{\text{рег}} / \epsilon) / (N_{\text{пред}} / K_{\text{триг}})$$

<sup>8</sup> В дальнейшем, при работе с трёх-лучевыми распадами, логика работы триггера первого уровня была реализована в GEANT, поэтому необходимость в аппаратном коэффициенте отпала.

получаем оценку сечения рождения чарма на нуклоне для ядер разных мишеней:

$$\sigma(c\bar{c}) = 5.3 \text{ (C)}; = 4.9 \text{ (Si)}; = 6.1 \text{ (Pb)} \text{ мкб/нуклон.}$$

Взвешенное среднее значение сечения рождения чарма на нуклоне по этим ядрам равно:  $\sigma(c\bar{c}) = 5.5$  мкб/нуклон.

#### Способ 2:

Формулу для вычисления сечения рождения нейтральных D-мезонов на ядрах можно записать в виде

$$\sigma(D^0)_{\text{яд}} = K_{\text{ап}} * N_{\text{рег}}(D^0) / (\text{Br} * \epsilon * L_{\text{int}}),$$

где брэнчинг (Br) распада  $D^0 \rightarrow K\pi$  равен 0.038, интегральная светимость ( $L_{\text{int}}$ ) с учетом всевозможных потерь была вычислена в работе [109] и равна  $2.3 * 10^{33}$ . Интегральную светимость для каждого вещества мишени определяем, умножая ее на коэффициент из таблицы 4.3.2. Так как эта светимость соответствует событиям на ядрах, то ее значение нужно разделить на величину  $A^{0.7}$ , что соответствует A-зависимости сечения неупругих взаимодействий (фона).

Тогда для каждого вещества получаем сечение рождения нейтральных D-мезонов на ядрах:

$$\sigma(D^0)_{\text{яд}} = 96.5 \text{ (C)}; = 209.5 \text{ (Si)}; = 1949.0 \text{ (Pb)} \text{ мкбн.}$$

Полученные значения сечений проявляют зависимость от атомного веса ядер мишени (A-зависимость) с показателем степени  $\alpha = 1.08 \pm 0.12$  (рис. 4.15), что совпадает с поведением сечений рождения чарма на нуклонах ( $\alpha=1.0$ ).

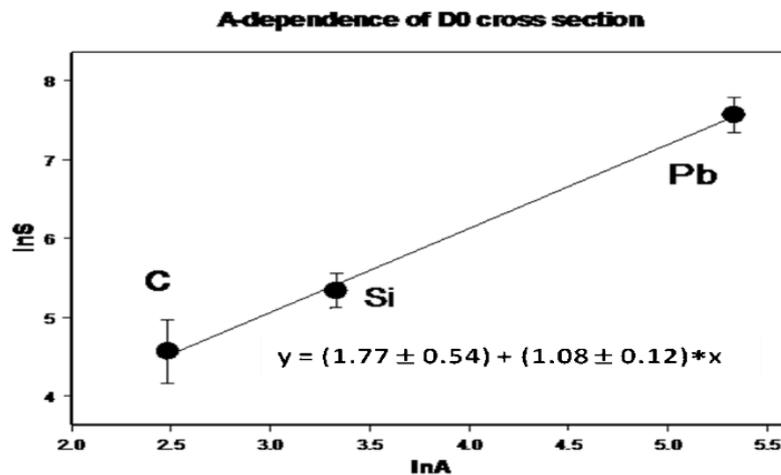


Рис. 4.15. A-зависимость сечения рождения чарма на ядрах.

Чтобы эти величины сравнить с сечениями, полученными выше (способ 1), и данными других экспериментов, нужно учесть A-зависимость сечения рождения чарма ( $\alpha=1.0$ ), используя данные других экспериментов. Тогда получаем значения:

$$\sigma(D^0) = \sigma(D^0)_{\text{яд}} / A = 8.0 \text{ (C)}; = 7.5 \text{ (Si)}; = 9.4 \text{ (Pb)} \text{ (мкбн/нуклон)}.$$

Чтобы получить значение полного сечения рождения открытого чарма на нуклоне  $\sigma(c\bar{c})$ , нужно эту величину разделить на долю событий с нейтральными D-мезонами, которая равна

49% по результатам измерения в эксперименте [105], и на число 2, т.к. мы рассматриваем сумму ( $D^0 + \bar{D}^0$ ). Тогда для полного сечения образования чарма имеем на каждом ядре следующее значение:

$$\sigma(c\bar{c}) = \sigma(D^0) / 0.49 / 2. = 8.2 (C); = 7.6 (Si); = 9.6 (Pb) \text{ (мкбн/нуклон)}.$$

Взвешенное среднее значение полного сечения по этим ядрам равно:  $\sigma(c\bar{c}) = 8.7$  (мкб/нуклон).

Усреднение по двум способам вычисления дает значение полного сечения рождения открытого чарма на нуклоне:

$$\sigma(c\bar{c}) = 7.1 \text{ (мкбн/нуклон)}.$$

Ошибка полученного сечения обусловлена статистикой сигнала от распада нейтральных  $D$ -мезонов и неопределенностями в вычислениях коэффициентов и эффективностей. Имеем: а) неопределенность в числе событий при фитировании сигнала в спектре эффективных масс равна 34% (рис. 4.11); б) неопределенность в значении эффективности регистрации – 3% [99], коэффициента триггирования – 6% (рис. 4.14), аппаратного коэффициента – 11% [99]. Суммарная неопределенность равна 47%.

Таким образом, величина полного сечения рождения открытого чарма на нуклоне в  $pA$ -взаимодействиях при околороговой энергии 70 ГэВ равна:

$$\sigma(c\bar{c}) = 7.1 \pm 2.4(\text{стат.}) \pm 0.9(\text{сист.}) \text{ (мкбн/нуклон)}.$$

Оценка полных инклюзивных сечений образования нейтральных очарованных мезонов, составила:

$$\sigma(D^0) = 2.5 \pm 0.8(\text{стат.}) \pm 0.3(\text{сист.}) \text{ (мкбн/нуклон)}$$

$$\sigma(\bar{D}^0) = 4.6 \pm 1.6(\text{стат.}) \pm 0.6(\text{сист.}) \text{ (мкбн/нуклон)}.$$

На рисунке 4.16 показана зависимость сечения рождения  $D^0$ -мезонов в  $pA$ -взаимодействиях от энергии в с.д.м. с учетом данного эксперимента. Нужно добавить, что попытки оценить сечение чарма при околороговой энергии были предприняты в работе [38] более двадцати лет назад в эксперименте на установке БИС-2 ИФВЭ при облучении углеродной мишени нейтронами с энергией 40-70 ГэВ. В кинематической области  $x_F > 0.5$  измеренное сечение рождения  $D^0$ -мезонов оказалось гораздо больше теоретических предсказаний, а именно  $\sigma(D^0) = 28 \pm 14$  мкбн/ядро. В пересчете на всю кинематическую область сечение образования чарма составило  $\sim 5$  мкбн/нуклон. Примерно такую же теоретическую оценку этой величины получила группа А.Б. Кайдалова при вычислении сечения образования чарма в модели кварк-глюонных струн [14]. На рисунке 4.17б представлен график из этой работы с добавлением нашей точки.

Experimental Cross Section of  $pA \rightarrow D^0 + X$

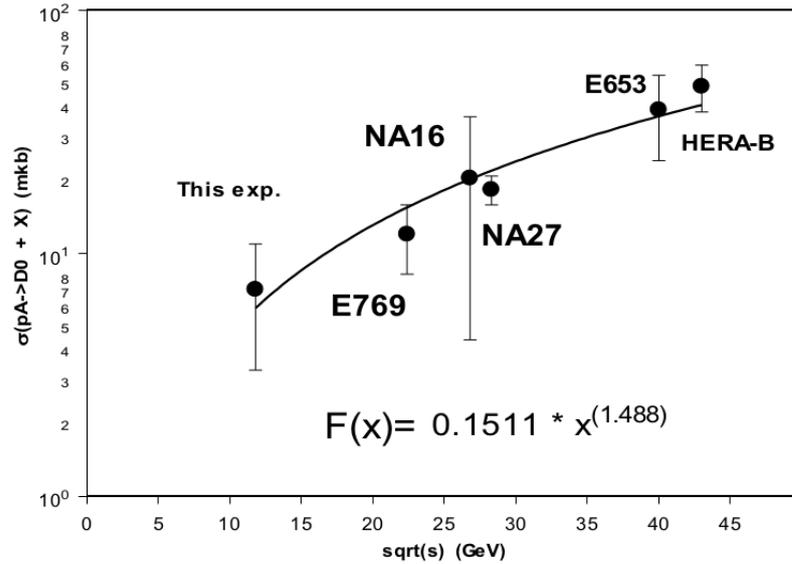


Рис. 4.16. Зависимость сечения рождения  $D^0$ -мезонов в  $pA$ -взаимодействиях от энергии в с.ц.м. с учетом данного эксперимента.

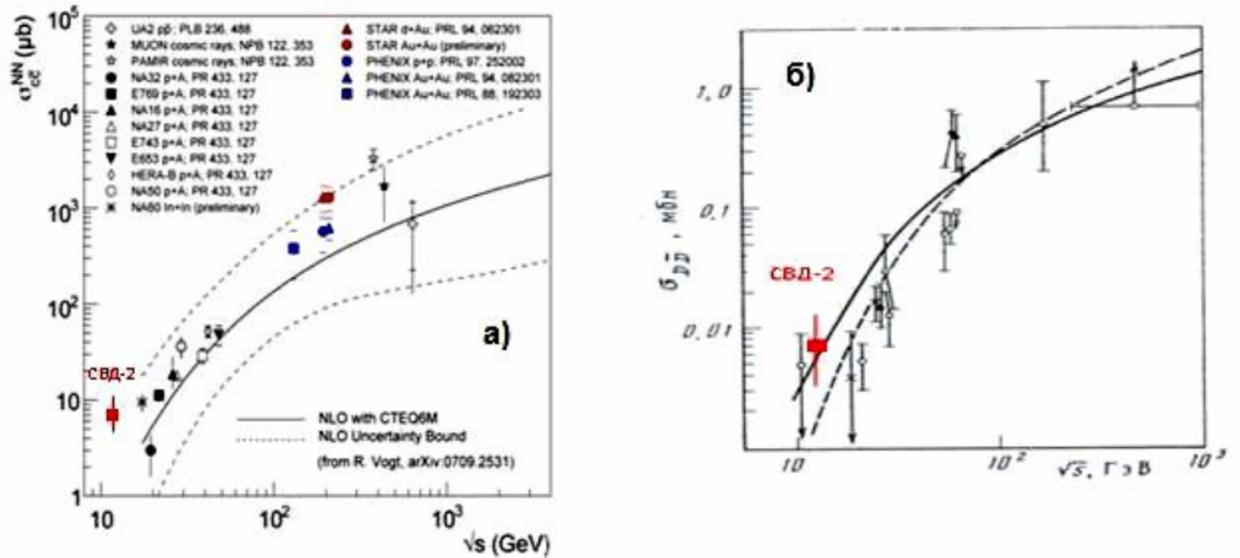


Рис. 4.17. Экспериментальные сечения образования чарма в  $pA$ -взаимодействиях и теоретические предсказания: а) пертурбативная КХД [110], б) модель кварк-глюонных струн [14].

#### 4.4 Свойства нейтральных очарованных $D$ -мезонов

##### 4.4.1 Время жизни нейтральных $D$ -мезонов

Для проверки того, что выделенные распады ( $K\pi$ ) являются распадами очарованных мезонов, измерялось время их жизни из зависимости сечения от длины пробега ( $K\pi$ ) системы. Видимая длина пробега поправлялась на фактор  $(p/M)$ , т.е.  $L=L_{\text{вид}}/(p/M)$ , где  $p$  – импульс и  $M$  – измеренная масса системы. Диапазон длин пробега делился на интервалы, в каждом интервале строился спектр эффективных масс системы ( $K\pi$ ) и вычислялось сечение по количеству

событий в сигнале от распада  $D^0$ -мезона. Из-за небольшой статистики сигналы от  $D^0$ - и анти- $D^0$ -мезонов объединялись в один спектр. Описание зависимости сечения от длины пробега (рис. 4.18) функцией  $d\sigma/dL \sim \exp(-L/\sigma)$  дает значение  $\sigma = 0.123 \pm 0.024$  мм, что совпадает с табличной величиной (PDG) 0.124 мм в пределах ошибки.

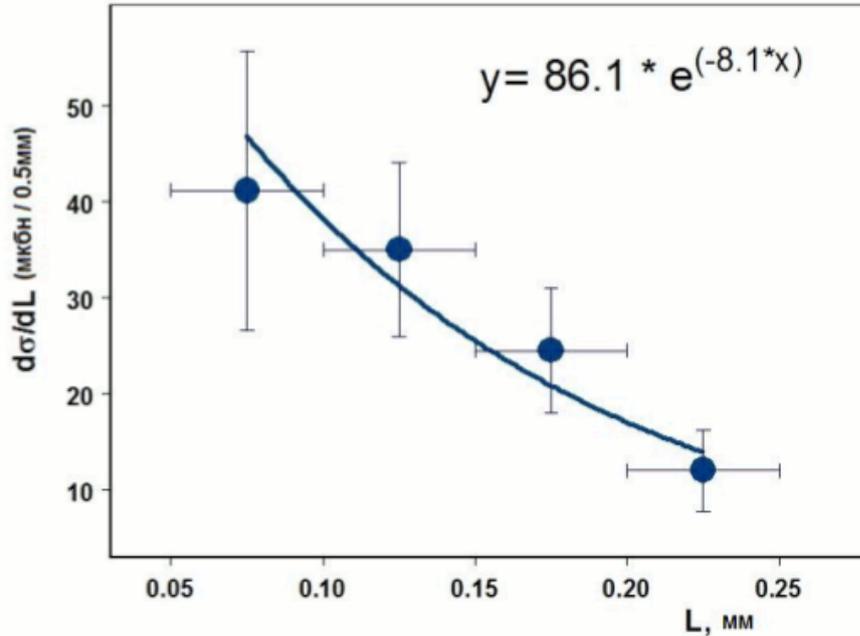


Рис. 4.18. Зависимость сечения образования нейтральных D-мезонов от длины их пробега.

#### 4.4.2 Дифференциальное сечение $d\sigma/dp_t^2$

Акцептанс установки СВД-2 позволяет измерять поперечный импульс ( $p_t$ ) и переменную Фейнмана ( $x_F=2p_L/\sqrt{s}$ ) очарованных мезонов в широкой области:  $p_t^2$  от 0 до 4 (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $x_F$  от -0.2 до 0.6. Моделирование показывает, что при этом в апертуру спектрометра попадает 54%  $D^0$ -мезонов и 23%  $\bar{D}^0$ -мезонов.

Для получения спектра по  $p_t^2$  строились спектры эффективных масс системы (Kπ) в четырех интервалах по  $p_t^2$ . В каждом спектре выделялся сигнал  $N_{\text{рег}}$  от распада нейтральных D-мезонов и вычислялось инклюзивное парциальное сечение для данного интервала по  $p_t^2$  по формуле

$$\sigma(D^0)_{\text{яд}} = K_{\text{ап}} * N_{\text{рег}} * A^{0.7} / (Br * \epsilon * L_{\text{инт}})$$

с использованием определенных ранее в разделе 4.3 значений эффективностей и других величин (брэнчинга, интегральной светимости и аппаратного коэффициента). В таблице 4.4.1 приведены значения сечений с их статистической ошибкой для четырёх интервалов  $p_t^2$ . Для вычисления среднего по ядрам сечения использовалась величина суммарного сигнала и усредненное значение атомного веса ядер (см. раздел 4.3). Измеренное среднее значение поперечного импульса нейтральных D-мезонов равно  $\langle p_t \rangle = 1.02$  ГэВ/с.

Таблица 4.4.1. Дифференциальные сечения образования  $D^0$ -мезонов для четырёх интервалов  $p_t^2$  ( $\Delta p_t^2 = 1.0 \text{ (ГэВ/с)}^2$ ).

$\langle p_t^2 \rangle$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$\epsilon_{\text{рег}}$ %	Углерод	Кремний	Свинец	Среднее по ядрам
		$d\sigma$ (мкбн/яд)	$d\sigma$ (мкбн/яд)	$d\sigma$ (мкбн/яд)	$d\sigma$ (мкбн/яд)
0.5	3.7	13±13	83±28	945±285	218±45
1.5	3.8	26±18	63±24	669±237	157±38
2.5	3.4	15±15	30±17	281±162	72±27
3.5	3.5	14±14	10±10	91±91	20±14

Описывая зависимость экспериментального сечения для всех ядер выражением  $d\sigma/dp_t^2 \sim \exp(-bp_t^2)$ , находим значение показателя степени  $b=0.79\pm 0.15 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$  (рис. 4.19).

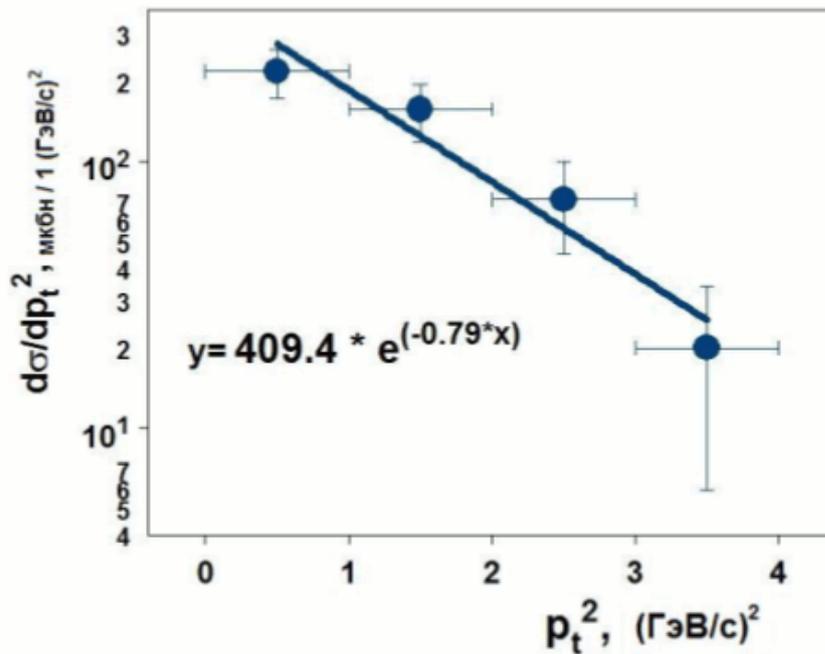


Рис. 4.19. Дифференциальное сечение  $d\sigma/dp_t^2$  образования нейтральных  $D$ -мезонов.

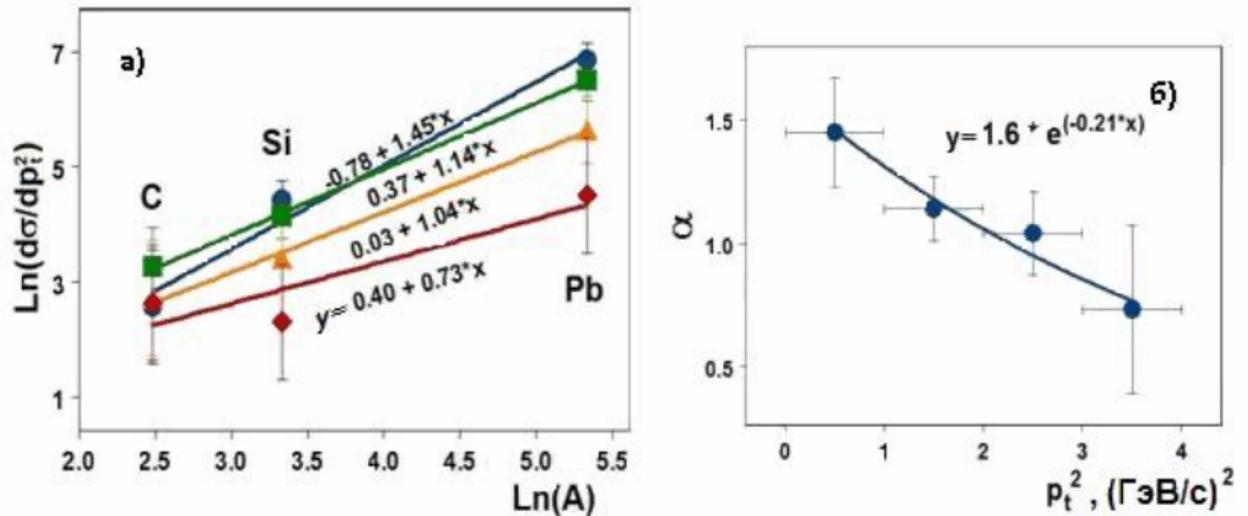


Рис. 4.20. а) Зависимость дифференциального сечения от атомного веса ядер мишени для четырёх интервалов  $p_t^2$ . б) Зависимость параметра А-зависимости  $\alpha$  от  $p_t^2$ .

В протон-ядерных столкновениях исследуется поведение параметра А-зависимости  $\alpha$  от кинематических переменных. Несмотря на небольшую статистику сигнала и, вследствие этого, большие ошибки, была предпринята попытка посмотреть зависимость  $\alpha$  от  $p_t^2$ . На рисунке 4.20а приведена зависимость дифференциальных сечений для четырёх интервалов по  $p_t^2$  от атомного веса ядер мишени. Видно, что наклоны прямых линий отличаются для разных значений  $p_t^2$ . Экспериментальные данные указывают на уменьшение параметра  $\alpha$  с ростом  $p_t^2$  по экспоненте (рис. 4.20б).

#### 4.4.3 Дифференциальное сечение $d\sigma/dx_F$

Исследовано поведение сечения от переменной Фейнмана ( $x_F$ ). Способ вычисления сечений для разных интервалов по  $x_F$  аналогичен случаю с поперечным импульсом, т.е. с построением спектров эффективных масс системы ( $K\pi$ ) в четырех интервалах по  $x_F$  и определением количества событий в сигнале для каждого интервала (таблица 4.4.2).

На рисунке 4.21 приведены экспериментальные значения сечений образования нейтральных очарованных мезонов от переменной  $x_F$ . Для описания зависимости использовалась стандартная параметризация вида  $d\sigma/dx_F \sim (1 - |x_F|)^n$ . Параметр  $n$  получился равным  $6.8 \pm 0.8$ , а среднее значение  $\langle x_F \rangle = 0.12$ .

Таблица 4.4.2. Дифференциальные сечения образования  $D^0$ -мезонов для разных интервалов по  $x_F$  ( $\Delta x_F = 0.2$ ).

$\langle x_F \rangle$	$\epsilon_{\text{рег}}$ %	Углерод	Кремний	Свинец	Среднее по ядрам
		$d\sigma$ (мкбн/яд)	$d\sigma$ (мкбн/яд)	$d\sigma$ (мкбн/яд)	$d\sigma$ (мкбн/яд)
-0.1	2.6	$10 \pm 10$	$13 \pm 13$	$245 \pm 173$	$40 \pm 23$
0.1	9.4	$16 \pm 9$	$55 \pm 14$	$541 \pm 135$	$123 \pm 21$
0.3	13.5	$7 \pm 5$	$15 \pm 6$	$118 \pm 52$	$39 \pm 10$
0.5	12.5	$2 \pm 2$	$6 \pm 4$	$25 \pm 25$	$6 \pm 4$

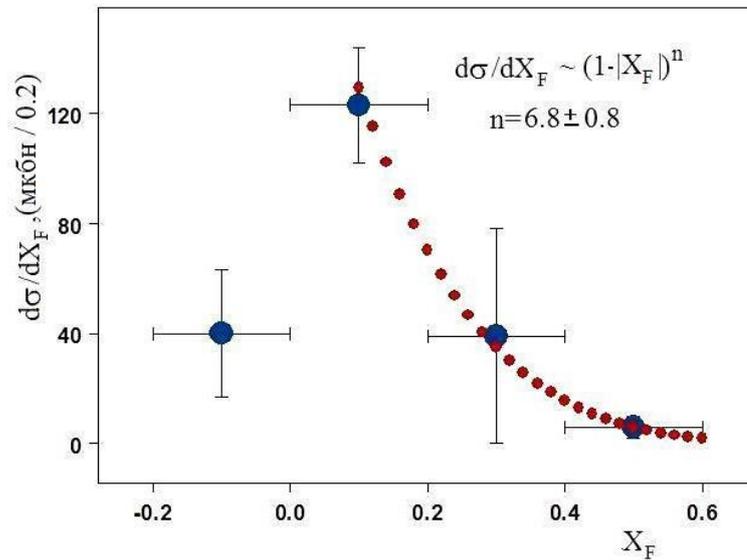


Рис. 4.21. Дифференциальное сечение образование нейтральных  $D$ -мезонов  $d\sigma/dx_F$ .

Аналогично зависимости параметра  $\alpha$  от  $r_t^2$  была исследована зависимость  $\alpha$  от переменной  $x_F$ . Для этого оценивались сигналы от  $D^0$ -мезонов и соответствующие сечения их образования в интервалах по  $x_F$  для трех материалов активной мишени (рис. 4.22а). Из рисунка 4.22б видно, что значения параметра  $\alpha$  уменьшаются с увеличением  $x_F$ . Если использовать описание данных экспонентой, то при  $x_F \rightarrow 1$  параметр  $\alpha$  уменьшается до значения 0.55. Это согласуется с теоретическим предсказанием, сделанным в [14].

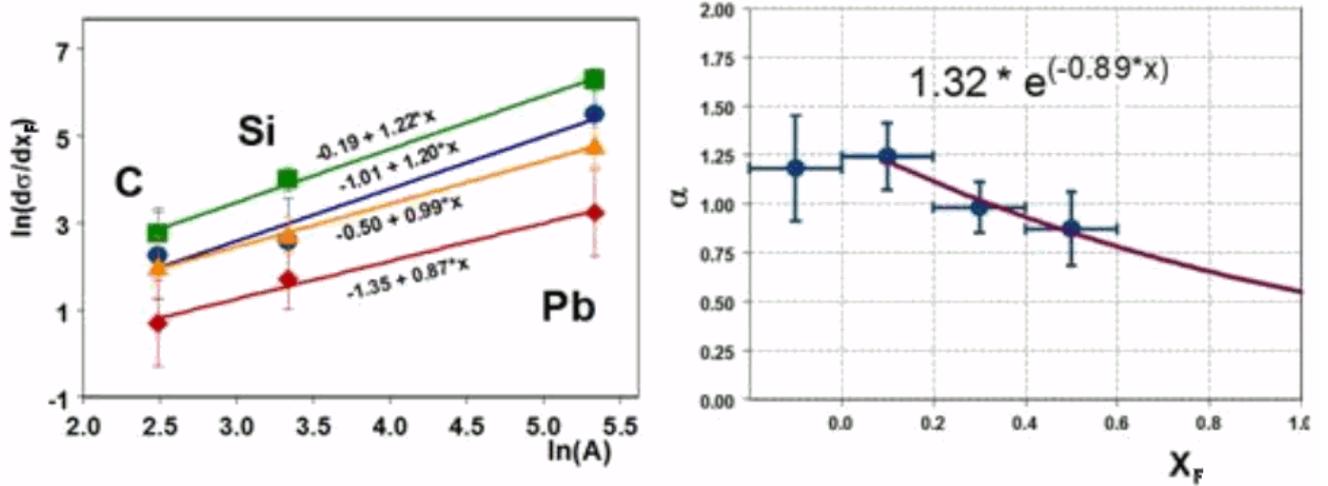


Рис. 4.22. а) Зависимость  $d\sigma/dx_F$  от атомного веса ядер мишени для четырёх интервалов  $x_F$ .  
 б) Зависимость параметра  $A$ -зависимости  $\alpha$  от переменной Фейнмана ( $x_F$ ).

Следует отметить, что систематические неоднозначности в полученных величинах сечений мы оцениваем на уровне 20% их статистической ошибки.

В таблице 4.4.3 представлены результаты некоторых экспериментов по исследованию образования чарма в  $pA$ -взаимодействиях. Видно, что наши результаты в пределах ошибок не противоречат этим данным.

Таблица 4.4.3. Данные по образованию нейтральных  $D$ -мезонов и их свойствам в  $pA$ -взаимодействиях.

Эксперимент	Пучок (ГэВ)	$\sigma(D^0)$ (мкбн/нук.)	$\sigma \sim A^\alpha$ $\alpha$	$d\sigma/dx_F \sim$ $(1 -  x_F )^n,$ $n$	$d\sigma/dp_t^2 \sim$ $\exp(-b p_t^2),$ $b$
<b>SVD-2</b>	<b>70</b>	<b>7.1±3.3</b>	<b>1.08±0.12</b>	<b>6.8±0.8</b>	<b>0.79±0.15</b>
E769 [111]	250	12.0±3.8	0.92±0.08	4.1±0.6	0.95±0.09
NA16 [111]	360	20.4±16.	-	-	-
NA27 [111]	400	18.3±2.5	-	4.9±0.5	1.0±0.1
E-789 [112]	800	17.7±4.2	1.02±0.05	-	0.91±0.12
E743 [111]	800	22. ±14.	-	8.6±2.0	0.8±0.2
E653 [111]	800	39. ±15.	-	11.0±2.0	1.1±0.2
HERA-B [113]	920	48.7±10.6	0.97±0.07	7.5±3.2	0.84±0.1

#### 4.5 Итоги главы 4

В главе 4 представлена оценка полного сечения рождения очарованных частиц в рА-взаимодействиях при 70ГэВ/с на установке СВД-2 (эксперимент E-184). Оценка полного сечения чарма производилась по выделенному сигналу от распада нейтральных  $D^0$ -мезонов в моде Кл.

Глава 4 разбита на 4 раздела согласно их идейному наполнению:

- В разделе 4.1 представлены результаты математического моделирования:
  - в разделе 4.1.1 приводится настройка генератора (FRITIOF) и обсуждается проблема влияния числа неупругих взаимодействий налетающего нуклона с нуклонами ядра мишени на «деформацию» дифференциальных спектров получаемых по экспериментальным данным (в предположении единичного акта взаимодействия нуклон-нуклон ядра);
  - в разделе 4.1.2 кратко описывается настройка GEANT3.21 и формирование выходных данных;
  - раздел 4.1.3 посвящён описанию основных критериев отбора событий и оценке эффективностей регистрации на основании МК-расчётов.
- В разделе 4.2 приводятся экспериментальные спектры и их сравнение с МК-распределениями.
- В разделе 4.3 приводится оценка полного сечения чарма, рассчитанного двумя способами, и сравнение полученного результата с теоретическими моделями и экспериментальными результатами других экспериментов.
- В разделе 4.4 приводится оценка времени жизни нейтральных  $D^0$ -мезонов для подтверждения их регистрации и дифференциальные распределения по  $p_T^2$  и  $x_F$ .

## Глава 5. Регистрация заряженных очарованных $D^\pm$ - мезонов

В главе по исследованию образования нейтральных очарованных мезонов в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2 (эксперимент SERP-E-184) дана оценка сечения их рождения и полного сечения образования очарованных частиц  $\sigma(c\bar{c})$  при этой энергии.

В настоящей главе приведены результаты обработки данных по выделению событий с распадами  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  и  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ . Дана оценка сечения образования заряженных очарованных мезонов и их выходов, измерены некоторые свойства  $D^\pm$  -мезонов [114].

### 5.1 Предварительные критерии отбора событий

В анализе использовано 52 миллиона неупругих событий, зарегистрированных на трёх ядерных мишенях из углерода, кремния и свинца. Из-за небольшого сечения образования очарованных частиц при околопороговой энергии, малой длины их пробега и уменьшения эффективности реконструкции всех треков в вершине для многочастичной моды распада жесткие критерии при первичном отборе событий в кандидаты с рождением  $D^\pm$  -мезонов не использовались. Выделение нужного класса событий состояло из следующих процедур:

- Реконструкция треков и первичной вершины на проекциях по данным вершинного детектора (ВД).
- Поиск вторичных двухлучевых вершин в пространстве параметров треков  $\{a,b\}$  (см. раздел 3.4.2.1). Данная процедура является «быстрым фильтром» для отбора событий с возможным образованием очарованных частиц.
- Пространственная реконструкция треков заряженных частиц в магнитном спектрометре (МС) и определение их импульсов.
- Поиск вторичных трехлучевых вершин с помощью дальнейшего анализа треков в пространстве  $\{a,b\}$  с учетом их заряда и кинематического соответствия первичной вершине взаимодействия.
- Определение импульса распадной частицы и применение критерия  $P > 7$  ГэВ/с (см. текст ниже).

После выполнения вышеперечисленных процедур для анализа остается 16320 событий с вершиной распада по гипотезе  $(K^- \pi^+ \pi^+)$  и 8439 событий с вершиной распада по гипотезе  $(K^+ \pi^- \pi^-)$ . На рисунке 5.1 представлены спектры эффективных масс систем  $(K^- \pi^+ \pi^+)$  и  $(K^+ \pi^- \pi^-)$  для этих событий, фитированные суммой функции Гаусса и полинома 6-й степени. Сигналы в области  $D^\pm$ -мезонов видны, но имеют значительную фоновую подложку.

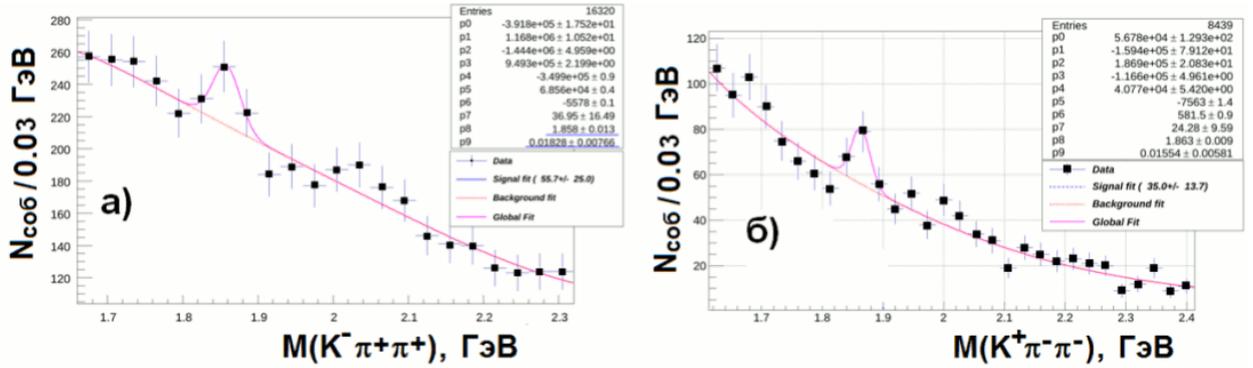


Рис. 5.1. Спектры эффективных масс систем  $(K^- \pi^+ \pi^+)$  (а) и  $(K^+ \pi^- \pi^-)$  (б) после отбора событий с трёхлучевыми вторичными вершинами.

## 5.2 Моделирование и оптимизация критериев отбора событий с рождением $D^+$ -мезонов

Для моделирования событий и оптимизации критериев отбора событий с рождением очарованных частиц в данном эксперименте использовалась программа GEANT3.21 с геометрическим описанием всех элементов установки СВД-2. В качестве генератора рА-взаимодействий использовалась программа FRITIOF7.02. Для моделирования фоновых условий по программе GEANT было разыграно 10 млн МК-событий с запретом на формирование очарованных частиц, которые были пропущены через систему обработки данных. При этом в некоторых событиях из-за наложенных шумовых условий и несовершенства алгоритма реконструкции событий с трёхчастичными распадами были найдены трёхлучевые вершины распада, которые моделируют фон. Распределения по параметрам трехчастичной системы  $(K^- \pi^+ \pi^+)$  в этих событиях сравнивались с экспериментальным фоном. В экспериментальный фон отбирались события, в которых эффективная масса системы  $(K^- \pi^+ \pi^+)$  находилась в интервале, полученном из распределения на рисунке 5.1, т.е.  $M=1.858 \pm 3 \cdot 0.018$  (ГэВ). Те же требования применялись для МК-событий. На рисунке 5.2 представлены распределения по приведенной длине пробега ( $L_{\text{пр}}=L \cdot M/P$ ), импульсу ( $P$ ) и переменной Фейнмана ( $x_F$ ) системы  $(K^- \pi^+ \pi^+)$ . Все распределения нормировались по площади на 1. Видно, что имеется хорошее согласие между МК-событиями и экспериментальными данными. Таким образом, моделированные события хорошо воспроизводят фоновые условия эксперимента.

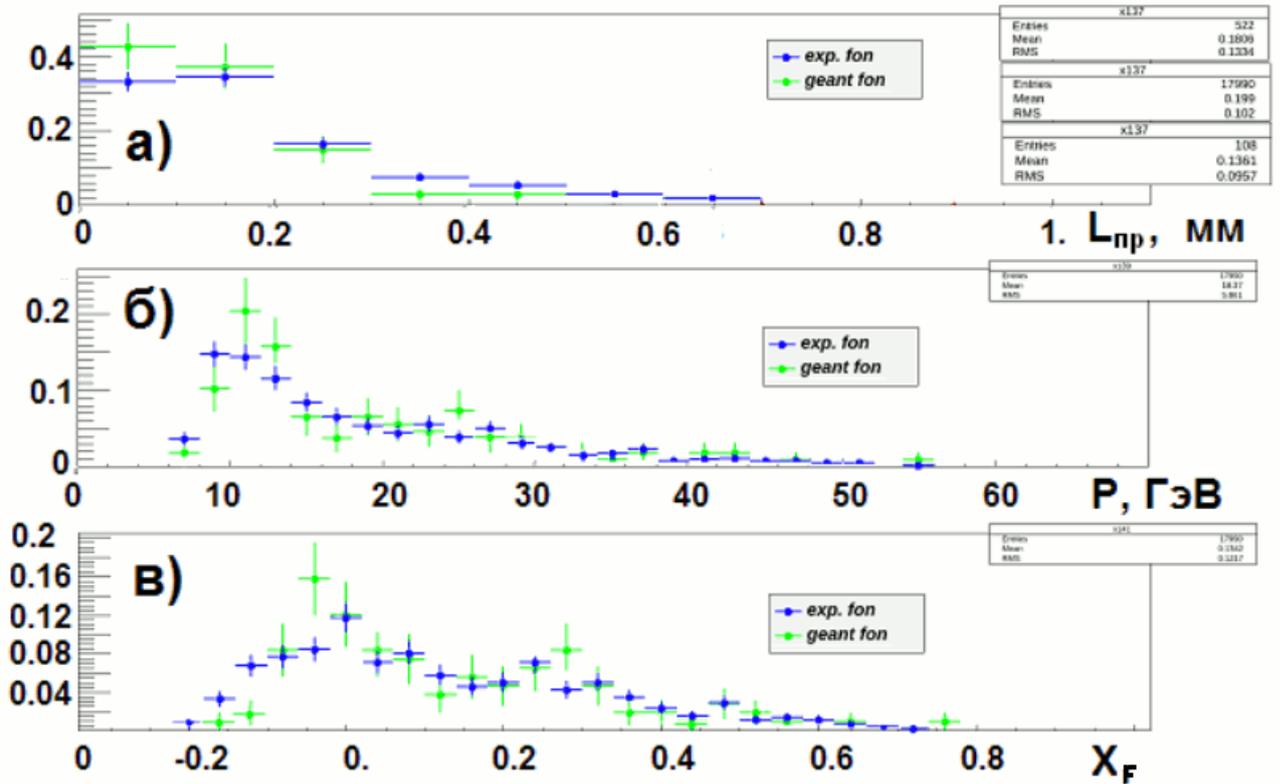


Рис. 5.2. Распределения по параметрам системы ( $K^-\pi^+\pi^+$ ) для фоновых событий: а) приведенная длина пробега (см. текст), б) импульс и в) переменная Фейнмана.

Для оптимизации системы критериев отбора событий с рождением очарованных частиц с помощью программы GEANT было получено два набора событий, содержащих по 500 тыс. МК-событий в каждом с распадами  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$  и  $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$  соответственно. Моделирование показывает, что из-за акцептанса установки реконструкция всех треков в распадной вершине возможна только при условии, что импульс распадной частицы больше 7 ГэВ/с. На первом этапе был выполнен анализ диаграммы Далитца для распада  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ , при этом можно определить границы фазового объёма, характерные для рассматриваемого трёхчастичного распада. Анализировался двумерный плот массовых гипотез систем:  $m_{12}(K_2^-\pi_1^+)$  и  $m_{23}(K_2^-\pi_3^+)$  (рис. 5.3а).

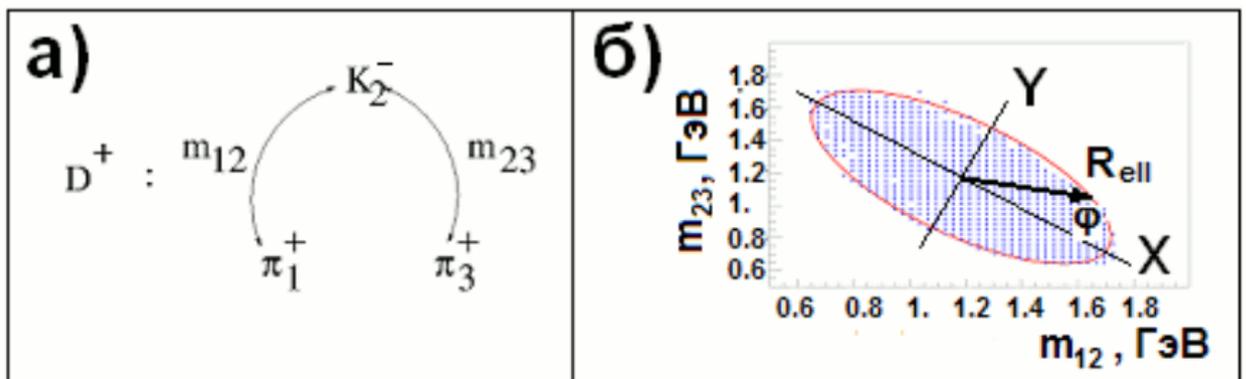


Рис. 5.3. Схема обозначений и диаграмма Далитца для МК-событий.

Из кинематики трёхчастичного распада для Далитц-плота имеются следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} m_{12\max} = m_{23\max} &= m_D - m_\pi \approx 1.73 \\ m_{12\min} = m_{23\min} &= m_K + m_\pi \approx 0.63 \end{aligned} \quad (5.1)$$

На рисунке 5.3б представлена аппроксимация фазового объема эллипсом для МК-событий:

$$\begin{aligned} X &= (m_{12} - \Delta m_{12}) \cdot \cos\theta + (m_{23} - \Delta m_{23}) \cdot \sin\theta \\ Y &= (m_{23} - \Delta m_{23}) \cdot \cos\theta - (m_{12} - \Delta m_{12}) \cdot \sin\theta \\ \frac{X^2}{R_X^2} + \frac{Y^2}{R_Y^2} &= 1, \end{aligned} \quad (5.2)$$

где  $\Delta m_{12} = 1.18$ ,  $\Delta m_{23} = 1.17$ ,  $\theta = 44.78^\circ$  – параметры перехода в координатную систему эллипса  $(X, Y)$ ,  $(R_X, R_Y)$  – полуоси эллипса.

На рисунке 5.4а приведена диаграмма Далитца системы  $(K^- \pi^+ \pi^+)$  для экспериментальных событий с наложением данного эллипса и учётом граничных условий (5.1), а на рисунке 5.4б представлены плотности распределения событий, при данных условиях, относительно координатной системы эллипса.

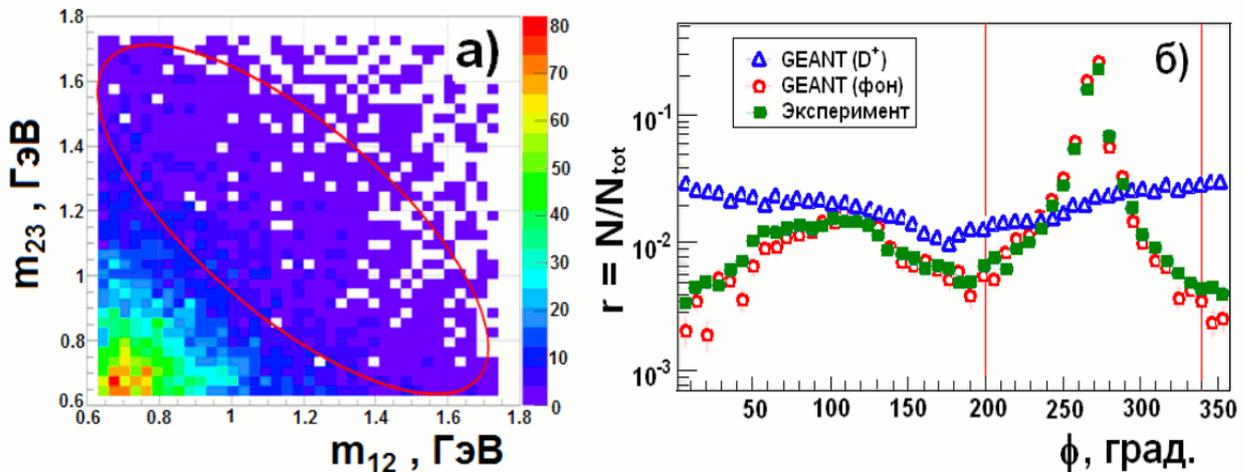


Рис. 5.4. а) Расчетный кинематический эллипс на экспериментальном Далитц-плоте системы  $(K^- \pi^+ \pi^+)$ ; б) плотность экспериментальных и МК-событий в зависимости от  $\phi$ .

Из распределения по углу  $\phi$  видно, что основной фон под сигналом от  $D^+$  (рис. 5.1а) группируется в области углов  $270^\circ \pm 70^\circ$ . Для уменьшения фоновой подложки события отбирались из областей:  $\phi < 200^\circ$ ,  $\phi > 340^\circ$  и  $R_{\text{ell}} < 1$ . В области  $\phi$  от  $30^\circ$  до  $170^\circ$  плотности событий с возможным распадом  $D^+$  и фоновых событий сравнимы (рис. 5.4б), поэтому эта область не исключалась из дальнейшего анализа.

Значительная часть фона формируется из-за наложения трека заряженной частицы, выходящего из вершины взаимодействия, на вершину распада  $K^0$ -мезона. Спектр эффективных

масс для двух гипотез  $K^0$  из экспериментальной выборки для  $D^+$  с учётом вышеприведённых критериев отбора представлен на рисунке 5.5.

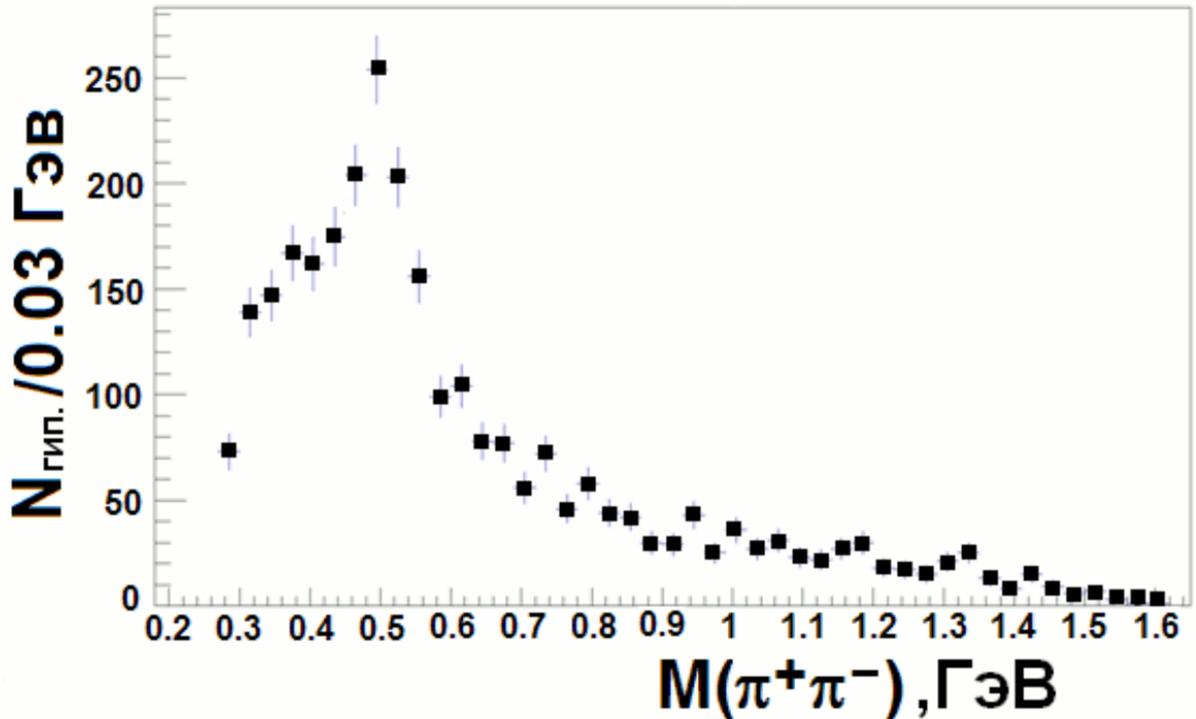


Рис. 5.5. Спектр эффективных масс для двух гипотез  $K^0$  из экспериментальной выборки для  $D^+$ .

Для исключения этого фона рассмотрим еще один двумерный плот, когда гипотеза  $K^-$  для отрицательного трека в трехчастичной вершине заменена на гипотезу  $\pi^-$ , в этом случае имеется две гипотезы распада  $K^0$ -мезона (рис. 5.6а). Как видно из рисунка, вклад от  $K^0$  группируется в нижней области плота, ограниченной линией:

$$M(\pi^+\pi^-)_{G1} + M(\pi^+\pi^-)_{G2} < C. \quad (5.3)$$

Отношение числа событий под прямой (5.3) к полному числу событий ( $W=N_{cut}/N_{tot}$ ) зависит от значения параметра  $C$ . Значение  $C=1.2$  получено из анализа зависимостей  $W(C)$  для экспериментальных и МК-событий, показанных на рисунке 5.6б.

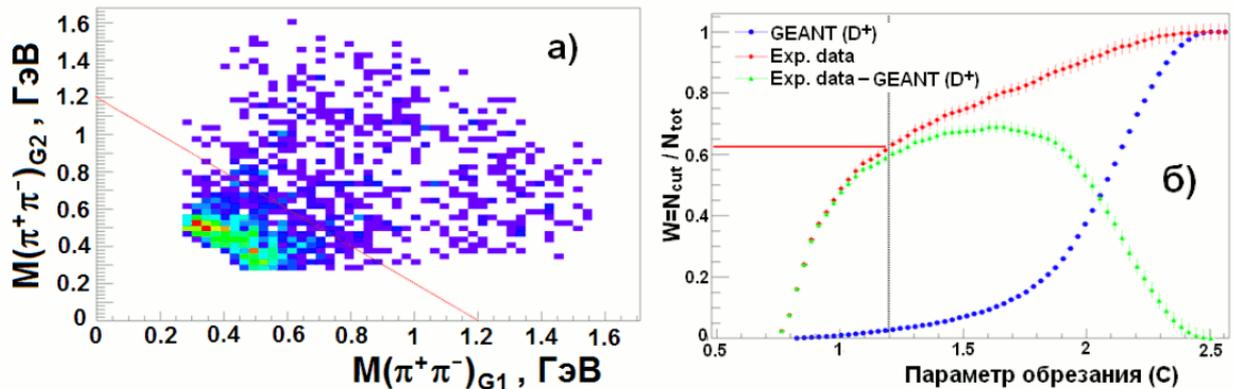


Рис. 5.6. а) Диаграмма Далитца для системы  $(\pi\pi\pi)$ . Линия показывает область для исключения фона от  $K^0$ -мезона. б) Зависимость величины  $W$  (см. текст) от параметра обрезаний  $C$ .

На рисунке 5.7 приведён спектр эффективных масс для двух гипотез  $K^0$  из экспериментальной выборки для  $D^+$  после исключения области, показанной на рисунке 5.6.

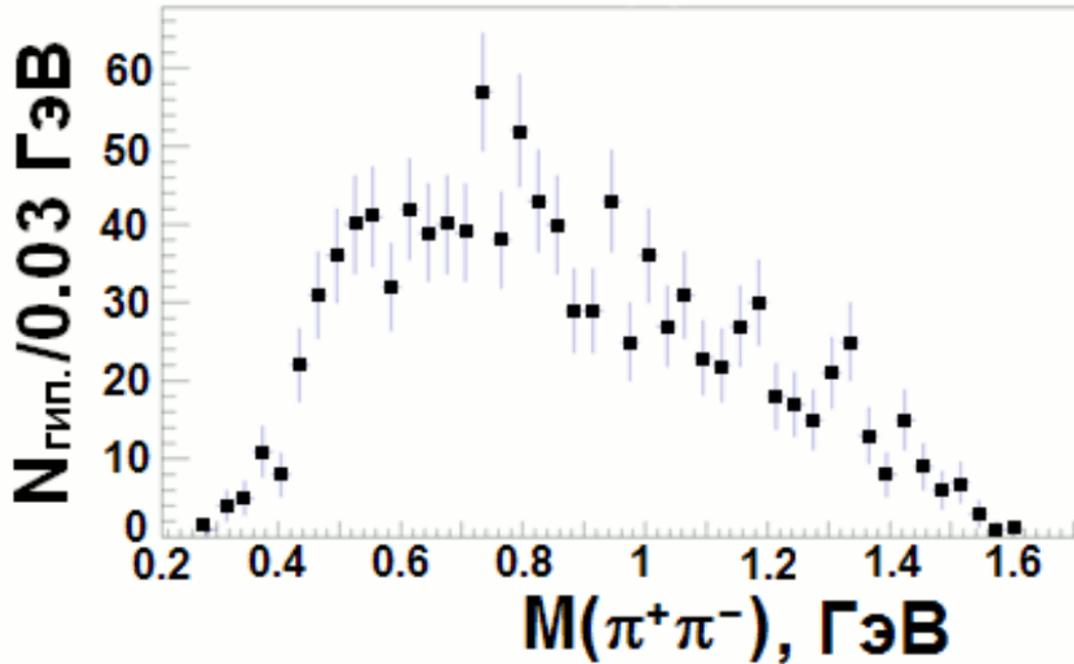


Рис. 5.7. Спектр эффективных масс для двух гипотез  $K^0$  из экспериментальной выборки для  $D^+$  после исключения области, показанной на рисунке 5.6.

Еще одно граничное условие связано с отражением  $D^+$  в массовый спектр  $D_s^+$ , т.е. системы  $(K^-K^+\pi^+)$ . Для этого в МК-событиях с  $D^+$ -мезоном трекам трехчастичной распадной системы приписывались массы  $K^-$ ,  $K^+$  и  $\pi^+$  (две гипотезы на событие, соответственно). Полученные эффективные массы приведены на рисунке 5.8. Для уменьшения этого фона в экспериментальных событиях применялось условие  $M(K^-K^+\pi^+) > 1.93$  ГэВ для обеих гипотез.

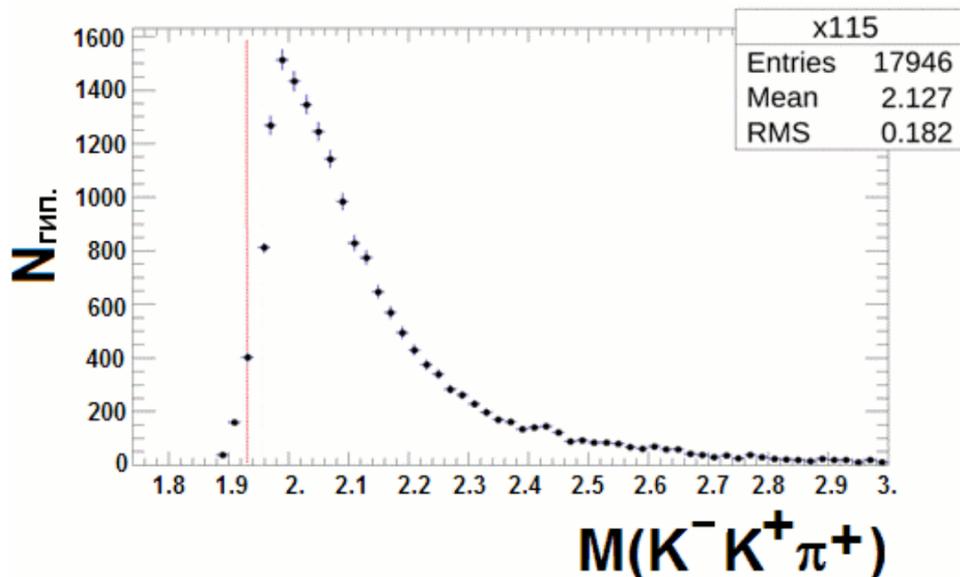


Рис. 5.8. Массовый спектр системы  $M(K^-K^+\pi^+)$  для МК-событий с  $D^+$ -мезоном.

На рисунке 5.9 показаны распределения для МК-событий с трехлучевой вторичной вершиной по приведенной длине пробега  $L_{пр}$  системы ( $K^- \pi^+ \pi^+$ ). Из анализа распределений на рисунке 5.9 вводилось условие:  $L_{пр} > 0.12$  мм.

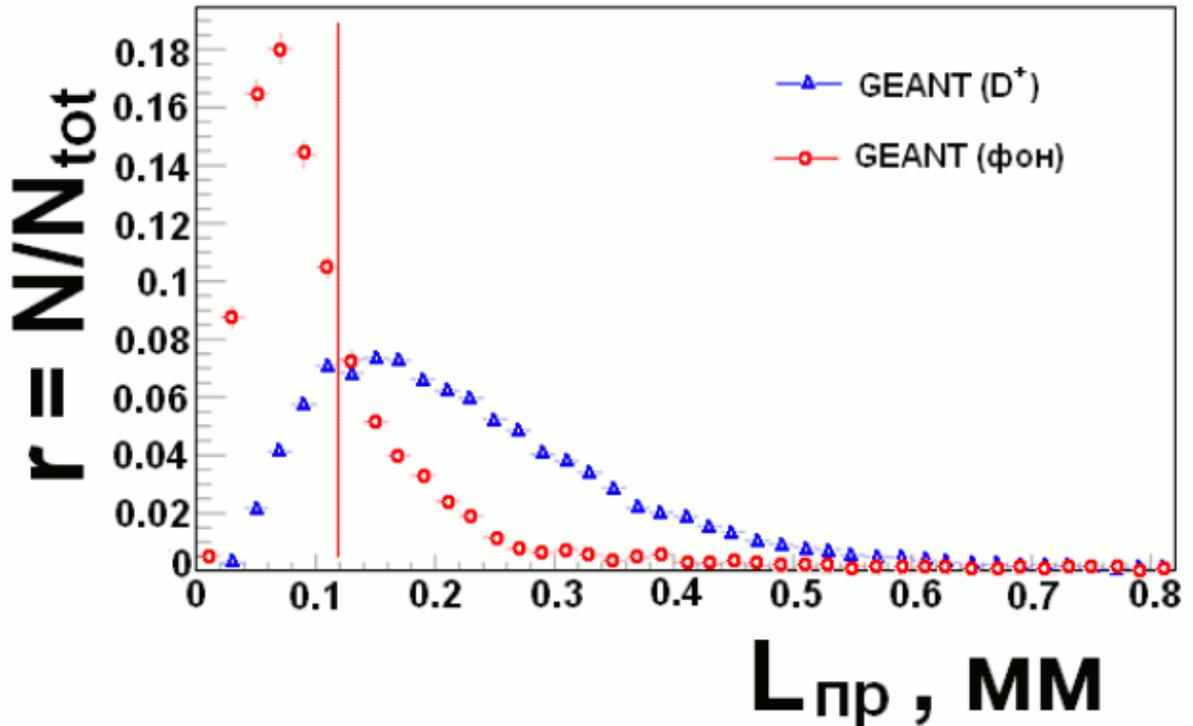


Рис. 5.9. Распределения по приведенной длине пробега системы ( $K^- \pi^+ \pi^+$ ) для МК-событий. Линией указана граница отбора событий.

Такой же анализ критериев отбора был проведён для событий с возможным распадом  $D^-$ -мезонов.

### 5.3 Анализ экспериментальных событий после применения критериев отбора

В результате вышеописанного моделирования были выбраны критерии отбора событий с минимальным фоном. Для системы ( $K^- \pi^+ \pi^+$ ) эти критерии следующие:

- $\varphi(K^- \pi^+) < 200^\circ$ ,  $\varphi(K^- \pi^+) > 340^\circ$  и  $R_{ell} < 1$  (рис. 5.4);
- $M(\pi^+ \pi^-)_{G1} + M(\pi^+ \pi^-)_{G2} > 1.2$  (рис. 5.6);
- $M(K^- K^+ \pi^+) > 1.93$  ГэВ для обеих гипотез (рис. 5.8);
- $L_{пр}(K^- \pi^+ \pi^+) > 0.12$  мм (рис. 5.9).

На рисунке 5.10 показан спектр эффективных масс системы ( $K^- \pi^+ \pi^+$ ) для экспериментальных событий после использования всех критериев их отбора.

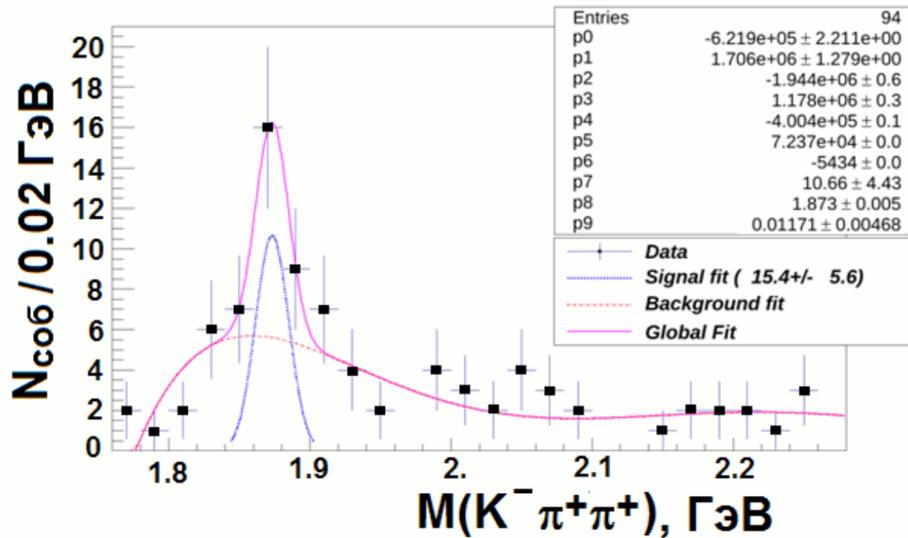


Рис. 5.10. Спектр эффективных масс системы  $(K^-\pi^+\pi^+)$  для экспериментальных событий после использования всех критериев отбора.

После параметризации спектра на рисунке 5.10 суммой функции Гаусса и полинома 6-й степени ( $\chi^2/\text{NDF} = 7.4 / 12$ ,  $\text{prob} = 0.8$ ) получаем 15.4 события в сигнале от  $D^+$ -мезона и 16.6 событий в фоновой подложке. Измеренная масса  $D^+$ -мезона равна  $1873 \pm 5$  МэВ (табличное значение – 1869.6 МэВ), стандартное отклонение – 12 МэВ. В области масс  $D^+$ -мезона в спектре эффективных масс гипотез  $\pi^-\pi^+$  нет сигнала от примеси  $K^0$ -мезона. Эффективность выделения сигнала от  $D^+$ -мезона, полученная из моделирования и определяемая как отношение числа событий в сигнале после всех обрезаний к полному числу МК-событий с распадом  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ , равна  $\varepsilon(D^+) = 0.014$ . При этом выполнялось условие полного соответствия процедур обработки экспериментальных и моделированных событий.

Аналогичные процедуры были выполнены для выделения сигнала от  $D^-$ -мезона (рис. 5.11) в спектре масс системы  $(K^+\pi^-\pi^-)$  с теми же критериями отбора событий.

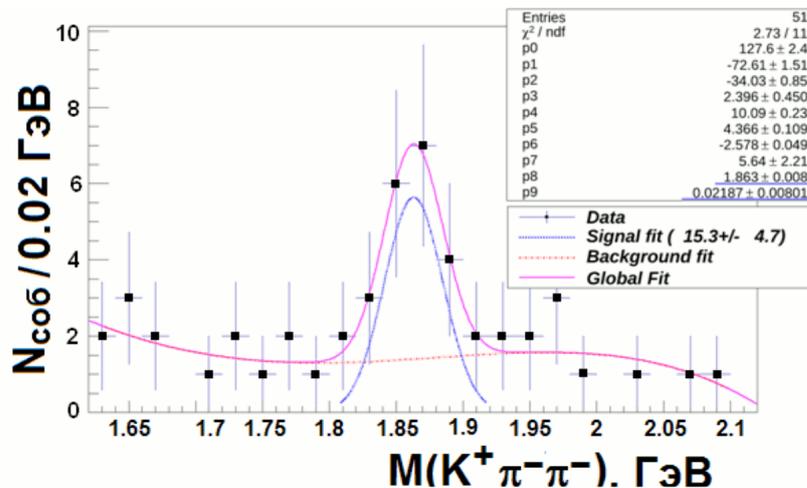


Рис. 5.11. Спектр эффективных масс системы  $(K^+\pi^-\pi^-)$  для экспериментальных событий после использования всех критериев отбора.

Спектр эффективных масс системы ( $K^+\pi^-\pi^-$ ) на рисунке 5.11 также был параметризован суммой функции Гаусса и полинома 6-й степени ( $\chi^2/\text{NDF} = 2.7 / 11$ ,  $\text{prob} = 0.99$ ). Число событий в сигнале – 15.3, фон под сигналом – 8.7 событий. Масса  $D^-$ -мезона равна  $1863 \pm 8$  МэВ, стандартное отклонение – 22 МэВ. Эффективность выделения сигнала от  $D^-$ -мезона, полученная из моделирования, равна  $\epsilon(D^-) = 0.008$ .

#### 5.4 Время жизни $D^\pm$ -мезонов

В спектре эффективных масс системы ( $K^-\pi^+\pi^+$ ) (рис. 5.10) была выделена полоса сигнала  $M(D^+) \pm 2.5\sigma$  согласно параметрам фита и для этих событий построено распределение по приведенной длине  $L_{\text{пр}}$ . Учет фоновой подложки проводился по распределению для МК-событий.

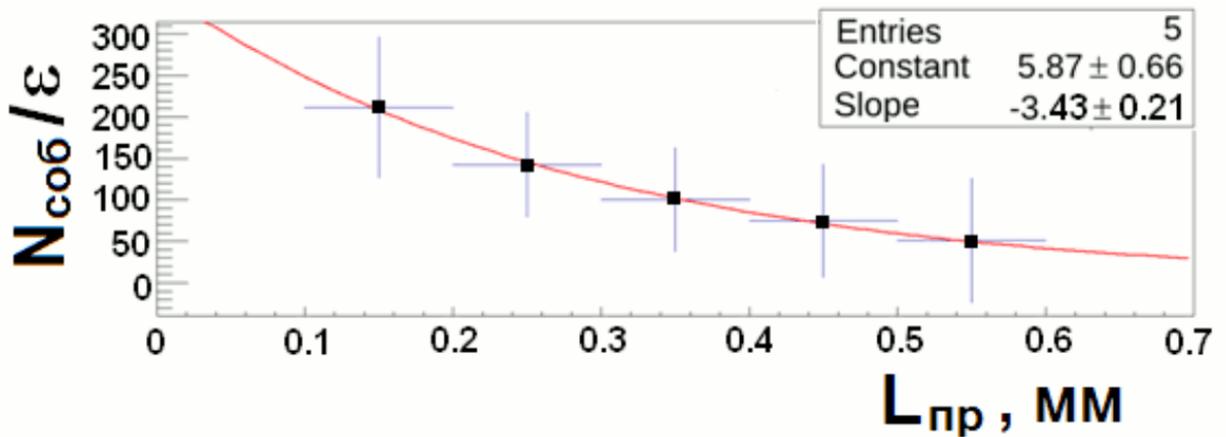


Рис. 5.12. Восстановленная экспериментальная длина пробега  $D^+$ -мезона с учетом эффективности регистрации.

Далее экспериментальное распределение по  $L_{\text{пр}}$  восстанавливалось с учетом эффективности ( $\epsilon$ ) регистрации событий с  $D^+$  в данном интервале  $L_{\text{пр}}$  (рис. 5.12), полученной из моделирования, и фитировалось экспонентой. Из полученного значения показателя экспоненты вычислено время жизни  $D^+$ -мезона  $\sigma t = 291 \pm 75$  мкм (табличное значение:  $\sigma t(D^+) = 311.8$  мкм). Аналогичным образом вычислялось время жизни  $D^-$ -мезона (рис. 5.13),  $\sigma t = 341 \pm 88$  мкм. Ошибки в значениях  $\sigma t$  – статистические. Тот факт, что измеренные времена жизни  $D^\pm$ -мезонов близки к табличному значению, подтверждает регистрацию очарованных частиц в нашем эксперименте. Оценки величины  $\sigma t$  для областей вне сигнала значительно отличаются от этих значений.

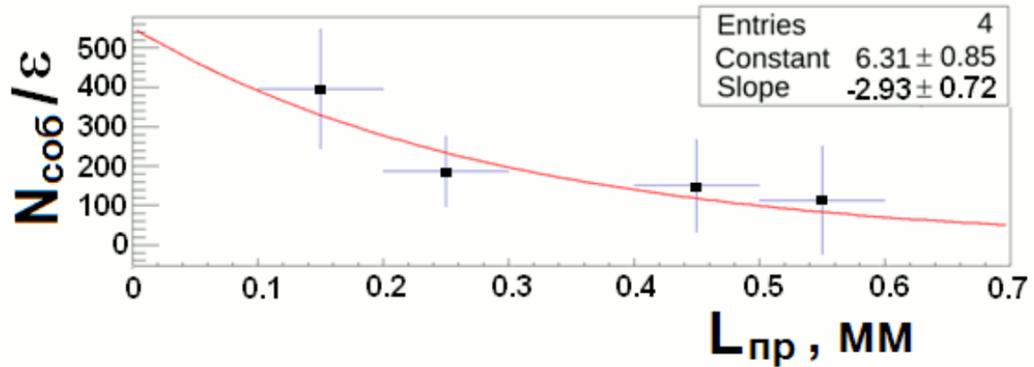


Рис. 5.13. Восстановленная экспериментальная длина пробега  $D^-$ -мезона с учетом эффективности регистрации.

### 5.5 Сечения образования $D^\pm$ -мезонов и их $A$ -зависимость

Для расчета сечений на ядрах мишени использовалась формула:

$$N_s = [N_0(\sigma_D A^\alpha) / (\sigma_{pp} A^{0.7})] \cdot [(B\varepsilon) / K_{tr}],$$

где

$N_s$ - число событий в сигнале, полученное из анализа массовых спектров для каждого вида ядер мишени (см. таблицу 5.1);

$N_0$ - число событий с рА-взаимодействиями в мишени (см. таблицу 5.1);

$\sigma_D$ - сечение образования  $D$ -мезонов;

$A$  – атомный вес материала мишени (C, Si, Pb);

$\alpha$  – показатель степени  $A$ -зависимости для очарованных частиц (для всех неупругих событий он принимается равным 0.7);

$\sigma_{pp}$  - сечение неупругих pp-взаимодействий при энергии 70 ГэВ (=31440 мкбн);

$B$  – брэнчинг распада  $D^\pm \rightarrow K\pi$  (=0.094);

$\varepsilon$  – эффективность регистрации  $D$ -мезонов:  $\varepsilon(D^+) = 0.014$ ,  $\varepsilon(D^-) = 0.008$ ;

$K_{tr} = 0.57$  (коэффициент триггирования, уточненный; см. приложение П.4).

Таблица 5.1. Значения параметров для вычисления сечений.

Параметр	C	Si	Pb
A	12	28	207
$N_0$	$11.37 \cdot 10^6$	$27.44 \cdot 10^6$	$13.19 \cdot 10^6$
$D^+$			
$N_s$	2	8	6
$D^-$			
$N_s$	2	7	6

Вводя замену  $C_D = [N_0/(\sigma_{pp}A^{0.7})] \cdot [(B\varepsilon)/K_{tr}]$ , получаем

$$N_s = C_D \cdot \sigma_D A^\alpha$$

или

$$\ln(N_s/C_D) = \alpha \cdot \ln(A) + \ln(\sigma_D).$$

На рисунке 5.14 представлены  $A$ -зависимости сечений образования очарованных частиц в материале мишени. По результатам параметризации этой зависимости прямой линией параметр  $\alpha$  имеет значение  $1.02 \pm 0.26$  для событий с рождением  $D^+$  и  $1.04 \pm 0.27$  для событий с рождением  $D^-$ . Ошибки в значениях параметра  $\alpha$  являются статистическими.

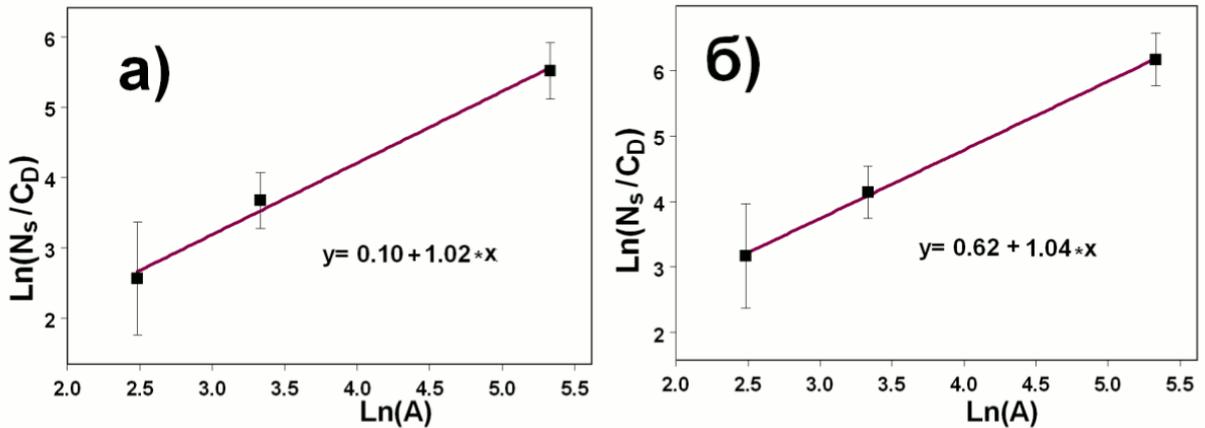


Рис. 5.14.  $A$ -зависимость сечения образования  $D^+$  (а) и  $D^-$  (б).

Полученная параметризация  $A$ -зависимости приводит к следующим взвешенным по ядрам мишени средним значениям полных инклюзивных сечений:

$$\sigma(D^+) = 1.2 \pm 0.4(\text{стат.}) \pm 0.2(\text{сист.}) \text{ (мкбн/нуклон)}$$

$$\sigma(D^-) = 1.9 \pm 0.6(\text{стат.}) \pm 0.4(\text{сист.}) \text{ (мкбн/нуклон)}.$$

Относительные ошибки полученных сечений обусловлены статистикой сигналов ( $\approx 30\%$ ) и неопределенностями в вычислениях эффективностей и коэффициента триггирования ( $\approx 15\%$ ).

## 5.6 Отношения выходов очарованных частиц

В разделе 4.3 ([100]) по результатам регистрации нейтральных  $D$ -мезонов была получена оценка полного сечения образования очарованных частиц в  $pA$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 11.5$  ГэВ:

$$\sigma(c\bar{c}) = 7.1 \pm 2.4(\text{стат.}) \pm 1.4(\text{сист.}) \text{ (мкбн/нуклон)};$$

и оценены полные инклюзивные сечения образования нейтральных очарованных мезонов:

$$\sigma(D^0) = 2.5 \pm 0.8(\text{стат.}) \pm 0.5(\text{сист.}) \text{ (мкбн/нуклон)}$$

$$\sigma(\bar{D}^0) = 4.6 \pm 1.6(\text{стат.}) \pm 0.9(\text{сист.}) \text{ (мкбн/нуклон)}.$$

На основе этих данных оценки выходов заряженных очарованных D-мезонов равны: D<sup>+</sup>-мезона – 17% и D<sup>-</sup>-мезона – 27%. Отношение выхода заряженных и нейтральных D-мезонов:  $(D^+ + D^-)/(D^0 + \bar{D}^0) = 44\%$ .

Измеренные в этом эксперименте выходы D-мезонов и их отношения в сравнении с данными двух других наиболее статистически значимых экспериментов и теоретическими предсказаниями для пучка протонов 70 ГэВ/с приведены в таблице 5.2 и на рисунке 5.15.

Таблица 5.2. Отношения выходов очарованных частиц.

Отношение выходов	PUTHIA pp-вз.	FRITIOF pA-вз.			СВД-2 pA-вз.	Др. эксперименты <sup>*)</sup> pA-вз.	
		C	Si	Pb		NA-27 [49]	HERA-B [53]
D <sup>0</sup>	0.28	0.48	0.51	0.55	0.35±0.16	0.57±0.08	0.44±0.18
$\bar{D}^0$	0.74	0.60	0.59	0.58	0.65±0.31	0.43±0.09	0.54±0.23
D <sup>+</sup>	0.13	0.28	0.29	0.29	0.16±0.07	0.31±0.06	0.19±0.08
D <sup>-</sup>	0.24	0.28	0.27	0.28	0.27±0.17	0.34±0.06	0.25±0.11
D <sup>0</sup> / $\bar{D}^0$	0.38	0.80	0.86	0.95	0.54±0.25	1.33±0.25	0.81±0.23
D <sup>+</sup> /D <sup>-</sup>	0.54	1.0	1.1	1.0	0.59±0.20	0.92±0.21	0.76±0.22
D <sup>±</sup> /(D <sup>0</sup> + $\bar{D}^0$ )	0.36	0.51	0.51	0.5	0.44±0.24	0.65±0.21	0.46±0.18
D <sup>+</sup> /D <sup>0</sup>	0.18	0.56	0.56	0.52	0.46±0.21	0.54±0.11	0.44±0.12
D <sup>-</sup> / $\bar{D}^0$	0.32	0.47	0.46	0.48	0.42±0.26	0.78±0.19	0.47±0.14

<sup>\*)</sup> выходы частиц и их отношения взяты из работ [49], [53], либо вычислены по приведённым в них данным.

Как видно из таблицы 5.2 и рисунка 5.15, вклады заряженных и нейтральных D-мезонов в полные сечения образования открытого чарма в pA-взаимодействиях меняются с изменением энергии взаимодействия. Так, вклады D<sup>0</sup>- и D<sup>+</sup>-мезонов проявляют тенденцию к снижению с уменьшением энергии взаимодействия до 70 ГэВ, а вклады  $\bar{D}^0$ - и D<sup>-</sup>-мезонов растут. Кроме того, растёт разница во вкладах частиц и античастиц в сечения образования открытого чарма в pA-взаимодействиях с уменьшением энергии взаимодействия.

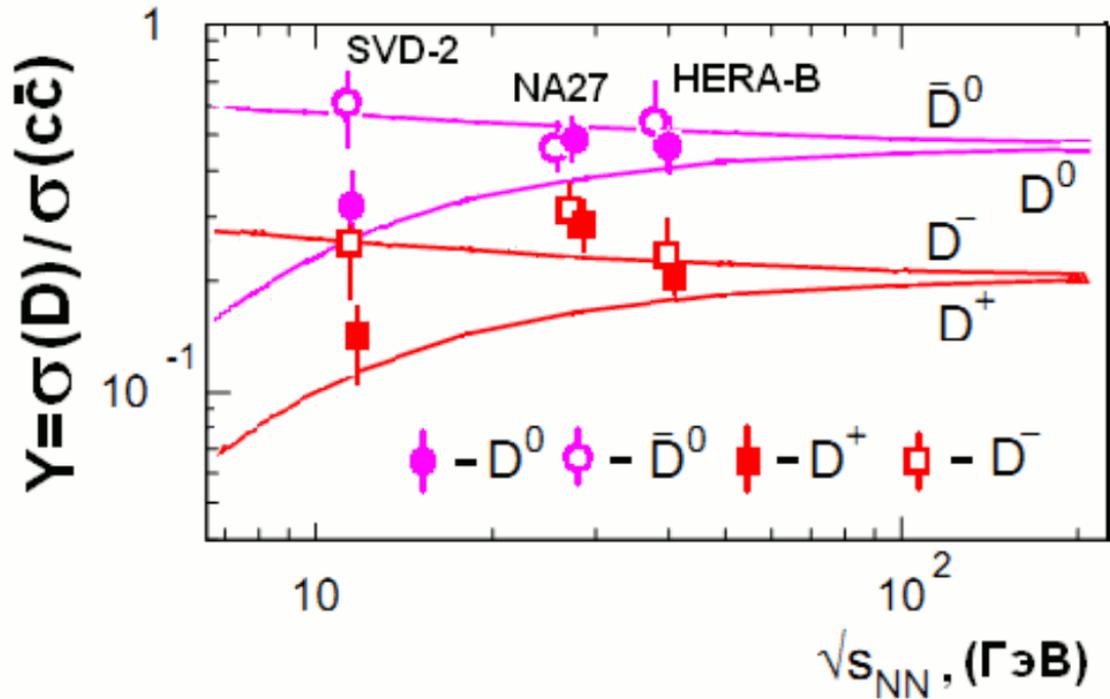


Рис. 5.15. Отношения выходов очарованных мезонов. Экспериментальные точки взяты из таблицы 5.2, а теоретические кривые - из работы [7].

Экспериментально большая разница в выходах очарованных частиц и античастиц впервые наблюдалась в нейтрон-ядерных взаимодействиях при средней энергии пучка нейтронов 43 ГэВ в эксперименте БИС-2. Были зарегистрированы распады античастиц ( $\bar{D}^0$ - и  $D^-$ -мезонов) [38], но не были обнаружены распады частиц ( $D^0$ - и  $D^+$ -мезонов). Сечения рождения частиц оказались ниже порога чувствительности этого эксперимента. Такое поведение вкладов D-мезонов находит свое объяснение в возможном влиянии ядерной материи на образование этих частиц. В настоящее время имеется несколько теоретических работ [115-123], в которых рассматриваются различные механизмы влияния ядерной материи на изменение выходов частиц с энергией. Полученные нами результаты по выходам D-мезонов (рис. 5.15) сравниваются с предсказаниями модели статистической адронизации [7, 16].

На рисунке 5.16 представлены отношения сечений выхода заряженных и нейтральных D-мезонов из работы [67] с добавлением результата, полученного в этом разделе. Данные также сравниваются с вычислениями по статистической модели [16].

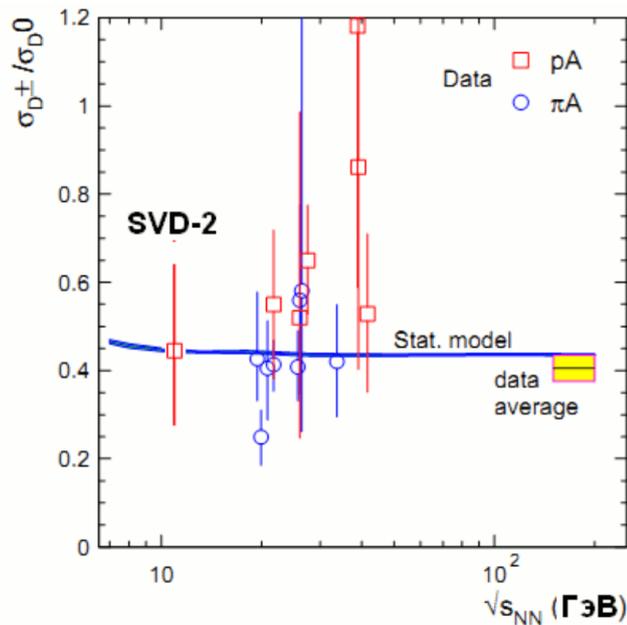


Рис. 5.16. Отношения сечений выхода заряженных и нейтральных D-мезонов.

## 5.7 Итоги главы 5

В главе 5 приведены результаты обработки данных по выделению событий с распадами  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  и  $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$  в pA-взаимодействиях при 70 ГэВ/с. Дана оценка сечения образования заряженных очарованных мезонов и их выходов, измерены некоторые свойства  $D^\pm$ -мезонов.

Структура главы 5:

- В разделе 5.1 представлена последовательность предварительных критериев отбора событий нужного класса, которая выполняется на первом этапе анализа данных (на этапе формирования DST). Представленные критерии (их идеология), во многом схожи с критериями использовавшимися при выделении событий с  $D^0$ -мезонами, так как основная концепция этого этапа не изменилась – выделение событий с наличием вторичной вершины. Представлены предварительные спектры эффективных масс  $D^\pm$ -мезонов.
- В разделе 5.2 приводится сравнение основных распределений (по приведённой длине пробега, импульсу и  $x_F$ ) для экспериментального фона и МК-фона (из массового коридора для  $D^\pm$ -мезонов), как качество настройки МК. Описывается выбор и обоснование критериев отбора событий для дальнейшего анализа:
  - выделение событий по кинематике (попадание в фазовый объём по Далитц-плоту);
  - отсев фоновых событий с наличием распада  $K_S^0$ -мезона;
  - обрезание по приведённой длине пробега.

- В разделе 5.3 представлены экспериментальные спектры эффективных масс  $D^\pm$  -мезонов и приводится их количественная оценка:
  - $D^+$ :  $15.4 \pm 5.6$  событий;
  - $D^-$ :  $15.3 \pm 4.7$  событий.
- В разделе 5.4 приводится оценка времени жизни  $D^\pm$  -мезонов по полученным экспериментальным данным, как факт их обнаружения (PDG  $D^\pm$ :  $\tau = 311.8$  мкс):
  - $D^+$ :  $\tau = 291 \pm 75$  мкс;
  - $D^-$ :  $\tau = 341 \pm 88$  мкс.
- В разделе 5.5 приводится расчёт сечения образования  $D^\pm$  -мезонов:
  - $\sigma(D^+) = 1.2 \pm 0.4(\text{стат.}) \pm 0.2(\text{сист.})$  (мкбн/нуклон)
  - $\sigma(D^-) = 1.9 \pm 0.6(\text{стат.}) \pm 0.4(\text{сист.})$  (мкбн/нуклон).
- В разделе 5.6 обсуждаются относительные выходы нейтральных и заряженных D-мезонов, в сравнении с теоретическими моделями и результатами других экспериментов. Обнаружено, что вклады заряженных и нейтральных D-мезонов в полное сечение образования открытого чарма в pA-взаимодействиях, меняются с изменением энергии взаимодействия. Так, вклады  $D^0$ - и  $D^+$ -мезонов проявляют тенденцию к снижению с уменьшением энергии взаимодействия, а вклады  $\bar{D}^0$ - и  $D^-$ -мезонов растут.

## Глава 6. Измерение сечения образования очарованных барионов

В данной главе исследуется образование очарованных  $\Lambda_c^+$ -барионов в pA- взаимодействиях при импульсе пучка протонов 70 ГэВ/с на трёх ядерных мишенях – углерод, кремний и свинец (эксперимент SERP-E-184) [124]. Эти исследования являются продолжением программы изучения очарованных частиц в околопороговой области энергий в данном эксперименте и дополняют ранее полученные экспериментальные результаты по рождению заряженных и нейтральных D-мезонов (см. Гл.4 и 5) [99 - 101, 114]. К настоящему времени экспериментальных данных по рождению очарованных барионов в pp- и pA-взаимодействиях значительно меньше, чем по рождению очарованных мезонов. Это связано с меньшими, по сравнению с D-мезонами, временами их жизни, и, соответственно, меньшими длинами пробега от вершины взаимодействия до распада, что затрудняет регистрацию  $\Lambda_c^+$ -частиц. Обнаруженное в работе [114] увеличение относительных выходов  $\bar{D}$ -мезонов с уменьшением энергии взаимодействия, может служить указанием, что такой же тенденцией должны обладать выходы очарованных барионов  $\Lambda_c^+$ , как результат их парного рождения с  $\bar{D}$ -мезонами при небольших энергиях pA-взаимодействий.

### 6.1 Выделение событий с распадами $\Lambda_c^+$ -барионов

Процедуры первичного отбора событий аналогичны представленным в разделе 5.1. Но в данном случае они усилены по критерию ассоциации вторичной вершины с первичной вершиной, в связи с малой длиной пробега  $\Lambda_c^+$ -барионов.

После первичного отбора для анализа остается 5846 событий. Из-за отсутствия в эксперименте идентификации типа частиц в каждом событии с трёхлучевой вторичной вершиной имеются две гипотезы на формирование  $\Lambda_c^+$ -бариона. На рисунке 6.1 представлен спектр эффективных масс системы ( $pK^- \pi^+$ ) для двух гипотез положительного трека.

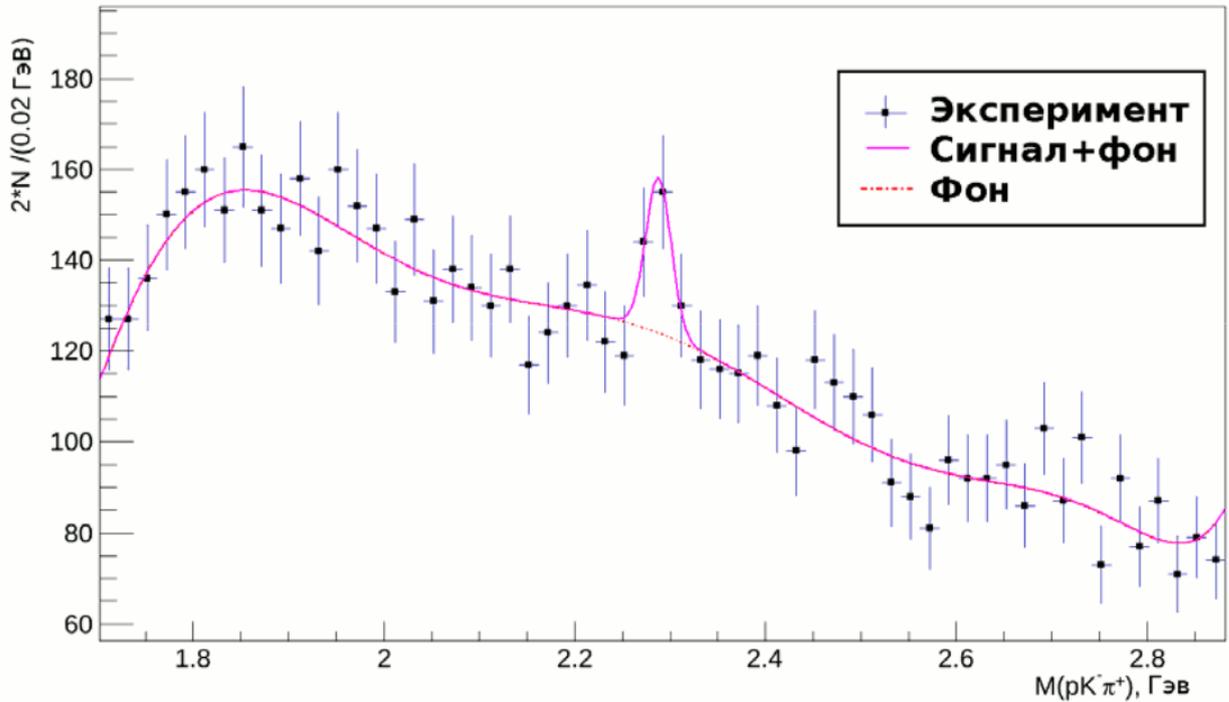


Рис. 6.1. Спектр эффективных масс системы  $(pK^-\pi^+)$  (две гипотезы) после первичного отбора событий с трёхлучевыми вторичными вершинами.

На рисунке 6.1 наблюдается сигнал от распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  с параметрами: масса  $M(\Lambda_c^+) = 2288 \pm 7 \text{ МэВ}/c^2$ , среднеквадратичное отклонение  $13.4 \text{ МэВ}/c^2$ , сигнал  $56.4 \pm 20.5$  событий. Оценка величины сигнала может быть несколько завышенной из-за возможного попадания двух гипотез одного события в массовый коридор сигнала (пересечение гипотез). Как было показано в работе [114], сигнал может иметь примесь ложных трёхлучевых вершин, в основном из-за наложения заряженных треков из первичной вершины на вершину распада  $K_S^0$ -мезона. Для построения распределений физических величин для  $\Lambda_c^+$ -барионов и подтверждения регистрации  $\Lambda_c^+$ -частиц необходимо уменьшить фоновую подложку и выполнить разделение гипотез, используя для этого критерии отбора, полученные в результате МК-моделирования.

## 6.2 Моделирование регистрации $\Lambda_c^+$ -барионов

Для моделирования протон-ядерных взаимодействий при  $70 \text{ ГэВ}/c$  использовалась программа FRITIOF7.02 [102]. В работах [99, 100] было показано, что программа FRITIOF7.02 правильно предсказывает поведение основных характеристик частиц в рА-взаимодействиях при этой энергии. Для моделирования регистрации  $\Lambda_c^+$ -барионов в экспериментальной установке использовалась программа GEANT3.21 [125], где выполнялся распад  $\Lambda_c^+$ -частиц по каналу  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ .

Проверка настройки МК-процедур осуществлялась по качеству описания фоновых условий эксперимента для исследуемого распада. Для этих целей была получена выборка МК-событий

для неупругих рА-взаимодействий с запретом на формирование чарма (МК-фон). На рисунке 6.2 сравниваются основные характеристики экспериментальных событий после первичного отбора и фоновых МК-событий: эффективная масса  $M(pK^- \pi^+)$ , импульс ( $P$ ), переменная Фейнмана ( $x_F$ ) и приведённая длина пробега ( $L_{пр}$ ). Рисунок 6.2 показывает, что распределения по импульсу системы ( $pK^- \pi^+$ ),  $x_F$  и приведённой длине пробега для экспериментальных событий совпадают с распределениями для МК-событий.

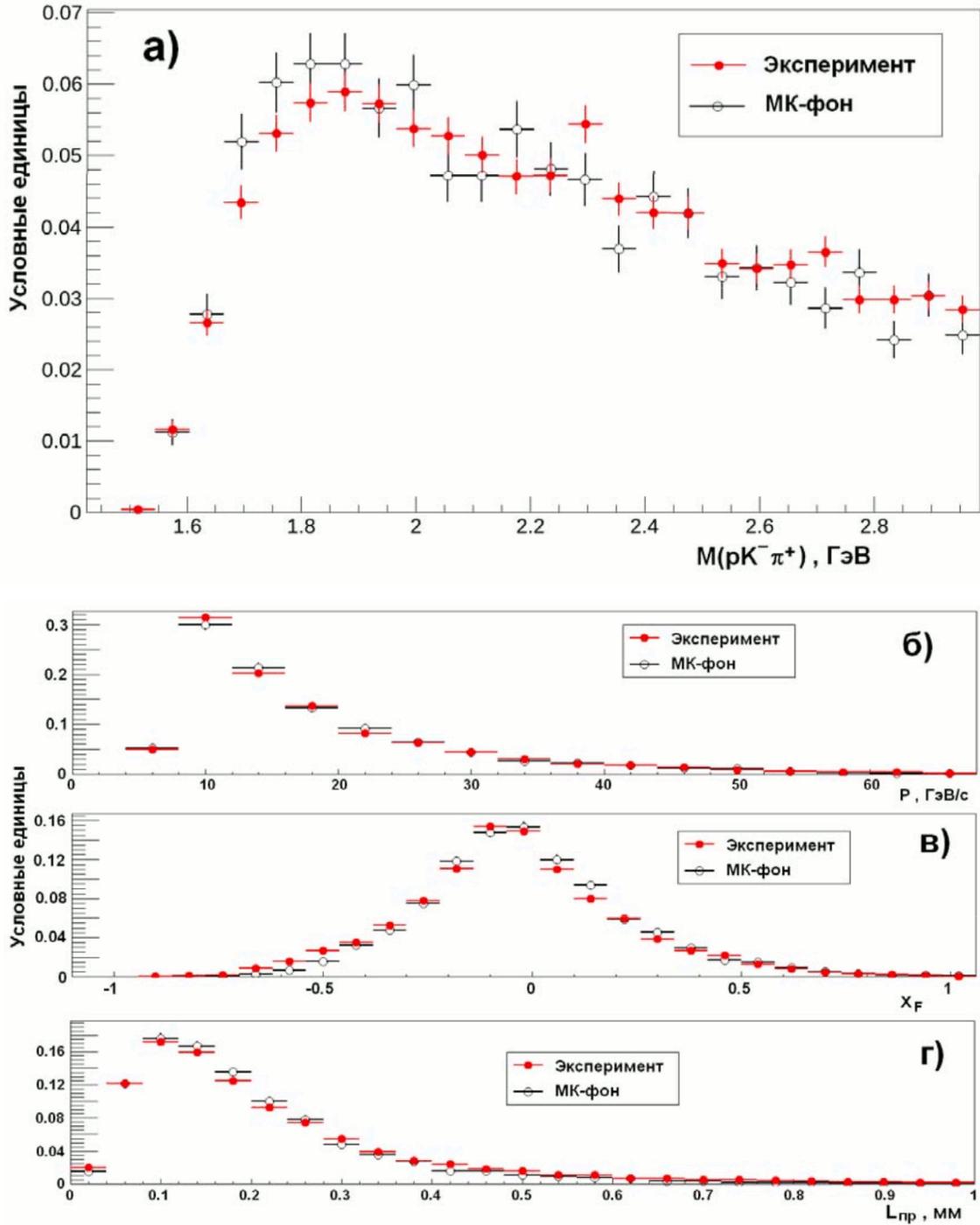


Рис. 6.2. а) Эффективная масса  $M(pK^- \pi^+)$ , б) импульс ( $P$ ), в)  $x_F$  и г) приведённая длина пробега ( $L_{пр}$ ) для экспериментальных событий после первичного отбора и фоновых МК-событий.

Для оптимизации критериев отбора событий с  $\Lambda_c^+$  при помощи программ FRITIOF и GEANT была получена выборка, содержащая 500 тыс. МК-событий с распадом  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ . Далее эти события были обработаны по программе реконструкции с использованием предварительных критериев отбора. На рисунке 6.3 представлены распределения по  $P$ ,  $x_F$  и  $L_{пр}$  системы ( $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ ) для МК-событий до и после их реконструкции. При анализе МК-событий с  $\Lambda_c^+$ -барионами для частицы с положительным зарядом рассматривались обе гипотезы  $p/\pi^+$ , как в реальном эксперименте. Количество моделируемых событий, в которых обе гипотезы попадают в пик  $\Lambda_c^+$ -частицы составляет  $\sim 5\%$ .

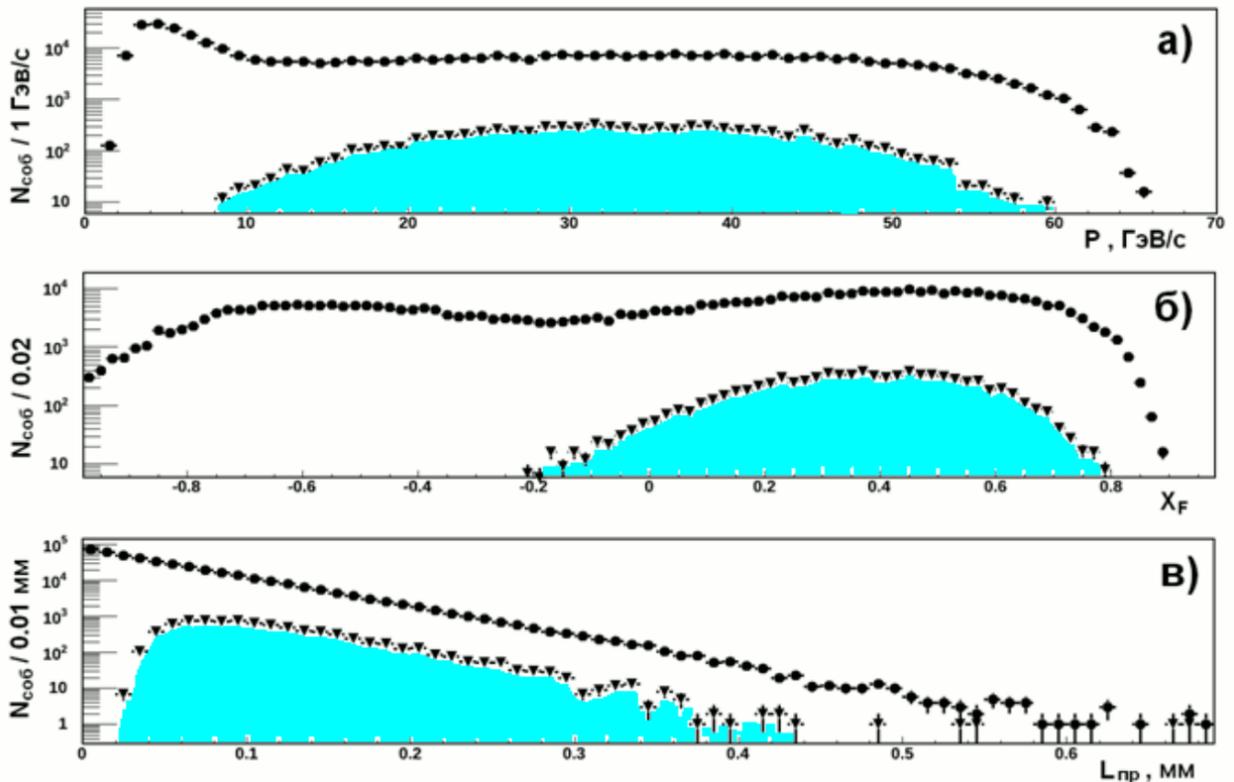


Рис. 6.3. Распределения по: а) - импульсу, б) -  $x_F$  и в) - приведённой длине пробега, системы ( $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ ) для МК-событий с  $\Lambda_c^+$ -барионами до (точки) и после (треугольники) их обработки по программе GEANT и программе реконструкции с использованием предварительных критериев отбора.

### 6.3 Критерии отбора для выделения распадов $\Lambda_c^+$ -барионов

#### 6.3.1 Диаграмма Далитца. Выделение фазового пространства распада $\Lambda_c^+$ -барионов

Для уменьшения фона в экспериментальном распределении эффективных масс системы ( $pK^-\pi^+$ ) был выполнен анализ фазового пространства, соответствующего данному трёхчастичному распаду. Для этого использовалась диаграмма Далитца системы в координатах  $m_1(K^-\pi^+)$  и  $m_2(K^-p)$ . На рисунке 6.4 приведена контурная диаграмма Далитца, полученная для МК-событий с распадом  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ .

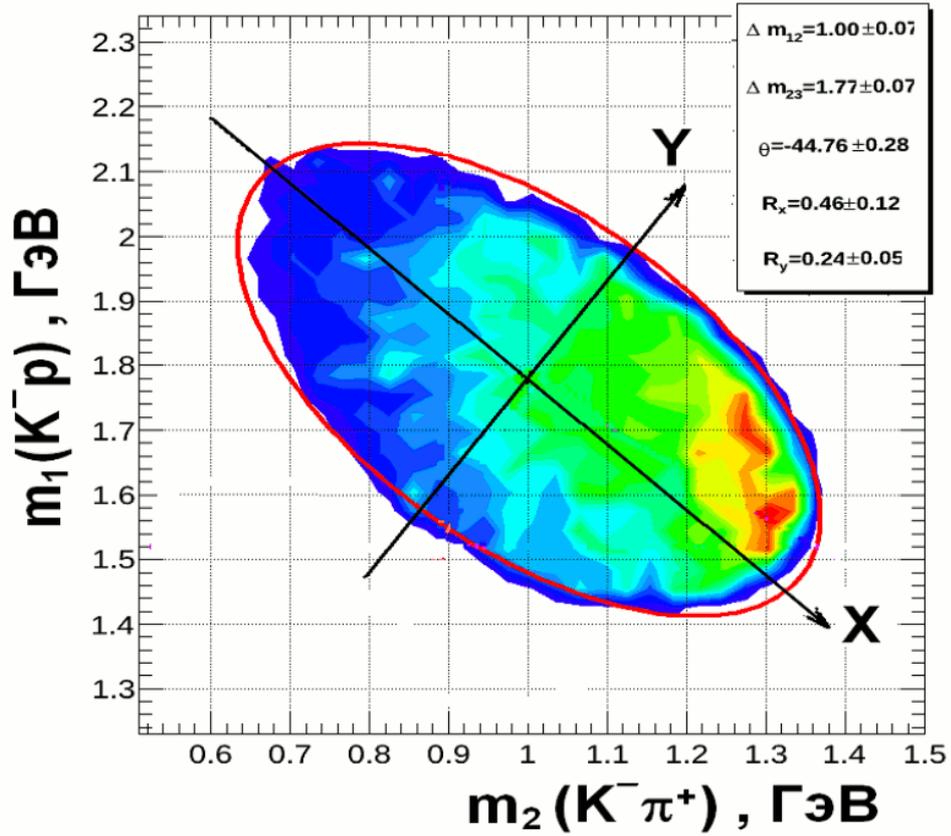


Рис. 6.4. Контурная диаграмма Далитца для МК-событий с распадом  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ .

Граница контурной диаграммы Далитца для МК-событий аппроксимировалась эллипсом с параметрами:

$$R_{\text{ell}} = X^2/R_x^2 + Y^2/R_y^2 = 1,$$

где:

$$X = (m_1 - 1) \cdot \cos(-44.76^\circ) + (m_2 - 1.78) \cdot \sin(-44.76^\circ),$$

$$Y = (m_2 - 1.78) \cdot \cos(-44.76^\circ) - (m_1 - 1) \cdot \sin(-44.76^\circ),$$

$R_x = 0.46, R_y = 0.24$  – полуоси эллипса.

Эти параметры используются для ограничения области фазового пространства экспериментальных событий, соответствующей распаду  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ , при условии:

$$R_{\text{ell}} < 1.1. \quad (6.1)$$

Необходимо заметить, что в (6.1) использована верхняя граница по  $R_{\text{ell}}$  не 1 (соответствующая точной границе диаграммы Далица), а 1.1, что является смягчением данного критерия. Так как на каждое событие имеются две гипотезы для  $\Lambda_c^+$ , то критерий (6.1) применяется для каждой гипотезы отдельно, при этом гипотеза, не удовлетворяющая данному критерию, принимается как ложная и исключается из дальнейшего рассмотрения.

### 6.3.2 Критерий отбора для исключения ложных вершин

Как показали предыдущие исследования [114], значительная часть фона в трёхчастичных распадах, формируемая наложением трека из первичной вершины на вершину распада  $K_S^0$ -мезона, может быть исключена путём подавления вклада от  $K_S^0$ . Для этого рассмотрим представленные на рисунке 6.5 интегральные плотности распределения вероятностей МК-событий с  $\Lambda_c^+$  и экспериментальных событий после предыдущего отбора, когда всем трекам трёхчастичной системы приписана масса  $\pi$ -мезона.

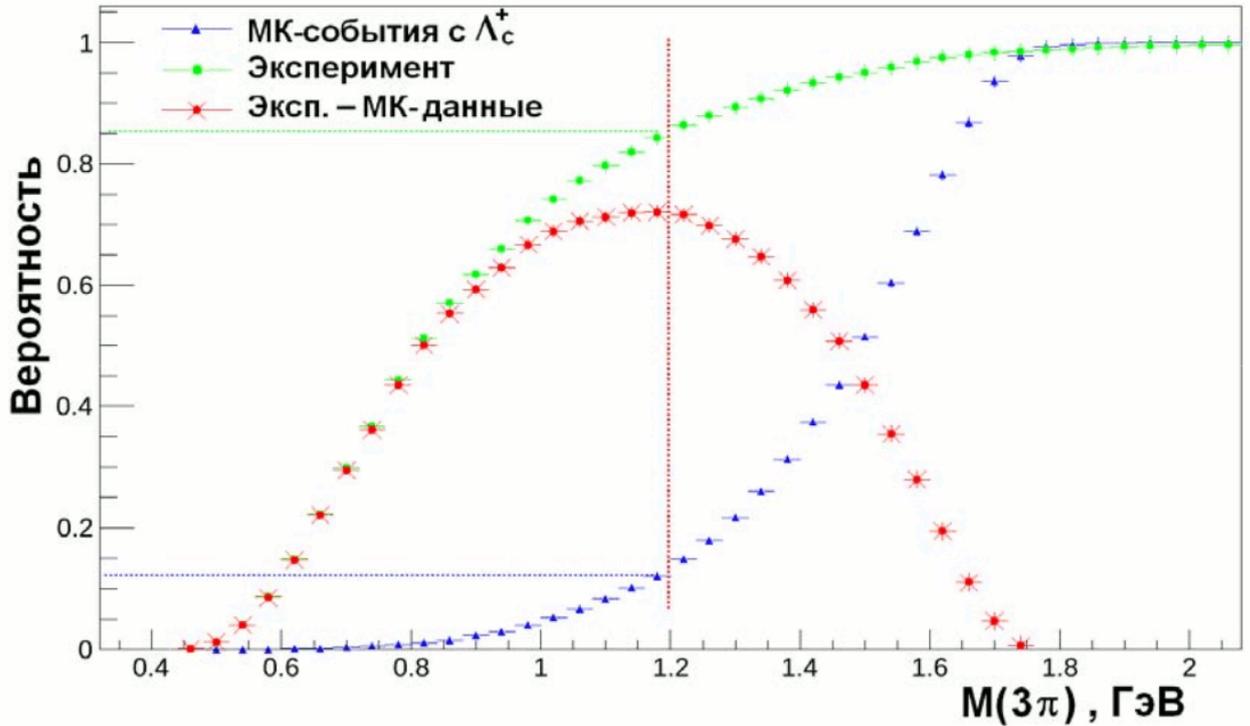


Рис. 6.5. Интегральные плотности распределения вероятностей событий в зависимости от эффективной массы системы ( $3\pi$ ).

По разности интегральных плотностей (обозначение \* на рис. 6.5) был установлен нижний предел на массу трёхчастичной системы  $M(3\pi)_{\min} = 1.2$  ГэВ. Потери фоновых событий при этом составляют  $\sim 85\%$ , а потери МК-событий в области сигнала от  $\Lambda_c^+$  — не более  $12\%$ .

### 6.3.3 Критерий отбора по импульсу $\Lambda_c^+$ -барионов

Ещё один критерий отбора был выбран из анализа распределений по импульсам  $\Lambda_c^+$ -барионов. На рисунке 6.6 приведены интегральные плотности распределения вероятностей для МК-событий с  $\Lambda_c^+$  и экспериментальных событий после применения вышеприведённых критериев в разделах 6.3.1 и 6.3.2. По разности интегральных плотностей (обозначение \* на рис. 6.6) было оптимизировано обрезание по импульсу трёхчастичной системы ( $25 < P < 60$  ГэВ/с).

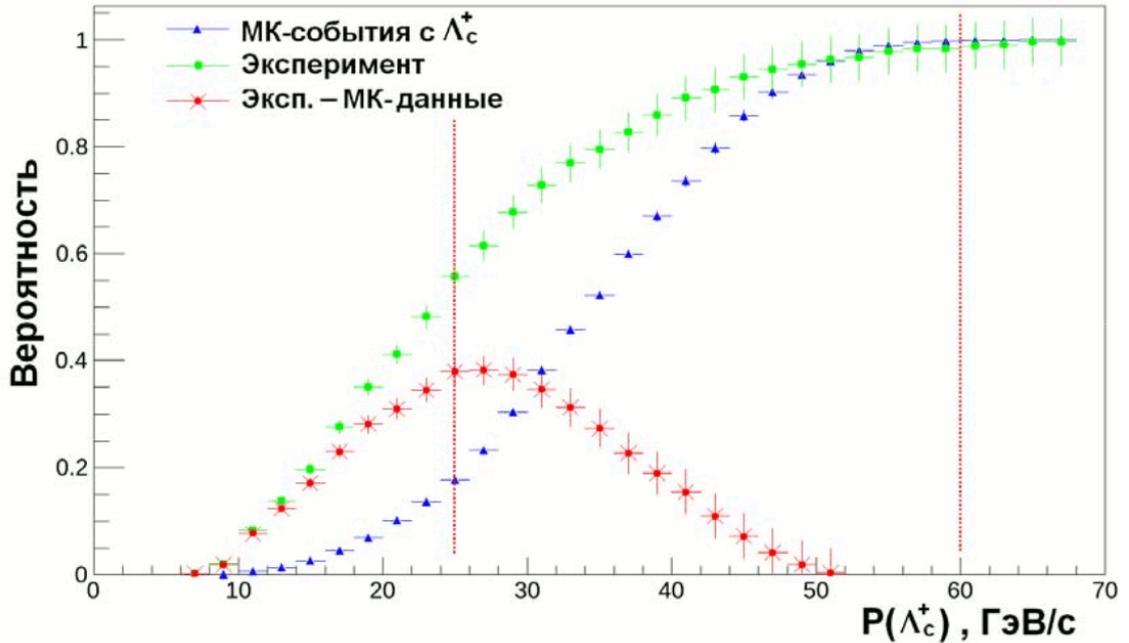


Рис. 6.6. Интегральные плотности распределения вероятностей событий в зависимости от импульса системы ( $pK^-\pi^+$ ).

Результат применения критериев отбора показан на рисунке 6.7. После параметризации спектра функцией Гаусса и полиномом получены параметры сигнала от  $\Lambda_c^+$ -барионов:  $\chi^2/\text{ndf}=12.7/33$ , масса  $2287\pm 4$  МэВ/ $c^2$ , среднеквадратичное отклонение  $13.1$  МэВ/ $c^2$ , оценка величины сигнала:  $21.6\pm 6.0$  событий. Шум под сигналом составил:  $16\pm 4$  событий. При построении спектра применялась следующая процедура разделения гипотез:

- если после применения всех критериев остается одна гипотеза для  $\Lambda_c^+$ , то она вносится в гистограмму с весом 1;
- если после применения всех критериев остаются обе гипотезы, то:
  - если обе гипотезы попадают в интервал масс  $\Lambda_c^+$ , то они вносятся в гистограмму с весом 0.5;
  - в противном случае обе гипотезы вносятся в гистограмму с весом 1.

По результатам моделирования пересечение гипотез в интервале масс  $\Lambda_c^+$ -бариона составило 5% от общего числа МК-событий, удовлетворяющих всем критериям отбора. Для экспериментальной выборки это должно быть  $\sim 1$  событие, но такого не оказалось.

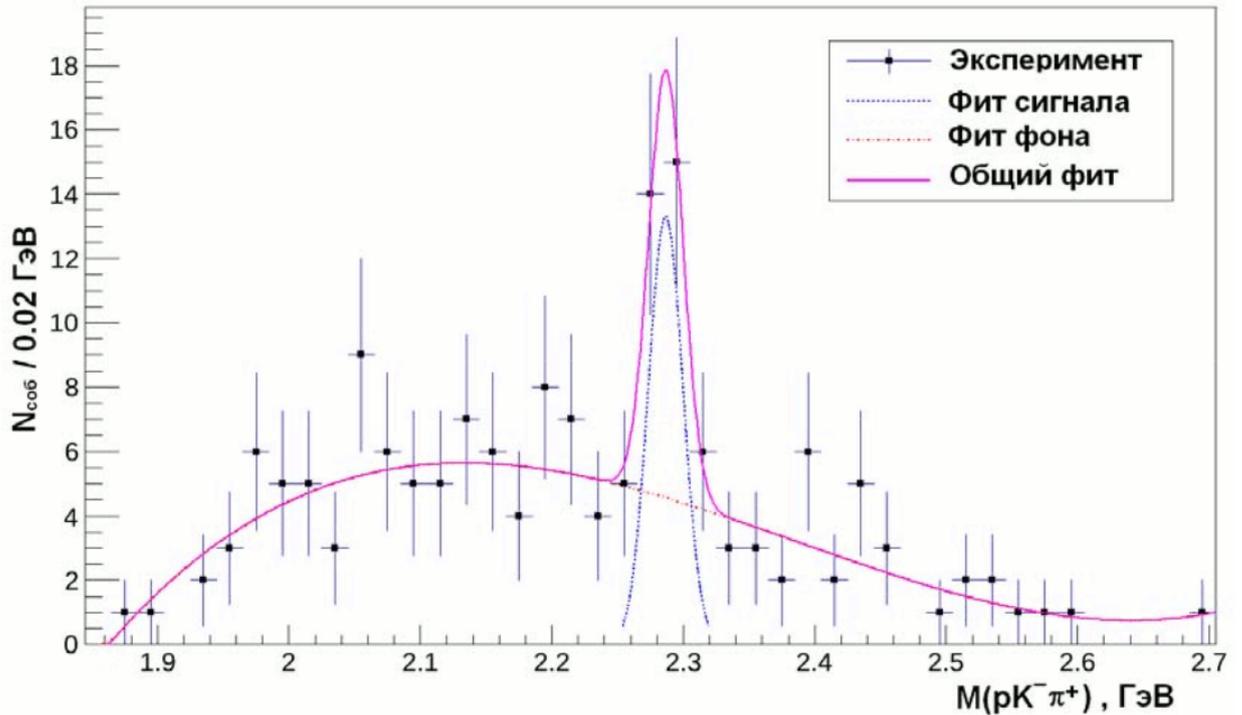


Рис. 6.7. Спектр эффективных масс системы  $(pK^-\pi^+)$  для экспериментальных событий после использования всех критериев отбора.

#### 6.4 Сечение рождения $\Lambda_c^+$ -барионов

Для расчета сечения рождения  $\Lambda_c^+$ -барионов использовалась формула:

$$N_{si} = [N_{0i} \cdot (\sigma_{\Lambda} \cdot A_i^{\alpha}) / (\sigma_{pp} \cdot A_i^{0.7})] \cdot [(B \cdot \varepsilon) / K_{tr}],$$

где:

индекс  $i$  обозначает зависимость параметра от материала мишени (C, Si, Pb);

$N_{si}$  – число событий в сигнале, полученное из анализа спектров эффективных масс для каждого материала мишеней (см. рис. 6.8 и таблицу 6.1);

$N_{0i}$  – число событий с неупругими pA-взаимодействиями в материале (см. таблицу 6.1);

$\sigma_{\Lambda}$  – сечение образования очарованных частиц;

$A_i$  – атомный вес материала мишени;

$\alpha$  – показатель степени A-зависимости сечения образования очарованных частиц (= 0.7 для сечения неупругих pA-взаимодействий);

$\sigma_{pp}$  – сечение неупругих pp-взаимодействий при энергии 70 ГэВ (= 31440 мкбн);

$B$  – брэнчинг распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  (=  $0.05 \pm 0.013$ );

$\varepsilon$  – эффективность регистрации  $\Lambda_c^+$  (=  $0.0112 \pm 0.0002$ );

$K_{tr} = 0.57 \pm 0.03$  (коэффициент триггирования; см. приложение П.4).

Таблица 6.1. Значения параметров для вычисления сечений.

Параметр	C	Si	Pb
$A_i$	12	28	207
$N_{0i}$	$11.37 \cdot 10^6$	$27.44 \cdot 10^6$	$13.19 \cdot 10^6$
$N_{si}$	$2.7 \pm 1.7$	$11.0 \pm 3.3$	$7.0 \pm 2.7$

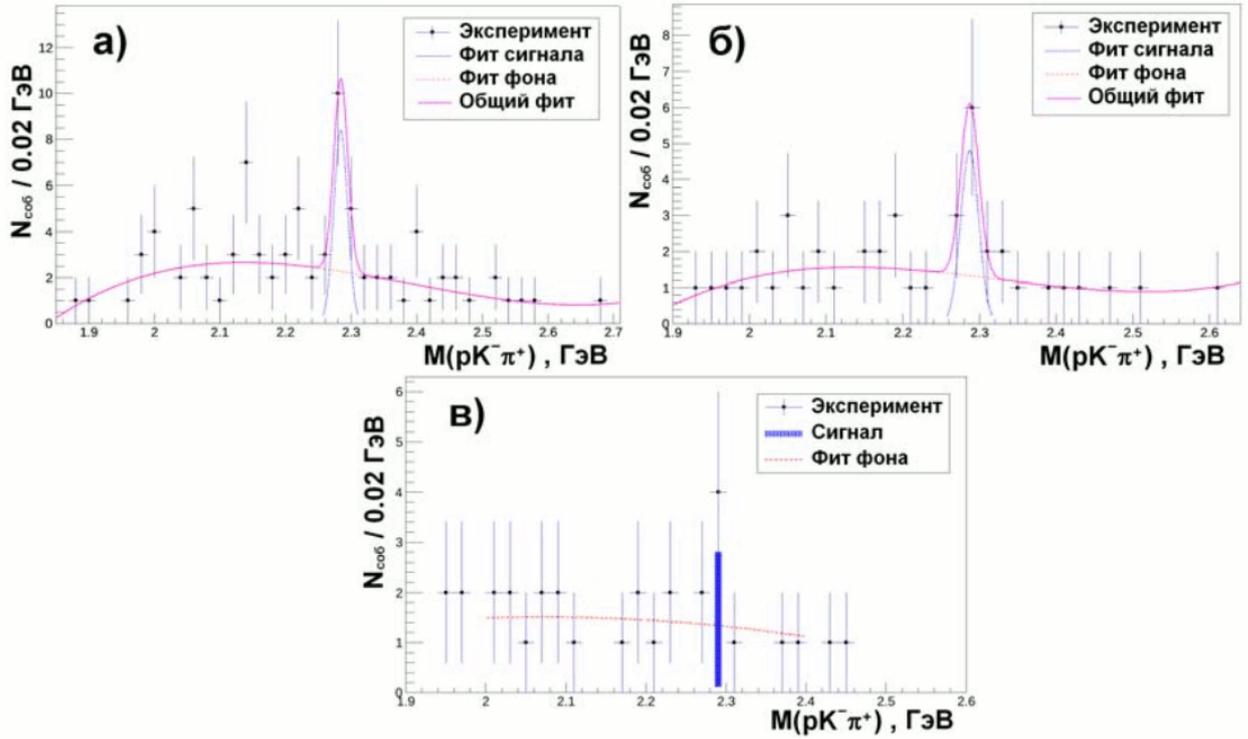


Рис. 6.8. Экспериментальные спектры эффективных масс системы  $(pK^- \pi^+)$  для трёх материалов мишеней: а) Si, б) Pb, в) C (сигнал оценен по числу событий над фитированным фоном).

Вводя замену:  $C_i = [N_{0i}/(\sigma_{pp} \cdot A_i^{0.7})] \cdot [(B \cdot \epsilon)/K_{tr}]$ , получаем:

$$N_{si} = C_i \cdot \sigma_{\Lambda} \cdot A_i^{\alpha},$$

или

$$\ln\left(\frac{N_{si}}{C_i}\right) = \alpha \cdot \ln(A_i) + \ln(\sigma_{\Lambda}). \quad (6.2)$$

Из аппроксимации зависимости  $\ln(N_{si} / C_i)$  от  $\ln(A_i)$  линейной функцией определены параметр A-зависимости  $\alpha=0.9 \pm 0.2$  и сечение рождения  $\Lambda_c^+$  во всей кинематической области  $\sigma_{\Lambda} = 5.5 \pm 1.7$  мкбн/нуклон (рис. 6.9). Значение параметра  $\alpha$  зависит от переменной Фейнмана, поэтому отличие полученного значения от 1 можно объяснить тем, что в нашем случае  $\Lambda_c^+$  регистрируется при больших значениях  $x_F$ . Если зафиксировать параметр  $\alpha = 1.0$ , то получим сечение рождения  $\Lambda_c^+$ -барионов  $\sigma_{\Lambda} = 4.0 \pm 1.6$  мкбн/нуклон для всей области  $x_F$ . Определённое таким же способом сечение рождения  $\Lambda_c^+$ -барионов для области  $x_F > 0$  составляет  $\sigma_{\Lambda} = 3.5 \pm 1.4$

мкбн/нуклон при  $\alpha = 0.9$  (получено из фита) и  $\sigma_{\Lambda} = 2.6 \pm 1.0$  мкбн/нуклон при  $\alpha = 1.0$ . Эффективность регистрации  $\Lambda_c^+$ -барионов при этом равна  $\varepsilon = 0.0184 \pm 0.0003$ .

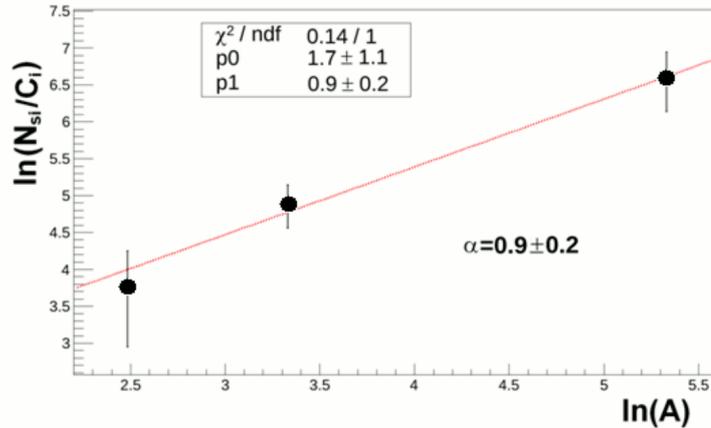


Рис. 6.9: А-зависимость сечения образования  $\Lambda_c^+$ -барионов.

Систематические ошибки в измеренном значении сечения  $\sigma_{\Lambda}$ , обусловленные неточностью определения эффективности регистрации и коэффициента триггирования, составляют 20% от статистических ошибок.

### 6.5 Время жизни $\Lambda_c^+$ -барионов

В качестве проверки выборки событий с распадом  $\Lambda_c^+$ -барионов было измерено их время жизни методом интервалов, который подробно описан в работе [114]. В результате использования этого метода было восстановлено распределение по приведённой длине пробега  $\Lambda_c^+$ -барионов с учётом эффективности их регистрации, которое представлено на рисунке 6.10. Измеренное значение параметра  $\sigma_t$  составило  $\sigma_t = 65 \pm 55$  мкм (ошибка статистическая) и близко к данным PDG ( $\sigma_t = 59.9$  мкм) в пределах ошибки. Оно указывает на тот факт, что мы действительно регистрируем распады  $\Lambda_c^+$ -барионов. Значение  $\sigma_t$  для фоновых событий значительно отличается от этой величины.

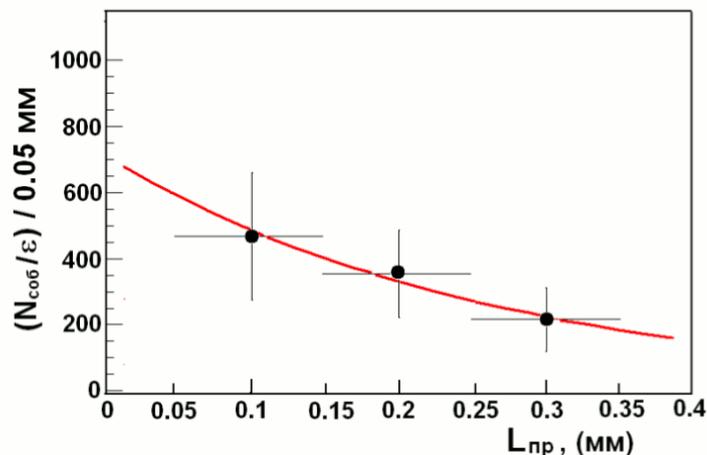


Рис. 6.10. Восстановленное распределение по  $L_{\text{пр}}$  с учетом эффективности регистрации.

## 6.6 Выход очарованного бариона

Как показано в главе 4.3 полное сечение рождения открытого чарма в рА- взаимодействиях при 70 ГэВ/с равно  $\sigma(c\bar{c}) = 7.1$  (мкбн/нуклон). Таким образом, выход  $\Lambda_c^+$ -барионов равен  $4.0/7.1=0.56\pm 0.27$ . Сравнить полученный результат с данными других экспериментов сложно, потому что немногочисленные значения сечений образования  $\Lambda_c^+$ -барионов приводятся (как правило) без оценок полного сечения образования чарма. Например, в работах [37, 41, 47, 126-131] приводятся экспериментальные данные, которые изображены на рисунке 6.11а. А на рисунке 6.11б приведены данные по полным сечениям образования чарма в рА- взаимодействиях [7] с добавлением значений, полученных в экспериментах ИФВЭ (СВД, БИС-2, СКАТ). Видно, что большинство сечений на рисунке 6.11а превышают значения сечений на рисунке 6.11б, т.е. очень завышены и оценить выход  $\Lambda_c^+$ -барионов в отличных от нашей областях энергий, используя эти графики, невозможно.

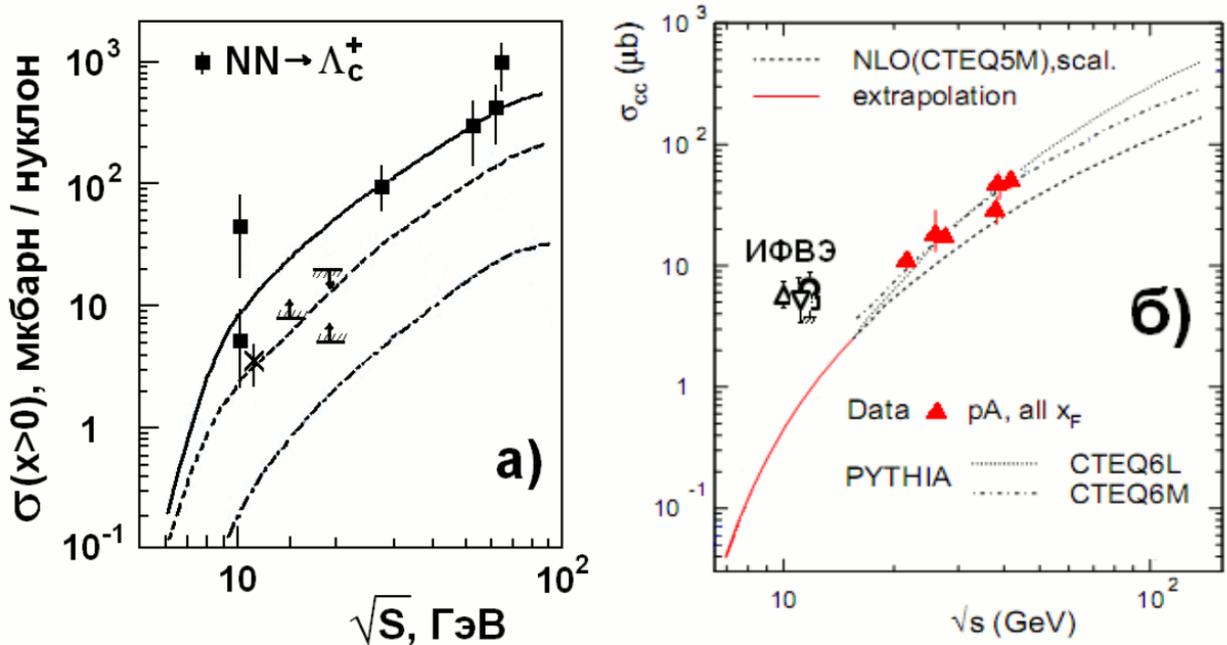


Рис. 6.11. а) Сечения рождения  $\Lambda_c^+$ -барионов для области  $x_F > 0$ . Экспериментальные данные взяты из работ [37,41,47,126–131], сечение из данной работы обозначено знаком X. Теоретические кривые из работы [37]: сплошная линия – для периферической модели, пунктирные линии – для двух вариантов модели КХД. б) Полные сечения образования чарма в рА-взаимодействиях [7]. Экстраполяция (сплошная линия) и данные различных моделей (другие линии) взяты из работы [7] без учета точек ИФВЭ. Обозначения для данных ИФВЭ: круг – СВД, треугольник – БИС-2 [39], квадрат – СКАТ [23], обратный треугольник – «beam-damp» эксперимент [21].

В таблице 6.2 представлены выходы очарованных частиц (полученные на установке СВД-2), которые сравниваются с данными других экспериментов и теоретическими предсказаниями (PYTHIA, FRITIOF).

Таблица 6.2. Выходы очарованных частиц.

Выход \ Частица	PУТНIA pp-вз.	FRITIOF pA-вз.	СВД-2 pA-вз.	Другие эксперименты		
				NA-27 [49]	HERA-B [53]	
$D^0$	0.28	0.51	$0.35 \pm 0.16$	$0.57 \pm 0.08$	$0.44 \pm 0.18$	
$\bar{D}^0$	0.74	0.59	$0.65 \pm 0.31$	$0.43 \pm 0.09$	$0.54 \pm 0.23$	
$D^+$	0.13	0.29	$0.16 \pm 0.07$	$0.31 \pm 0.06$	$0.19 \pm 0.08$	
$D^-$	0.24	0.27	$0.27 \pm 0.17$	$0.34 \pm 0.06$	$0.25 \pm 0.11$	
$\Lambda_c^+$	0.55	0.36	$0.56 \pm 0.27$	$0.52 \pm 0.35$ БИС-2 [37]	$0.42 \pm 0.13$ E-769 [132]	$0.18 \pm 0.01$ SELEX-2[133]

В работе [7] в рамках статистической модели адронизации получены предсказания для выходов очарованных частиц при низких энергиях (см. рис. 6.12). Экспериментальные данные (таблица 6.2) и теоретические предсказания позволяют говорить об увеличении выхода  $\Lambda_c^+$ -барионов и, с увеличением выхода  $\bar{D}$ -мезонов, указывают на их преимущественно парное рождение в околопороговой области энергий.

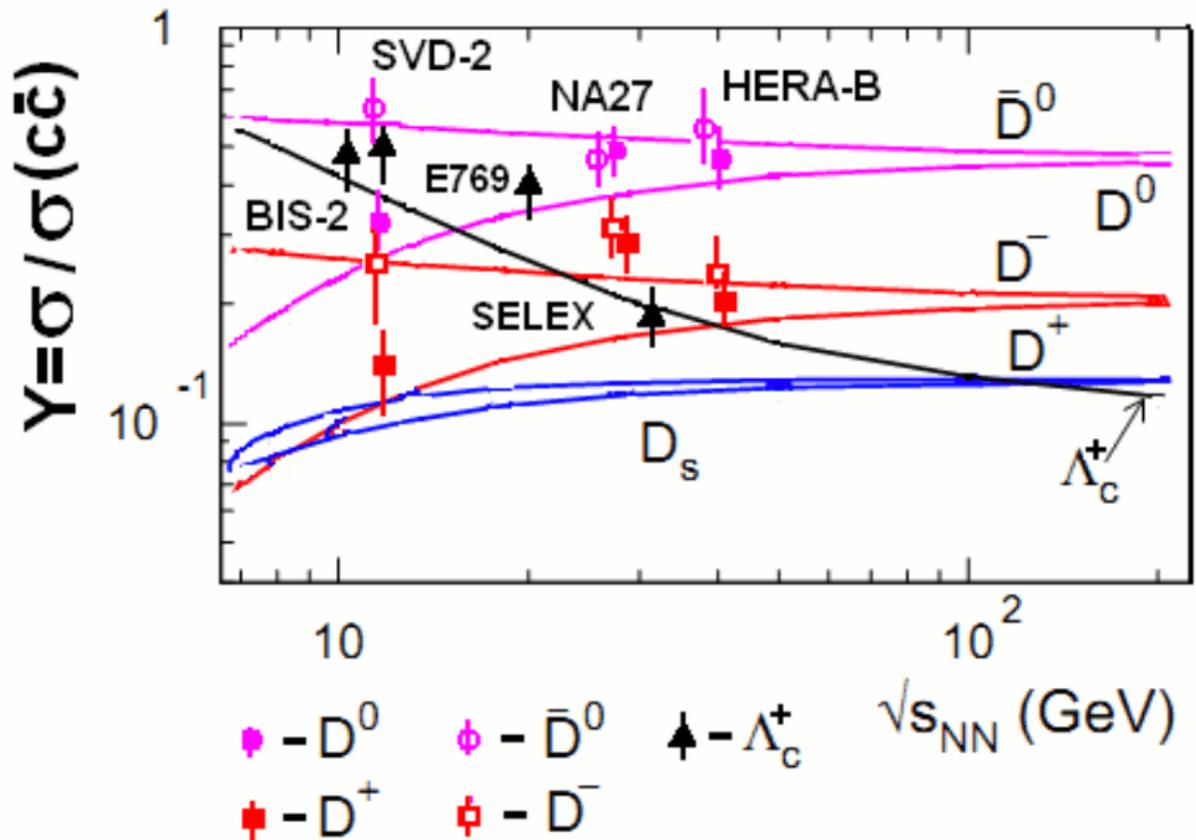


Рис. 6.12. Выходы очарованных частиц. Экспериментальные точки из таблицы 6.2, теоретические кривые - из работы [7].

## 6.7 Итоги главы 6

В данной главе исследуется образование очарованных  $\Lambda_c^+$ -барионов в pA- взаимодействиях при импульсе пучка протонов 70 ГэВ/с на трёх ядерных мишенях – углерод, кремний и свинец (эксперимент SERP-E-184). Эти исследования являются продолжением программы изучения очарованных частиц в околопороговой области энергий в данном эксперименте и дополняют ранее полученные экспериментальные результаты по рождению заряженных и нейтральных D-мезонов (см. Гл.4 и 5) [99 - 101, 114].

Структура главы 6:

- В разделе 6.1 приводится экспериментальный спектр эффективных масс распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ , после применения предварительных критериев отбора (см. раздел 5.1). Оценка сигнала, без разделения гипотез, составила:  $56.4 \pm 20.5$  событий.
- В разделе 6.2 приводится сравнение основных распределений (по приведённой длине пробега, импульсу и  $x_F$ ) для экспериментального фона и МК-фона, как качество настройки МК.
- В разделе 6.3 описывается выбор и обоснование критериев отбора событий для дальнейшей обработки:
  - выделение фазового пространства распада (Далитц-плот);
  - критерий на отсев ложных вершин с распадом  $K_S^0$ ;
  - критерий по импульсу  $\Lambda_c^+$ -бариона;

а так же окончательный спектр эффективных масс с оценкой величины сигнала:  $21.6 \pm 6$  событий.

- В разделе 6.4 приводится расчёт оценки сечения образования  $\Lambda_c^+$ -барионов, которое составило:  $\sigma_\Lambda = 4.0 \pm 1.6$  мкбн/нуклон.
- В разделе 6.5 приводится оценка времени жизни  $\Lambda_c^+$ -барионов по полученным экспериментальным данным, как факт их обнаружения:  $\tau = 65 \pm 55$  мкм (PDG:  $\tau = 59.9$  мкм).
- В разделе 6.6 обсуждаются относительные выходы нейтральных и заряженных D-мезонов, и  $\Lambda_c^+$ -барионов, в сравнении с теоретическими моделями и результатами других экспериментов. Экспериментальные данные и теоретические предсказания (в рамках статистической модели адронизации [7]) позволяют говорить об увеличении выхода  $\Lambda_c^+$ -барионов и, с увеличением выхода  $\bar{D}$ -мезонов, указывают на их преимущественно парное рождение в околопороговой области энергий.

## Заключение

Диссертация посвящена итогам обработки данных, полученных при облучении ядерных мишеней установки СВД-2 пучком протонов от У-70 с импульсом 70 ГэВ/с в рамках эксперимента Е-184 по изучению свойств очарованных частиц.

В разделе 4.3 приведена оценка полного сечения рождения открытого чарма на нуклоне в рА – взаимодействиях при импульсе протона 70 ГэВ/с. Эта оценка получена используя измерения в эксперименте [100] вклада нейтральных D-мезонов в эту величину. Однако полное сечение можно также оценить по сумме вкладов основных компонентов, полученных в этой диссертационной работе, по формуле [7]:

$$\sigma(c\bar{c}) = (\sigma_{D^+} + \sigma_{D^0} + \sigma_{D^-} + \sigma_{\bar{D}^0} + \sigma_{\Lambda_c} + \sigma_{D_s^+} + \sigma_{D_s^-})/2$$

Используя результаты, приведённые в предыдущих параграфах, получим:

$$\sigma(c\bar{c}) = 7.1 \pm 2.3(\text{стат.}) \pm 1.5(\text{сист.}) \text{ (мкбн/нуклон)}.$$

Эта оценка хорошо согласуется с результатом, приведённым в разделе 4.3. Неизвестный вклад сечения рождения странных мезонов ( $\sigma_{D_s^+} + \sigma_{D_s^-}$ ) в полное сечение  $\sigma(c\bar{c})$  составляет не более 10% [7, 53].

В эксперименте на установке СВД-1 с использованием быстро циклирующей водородной пузырьковой камеры было оценено полное сечение рождения открытого чарма в рр-взаимодействиях при импульсе пучка протонов 70 ГэВ/с как  $\sigma(c\bar{c}) = 1.6_{-0.7}^{+1.1}(\text{стат.}) \pm 0.3(\text{сист.})$  мкбн [40]. Это значение сечения сравнимо с предсказаниями КХД моделей. Однако все другие измерения полного сечения рождения открытого чарма при этой энергии (см. рис. 6.11б) значительно выше предсказаний КХД моделей. Поэтому результат СВД-1 можно рассматривать как нижнюю оценку сечения. Кроме того, оценки сечений, полученные на протонах водородной мишени и сложных ядрах, могут несколько отличаться из-за влияния ядерной материи.

Выход очарованной частицы определяется отношением парциального сечения ее образования к полному сечению образования чарма  $\sigma(c\bar{c})$ . Измерение выхода и его зависимость от энергии реакции важно для проверки теоретических моделей рА-взаимодействия. Важно, чтобы парциальные сечения и полное сечение были измерены в одном эксперименте. Выходы очарованных частиц в эксперименте Е-184 представлены в таблице 6.2 и рисунке 6.12 вместе с данными других экспериментов и предсказаниями теоретических моделей. Как видно из этих данных вклады очарованных частиц в полное сечение их рождения меняются с энергией реакций. Например, вклады от  $D^0$  и  $D^+$  снижаются с уменьшением энергии реакций, тогда как вклады античастиц  $D^-$  и  $\bar{D}^0$  растут. Большая разница в выходах очарованных частиц и античастиц впервые наблюдалась в нейтрон-ядерных взаимодействиях при средней энергии

пучка нейтронов 43 ГэВ в эксперименте БИС-2. Были зарегистрированы распады античастиц ( $D^-$  - и  $\bar{D}^0$ -мезонов) [38], но не были обнаружены распады частиц ( $D^0$ - и  $D^+$ -мезонов). Сечения рождения частиц оказались ниже порога чувствительности этого эксперимента. Такое поведение вкладов  $D$ -мезонов находит свое объяснение в возможном влиянии ядерной материи на образование этих частиц. В настоящее время имеется несколько теоретических работ [134-142], в которых рассматриваются различные механизмы влияния ядерной материи на изменение выходов частиц с энергией. Полученные нами результаты по выходам  $D$ -мезонов (рис. 5.15) совместимы с предсказаниями модели статистической адронизации [7, 16].

Выход  $\Lambda_c^+$ -барионов растёт вместе с выходами  $D^-$  - и  $\bar{D}^0$ -мезонов с уменьшением энергии реакции. Это указывает на рост сечения рождения пар  $\Lambda_c^+ D^-$  и  $\Lambda_c^+ \bar{D}^0$  около порога рождения очарованных частиц. Сечение парного рождения этих частиц оценивалось по моделям кварк-глюонных струн (КГСМ) [14, 143]. Оно оказалось, примерно, в 10 раз больше предсказаний КХД моделей. В КГСМ сечение инклюзивного рождения  $\Lambda_c^+$ -барионов при  $\sqrt{s} \sim 10$  ГэВ равно  $\sim 10$  мкбн, что близко к измеренным в экспериментах СВД-2 и БИС-2 сечениям.

Суммируя полученные результаты можно сделать следующие выводы:

- Как можно видеть из рисунка 6.11 и приведённых данных: полное сечение рождения открытого чарма в  $pA$ -взаимодействиях при энергии в с.ц.м.  $\sqrt{s} \sim 10$  ГэВ больше предсказаний КХД моделей и инклюзивные сечения рождения  $D$ -мезонов и  $\Lambda_c^+$ -барионов ближе к предсказаниям моделей кварк-глюонных струн. Недавние теоретические публикации согласуются с этим выводом [144]. В поддержку этого вывода говорят и экстраполяционная кривая, приведённая на рисунке 6.11б и нормализованная разница между измеренными сечениями и экстраполяционной кривой (см. рис. F.1, ниже). Для энергии  $\sqrt{s} > 30$  ГэВ наблюдается не соответствие между измеренными сечениями рождения  $\Lambda_c^+$ -барионов и предсказаниями различных теоретических моделей (см. рис. 6.11а).

- Наблюдаются  $A$ -зависимости инклюзивных сечений ( $\alpha$ -параметра) рождения  $D^0 + \bar{D}^0$ -мезонов от кинематических переменных, поведение которых отличается от измерений, выполненных в эксперименте SELEX [145].

- Относительный выход очарованных частиц имеет энергетическую зависимость.

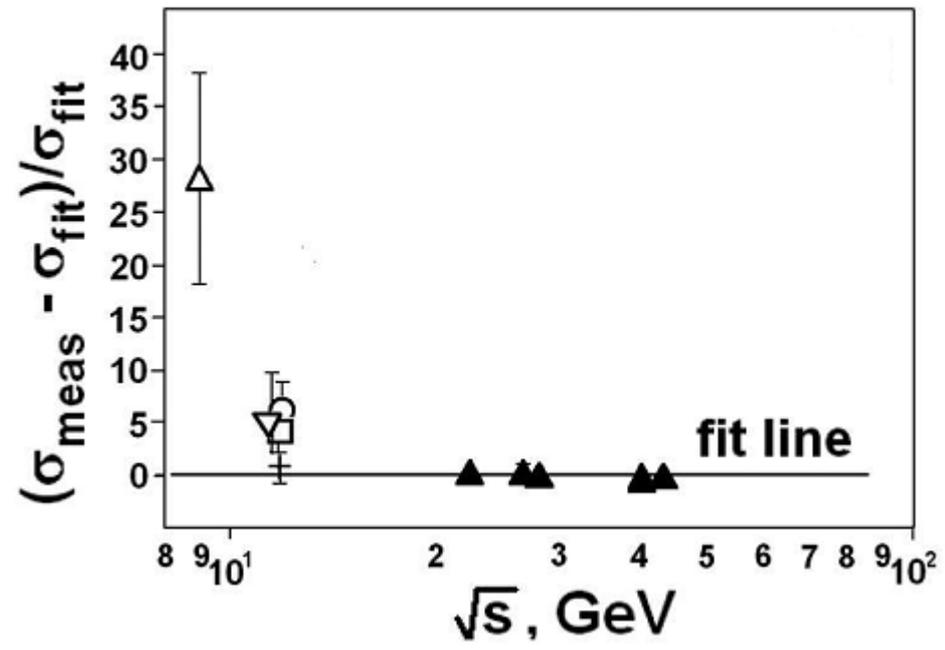


Рис. F.1. Нормализованная разница между измеренными полными сечениями рождения открытого чарма и экстраполированной кривой на рисунке 6.11б.

## Выводы по теме диссертации

1. Получена экспериментальная оценка сечений инклюзивного образования очарованных частиц на нуклоне:

$$\sigma(D^0) = 2.5 \pm 0.8 \pm 0.5 \text{ мкбн/нуклон};$$

$$\sigma(\bar{D}^0) = 4.6 \pm 1.6 \pm 0.9 \text{ мкбн/нуклон};$$

$$\sigma(D^+) = 1.2 \pm 0.4 \pm 0.2 \text{ мкбн/нуклон};$$

$$\sigma(D^-) = 1.9 \pm 0.6 \pm 0.4 \text{ мкбн/нуклон};$$

$$\sigma(\Lambda_c^+) = 4.0 \pm 1.6 \text{ мкбн/нуклон};$$

при энергии  $\sqrt{s} = 11.5$  ГэВ в рА-взаимодействиях по трём мишеням (углерод, кремний, свинец) для всей кинематической области по  $x_F$ .

2. Оценка полного сечения образования очарованных частиц на нуклоне, полученная по сумме вкладов основных парциальных сечений, приведённых в п.1 для энергии  $\sqrt{s} = 11.5$  ГэВ составляет:

$$\sigma(c\bar{c}) = 7.1 \pm 2.4 \pm 1.4 \text{ мкбн/нуклон};$$

Вклад сечения рождения других частиц в полное сечение  $\sigma(c\bar{c})$  не превышает 10%.

3. Относительные выходы очарованных частиц при рождении на нуклоне равны:

$$\sigma(D^0)/\sigma(c\bar{c}) = 0.35 \pm 0.16$$

$$\sigma(\bar{D}^0)/\sigma(c\bar{c}) = 0.65 \pm 0.31$$

$$\sigma(D^+)/\sigma(c\bar{c}) = 0.16 \pm 0.07.$$

$$\sigma(D^-)/\sigma(c\bar{c}) = 0.27 \pm 0.17$$

$$\sigma(\Lambda_c^+)/\sigma(c\bar{c}) = 0.56 \pm 0.27$$

Экспериментальные данные и теоретические предсказания (в рамках статистической модели адронизации) позволяют говорить об увеличении выхода  $\Lambda_c^+$ -барионов в околопороговой области энергий и, с увеличением выхода  $\bar{D}^0$ -мезонов, указывают на их преимущественно парное рождение. Вклады заряженных и нейтральных D-мезонов в полное сечение образования открытого чарма в рА-взаимодействиях меняются с изменением энергии взаимодействия. Вклады  $D^0$ - и  $D^+$ -мезонов проявляют тенденцию к снижению с уменьшением энергии взаимодействия, а вклады  $\bar{D}^0$ - и  $D^-$ -мезонов растут.

4. Создана система анализа экспериментальных данных с установки СВД-2, которая позволяет работать с МК-данными (выходные файлы GEANT) и полученными в эксперименте данными, тем самым обеспечивая унификацию методов анализа, а также с файлами «первичного» анализа данных (DST). Графический пакет системы анализа позволяет осуществлять визуализацию событий и используется для отработки методик анализа. Встроенный «диспетчер» гистограмм позволяет проводить контроль любых распределений, получаемых в процессе обработки данных. Система анализа реализована

на языке  $\text{C++}$  с использованием библиотек системы ROOT. Вся система анализа создана автором диссертации, как и разработка подавляющего большинства методов анализа в ней реализованных.

5. Разработан метод первичного элайнмента установки, который позволяет на основании простых геометрических принципов осуществлять предварительную оценку положения однокоординатных детектирующих элементов экспериментальной установки и устранить неточности начальной геодезии их проекций, которые связаны с многокомпонентностью конструкций.
6. Разработан метод модифицированного критерия Армантероса-Подольского, позволяющий проводить быструю фильтрацию событий с распадами  $V^0$ - частиц (отсев ложных вторичных вершин). Для работы метода достаточно знания о топологии события в ВД, даже без учета первоначального знания о пространственном соответствии проекционных треков «дочерних» продуктов распада, которое может быть восстановлено из принципа компланарности векторов. Метод позволяет производить сепарацию  $V^0$  - частиц, если их кинематические области хорошо делимы на плоте Армантероса-Подольского по параметру  $\alpha$ , характеризующему асимметрию между продольными импульсами положительно и отрицательно заряженных частиц распада.

## Литература

1. Клайн Д., Манн А., Руббиа К. Обнаружение нейтральных слабых токов. – УФН, 1976, т.120
2. Gaillard M.K., Lee B.W., Rosner J.L. Search for charm. – Reviews of Modern Physics, 1975, v.47
3. The SVD Collaboration. Ermolov P.F. et al. // Proc. Of XXVII Int. Conf. on High Energy Physics. Glasgow (20–27 July 1994) Singapore: World Scientific, 1995. P. 1029.
4. СВД объединение. Авдейчиков В.В., Алеев А.Н., Ардашев Е.Н. и др. Препринт НИИЯФ МГУ 99 27/585. М., 1999.
5. СВД объединение. Авдейчиков В.В., Алеев А.Н., Ардашев Е.Н. и др. Препринт НИИЯФ МГУ 97 40/49. М., 1997.
6. Ардашев Е.Н., Боголюбский М.Ю., Булгаков Н.К. и др. Препринт НИИЯФ МГУ 99 28/586. М., 1999.
7. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel, Phys. Lett. B 659 (2008) 149. <http://arxiv.org/abs/0708.1488>
8. Алеев А.Н. и др., «Изучение  $\Lambda_c^+$ , рожденных в пС взаимодействиях при ~58 ГэВ», Препринт ОИЯИ Е1-83-417, Дубна 1983.
9. Алеев А.Н. и др., «Рождение  $\bar{D}^0$ – и  $D^-$ –мезонов в нейтрон-углеродных взаимодействиях при 40-70 ГэВ», Препринт ОИЯИ Е1-87-265, Дубна 1987.
10. Алеев А.Н. и др., «Наблюдение  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \rho^0$ , рожденных во взаимодействиях нейтронов с энергией 40-70 ГэВ с ядрами водорода, углерода и алюминия», Препринт ОИЯИ Р1-90-595, Дубна 1990.
11. L. Tolos, J. Schaffner-Bielich, H. Stocker, Phys. Lett. B 635 (2006) 85. <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0509054>
12. Brodsky S. J. et al. Phys. Rev., 1981, D23, 2745.
13. Barger V., Phillips R. J. N. Phys. Rev., 1975, D12, 2623;  
Barger V., Halzen F., Keung W. Y. Phys. Rev., 1981, D24, 1428;  
Halzen F. et al. Phys. Rev., 1983, D27, 1631.
14. Кайдалов А.Б. и др., Ядерная Физика, т.43, вып. 6, 1986.
15. Xin-Nian Wang, Nucl. Phys. A698:296-305,2002, [arxiv.org/abs/nucl-th/0105053v1](http://arxiv.org/abs/nucl-th/0105053v1).
16. A. Andronic et al, Phys. Lett. B678:350-354, 2009, [arxiv.org/abs/0904.1368v2](http://arxiv.org/abs/0904.1368v2).
17. Kernan A., VanDalen G, Phys. Rep. 106, p.297,1984.
18. Tavernier S.P.K. Rep. Prog. Phys. 50, p. 1439, 1987.

19. Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р., Ядерная физика 28, с.1315, 1978; Ядерная физика 33, с.838, 1981; Ядерная физика 38, с.727, 1983.
20. Bourquin M., Gaillard J.-M. Nucl. Phys. B 114, p.334, 1976.
21. Asratyan A.E. et al., Phys. Lett. B 79, p.497, 1978.
22. Dumont J.J. et al., Z. Phys. C 11, p.95, 1981.
23. Аммосов В.В. и др., Ядерная Физика 53, стр.999, 1991.
24. Беликов С.В. и др., Ядерная Физика 58, стр.1993, 1995.
25. Бунянов С.А., Нефёдов Ю.А., Ядерная Физика 60, стр.1045, 1997.
26. Bodek A. et al., Proc. 22nd Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, p.157, 1984.
27. Ritche J.L. et al., Phys. Lett. B 126, p.499, 1983.
28. Alibrán P. et al., Phys. Lett. B 74, p.134, 1978.
29. Brown K.W. et al., Phys. Rev. Lett. 43, p.410, 1979.
30. Fritze P. et al., Phys. Lett. B 96, p.427, 1980.
31. Jonker M. et al., Phys. Lett. B 96, p.435, 1980.
32. Duffy M.E. et al., Phys. Rev. Lett. 55, p.1816, 1985; 57, p.1522, 1986.
33. Ball R.C. et al., Phys. Rev. Lett. 51, p.743, 1983.
34. Dorenbosch J. et al., Z. Phys. C 40, p.497, 1988.
35. Berge P. et al., Z. Phys. C 56, p.175, 1992.
36. Clark A.G. et al., Phys. Lett. B 77, p.339, 1978.
37. Aleev A.N. et al., Z. Phys. C 23, p.333, 1984.
38. Aleev A.N. et al., Z. Phys. C 37, p.243, 1988.
39. Алеев А.Н. и др., Ядерная Физика 56, вып.9, стр.147, 1993.
40. Амаглобели Н.С. и др., Ядерная физика 64, вып.5, стр. 958, 2001.
41. Bailey R et al., Nucl. Phys. B 239, p.15, 1984.
42. Irion J. et al., Phys. Lett. B 99, p.495, 1981.
43. Drijard D. et al., Phys. Lett. B 81, p.250, 1979.
44. Drijard D. et al., Phys. Lett. B 85, p.452, 1979.
45. A. Aleev et al, Eur. Phys. J. A (2017) 53: 45.
46. Barlag S. et al., Z. Phys. C 39, p.451, 1988.
47. Alves G.A. et.al., Phys. Rev. Lett. 77, p.2388, 1996; 77, p.2392, 1996; 69, p.3147, 1992; Phys. Rev. D 49, p.4317, 1994.
48. Aguilar-Benitez M. et al., Phys. Lett. B 123, p.98, 1983; B 135, p.237, 1984.
49. Aguilar-Benitez M. et al., Phys. Lett. B 189, p.476, 1987; Z. Phys. C 40, p.321, 1988.
50. Kodama K. et al., Phys. Lett. B 263, p.573, 1991.
51. Ammar R. et al., Phys. Lett. B 183, p.110, 1987; Phys. Rev. Lett. 61, p.2185, 1988.

52. Leitch M.J. et.al., Phys. Rev. Lett. 72, p.2542, 1994.
53. I.Abt et al, Eur. Phys. J. C (2007) 52, p.531, arXiv:0708.1443.
54. R. Aaij et al. [LHCb Coll.], Phys. Rev. Lett. 122, 132002 (2019), arXiv:1810.07907.
55. The LHCb Collaboration, Prompt charm production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. CERN-LHCb-CONF-2010-013. <http://cdsweb.cern.ch/record/1311236/files/LHCb-CONF-2010-013.pdf>
56. B. Abelev et al. [ALICE Coll.], J. High Energy Phys. 07 (2012) 191, arXiv:1205.4007.
57. The ATLAS Collaboration, Measurement of  $D^{(*)}$  meson production cross sections in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=7\text{TeV}$  with the ATLAS detector. ATLAS-CONF-2011-017. <http://cdsweb.cern.ch/record/1336746/files/ATLAS-CONF-2011-017.pdf>
58. Vogt R., The total charm cross section. arXiv:0709.2531 (2007).
59. Vogt R., The  $A$  Dependence of Open Charm and Bottom Production. arXiv:hep-ph/0111271 (2001).
60. J. Adamset et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett.94 (2005), arXiv:nucl-ex/0407006.
61. A. Adareet et al. [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett.97 (2006), arXiv:hep-ex/0609010.
62. L. Adamczyk et al. [STAR Coll.], Phys. Rev. D85092010 (2012), arXiv:1204.4244.
63. B. Abelev et al. [ALICE Coll.], Phys. Rev. C 94 054908 (2016).
64. G. Aad et al. [ATLAS Coll.], Nucl. Phys. B 907, 717(2016).
65. R. Aaij et al. [LHCb Coll.], Nucl. Phys. B 871, 1(2013).
66. A. Adareet et al.[PHENIX Coll.], Phys. Rev. C84044905 (2011).
67. C. Lourenco, H.K. W'ohri, Phys. Rept.433127 (2006).
68. M. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, Nucl. Phys.B 373295 (1992).
69. Cobbaert H. et al., Phys. Lett. B 206, p.546, 1988.
70. Cobbaert H. et al., Phys. Lett. B 191, p.456, 1987.
71. Alves G.A. et.al., Phys. Rev. Lett. 70, p.722, 1993.
72. Adamovich M. et al., Phys. Lett. B 284, p.453, 1992.
73. Leitch M.J. et.al., Phys. Rev. Lett. 72, p.2542, 1994.
74. R. Vogt, Phys.Rev.C61:035203,2000, <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9907317v1>.
75. M.J. Leitch (E866 Collab.), in proceedings of "Quark Matter '99", Torino, Italy, May 1999, edited by L. Riccati.
76. Басиладзе С.Г., Богданова Г.А., Волков В.Ю. и др. // ПТЭ. 2006. № 3. С. 52.
77. Ардашев Е.Н., Басиладзе С.Г., Богданова Г.А. и др. // ПТЭ. 2007. № 5. С. 75.
78. Е.Н. Ардашев и др., «Прототип активной мишени установки СВД-2», Препринт ИФВЭ 2001-31 ОНФ, Протвино, 2001.
79. А.Е. Кирюнин и др., «Моделирование характеристик активной мишени из кремниевых счетчиков», Препринт ИФВЭ 2001-38 ОЭФ, Протвино, 2001.

80. Г.А. Богданова, А.М. Вишневецкая, В.Ю. Волков, Я.В. Гришкевич, В.А. Крамаренко, А.Н. Ларичев, А.К. Лефлат, С.В. Орфаницкий, С.М. Рузин, «Многопроволочные пропорциональные камеры установки СВД», Препринт НИИЯФ МГУ.97-8/459. Москва, 1997.
81. И.В. Богуславский, А.И. Григорьев, Ю.Д. Зернин, А.И. Иваненко, К.С. Медведь, А.В. Пожарский, Ю.Р. Тер-Акопов, «Магнитное поле спектрометра с вершинным детектором», Препринт №P1-90-247 (ОИЯИ, Дубна, 1990).
82. Ардашев Е.Н. и др., «Система синхронизации и запуска установки «Спектрометр с Вершинным Детектором» (СВД-2)», Препринт НИИЯФ МГУ 2005-14/780. Москва, 2005.
83. Е.Н.Ардашев, В.В.Бабинцев, Г.А.Богданова, М.Ю.Волков, А.К.Лефлат, Ю.П.Петухов, А.Г.Холоденко, Ю.П.Цюпа, Н.А.Шаланда, «Система синхронизации и запуска установки СВД-2», Препринт НИИЯФ МГУ 2000-25/629, Москва 2000.
84. Г.А. Богданова и др., «Оптимизированный 2-уровневый триггер для выделения событий с очарованными частицами в адрон-адронных взаимодействиях», Сообщение ОИЯИ P1-95-451, Дубна 1995.
85. М.Ю. Боголюбский, В.Н. Рядовилов, «Использование сцинтилляционного годоскопа в триггере 1-го уровня установки СВД-2 для поиска очарованных частиц в адрон-адронных взаимодействиях», Препринт ИФВЭ 96-94, Серпухов 1996.
86. А.А. Киряков и др., «Методы реконструкции координат в кремниевых микростриповых детекторах», журнал Приборы и техника эксперимента, 2004, №5, с. 48-55.
87. Pinganaud W. Contributions au developpement du detecteur au silicium a micropistes de l'experience STAR au RHIC.
88. F. Piuze, R. Roosen and J. Timmermans. NIM 196 (1982) 451-462.
89. J. Straver et al. CERN-PPE/94-26.
90. E. Belau et al. NIM 214 (1983) 253-260.
91. Mosteller F., Tukey W., Data Analysis and Regression: a Second Course in Statistics. N. Y.: Addison-Wesley, 1977.
92. Сквайрс Дж. Практическая физика. - Москва, 1971.
93. Киряков А.А. и др., «Фильтрация данных с микрострипового вершинного детектора при выделении распадов очарованных мезонов в эксперименте СВД-2», Препринт ИФВЭ 2005 – 45. – Протвино, 2005. <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2005/ps/2005-45.pdf>
94. А.А.Лебедев, Г.А.Осоков, «Реконструкция траекторий частиц в детекторах TRD и MUCN эксперимента СВМ», Препринт ОИЯИ P10-2010-3. [http://www1.jinr.ru/Preprints/2010/003\(P10-2010-3\).pdf](http://www1.jinr.ru/Preprints/2010/003(P10-2010-3).pdf)

95. Крутько П.Д. и др., «Алгоритмы и программы проектирования автоматических систем», - М.: Радио и связь, 1988.
96. Г.А.Ососков, А.Полянский, И.В.Пузынин, «Современные методы обработки экспериментальных данных в физике высоких энергий», Физика элементарных частиц и атомного ядра 2002. Т. 33. Вып. 3.
97. Ю.А.Нефёдов, «Программа восстановления импульса мюона в нейтринном детекторе ИФВЭ-ОИЯИ», Препринт ОИЯИ P10-95-422.  
<http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/Public/27/026/27026644.pdf>
98. P.Avery, Applied fitting theory IV: formulas for track fitting. CLEO note CBX 92-45, 1992.  
<https://www.phys.ufl.edu/~avery/fitting/fitting4.pdf>
99. А.П. Воробьёв, А.А. Киряков, В.М. Роньжин, В.Н. Рядовилов, В.Ю. Волков, А.В. Кубаровский, В.В. Попов, «Эффективность регистрации очарованных D0-мезонов в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2», Препринт ИФВЭ 2008-17 ЛДС, Протвино 2008. <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2008/ps/2008-17.pdf>
100. Е.Н. Ардашев, ..., А.А. Киряков и др., «Регистрация рождения и распадов нейтральных очарованных мезонов в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2», Препринт ИФВЭ 2009-9 ЛДС, Протвино 2009. <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2009/ps/2009-09.pdf>  
Ядерная Физика, 2010, т.73 №9, с.1585-1596.  
[arXiv:1004.3676](http://arxiv.org/abs/1004.3676)
101. Е.Н. Ардашев, ..., А.А. Киряков и др., «Свойства нейтральных очарованных мезонов в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ», Препринт ИФВЭ 2010-2 ЛДС.  
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep2010/ps/2010-2.pdf>  
Ядерная Физика 2011, т. 74, №2, с. 342–349.  
[arXiv:1106.1563](http://arxiv.org/abs/1106.1563)
102. B. Pi. Computer Phys. Comm. 71 (1992) 173.
103. The OPAL Collaboration Zeit. fur Physik C72 (1996) 1-16.
104. G.S. Huang et al. Phys. Rev. Lett. 94, 011802 (2005).
105. S. Kupper, «Charm production in 920 GeV proton-nucleus interactions», [http://www-hera-b.desy.de/general/talks/06/hp06\\_faccioli.pdf](http://www-hera-b.desy.de/general/talks/06/hp06_faccioli.pdf)
106. Yu. Gorin et al., Phys. at. Nucl. 14, 998, (1971).
107. Particle Data Group, W.-M. Yao et al., Journal of Physics G 33, 1 (2006).
108. HERA-B Collaboration, Eur. Phys. J. C 29,181-190 (2003).
109. SVD Collaboration, arXiv:0803.3313v2
110. Shabetai A. et al. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 35 104112 (2008).

111. Appel J. A. – X Int. Conference on Physics in Collision, Durham, North California, June 21-23, 1990.
112. Daniel M. Kaplan. [http://arxiv.org/PS\\_cache/hep-ex/pdf/9610/9610003v1.pdf](http://arxiv.org/PS_cache/hep-ex/pdf/9610/9610003v1.pdf)
113. S. Kupper. Doctoral Thesis, University of Ljubljana, 2007.
114. Е.Н. Ардашев, ..., А.А. Киряков и др., «Регистрация заряженных очарованных  $D^\pm$  - мезонов в рА- взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2», Препринт ИФВЭ 2013-9 ЛДС, Протвино 2013. <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2013/13-9-w.htm>  
Ядерная Физика, 2014, том 77, №6, с. 756-764  
[arXiv:1311.1960](https://arxiv.org/abs/1311.1960)
115. L. Tolos, J. Schaffner-Bielich, H. Stoecker, Phys. Lett. B 635 (2006) 85 [nucl-th/0509054].
116. K. Tsushima, D.H. Lu, A.W. Thomas, K. Saito, R.H. Landau, Phys. Rev. C 59 (1999) 2824 [nucl-th/9810016].
117. A. Sibirtsev, K. Tsushima, A.W. Thomas, Eur. Phys. J. A 6 (1999) 351 [nucl-th/9904016].
118. A. Sibirtsev, K. Tsushima, K. Saito, A.W. Thomas, Phys. Lett. B 484 (2000) 23 [nucl-th/9904015].
119. A. Hayashigaki, Phys. Lett. B 487 (2000) 96 [nucl-th/0001051].
120. W. Cassing, E.L. Bratkovskaya, A. Sibirtsev, Nucl. Phys. A 691 (2001) 753 [nucl-th/0010071].
121. B. Friman, S.H. Lee, T. Song, Phys. Lett. B 548 (2002) 153 [nucl-th/0207006].
122. M.F.M. Lutz, C.L. Korpa, Phys. Lett. B 633 (2006) 43 [nucl-th/0510006].
123. K. Morita, S.H. Lee, arXiv:0704.2021.
124. Е.Н. Ардашев, ..., А.А. Киряков и др., «Измерение сечения образования очарованных барионов в рА- взаимодействиях при 70 ГэВ/с», Препринт ИФВЭ 2015-6, Протвино 2015.  
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep2015/ps/2015-6.pdf>  
Ядерная Физика, 2016, том 79, No 2, с. 106–116
125. GEANT 3.21, CERN Program Library Long Writeup W5013.
126. Е. Н. Чудаков, Кандидатская диссертация: «Исследование рождения очарованных барионов  $\Lambda_c^+$  в  $nC$  – взаимодействиях при энергии нейтронов 40-70 ГэВ», Автореферат Препринт ОИЯИ 1-87-183, Дубна 1987.
127. T. Aziz et al., Nucl.Phys. B199 (1982) p.424.
128. M. Basile et al., Lett. Nuovo Cimento 30, p.487. (1981).
129. M. Basile et al., Lett. Nuovo Cimento 30, p.481. (1981).
130. F. Muller, Proceedings of IV Warsaw Symposium, 1981.
131. G. Bari et al., Nuovo Cimento A104, p. 571, (1991)
132. J. Engelfried, [www.ifisica.uaslp.mx/~jurgen/public/dpc99-talk.ps.gz](http://www.ifisica.uaslp.mx/~jurgen/public/dpc99-talk.ps.gz) , 1999.

133. F. G. Garcia et al. (SELEX Collaboration), «Hadronic Production of  $\Lambda_c$  from 600 GeV/c  $\pi^-$ ,  $\Sigma^-$ , and p beams», Report Fermilab-Pub-01/258-E, Phys. Lett. B 528 (2002) 49, [arXiv: hep-ex/0109017v1(2001)].
134. L. Tolos, J. Schaffner-Bielich, H. Stoecker, Phys. Lett. B 635 (2006) 85 [nucl-th/0509054].
135. K. Tsushima, D.H. Lu, A.W. Thomas, K. Saito, R.H. Landau, Phys. Rev. C 59 (1999) 2824 [nucl-th/9810016].
136. A. Sibirtsev, K. Tsushima, A.W. Thomas, Eur. Phys. J. A 6 (1999) 351 [nucl-th/9904016].
137. A. Sibirtsev, K. Tsushima, K. Saito, A.W. Thomas, Phys. Lett. B 484 (2000) 23 [nucl-th/9904015].
138. A. Hayashigaki, Phys. Lett. B 487 (2000) 96 [nucl-th/0001051].
139. W. Cassing, E.L. Bratkovskaya, A. Sibirtsev, Nucl. Phys. A 691 (2001) 753 [nucl-th/0010071].
140. B. Friman, S.H. Lee, T. Song, Phys. Lett. B 548 (2002) 153 [nucl-th/0207006].
141. M.F.M. Lutz, C.L. Korpa, Phys. Lett. B 633 (2006) 43 [nucl-th/0510006].
142. K. Morita, S.H. Lee, arXiv:0704.2021.
143. A.M. Gasparyan et al, Eur. Phys. J. A18, 305, (2003) arXiv: nucl-th/0210018v1.
144. Mohammed Younus et al, J. Phys. G: Part. Nucl. Phys. v.39, 025001 arXiv:1108.0855v2.
145. SELEX Collaboration (A. Blanco – Covarrubias et al) Eur. Phys. J. C 64, 637 (2009) arXiv:0902.0355v1.

## Приложения

### П.1 Методы фильтрации двухчастичных распадов

#### П.1.1 Кинематика двухчастичных распадов

Рассмотрим событие восстановленное в вершинном детекторе (рис. П.1.1). В данном событии имеется «вилка» образованная двумя треками: В и С (буквой А будем обозначать «материнскую» частицу, по отношению к частицам В и С). Так как нам известны: вершина взаимодействия (первичная вершина)  $\{x_{v0}, y_{v0}, z_{v0}\}$  и вершина распада частицы А (вторичная вершина)  $\{x_{v1}, y_{v1}, z_{v1}\}$ , то мы можем определить направление частицы А:

$$\begin{aligned} a_{xA} &= (x_{v1} - x_{v0}) / (z_{v1} - z_{v0}) \\ a_{yA} &= (y_{v1} - y_{v0}) / (z_{v1} - z_{v0}) \end{aligned}$$

где  $a_{xA}$  и  $a_{yA}$  - проекционные угловые параметры трека «материнской» частицы в лабораторной системе координат XYZ.

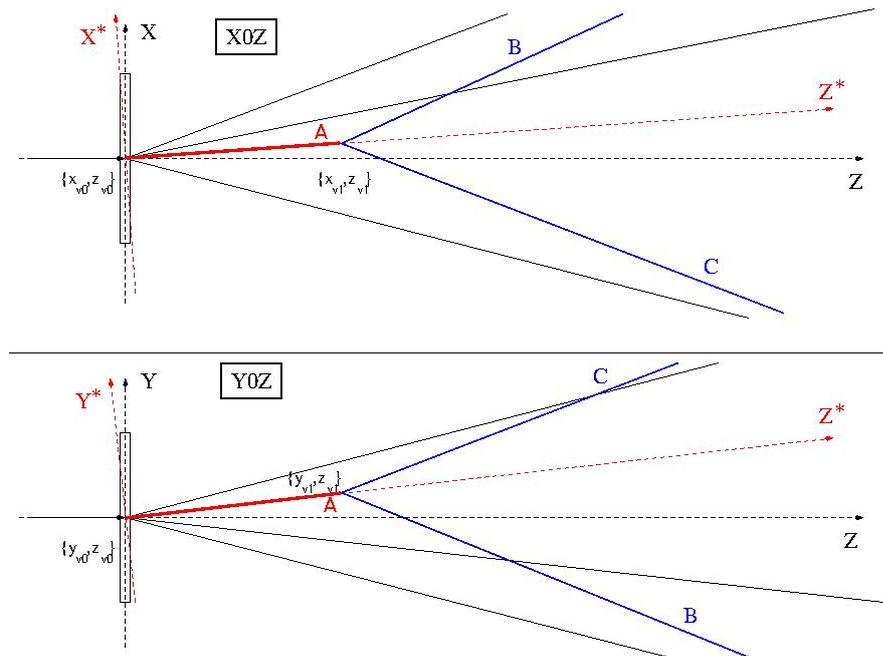


Рис. П.1.1. Событие в вершинном детекторе с двухчастичным распадом.

Используя формулы преобразования:

$$\begin{cases} a_{xB}^* = \frac{a_{xB} - a_{xA}}{1 + a_{xB} \cdot a_{xA}}; \\ a_{yB}^* = \frac{a_{yB} - a_{yA}}{1 + a_{yB} \cdot a_{yA}} \end{cases}$$

$$\begin{cases} e_{zB}^* = 1/\sqrt{1 + a_{xB}^{*2} + a_{yB}^{*2}} \\ e_{xB}^* = a_{xB}^* \cdot e_{zB}^* \\ e_{yB}^* = a_{yB}^* \cdot e_{zB}^* \end{cases};$$

найдем угловые параметры и единичные вектора «дочерних» частиц (B и C) в системе координат, направленной по направлению движения «материнской» частицы A ( $X^*Y^*Z^*$ ).

Рассмотрим закон сохранения импульса ( $\vec{e}_A^* = \{0,0,1\}$ ):

$$\begin{cases} P_B \cdot e_{xB}^* + P_C \cdot e_{xC}^* = P_A \cdot 0 \\ P_B \cdot e_{yB}^* + P_C \cdot e_{yC}^* = P_A \cdot 0 \\ P_B \cdot e_{zB}^* + P_C \cdot e_{zC}^* = P_A \cdot 1 \end{cases} \quad (\text{П. 1.1})$$

В системе (П.1.1) интерес представляют первые два уравнения, из которых вытекают три условия:

$$\begin{cases} -\frac{e_{xB}^*}{e_{xC}^*} > 0 \\ -\frac{e_{yB}^*}{e_{yC}^*} > 0 \\ |e_{xB}^* \cdot e_{yC}^* - e_{yB}^* \cdot e_{xC}^*| < \varepsilon \end{cases} \equiv \begin{cases} -\frac{a_{xB}^*}{a_{xC}^*} > 0 \\ -\frac{a_{yB}^*}{a_{yC}^*} > 0 \\ |a_{xB}^* \cdot a_{yC}^* - a_{yB}^* \cdot a_{xC}^*| < \varepsilon \end{cases} \quad (\text{П. 1.2})$$

Третье условие системы (П.1.2) является условием компланарности трёх векторов:  $\vec{e}_A^* \cdot (\vec{e}_B^* \times \vec{e}_C^*)$ , где  $\varepsilon$  – граничный параметр, который возникает из-за неточности определения угловых параметров треков и координат вершин. Наиболее простым способом оценки граничного параметра ( $\varepsilon$ ) является построение распределения:

$$D = a_{xB}^* \cdot a_{yC}^* - a_{yB}^* \cdot a_{xC}^* \quad (\text{П. 1.3})$$

на небольшой части экспериментальной статистики (рис. П.1.2).

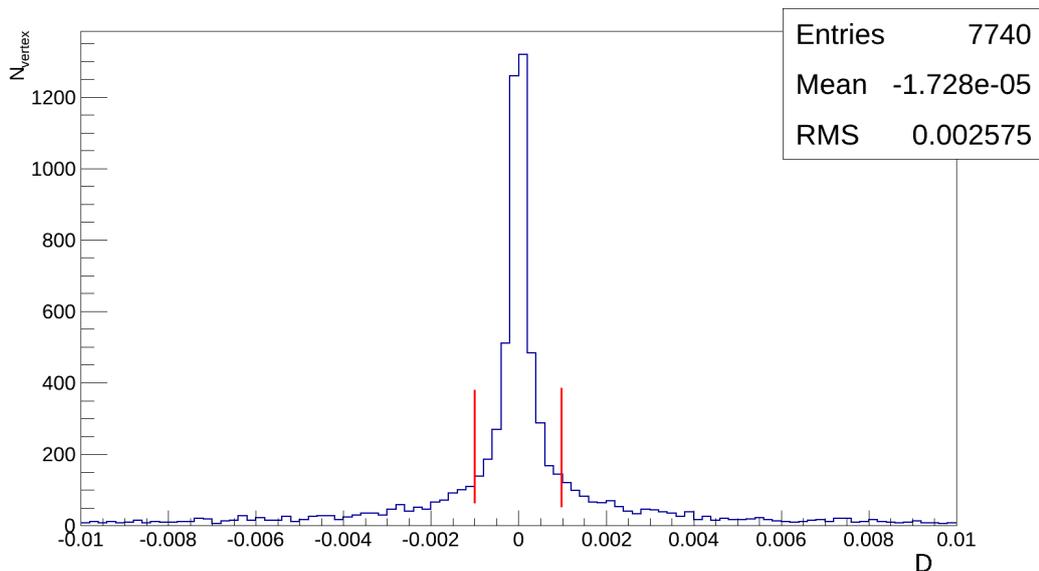


Рис. П.1.2. Распределение (П.1.2) на небольшой части экспериментальной статистики. Красные вертикальные линии указывают выбор граничного параметра  $\varepsilon=0.001$ .

Замечание: В случае, когда «дочерние» продукты распада (треки частиц В и С) не были восстановлены в пространстве, то в возникающей комбинаторике проекционных треков выбирается та комбинация, которая дает наименьшее значение (по модулю) функционала (П.1.3).

На рисунке П.1.3, представлены массовые спектры  $K_S^0$  и  $\Lambda^0$  до применения критериев отбора (П.1.2) («before») и после («after»). Квадратными маркерами обозначена разность спектров.

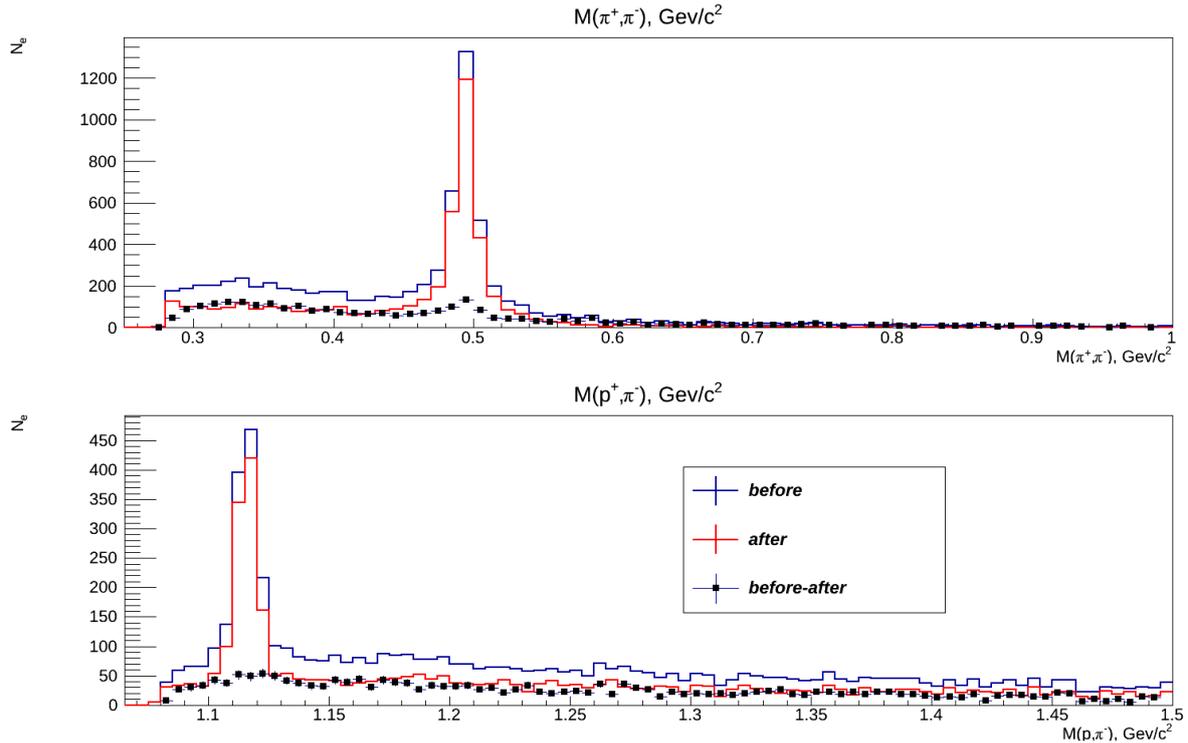


Рис. П.1.3. Массовые спектры  $K_S^0$  и  $\Lambda^0$  до применения критериев отбора (П.1.2) («before») и после («after»). Квадратными маркерами обозначена разность спектров.

### П.1.2 Модифицированный критерий Арменгероса-Подольянского

В 1954 году Подольянский и Арменгерос предложили критерий разделения событий с образованием  $K^0$  и  $\Lambda^0$  в условиях, когда измерены только заряды и импульсы частиц образующих  $V^0$ . Применение критерия Арменгероса-Подольянского основано на кинематическом анализе события распада  $V^0$  в терминах модуля поперечного импульса  $P_t^*$  и некоторой безразмерной переменной:

$$\alpha = \frac{P_{L+}^* - P_{L-}^*}{P_{L+}^* + P_{L-}^*}, \quad (\text{П. 1.4})$$

характеризующей асимметрию между продольными импульсами положительной ( $P_{L+}^*$ ) и отрицательной ( $P_{L-}^*$ ) «дочерних» частиц  $V^0$ . Каждому событию распада  $V^0$  можно сопоставить некоторую точку на плоскости  $(\alpha, P_t^*)$ . Звёздочки в параметрах:  $P_{L+}^*, P_{L-}^*, P_t^*$  указывают на то, что

они получены в системе координат направленной по движению «материнской» частицы (см. приложение П.1.1).

В данном приложении рассматривается модификация метода Арментероса-Подольянского для случая, когда заряд и импульсы «дочерних» продуктов распада  $V^0$  не известны. Рассмотрим (П.1.4), предполагая что частица В положительна, так как заряд ее нам не известен, (см. рис. П.1.1):

$$\alpha = \frac{P_B \cdot e_{zB}^* - P_C \cdot e_{zC}^*}{P_B \cdot e_{zB}^* + P_C \cdot e_{zC}^*} = \frac{e_{zB}^* - (P_C/P_B) \cdot e_{zC}^*}{e_{zB}^* + (P_C/P_B) \cdot e_{zC}^*}.$$

Используя следствия вытекающие из первых двух уравнений системы (П.1.1), окончательно получим:

$$\alpha = \frac{e_{zB}^* - \left(-\frac{e_{xB}^*}{e_{xC}^*}\right) \cdot e_{zC}^*}{e_{zB}^* + \left(-\frac{e_{xB}^*}{e_{xC}^*}\right) \cdot e_{zC}^*} = \frac{\left|a_{xC}^* + a_{xB}^*\right|}{\left|a_{xC}^* - a_{xB}^*\right|} = \frac{\left|a_{yC}^* + a_{yB}^*\right|}{\left|a_{yC}^* - a_{yB}^*\right|}. \quad (\text{П. 1.5})$$

В (П.1.5) взятие по модулю приводит к «отражению» левой части плота ( $\alpha, P_t^*$ ) в правую, тем самым убирая неопределённость по заряду «дочерних» частиц. Данный подход является оправданным, если распределение распада на плоте Арментероса-Подольянского симметрично относительно  $\alpha = 0$ .

Замечание: Из равенства (см. (П.1.5)):

$$\frac{a_{xC}^* + a_{xB}^*}{a_{xC}^* - a_{xB}^*} = \frac{a_{yC}^* + a_{yB}^*}{a_{yC}^* - a_{yB}^*},$$

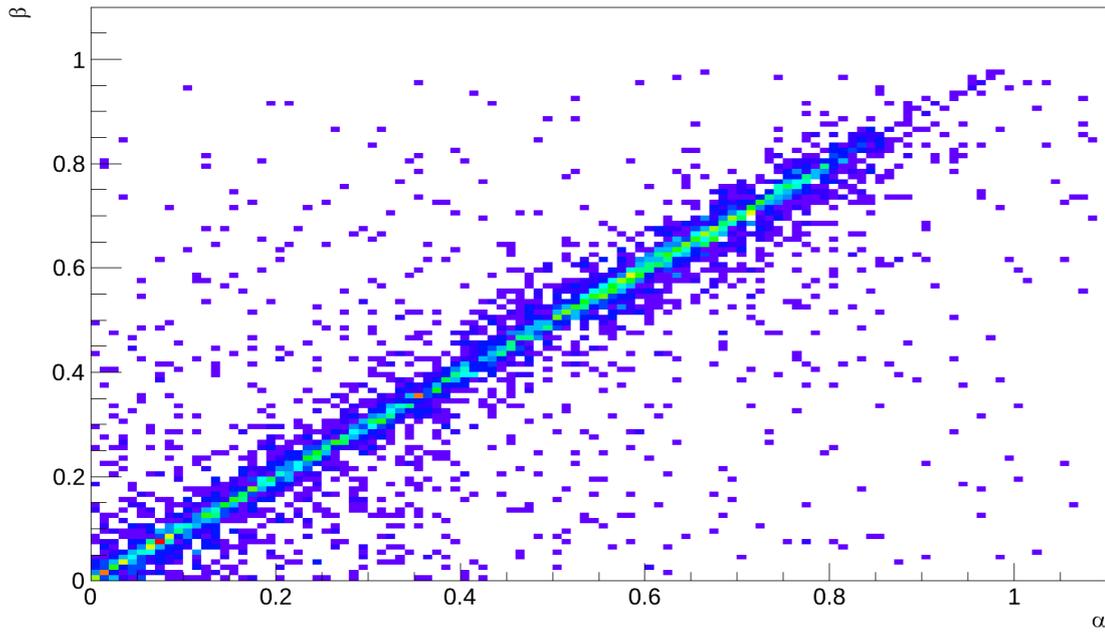
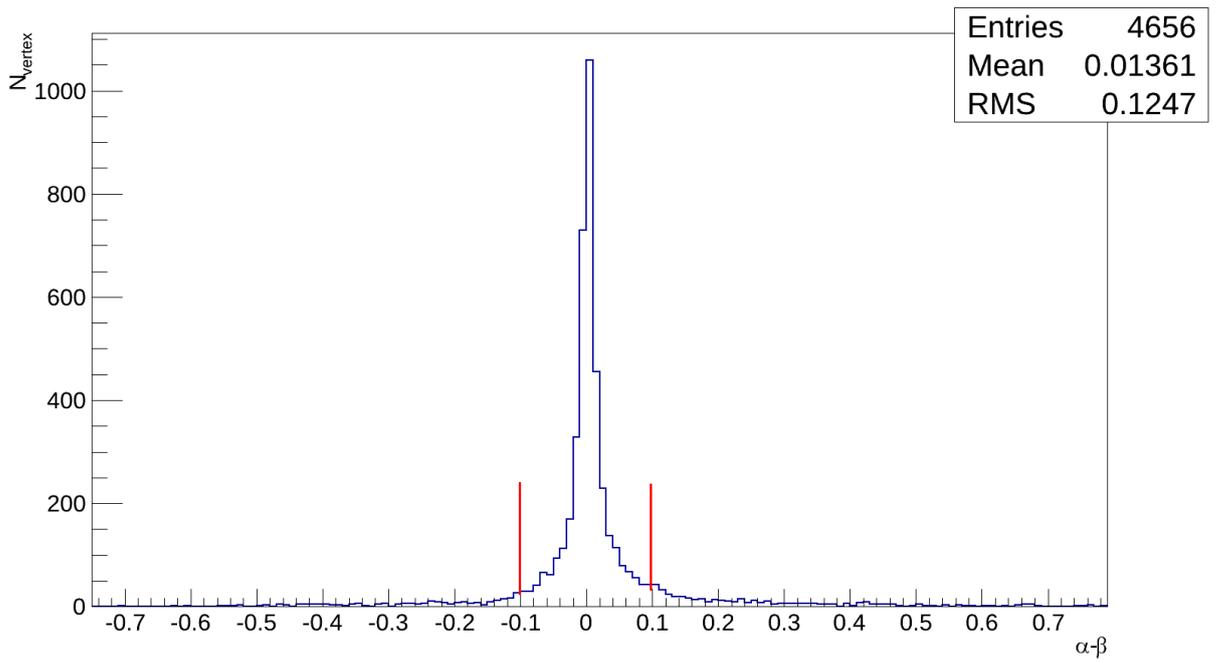
напрямую вытекает условие компланарности:  $a_{xB}^* \cdot a_{yC}^* - a_{yB}^* \cdot a_{xC}^* = 0$  (см. приложение П.1.1).

Вместо параметра  $P_t^*$  воспользуемся следующим параметром:

$$\beta = \frac{\left|e_{tB}^* - e_{tC}^*\right|}{\left|e_{tB}^* + e_{tC}^*\right|} = \frac{\left|\sqrt{1 - e_{zB}^{*2}} - \sqrt{1 - e_{zC}^{*2}}\right|}{\left|\sqrt{1 - e_{zB}^{*2}} + \sqrt{1 - e_{zC}^{*2}}\right|}.$$

На части экспериментальных данных с  $V^0$  построим двухмерную зависимость  $\{\alpha, \beta\}$ ; как хорошо видно из рисунка П.1.4, она имеет линейный вид. В общем случае параметр  $\alpha$  может быть больше единицы (для «ложных»  $V^0$ ); чтобы этого не происходило, необходимо использовать дополнительные условия из (П.1.2). Построим распределение  $\alpha$ - $\beta$  (рис. П.1.5) и произведём выбор граничного параметра ( $\eta$ ) для условия:

$$|\alpha - \beta| < \eta. \quad (\text{П. 1.6})$$

Рис. П.1.4. Двухмерная зависимость  $\{\alpha, \beta\}$ .Рис. П.1.5. Распределение  $\alpha - \beta$ , выбор граничного параметра ( $\eta$ ) указан вертикальными линиями.

На рисунке П.1.6, представлены массовые спектры  $K_s^0$  и  $\Lambda^0$ , до применения критерия отбора (П.1.6) («before») и после («after»). Квадратными маркерами обозначена разность спектров.

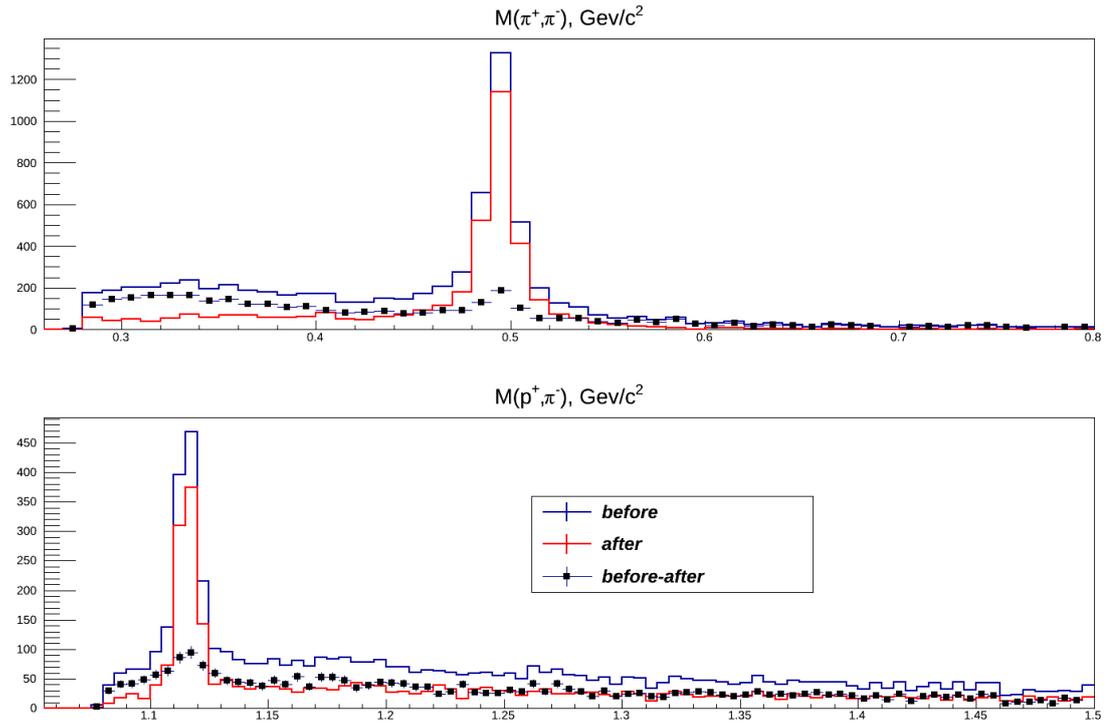


Рис. П.1.6. Массовые спектры  $K_S^0$  и  $\Lambda^0$  до применения критерия отбора (П.1.6) («before») и после («after»). Квадратными маркерами обозначена разность спектров.

Данный критерий позволяет не только производить отсев «ложных»  $V^0$ , но и разделять события (к примеру, события с  $\Lambda^0$  и  $K^0$ ). Посмотрим на плот Арментаероса-Подольянского и его безимпульсный аналог (рис. П.1.7). Как нетрудно заметить, события с  $\Lambda^0$  и  $K^0$  хорошо разделяются по параметру  $\alpha$ .

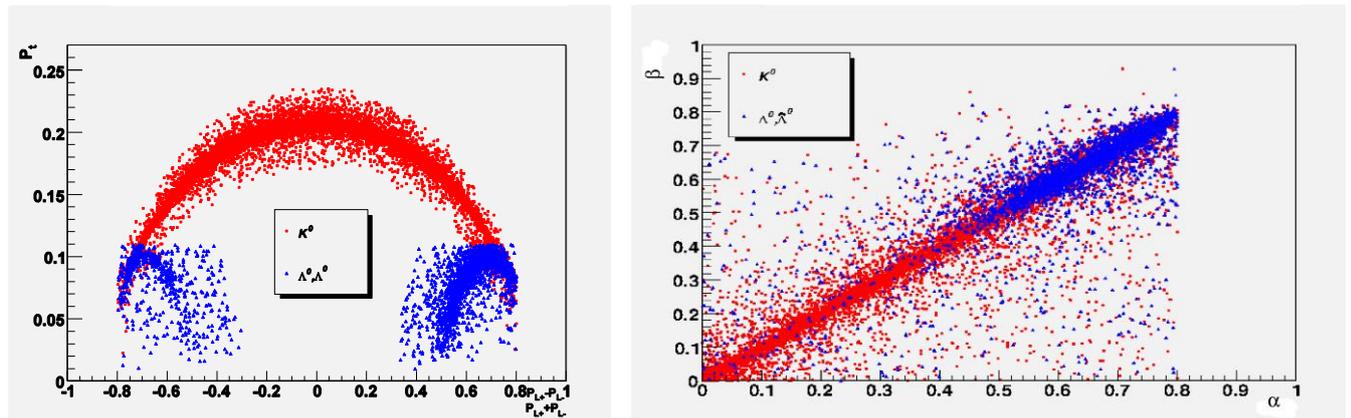


Рис. П.1.7. Плот Арментаероса-Подольянского и его безимпульсный аналог.

## П.2 Кинематическое разделение гипотез для нейтральных D-мезонов

Рассмотрим событие восстановленное в вершинном детекторе (см. рис. П.1.1 в приложении П.1.1). В данном событии имеется  $V^0$  с двумя треками В и С (буквой А будем обозначать «материнскую» частицу). По данным магнитного спектромера (МС) определены импульсы «дочерних» продуктов распада (импульсы с учётом знака заряда частицы):  $P_B$  и  $P_C$ . Когда топология события известна, не составляет труда определить проекции импульса «материнской» частицы:

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{zB} = |P_B| / \sqrt{1 + a_{xB}^2 + a_{yB}^2} \\ P_{xB} = a_{xB} \cdot P_{zB} \\ P_{yB} = a_{yB} \cdot P_{zB} \end{array} \right. , \left\{ \begin{array}{l} P_{zC} = |P_C| / \sqrt{1 + a_{xC}^2 + a_{yC}^2} \\ P_{xC} = a_{xC} \cdot P_{zC} \\ P_{yC} = a_{yC} \cdot P_{zC} \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} P_{xA} = P_{xB} + P_{xC} \\ P_{yA} = P_{yB} + P_{yC} \\ P_{zA} = P_{zB} + P_{zC} \end{array} \right.$$

где  $a_{xB}, a_{yB}, a_{xC}, a_{yC}$  – проекционные угловые параметры треков «дочерних» частиц по данным вершинного детектора в лабораторной системе координат XYZ (ЛабСК). Тогда направление движения «материнской» частицы в ЛабСК:

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{xA} = P_{xA} / P_{zA} \\ a_{yA} = P_{yA} / P_{zA} \end{array} \right.$$

Замечание: использование импульсов «дочерних» продуктов приводит к лучшей точности в оценке параметров направления «материнской» частицы, по сравнению с использованием координат вершин взаимодействия и распада.

Используя формулы преобразования:

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{xB}^* = \frac{a_{xB} - a_{xA}}{1 + a_{xB} \cdot a_{xA}} \\ a_{yB}^* = \frac{a_{yB} - a_{yA}}{1 + a_{yB} \cdot a_{yA}} \end{array} \right. ;$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{zB}^* = 1 / \sqrt{1 + a_{xB}^{*2} + a_{yB}^{*2}} \\ e_{xB}^* = a_{xB}^* \cdot e_{zB}^* \\ e_{yB}^* = a_{yB}^* \cdot e_{zB}^* \end{array} \right. ;$$

найдем угловые параметры и единичные вектора «дочерних» частиц В и С в системе координат направленной по направлению движения «материнской» частицы А ( $X^*Y^*Z^*$ ). В этом случае:  $\vec{e}_B^* = \{e_{xB}^*, e_{yB}^*, e_{zB}^*\}, \vec{e}_C^* = \{e_{xC}^*, e_{yC}^*, e_{zC}^*\}, \vec{e}_A^* = \{0,0,1\}$ . Переход в данную систему координат значительно упрощает дальнейшие выкладки.

По топологии события произведём расчёт импульсов «дочерних» продуктов и сравним их с полученными по магнитному спектрометру. Для этого рассмотрим закон сохранения импульса:

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{Br} \cdot e_{xB}^* + P_{Cr} \cdot e_{xC}^* = 0 \\ P_{Br} \cdot e_{yB}^* + P_{Cr} \cdot e_{yC}^* = 0 ; \\ P_{Br} \cdot e_{zB}^* + P_{Cr} \cdot e_{zC}^* = P_{Ar} \end{array} \right. \quad (\text{П. 2.1})$$

индексом  $r$  будем обозначать расчётные значения импульсов. Из (П.2.1) следует:

$$P_{Cr} = -P_{Br} \cdot \frac{e_{xB}^*}{e_{xC}^*} = -P_{Br} \cdot \frac{e_{yB}^*}{e_{yC}^*}; \quad (\text{П. 2.2})$$

$$P_{Ar} = P_{Br} \cdot e_{zB}^* \cdot \left(1 - \frac{a_{xB}^*}{a_{xC}^*}\right). \quad (\text{П. 2.3})$$

Формулы (П.2.2) и (П.2.3) подставляем в формулу закона сохранения энергии:

$$\sqrt{m_A^2 + P_{Br}^2 \cdot e_{zB}^{*2} \cdot \left(1 - \frac{a_{xB}^*}{a_{xC}^*}\right)^2} = \sqrt{m_B^2 + P_{Br}^2} + \sqrt{m_C^2 + P_{Br}^2 \cdot \frac{e_{xB}^{*2}}{e_{xC}^{*2}}}, \quad (\text{П. 2.4})$$

где  $m_B, m_C, m_A$  – табличные значения масс «дочерних» продуктов распада и «материнской» частицы. Решая (П.2.4) относительно  $P_{Br}$  получим квадратичное уравнение:

$$F^2 \cdot A + F \cdot B + K = 0; \quad (\text{П. 2.5})$$

где:

$$F = P_{Br}^2;$$

$$A = \frac{C^2}{4} - \frac{e_{xB}^{*2}}{e_{xC}^{*2}};$$

$$C = e_{zB}^{*2} \cdot \left(1 - \frac{a_{xB}^*}{a_{xC}^*}\right)^2 - 1 - \frac{e_{xB}^{*2}}{e_{xC}^{*2}};$$

$$B = \Delta M \cdot C - m_B^2 \cdot \frac{e_{xB}^{*2}}{e_{xC}^{*2}} - m_C^2;$$

$$\Delta M = (m_A^2 - m_B^2 - m_C^2)/2;$$

$$K = \Delta M^2 - m_B^2 \cdot m_C^2.$$

Уравнение (П.2.5) имеет единственное решение:

$$P_{Br} = \sqrt{\frac{-B - \sqrt{B^2 - 4 \cdot A \cdot K}}{2 \cdot A}}.$$

Найдя  $P_{Br}$ , из (П.2.2) производим расчёт  $P_{Cr}$ .

Уравнение (П.2.4) является неопределённым по параметрам:  $m_B, m_C, m_A$ . Так как исследуются распады:  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  и  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , то  $m_A = m_{D^0} = 1.865 \text{ GeV}$  является однозначно определённой величиной, а по параметрам  $m_B, m_C$  возникает комбинаторика.

Для первой гипотезы ( $m_B = m_K$  и  $m_C = m_\pi$ ) введем обозначения расчётных импульсов «дочерних» продуктов  $P_{Br}^{G1}$  и  $P_{Cr}^{G1}$  и для второй гипотезы ( $m_B = m_\pi$  и  $m_C = m_K$ )  $P_{Br}^{G2}$  и  $P_{Cr}^{G2}$ . Вероятность гипотез рассчитывалась по формулам:

$$V^{G1} = 1 - \frac{\Delta P^{G1}}{\Delta P^{G1} + \Delta P^{G2}} = \frac{\Delta P^{G2}}{\Delta P^{G1} + \Delta P^{G2}},$$

$$V^{G2} = 1 - V^{G1};$$

где:

$$\Delta P^{G1} = \left| P_{Br}^{G1} - |P_B| \right| \cdot \left| P_{Cr}^{G1} - |P_C| \right|,$$

$$\Delta P^{G2} = \left| P_{Br}^{G2} - |P_B| \right| \cdot \left| P_{Cr}^{G2} - |P_C| \right|.$$

Так как импульсы  $P_B$  и  $P_C$  определены по данным МС с учетом знака заряда частицы, то они берутся по модулю. На рисунке П.2.1 представлено распределение вероятности гипотез для Монте-Карло (МК) событий с  $D^0$ .

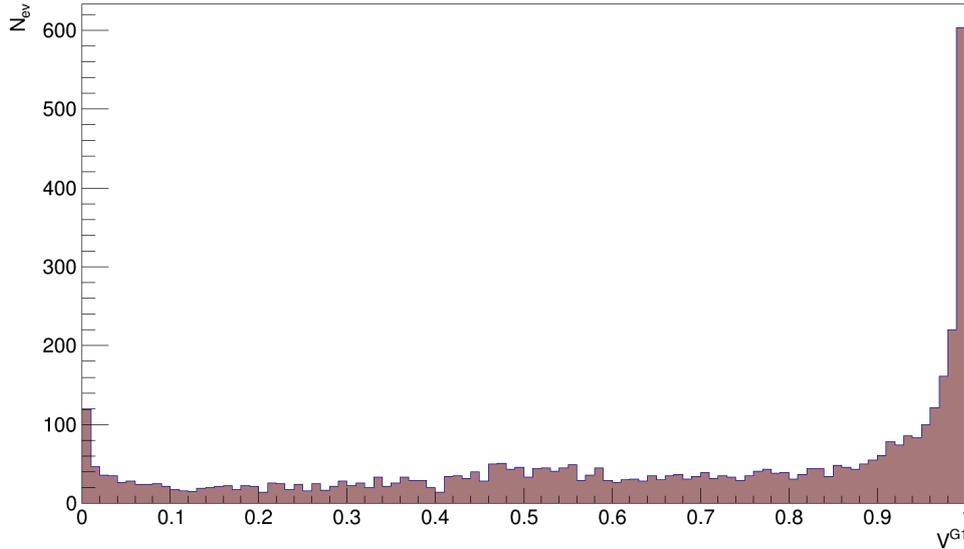


Рис. П.2.1. Распределение вероятности гипотез для МК событий с  $D^0$ .

Алгоритм разделения гипотез, следующий:

- если  $V^{G1} > V^{G2}$ :
  - если  $P_B > 0$  (заряд частицы В положительный), то имеем распад  $\bar{D}^0$ ;
  - если  $P_B < 0$  (заряд частицы В отрицательный), то имеем распад  $D^0$ ;
- если  $V^{G1} < V^{G2}$ :
  - если  $P_B > 0$  (заряд частицы В положительный), то имеем распад  $D^0$ ;
  - если  $P_B < 0$  (заряд частицы В отрицательный), то имеем распад  $\bar{D}^0$ .

Замечание: представленный метод является полным аналогом метода разделения гипотез по ближайшей к массе, то есть всё выше изложенное может быть заменено простым условием:

- если  $|M(K^-\pi^+) - 1.865| < |M(K^+\pi^-) - 1.865|$ , то имеем распад  $D^0$ ;
- иначе, имеем распад  $\bar{D}^0$ .

### П.3 Кинематические отражения $D^0$ -мезонов в спектре эффективных масс

По представленному методу полного разделения гипотез не происходит, из-за отражения части  $D^0$ -мезонов в спектр эффективных масс  $\bar{D}^0$  и отражения части  $\bar{D}^0$ -мезонов в спектр эффективных масс  $D^0$ . Из рисунка П.2.1 (область  $V^{G1} < 0.1$ , см. приложение П.2) хорошо видно, что часть  $D^0$ -мезонов была классифицирована как  $\bar{D}^0$ -мезоны. Причина подобного поведения хорошо иллюстрируется распределениями  $D^0, \bar{D}^0$ -мезонов на плоте Армантероса-Подольянского (рис. П.3.1).

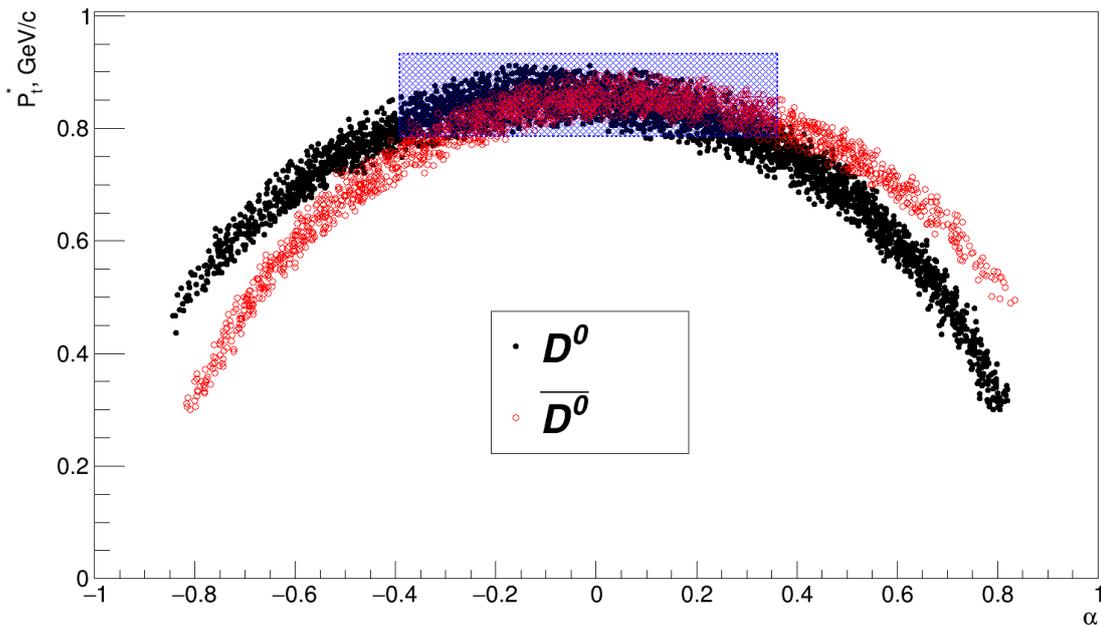


Рис. П.3.1. Плот Армантероса-Подольянского для  $D^0, \bar{D}^0$ -мезонов для МК-событий. Штриховкой выделена область плохого разделения гипотез.

На рисунке П.3.1 область, выделенная штриховкой, является областью плохого разделения гипотез из-за пересечения кинематических распределений распадов:  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  и  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ . Эта же кинематическая область содержит в себе подавляющую часть статистики по обоим видам распадов (не менее 50%), что крайне неблагоприятно отразится на экспериментальной выборке, при исключении данной области.

На основании Монте-Карло-расчётов было получено, что процент отражений составляет:

- для  $D^0$ -мезонов:  $(20.5 \pm 0.7)\%$ ;
- для  $\bar{D}^0$ -мезонов:  $(26.5 \pm 1)\%$ .

Попытаемся оценить влияние отражений на результат, полученный в эксперименте (см. раздел 4.2). Для этого введём обозначения для  $D^0$ -мезонов:

$$\frac{N_D^0}{N_D^{S^*} + N_D^0} = 0.205 \text{ (доля отражений),}$$

где:  $N_D^0$  – количество  $D^0$ -мезонов «отражённых» в спектр масс  $\bar{D}^0$ -мезонов, после разделения гипотез;  $N_D^{S*}$  – количество  $D^0$ -мезонов, оставшихся в спектре масс  $D^0$ -мезонов, после разделения гипотез;

$N_D^{\text{tot}} = N_D^{S*} + N_D^0$  – полное (реальное) количество  $D^0$ -мезонов;

$N_D^S = N_D^{S*} + N_D^0 = 30$  – оценка числа  $D^0$ -мезонов по экспериментальному спектру эффективных масс для  $D^0$ -мезонов (см. раздел 4.2); где:  $N_{\bar{D}}^0$  – количество  $\bar{D}^0$ -мезонов отражённых в спектр масс  $D^0$ -мезонов.

Обозначения для  $\bar{D}^0$ -мезонов:

$$\frac{N_{\bar{D}}^0}{N_{\bar{D}}^{S*} + N_{\bar{D}}^0} = 0.265 \text{ (доля отражений);}$$

$N_{\bar{D}}^{\text{tot}} = N_{\bar{D}}^{S*} + N_{\bar{D}}^0$  – полное (реальное) количество  $\bar{D}^0$ -мезонов;

$N_{\bar{D}}^S = N_{\bar{D}}^{S*} + N_{\bar{D}}^0 = 21$  – оценка числа  $\bar{D}^0$ -мезонов по экспериментальному спектру эффективных масс для  $\bar{D}^0$ -мезонов (см. раздел 4.2).

Из введённых обозначений составляем систему уравнений:

$$\begin{cases} N_D^S = N_D^0 \cdot K_D + N_{\bar{D}}^0, \\ N_{\bar{D}}^S = N_{\bar{D}}^0 \cdot K_{\bar{D}} + N_D^0, \end{cases} \quad (\text{П. 3.1})$$

где:  $K_D = (1 - 0.205)/0.205$ ;  $K_{\bar{D}} = (1 - 0.265)/0.265$ .

Решая (П.3.1), получим:

$$N_D^0 = \frac{N_{\bar{D}}^S \cdot K_{\bar{D}} - N_{\bar{D}}^0}{K_D \cdot K_{\bar{D}} - 1} = 6.4;$$

$$N_{\bar{D}}^0 = \frac{N_D^S \cdot K_D - N_D^0}{K_D \cdot K_{\bar{D}} - 1} = 5.3;$$

$$N_D^{\text{tot}} = N_D^0 \cdot (K_D + 1) = 31.1;$$

$$N_{\bar{D}}^{\text{tot}} = N_{\bar{D}}^0 \cdot (K_{\bar{D}} + 1) = 19.9.$$

Таким образом, для экспериментально выделенного количества  $D^0$ - и  $\bar{D}^0$ -мезонов (30 и 21 событий) учёт эффекта отражений даёт поправку в одно событие, что гораздо ниже статистической погрешности. Отсюда следует, что в нашем случае вводить какие-либо поправки на результаты эксперимента, не требуется.

## П.4 Расчёт коэффициента $K_{tr}$

$K_{tr}$  учитывает влияние триггера на выборку событий с неупругими взаимодействиями.

Интенсивность частиц прошедших без взаимодействия через мишень толщиной  $t$ :

$$J(t) = J_0 \cdot \exp(-N \cdot \sigma_{int} \cdot t),$$

где

$N = N_A \cdot \rho/A$  - плотность ядер мишени;

$N_A$  - число Авогадро;

$\rho$  - плотность вещества мишени;

$A$  - атомный вес;

$\sigma_{int}$  - сечение неупругого взаимодействия.

Интенсивность частиц провзаимодействовавших в мишени:

$$J_{int} = J_0 \cdot (1 - \exp(-N \cdot \sigma_{int} \cdot t)).$$

Используя данные формулы, имеем:

$$S = \frac{J_{int}}{J(t)} = \frac{N_{int}}{N_0} = \frac{(1 - \exp(-N \cdot \sigma_{int} \cdot t))}{\exp(-N \cdot \sigma_{int} \cdot t)}, \quad (\text{П. 4.1})$$

где

$N_{int}$  - количество частиц провзаимодействовавших в мишени;

$N_0$  - количество частиц прошедших без взаимодействия.

Из (П.4.1) получим:

$$\sigma_{int} = \frac{\ln(S + 1)}{N \cdot t},$$

так как  $S \ll 1$ , то  $\ln(S + 1) \approx S$ .

В данном случае мы будем рассматривать  $pA$ -взаимодействия, поэтому необходимо произвести замену:  $\sigma_{int} \rightarrow \sigma_{pp} \cdot A^{0.7}$ .

Влияние триггера будем задавать с помощью коэффициента  $K_{tr}$ :

$$\sigma_{pp} \cdot K_{tr} = \frac{S}{A^{0.7} \cdot N \cdot t};$$

откуда выражаем  $K_{tr}$ :

$$K_{trj} = \frac{S_j}{\sigma_{pp} \cdot A_j^{0.7} \cdot N_j \cdot t_j} = \frac{S_j \cdot A_j^{0.3}}{\sigma_{pp} \cdot N_A \cdot \rho_j \cdot t_j}. \quad (\text{П. 4.2})$$

В (П.4.2) индекс  $j$  соответствует номеру плоскости активной мишени (АМ). Данная формула будет использоваться в расчёте  $K_{tr}$  для каждой плоскости мишени.

Для расчёта среднего  $K_{tr}$  и в качестве проверки параметра  $\alpha$ , воспользуемся:

$$\ln(C_j) = (1 - \alpha) \cdot \ln(A_j) + \ln\left(\frac{1}{K_{tr}}\right), \quad (\text{П. 4.3})$$

$$\text{где } C_j = \frac{\sigma_{pp} \cdot N_A \cdot \rho_j \cdot t_j}{S_j}.$$

При использовании (П.4.2) и (П.4.3) необходимо определить  $S_j = N_{\text{int}}/N_0$ , где для  $N_0$  надо учесть влияние «мёртвого» времени системы сбора данных.

### Учёт влияния «мёртвого» времени системы сбора данных

При наборе данных этого эксперимента года самой медленной подсистемой являлась часть плоскостей МСД с предусилителями GASSIPLEX (первая компонента в формате данных), поэтому все выкладки будем производить относительно размера данной компоненты. В служебный раздел формата данных каждого события записывалась информация о:

- количестве тактов генератора KB005 от начала Spill'a (от начала вывода пучка);
- количестве срабатываний в сцинтилляторах C1 и C2, подключенных через схему совпадения, от начала Spill'a.

На рисунке П.4.1 представлена зависимость размера первой компоненты для события  $i$  ( $L_i$ ) от количества тактов генератора KB005 между событиями  $i$  и  $i+1$  ( $\langle dN_T \rangle$ ) при триггере на взаимодействие.

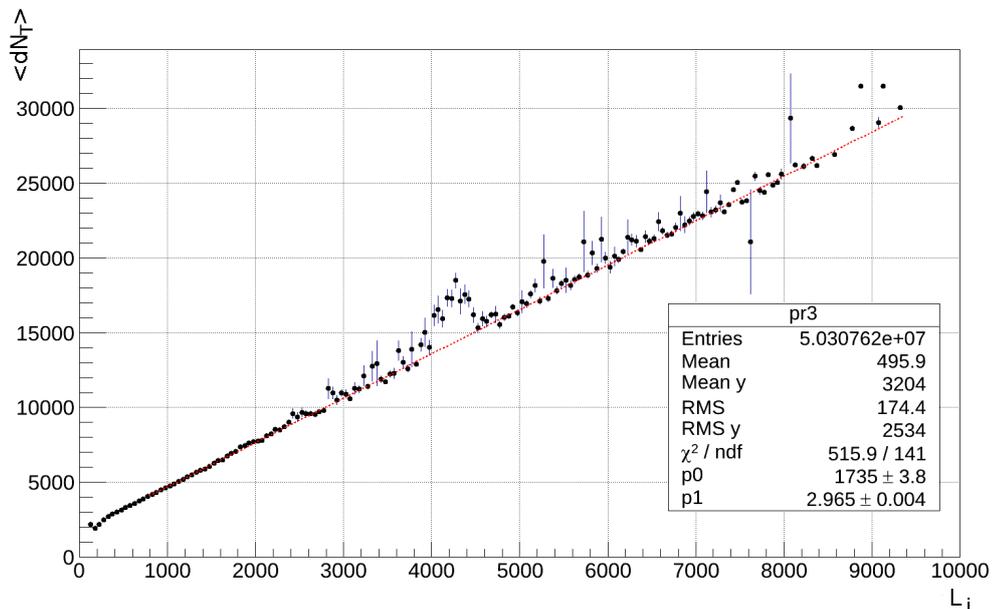


Рис. П.4.1. Зависимость количества тактов генератора между событиями  $i$  и  $i+1$  ( $\langle dN_T \rangle$ ) от размера  $i$ -ого события ( $L_i$ ) для данных компоненты GASSIPLEX, которые получены при использовании триггера на взаимодействие.

Из рисунка П.4.1 видно, что данная зависимость имеет прямолинейный вид, и параметры фита прямой линией представлены на рисунке. Если произвести построение данной зависимости для событий с «пучковым» триггером, то она будет определять нам «мёртвое» время системы сбора данных в зависимости от размера первой компоненты (рис. П.4.2).

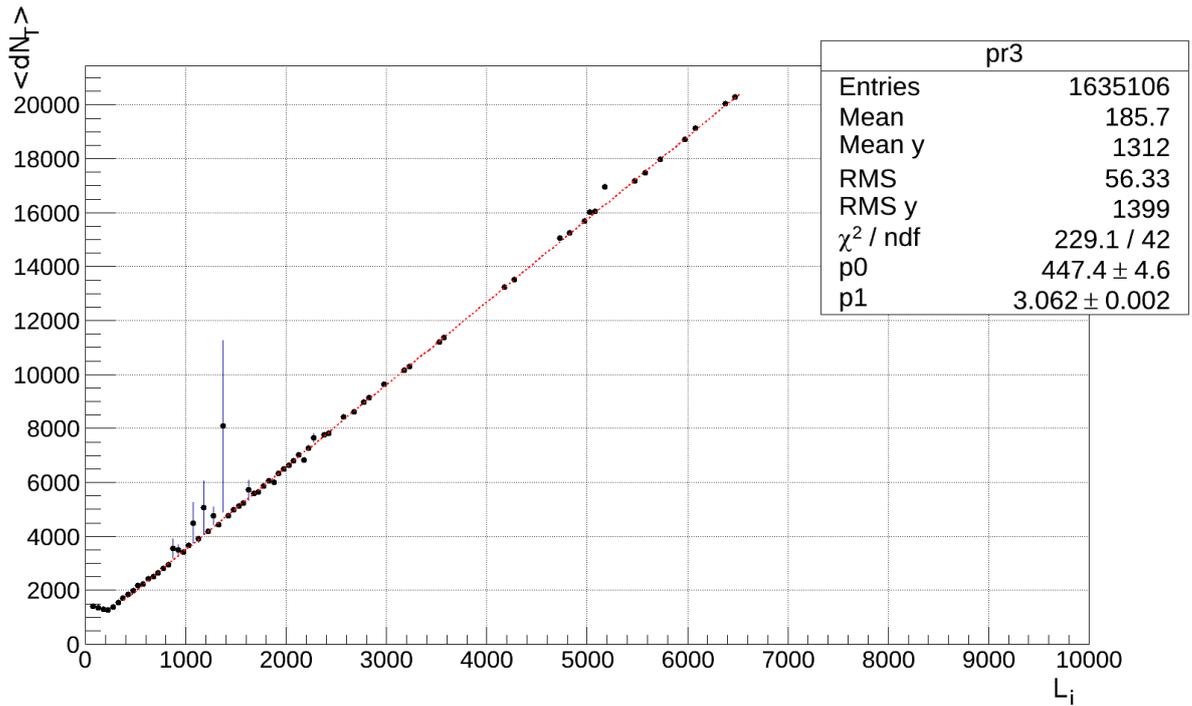


Рис. П.4.2. Зависимость количества тактов генератора между событиями  $i$  и  $i+1$  ( $\langle dN_T \rangle$ ) от размера  $i$ -ого события ( $L_i$ ) для данных компоненты GASSIPLEX, которые получены при использовании «пучкового» триггера.

Согласно параметрам фита, представленным на рисунке П.4.2, будем производить учёт «мёртвого» времени системы сбора данных при пересчёте числа частиц прошедших через детектор без взаимодействия, предполагая что плотность потока частиц равномерна:

$$N_{oi} = \left( 1 - \frac{447.4 + 3.062 \cdot L_i}{dN_{Ti}} \right) \cdot dN_{C1 \times C2i},$$

где  $dN_{C1 \times C2i}$  – количество частиц, прошедших между событиями  $i$  и  $i+1$  по счётчику  $C1 \times C2$ . Учёт времени, затрачиваемого на выработку решения по АМ (триггер первого уровня), не производится в связи с его малостью ( $\sim 200$ нс).

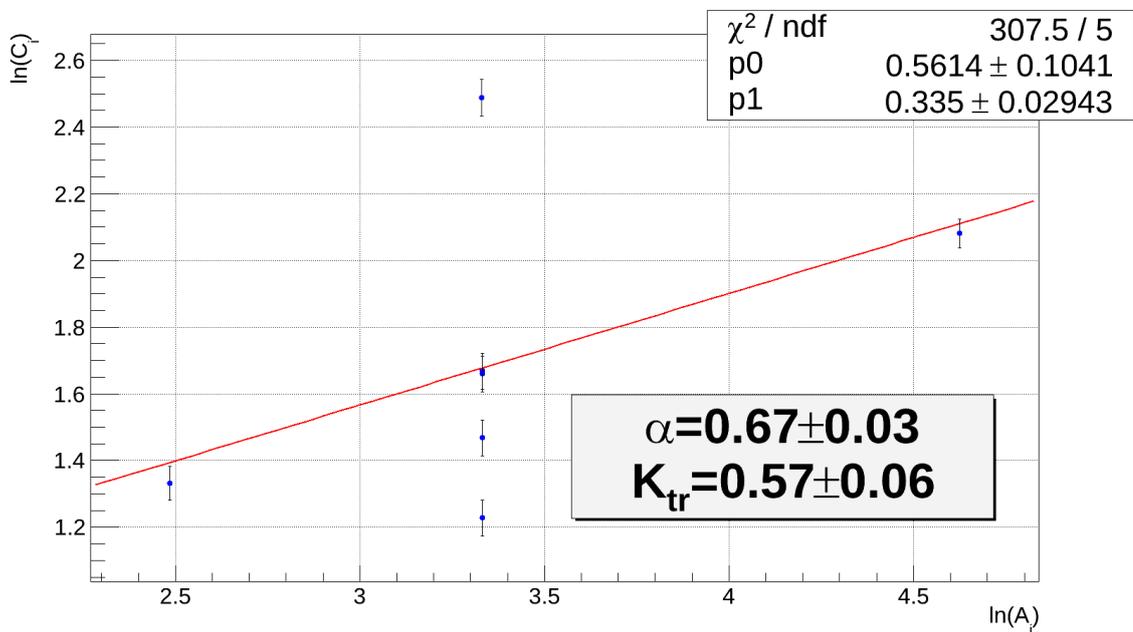
### Результаты расчёта коэффициента $K_{tr}$

Для расчёта  $K_{tr}$  через программу обработки данных было пропущено  $\sim 18$  млн. событий (использовался триггер на взаимодействие) с восстановлением вершины взаимодействия. В таблице П.4.1 представлен расчёт  $K_{tr}(j)$  (по формуле (П.4.2)) в зависимости от порядкового номера плоскости АМ.

На рисунке П.4.3 представлена оценка среднего коэффициента  $K_{tr}$  и параметра  $\alpha$  по (П.4.3).

Таблица П.4.1. Значения  $K_{tr}$  для каждой плоскости АМ (расчёт по (П.4.2)).

№ АМ	материал	$K_{tr}(j)$
1	Si	0.513
2	Si	0.517
3	Pb	0.500
4	Si	0.626
5	C	0.557
6	Si	0.796
7	Si	0.226

Рис. В.3. Оценка среднего  $K_{tr}$  и параметра  $\alpha$  по (В.3).

Как видно из рисунка П.4.3, три Si-плоскости получили значительное отклонение от прямой. Это плоскости: 4, 6, 7 (см. таблицу П.4.1), что может быть связано с неравнозначностью выработки решения логикой триггера первого уровня. Полученный параметр  $\alpha = 0.67 \pm 0.03$  (рис. П.4.3) в пределах ошибки согласуется со значением показателя степени А-зависимости для неупругих взаимодействий ( $\alpha = 0.7$ ).