

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

Лаборатория Физики Высоких Энергий

На правах рукописи

УДК 539.125:539.12-1+539.172.6

**РОССИЙСКАЯ НАТАЛЬЯ СЕРГЕЕВНА**

**ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ГИПЕРОНОВ  
В ГЛУБОКО-НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ МЮОНОВ  
НА ДЕЙТРОНАХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ COMPASS (CERN)**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук

\_\_\_\_\_ О.М. Кузнецов

**Дубна, 2014**

## АННОТАЦИЯ

"Не существует совершенной красоты,  
которая не содержала бы в себе  
некоторую долю странности".

Ф. Бэкон

В работе представлены результаты измерений, впервые в мировой практике, выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов в глубоко-неупругом рассеянии лептонов. Набор данных производился в 2003-2004 годах экспериментом COMPASS (COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) расположенным на канале M2 ускорителя SPS (Super Proton Synchrotron) европейской организации CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire). Использовался пучок мюонов со средней энергией 160 ГэВ и мишень, наполненная веществом  ${}^6\text{LiD}$ , которое обладает высокой поляризационной способностью. Приводятся результаты измерений выходов тяжелых гиперонов  $\Sigma(1385)^+$ ,  $\Sigma(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^+$ ,  $\Xi(1321)^-$  и  $\bar{\Xi}(1321)^+$  по отношению к  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионам. Относительные выходы тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$  находятся в пределах от 3.8 % до 5.6 % с относительной статистической ошибкой  $\sim 10\%$ . Эти отношения важны для настройки генератора LEPTO, который широко используются для симуляции событий в области глубоко-неупругого рассеяния (ГНР). Уникальные измерения позволили впервые оптимизировать параметры LEPTO генератора связанные с рождением странных кварков и процессами фрагментации в ГНР заряженных лептонов.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. Формализм ГНР и рождение гиперонов	11
1.1 Глубоко-неупругое рассеяние заряженных лептонов на нуклонах . . .	11
1.2 ГНР и кварк-партоновая модель . . . . .	14
1.3 Струнные модели адронов . . . . .	18
1.4 Скрытая странность нуклона . . . . .	22
1.5 Гипероны . . . . .	25
1.6 Обзор экспериментальных данных . . . . .	30
ГЛАВА 2. Эксперимент COMPASS	33
2.1 Введение . . . . .	33
2.2 Мюонный пучок . . . . .	35
2.3 Установка COMPASS . . . . .	37
2.3.1 Поляризованная мишень . . . . .	37
2.3.2 Магниты SM1 и SM2 . . . . .	38
2.3.3 Координатные детекторы . . . . .	39
2.3.4 Адронные калориметры . . . . .	43
2.3.5 Триггерная система . . . . .	44
2.4 Реконструкция событий . . . . .	49
2.5 Контроль за стабильностью реконструированных данных . . . . .	50
2.6 Программы анализа данных . . . . .	51
ГЛАВА 3. Восстановление и анализ тяжелых гиперонов на установке COMPASS	53
3.1 Введение . . . . .	53
3.2 Поиск и восстановление $\Lambda$ и $\bar{\Lambda}$ барионов . . . . .	54
3.3 Поиск и восстановление $\Sigma^*$ и $\Xi$ гиперонов . . . . .	59
3.3.1 $\Sigma^*$ гипероны . . . . .	59
3.3.2 $\Xi$ гипероны . . . . .	61
3.3.3 Аксептанс . . . . .	64
3.4 Обсуждение результатов . . . . .	64

3.4.1	Сравнение с другими экспериментами . . . . .	66
3.4.2	Источники систематической неопределенности . . . . .	67
3.5	Полная кинематическая область $Q^2$ и $y$ . . . . .	70
ГЛАВА 4. Монте - Карло: настройка параметров LEPTO/JETSET		74
4.1	Введение . . . . .	74
4.2	Моделирование экспериментальной установки COMPASS . . . . .	74
4.3	Сравнение экспериментальных данных и моделированных событий	75
4.4	Настройка параметров фрагментации . . . . .	77
4.4.1	Параметры модели Лунд . . . . .	77
4.4.2	Процедура минимизации . . . . .	77
4.5	Распределения по кинематическим переменным . . . . .	79
4.6	Обсуждение результатов . . . . .	84
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		89
ПРИЛОЖЕНИЕ А.		91
ПРИЛОЖЕНИЕ В.		93
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ		105

## ВВЕДЕНИЕ

Знание - это абсолютная ценность ...

М. Горький

Настоящая диссертация посвящена изучению рождения тяжелых гиперонов в глубоко-неупругом рассеянии заряженных мюонов на изоскалярной мишени. Исследования выполнены на установке COMPASS расположенной на канале M2 ускорителя SPS европейской организации по ядерным исследованиям CERN. Набор данных проводился в 2003-2004 годах на пучке мюонов с импульсом 160 ГэВ/с. Исследование относительных выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов в ГНР важно для понимания роли странных кварков в структуре нуклона и в процессе адронизации. Самый легкий из группы странных барионов -  $\Lambda$  гиперон изучен наиболее подробно. Различают прямое рождение  $\Lambda$  гиперонов в первичной вершине и не прямое от каскадных распадов более тяжелых гиперонов, таких как  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^*$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi$  или  $\Omega$ <sup>1</sup>. Исследование относительных выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов необходимы для интерпретации результатов многих экспериментов, например результатов по измерениям продольной поляризации  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов рожденных в глубоко-неупругом рассеянии мюонов. Продольная передача спина в  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) в ГНР была измерена в экспериментах [1–9].  $\Lambda$  гипероны, рожденные из распадов более тяжелых гиперонов, поляризованы иначе, чем рожденные напрямую. До настоящей работы, существовавшая оценка [1] указывала, что только 40% наблюдаемых  $\Lambda$  гиперонов рождаются напрямую.

Относительные выходы  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^{*+}$ ,  $\Sigma^{*-}$  и  $\Xi^-$  изучались в слабых взаимодействиях в эксперименте NOMAD (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector) с использованием нейтринного пучка [10]. До настоящей работы информация об образовании тяжелых гиперонов в электромагнитных взаимодействиях отсутствовала, а относительные выходы античастиц  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*+}$  и  $\bar{\Xi}$  никогда не изучались в ГНР.

Выполненный в диссертации анализ основан на статистике 112000  $\Lambda$  и 67000  $\bar{\Lambda}$  событий, что является уникальным набором данных, особенно из-за рекордной статистики  $\bar{\Lambda}$  [11].

---

<sup>1</sup>Здесь и дальнейшем (за исключением отдельных случаев) масса гиперонов  $\Sigma(1385)$  и  $\Xi(1321)$  не будет указываться, но будет использоваться символ "\*" для  $\Sigma(1385)$  с  $J^P = 3/2^+$ . Кроме того, все гипероны, за исключением  $\Lambda$  бариона, будут называться тяжелыми.

## Основными целями диссертационной работы были:

1. Изучение рождения тяжелых гиперонов и антигиперонов  $\Sigma(1385)^+$ ,  $\Sigma(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^+$ ,  $\Xi(1321)^-$  и  $\bar{\Xi}(1321)^+$  в ГНР заряженных лептонов.
2. Оптимизация параметров программы моделирования LEPTO/JETSET [12, 13], связанных с рождением странных частиц, на основе выполненных измерений.

## Научная новизна.

1. Впервые в ГНР заряженных лептонов измерены выходы тяжелых гиперонов  $\Sigma^{*+}$ ,  $\Sigma^{*-}$ ,  $\Xi^-$  и антигиперонов  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*+}$ ,  $\bar{\Xi}^+$  по отношению к  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  соответственно. Все относительные выходы составляют от 3,8% до 5,6%. В пределах относительной неопределенности порядка 10%, измеренные значения относительных выходов для гиперонов и антигиперонов совпадают.
2. Впервые измеренные относительные выходы антигиперонов  $\Sigma^{*-}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*+}$  и  $\Xi^-$  уникальны. Если для тяжелых гиперонов существовали измерения в ГНР нейтрино, то выходы антигиперонов никогда не изучались в ГНР.
3. Измерены относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов не только в ГНР ( $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>), но и во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$ . В пределах статистических ошибок величина этих выходов не зависит от значения  $Q^2$ .
4. Из результатов измерений в сравнении с предсказаниями Монте-Карло получены новые значения параметров LEPTO/JETSET генератора, связанные с рождением странных кварков и процессами их фрагментации. Новые значения этих параметров существенно отличаются от параметров, включенных в стандартную версию LEPTO/JETSET.
5. Используя новые значения параметров генератора LEPTO/JETSET, получено, что не прямой выход  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в ГНР составляет  $(37 \pm 3)\%$  и  $(32 \pm 3)\%$  соответственно от полного числа рожденных гиперонов.

## Практическая ценность работы.

1. Разработаны и реализованы критерии отбора для реконструкции тяжелых гиперонов и антигиперонов, рожденных в ГНР заряженных лептонов на изоскалярной мишени.
2. Результаты выполненных впервые измерений относительных выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов могут использоваться при анализе те-

кущих и планировании будущих экспериментов.

3. Измерения относительных выходов позволили провести оптимизацию значений параметров LEPTO/JETSET PARJ(1) - PARJ(5), PARJ(7) генератора связанных с рождением странных кварков и процессами их фрагментации. Новые значения этих параметров существенно отличаются от значений использовавшихся в генераторе до настоящей работы.

### Автор защищает:

1. Полученные впервые результаты измерений относительных выходов тяжелых гиперонов  $\Sigma(1385)^+$ ,  $\Sigma(1385)^-$ ,  $\Xi(1321)^-$  и антигиперонов  $\bar{\Sigma}(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^+$ ,  $\bar{\Xi}(1321)^+$  по отношению к  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионам в ГНР заряженных лептонов на изоскалярной мишени.

2. Сравнительный анализ относительных выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов в ГНР по отношению ко всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$ . Независимость в пределах статистических ошибок относительных выходов от значения  $Q^2$ .

3. Оптимизацию параметров программы моделирования LEPTO/JETSET для наиболее точного описания результатов выполненных измерений по рождению гиперонов и антигиперонов.

4. Оценки непрямого выхода  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионов в ГНР, которые составляют  $(37 \pm 3)\%$  и  $(32 \pm 3)\%$  соответственно от полного числа рожденных гиперонов.

### Апробация работы.

Результаты работы были опубликованы в зарубежных и российских журналах, а также неоднократно докладывались автором на рабочих совещаниях коллаборации COMPASS, научных семинарах и международных конференциях:

1. The 2013 European Physical Society Conference on High Energy Physics, Стокгольм, Швеция, 2013.

2. The 20th International Symposium on Spin Physics, ОИЯИ, Дубна, Россия, 2012.

3. 12th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction, Краков, Польша, 2012.

4. Advanced Studies Institute Symmetries and Spin, Прага, Чешская Республика, 2011.

5. Hadron Structure'11, Institute of Physics, SAS, Братислава, Словакия, 2011.
6. XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Флоренция, Италия, 2010.
7. XX International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics ОИЯИ, Дубна, Россия, 2010.
8. Научная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН "Физика фундаментальных взаимодействий", Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова, Москва, Россия, 2009.
9. XIV Научная конференция молодых ученых и специалистов, ОИЯИ, Дубна, Россия, 2010.
10. 10-я Международная Байкальская Школа по Физике Элементарных Частиц и Астрофизике, Большие Коты, Россия, 2010.
11. Научные семинары в Лаборатории Физики Высоких Энергий ОИЯИ, Дубна, Россия, 2009, 2010, 2011 и 2013.
12. XV Научная конференция молодых ученых и специалистов, ОИЯИ, Дубна, Россия, 2011.

**Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:**

1. С. Adolph, ..., N.Rossiyskaya, ... (COMPASS Collaboration) Study of  $\Sigma(1385)$  and  $\Xi(1321)$  hyperon and antihyperon production in deep inelastic muon scattering, Eur. Phys. J., C 73, 2013, 2581.
2. В.Ю.Алексахин, О.М.Кузнецов, Н.С.Российская, М.Г.Сапожников, Оптимизация значений параметров генератора LEPTO/JETSET для области ГНР заряженных лептонов, Письма в ЭЧАЯ. 2014. Вып.4.
3. N.Rossiyskaya (for the COMPASS Collaboration) Study of Heavy Hyperons Production in DIS at COMPASS, ISSN 1063 7796, Physics of Particles and Nuclei, 2014, Vol. 45, No. 1, pp. 113-116.
4. N.Rossiyskaya (for the COMPASS Collaboration), Yield of heavy hyperons and antihyperons in DIS, Proceeding of XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, POS(DIS 2010) 132.
5. N.Rossiyskaya (for the COMPASS Collaboration), Formation of heavy hyperons and antihyperons in DIS at COMPASS, Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics: Proc. of the XX Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, Russia, October 4-9, 2010 / Ed.: S.G.



Bondarenko, V.V. Burov, A.I. Malakhov, E.B. Plekhanov. Dubna: JINR, 2011, V.1, P. 325-332.

6. N.Rossiyskaya (for the COMPASS Collaboration), Heavy hyperons production in DIS at COMPASS, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 219-220, 2011, 39-42.

7. N.Rossiyskaya (for the COMPASS Collaboration), Study of heavy hyperons production in Deep Inelastic Muon Scattering, EPJ Web of Conferences 37, 09031, 2012.

8. N.Rossiyskaya (for the COMPASS Collaboration), Study of Hyperon and Antihyperon Production in Deep Inelastic Muon Scattering PoS(EPS-HEP 2013)019.

### **Личный вклад автора**

Личный вклад автора в получение результатов, выносимых на защиту, является определяющим. Данная работа была предложена и выполнена Дубненской группой COMPASS. Результаты, вошедшие в диссертацию, по измерению выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов были получены непосредственно автором, а оптимизация параметров генератора LEPTO проведена при его активном участии. Автор принимал активное участие в обсуждении результатов исследования и подготовке публикаций по теме диссертации. Автором неоднократно докладывались результаты работы на рабочих совещаниях коллаборации COMPASS, научных семинарах и международных конференциях.

### **Структура и объем диссертации.**

Диссертация содержит 112 страниц и состоит из “Введения”, четырех глав (“Формализм ГНР и рождение гиперонов”, “Эксперимент COMPASS”, “Восстановление и анализ тяжелых гиперонов на установке COMPASS”, “Монте - Карло: настройка параметров LEPTO/JETSET“), ”Заключения“, двух приложений и списка цитируемой литературы. В диссертации приведены 67 рисунков и 28 таблиц.

### **Содержание диссертации.**

Во введении демонстрируется актуальность исследуемой темы, перечислены основные проблемы, сформулированы цели и практическая ценность работы, представлена научная новизна. В первой главе приводится обзор

экспериментальных данных по теме диссертации. Кратко излагается формализм ГНР заряженных лептонов на нуклоне и кварк-партоновая модель. Дается обзор струнных моделей адронов и рассматривается вопрос о вкладе странных кварков в массу нуклона. Во второй главе представлено общее описание спектрометра COMPASS. Рассмотрены вопросы о контроле за стабильностью и программного обеспечения реконструкции данных. В третьей главе представлен анализ экспериментальных данных. В ней рассматриваются вопросы реконструкции и измерения относительных выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов в ГНР. Приводится сравнение полученных результатов с результатами других экспериментов. Также, представлен анализ относительных выходов тяжелых гиперонов во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$ . В четвертой главе представлено сравнение экспериментальных и моделированных данных. Описана настройка параметров функции фрагментации. Настройка выполнена минимизацией разности измеренных и предсказываемых значений относительных выходов странных частиц. Также приведены распределения по кинематическим переменным  $Q^2$ ,  $W$ ,  $z$  и  $p_T$  для всех изучаемых в данной работе гиперонов. В заключении обсуждаются полученные результаты.

# ГЛАВА 1

## ФОРМАЛИЗМ ГНР И РОЖДЕНИЕ ГИПЕРОНОВ

Должны стремиться к знанию не ради споров,  
не для презрения других,  
не ради выгоды, славы, власти  
или других низменных целей,  
а ради того, чтобы быть полезным в жизни.

Ф. Бэкон

### 1.1 Глубоко-неупругое рассеяние заряженных лептонов на нуклонах

Глубоко-неупругим рассеянием (ГНР) называют такие инклюзивные процессы взаимодействия лептонов и адронов, при которых квадрат передачи 4-импульса лептоном и квадрат суммарной полной энергии вторичных адронов в системе их центра инерции значительно превышают характерную энергию покоя адронов [14]. Благодаря большой величине переданного импульса, глубоко-неупругое рассеяние играет важную роль в исследовании структуры адронов и ядер и выяснении динамики взаимодействия на малых расстояниях. Взаимодействие мюона с нуклоном относится к типу электрослабых взаимодействий и может быть описано с использованием модели обмена виртуальным фотоном или промежуточными векторными бозонами  $W^\pm$  и  $Z^0$ . При этом, виртуальный фотон или  $W^\pm$ ,  $Z^0$  взаимодействует с составляющими нуклон кварками, делая тем самым процессы ГНР важным инструментом для изучения структуры нуклонов. Считается [14], что фотон поглощается кварком, который получает энергию, после чего начинается процесс фрагментации кварка в адроны. В эксперименте COMPASS регистрируются реакции, в которых налетающей и рассеянной частицей является мюон и происходит взаимодействие посредством нейтрального тока, то есть обмен виртуальным фотоном или  $Z^0$ -бозоном. Процессы, проходящие в результате обмена  $Z^0$ -бозона в качестве промежуточной частицы, сильно подавлены по причине его большой массы  $M_{Z^0} = 91.1$  ГэВ (здесь и далее по тексту будем использовать систему единиц, в которой  $\hbar = c = 1$ ). Также пренебрежем многофотонными обменами, вклад от которых мал, так как связан с высокими степенями постоянной тонкой структуры  $\alpha = 1/137$ . Поэтому будем рассматривать только

процессы с виртуальным фотоном  $\gamma^*$ . Диаграмма процесса  $\mu N \rightarrow \mu' X$  однофотонного обмена приведена на рис. 1.1. Лептон ( $\mu$ ) рассеивается на нуклоне ( $N$ ) и в конечном состоянии регистрируется, либо только рассеянный лептон ( $\mu'$ ) (инклюзивный процесс), либо кроме рассеянного лептона ( $\mu'$ ) регистрируется также часть адронной системы  $X$  (полуинклюзивный процесс).

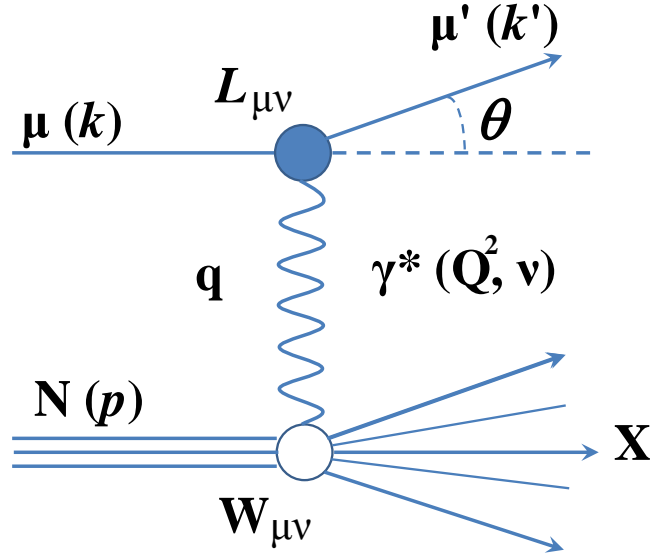


Рисунок 1.1. Диаграмма ГНР  $\mu N \rightarrow \mu' X$ . Лептонный тензор  $L_{\mu\nu}$  описывает процесс излучения лептоном виртуального фотона и рассчитывается в рамках квантовой электродинамики. Адронный тензор  $W_{\mu\nu}$ , содержащий информацию о внутренней структуре ядра мишени, не может быть полностью рассчитан, так как зависит от непертурбативного характера динамики взаимодействия.

Для описания ГНР используются следующие 4-импульсы и лоренц-инвариантные кинематические переменные:

$k = (E, \vec{k})$  – 4-импульс налетающего лептона;

$k' = (E', \vec{k}')$  – 4-импульс рассеянного лептона;

$p = (M, \vec{0})$  – 4-импульс нуклона;

Здесь  $E$  – энергия налетающего лептона в лабораторной системе,  $E'$  – энергия рассеянного лептона в лабораторной системе,  $M$  – масса нуклона.

$q = k - k'$  – 4-импульс виртуального фотона  $\gamma^*$ ;

$Q^2 = -q^2 \approx 4EE' \sin^2 \frac{\Theta}{2}$  – квадрат переданного 4-импульса (пренебрегая массой лептона), где  $\Theta$  угол рассеянного лептона.

$\nu = \frac{P \cdot q}{M} = E - E'$  – переданная энергия в лабораторной системе;

$y = \frac{\nu}{E}$  – относительная переданная энергия в лабораторной системе ( $0 < y < 1$ );

$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$  – доля импульса нуклона, переносимая кварком, на котором происходит рассеяние (Бьеркеновская переменная  $0 < x < 1$ );

$W^2 = (p + q)^2$  – квадрат инвариантной массы конечной адронной системы.

При  $W < 2$  ГэВ нуклон не разрушается, а переходит в возбужденное резонансное состояние. При  $W > 2$  ГэВ наступает ГНР.

Если в дополнение к рассеянному мюону, регистрируется по крайней один адрон “ $h$ ”, то вводятся дополнительные кинематические переменные наиболее важные из которых перечислены в таблице 1.1.

Таблица 1.1

*Основные кинематические переменные для полукклюзивных процессов.*

Переменная	
$m_h$	масса регистрируемого адрона
$p_h$	4-импульс адрона
$E_h$	энергия адрона
$z = \frac{E_h}{\nu}$	доля энергии виртуального фотона, приходящаяся на адрон $h$
$p_T$	поперечный импульс адрона по отношению к виртуальному фотону
$p_L$	продольная составляющая импульса адрона в адронной системе центра масс
$x_F \cong \frac{2p_L}{W}$	Фейнмановская переменная в адронной системе центра масс ( $-1 < x_F < 1$ )

Сечение для инклюзивного процесса может быть выражено в терминах кинематических переменных и двух структурных функций содержащих информацию о структуре нуклона

$$\frac{d\sigma^{lN \rightarrow l'X}}{dxdy} = \frac{8\pi M E \alpha^2}{Q^4} \left[ xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{y^2 \gamma^2}{4}\right) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (1.1)$$

В этой формуле масса лептона не учитывалась и рассматривался только однофотонный обмен. В формуле 1.1 структурные функции  $F_1(x, Q^2)$  и  $F_2(x, Q^2)$  зависят от двух кинематических переменных  $x$  и  $Q^2$ . Используя одни лишь соотношения между кинематическими переменными и зная энергию пучковых мюонов, можно определить кинематическую область, доступную для измерений. Эта область, рассчитанная для энергий COMPASS, показана на рис. 1.2.

Ее границы в пространстве переменных  $(y, Q^2)$  или  $(x, Q^2)$  определяются с одной стороны кривой, соответствующей нулевому углу рассеяния мюона, и упругим рассеянием на нуклоне с другой стороны. В пространстве  $(x, Q^2)$  ограничение сверху дается нулевыми углами рассеяния, а ограничения снизу нет, так как выбирая события с малыми передачами энергии при фиксированном  $Q^2$  можно достичь области высоких  $x$ .

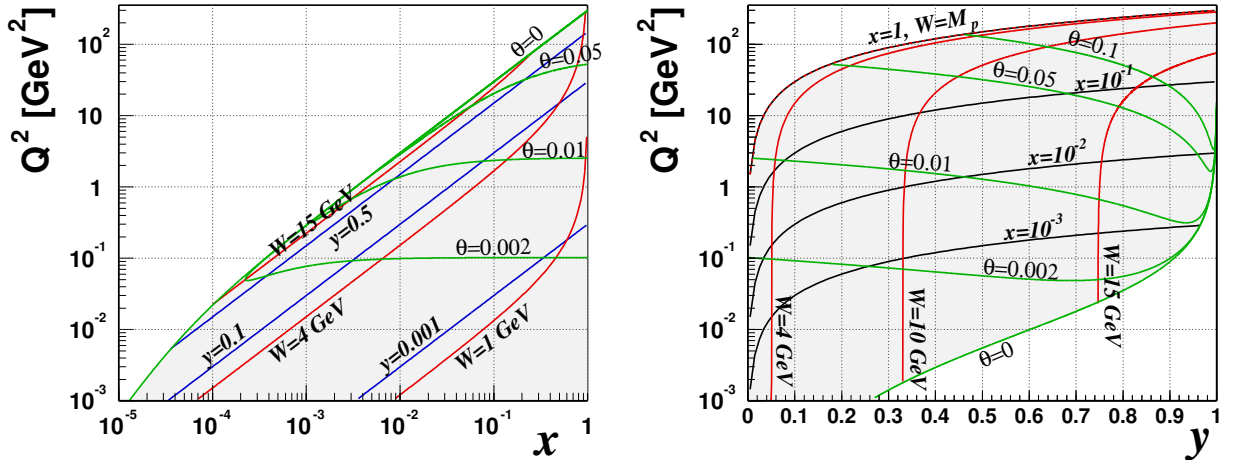


Рисунок 1.2. Кинематическая область, доступная для измерений с мюонным пучком энергии 160 ГэВ. Линиям соответствуют положения точек, когда одна из кинематических переменных равна константе (см. надписи).

## 1.2 ГНР и кварк-партоновая модель

Глубоко-неупругое рассеяние лептонов на нуклонах изучается на протяжении более 40 лет. Первые измерения, выполненные в СЛАК в  $ep$  рассеянии, показали, что нуклон состоит из точечно-подобных объектов [15], названных партонами [16]. В отличие от упругого  $ep$  рассеяния, в котором сечение быстро падает с ростом переданного импульса, сечение ГНР процесса оказалось не зависящим от переданного импульса в согласии с предсказанием [16]. Физическую интерпретацию этой особенности дал Фейнман [17] в рамках кварк-партоновой модели (КПМ). Объяснение этого факта заключается в том, что взаимодействие партона с промежуточным фотоном происходит за очень короткое время, так что партоны не успевают провзаимодействовать друг с другом и ведут себя как газ свободных частиц. Изучение глубоко-неупругих процессов дает информацию о структуре нуклона, а также позволяет проверять предсказания квантовой хромодинамики (КХД), неабелевой калиб-

ровочной теории, описывающей сильные взаимодействия. Глубоко-неупругие процессы, характеризуемые  $Q^2 \gg M^2$  и  $\nu \gg M$ , могут быть успешно описаны в рамках кварк-партонной модели.

Согласно КПМ [18] нуклон состоит из точечных невзаимодействующих между собой объектов, партонов (рис. 1.3). В качестве партонов выступают три валентных кварка, пары кварк–антикварк (называемые морские кварки) и глюоны. Кварки являются дираковскими частицами, имеющими дробные заряды. Глюоны - переносчики сильного взаимодействия, электрически нейтральные, в реакциях электромагнитного взаимодействия не участвуют. Они переносят порядка 50% импульса нуклона.

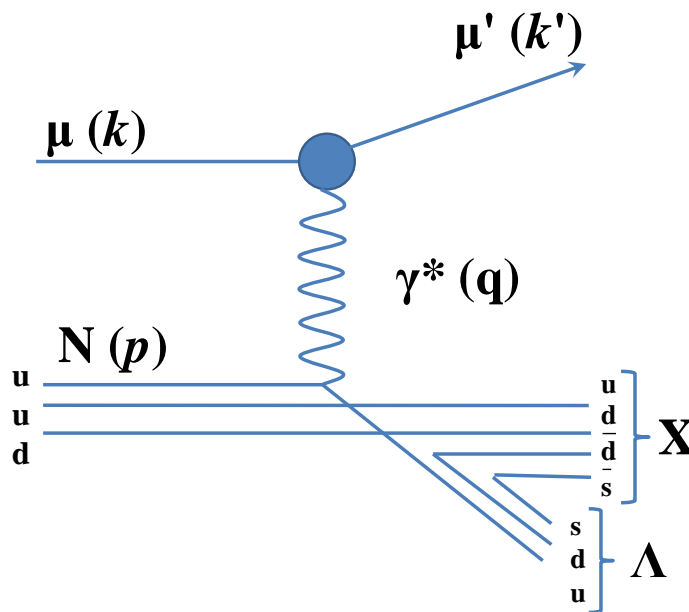


Рисунок 1.3. Интерпретация кинематики ГНР в кварк-партонной модели.

Описание ГНР взаимодействия лептона и нуклона проводится в системе отсчета, в которой нуклон движется с бесконечно большим импульсом. Таким образом массами партонов можно пренебречь, а направление их движения можно считать коллинеарным импульсу нуклона. Предполагается, что время взаимодействия, порядка  $1/\sqrt{Q^2}$ , достаточно мало и кварки не успевают провзаимодействовать друг с другом. Реакция является упругим рассеянием лептона на кварке. Предположим, что партон, на котором происходит рассеяние, несет долю импульса нуклона  $\eta$ . Энергию конечного адронного состояния  $W$  можно рассчитать по формуле:

$$W^2 = (q + \eta P)^2 = q^2 + 2\eta(q \cdot P) + \eta^2 P^2 = Q^2(-1 + \frac{\eta}{x}) + \eta^2 M^2 .$$

Так как рассеяние на партоне является упругим, то  $W^2$  должно быть равно массе партона  $\eta^2 M^2$ . Следовательно получаем  $\eta = x$ .

Обозначим через  $q^+$  ( $q^-$ ) кварковые плотности для случая, когда спин кварка параллелен (антипараллелен) спину нуклона. В силу закона сохранения углового момента виртуальный фотон может взаимодействовать только лишь с кварком, спин которого направлен в противоположную сторону спину фотона (рис. 1.4).

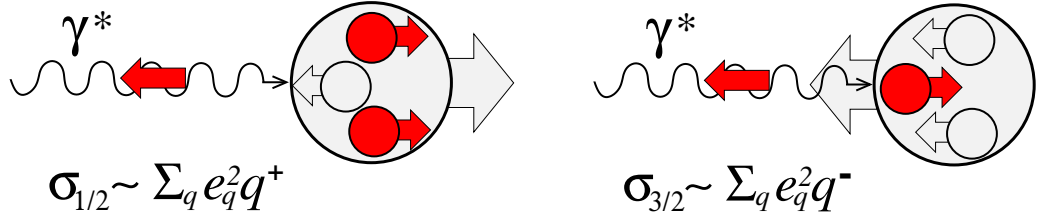


Рисунок 1.4. Взаимодействие виртуального фотона с кварками в кварк-партонной модели.  $q^+$  ( $q^-$ ) – кварковые плотности для случая, когда спин кварка параллелен (антипараллелен) спину нуклона. Взаимодействующие кварки закрашены темным цветом.

Таким образом, меняя взаимную спиновую ориентацию лептона и нуклона, мы можем исследовать либо  $q^+$ , либо  $q^-$ . Следует так же отметить, что в наивной кварк-партонной модели кварковые плотности зависят только от доли импульса  $x$ , переносимой кварком. Структурные функции  $F_1$  и  $F_2$  имеют простую вероятностную интерпретацию:

$$\begin{aligned}
 F_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 q(x) \\
 F_2(x) &= x \sum_q e_q^2 q(x) .
 \end{aligned}
 \tag{1.2}$$

Суммирование проводится по ароматам кварков  $q = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$  и неполяризованным кварковым распределениям  $q(x)$ . Число кварков аромата  $q$  на которые приходится доля импульса в интервале  $[x, x + dx]$  определяется величиной  $q(x)dx$ . Такая интерпретация действительна только для реакций, в которых разрешение достаточно чтобы различить кварки внутри протона: то есть когда  $Q^2 \geq 1 \text{ ГэВ}^2$ , что соответствует разрешению  $1/Q^2 \leq 1/ \text{ГэВ} = 0.2 \text{ фм}$ . Для инклюзивных реакций разрешение обеспечивается условием  $Q^2 \geq 1 \text{ ГэВ}^2$ . В полуинклюзивном случае разрешение задается либо величиной  $Q^2$ , либо значением поперечного импульса  $p_T$  адрона по отношению к виртуальному фотону, либо массой тяжелого кварка.



Кварк-партонная модель учитывает полуинклюзивные процессы введением переменной  $z$ . Интуитивно кажется ясным, что наблюдение  $\pi^+ = u\bar{d}$  с большим  $z$  указывает на взаимодействие, скорее всего, с  $u$  или  $\bar{d}$  кварком. Формально это может быть выражено введением так называемых функций фрагментации  $D_q^h(z)$ , где  $D_q^h(z)dz$  является числом адронов типа  $h$ , происходящих из кварка аромата  $q$  в диапазоне относительных импульсов  $[z, z + dz]$ . По аналогии структурная функция  $F_2$  может быть определена как:

$$F_2^h(x, z) = x \sum e_q^2 q(x) D_q^h(z) . \quad (1.3)$$

В лидирующем порядке КХД выражение (1.2) выглядит абсолютно так же, хотя скейлинг нарушается и появляется дополнительная зависимость кварковых плотностей от  $Q^2$ .

### 1.3 Струнные модели адронов

Струнные модели адронов [19] - составные кварковые модели адронов, в которых кварки внутри адронов считаются связанными посредством релятивистских струн. Струнные модели адронов находят обоснование в рамках КХД. Весьма вероятно, что при расстояниях между кварками, приближающихся к размеру адронов ( $\sim 10^{-13}$  см), энергетически более выгодными оказываются такие конфигурации глюонных полей, когда поля не заполняют всё пространство (как в электродинамике), а концентрируются вдоль линий, соединяющих кварки. Бесконечно тонкую трубку глюонного поля моделирует релятивистская струна [20, 21]. Энергия релятивистской струны пропорциональна её длине  $L$ , следовательно, квадрат массы струны  $M^2 \sim L^2$ . Угловой момент вращающейся струны, имеющей форму прямолинейного отрезка, пропорционален  $L^2$ . Таким образом, струнные модели адронов дают линейную зависимость между спином  $J$  адронного состояния и квадратом его массы  $M^2$ . Релятивистская струна, связывающая кварк и антикварк, генерирует линейно растущий с расстоянием потенциал [22]. Такой потенциал позволяет описать удержание кварков в адронах. Разрыв струн не приводит к появлению свободных кварков, так как на вновь образовавшихся концах струны рождается пара кварк-антикварк. В результате кварки снова оказываются связанными. Струнные модели адронов применяются не только в адронной спектроскопии [23, 24], но и при описании множественных процессов.

**Модель фрагментации струн** Наиболее популярной моделью фрагментации кварков в конечные адронные состояния является струнная модель фрагментации, известная как Лундская модель или если коротко “Лунд” (LUND), разработанная в университете Лунд (Швеция) в конце семидесятых годов прошлого века [25, 26]. Множество предсказаний Лундовской модели были подтверждены в экспериментах PETRA и PEP, что обеспечило ей признание и широкое применение. Лундская модель на сегодняшний день самая тщательно продуманная и широко используемая физиками модель фрагментации в ГНР. На основе этой модели был создан генератор событий LEPTO/JETSET [12, 13].

Струнная модель фрагментации основана на идее, что фрагментирующие кварковые системы объединены в цветные движущиеся трубки или струны. Эта модель использует концепцию линейного конфайнмента, следующую из

КХД. То есть конфаймент (confinement - удержание “цвета“) [27], явление состоящее в невозможности получения кварков в свободном состоянии, что приводит к возрастанию интенсивности взаимодействия между кварками при увеличении расстояния между ними. В данном случае первоначальные партоны соединены посредством цветных растягивающихся полей, возникающих между ними. Это цветное поле обладает постоянной плотностью энергии на единицу длины, которая ведет к линейновозрастающему потенциалу между двумя удаляющимися друг от друга партонами. В какой-то момент, когда выбитый партон удаляется от своего партнера, энергия в цветовой струне начинает превышать массу пары партонов. В этой точке струна рвется и формирует пару, соединяющую две струны между первоначальной парой партонов. Эти новые подструны продолжают рваться независимо, пока масса струнно-соединенной кварк-антикварковой пары не приблизится к массе оболочки из цветového синглета адрона.

Рассмотрим в рамках этой модели процесс рождение кварков на основе  $q\bar{q}$  пары, в которой кварк и антикварк движутся относительно друг друга в противоположные стороны. При этом энергия, запасенная в струне возрастает и струна может оборваться с рождением новой пары. Если инвариантная масса любой из полученных таким образом струн достаточно велика, происходит дальнейшие разрывы. Рождение  $q\bar{q}$  пар происходит в точке разрыва струны, затем кварк и антикварк расходятся (туннелируют) на некоторое расстояние друг от друга, приобразуя энергию струны в массы кварков. Если  $q\bar{q}$  пара имеет внутренний поперечный импульс, то распределение по поперечному импульсу будет определяться квантовомеханической формулой для вероятности туннелирования [28]:

$$\exp\left(-\frac{\pi m_{\perp}^2}{k}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{k}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_{\perp}^2}{k}\right), \quad (1.4)$$

где  $m_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2$ ,  $k$  - ”напряжение“ струны. Формула (1.4) предсказывает подавление рождения более тяжелых кварков, то есть вероятность туннелировать экспоненциально падает с ростом массы ( $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}$ ). Следует отметить, что очарованный и более тяжелые кварки будут рождаться не в процессе мягкой фрагментации, а только в пертурбативных переходах партонного ливня. Так как предсказанное подавление ароматов определяется в терминах масс кварков (значение которой очень трудно выбрать), то относительная вероятность рождения странной  $s\bar{s}$  пары оставлена как свободный

параметр:  $P(u\bar{u}) : P(d\bar{d}) : P(s\bar{s}) = 1 : 1 : \lambda_s$ . Параметр  $\lambda_s$  называется фактор подавления странности.

**Фактор подавления странности** В физике высокой энергии экспериментально исследовано, что в глубоко-неупругих взаимодействиях частиц странные адроны рождаются реже, чем нестранные. Объяснением этого явления можно считать тот факт, что  $s$  кварки, из-за их большей массы, труднее извлечь из вакуума в отличие от более легких  $u$ - и  $d$ -кварков. Фактор подавления странности ( $s\bar{s}$  подавляющий фактор странности) показывает вероятность рождения  $s\bar{s}$  пары на единичный акт рождения  $q\bar{q}$  пары в процессе фрагментации и он определяется следующим образом:

$$\lambda_s = \frac{2\langle n_{s\bar{s}} \rangle}{\langle n_{u\bar{u}} \rangle + \langle n_{d\bar{d}} \rangle}, \quad (1.5)$$

где  $\langle n_{s\bar{s}} \rangle$ ,  $\langle n_{u\bar{u}} \rangle$  и  $\langle n_{d\bar{d}} \rangle$  средние числа родившихся  $s\bar{s}$ ,  $u\bar{u}$  и  $d\bar{d}$  пар.

Значение  $\lambda_s$  заложенное по умолчанию в JETSET равно 0.3 [29], не смотря на то, что его измеренные значения в различных экспериментах [29–31] находятся в интервале от 0.1 до 0.4 (рис. 1.5, [32]). Этот разброс можно объяснить различными интервалами энергий, где производились измерения.

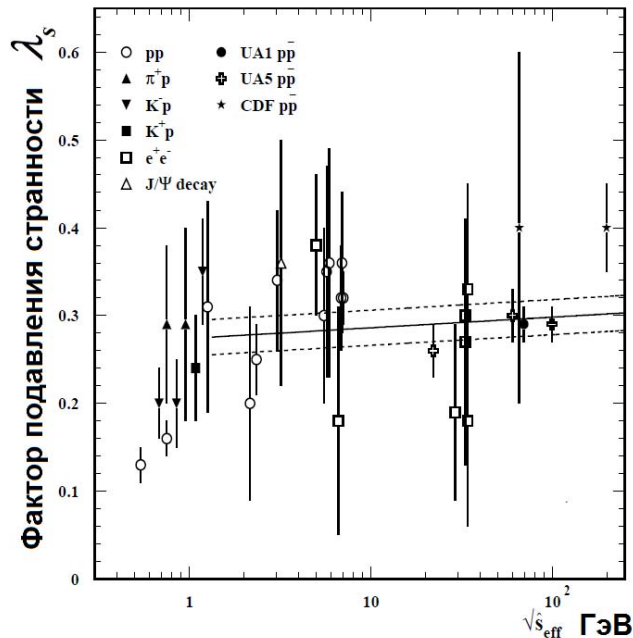


Рисунок 1.5. Значения фактора подавления странности, полученных в различных экспериментах. Сплошной линией показано фитирование экспериментальных данных при энергии взаимодействия выше 1 ГэВ.

При моделировании событий в ГНР заряженных лептонов, в спектрометре COMPASS использовался фактор подавления странности  $\lambda_s$  по умолчанию. Как показало изучение экспериментальных данных COMPASS, программа моделирования завышает относительные выходы тяжелых гиперонов в 1.5 раза (см. главу 4).

**Образование мезонов** Как уже упоминалось выше, на разрывах цветовой струны образуются  $q\bar{q}$  пары. Комбинируя "соседние"  $q_i\bar{q}_{i+1}$  партоны можно образовать мезонное состояние. При этом учитывается подавление согласно формуле (1.4), а также множитель из учета числа спиновых состояний.

**Образование барионов** По аналогии с мезонным случаем может быть рассмотрен и механизм рождения барионов, хотя в данном случае, ситуация несколько сложнее. Рассматриваются две возможности образования бариона. Первая заключается в том, что цветовая струна может разрываться на две дикварк - антидикварковые пары. Далее, для них можно применить тот же алгоритм, что и для мезонного рождения. При этом модель рождения имеет вид: (барион)(мезон)(антибарион). Наличие странного кварка в дикварковой паре описывается еще одним подавляющим фактором. Вторая возможность предполагает рождение кварк - антикварковых пар, при это модель рождения имеет вид: (барион)(антибарион). В программный пакет JETSET включены обе эти возможности по умолчанию.

## 1.4 Скрытая странность нуклона

Перед тем как перейти к описанию рождения гиперонов в ГНР на нуклоне, рассмотрим странность в самом нуклоне [33]. Итак, одной из актуальных тем для исследования уже несколько десятилетий является странность в нуклоне (протоне или нейтроне). Нуклон это система с нулевой странностью, поэтому влияние странных кварков на основные характеристики нуклона, должно быть мало. Следуя С. Бродскому [34] стоит провести различие между внешней (extrinsic) и внутренней (intrinsic) странностью нуклона. Внешняя странность возникает за счет глюонов, в результате рождения  $\bar{s}s$  - пар в нуклоне. Процессы рождения и аннигиляции  $\bar{s}s$  - пар находятся под контролем пертурбативной КХД. Внутренняя странность нуклона - существенно непертурбативное явление, оно возникает из-за взаимодействия между странными и валентными кварками. Рассматривая нуклон в виде суммы различных Фоковских состояний

$$|N \rangle = \alpha |uud \rangle + \beta |uud\bar{s}s \rangle + \dots \quad (1.6)$$

предполагаем существование некоторого взаимодействия между странными и валентными кварками, которое определяет квантовые числа  $\bar{s}s$  пары в нуклоне. Однако величина  $\beta$  примеси странных кварков к волновой функции нуклона неизвестна. Необходима экспериментальная проверка существования собственной странности.

Непертурбативный характер собственной странности нуклона определяет ее экспериментальные признаки. Б.Иоффе и М.Карлинер [35] отметили, что вклад странных кварков в нуклон может быть малым или большим, в зависимости от рассматриваемого матричного элемента. Неperтурбативные эффекты должны увеличивать вклад странных кварков в массу и спин нуклона, в то же время никаких существенных изменений электрических и магнитных факторов нуклонов из-за странных кварков не ожидается. Внутренняя странность может привести к разнице между функциями неполяризованных партонных распределений для странных кварков  $s(x)$  и антикварков  $\bar{s}(x)$ . Поляризация странного моря нуклона может также рассматриваться как сигнал внутренней странности.

**Вклад странных кварков в массу нуклона** Напомним, что в вакууме конденсат странных кварков  $\bar{s}s$  почти такой же, как и легких кварков

$\bar{q}q$ . В работе [36] показано, что

$$\langle 0|\bar{s}s|0 \rangle = (0.8 \pm 0.1) \langle 0|\bar{q}q|0 \rangle. \quad (1.7)$$

Можно сделать вывод, что сильного подавления странных кварков в вакууме нет. Количество  $\bar{s}s$  - пар в вакууме лишь немного меньше, чем легких кварков. Рассмотрим вклад странных кварков в массу нуклона.

Скалярный странный матричный элемент нуклона равен

$$\sigma_s = m_s \langle p|\bar{s}s|p \rangle, \quad (1.8)$$

где  $m_s$  - масса странного кварка, который определяется из сигма-члена нуклона  $\sigma$ :

$$\sigma = m(\langle p|\bar{u}u|p \rangle + \langle p|\bar{d}d|p \rangle) \quad (1.9)$$

и величины несинглетной комбинации  $\sigma_0$

$$\sigma_0 = m(\langle p|\bar{u}u|p \rangle + \langle p|\bar{d}d|p \rangle - 2 \langle p|\bar{s}s|p \rangle), \quad (1.10)$$

где  $m = 1/2(m_u + m_d)$  - средняя масса легких кварков.

Соотношение, которое связывает  $\sigma$ ,  $\sigma_0$  и  $\sigma_s$  следующее:

$$\sigma - \sigma_0 = 2 \frac{m}{m_s} \sigma_s. \quad (1.11)$$

Иногда, чтобы оценить количественно странность нуклона, используется отношение:

$$y = \frac{2 \langle p|\bar{s}s|p \rangle}{\langle p|\bar{u}u|p \rangle + \langle p|\bar{d}d|p \rangle}. \quad (1.12)$$

Это отношение связано с сигма-членами (1.9) и (1.10) следующим образом:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 - y}. \quad (1.13)$$

Сигма-член нуклона  $\sigma$  определяется скалярным форм-фактором  $\sigma(t)$  в пределе нулевой передачи импульса  $t$ . Для этого необходимо измерить изоскалярную амплитуду  $\pi - N$  рассеяния  $\Sigma_{\pi N}$  в нефизической области (при  $t = 2m_\pi^2$ ):

$$\Sigma_{\pi N} = \sigma + \Delta_R + \Delta_{CD}, \quad (1.14)$$

где  $\Delta_R$  и  $\Delta_{CD}$  - поправки, связанными с экстраполяцией к  $t = 0$ .

Классический анализ данных по пион-нуклонному рассеянию [37, 38] дал  $\Sigma_{\pi N} = (64 \pm 8)$  МэВ, в результате чего значение  $\sigma$  оказывается равным 45 МэВ

после корректировки в связи с экстраполяцией к  $t = 0$ . Анализ расщепления масс барионного октета дал  $\sigma_0 = (36 \pm 7)$  МэВ и  $y = 0.21 \pm 0.20$  [39]. Предполагая, что отношение массы странного кварка к массе легких кварков равно приблизительно 25, из (1.11) можно оценить, что вклад странных кварков в массу нуклона составляет 110 МэВ, хотя и с большой неопределенностью.

Такой результат несколько неожидан, получается, что вклад странных кварков в массу нуклона  $\sigma_s$  превышает вклад легких кварков  $\sigma$ . Это стимулировало ряд экспериментов по  $\pi N$  рассеяния, которые, однако, дали неожиданные результаты [40]: значение  $\Sigma_{\pi N}$  увеличивается до  $\Sigma_{\pi N} = (79 \pm 7)$  МэВ, что приводит к  $y \sim 0.46$  и  $\sigma_s \sim 300$  МэВ.

Также было выполнено несколько КХД-расчетов на решетке [41–43]. В работе [41] было получено, что  $y \sim 0.03$ . Другие расчеты показали необычно малое значение странного сигма-члена  $\sigma_s = (31 \pm 15)$  МэВ [42] и  $\sigma_s = (59 \pm 10)$  МэВ [43]. Ситуация с вкладом странных кварков в массу нуклона оказалась неопределенной, но КХД-расчеты на решетке вызывают серьезные сомнения в том, что вклад странных кварков в массу нуклона относительно велик.



## 1.5 Гипероны

В пятидесятые годы в экспериментах с космическими лучами и на ускорителях высоких энергий были открыты частицы, обладающие странной особенностью: они рождались парами, хотя не являлись частицей и античастицей. Такие частицы получили название "странных" и сыграли важную роль в физике элементарных частиц подтолкнув к идее элементарной составляющей материи - идее кварков [44,45]. Кроме того эти частицы имели большое время жизни  $\tau \sim 10^{-10}$  сек., характерное для слабого взаимодействия. В последующем 1974 г. были обнаружены частицы содержащие "очарованные" [46], а вскоре в 1977 г. и "прелестные" [47] кварки. В последнее время, интерес к физике рождения странных частиц существенно возрос. Экспериментальное исследование рождения странного кварка и последующих процессов адронизации в нуклон-ядерных столкновениях является чувствительной точкой для проверки и уточнения ряда существующих теоретических моделей, основанных на подходах квантовой хромодинамики в рамках теории возмущения [48–51].

Частицы, содержащие странный кварк, являются существенной частью нашего понимания адронных систем при высоких плотностях. Так полагается, что в столкновениях тяжелых ядер рождение странных [52, 53], а также очарованных частиц [54–60] является чувствительным к состоянию окружающей ядерной материи. Подтверждения о необычных процессах рождения при высоких плотностях следует искать на пути сравнения результатов полученных в нуклон-нуклон, нуклон-ядро и ядро-ядерных столкновениях. Например, считается, что особенности рождения странных частиц в ион-ионных взаимодействиях при высоких энергиях будут являться указанием на рождение кварк-глюонной плазмы.

В астрофизике полагают, что на больших пространственных масштабах процессы с участием странного кварка играют важную роль в развитии ядер нейтронных звезд [61–63].

Первыми из "странных" частиц были открыты  $K$ -мезоны с массой 490 МэВ. Затем были обнаружены более тяжелые  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$  и  $\Omega$  частицы с массами, превосходящими массу нуклона. Эти частицы были названы гиперонами. Для объяснения такого "странного" поведения частиц Гелл-Манн [64] и Нишиджима [65] предположили, что  $K$ -мезоны и гипероны являются носителем еще одного квантового числа — названного странностью  $S$ . Странность сохра-

няется в сильных, но не сохраняется в слабых взаимодействиях. Квантовое число  $S$  определяется числом странных кварков или антикварков, входящих в состав данной частицы, и может принимать значения  $-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$ . Странный кварк имеет странность  $S = -1$ .

Итак, гиперон (от греч. *hyper* — сверх, выше) — это элементарная частица, являющаяся барионом с ненулевой странностью (то есть содержащая один или несколько  $s$ -кварков), но с нулевым очарованием и нулевой прелестью. Барионы объединяются в изотопические мультиплеты и супермультиплеты группы  $SU(3)$ . Наиболее известные из них: октет барионов со спином  $1/2$  (рис. 1.6а) и декуплет барионов со спином  $3/2$  (рис. 1.6б). Эта иерархия зависит, прежде всего, от массы образовавшегося гиперона.

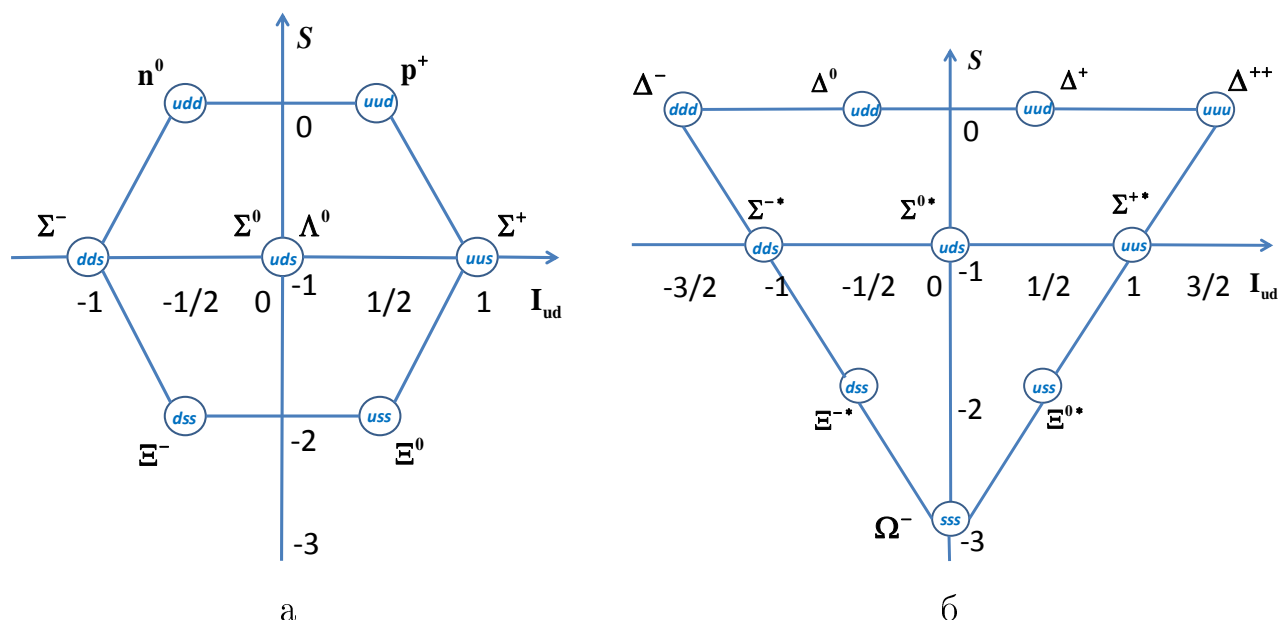


Рисунок 1.6. Барионный октет (а) и декуплет (б). По оси  $x$  сумма спинов кварков  $u$  и  $d$  ( $I_u = 1/2$  и  $I_d = -1/2$ ). По оси  $y$  — число странных кварков в барионе.

На рис. 1.6а показан октет наиболее легких барионов со спином  $1/2$ . Первая строка октета барионов содержит протон и нейтрон — это частицы, состоящие из кварков первого поколения  $ud$ . Сумма странности и барионного заряда для них равна 1. Вторая строка этого октета содержит барионы ( $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^+$ ), в состав которых входит один странный  $s$  кварк. Сумма странности и барионного заряда для этой строки равна 0. В третьей строке — барионы с двумя странными  $s$  кварками. Изоспин равен  $1/2$ , сумма барионного заряда и странности равна  $-1$ . Все эти частицы были обнаружены экспериментально.

Однако спины трех кварков, составляющих барионы, могут быть и параллельными друг другу, составляя в сумме спин  $J = 3/2$ . На рис. 1.6б показан декуплет, образованный такими барионами. В первой строке расположены так называемые  $\Delta$  резонансы. Они могут иметь четыре различных заряда и соответственно, четыре кварковых структуры:  $\Delta^{++}(uuu)$ ,  $\Delta^+(uud)$ ,  $\Delta^0(udd)$ ,  $\Delta^-(ddd)$ . Частицы, расположенные по углам декуплета, состоят из одинаковых кварков (то есть кварков с одинаковым квантовым числом flavor - аромат). Проекция их спинов совпадают. Эти частицы также обнаружены экспериментально. Таким образом, измерения выходов многих различных гиперонов в одном эксперименте, обеспечивает стабильную площадку для изучения механизмов рождения гиперонов.

Обобщить вышесказанное, можно в  $SU(6)$  кварковую модель [66–68], которая описывает барионы как связанные состояния трех кварков:  $u$ ,  $d$ ,  $s$  с двумя возможными проекциями спина (“вверх” и “вниз”), и образующими таким образом фундаментальное представление группы  $SU(6) = SU(3)_F \times SU(2)_S$ . В рамках этой модели классифицируется октет барионов в состоянии  $J^P = 1/2^+$ :  $p(uud)$ ,  $n(udd)$ ,  $\Sigma^+(uus)$ ,  $\Sigma^0(uds)$ ,  $\Sigma^-(dds)$ ,  $\Lambda(uds)$ ,  $\Xi^0(uss)$ ,  $\Xi^-(dss)$ , а также декуплет возбужденных барионов в состоянии  $J^P = 3/2^+$ :  $\Delta$ ,  $\Sigma^*$ ,  $\Xi^*$ ,  $\Omega^-$ . Все эти состояния прекрасно укладываются в 56-мерное представление группы  $SU(6)$ . В состав нуклонов также входит море кварк-антикварковых пар, которые на короткое время, разрешенное принципом неопределенности, рождаются и исчезают из вакуума. Кварки и антикварки удерживаются вместе цветовым взаимодействием посредством обмена глюонами. В итоге нуклон является весьма сложной системой для теоретических вычислений в рамках КХД.

**Распад  $\Lambda$  гиперона** Элементарная частица  $\Lambda$  гиперон является - адроном со странностью  $S = -1$ , открыта в 1951 году [69]. Если бы в природе отсутствовали слабые взаимодействия, то  $\Lambda$  гиперон был бы стабильной частицей, так как  $\Lambda$  гиперон является самым легким барионом, в состав которого входит  $s$  кварк. Однако слабые взаимодействия приводят к переходу  $s$  кварка в  $u$  кварк и соответственно к слабым распадам  $\Lambda$  гиперона. Основные каналы распада  $\Lambda$  гиперона  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  и  $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$ . Относительные вероятности этих каналов распада  $(63.9 \pm 0.5)\%$  и  $(35.8 \pm 0.5)\%$  соответственно. В таблице 1.2 приведены основные характеристики  $\Lambda$  гиперона.

**Распад  $\Sigma$  гиперона** Сначала были открыты заряженные барионы:  $\Sigma^+$  и  $\Sigma^-$  гипероны. Они имели близкие массы к массе  $\Lambda$  гиперона, но все же несколько большие. Из соотношения Гелл-Мана и Нишиджимы  $Q = I_z + Y/2$  и  $Y = B + S = 1 - 1 = 0$  следовало, что проекции изоспинов этих частиц  $I_z = Q = \pm 1$ . Таким образом должна была существовать еще одна частица с  $I_z = 0$ . В качестве такой частицы  $\Lambda$  гиперон не подходил, так как его масса была все же заметно меньше массы  $\Sigma$  гиперонов. Вскоре недостающий член изоспинового триплета  $\Sigma^0$  гиперон был обнаружен. Кварковый состав изоспинового триплета гиперонов ( $I = 1$ ):  $\Sigma^+(uus)$ ,  $\Sigma^-(dds)$ ,  $\Sigma^0(uds)$ .  $\Lambda$  гиперон имеет такой же кварковый состав ( $uds$ ), что и  $\Sigma^0$  гиперон, но представляет из себя изоспиновый синглет ( $I = 0$ ). Характеристики  $\Sigma$  гиперонов приведены в таблице 1.2.

$\Sigma$  гипероны - элементарные частицы, которые могут находиться в возбужденном состоянии с дополнительным вращательным моментом кратным  $\hbar$ . Эти элементарные частицы получили название резонансы или резонансные частицы, для обозначения используется значек “\*”. Время жизни их порядка  $10^{-22}$  -  $10^{-24}$  сек. Основным каналом распада  $\Sigma$  гиперона является  $\Lambda\pi$ , с относительной вероятностью равной  $(87.0 \pm 1.5)\%$ .

**Распад  $\Xi$  гиперона** Наряду с частицами имеющими единичную странность были обнаружены, частицы со странностью  $S = \pm 2$ . У одной из них был нулевой электрический заряд, у другой частицы  $Q = -1$ . Среднее время жизни их было приблизительно таким же, как и у  $\Lambda$  и  $\Sigma$  гиперонов. Это означало, что их распад тоже происходит в результате слабого взаимодействия, такие частицы назвали  $\Xi$  гиперонами.  $\Xi$  гипероны не распадались непосредственно на частицы без странности, а только в результате каскада - сперва  $\Xi^0$  гиперон распадается на  $\Lambda\pi^0$  ( $\Xi^-$  гиперон на  $\Lambda\pi^-$ ), а затем  $\Lambda$  в свою очередь на  $p\pi^-$ . То есть странность менялась при каждом распаде на 1. Поэтому их еще называют каскадными гиперонами. Из соотношения Гелл-Мана — Нишиджимы  $Q = I_z + Y/2$  и  $Y = B + s = 1 - 2 = -1$  следовало, что проекции изоспинов этих частиц  $I_z = \pm 1/2$ . Они составили изотопический дублет. Характеристики  $\Xi$  гиперонов приведены в таблице 1.2. Основными каналами распадов  $\Xi^0$  и  $\Xi^-$  гиперонов является  $\Lambda\pi^0$  и  $\Lambda\pi^-$  с относительными вероятностями равными  $(99.525 \pm 0.012)\%$  и  $(99.887 \pm 0.035)\%$  соответственно.

Таблица 1.2

Основные характеристики  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  и  $\Xi$  гиперонов.

Частица	Кварковый состав	Масса, МэВ	Время жизни, сек	Спин-четность $J^P$ и изоспин $I$
$\Lambda$	$uds$	1115.68	$2.631 \cdot 10^{-10}$	$1/2(0)$
$\Sigma^0$	$uds$	1192.64	$7.4 \cdot 10^{-20}$	$1/2^+(1)$
$\Sigma^+$	$uus$	1189.37	$0.8 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1)$
$\Sigma^-$	$dds$	1197.45	$1.5 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1)$
$\Xi^0$	$uss$	1314.86	$2.9 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1/2)$
$\Xi^-$	$dss$	1321.71	$1.6 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1/2)$

## 1.6 Обзор экспериментальных данных

В этом параграфе дан краткий обзор существующих данных о выходах тяжелых гиперонов и антигиперонов.

Выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов изучались в релятивистских столкновениях тяжелых ионов. В работе [70] систематизированы данные по рождению странных частиц в  $Pb + Pb$  - столкновениях, полученные в экспериментах на SPS в CERN. Измеренные выходы  $K$  - мезонов и  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$  и  $\Omega$  - гиперонов. Отношения выходов гиперонов в 53% наиболее центральных  $Pb + Pb$  - столкновений при энергии 40А и 160А ГэВ приведены в таблице 1.3 в эксперименте NA57(SPS).

Таблица 1.3

*Отношения выходов гиперонов в 53% наиболее центральных  $Pb + Pb$  - столкновений при энергии 40А и 160А ГэВ [70].*

Отношение	40А ГэВ	160А ГэВ
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	$0.026 \pm 0.001$	$0.149 \pm 0.006$
$\bar{\Xi}^+/\Xi^-$	$0.069 \pm 0.013$	$0.245 \pm 0.009$
$\bar{\Omega}^+/\Omega^-$	$0.18 \pm 0.10$	$0.458 \pm 0.073$
$\Omega^-/\Xi^-$	$0.061 \pm 0.022$	$0.138 \pm 0.013$
$\bar{\Omega}^+/\bar{\Xi}^+$	$0.159 \pm 0.074$	$0.258 \pm 0.035$
$\Xi^-/\Lambda$	$0.088 \pm 0.006$	$0.109 \pm 0.003$
$\bar{\Xi}^+/\bar{\Lambda}$	$0.234 \pm 0.043$	$0.179 \pm 0.008$

На рисунке 1.7 показаны выходы полученных в  $e^+e^-$  - экспериментах [71, 72]. Где среднее образование для каждого гиперона показана напротив их массы. Представленные величины нормализованы на полный спин частицы ( $2J+1$ ) и включая частицу и античастицу. Как видно выход тяжелых гиперонов падает при увеличении их масс. Процесс фрагментации в  $e^+e^-$  и ГНР экспериментах схожи, потому подобное уменьшение выходов гиперонов с массой можно ожидать и в ГНР.

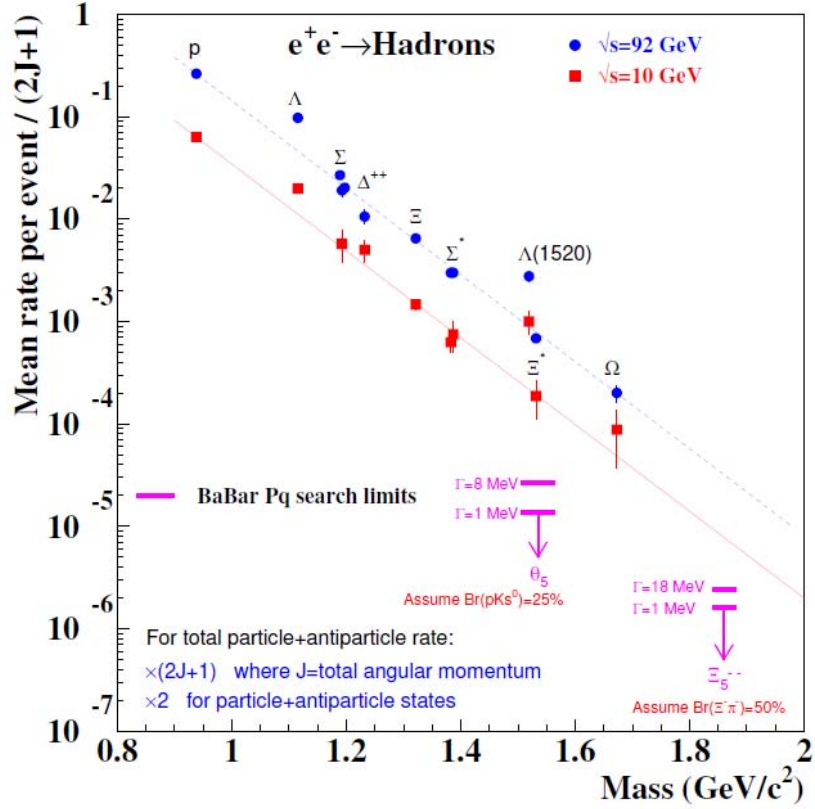


Рисунок 1.7. Выход барионов в  $e^+e^-$  экспериментах в пике  $Z^0$  (синие круги) и при  $\sqrt{s} = 10$  ГэВ (красные квадраты) как функция массы барионов.

Тяжелые гипероны интенсивно изучались в экспериментах с использованием пузырьковых камер, но во всех этих экспериментах набранная статистика заряженных гиперонов была незначительной [6–8]. Большой прорыв был сделан в эксперименте NOMAD [10], который измерил выходы тяжелых гиперонов, но не антигиперонов в ГНР нейтрино. Средняя энергия нейтрино в канале заряженного тока составляла 45.3 ГэВ. В таблицах 1.4 и 1.5 представлены полученные относительные выходы  $K^*$  к  $K_s^0$  и тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  для полного диапазона  $x_F$  и для  $x_F > 0$  и  $x_F < 0$  в эксперименте NOMAD (в %).

Таблица 1.4  
Относительные выходы  $K^*$  к  $K_s^0$  и тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  для полного диапазона  $x_F$  в эксперименте NOMAD (в %).

$K^{*+}/K_s^0$	$K^{*-}/K_s^0$	$\Sigma^{*+}/\Lambda$	$\Sigma^{*-}/\Lambda$	$\Sigma^0/\Lambda$	$\Xi^-/\Lambda$
$15.5 \pm 0.9$	$8.7 \pm 0.7$	$5.8 \pm 1.1$	$2.6 \pm 0.8$	$7.3 \pm 2.4$	$1.9 \pm 1.7$

Таблица 1.5

Относительные выходы  $K^*$  к  $K_s^0$  и тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  для  $x_F > 0$  и  $x_F < 0$  в эксперименте NOMAD (в %).

	$K^{*+}/K_s^0$	$K^{*-}/K_s^0$	$\Sigma^{*+}/\Lambda$	$\Sigma^{*-}/\Lambda$	$\Sigma^0/\Lambda$	$\Xi^-/\Lambda$
$x_F > 0$	$14.6 \pm 0.9$	$7.3 \pm 0.7$	$2.5 \pm 1.9$	$3.7 \pm 1.5$	$0.7 \pm 0.3$	$0.7 \pm 0.7$
$x_F < 0$	$9.7 \pm 1.7$	$8.9 \pm 1.3$	$6.4 \pm 1.1$	$2.2 \pm 0.9$	$0.3 \pm 0.2$	$0.4 \pm 0.4$

Как нам известно относительные выходы гиперонов и антигиперонов в ГНР заряженных лептонов не были до сих пор измерены. Работа выполненная в данной диссертации восполняет данный пробел.



## ГЛАВА 2 ЭКСПЕРИМЕНТ COMPASS

Существует трещина во всем,  
через что к нам попадает свет.

Л. Коэн

### 2.1 Введение

COMPASS [73], эксперимент на фиксированной мишени, расположен на канале M2 ускорителя SPS европейской организации CERN. Схематический вид спектрометра COMPASS в конфигурации 2004 года представлен на рис.2.1. Мюоны с энергией 160 ГэВ рассеивались на дейтронной мишени. Мишень состояла из двух ячеек, наполненных веществом  ${}^6\text{LiD}$  и находилась внутри сверхпроводящего магнита.

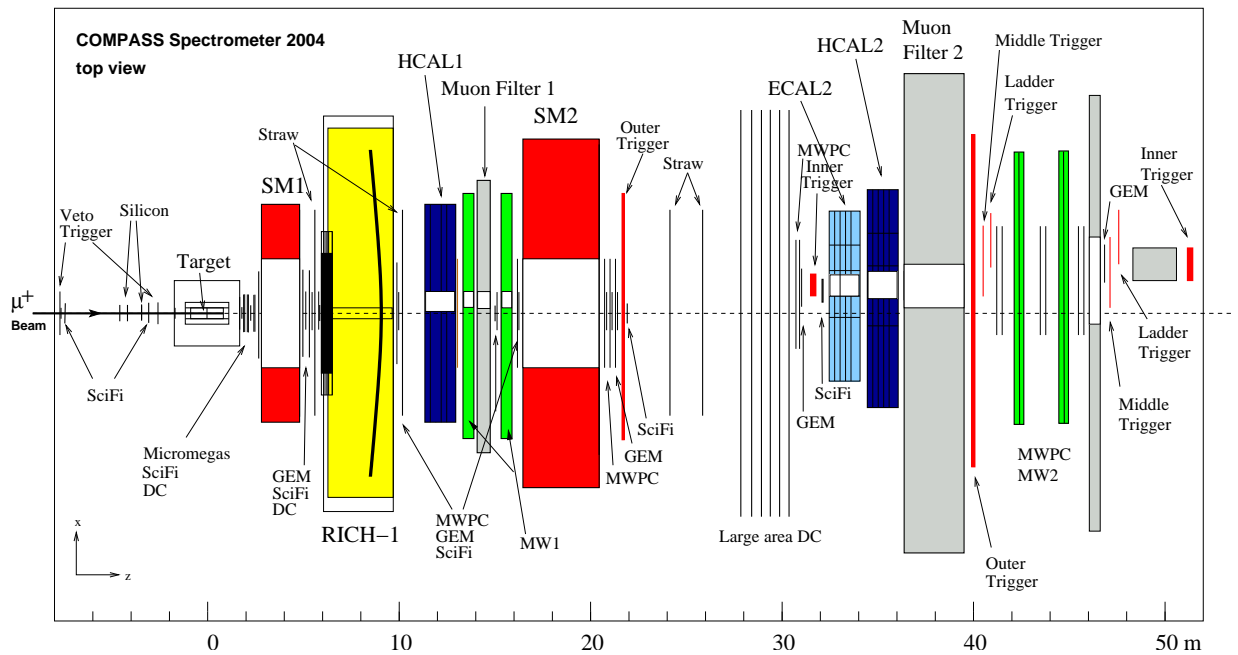


Рисунок 2.1. Схематический вид спектрометра COMPASS в конфигурации 2004 года.

Установка COMPASS включает в себя два дипольных магнита SM (Spectrometer Magnet). Магниты SM1 и SM2, расположенные на расстоянии 14 м друг от друга и имеют интегралы магнитных полей 1 Тм и 4.4 Тм, соответственно. Использование двух дипольных магнитов необходимо для детектирования частицы в широком импульсном и угловом диапазонах. Обладая

низкой отклоняющей способностью и большой угловой апертурой, SM1 служит для восстановления импульса мягких адронных треков, исходящих из мишени. Основное предназначение SM2 заключается в определении импульса рассеяного мюона ( $\mu'$ ). Таким образом условно спектрометр COMPASS можно разделить на две части. Первая часть спектрометра LAS (Large Angle Spectrometer), которая включает магнит SM1 и окружающие его детекторы. Вторая часть SAS (Small Angle Spectrometer) включает магнит SM2, ближние к нему детекторы и мюонную часть установки.

В зависимости от интенсивности пучка используются различные типы координатных детекторов. Для восстановления треков в области пучка, по обе стороны от мишени, используются детекторы, собранные на основе сцинтилляционных волокон SciFi (Scintillating Fibre) [74]. Дополнительно к ним, в области до мишени, установлены микростриповые кремниевые детекторы. Оба типа детекторов обладают устойчивостью к интенсивному потоку частиц и имеют высокое пространственное разрешение. Микроструктурные газовые камеры [75] использовались при удалении от оси пучка, когда интенсивность потока частиц уменьшается. Этот тип координатных детекторов представлен тремя станциями Micromegas (Micromesh Gaseous Structure) [76], установленных между мишенью и SM1, и десятью станциями GEM (Gas Electron Multiplier) [77], расположенными вдоль пучка от SM1. Регистрация частиц в области больших углов рассеяния осуществляется многопроволочными пропорциональными и дрейфовыми камерами. Основная нагрузка по восстановлению траекторий мягких адронов, отклоненных SM1 на большие углы, лежит на “straw”-камерах [78]. Одна из станций “straw” расположена непосредственно за SM1, где она работает вместе с многослойными дрейфовыми камерами, которые имеют меньшие размеры. Пропорциональные камеры являются основным трековым детектором во второй части спектрометра. Они играют важную роль в восстановлении траекторий рассеянных мюонов в районе триггерных годоскопов, за адронным поглотителем.

При работе с пучком высокой интенсивности все детекторы, кроме пучковых, имеют либо мертвую зону, либо отверстие в месте их пересечения с мюонами, прошедшими сквозь мишень без взаимодействия. Установка детекторов осуществлена по принципу: детекторы с малой апертурой, как правило более быстрые и прецизионные, закрывают неактивную зону широко-апертурных детекторов. Так, станции GEM закреплялись на один остов с пропорциональными камерами, тем самым закрывая деактивированную зону последних. В

свою очередь SciFi регистрируют частицы в центральной мертвой зоне GEM.

LAS и SAS включают в себя адронные калориметры HCAL (Hadron Calorimeter), которые используются в триггере, а также служат в качестве поглотителя адронов для мюонных детекторов MW (Muon Wall), расположенных за ними. Первый мюонный детектор MW1 состоит из двух станций дрейфовых детекторов [79] (так называемых “Tagossi”-камер) с расположенным между ними слоем железа. Детектор служит для регистрации мюонных треков, не попадающих в аперттуру SM2. Второй мюонный детектор MW2 собран из дрейфовых трубок и регистрирует мюоны, проходящие через SM2.

Триггерная система включает в себя группы годоскопов, которые регистрируют рассеянный мюон. Чтобы исключить срабатывание триггера от адронов, по крайней мере один из годоскопов группы помещен за адронным поглотителем. Таким образом, сигнал на запуск системы считывания подается триггером при наличии в событии мюона в определенном угловом или энергетическом интервале. Для подавления числа триггерных срабатываний, вызванных мюонами гало (пучковые мюоны, проходящие мимо мишени), перед мишенью были установлены вето-годоскопы, работающие на анти-совпадение с основным триггером.

В LAS установлен детектор черенковского излучения RICH (Ring Imaging Cherenkov detector) [80], который производит идентификацию адронов в диапазоне импульсов 3–50 ГэВ/с. Детектор RICH имеет ту же угловую аперттуру, что и магнит SM1. Размеры корпуса в поперечном пучку направлении составляют  $6.6 \times 5.3 \text{ м}^2$ , длина – 3.3 м. Объем резервуара  $\sim 80 \text{ м}^3$ .

## 2.2 Мюонный пучок

Для получения мюонов используется протонный пучок ускорителя SPS/CERN [81]. Протоны с энергией 400 ГэВ взаимодействуют с бериллиевой мишенью длиной 50 см. Образованные в результате таких взаимодействий частицы проходят через отклоняющий магнит, отбирающий пионы с энергией 177 ГэВ. Вторичный пучок также содержит каоны, доля которых составляет несколько процентов. В канале распада длиной 600 м, примерно 5% адронов распадается на мюон и нейтрино. Оставшиеся адроны поглощаются бериллиевым абсорбером длиной 9.9 м. Мюоны, пройдя сквозь абсорбер, дважды поворачиваются магнитами, производящими селекцию по импульсу в районе 160 ГэВ, и попадают в экспериментальный зал COMPASS. На протяжении

всего пути пучок пересекает несколько раз магнитные коллиматоры, устраняющие гало-компоненты пучка, а также проходит систему квадрупольных линз, в конечном итоге фокусирующих его на мишень COMPASS с точностью (rms) 7 мм. Схематическое представление мюонного канала M2 (SPS/CERN) дано на рис. 2.2, а в таблице 2.1 указаны энергия и интенсивность на разных стадиях формирования пучка.

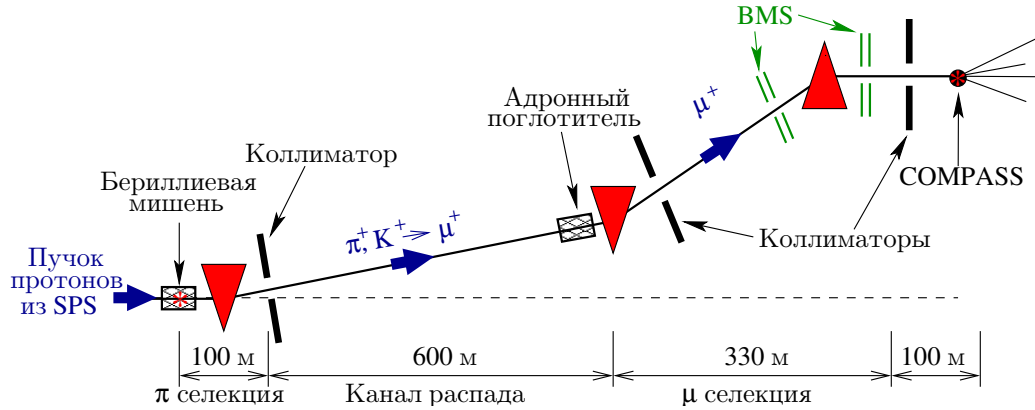


Рисунок 2.2. Схематическое представление мюонного канала M2 (SPS/CERN).

Энергия и интенсивность частиц в процессе формирования мюонного пучка. Таблица 2.1

	Протоны из SPS	Канал распада ( $\pi$ и $K$ )	Пучок мюонов (зал)
Энергия [ГэВ]	400	177	160
Интен-ть [част./цикл]	$1.1 \cdot 10^{13}$	$3.5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^8$

Длительность сброса пучка и цикл ускорителя SPS составляют 4.8 сек и 16.8 сек соответственно. Угловая расходимость мюонных треков равна 1 мрад и разброс в импульсном диапазоне  $\sigma_p/p \approx 5\%$ . Пучок имеет гало – низкоэнергетическую компоненту, проходящую от оси пучка на расстояниях порядка метра.

Импульс мюона измерялся BMS (Beam Momentum Station). BMS состоит из пяти плоскостей сцинтилляционных счетчиков, разделенных последним из отклоняющих диполей (рис. 2.2). Расстояние от магнита до счетчиков составляет примерно 20 м, что позволяет определять импульс трека с точностью  $\Delta p/p = 0.003$ . Обладая высоким временным разрешением ( $\sim 370$  псек для

каждой из плоскостей), VMS может различать отдельные частицы внутри одного сброса пучка. Привязка к мюонному треку, восстановленному спектрометром, проводилась именно по времени трека.

## 2.3 Установка COMPASS

Ниже будут приведены основные характеристики различных частей установки COMPASS.

**2.3.1 Поляризованная мишень** Поляризованная мишень [82] является одним из основных компонент эксперимента. Мишень представляет из себя два цилиндра с осями, совмещенными с осью установки, которые находятся на расстоянии 10 см друг от друга. Длина каждого цилиндра 60 см и диаметром 3 см. В качестве рабочего материала мишени использовался  ${}^6\text{LiD}$ . Две половинки мишени поляризуются в противоположные стороны методом ДПЯ (динамическая поляризация ядер) [83]. Суть метода ДПЯ заключается в передаче электронных спинов парамагнитной примеси ядрам вещества в результате спин-орбитального взаимодействия. Обзор техники поляризованных мишеней представлен в [84]. Схематический вид сбоку на поляризованную мишень показан на рис. 2.3. Основные компоненты системы: криогенное оборудование, сверхпроводящий магнит, два многомодовых СВЧ-резонатора и приспособление для измерения поляризации.

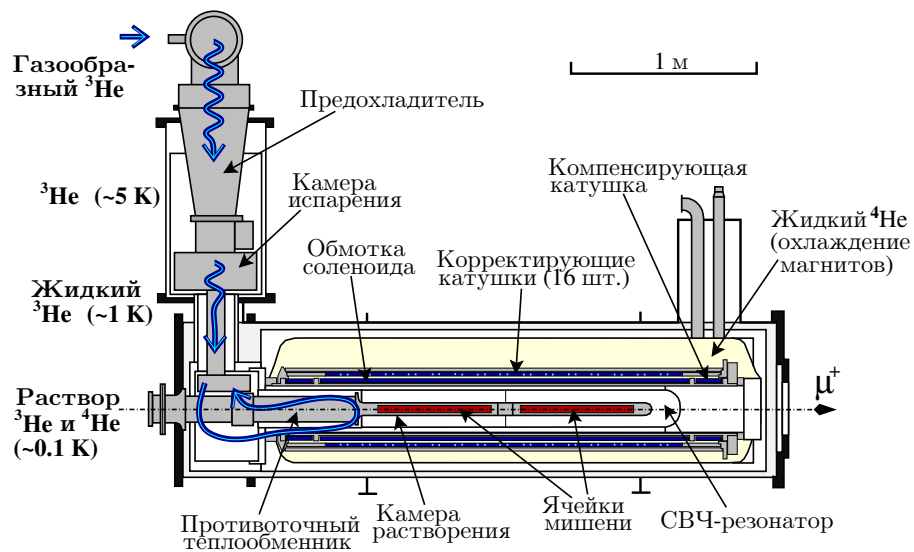


Рисунок 2.3. Схематический вид сбоку на поляризованную мишень COMPASS. Стрелками показан маршрут циркуляции  ${}^3\text{He}$  внутри установки.

Сверхпроводящий соленоид с магнитным полем 2.5 Т и однородностью поля на уровне порядка  $10^{-4}$ . Для поддержания однородности поля по всей длине соленоид дополнительно имеет две компенсирующие катушки по краям и 16 корректирующих катушек расположенных вдоль оси соленоида. В процессе переворота спина мишени, а также в физических измерениях на мишени, поляризованной перпендикулярно пучку, появляется необходимость в поле направленном вертикально. Поле 0.5 Т создается диполем, состоящим из пары катушек седловидной формы установленных сверху и снизу по отношению к соленоиду. Магнит находится в гелиевой ванне и отделен от внешней среды многослойной изоляцией.

Выбор рабочего материала мишени обусловлен высокой поляризационной способностью ядра молекулы  ${}^6\text{LiD}$ . Ядро  ${}^6\text{Li}$  может быть представлено как не имеющая спина  $\alpha$ -частица, плюс дейтрон. Таким образом получаем долю ядер, способных к поляризации, в  ${}^6\text{LiD}$ -молекуле 50% [85]. Материал содержится в виде гранул, плотно упакованных в цилиндрическую форму. Измерение поляризации ядер мишени основано на применении метода ядерного магнитного резонанса. Средняя величина поляризации мишени в эксперименте COMPASS во время набора данных 2003 и 2004 гг. составляла 50%. Для получения поляризации ядер использовался метод динамического охлаждения [82].

**2.3.2 Магниты SM1 и SM2** Спектрометр COMPASS имеет два дипольных магнита SM1 и SM2. Основные размеры магнитов представлены на рис. 2.4. Отклонение частиц происходит в горизонтальной плоскости. Оба магнита отклоняют частицу в одну сторону. Вертикальная компонента поля направлена сверху вниз. Основной целью эксперимента COMPASS является изучение реакций ассоциативного рождения адронов, то есть помимо рассеянного мюона необходимо также реконструировать мягкие адронные треки. Поэтому для эксперимента был собран в 1999 году широкоапертурный магнит, SM1, с размером зазора  $2.29 \times 1.52 \text{ м}^2$ . SM1 расположен на расстоянии порядка 3-х метров от выходного окна мишени и имеет интеграл поля 1 Тм для частиц проходящих вдоль оси магнита.

Второй магнит, SM2, расположен на расстоянии 14 м от SM1 по направлению пучка. Интеграл поля равен 4.4 Тм и величина поля в центре магнита порядка 1.6 Т. Центральный зазор составляет  $2 \times 1 \text{ м}^2$ .

Основные параметры магнитов SM1 и SM2 представлены в таблице 2.2.

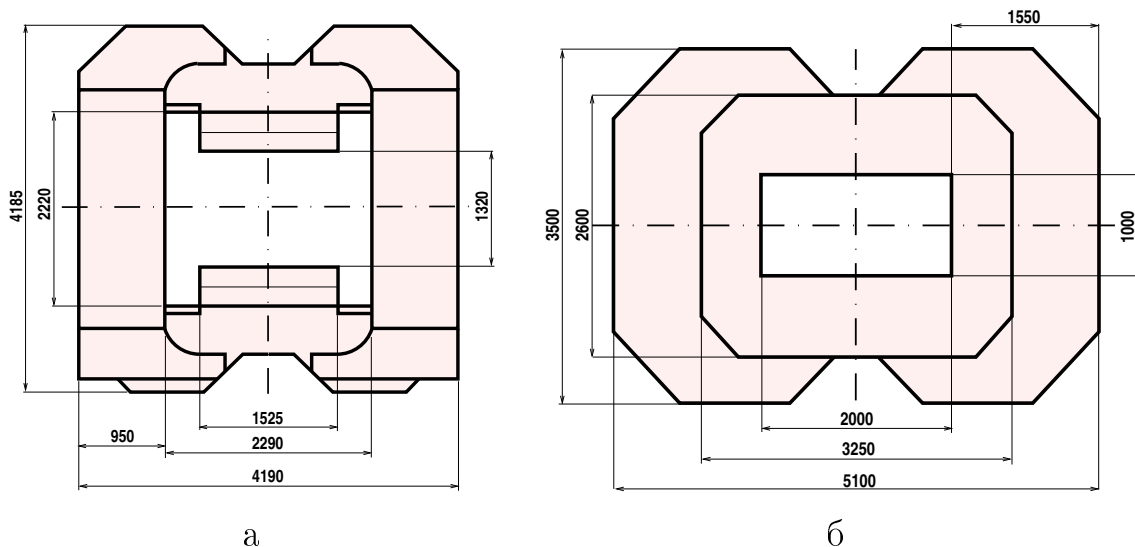


Рисунок 2.4. Вид спереди на магниты SM1 (а) и SM2 (б). Размеры указаны в мм.

Основные параметры дипольных магнитов SM1 и SM2.

Таблица 2.2

	Позиция вдоль пучка (м)	Размер зазора (м <sup>2</sup> )	Угловая апертура $\Delta\theta_y$ (мрад)	Ток в обмотках (А)	Поле в центре (Т)	Интеграл поля (Тм)
SM1	3.63	2.29×1.52	±191	2500	0.5	1
SM2	17.97	2×1	±26	4000	1.6	4.4

**2.3.3 Координатные детекторы** В экспериментах на выведенных пучках ускорителей интенсивность потока частиц резко возрастает при приближении к оси пучка. Как следствие, в зависимости от положения и размера активной области, требуется использование координатных детекторов разных типов. Координатные (трековые) детекторы используются для определения траекторий заряженных частиц. На рис. 2.5 схематически представлены используемые в эксперименте координатные детекторы. В таблице 2.3 дана номенклатура координатных детекторов, принятая в эксперименте COMPASS и для каждого типа детекторов приводятся основные характеристики: геометрия, расположение, пространственное и временное разрешения.

В зависимости от размеров и положения в спектрометре координатные детекторы можно условно разделить на три группы:

В первую группу входят детекторы небольших размеров. Они должны иметь отличное пространственное или временное разрешения. В области пуч-

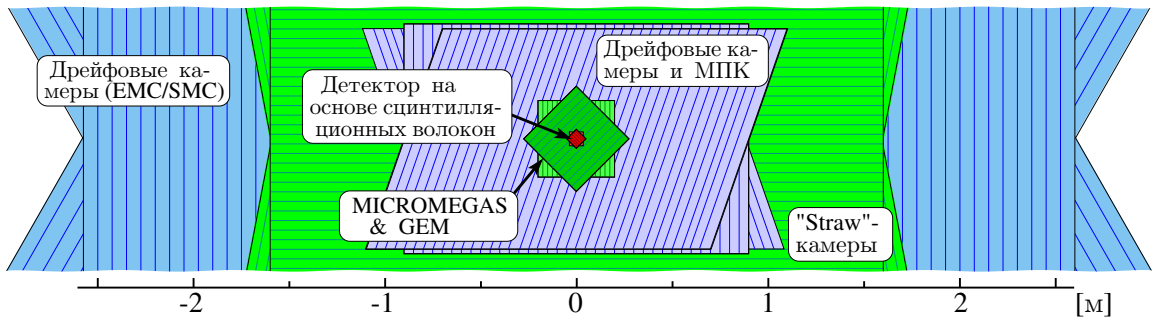


Рисунок 2.5. Схематическое представление координатных детекторов используемых в эксперименте. Шкала внизу показывает примерный масштаб размеров детекторов.

ка и в непосредственной близости расположены восемь станций детекторов, собранных на основе сцинтилляционных волокон SciFi. Перед мишенью находятся три станции кремниевых микростриповых детекторов Silicon (Silicon Micro-Strip Detector) [86]. Поперечные размеры детекторов первой группы варьируются от 4 до 12 см в зависимости от расстояния до мишени.

Вторая группа объединяет детекторы средних размеров. Чувствительная область этих детекторов расположена на расстоянии от оси пучка больше чем 2.5 см. Детекторы характеризуются высоким пространственным разрешением. В спектрометр COMPASS включены три станции Micromegas и 11 станций GEM. Каждая станция Micromegas состоит из четырех камер. Все камеры имели одинаковую структуру, а разные проекции получались при помощи поворота камер вокруг оси спектрометра. Станции располагались в области высокой концентрации адронных треков, непосредственно после мишени. Площадь активной зоны камеры составляла  $40 \times 40 \text{ см}^2$ . Все три станции расположены между мишенью и магнитом SM1.

Станция GEM состоит из двух камер повернутых друг относительно друга на  $45^\circ$ . Таким образом, так же как и в случае Micromegas, одна станция измеряет четыре проекции  $x$ ,  $y$  и  $\pm 45^\circ$ . Станции располагались вдоль пучка, начиная от области за магнитом SM1. Основное назначение GEM заключалось в восстановлении высокоэнергетических треков выходящих из мишени под малыми углами. Площадь рабочей зоны камеры составляла  $31 \times 31 \text{ см}^2$ . Оба типа детекторов, Micromegas и GEM, имеют центральные мертвые зоны диаметром 5 см.

Третья группа детекторов предназначена для регистрации частиц, вылетающих под большими углами к направлению движения частиц пучка. Детекторы характеризуются высоким пространственным разрешением. Их боль-



шие поперечные размеры, определяют акцептанс экспериментальной установки. В SAS частицы, вылетающие под большими углами, детектируются тремя дрейфовыми камерами DC (Drift Chambers). Одна из них расположена до магнита SM1 и две сразу же после него. Все камеры DC имеют активную поверхность  $1.8 \times 1.3 \text{ м}^2$  с центральной мертвой зоной диаметром 30 см. За ними следуют три дрейфовые камеры Straw, две до и одна после детектора RICH. Камера Straw представляет собой сборку из тонкостенных пленочных трубок, которые склеиваются вместе в координатные плоскости и крепятся в алюминиевом каркасе. Как следствие Straw обладает малой радиационной длиной, что имеет первостепенное значение для трекинга мягких адронов. Каждая станция Straw состоит из двух плоскостей размером  $323 \times 280 \text{ см}^2$  и одной плоскости размером  $325 \times 243 \text{ см}^2$ . Все Straw в центральной области имеют отверстие размером  $20 \times 20 \text{ см}^2$ . Камеры Straw изготавливались в ОИЯИ, ЛФЧ [78]. От RICH и до конца установки частицы детектируются 14 станциями многопроволочных пропорциональных камер MWPC (Multiwire Proportional Chambers) с активной поверхностью  $1.8 \times (0.9 - 1.2) \text{ м}^2$ . Диаметр нечувствительных центральных зон в этих детекторах изменяется в зависимости от расположения MWPC вдоль пучка и составляет от 16 до 22 см. За магнитом SM2 расположены две дополнительные станции Straw и шесть больших по площади DC с активными поверхностями  $5.0 \times 2.5 \text{ м}^2$  и диаметрами центральных мертвых зон 50 или 100 см.

Таблица 2.3

Детекторы, использующиеся в эксперименте COMPASS. Здесь  $XY$  означает, что обе проекции измеряются каждым детектором, в то время как  $X/Y$  означает, что только одна из двух координат  $X$  или  $Y$  может быть измерена одним детектором.

Станция	кол-во дет.	Плоскости дет.	# каналов в дет.	Активная область $X \times Y$ (см <sup>2</sup> )	Разрешение
Детекторы пучка					
BM01-04	4	$Y$	64	$6 - 12 \times 9 - 23$	$\sigma_s = 1.3 - 2.5$ мм, $\sigma_t = 0.3$ нс
BM05	2	$Y$	64	$12 \times 16$	$\sigma_s = 0.7$ мм, $\sigma_t = 0.5$ нс
BM06	2	$Y$	128	$12 \times 16$	$\sigma_s = 0.4$ мм, $\sigma_t = 0.5$ нс
SciFi 1,2	2	$XY$	192	$3.9 \times 3.9$	$\sigma_s = 130$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
Silicon	2	$XYUV$	2304	$5 \times 7$	$\sigma_s = 8 - 11$ мкм, $\sigma_t = 2.5$ нс
Спектрометр больших углов					
SciFi 3,4	2	$XYU$	384	$5.3 \times 5.3$	$\sigma_s = 130$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
Micromegas	12	$X/Y/U/V$	1024	$40 \times 40$	$\sigma_s = 90$ мкм, $\sigma_t = 9$ нс
DC	3	$XYUV$	1408	$180 \times 127$	$\sigma_s = 190$ мкм
Straw	9	$X/Y/U/V$	892	$323 \times 280$	$\sigma_s = 190$ мкм
GEM 1-4	8	$XY/UV$	1536	$31 \times 31$	$\sigma_s = 70$ мкм, $\sigma_t = 12$ нс
SciFi 5	1	$XY$	320	$8.4 \times 8.4$	$\sigma_s = 170$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
RICH-1	8	1 (pads)	10368	$60 \times 120$	$\sigma_{ph} = 1.2$ мрад $\sigma_{ring} = 0.55$ мрад (для $\beta = 1$ )
MWPC A*	1	$XUVY$	2768	$178 \times 120$	$\sigma_s = 1.6$ мм
HCAL1	1	1	480	$420 \times 300$	$\Delta E/E = 0.59/\sqrt{E/\text{ГэВ}} \oplus 0.08$
MW1	8	$X/Y$	1184/928	$473 \times 405$	$\sigma_s = 3$ мм
Спектрометр малых углов					
GEM 5-11	14	$XY/UV$	1536	$31 \times 31$	$\sigma_s = 70$ мкм, $\sigma_t = 12$ нс
MWPC A	7	$XUV$	2256	$178 \times 120$	$\sigma_s = 1.6$ мм
SciFi 6	1	$XYU$	462	$10 \times 10$	$\sigma_s = 210$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
SciFi 7	1	$XY$	286	$10 \times 10$	$\sigma_s = 210$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
SciFi 8	1	$XY$	352	$12.3 \times 12.3$	$\sigma_s = 210$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
Straw	6	$X/Y/U/V$	892	$323 \times 280$	$\sigma_s = 190$ мкм
Large area DC	6	$XY/XU/XV$	500	$500 \times 250$	$\sigma_s = 0.5$ мм
ECAL2	1	1	2972	$245 \times 184$	$\Delta E/E = 0.06/\sqrt{E/\text{ГэВ}} \oplus 0.02$
HCAL2	1	1	216	$440 \times 200$	$\Delta E/E = 0.66/\sqrt{E/\text{ГэВ}} \oplus 0.05$
MWPC B	6	$XU/XV$	1504	$178 \times 90$	$\sigma_s = 1.6$ мм
MW2	2	$XYV$	840	$447 \times 202$	$\sigma_s = 0.6 - 0.9$ мм

**2.3.4 Адронные калориметры** Для регистрации адронов в эксперименте используются два адронных железо-сцинтилляционных калориметра HCAL1 (Дубна) и HCAL2 (Протвино) установленных в LAS и SAS спектрометрах, соответственно. При попадании адрона в детектор происходит развитие адронного каскада. Ливневые частицы оставляют часть энергии в сцинтилляторах в виде световой вспышки, регистрируемой фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Амплитуда импульса ФЭУ пропорциональна энергии потерянной частицами ливня и “как следствие” энергии первичной частицы.

Каждый калориметр состоит из модулей сложенных в матрицу, закрепленную на подвижной платформе, позволяющей смещать детектор с оси пучка. Калориметры расположены таким образом, чтобы центральная зона HCAL1, лишенная детектирующих модулей, покрывалась поверхностью более удаленного от мишени HCAL2. Это позволяет иметь достаточно высокое угловое разрешение при сравнительно больших размерах модуля. Геометрические параметры калориметров представлены в табл. 2.4.

Таблица 2.4

*Геометрические параметры адронных калориметров.*

	Позиция вдоль пучка (м)	Размер модуля (м <sup>3</sup> )	Поперечн. размеры		Центр. отверстие	
			Модули	м <sup>2</sup>	Модули	м <sup>2</sup>
HCAL1	3.64	0.15×0.15×1	28×20	4.2×3	8×4	1.2×0.6
HCAL2	17.97	0.2×0.2×1	22×10	4.4×2	4×4	0.4×0.4

Поперечный размер модуля равен  $15 \times 15 \text{ см}^2$  и  $20 \times 20 \text{ см}^2$  для HCAL1 и HCAL2, соответственно. Он имеет слоистую структуру типа "сэндвич". Конструктивно детектор такого типа представляет собой последовательность чередующихся слоев поглотителя (железо) с высоким значением  $Z$  и активных слоев сцинтиллятора, светосбор с которых осуществляется с помощью световодов. Пройдя по световоду  $\gamma$ -квант детектируется фотоумножителем, расположенным в конце каждого модуля и закрытым светонепроницаемым кожухом. Энергетическое разрешение калориметров для HCAL1 и HCAL2 в интервале энергий 10-100 ГэВ было измерено на тестовых пучках и составляет:  $\sigma(E)/E = (59/\sqrt{E} \oplus 7.6)\%$  и  $\sigma(E)/E = (66/\sqrt{E} \oplus 5)\%$ . Пространственное разрешение порядка 2 см.

Основная функциональная нагрузка калориметров в эксперименте заключается в их использовании в триггере (см. параграф 2.3.5). В силу того, что

основная кинематическая область эксперимента COMPASS соответствует малым углам рассеяния мюона, триггер, базирующийся только на геометрических свойствах рассеянного мюона, имел бы сильный фон. Так как фон, в основном, происходит от событий не имеющих адронов в конечном состоянии, требование иметь минимальное выделение энергии в калориметрах сильно увеличивает долю полезных событий.

**2.3.5 Триггерная система** Сигнал на запуск системы считывания подается триггером, включающим в себя набор сцинтилляционных счетчиков (годоскопов) и два адронных калориметра. Для большинства триггеров срабатывание связано с наличием в событии рассеянного мюона в определенном угле или энергетическом интервале. Роль калориметров заключается в подавлении фона от событий не имеющих адронной составляющей в конечном состоянии. На рис. 2.6 представлена схема работы триггерной системы [87].

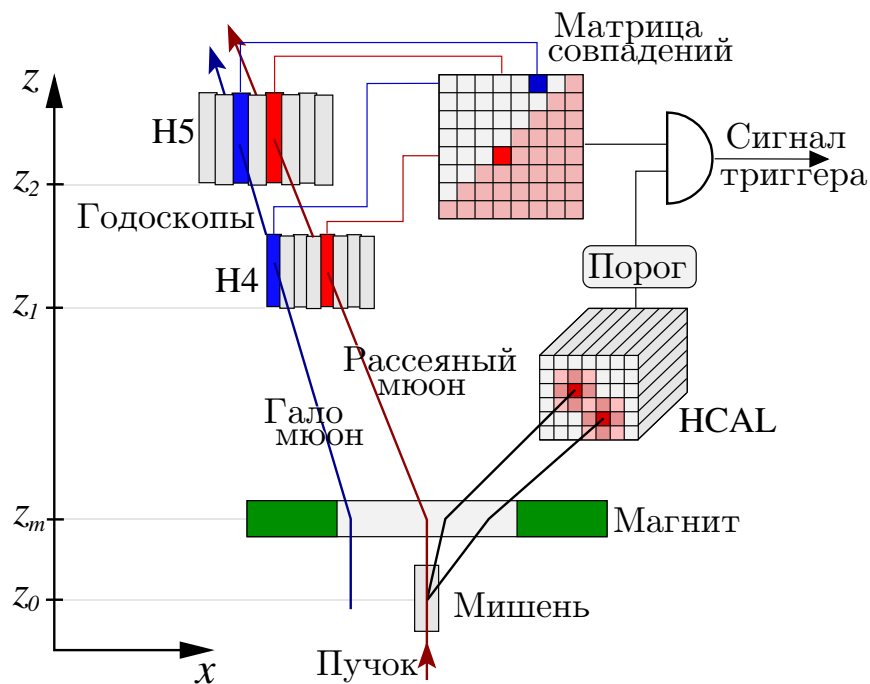


Рисунок 2.6. Принцип работы триггерной системы.

Информация о мюонном пучке была представлена в параграфе 2.2. Основную проблему для триггера составляет гало пучка, которое образуется в результате прохождения частиц через систему отклоняющих и фокусирующих магнитов. Также немалую роль в образовании гало треков играет немо-

нохроматичность пучка (мюоны образуются из распадов вторичных  $\pi$  и  $K$ ). Мюоны проходящие через ячейки мишени имеют средний импульс 160 ГэВ и разброс 8 ГэВ. Как правило низкие энергии соответствуют трекам отстоящим от оси пучка. На долю мюонного гало приходится порядка 30% налетающих частиц.

Условно принято различать два класса событий, имеющих различную триггерную логику: Первая область - область глубоко-неупругого рассеяния ( $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>). Где направление траектории мюонного трека определяется годоскопами установленными в области за SM2. Мюоны рассеиваются на большие углы и максимальный угол ограничен размером магнитного зазора SM2 равного  $2 \times 1$  м<sup>2</sup>. Учитывая, что расстояние от мишени составляет порядка 20 м, находим верхнее ограничение на переданный четырех-импульс:  $20$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

Начиная с 2003 года в эксперименте применяется “Калориметрический триггер”. В данном триггере используется отклик двух адронных калориметров. Срабатывание происходит в случае энерговыделения, превышающего 9 раз среднюю потерю энергии мюона при прохождении калориметра. Триггер позволяет поднять предел на переданный четырех-импульс мюона до  $100$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

Вторая область - обмен квази-реальным фотоном ( $Q^2 < 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>). Где в триггерах соответствующих данной области комбинируются сигналы отклика годоскопов и адронных калориметров. Малые углы рассеяния не позволяют полагаться лишь на измерение направления траектории мюона в силу высокого фона создаваемого мюонами проходящими через мишень без взаимодействия. Поэтому дополнительно к сигналу годоскопов требуется наличие энерговыделения в калориметрах, превышающее 3 раза среднюю потерю энергии мюона при прохождении калориметра.

Направление траектории мюонного трека определяется двумя годоскопами включенными в триггер на совпадение. Чтобы исключить срабатывание триггера от адронных треков, по крайней мере один из них помещен за адронным абсорбером. Каждый годоскоп состоит из сцинтилляционных счетчиков, расположенных параллельно друг другу. Ширина счетчика, и как следствие пространственное разрешение годоскопа, зависит от его положения по отношению к пучку. Имея высокое временное разрешение, система из двух годоскопов позволяет с высокой точностью идентифицировать трек и определять его направление в измеряемой годоскопами проекции.

**Система триггерных годоскопов** Система триггерных годоскопов делится на четыре части: Inner, Ladder, Middle и Outer (рис. 2.7, таблица 2.5). Годоскопы групп Inner и Ladder имеют вертикальную ориентацию счетчиков и предназначены для работы в области малых углов рассеяния. Их угловая апертура составляет  $\pm 5$  мрад. Ближе всего к пучку расположены годоскопы группы Inner. Имея малый размер они позволяют производить детектирование  $\mu'$  в интервале относительных передач энергии  $0.2 < y < 0.5$ . Для повышения чувствительности годоскопы разнесены на расстояние 20 м. Также для уменьшения неопределенностей связанных с многократным рассеянием ближний к мишени годоскоп не имеет адронной защиты. В отличие от Inner оба годоскопа группы Ladder находятся за бетонной стеной. Тот факт, что годоскоп расположен дальше от оси пучка и подвержен меньшему потоку мюонов позволяет использовать счетчики большей ширины. Работая в том же интервале по  $Q^2$  что и Inner, Ladder покрывает область высоких передач энергии  $0.5 < y < 0.85$ .

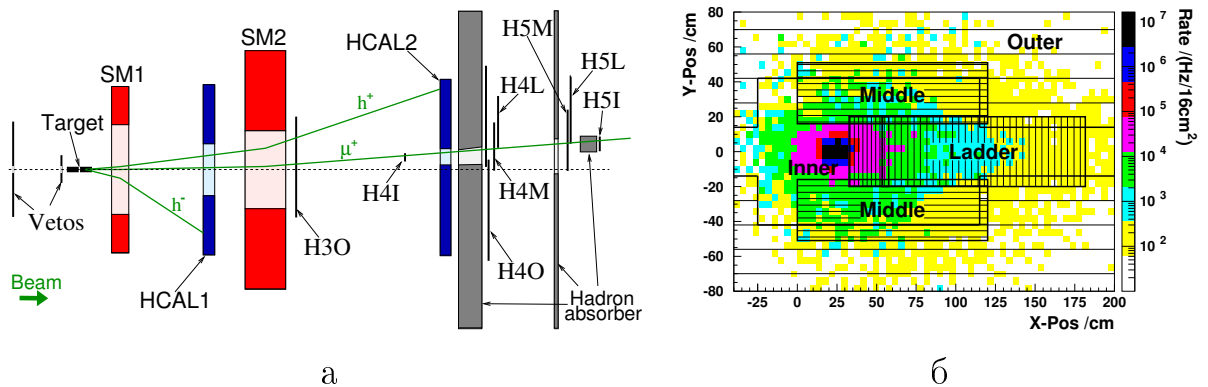


Рисунок 2.7. а) Расположение триггерных годоскопов (вид сверху). На рисунке представлены только элементы установки имеющие отношение к триггерной системе. б) Поперечный размер годоскопов. И интенсивность мюонного потока в  $z=40$  м.

Годоскопы группы Middle предназначены для детектирования мюонов как в ГНР, так и в области обмена квази-реальным фотоном. К годоскопам этой группы помимо вертикально ориентированных счетчиков, добавлены счетчики расположенные горизонтально. Годоскопы делятся на две подгруппы разнесенные на расстояние порядка 40 см симметрично вверх и в низ по отношению к медианной плоскости установки. Это накладывает ограничение на угол рассеяния мюона в вертикальной плоскости:  $4 < \theta_y < 12$  мрад. Система Middle использовалась в эксперименте в двух вариациях: в совпадении с калориметром и независимо. Для случая, когда отклик калориметра игно-

рируется, большую роль играют вертикальные счетчики, которые используются не столько для кинематической селекции по  $y$ , сколько для подавления фона от мягких гало треков. Без их использования частота фоновых событий возрастает примерно в 2 раза.

Самой широко-апертурной в эксперименте является группа годоскопов Outer. Максимальный угол вылета мюона ограничен размером магнитного зазора SM2 и равен 25 мрад, что позволяет регистрацию событий с переданным четырех-импульсом до  $20 \text{ (ГэВ/с)}^2$ . Годоскопы собраны из счетчиков горизонтальной ориентации. Тот факт, что Outer покрывает периферийную часть углового аксептанса позволяет использовать счетчики с шириной порядка 10 см. Для того чтобы сохранить высокое угловое разрешение потребовалось разнести годоскопы на расстояние порядка 20 м. Первый годоскоп установлен непосредственно за SM2 и не имеет адронной защиты.

**Вето-годоскопы** Для дополнительного подавления фона вызванного мюонным гало перед мишенью была установлена система вето-годоскопов, работающих на анти-совпадение с основным триггером. Ее целью является уменьшение вероятности срабатывания триггера на мюонные треки не проходящие через мишень. Годоскопы размещаются на расстоянии -2 м и -8 м до мишени и имеют отверстие в месте пересечения с пучком. Расстояние 6 м между ними необходимо для подавления мюонов входящих в мишень под углом. Вето-система вносит существенный вклад в подавление фона триггеров работающих в области больших углов рассеяния и не включающих в себя адронные калориметры. Так в случае триггеров Middle и Outer групп эффект составляет примерно два порядка величины.

Таблица 2.5

Триггерные детекторы, используемые в COMPASS. Здесь XY в третьем столбце означает, что обе проекции измеряются каждым детектором, в то время как X/Y означает, что только одна из двух координат X или Y может быть измерена одним детектором.

Имя детектора	Кол-во дет.	Измеряемые коор-ты	# каналов дет.	Активная область $X \times Y$ (см <sup>2</sup> )
Триггерные годоскопы				
Inner	1	X	64	$17.3 \times 32$
	1	X	64	$35.3 \times 51$
Ladder	1	X	32	$128.2 \times 40$
	1	X	32	$168.2 \times 47.5$
Middle	1	XY	40/32	$120 \times 102$
	1	XY	40/32	$150 \times 120$
Outer	1	Y	16	$200 \times 100$
	1	Y	32	$480 \times 225$
Вето детекторы				
Veto 1	1		34	$250 \times 320$
Veto 2	1		4	$30 \times 30$
Veto BL	1		4	$50 \times 50$



## 2.4 Реконструкция событий

Для восстановления событий в COMPASS используется объектно-ориентированный программный пакет CORAL (COmpass Reconstruction and AnaLysis Program) [88] с модульной архитектурой. Схематичное представление реконструкции физических событий показано на рис. 2.8.

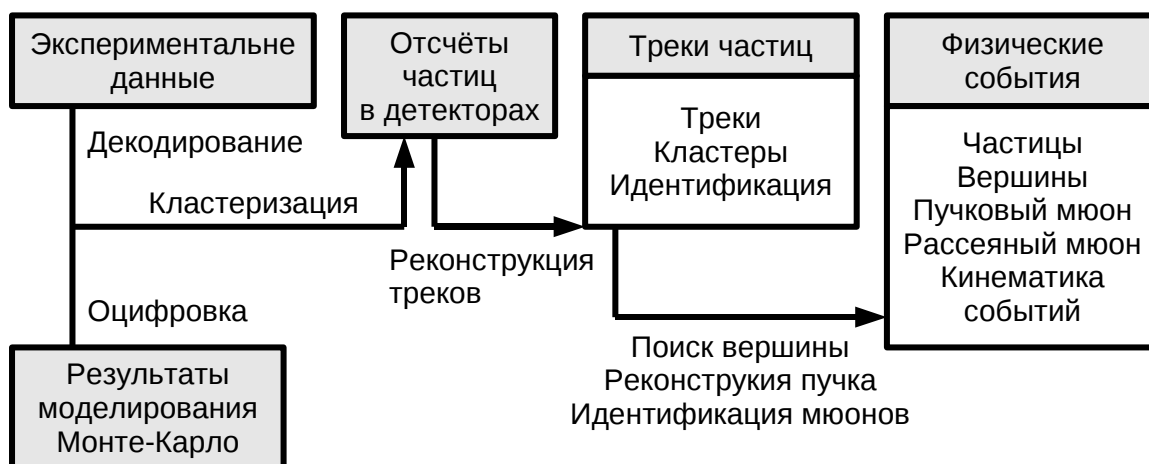


Рисунок 2.8. Схематичное представление реконструкции физических событий.

На вход программы реконструкции подаются экспериментальные данные или результаты моделирования Монте-Карло. Файлы с данными содержат «сырую» информацию с детекторов, оцифрованную при помощи цифровых преобразователей. Две первые фазы процесса необходимы для подготовки к процедуре нахождения треков. В первой фазе, называемой декодирование, из «сырых» данных извлекается информация о сработавших каналах детекторов. Во второй фазе, названной кластеризацией, активизированные одной и той же частицей каналы детекторов группируются вместе. После кластеризации происходит восстановление траекторий заряженных частиц.

В задачу программы реконструкции [99] входит поиск и определение параметров заряженных треков, попавших в апертуру координатных детекторов. Реконструкции подлежат все треки, которые согласно привязке по времени относятся к восстанавливаемому событию. Изначально не закладывается никаких предположений об источниках возникновения треков, ими могут треки из вершины первичного взаимодействия, треки продуктов распада, треки

мюонного гало и т.д. Сужение класса треков происходит на более поздних стадиях анализа.

При реконструкции можно выделить три основные стадии: нахождение прямолинейных частей трека из набора кластеров (сработавшие чувствительные элементы детектора), сшивка сегментов из разных зон в один трек и расчёт параметров трека с учётом многократного рассеяния.

Далее следует восстановление вершины первичного взаимодействия. Задачами алгоритма являются нахождение треков, исходящих из одной точки, определение пространственного положения этой точки и расчёт в ней параметров треков. Дальнейший физический анализ события основывается именно на этих результатах.

## 2.5 Контроль за стабильностью реконструированных данных

Необходимость контроля за стабильностью реконструированных данных продиктовано требованием надёжности получаемых результатов при физическом анализе.

Причины нестабильности детекторов разнообразны, начиная с короткого скачка высокого напряжения или плохих контактов и до периодических ложных срабатываний неисправных устройств. Короткие скачки напряжения влияют на характеристики всех детекторов спектрометра но не оказывают существенного влияния на качество данных. Длительное же срабатывание отдельного неисправного детектора может стать причиной серьёзных проблем, влияющих на качество данных.

Необходимо также учитывать изменения характеристик детекторов во времени (так называемый *aging*) и кратковременные внешние воздействия. Самым распространённым примером внешнего воздействия являются колебания температуры. В летнее время перепад температуры (день-ночь) в экспериментальном зале составляет примерно  $10^{\circ}\text{C}$ , и, как следствие, изменяются характеристики детекторов. Также часто встречающимся внешним источником проблем является нестабильность пучка.

Для устранения неопределённостей, связанных с программами восстановления, все набранные данные из одного периода обрабатываются одной версией программного обеспечения.

Проверка стабильности реконструированных данных выполняется в два этапа. Сначала отбираются “плохие” сбросы и удаляются те из них, в кото-

рых были обнаружены проблемы. Исключение “плохих” сбросов необходимо для уменьшения возможного влияния нестабильной работы детектора на конечный физический результат. Не смотря на то, что источником «плохих» сбросов могут являться проблемы, связанные с работой того или иного детектора, отбор “плохих” сбросов производится на основе макро-переменных. Это отражает тот факт, что многие проблемы отдельных детекторов не видны благодаря избыточности трековой системы. В стандартной процедуре отбора “плохих” сбросов используются следующие макро-переменные: количество реконструированных первичных вершин в событии, треков в первичной вершине, пучковых частиц на реконструированное событие, усредненные по сбросу. На втором этапе выполняется группировка данных и проверяется временная эволюция характеристик детекторов.

## 2.6 Программы анализа данных

Как уже отмечалось, CORAL играет основную роль в анализе данных, так как является связующим звеном для различных программных пакетов. Программа написана на языке C++, и в ней активно используются все преимущества объектно ориентированный подхода. Результатом работы CORAL являются файлы DST (Data Summary Tapes) и mDST (mini Data Summary Tapes), которые включают в себя всю необходимую для физического анализа информацию.

Одновременно с созданием DST производится первая селекция событий. Отобранные события mDST сохраняются в формате ROOT [89]. Условие записи события в файл mDST – наличие по крайней мере одной восстановленной вершины. Данный формат записи пользуется заметно большей популярностью среди тех кто занимается обработкой, так как не требует от пользователя дополнительных знаний о базах данных, необходимых в случае работы с DST. В данной работе именно mDST использовались в качестве начального источника реконструированных событий. Размер файлов mDST составляет примерно 1% от первоначального объема “сырых” данных.

Для работы с mDST используется PHAST (PHysics Analysis Software Tools) [90], написанная под ROOT программа, которая содержит все необходимые программные инструменты для получения физических результатов. Фактически все тоже самое может быть выполнено с помощью CORAL (так происходит в случае с DST). Однако CORAL в данной ситуации менее удобен,

так как требует инсталляции большого количества программных пакетов, не относящихся непосредственно к физическому анализу. Кроме этого CORAL гораздо более требователен к ресурсам вычислительной системы.

# ГЛАВА 3

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ И АНАЛИЗ ТЯЖЕЛЫХ ГИПЕРОНОВ НА УСТАНОВКЕ COMPASS

Странность является необходимым  
ингредиентом для красоты.  
Ш. Бодлер

### 3.1 Введение

Исследование выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов в ГНР важно для понимания роли странных кварков в структуре нуклона и в процессе адронизации. Самый легкий из группы странных барионов -  $\Lambda$  гиперон изучен наиболее подробно. Различают прямое рождение  $\Lambda$  гиперонов в первичной вершине и не прямое от каскадных распадов более тяжелых гиперонов, таких как  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^*$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi$  или  $\Omega$ . Исследование относительных выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов необходимы для интерпретации результатов многих экспериментов, например результатов по измерениям продольной поляризации  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов рожденных в глубоко-неупругом рассеянии мюонов. Продольная передача спина в  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) в ГНР была измерена в экспериментах [1–9].  $\Lambda$  гипероны, рожденные из распадов более тяжелых гиперонов, поляризованы иначе, чем рожденные напрямую. До настоящей работы, существовавшая оценка [1] указывала, что только 40% наблюдаемых  $\Lambda$  гиперонов рождаются напрямую.

Набранная в эксперименте большая статистика 112000  $\Lambda$  и 67000  $\bar{\Lambda}$  барионов, дает уникальные возможности изучения заряженных  $\Sigma(1385)$  и  $\Xi(1321)$  гиперонов, которые распадаются по каналам  $\Lambda\pi$  с вероятностью  $0.87\pm 0.02$  и  $1.00\pm 0.04$  соответственно. Распады нейтральных гиперонов  $\Sigma^0$  ( $\Lambda\gamma$ ,  $\text{Br} = 1$ ) и  $\Xi^0$  ( $\Lambda\pi^0$ ,  $\text{Br} = 1.00\pm 0.01$ ) не изучались, так как конфигурация спектрометра COMPASS 2003-2004 годов еще не содержала электромагнитных калориметров необходимых для регистрации  $\gamma$ -кватов и  $\pi^0$  мезонов. Для восстановления  $\Omega \rightarrow \Lambda K$  ( $\text{Br} = 0.68\pm 0.01$ ) статистика  $\Lambda$  гиперонов в ГНР оказалась не достаточна. Следует отметить, что в полной кинематической области (без ограничений по  $Q^2$  и  $y$ )  $\Omega$  гиперон хорошо виден.

Система координат эксперимента COMPASS была выбрана следующим образом (см. рис. 2.1). Ось  $z$  направлена вдоль пучка, ось  $y$  направлена вверх,

ось  $x$  дополняет систему до правосторонней, а началом координат является центр второй ячейки мишени (см. параграф 2.3.1).

### 3.2 Поиск и восстановление $\Lambda$ и $\bar{\Lambda}$ барионов

Основной анализ экспериментальных данных производился в ГНР. События ГНР были отобраны ограничениями на виртуальность фотона  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и на его относительную энергию  $0.2 < y < 0.9$ . Последнее ограничение исключает область, где затруднительно оценить вклад радиационных эффектов (область больших  $y$ ) и события с плохо восстановленными кинематическими параметрами (область малых  $y$ ). За 2003 и 2004 гг. в эксперименте COMPASS было зарегистрировано  $2.58 \cdot 10^{10}$  событий из них  $3.12 \cdot 10^8$  в ГНР.

Напомним, что вершины классифицируются следующим образом:

первичные - это вершины взаимодействия пучковой частицы с веществом мишени;

вторичные - это все остальные вершины образованные в результате взаимодействия или распада частиц родившихся в первичной вершине. Среди вторичных вершин особый интерес для данного анализа представляют вершины  $V^0$  типа, то есть вершины, в которых произошел распад на два заряженных трека противоположного знака.

В данной работе  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гипероны восстанавливались по их распадам в  $p\pi^-$  и  $\bar{p}\pi^+$  (вторичная вершина  $V^0$ ).

Условия для отбора событий с  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонами были следующими:

1) Первичная вершина должна быть образована как минимум налетающим и рассеянным мюонами, и ее координаты должны располагаться внутри мишени, то есть  $-100 < z < -40$  см или  $-30 < z < 30$  см, и радиус-вектор  $r < 1.4$  см, где  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$  (см. рис. 3.1).

2) Вторичная  $V^0$  вершина должна быть расположена за пределами мишени на расстоянии от 35 до 140 см. Вне этой области точность реконструкции вторичной  $V^0$  вершины недостаточно эффективна. Требовалось, чтобы значения  $\chi^2$  при фитировании двух треков не превышало значения два.

3) Для обеспечения измерения импульса требовалось, чтобы трек прошел через магнит SM1. Что соответствует, чтобы последняя измеренная координата трека находилась на расстоянии более 350 см.

4) Анализ проводился в области фрагментации пучка ( $x_F > 0.05$ ).

В процессе идентификации распадов  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  и  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$  возника-

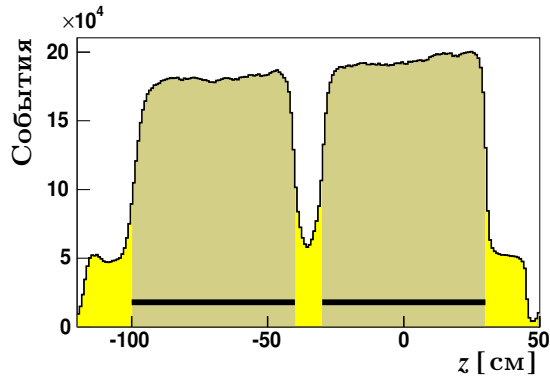


Рисунок 3.1. Распределение в мишени первичных вершин вдоль оси  $z$ , полученное для ГНР событий. Четко видны две ячейки мишени, жирные горизонтальные линии внизу распределения показывают области по координате  $z$  принятых при дальнейшем анализе событий.

ет проблема правильного их отделения от распадов  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , так как все эти частицы распадаются на два заряженных трека. Эффективным методом такой проверки является использование распределение Арментероса-Подольянского [91]. Данное распределение (рис. 3.3) представляет собой зависимость  $p_T(\alpha)$ , где  $p_T$  поперечная компонента импульса,  $\alpha = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-}$  - безразмерная переменная, характеризующая асимметрии продольных составляющих импульсов  $(p_L^+, p_L^-)$  относительно  $V^0$  частиц (см. рис 3.2 ). Можно показать [91], что эти параметры связаны уравнением эллипса. На рисунке 3.3 четко видны три полуэллипса, большой полуэллипс является распределением для  $K_S^0$ , правый полуэллипс -  $\Lambda$  и левый полуэллипс -  $\bar{\Lambda}$ .

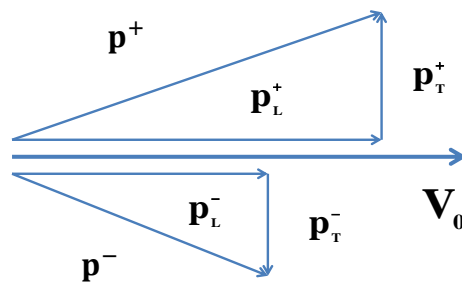


Рисунок 3.2. Кинематика распада  $V^0$  частицы

5) Значение переменной Арментероса-Подольянского  $\alpha$ , при отборе для  $\Lambda$  требовалась положительное и для  $\bar{\Lambda}$  отрицательное.

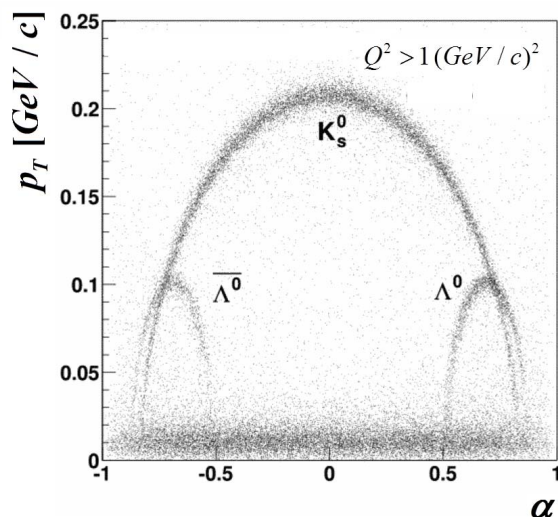


Рисунок 3.3. Распределение Арментероса-Подольянского для системы  $p\pi^-$  с предварительными критериями отбора в эксперименте COMPASS.

6) Импульсы заряженных адронов превышали  $1 \text{ GeV}/c$ , таким образом исключим область низких импульсов, где эффективность реконструкции мала.

7) Чтобы исключить  $e^+e^-$  пары от конверсии  $\gamma$  квантов в материале установки (см. рис. 3.3), требовалось чтобы поперечный импульс  $p_T$  продуктов распада по отношению к направлению импульса  $V^0$  частицы был больше чем  $0.023 \text{ GeV}/c$ .

На рис. 3.4 показаны распределения инвариантных масс  $p\pi^-$  и  $\bar{p}\pi^+$  для экспериментальных данных (вверху) и для моделированных данных методом Монте-Карло (внизу). Фитирование этих распределений проводилось в интервале  $(1.095 - 1.140) \text{ GeV}/c^2$  суммой функции Гаусса и многочлена. В результате фитирования получены массы  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов и их экспериментальное разрешение (см. таблицу 3.1). Отметим, что масса  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионов незначительно отличаются от мировых значений PDG [92]. Экспериментальные разрешения полученные в экспериментальных данных и путем моделирования методом Монте-Карло также незначительно различаются. Частично эти различия могут быть объяснены неправильной оценкой энергетических потерь частицы в мишени.



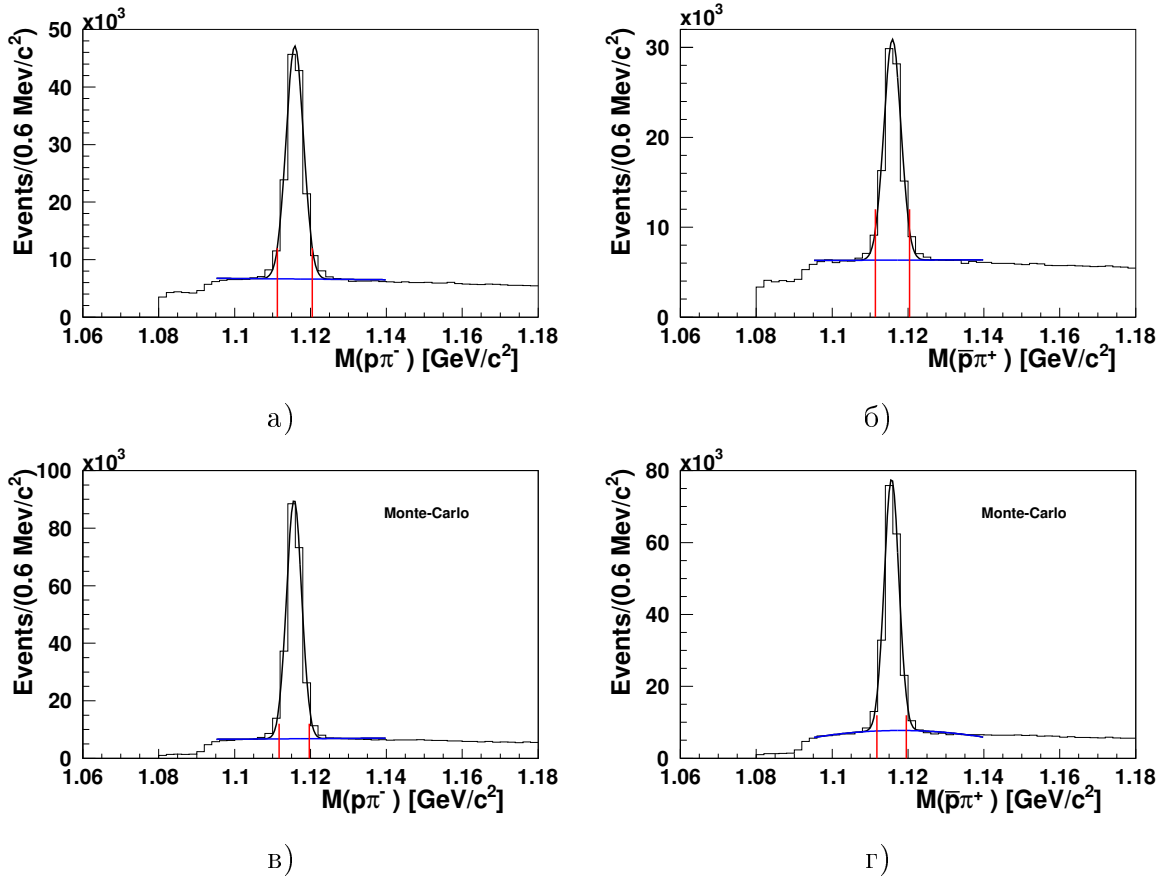


Рисунок 3.4. Распределения инвариантных масс  $p\pi^-$  (а, в) и  $\bar{p}\pi^+$  (б, г) для экспериментальных данных (вверху) и для моделированных данных методом Монте-Карло (внизу). Сплошными линиями показаны результаты фитирования сигнала от  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов и фона.

Таблица 3.1  
Измеренные массы  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионов и их экспериментальное разрешение ( $\sigma$ ). Обозначение: RD - экспериментальные значения, MC - значения полученные методом Монте-Карло и PDG - мировые данные [92].

	m(RD), MeV	m(MC), MeV	m(PDG), MeV	$\sigma$ (RD), MeV	$\sigma$ (MC), MeV
$\Lambda$	$1115.85 \pm 0.01$	$1115.68 \pm 0.01$	$1115.683 \pm 0.006$	$2.22 \pm 0.01$	$1.94 \pm 0.01$
$\bar{\Lambda}$	$1115.84 \pm 0.02$	$1115.66 \pm 0.01$	$1115.683 \pm 0.006$	$2.21 \pm 0.02$	$1.94 \pm 0.01$

Общее количество восстановленных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов составило  $112449 \pm 418$  и  $66685 \pm 350$  для экспериментальных данных, и  $202237 \pm 507$  и  $170049 \pm 474$  для моделированных данных методом Монте-Карло. В таблице 3.2 приведено сравнение числа зарегистрированных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов в экспериментах по измерению продольной передачи спина в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов в ГНР. Как видно из таблицы 3.2, в эксперименте COMPASS число зарегистри-

рованных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов существенно превышает суммарную статистику цитируемых экспериментов.

Таблица 3.2

*Сравнительная статистика зарегистрированных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионов в различных экспериментах.*

	$N(\Lambda)$	$N(\bar{\Lambda})$
E665 [2]	750	650
NOMAD [10]	8087	649
HERMES [1]	7300	1687
STAR [93]	30000	24000
COMPASS [11]	112000	67000

### 3.3 Поиск и восстановление $\Sigma^*$ и $\Xi$ гиперонов

Помимо прямого рождения  $\Lambda$  гиперон может образовываться в результате распада более тяжелых гиперонов. В настоящем анализе будут рассмотрены распады  $\Sigma^*$ ,  $\Xi$  и их античастиц.

Вероятность распада  $\Sigma^*$  и  $\Xi$  на  $\Lambda\pi^\pm$  составляет 87.0% и 99.9% соответственно. Схема распада  $\Sigma^*$  показана на рис. 3.5а.  $\Sigma^*$  гиперон распадается за счет сильного взаимодействия, то есть вершина распада экспериментально не отделима от вершины первичного взаимодействия.  $\Lambda$  гиперон из распада  $\Sigma^*$  гиперона практически “вылетает” из первичной вершины. Эта особенность использовалась как критерий отбора и была названа условием коллинеарности. Согласно условию, угол  $\theta_{col}$  между вектором импульса  $\Lambda$  и вектором, соединяющим первичную и вершину распада  $\Lambda$  бариона, должен быть меньше 0.01 рад. Так как  $\Xi$  гиперон распадается за счет слабого взаимодействия, то первичная вершина и вершина распада  $\Xi$  должны быть хорошо разделены. В этом случае условие коллинеарности применяется для  $\Xi$  гиперона (см. рис. 3.5б). Так как направление импульса для  $\Xi$  восстанавливается с меньшей точностью, чем для  $\Lambda$  гиперона, то ограничение на величину  $\theta_{col}$  будет менее строгим и ее значение равно 0.02 рад.

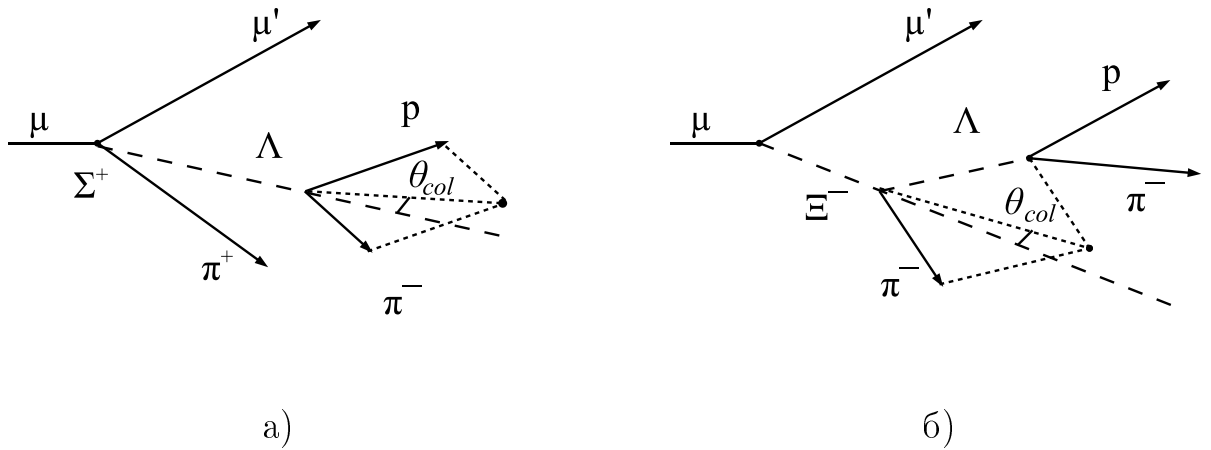


Рисунок 3.5. Схемы распадов  $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda\pi^+$  (сильное взаимодействие) и  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$  (слабое взаимодействие).

**3.3.1  $\Sigma^*$  гипероны** Для восстановления  $\Sigma^*$  гиперонов были использованы  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  гипероны (рис. 3.4) в интервале  $\pm 2\sigma$  от измеренных значений

масс  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  и удовлетворяющие условию коллинеарности. Для каждого из треков, исходящих из первичной вершины, вычислялось значение инвариантной массы с отобранными  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  гиперонами, в предположении, что трек принадлежит пиону. Все возможные комбинации были приняты во внимание. На рис. 3.6 показаны распределения инвариантных масс для а)  $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda\pi^+$ , б)  $\bar{\Sigma}^{*-} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^-$ , в)  $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda\pi^-$  и  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ , д)  $\bar{\Sigma}^{*+} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  и  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$ .

Для  $\Sigma^{*+}$  и  $\bar{\Sigma}^{*-}$  гиперонов (рис. 3.6 а, б) распределения инвариантных масс были отфитированы функцией  $S(x)$  для сигнала, которая представляет собой свертку функций Брейт-Вигнера и Гаусса, и функцией  $B(x)$  для комбинаторного фона:

$$S(x) = \frac{\Gamma}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{N e^{-\frac{1}{2}(\frac{t-x}{\sigma})^2}}{(t-M)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} dt \quad (3.1)$$

$$B(x) = a (x - M_{th})^b e^{-c (x - M_{th})^d}. \quad (3.2)$$

Два других инвариантных массовых распределения,  $\Lambda\pi^-$  и  $\bar{\Lambda}\pi^+$ , включают пик от распада  $\Xi$  (Рис. 3.6 в, г). Эти пики были приняты во внимание, и при фитировании была добавлена вторая функция Гаусса к функции  $S(x)$ . Для каждого гиперона масса  $M$  и ширина  $\Gamma$  были зафиксированы и соответствовали мировым значениям [92]. Величина пороговой массы  $M_{th} = 1254$  МэВ определялась как сумма масс  $\Lambda$  и  $\pi$ . Параметры  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  являлись свободными.

В результате фитирования общее количество восстановленных  $\Sigma^*$  гиперонов составило:  $N(\Sigma^{*+}) = 3631 \pm 333$ ,  $N(\Sigma^{*-}) = 2970 \pm 490$ ,  $N(\bar{\Sigma}^{*-}) = 2173 \pm 222$  и  $N(\bar{\Sigma}^{*+}) = 1889 \pm 265$ . Сигналы от  $\Sigma^{*+}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\Sigma^{*-}$  и  $\bar{\Sigma}^{*+}$  хорошо различимы. Несмотря на то, что  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  гипероны от распадов  $\Xi^-(\bar{\Xi}^+)$  гиперонов происходят за счет слабого взаимодействия, на двух нижних распределениях наблюдается небольшой дополнительный пик от  $\Xi^-$  и  $\bar{\Xi}^+$ . Ширины массовых пиков для  $\Sigma^*$  и  $\bar{\Sigma}^*$  совпадают в пределах статистической неопределенности:  $(9.3 \pm 3.6)$  МэВ/ $c^2$  для  $\Sigma^{*+}$ ,  $(6.1 \pm 2.7)$  МэВ/ $c^2$  для  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $(8.7 \pm 3.5)$  МэВ/ $c^2$  для  $\Sigma^{*-}$  и  $(7.1 \pm 2.1)$  МэВ/ $c^2$  для  $\bar{\Sigma}^{*+}$ .

На рис. 3.7 показаны распределения инвариантных масс для  $\Sigma^*$  гиперонов путем моделирования методом Монте-Карло. Для фитирования использовались аналогичные функции, что и для экспериментальных данных. В результате фитирования общее количество восстановленных  $\Sigma^*$  гиперонов составило:  $N(\Sigma^{*+}) = 10447 \pm 426$ ,  $N(\Sigma^{*-}) = 8953 \pm 447$ ,  $N(\bar{\Sigma}^{*-}) = 9419 \pm 395$  и  $N(\bar{\Sigma}^{*+}) = 8285 \pm 494$ .

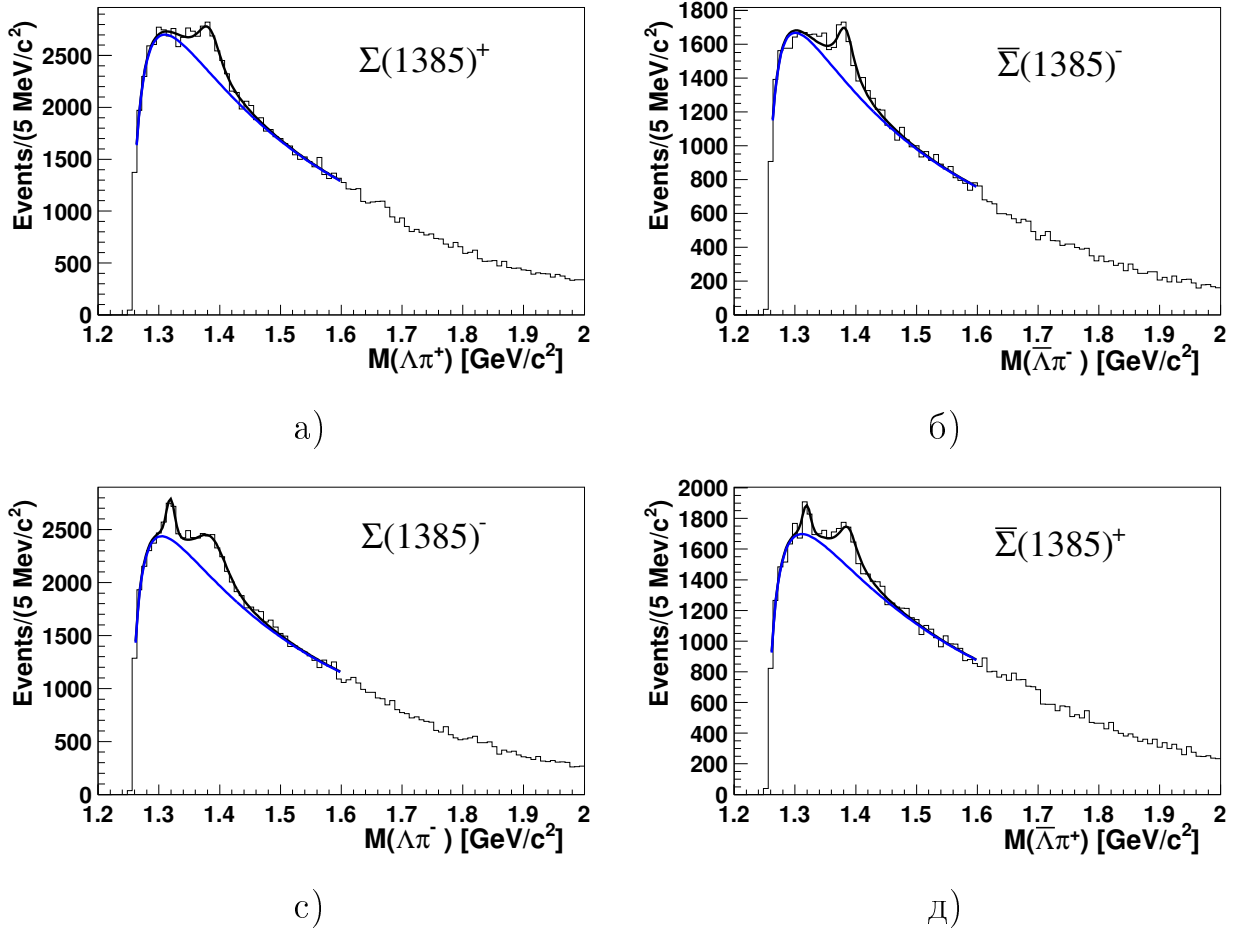


Рисунок 3.6. Распределения инвариантных масс  $\Lambda(\bar{\Lambda})\pi$ : а)  $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda\pi^+$ ; б)  $\bar{\Sigma}^{*-} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^-$ ; в)  $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda\pi^-$  и  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ ; г)  $\bar{\Sigma}^{*+} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  и  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$ . Сплошными линиями показаны результаты фитирования сигнала от  $\Sigma^{*+}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\Sigma^{*-}$  и  $\bar{\Sigma}^{*+}$  гиперонов и фона. Общее количество восстановленных  $\Sigma^*$  гиперонов составило:  $N(\Sigma^{*+}) = 3631 \pm 333$ ,  $N(\Sigma^{*-}) = 2970 \pm 490$ ,  $N(\bar{\Sigma}^{*-}) = 2173 \pm 222$  и  $N(\bar{\Sigma}^{*+}) = 1889 \pm 265$ .

**3.3.2  $\Xi$  гипероны** Восстановление  $\Xi$  гиперонов, распадающихся за счет слабого взаимодействия, для которых первичная вершина и вершина распада четко отделены (рис. 3.5б), осуществлялась в два этапа. На первом этапе были взяты  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  гипероны в интервале  $\pm 2\sigma$  от измеренных значений масс  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  (рис. 3.4). Затем, для каждого из треков, не ассоциированных с первичной вершиной, вычислялось значение инвариантной массы с отобранными  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  гиперонами, в предположении, что трек принадлежит пиону. На следующем этапе использовалась процедура двухмерного CDA (Closest Distance of Approach) в плоскости  $xu$  (см. Приложение А). Двухмерное значение величины CDA вычислялась, как расстояние между направлением импульса  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  и треком не ассоциированным с первичной вершиной, с которым на первом этапе вычислялась инвариантная масса. Дополнительно для подавления

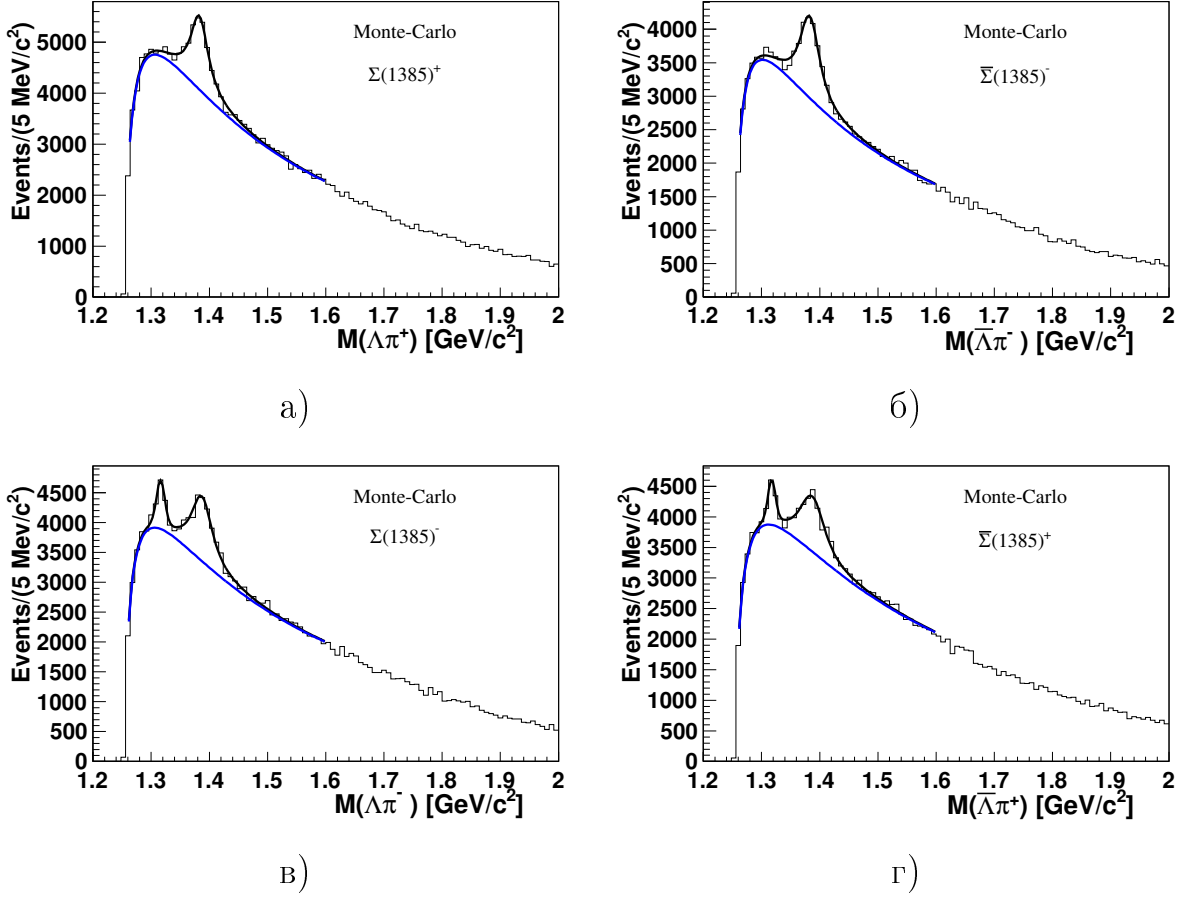


Рисунок 3.7. Распределения инвариантных масс  $\Lambda(\bar{\Lambda})\pi$ : а)  $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda\pi^+$ ; б)  $\bar{\Sigma}^{*-} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^-$ ; в)  $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda\pi^-$  и  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ ; г)  $\bar{\Sigma}^{*+} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  и  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  для моделированных данных методом Монте-Карло. Сплошными линиями показаны результаты фитирования сигнала от  $\Sigma^{*+}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\Sigma^{*-}$  и  $\bar{\Sigma}^{*+}$  гиперонов и фона. Общее количество восстановленных  $\Sigma^*$  гиперонов составило:  $N(\Sigma^{*+}) = 10447 \pm 426$ ,  $N(\Sigma^{*-}) = 8953 \pm 447$ ,  $N(\bar{\Sigma}^{*-}) = 9419 \pm 395$  и  $N(\bar{\Sigma}^{*+}) = 8285 \pm 494$ .

фона на  $\Xi$  гипероны накладывалось условие коллинеарности.

Распределения инвариантных масс для а)  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$  и б)  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  показаны на рис. 3.8. Эти распределения были отфитированы функцией Гаусса  $G(x)$  (формула 4.1) для сигнала, и функцией  $B(x)$  для комбинаторного фона (см. формулу 3.2).

$$G(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t-x}{\sigma}\right)^2}. \quad (3.3)$$

В результате фитирования общее количество восстановленных  $\Xi$  гиперонов составило:  $N(\Xi^-) = 2320 \pm 68$  и  $N(\bar{\Xi}^+) = 1147 \pm 49$ . Полученные значения ширин массовых пиков для  $\Xi$  и  $\bar{\Xi}$  одинаковы и равны  $(2.8 \pm 0.1)$  МэВ/ $c^2$ .

На рис. 3.9 показаны распределения инвариантных масс для  $\Xi$  гиперонов путем моделирования методом Монте-Карло. Для фитирования использова-

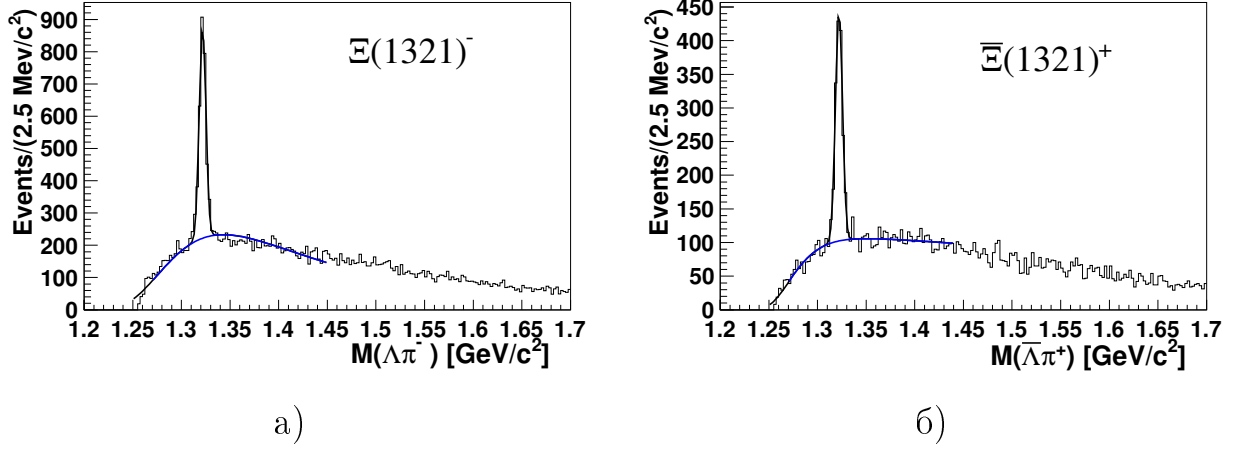


Рисунок 3.8. Распределения инвариантных масс для  $\Lambda\pi^-$  и  $\bar{\Lambda}\pi^+$ : а)  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$  и б)  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$ . Сплошными линиями показаны результаты фитирования сигнала от  $\Xi^-$  и  $\bar{\Xi}^+$  гиперонов и фона. Общее количество восстановленных  $\Xi$  гиперонов составило:  $N(\Xi^-) = 2320 \pm 68$  и  $N(\bar{\Xi}^+) = 1147 \pm 49$ .

лись аналогичные функции (см. формулу 4.1, 3.2), что и для экспериментальных данных. В результате фитирования получены общее количество  $\Xi$  гиперонов:  $N(\Xi^-) = 4454 \pm 73$  и  $N(\bar{\Xi}^+) = 3521 \pm 71$ .

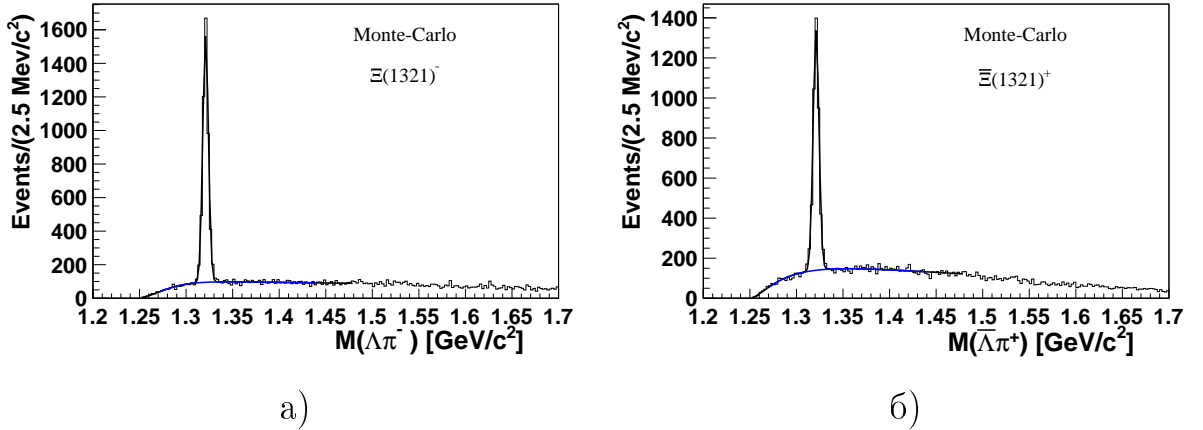


Рисунок 3.9. Распределения инвариантных масс для  $\Lambda\pi^-$  и  $\bar{\Lambda}\pi^+$ : а)  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$  и б)  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  для моделированных данных методом Монте-Карло. Сплошными линиями показаны результаты фитирования сигнала от  $\Xi^-$  и  $\bar{\Xi}^+$  гиперонов и фона. Общее количество восстановленных  $\Xi$  гиперонов составило:  $N(\Xi^-) = 4454 \pm 73$  и  $N(\bar{\Xi}^+) = 3521 \pm 71$ .

Следует отметить, что в эксперименте COMPASS первое изучение  $\Xi$  гиперонов, было сделано в работе по поиску пентакварка  $\Phi(1860)$  [94].

**3.3.3 Акцептанс** Для извлечения относительных выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов необходимо принять во внимание акцептанс установки. Для этого проводилось моделирование событий ГНР с использованием генератора LEPТО 6.5.1 [12], с включенными по умолчанию параметрами, характеризующими распределения странных кварков в нуклоне и их фрагментацию, а также полного описания спектрометра, основанного на программе SOMGEANT [95] и GEANT 3.21 [96]. Реконструкция событий и процедура их отбора были идентичны процедуре, применяемой к экспериментальным данным. Вычисление акцептанса проводилось следующим образом. На первом этапе вычислялись отношения:  $R_{rec} = N_{rec}^{hyp}/N_{rec}^{\Lambda}$ , где  $N_{rec}^{hyp}$  - число реконструируемых тяжелых гиперонов,  $N_{rec}^{\Lambda}$  - число реконструируемых  $\Lambda$  барионов и  $R_{gen} = N_{gen}^{hyp}/N_{gen}^{\Lambda}$ , где  $N_{gen}^{hyp}$  - число сгенерированных тяжелых гиперонов,  $N_{gen}^{\Lambda}$  - число сгенерированных  $\Lambda$  барионов. На втором этапе находился акцептанс ( $A$ ), как отношение  $R_{rec}$  к  $R_{gen}$ :

$$A = \frac{R_{rec}}{R_{gen}}.$$

Значения акцептанса для исследуемых относительных выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов представлены в таблице 3.3. Различие между величинами акцептанса для  $\Sigma^*$  и  $\Xi$  объясняется отличием распада взаимодействия:  $\Sigma^*$  гипероны распадаются по сильному взаимодействию, в то время как  $\Xi$  гипероны по слабому. Величина акцептанса также включает поправки на  $\text{Br}(\Sigma^* \rightarrow \Lambda\pi) = 0.87 \pm 0.02$  и  $\text{Br}(\Xi \rightarrow \Lambda\pi) = 1.00 \pm 0.04$  [92].

### 3.4 Обсуждение результатов

Относительные выходы тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$ , поправленные на акцептанс, со статистическими и систематическими неопределенностями приведены в таблице 3.4. Эти выходы находятся в пределах от 3.8 % до 5.6 % с относительной статистической ошибкой  $\sim 10\%$ . Процент  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов из распадов более тяжелых гиперонов и антигиперонов одинаковый в пределах статистических ошибок.

Полученные относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов важны для понимания продольной поляризации  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов рожденных в глубоко-неупругом рассеянии мюонов. Подробное изучение прямого и непрямого рождения  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов выполнено в данной работе и представлено в главе 4.



Таблица 3.3

Значения акцептанса для гиперонов и антигиперонов.

Отношение	Значение акцептанса
$A(\Sigma^{*+}/\Lambda)$	$0.67 \pm 0.03$
$A(\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda})$	$0.76 \pm 0.04$
$A(\Sigma^{*-}/\Lambda)$	$0.54 \pm 0.03$
$A(\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda})$	$0.78 \pm 0.05$
$A(\Xi^{-}/\Lambda)$	$0.41 \pm 0.02$
$A(\bar{\Xi}^{+}/\bar{\Lambda})$	$0.36 \pm 0.02$

Таблица 3.4

Относительные выходы тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$  со статистическими и систематическими неопределенностями в ГНР заряженных лептонов.

Относительный выход	COMPASS
$\Sigma^{*+}/\Lambda$	$0.055 \pm 0.005(\text{стат}) \pm 0.005(\text{сист})$
$\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda}$	$0.047 \pm 0.006(\text{стат}) \pm 0.006(\text{сист})$
$\Sigma^{*-}/\Lambda$	$0.056 \pm 0.009(\text{стат}) \pm 0.007(\text{сист})$
$\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda}$	$0.039 \pm 0.006(\text{стат}) \pm 0.006(\text{сист})$
$\Xi^{-}/\Lambda$	$0.038 \pm 0.003(\text{стат}) \pm 0.002(\text{сист})$
$\bar{\Xi}^{+}/\bar{\Lambda}$	$0.043 \pm 0.004(\text{стат}) \pm 0.002(\text{сист})$

**3.4.1 Сравнение с другими экспериментами** В диссертации представлены впервые измеренные относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов к  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в реакции глубоко-неупругого рассеяния заряженных лептонов. Ранее, были измерены только выходы тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  в ГНР нейтрино коллаборацией NOMAD [97], при этом средняя энергия нейтрино в канале заряженного тока составляла 45.3 ГэВ. Полученные в данной работе и в эксперименте NOMAD [10] значения относительных выходов представлены в таблице 3.5. Отметим, что статистика восстановленных тяжелых гиперонов в COMPASS в области фрагментации пучка больше (от 30 до 130 раз), чем в эксперименте NOMAD. Интересно сравнить выходы тяжелых гиперонов в COMPASS и NOMAD несмотря на разницу типа взаимодействия и энергию. Полученные, в данной работе, отношения для  $\Sigma^{*+}/\Lambda$  и  $\Sigma^{*-}/\Lambda$  в пределах экспериментальных ошибок совпадают. С одной стороны, то же самое заключение справедливо и для отношений полученных в эксперименте NOMAD. С другой стороны, значения, полученные в NOMAD, в два раза меньше, чем в COMPASS. В пределах неопределенности, отношение  $\Xi^{-}/\Lambda$  измеренные в NOMAD сравнимы с нулем, в то время как в COMPASS получены ненулевые значения для отношений  $\Xi^{-}/\Lambda$  и  $\bar{\Xi}^{+}/\bar{\Lambda}$ . В конечном счете, из-за большой экспериментальной неопределенности измерений в эксперименте NOMAD, мы не можем сделать сравнительных выводов о выходах тяжелых гиперонов в ГНР заряженных лептонов и в ГНР нейтрино.

Таблица 3.5

*Относительные выходы тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и тяжелых антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$  в экспериментах COMPASS и NOMAD в области фрагментации пучка [10].*

Относительный выход	COMPASS	NOMAD
$\Sigma^{*+}/\Lambda$	$0.055 \pm 0.005$	$0.025 \pm 0.019$
$\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda}$	$0.047 \pm 0.006$	-
$\Sigma^{*-}/\Lambda$	$0.056 \pm 0.009$	$0.037 \pm 0.015$
$\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda}$	$0.039 \pm 0.006$	-
$\Xi^{-}/\Lambda$	$0.038 \pm 0.003$	$0.007 \pm 0.007$
$\bar{\Xi}^{+}/\bar{\Lambda}$	$0.043 \pm 0.004$	-

**3.4.2 Источники систематической неопределенности** Вклад в систематическую ошибку рассматривался от трех источников.

1) **Число восстановленных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  событий ( $\sigma_\Lambda$ ).** Эта систематическая неопределенность оценивалась путем изменения массового интервала восстановленных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  событий, вместо стандартного интервала  $\pm 2\sigma$  брались  $\pm 2.5\sigma$  и  $\pm 1.5\sigma$ . В результате для относительных выходов  $\Sigma^{*+}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\Sigma^{*-}$ , и  $\bar{\Sigma}^{*+}$  получены следующие значения систематических неопределенностей 0.003, 0.002, 0.002, и 0.002 соответственно (см. таблицу 3.6). Одинаковые значения 0.001 систематической неопределенности получены для относительных выходов  $\Xi^-$  и  $\bar{\Xi}^+$  (см. таблицу 3.6).

Таблица 3.6

*Вклад в систематическую ошибку от числа восстановленных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  событий.*

*$|\Delta|$  - отклонение от стандартного значения.  $\sigma(\Delta) = \sqrt{\sigma_{dev}^2 - \sigma_{std}^2}$ , где  $\sigma_{dev}$  - статистическая ошибка значения при варьировании,  $\sigma_{std}$  - статистическая ошибка стандартного значения.  $\delta(b)$  является максимумом  $\Delta$  и  $\sigma(\Delta)$ .*

Отношение	Массовый интервал	Значение в разном массовом интервале	$ \Delta $	$\sigma(\Delta)$	$\delta(b)$
$\Sigma^+/\Lambda$	$\pm 2.0\sigma$	$0.036 \pm 0.0030$	-	-	-
	$\pm 1.5\sigma$	$0.035 \pm 0.0040$	0.001	0.0025	0.0025
	$\pm 2.5\sigma$	$0.037 \pm 0.0033$	0.001	0.0011	0.001
$\bar{\Sigma}^-/\bar{\Lambda}$	$\pm 2.0\sigma$	$0.036 \pm 0.0039$	-	-	-
	$\pm 1.5\sigma$	$0.035 \pm 0.0036$	0.001	0.0015	0.002
	$\pm 2.5\sigma$	$0.036 \pm 0.0037$	0.00	0.0012	0.001
$\Sigma^-/\Lambda$	$\pm 2.0\sigma$	$0.030 \pm 0.0046$	-	-	-
	$\pm 1.5\sigma$	$0.031 \pm 0.0040$	0.001	0.0023	0.002
	$\pm 2.5\sigma$	$0.030 \pm 0.0048$	0.00	0.0014	0.001
$\bar{\Sigma}^+/\bar{\Lambda}$	$\pm 2.0\sigma$	$0.031 \pm 0.0040$	-	-	-
	$\pm 1.5\sigma$	$0.030 \pm 0.0042$	0.001	0.0013	0.001
	$\pm 2.5\sigma$	$0.031 \pm 0.0037$	0.00	0.0015	0.002
$\Xi^-/\Lambda$	$\pm 2.0\sigma$	$0.0156 \pm 0.0005$	-	-	-
	$\pm 1.5\sigma$	$0.0146 \pm 0.0005$	0.0010	0.001	0.0010
	$\pm 2.5\sigma$	$0.0160 \pm 0.0005$	0.0004	0.001	0.0004
$\bar{\Xi}^+/\bar{\Lambda}$	$\pm 2.0\sigma$	$0.0167 \pm 0.0007$	-	-	-
	$\pm 1.5\sigma$	$0.0164 \pm 0.0005$	0.0003	0.0005	0.0005
	$\pm 2.5\sigma$	$0.0168 \pm 0.0007$	0.0001	0.0001	0.0001

2) **Число фоновых событий ( $\sigma_{fon}$ ).** Вклад фона оценивался с помощью смешивания  $\Lambda$  и  $\pi$  из различных событий. При этом требовалась, чтобы

энергия пионов соответствовала распределению энергии пионов от распада  $\Lambda$ . Помимо этого использовался условие коллинеарности ( $\theta_{col}$ ). Получены следующие систематические неопределенности 0.003, 0.004, 0.004, и 0.005 для относительных выходов  $\Sigma^{*+}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\Sigma^{*-}$  и  $\bar{\Sigma}^{*+}$  соответственно (см. таблицу 3.7). Для относительных выходов  $\Xi^-$  и  $\bar{\Xi}^+$  этот источник систематической неопределенности оказался пренебрежительно мал.

Таблица 3.7

*Вклад в систематическую ошибку от числа фоновых событий.*

$|\Delta|$  - отклонение от стандартного значения.  $\sigma(\Delta) = \sqrt{\sigma_{dev}^2 - \sigma_{std}^2}$ , где  $\sigma_{dev}$  - статистическая ошибка значения при варьировании,  $\sigma_{std}$  - статистическая ошибка стандартного значения.  $\delta(b)$  является максимумом  $\Delta$  и  $\sigma(\Delta)$ .

Отношение	Стандартное значение	Значение при смешивании событий	$\Delta$	$\sigma(\Delta)$	$\delta(b)$
$\Sigma^+/\Lambda$	$0.036 \pm 0.003$	$0.033 \pm 0.002$	0.003	0.002	0.003
$\bar{\Sigma}^-/\bar{\Lambda}$	$0.036 \pm 0.004$	$0.032 \pm 0.002$	0.004	0.003	0.004
$\Sigma^-/\Lambda$	$0.030 \pm 0.005$	$0.028 \pm 0.002$	0.002	0.004	0.004
$\bar{\Sigma}^+/\bar{\Lambda}$	$0.031 \pm 0.004$	$0.026 \pm 0.003$	0.005	0.003	0.005

**3) Неопределенность связанная с оценкой акцептанса ( $\sigma_A$ ).** Эта неопределенность является результатом настройки Монте-Карло параметров (см. главу 4). В результате получены значения 0.003, 0.004, 0.005, и 0.003 для  $\Sigma^{*+}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\Sigma^{*-}$  и  $\bar{\Sigma}^{*+}$  соответственно (см. таблицу 3.8). Для  $\Xi^-$  и  $\bar{\Xi}^+$  значения систематической неопределенности составили 0.002 (см. таблицу 3.8).

В таблице 3.9 приведена общая систематическая ошибка, которая вычислялась как корень квадратный из суммы квадратов всех трех неопределенностей, то есть

$$\sigma_{total} = \sqrt{\sigma_{\Lambda}^2 + \sigma_{fon}^2 + \sigma_A^2}. \quad (3.4)$$

Таблица 3.8

Вклад в систематическую ошибку связанный с оценкой акцептанса.

$|\Delta|$  - отклонение от стандартного значения.  $\sigma(\Delta) = \sqrt{\sigma_{dev}^2 - \sigma_{std}^2}$ , где  $\sigma_{dev}$  - статистическая ошибка значения при варьировании,  $\sigma_{std}$  - статистическая ошибка стандартного значения.  $\delta(b)$  является максимумом  $\Delta$  и  $\sigma(\Delta)$ .

Относительный выход	Стандартное значение	Значение с настроенными параметрами LEPTO	$\Delta$	$\sigma(\Delta)$	$\delta(b)$
$\Sigma^{*+}/\Lambda$	$0.055 \pm 0.005$	$0.054 \pm 0.004$	0.001	0.003	0.003
$\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda}$	$0.047 \pm 0.006$	$0.049 \pm 0.007$	0.002	0.004	0.004
$\Sigma^{*-}/\Lambda$	$0.056 \pm 0.009$	$0.059 \pm 0.009$	0.003	0.005	0.005
$\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda}$	$0.039 \pm 0.006$	$0.042 \pm 0.007$	0.003	0.003	0.003
$\Xi^{-}/\Lambda$	$0.038 \pm 0.003$	$0.039 \pm 0.003$	0.001	0.002	0.002
$\bar{\Xi}^{+}/\bar{\Lambda}$	$0.043 \pm 0.004$	$0.042 \pm 0.003$	0.001	0.002	0.002

Таблица 3.9

Общая систематическая ошибка.

Относительный выход	$\sigma_{\Lambda}$	$\sigma_{fon}$	$\sigma_A$	$\sigma_{total}$
$\Sigma^{*+}/\Lambda$	0.003	0.003	0.003	0.005
$\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda}$	0.002	0.004	0.004	0.006
$\Sigma^{*-}/\Lambda$	0.002	0.004	0.005	0.007
$\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda}$	0.002	0.005	0.003	0.006
$\Xi^{-}/\Lambda$	0.001	$< 10^{-4}$	0.002	0.002
$\bar{\Xi}^{+}/\bar{\Lambda}$	0.001	$< 10^{-4}$	0.002	0.002

### 3.5 Полная кинематическая область $Q^2$ и $y$

Относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$  также представляют большой интерес. При этом условия отбора ГНР событий  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $0.2 < y < 0.9$  не использовались. В остальном процедура реконструкции гиперонов и антигиперонов во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$ , была аналогична процедуре использованной в ГНР (см. параграфы 3.2, 3.3.1, 3.3.2). Общее количество восстановленных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионов, тяжелых гиперонов  $\Sigma^*$  и  $\Xi$  во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$ , а также в ГНР приведены в таблице 3.10.

Таблица 3.10

Общее количество восстановленных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионов, тяжелых гиперонов  $\Sigma^*$  и  $\Xi$  во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$ , а также в ГНР.

Гиперон	во всей области $Q^2$ и $y$	в ГНР
$\Lambda$	$1208413 \pm 1312$	$112449 \pm 418$
$\bar{\Lambda}$	$654387 \pm 1067$	$66685 \pm 350$
$\Sigma^{*+}$	$44780 \pm 1301$	$3631 \pm 333$
$\bar{\Sigma}^{*-}$	$37728 \pm 1361$	$2970 \pm 490$
$\Sigma^{*-}$	$22716 \pm 872$	$2173 \pm 222$
$\bar{\Sigma}^{*+}$	$19813 \pm 1169$	$1889 \pm 265$
$\Xi^-$	$20458 \pm 162$	$2320 \pm 68$
$\bar{\Xi}^+$	$11448 \pm 128$	$1147 \pm 49$

Как видно из таблицы 3.10, число восстановленных событий во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$  на порядок больше, чем в ГНР. Соответствующие распределения инвариантных масс для всех гиперонов представлены на рис. 3.10, 3.11, 3.12. В таблице 3.11 приведены отношения относительных выходов тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$  во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$  к соответствующим относительным выходам в ГНР. Относительные выходы тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$  во всей области  $Q^2$  и  $y$  к ГНР различаются приблизительно на 6%, что значительно меньше экспериментальных ошибок.

Таблица 3.11

Отношения относительных выходов тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$  во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$  к соответствующим относительным выходам в ГНР.

Отношение	Величина
$\Sigma^{*+}/\Lambda$	$1.03 \pm 0.08$ (стат)
$\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda}$	$0.97 \pm 0.11$ (стат)
$\Sigma^{*-}/\Lambda$	$1.03 \pm 0.16$ (стат)
$\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda}$	$0.97 \pm 0.13$ (стат)
$\Xi^-/\Lambda$	$1.06 \pm 0.09$ (стат)
$\bar{\Xi}^+/\bar{\Lambda}$	$1.06 \pm 0.09$ (стат)

В дополнение, к вышесказанному, были проанализированы относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов в различных интервалах  $Q^2$  и  $y$ . Среднее значение  $Q^2$  во всей кинематической области равно  $0.47$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, в то время как в ГНР оно составляет  $3.58$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. С одной стороны, отношение относительных выходов во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$  к ГНР одинаковые, это служит указанием, что относительные выходы тяжелых гиперонов не имеют сильной зависимости от  $Q^2$ . С другой стороны, это утверждение полностью корректно, если нет  $y$  - зависимости этих относительных выходов. Для анализа зависимости относительных выходов от переменной  $y$ , интервал  $y$  был разделен на 2 подинтервала, больше и меньше  $y = 0.5$ . В этих подинтервалах были вычислены относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов для полного диапазона  $Q^2$  и при значении  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. В каждом подинтервале по  $y$  относительные выходы тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$  одинаковы в пределах статистической неопределенности для полного диапазона  $Q^2$  и при значении  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> (см. строки таблицы 3.12 для каждого гиперона и антигиперона). Однако, относительные выходы в подинтервале  $y > 0.5$  в среднем  $\sim 15\%$  выше, чем в подинтервале  $y < 0.5$  (см. столбцы таблицы 3.12).

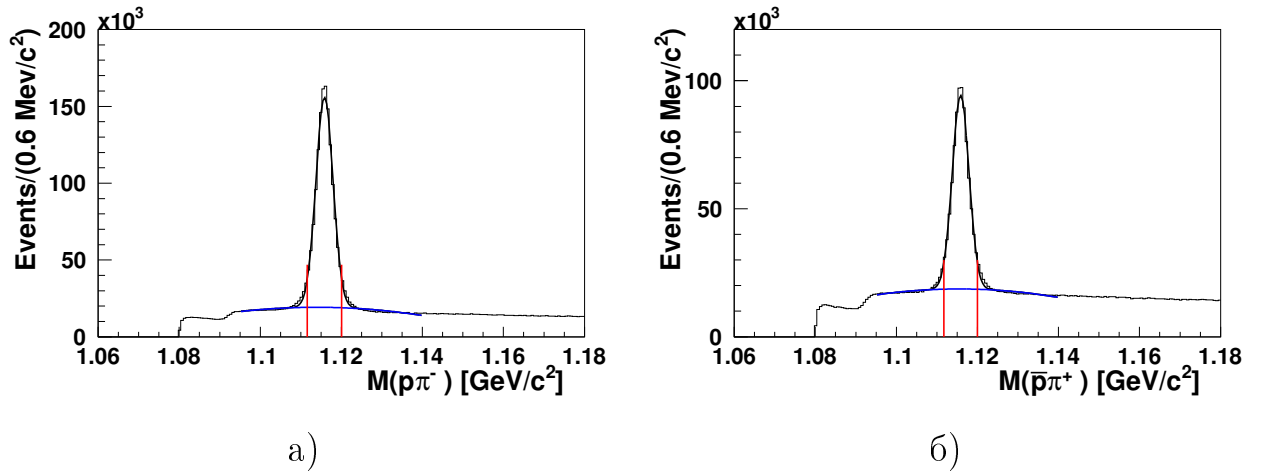


Рисунок 3.10. Распределения инвариантных масс для  $p\pi^-$  (а) и  $\bar{p}\pi^+$  (б) во всей области  $Q^2$  и  $y$ . Сплошными линиями показаны результаты фитирования сигнала от  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов и комбинаторного фона. Общее количество восстановленных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионов составило  $N(\Lambda) = 1208413 \pm 1312$  и  $N(\bar{\Lambda}) = 654387 \pm 1067$ .

Таблица 3.12  
Относительные выходы тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$  для различных интервалов  $Q^2$  и  $y$

Гиперон	$Q^2$	$y < 0.5$	$y > 0.5$
$\Sigma^{*+}$	все значения	$0.036 \pm 0.01$	$0.044 \pm 0.02$
	$>1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$0.032 \pm 0.03$	$0.039 \pm 0.07$
$\bar{\Sigma}^{*-}$	все значения	$0.035 \pm 0.02$	$0.039 \pm 0.04$
	$Q^2 > 1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$0.032 \pm 0.05$	$0.034 \pm 0.08$
$\Sigma^{*-}$	все значения	$0.032 \pm 0.01$	$0.038 \pm 0.03$
	$Q^2 > 1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$0.029 \pm 0.04$	$0.036 \pm 0.07$
$\bar{\Sigma}^{*+}$	все значения	$0.036 \pm 0.03$	$0.039 \pm 0.03$
	$Q^2 > 1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$0.036 \pm 0.06$	$0.037 \pm 0.08$
$\Xi^-$	все значения	$0.015 \pm 0.002$	$0.017 \pm 0.002$
	$Q^2 > 1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$0.016 \pm 0.001$	$0.017 \pm 0.002$
$\bar{\Xi}^+$	все значения	$0.016 \pm 0.002$	$0.019 \pm 0.002$
	$Q^2 > 1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$0.017 \pm 0.001$	$0.017 \pm 0.002$



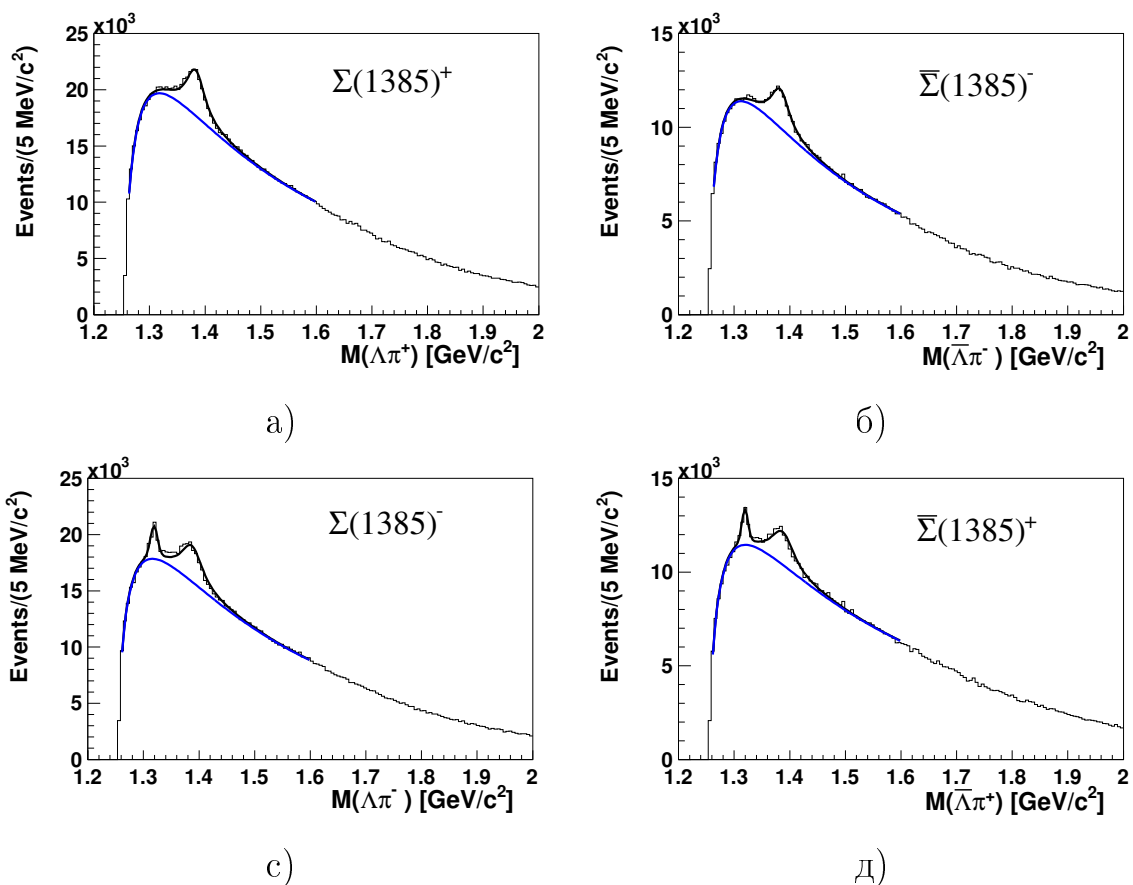


Рисунок 3.11. Распределения инвариантных масс  $\Lambda\pi$ : а)  $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda\pi^+$ ; б)  $\bar{\Sigma}^{*-} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^-$ ; в)  $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda\pi^-$  и  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ ; г)  $\bar{\Sigma}^{*+} \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  и  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  во всей области  $Q^2$  и  $y$ . Сплошными линиями показаны результаты фитирования сигнала от  $\Sigma^{*+}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\Sigma^{*-}$  и  $\bar{\Sigma}^{*+}$  гиперонов и фона. Общее количество восстановленных  $\Sigma^*$  гиперонов составило:  
 $N(\Sigma^{*+}) = 44780 \pm 1301$ ,  $N(\Sigma^{*-}) = 22716 \pm 872$ ,  $N(\bar{\Sigma}^{*-}) = 37728 \pm 1361$  и  
 $N(\bar{\Sigma}^{*+}) = 19813 \pm 1169$ .

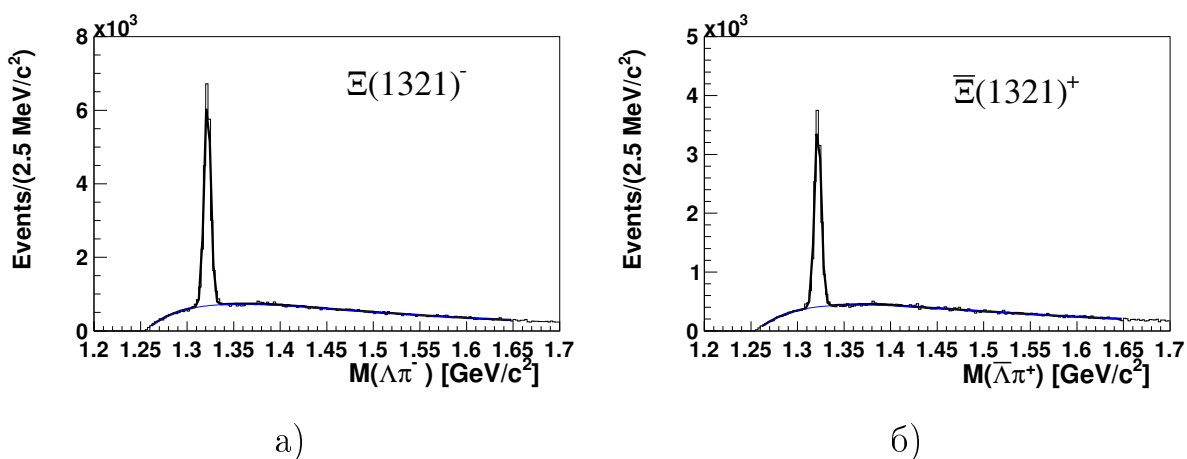


Рисунок 3.12. Распределения инвариантных масс для  $\Lambda\pi^-$  и  $\bar{\Lambda}\pi^+$ : а)  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$  и б)  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$  во всей области  $Q^2$  и  $y$ . Сплошными линиями показаны результаты фитирования сигнала от  $\Xi^-$  и  $\bar{\Xi}^+$  гиперонов и комбинаторного фона. Общее количество восстановленных  $\Xi$  гиперонов составило:  $N(\Xi^-) = 20458 \pm 162$  и  $N(\bar{\Xi}^+) = 11448 \pm 128$ .

## ГЛАВА 4

# МОНТЕ - КАРЛО: НАСТРОЙКА ПАРАМЕТРОВ LEPTO/JETSET

Знание существует для того,  
чтобы его распространять.  
Р. Эмерсон

### 4.1 Введение

Компьютерное моделирование играет в современной физике важную роль и метод Монте-Карло является одним из самых распространённых во многих областях. Термин “метод Монте-Карло”, предложенный Дж. Фон Нейманом и С. М. Уламу в 1940-х [98], относится к моделированию процессов с использованием генератора случайных чисел. Название метода происходит от названия коммуны в княжестве Монако, широко известного своими многочисленными казино, поскольку именно рулетка является одним из самых широко известных генераторов случайных чисел. Эксперименты в физике частиц представляет собой, как правило, многократное измерение совокупности случайных процессов - взаимодействия частиц и прохождения их через детектор. Основным методом позволяющим оценить правильность экспериментальных результатов является подтверждение этих результатов путем моделирования методом Монте-Карло.

Для моделирования взаимодействий ГНР событий широко используется модель LUND (см. параграф 1.3), на основе этой модели был создан генератор событий LEPTO [12], использующий программный пакет JETSET [13] для описания фрагментации. Программа JETSET содержит множество параметров, значения которых настраиваются при появлении новых экспериментальных данных. Одной из задач диссертации является получение новых значений параметров JETSET используя измерения относительных выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов в эксперименте COMPASS.

### 4.2 Моделирование экспериментальной установки COMPASS

Моделирование спектрометра COMPASS осуществлялась с помощью программы COMGEANT [95], на основе библиотеки GEANT 3.21 [96]. Схематиче-

ское изображение спектрометра COMPASS в конфигурации 2004 года приведено на рис 4.1. Подробное описание геометрической реконструкции событий в эксперименте COMPASS описано в [99].

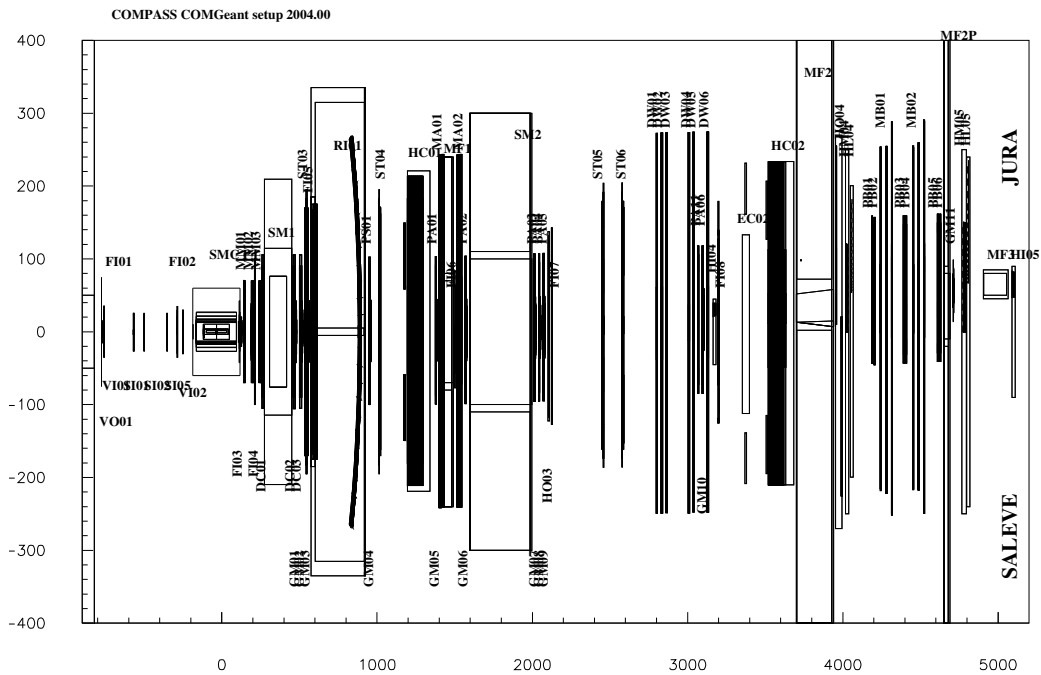


Рисунок 4.1. Модель спектрометра COMPASS используемая в программе моделирования COMGEANT. Геометрия соответствует конфигурации 2004 г. (Подробное описание детекторов см. параграф 2.3)

В качестве иллюстрации работы программы моделирования приведем сравнения некоторых характеристик событий ГНР для экспериментальных данных и моделированных событий. Распределения кинематических переменных  $W$ ,  $y$  и  $Q^2$  для экспериментальных данных и моделированных событий показаны на рис. 4.2. Наблюдается хорошее согласие (в пределах 5-10%) в широком диапазоне значений кинематических переменных, что указывает на корректную работу программы моделирования для установки COMPASS.

### 4.3 Сравнение экспериментальных данных и моделированных событий

В таблице 4.1 приведены величины измеренных относительных выходов тяжелых гиперонов к  $\Lambda$  и антигиперонов к  $\bar{\Lambda}$  и полученных методом Монте-Карло. Анализируя таблицу 4.1 видно, что предсказания относительных выходов тяжелых гиперонов и антигиперонов, полученные программой

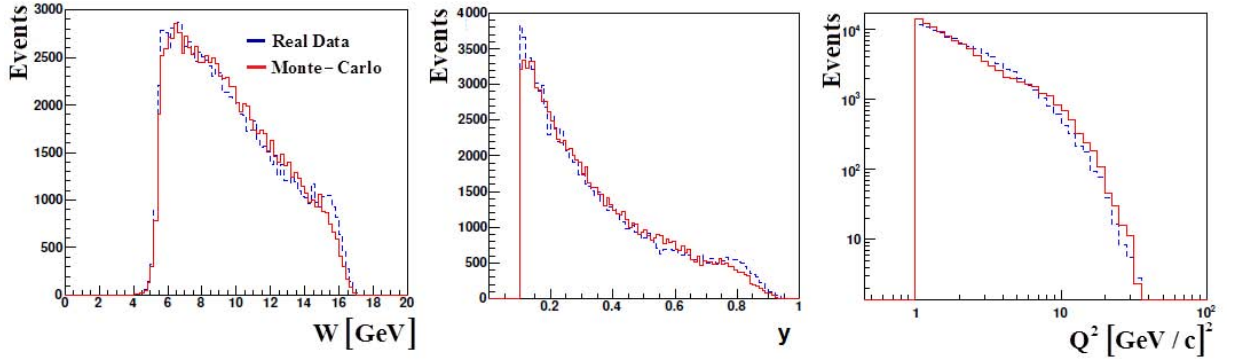


Рисунок 4.2. Распределения кинематических переменных  $W$ ,  $y$  и  $Q^2$  для экспериментальных данных и смоделированных событий. Синяя линия - экспериментальные данные, красная линия - смоделированные события.

моделирования с использованием генератора LEPTO со значениями параметров программного пакета JETSET по умолчанию завышены в 1.3 - 1.6 раза. В то время, как относительные выходы  $\Lambda$  и  $K^0$  частиц занижены на  $\sim 30\%$  и  $3\%$  соответственно.

Таблица 4.1  
Сравнение относительных выходов странных частиц полученных в данной работе и путем моделирования с помощью генератора LEPTO со значениями параметров программного пакета JETSET по умолчанию.

Относительный выход	С "default" параметрами JETSET	Данные COMPASS	JETSET/COMPASS
$\Lambda/\bar{\Lambda}$	$1.22 \pm 0.01$	$1.71 \pm 0.02$	$0.71 \pm 0.01$
$K^0/\Lambda$	$6.06 \pm 0.01$	$6.21 \pm 0.05$	$0.97 \pm 0.01$
$\Sigma^{*+}/\Lambda$	$0.082 \pm 0.001$	$0.055 \pm 0.005$	$1.49 \pm 0.14$
$\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda}$	$0.074 \pm 0.001$	$0.047 \pm 0.006$	$1.57 \pm 0.20$
$\Sigma^{*-}/\Lambda$	$0.084 \pm 0.001$	$0.056 \pm 0.009$	$1.50 \pm 0.16$
$\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda}$	$0.060 \pm 0.001$	$0.039 \pm 0.006$	$1.53 \pm 0.23$
$\Xi^-/\Lambda$	$0.051 \pm 0.001$	$0.038 \pm 0.003$	$1.34 \pm 0.11$
$\bar{\Xi}^+/\bar{\Lambda}$	$0.056 \pm 0.001$	$0.043 \pm 0.004$	$1.30 \pm 0.12$

Поскольку программа моделирование мюонных взаимодействий, со значениями параметров JETSET по умолчанию некорректно описывает относительные выходы странных частиц, параметры программного пакета JETSET нуждаются в настройке. Процедура настройки и набор настраиваемых пара-

метров будут описаны в следующем параграфе.

## 4.4 Настройка параметров фрагментации

**4.4.1 Параметры модели Лунд** Лучшего согласования экспериментальных данных и смоделированных событий можно достичь с помощью настройки значения параметров фрагментации программного пакета JETSET [13] генератора LEPTO [12]. В качестве настраиваемых величин использовались предсказываемые относительные выходы странных частиц в сравнении со значениями измеренных в эксперименте COMPASS (см. таблицу 3.4).

В процессе настройки программы использовались следующие параметры функции фрагментации:

PARJ(1) – подавление рождения пары дикварк-антидикварк в цветовом поле по сравнению с рождением кварк-антикварковой пары;

PARJ(2) – подавление рождения  $s\bar{s}$  пары в поле по сравнению с рождением пар  $u\bar{u}$  или  $d\bar{d}$ ;

PARJ(3) – подавление рождения странных дикварков, дополнительно к нормальному подавлению странных кварков;

PARJ(4) – подавление дикварков со спином 1 по сравнению с дикварком со спином 0;

PARJ(5) – относительный выход барионов (антибарионов);

PARJ(7) – дополнительное подавление странного мезона.

**4.4.2 Процедура минимизации** Под процедурой минимизации будем понимать подгонку параметров для лучшего согласования с экспериментальными данными. Минимизация функционала  $F$  была выполнена следующим образом

$$F^2 = \sum_i \frac{(R_{i(Exp)} - R_{i(Lepto)})^2}{\sigma_{R_{i(Exp)}}^2}, \quad (4.1)$$

где  $R_{i(Exp)}$  - поправленные на акцептанс экспериментальные относительные выходы,  $R_{i(Lepto)}$  - относительные выходы, предсказываемые для кинематических условий эксперимента COMPASS, генератором LEPTO/JETSET и  $\sigma_{R_{i(Exp)}}^2$  - статистическая ошибка величины  $R_{i(Exp)}$ . В процессе минимизации использовались несколько итераций перебора параметров с разным шагом

- большой шаг для первой итерации и меньший для последующих. Далее генерировался набор моделированных событий с новыми параметрами, трассировкой треков частиц через установку и полной реконструкцией.

В таблице 4.2 представлены значения параметров до и после настройки программного пакета JETSET.

Таблица 4.2

*Параметры JETSET до и после настройки.*

Параметры	Default	Настроенные (COMPASS)
PARJ(1)	0.1	0.03
PARJ(2)	0.3	0.45
PARJ(3)	0.4	0.175
PARJ(4)	0.05	0.078
PARJ(5)	0.5	3.0
PARJ(7)	0.5	0.13

Также важно понимание зависимости выходов странных адронов от параметризации структурных функций. При генерации событий используются функции плотности партонов в нуклоне, которые необходимы для определения состава нуклона в процессе вычисления сечения. Пакет PDFLIB [100] содержит большое количество параметризующих структурных функций нуклонов, полученных в различных экспериментах в широком интервале значений квадрата переданного 4-х импульса. Поэтому, выбор той или иной параметризации для эксперимента COMPASS является важным и изменение функции должны быть обоснованы. В таблице 4.3 представлена разница (в %) между относительных выходов гиперонов полученных при использовании параметризации MRST2004 [101] и другими параметризациями структурных функций нуклона. Все параметризации получены при использовании нового набора значений параметров программного пакета JETSET и на уровне генератора LEPTO. Из таблицы 4.3 видно, что разница между относительными выходами не превышает 9%.

Полученный набор JETSET параметров фрагментации струны является очень важной частью текущего анализа и может быть использован при моделировании ГНР событий в будущих экспериментах. Тем не менее, су-

Таблица 4.3

Разница (в %) между относительными выходами странных частиц, полученных при использовании параметризации MRST2004 [101] и другими параметризациями структурных функций нуклона. Все параметризации получены при использовании нового набора значений параметров программного пакета JETSET.

Относительный выход	MRST98 [102]	GRV98 [103]	GRV94 [104]	CTEQ5 [105]	CTEQ4 [106]	Alekhin [107]
$\Lambda/\bar{\Lambda}$	-0.1	-0.6	-0.6	-1.2	-0.5	-0.5
$K^0/\Lambda$	-1.4	-2.0	-4.1	-1.5	2.9	-6.6
$\Sigma^{*+}/\Lambda$	0.5	0.7	0.1	0.8	-0.9	0.2
$\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda}$	-1.5	-0.9	0.6	1.4	-1.3	2.5
$\Sigma^{*-}/\Lambda$	0.3	0.0	0.6	0.4	0.8	-0.9
$\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda}$	-0.1	-0.3	0.0	-0.5	0.3	-0.2
$\Xi^-/\Lambda$	-0.1	-0.2	0.5	0.2	0.1	-0.1
$\bar{\Xi}^+/\bar{\Lambda}$	-0.7	-0.4	0.0	-0.7	-0.5	-0.4

существует некоторая неопределенность в полученных результатах из-за возможности корреляции между параметрами. Для ее устранения необходимо знать выходы  $\Sigma^0$ ,  $\Omega$  и других частиц, однако это выходит за рамки данного исследования.

#### 4.5 Распределения по кинематическим переменным

Было проверено, что процедура настройки параметров не приводит к искажению распределений кинематических переменных  $Q^2$  и  $W$ , характеризующих полуинклюзивное ГНР, а также  $z$  и  $p_T$  распределений самих гиперонов. На рисунках 4.3 - 4.10 приведены распределения кинематических переменных  $Q^2$ ,  $W$ ,  $z$  и  $p_T$  для экспериментальных данных, моделированных событий с параметрами по умолчанию и настроенными параметрами JETSET для  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов. Из графиков видно хорошее согласие между распределениями для экспериментальных данных и для смоделированных событий полученных с новым набором параметров JETSET, что указывает на правильность настройки параметров. На некоторых графиках имеется “выпадение” точек, это объясняется малой экспериментальной статистикой в этой области. В приложение В приведены аналогичные распределения кинематических переменных  $Q^2$ ,  $W$ ,  $z$  и  $p_T$  для  $\Sigma^{*+}$ ,  $\Sigma^{*-}$ ,  $\Xi^-$  гиперонов и их античастиц.

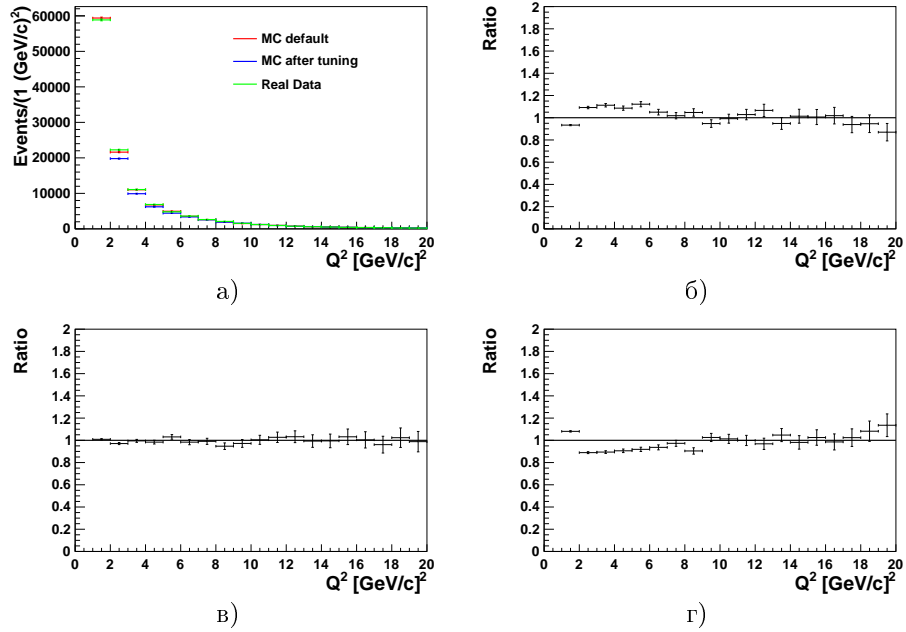


Рисунок 4.3. Распределение кинематической переменной  $Q^2$  для  $\Lambda$  (а), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

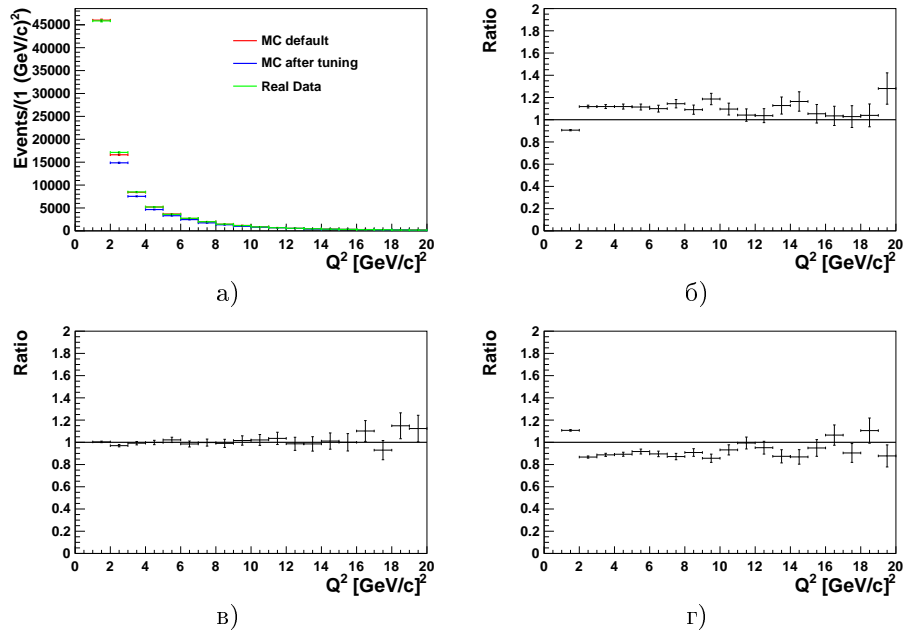


Рисунок 4.4. Распределение кинематической переменной  $Q^2$  для  $\bar{\Lambda}$  (а), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).



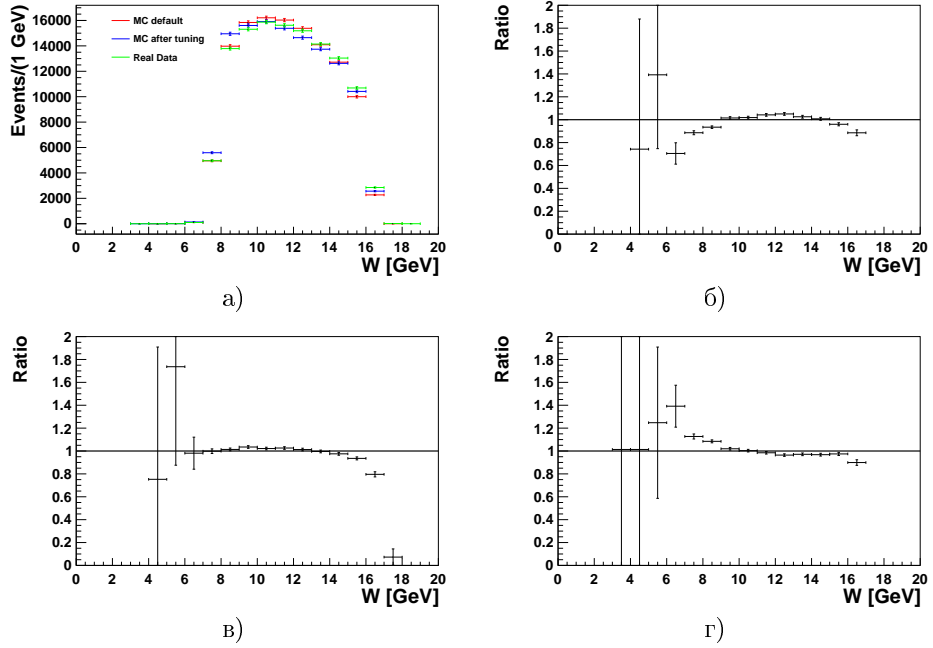


Рисунок 4.5. Распределение кинематической переменной  $W$  для  $\Lambda$  (а), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $W$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

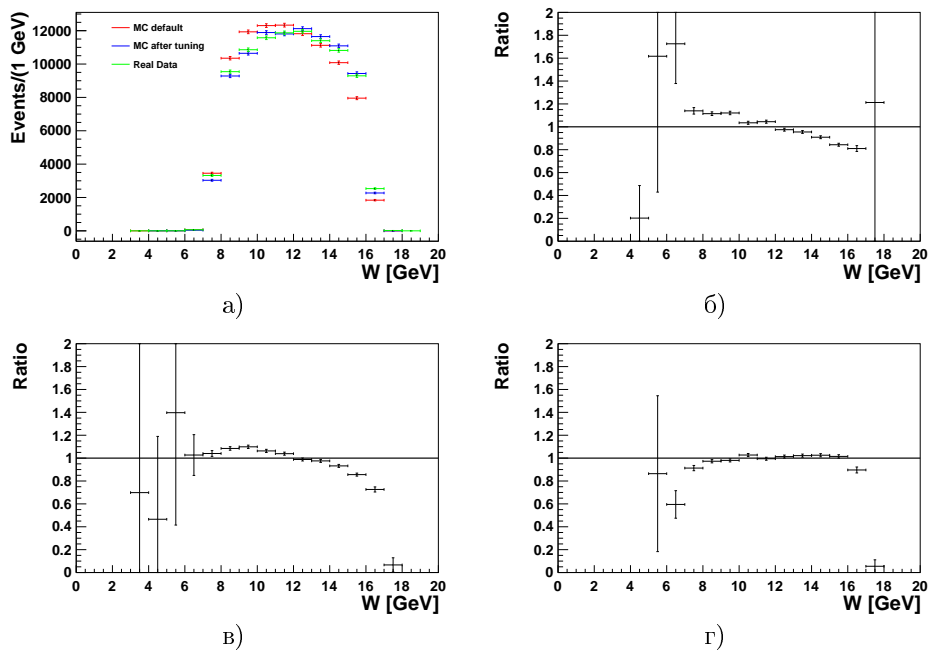


Рисунок 4.6. Распределение кинематической переменной  $W$  для  $\bar{\Lambda}$  (а), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $W$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

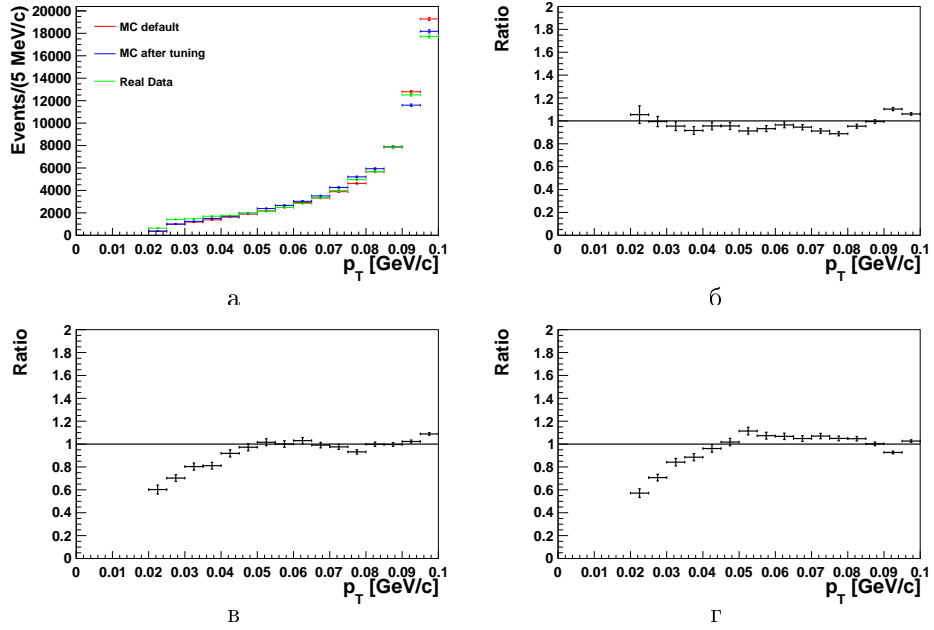


Рисунок 4.7. Распределение кинематической переменной  $p_T$  для  $\Lambda$  (а), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

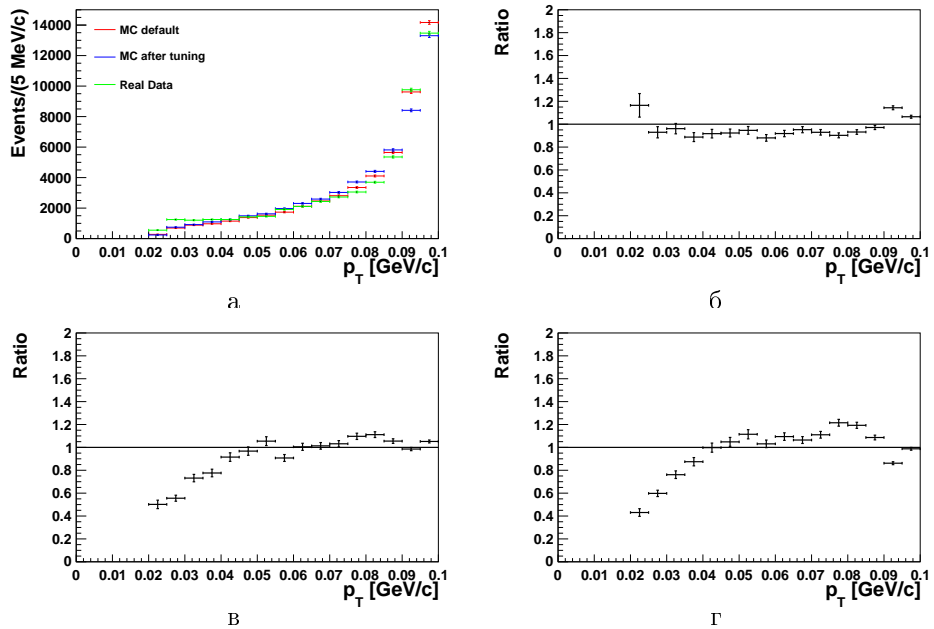


Рисунок 4.8. Распределение кинематической переменной  $p_T$  для  $\bar{\Lambda}$  (а), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

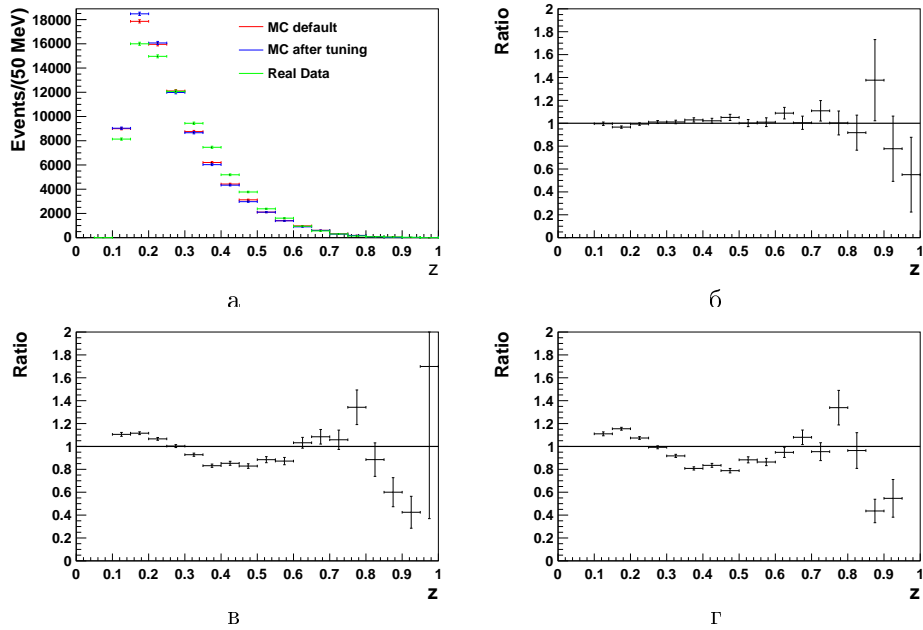


Рисунок 4.9. Распределение кинематической переменной  $z$  для  $\Lambda$  (а), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до и после настройки параметров  $JETSET$  (б), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $z$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

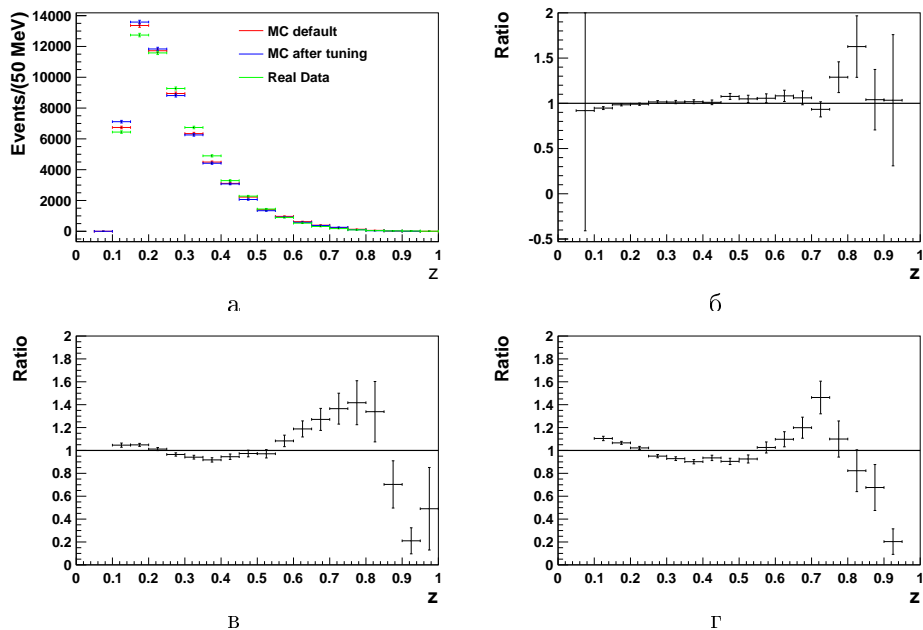


Рисунок 4.10. Распределение кинематической переменной  $z$  для  $\bar{\Lambda}$  (а), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до и после настройки параметров  $JETSET$  (б), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $z$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

## 4.6 Обсуждение результатов

В таблице 4.4 приведены относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов к  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионам для экспериментальных данных, со значениями параметров программного пакета JETSET по умолчанию и с настроенными значениями в ГНР. Важно отметить, что предсказываемые новые относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов, а также отношения  $\Lambda/\bar{\Lambda}$  и  $K^0/\Lambda$ , хорошо согласуются с экспериментальными данными полученными на установке COMPASS. Отметим, что новые значения параметров также изменяют неисследованные в данной работе отношения  $\Sigma^0/\Lambda$  и  $\bar{\Sigma}^0/\bar{\Lambda}$ .

Таблица 4.4

*Относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов к  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионам для экспериментальных данных, для смоделированных событий с параметрами по умолчанию и с настроенными параметрами JETSET в ГНР.*

Относительный выход	С “default“ параметрами JETSET	Данные COMPASS	С настроенными параметрами JETSET
$\Lambda/\bar{\Lambda}$	$1.22 \pm 0.01$	$1.71 \pm 0.02$	$1.72 \pm 0.01$
$K^0/\Lambda$	$6.06 \pm 0.01$	$6.21 \pm 0.05$	$6.22 \pm 0.01$
$\Sigma^{*+}/\Lambda$	$0.082 \pm 0.001$	$0.055 \pm 0.005$	$0.052 \pm 0.001$
$\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda}$	$0.074 \pm 0.001$	$0.047 \pm 0.006$	$0.038 \pm 0.001$
$\Sigma^{*-}/\Lambda$	$0.084 \pm 0.001$	$0.056 \pm 0.009$	$0.067 \pm 0.001$
$\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda}$	$0.060 \pm 0.001$	$0.039 \pm 0.006$	$0.037 \pm 0.001$
$\Xi^-/\Lambda$	$0.051 \pm 0.001$	$0.038 \pm 0.003$	$0.029 \pm 0.001$
$\bar{\Xi}^+/\bar{\Lambda}$	$0.056 \pm 0.001$	$0.043 \pm 0.004$	$0.040 \pm 0.001$
$\Sigma^0/\Lambda$	$0.200 \pm 0.003$	—	$0.130 \pm 0.002$
$\bar{\Sigma}^0/\bar{\Lambda}$	$0.200 \pm 0.003$	—	$0.120 \pm 0.002$

Акцептансы, рассчитанные с параметрами JETSET по умолчанию и с настроенными (см. таблицу 4.5), согласуются в пределах одного стандартного отклонения. Разница абсолютных значений была включена в систематическую неопределенность (см. параграф 3.4.2, пункт 3). С параметрами по

умолчанию предсказываемые выходы для непрямого рождения  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  составляли 58% и 54% соответственно. С новыми значениями параметров эти величины составили 37% и 32%<sup>2</sup>.

Таблица 4.5

*Акцептансы полученные с различными наборами параметров JETSET для генератора LEPTO в ГНР.*

Отношение	Значение акцептанса с “default“ параметрами JETSET	Значение акцептанса с настроенными параметрами JETSET
$A(\Sigma^{*+}/\Lambda)$	$0.67 \pm 0.03$	$0.67 \pm 0.03$
$A(\bar{\Sigma}^{*-}/\bar{\Lambda})$	$0.76 \pm 0.04$	$0.74 \pm 0.06$
$A(\Sigma^{*-}/\Lambda)$	$0.54 \pm 0.03$	$0.51 \pm 0.05$
$A(\bar{\Sigma}^{*+}/\bar{\Lambda})$	$0.78 \pm 0.05$	$0.74 \pm 0.08$
$A(\Xi^{-}/\Lambda)$	$0.41 \pm 0.02$	$0.38 \pm 0.04$
$A(\bar{\Xi}^{+}/\bar{\Lambda})$	$0.36 \pm 0.02$	$0.30 \pm 0.03$

На рис. 4.11 и 4.12 приведены распределения по множественности  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  и  $K$  частиц в зависимости от переменных  $z$  и  $x$  для экспериментальных данных (красные звездочки), для моделированных данных со значениями параметров JETSET по умолчанию (сплошная красная линия) и для моделированных данных с настроенными значениями (сплошная синяя линия). Как видно из рисунков моделированные данные с настроенными параметрами JETSET значительно лучше описывают экспериментальные данные.

---

<sup>2</sup>Эти величины также включают вклад непрямого рождения  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) от распадов  $\Xi^0$  ( $\bar{\Xi}^0$ ) и  $\Omega^-$  ( $\bar{\Omega}^+$ ) гиперонов.

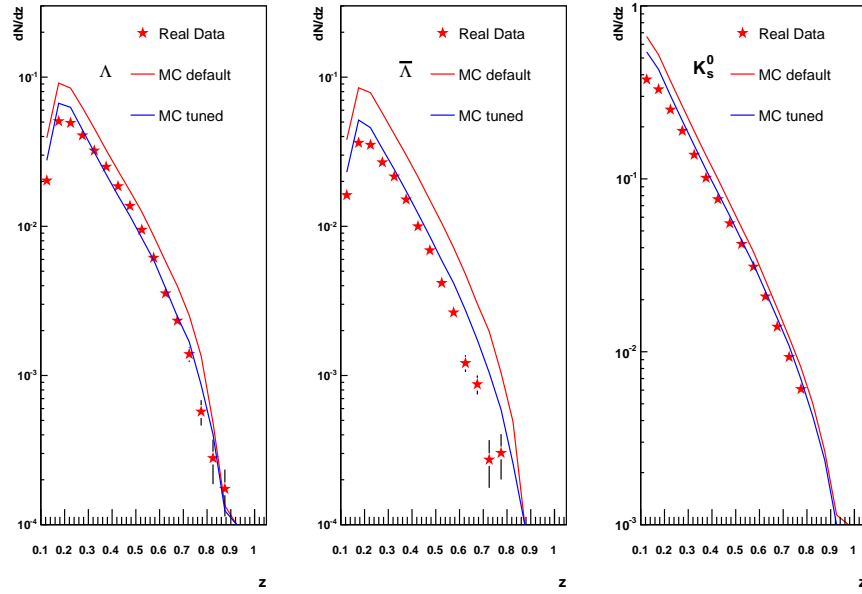


Рисунок 4.11. Распределения по множественности  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  и  $K$  частиц, в зависимости от переменной  $z$  для экспериментальных данных (красные звездочки), для моделированных данных со значениями параметров *JETSET* по умолчанию (сплошная красная линия) и для моделированных данных с настроенными значениями (сплошная синяя линия).

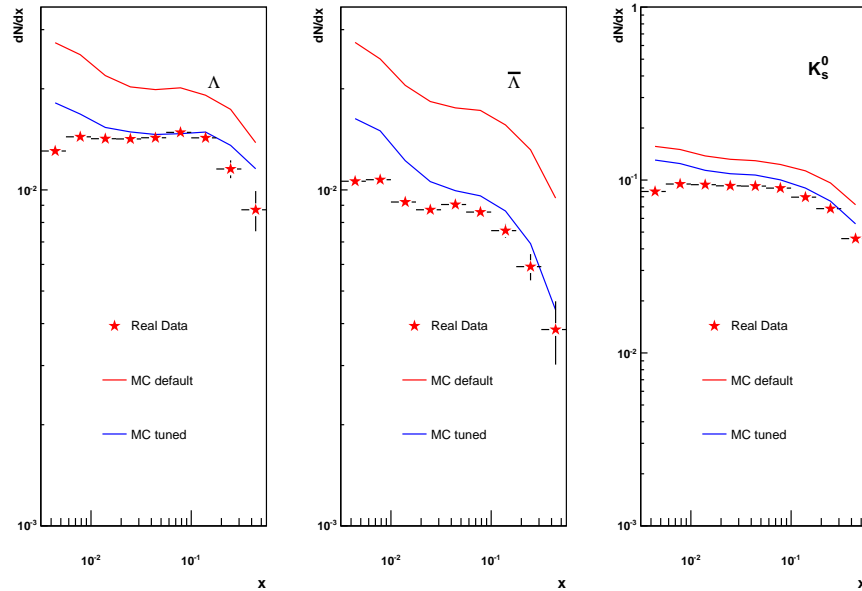


Рисунок 4.12. Распределения по множественности  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  и  $K$  частиц, в зависимости от переменной  $x$  для экспериментальных данных (красные звездочки), для моделированных данных со значениями параметров *JETSET* по умолчанию (сплошная красная линия) и для моделированных данных с настроенными значениями (сплошная синяя линия).

Следует заметить, что относительные выходы тяжелых гиперонов необходимы для правильного предсказания поляризации  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  гиперонов [9]. На рис. 4.13 и 4.14 приведены распределения  $x_F$  и  $x$  зависимости продольной передачи спина в  $\Lambda(a)$  и  $\bar{\Lambda}(b)$ , а также измерения COMPASS. Показанные зависимости получены с использованием модели  $SU(6)$  [108] и партонных распределений CTEQ5L [105] для значений параметров JETSET по умолчанию (сплошная красная линия) и с настроенными значениями (штриховая красная линия). Второй набор зависимостей рассчитан в модели Буркардта-Джаффе (BJ) [109] и распределений CTEQ5L для значений параметров JETSET по умолчанию (сплошная синяя линия) и с настроенными значениями (штриховая синяя линия). В анализе группы CTEQ количество внутренней странности нуклона фиксируется по димюонным данным экспериментов CCFR [110] и NuTeV [111]. Также отметим, что значения MRST2004LO [112] примерно совпадают с CTEQ5 (см. рис. 4.15).

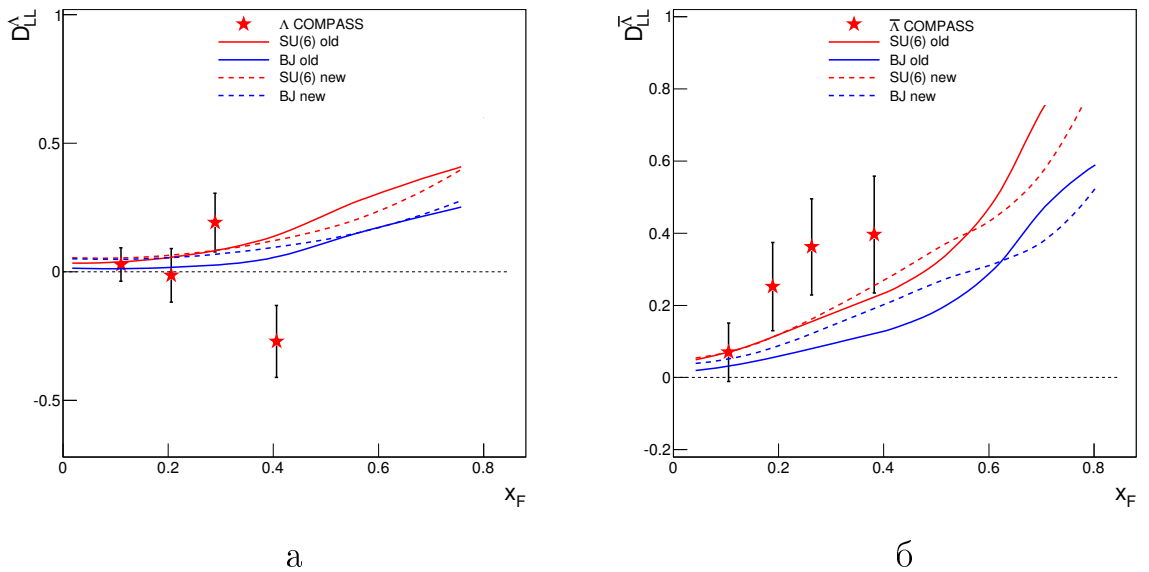


Рисунок 4.13.  $x_F$  зависимость продольной передачи спина в  $\Lambda$  (a) и  $\bar{\Lambda}$  (b) вычисленные в [108] с использованием модели  $SU(6)$  и партонных распределений CTEQ5L [105] для значений параметров JETSET по умолчанию (сплошная красная линия) и с настроенными значениями (штриховая красная линия), а также модели BJ и распределений CTEQ5L для значений параметров JETSET по умолчанию (сплошная синяя линия) и с настроенными значениями (штриховая синяя линия).

Исходя из вышесказанного, можно считать оправданным использование нового набора параметров при моделировании событий для эксперимента COMPASS.

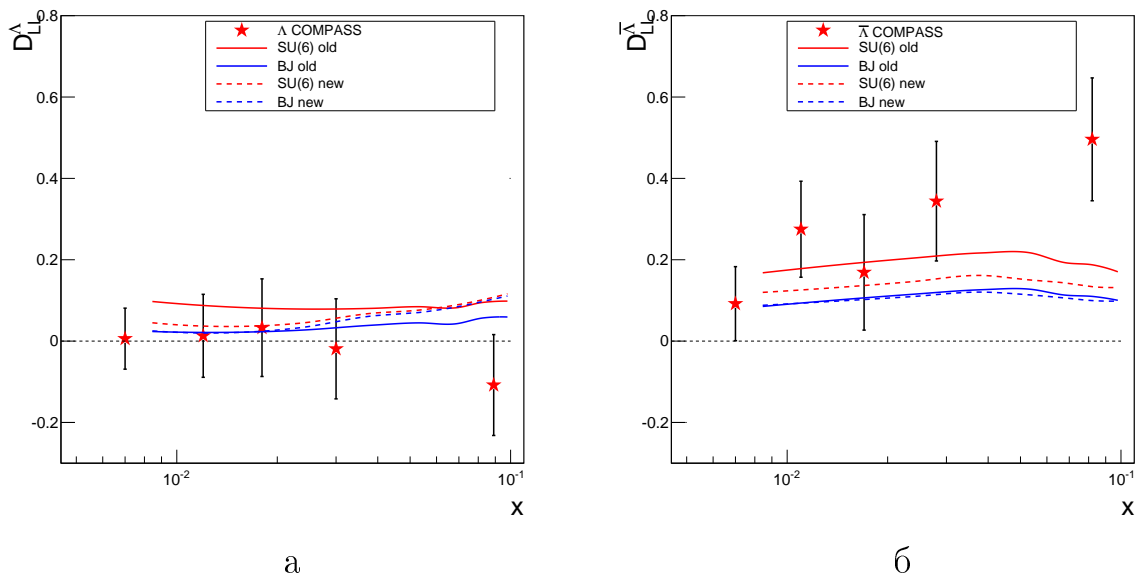


Рисунок 4.14.  $x$  зависимость продольной передачи спина в  $\Lambda$  (а) и  $\bar{\Lambda}$  (б) вычисленные в [108] с использованием модели  $SU(6)$  и партонных распределений CTEQ5L [105] для значений параметров JETSET по умолчанию (сплошная красная линия) и с настроенными значениями (штриховая красная линия), а также модели BJ и распределений CTEQ5L для значений параметров JETSET по умолчанию (сплошная синяя линия) и с настроенными значениями (штриховая синяя линия).

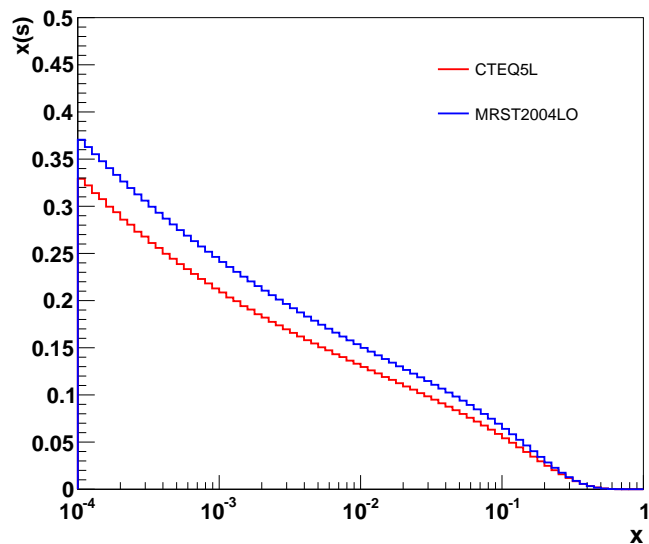


Рисунок 4.15. CTEQ5L, GRV98LO и MRST2004LO функции распределения странных кварков при фиксированном  $Q^2 = 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте COMPASS набрана уникальная статистика  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов в области ГНР заряженных лептонов. Число восстановленных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов составило 112000 и 67000 соответственно.

Впервые:

а) измерены выходы тяжелых гиперонов  $\Sigma^{*+}$ ,  $\Sigma^{*-}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*+}$ ,  $\Xi^-$  и  $\bar{\Xi}^+$  в ГНР с относительной неопределенностью порядка 10%;

б) точность выполненных измерений позволила провести настройку параметров программы моделирования LEPTO/JETSET в ГНР. С новыми значениями параметров оценены не прямые выходы  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов.

Следует отметить, что ранее были измерены только выходы тяжелых гиперонов  $\Sigma^{*+}$ ,  $\Sigma^{*-}$ ,  $\Xi^-$ , но не антигиперонов  $\bar{\Sigma}^{*-}$ ,  $\bar{\Sigma}^{*+}$ ,  $\bar{\Xi}^+$ , в ГНР нейтрино коллаборацией NOMAD [97]. Из-за больших экспериментальных ошибок измерений в эксперименте NOMAD, мы не можем сделать определенных сравнительных выводов о выходах тяжелых гиперонов в ГНР заряженных лептонов и в ГНР нейтрино.

### Основные результаты и выводы

1) Впервые измерены относительные выходы тяжелых гиперонов  $\Sigma(1385)^+$ ,  $\Sigma(1385)^-$ ,  $\Xi(1321)^-$  и антигиперонов  $\bar{\Sigma}(1385)^-$ ,  $\bar{\Sigma}(1385)^+$ ,  $\bar{\Xi}(1321)^+$  по отношению к  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  барионам в ГНР заряженных лептонов:

$$\Sigma(1385)^+/\Lambda = 0.055 \pm 0.005(\text{стат}) \pm 0.005(\text{сист})$$

$$\bar{\Sigma}(1385)^-/\bar{\Lambda} = 0.047 \pm 0.006(\text{стат}) \pm 0.006(\text{сист})$$

$$\Sigma(1385)^-/\Lambda = 0.056 \pm 0.009(\text{стат}) \pm 0.007(\text{сист})$$

$$\bar{\Sigma}(1385)^+/\bar{\Lambda} = 0.039 \pm 0.006(\text{стат}) \pm 0.006(\text{сист})$$

$$\Xi(1321)^-/\Lambda = 0.038 \pm 0.003(\text{стат}) \pm 0.002(\text{сист})$$

$$\bar{\Xi}(1321)^+/\bar{\Lambda} = 0.043 \pm 0.004(\text{стат}) \pm 0.002(\text{сист})$$

2) Измерены относительные выходы тяжелых гиперонов и антигиперонов как в ГНР, так и во всей кинематической области  $Q^2$  и  $y$ . Показана в пределах статистических ошибок независимость этих выходов от значения  $Q^2$ . Показано, что относительные выходы тяжелых гиперонов во всей кинематической области и ГНР различаются приблизительно на 6%, что значительно меньше экспериментальных ошибок.

3) Уникальные измерения относительных выходов позволили провести оптимизацию значений параметров LEPTO/JETSET PARJ(1) – PARJ(5), PARJ(7), связанных с рождением странных кварков и процессами их фрагментации в ГНР заряженных лептонов. Новые значения этих параметров существенно отличаются от параметров, включенных в стандартную версию LEPTO/JETSET.

4) Оценен вклад непрямого выхода  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) барионов в ГНР, который составляет порядка  $(37 \pm 3)\%$  и  $(32 \pm 3)\%$  соответственно от полного числа рожденных гиперонов.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

### Процедура Closest Distance of Approach (CDA)

Двухмерное значение величины CDA в плоскости  $xy$  вычислялась как расстояние между направлением импульса  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) и треком не ассоциированным с первичной вершиной, с которым на первом этапе вычислялась инвариантная масса. Была исследована необходимость ограничения на величину CDA для подавления фоновых событий. На рис. А.1 представлено распределение величины CDA для событий, в которых проводился поиск и восстановление  $\Xi$  гиперонов.

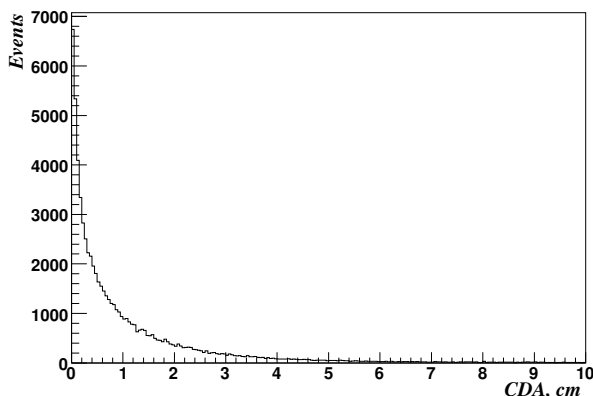


Рисунок А.1. Распределение величины CDA.

Для оценки эффективности ограничения на величину CDA вычислялся коэффициент FOM (Figure Of Merit):

$$FOM = \left( \frac{1}{\sqrt{N_{sig}}} \cdot \sqrt{\frac{N_{sig} + N_{bkg}}{N_{sig}}} \right)^{-1}, \quad (A.1)$$

где  $N_{sig}$  - число событий полученных в результате фитирования инвариантной массы  $\Xi^-$  в интервале  $\pm 2\sigma$  от средней величины  $\Lambda\pi^-$  пика. Фитирование осуществлялось функцией Гаусса  $G(x)$  (формула 4.1) для сигнала и функцией  $B(x)$  для фона (см. формулу 3.2).  $N_{bkg}$  - число фоновых событий в интервале  $\pm 2\sigma$  от средней величины  $\Lambda\pi^-$  пика. Число фоновых событий вычислялась как разница между полным числом событий в интервале  $\pm 2\sigma$  и числом событий полученных в результате фитирования  $\Lambda\pi^-$  пика. В таблице А.1 показаны коэффициенты FOM при различных ограничениях на величину CDA.

Таблица А.1

*Величина CDA и коэффициент FOM при восстановлении  $\Xi^-$  гиперонов.*

Ограничение на величину CDA (см)	FOM
0.2	34.94
0.4	36.43
0.6	36.58
0.8	36.63
1.0	36.59
Без ограничений	37.32

Как видно из таблицы А.1, введение дополнительного критерия на величину CDA не приводит к улучшению соотношения сигнала и фона, поэтому ограничение на величину CDA не использовалась в данной работе.

## ПРИЛОЖЕНИЕ В

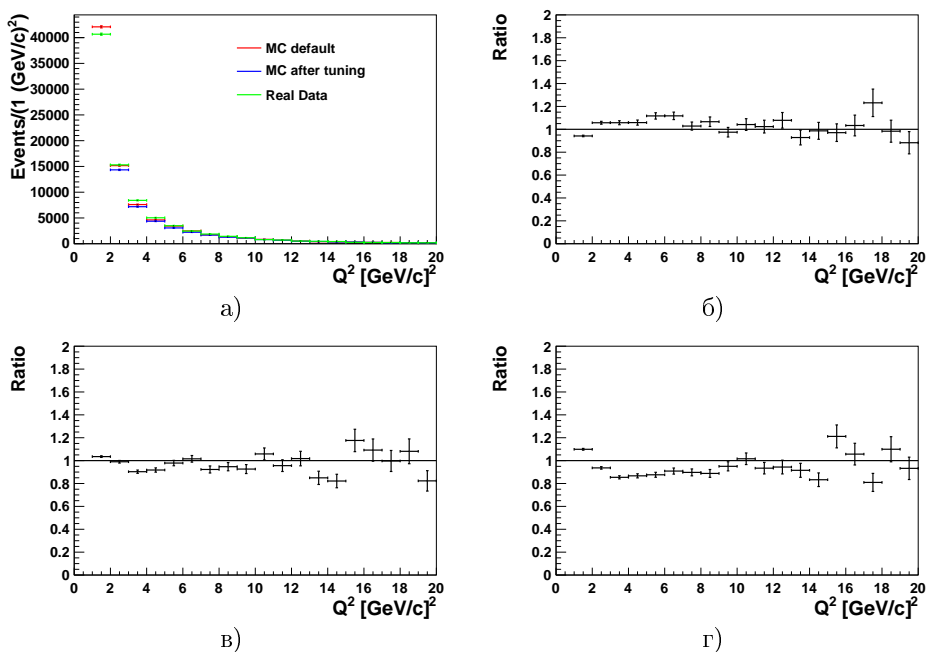


Рисунок В.1. Распределение кинематической переменной  $Q^2$  для  $\Sigma^+$  (а), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

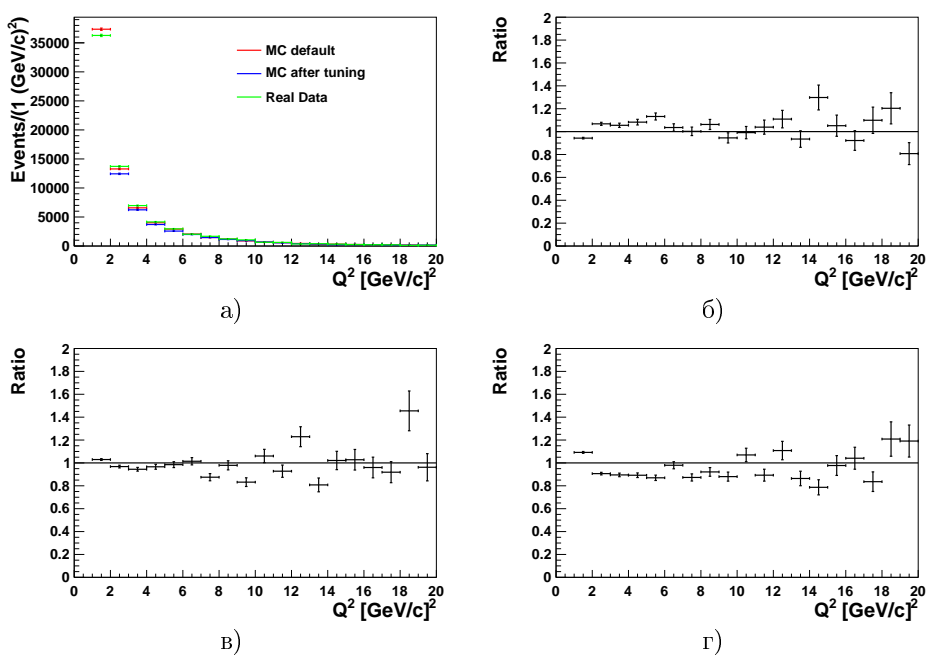


Рисунок В.2. Распределение кинематической переменной  $Q^2$  для  $\Sigma^+$  (а), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

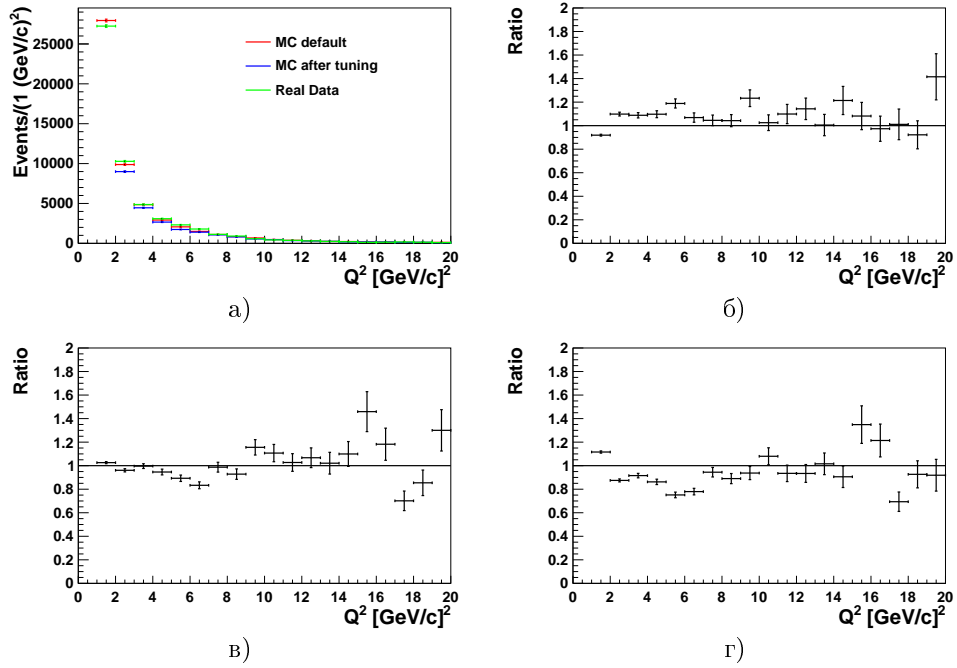


Рисунок В.3. Распределение кинематической переменной  $Q^2$  для  $\bar{\Sigma}^-$  (а), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

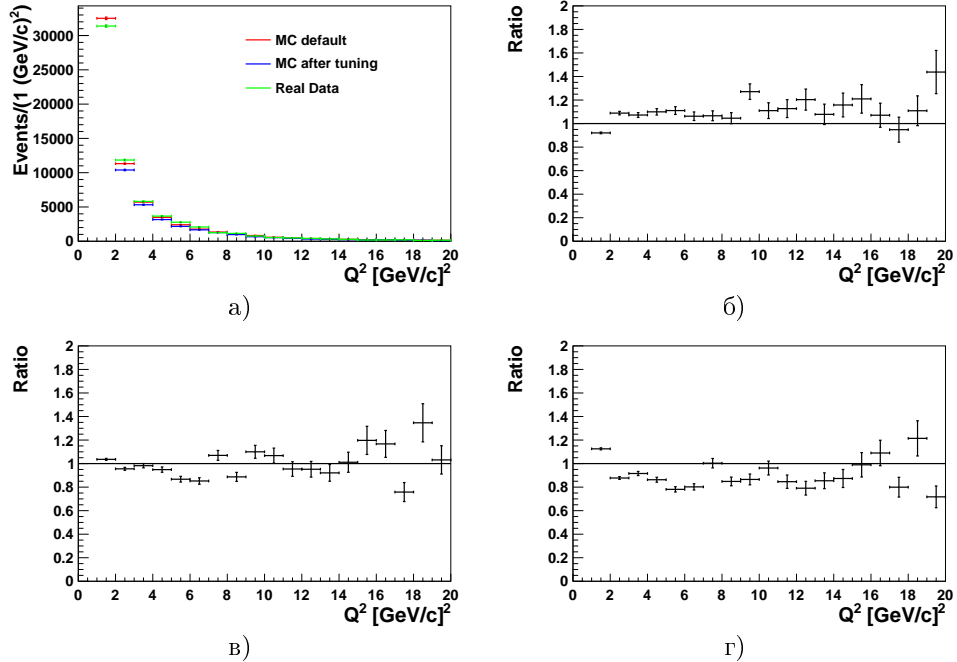


Рисунок В.4. Распределение кинематической переменной  $Q^2$  для  $\bar{\Sigma}^+$  (а), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

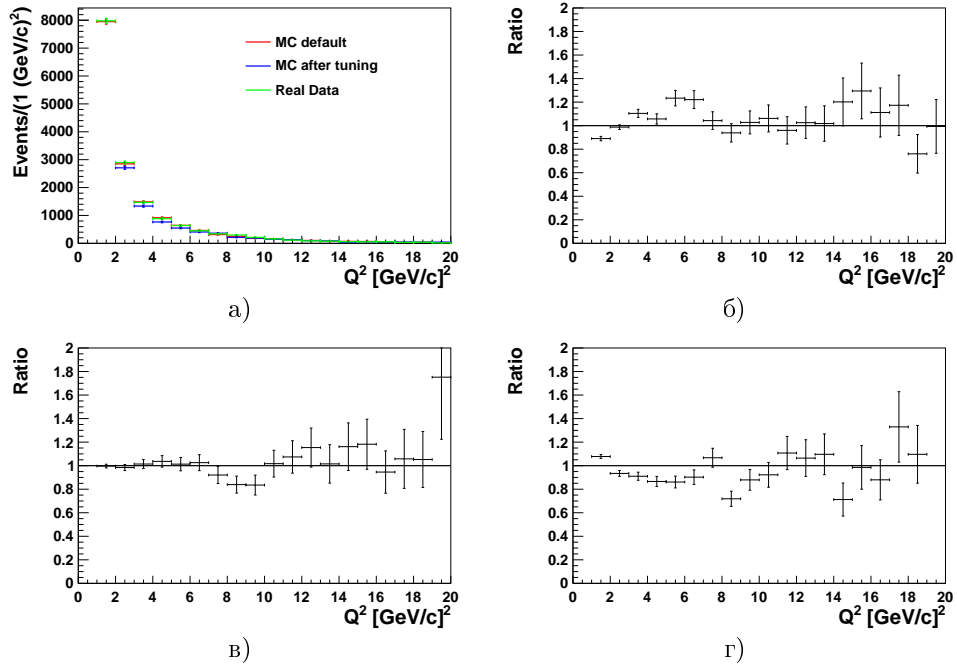


Рисунок В.5. Распределение кинематической переменной  $Q^2$  для  $\Xi^-$  (а), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

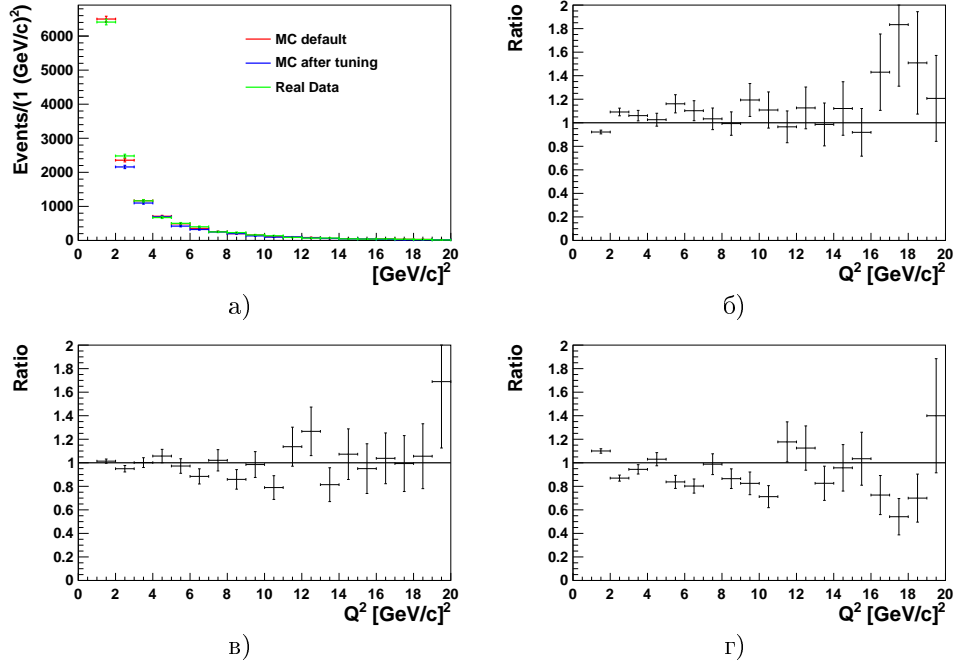


Рисунок В.6. Распределение кинематической переменной  $Q^2$  для  $\Xi^+$  (а), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $Q^2$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

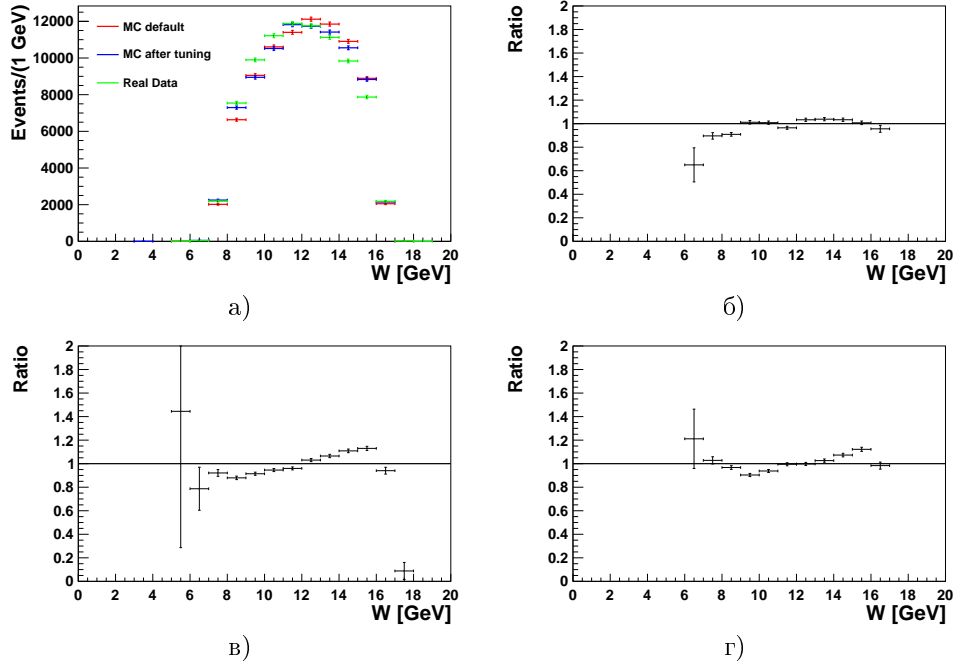


Рисунок В.7. Распределение кинематической переменной  $W$  для  $\Sigma^+$  (а), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $W$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

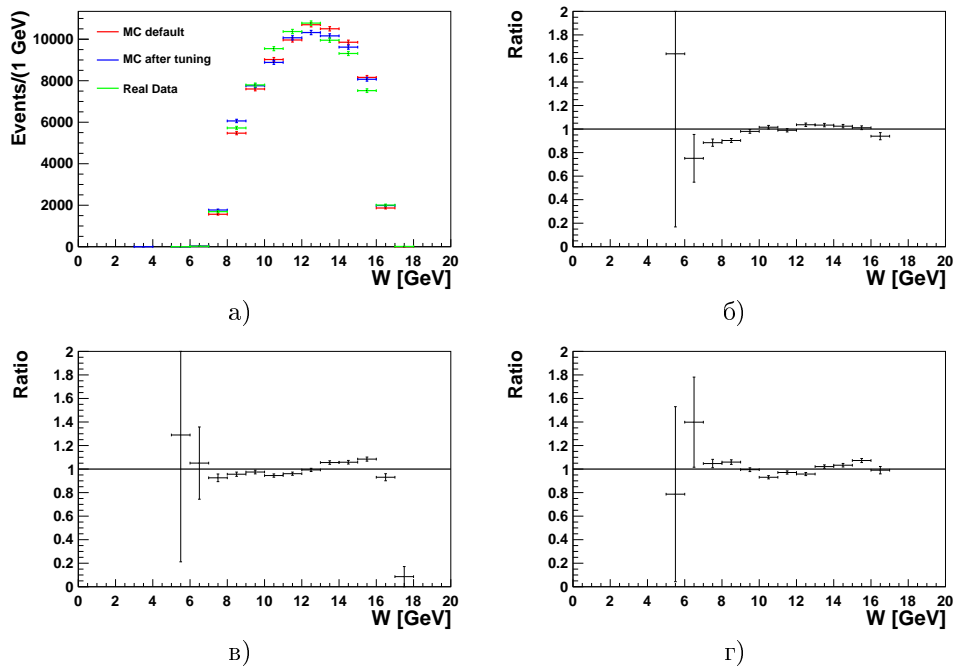


Рисунок В.8. Распределение кинематической переменной  $W$  для  $\Sigma^-$  (а), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $W$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).



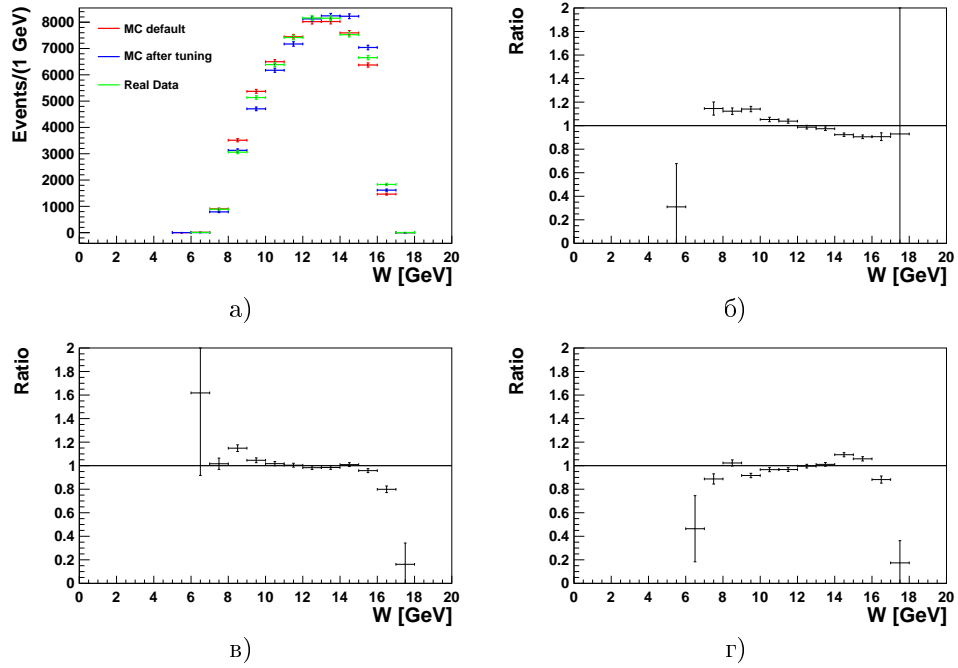


Рисунок В.9. Распределение кинематической переменной  $W$  для  $\bar{\Sigma}^-$  (а), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $W$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

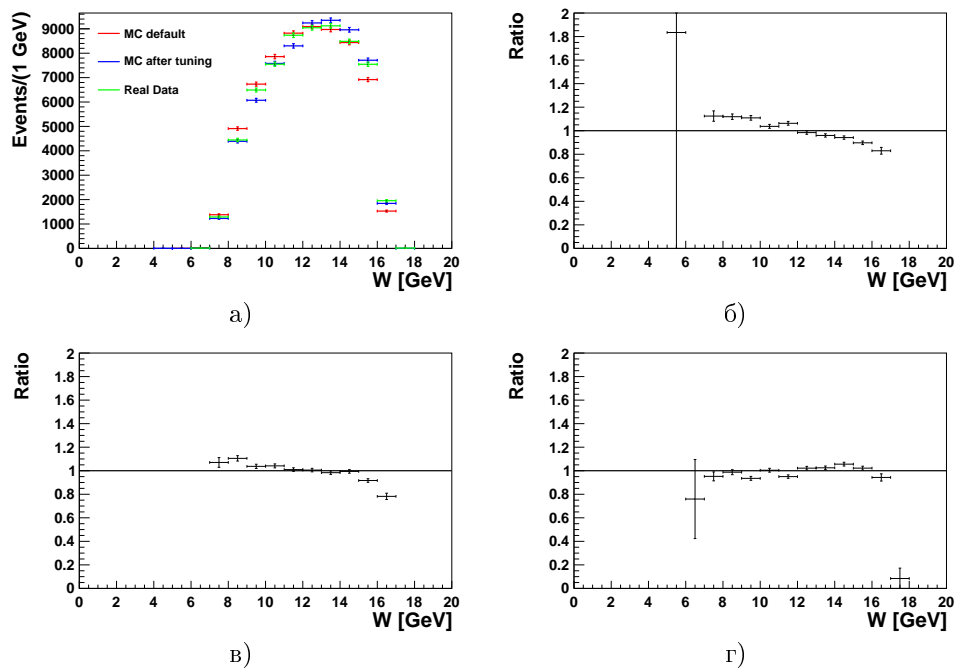


Рисунок В.10. Распределение кинематической переменной  $W$  для  $\bar{\Sigma}^+$  (а), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $W$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

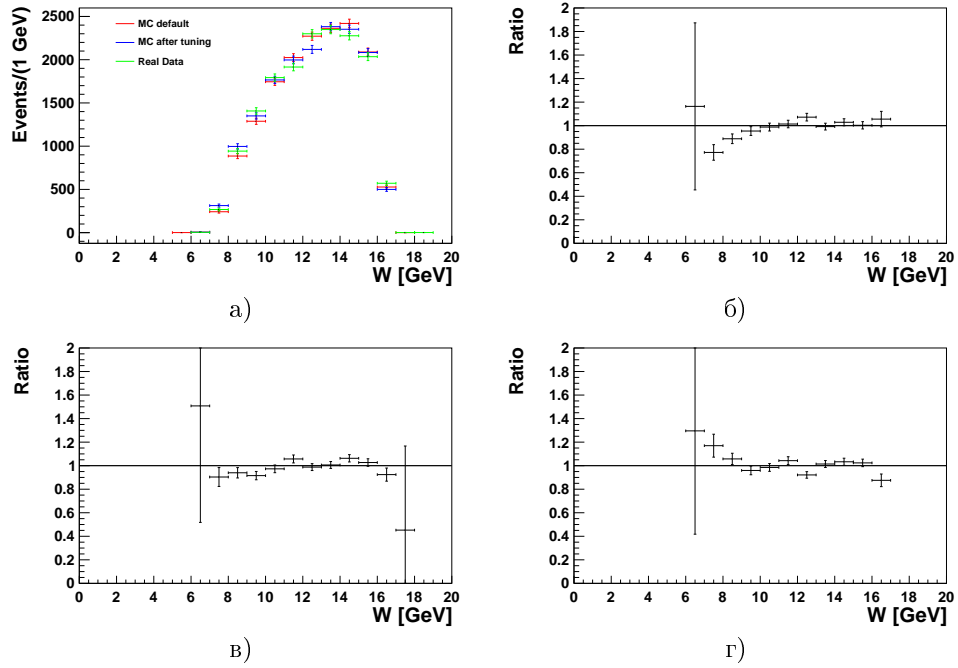


Рисунок В.11. Распределение кинематической переменной  $W$  для  $\Xi^-$  (а), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $W$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

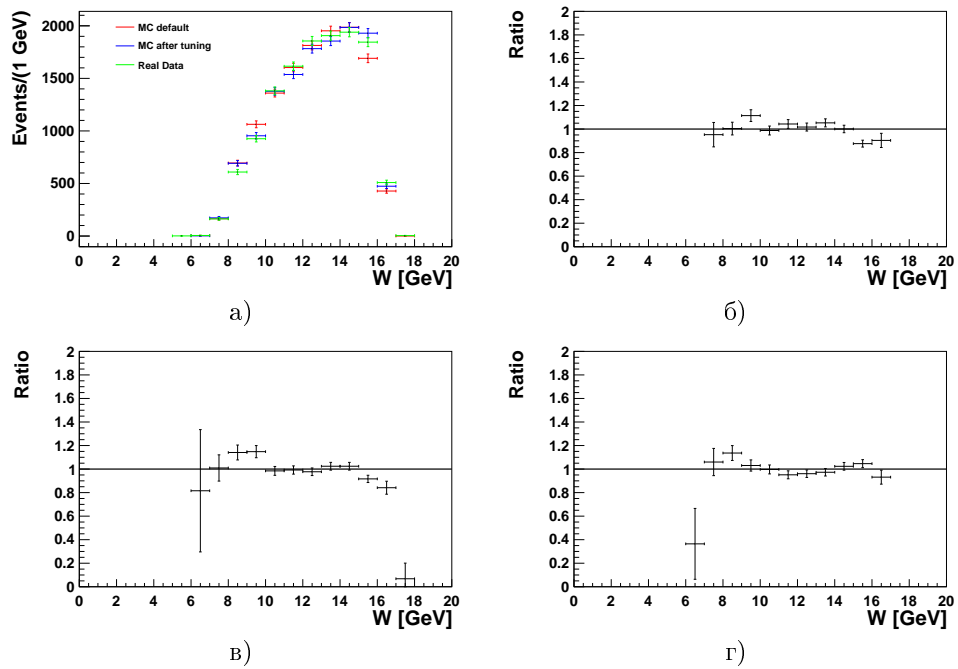


Рисунок В.12. Распределение кинематической переменной  $W$  для  $\Xi^+$  (а), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $W$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $W$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

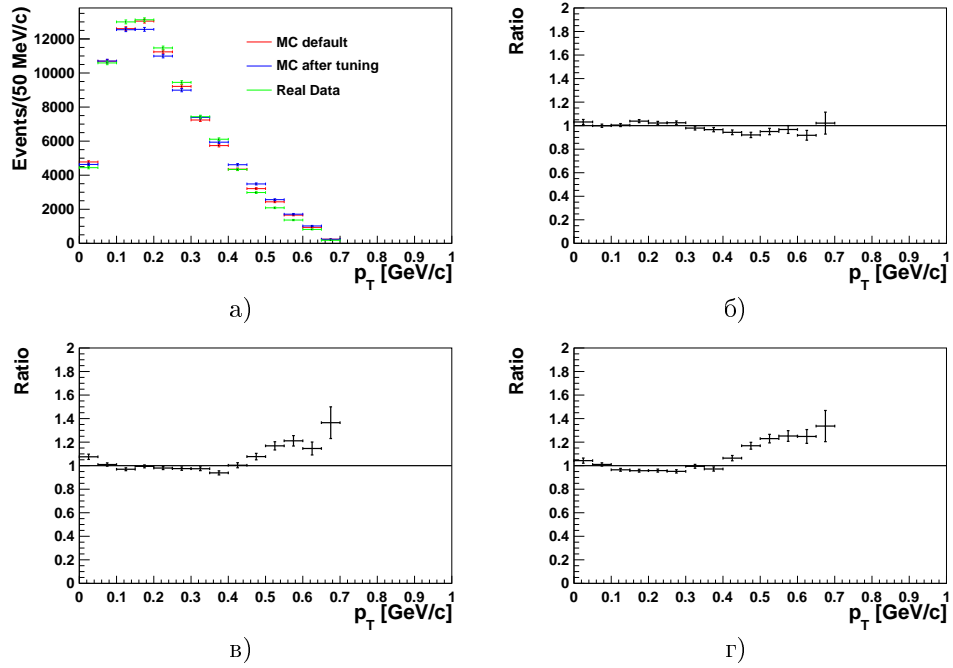


Рисунок В.13. Распределение кинематической переменной  $p_T$  для  $\Sigma^+$  (а), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

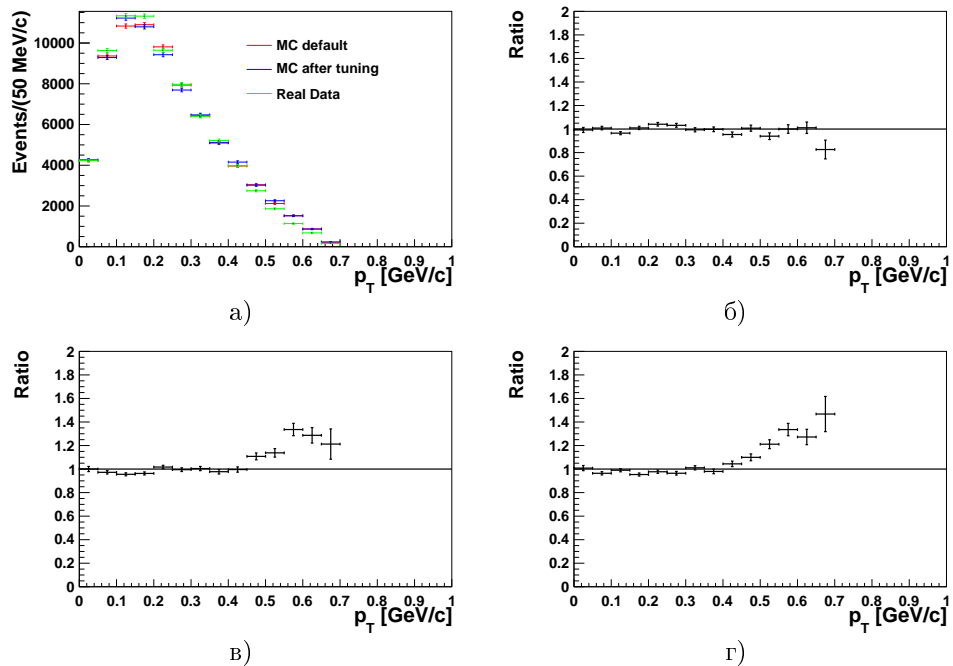


Рисунок В.14. Распределение кинематической переменной  $p_T$  для  $\Sigma^-$  (а), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

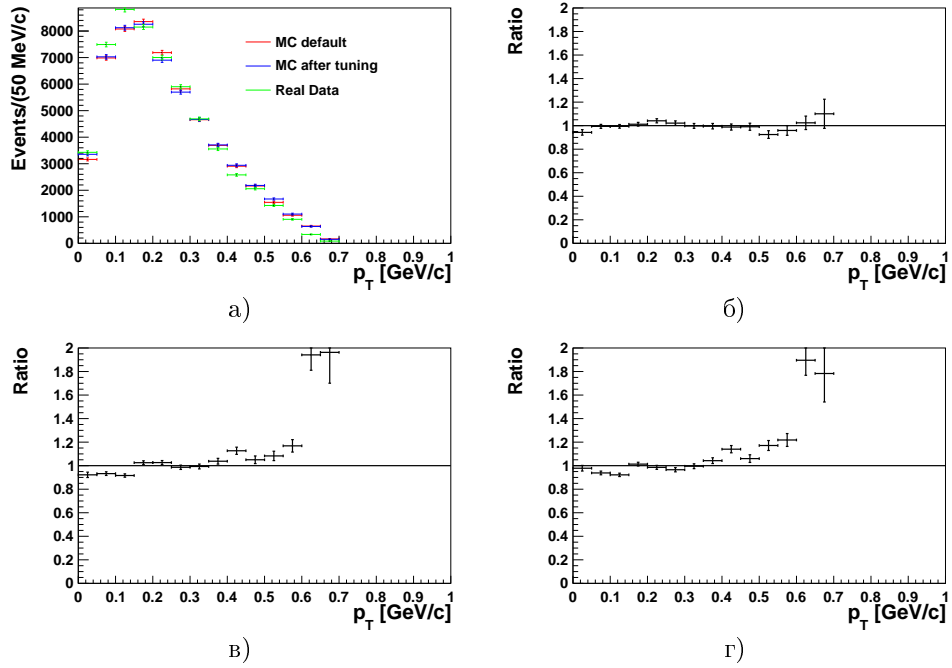


Рисунок В.15. Распределение кинематической переменной  $p_T$  для  $\bar{\Sigma}^-$  (а), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

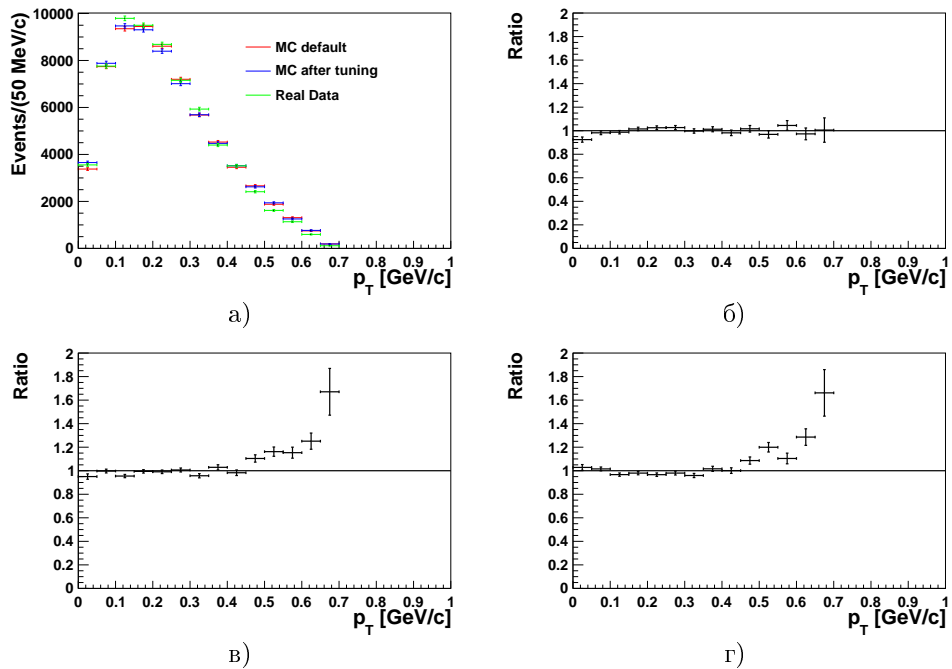


Рисунок В.16. Распределение кинематической переменной  $p_T$  для  $\bar{\Sigma}^+$  (а), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

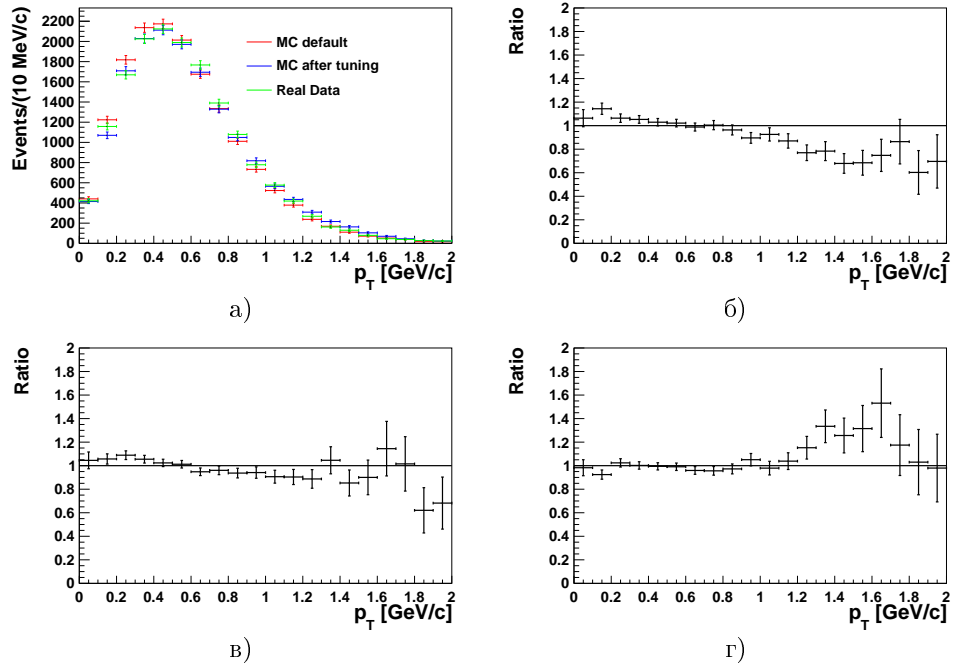


Рисунок В.17. Распределение кинематической переменной  $p_T$  для  $\Xi^-$  (а), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

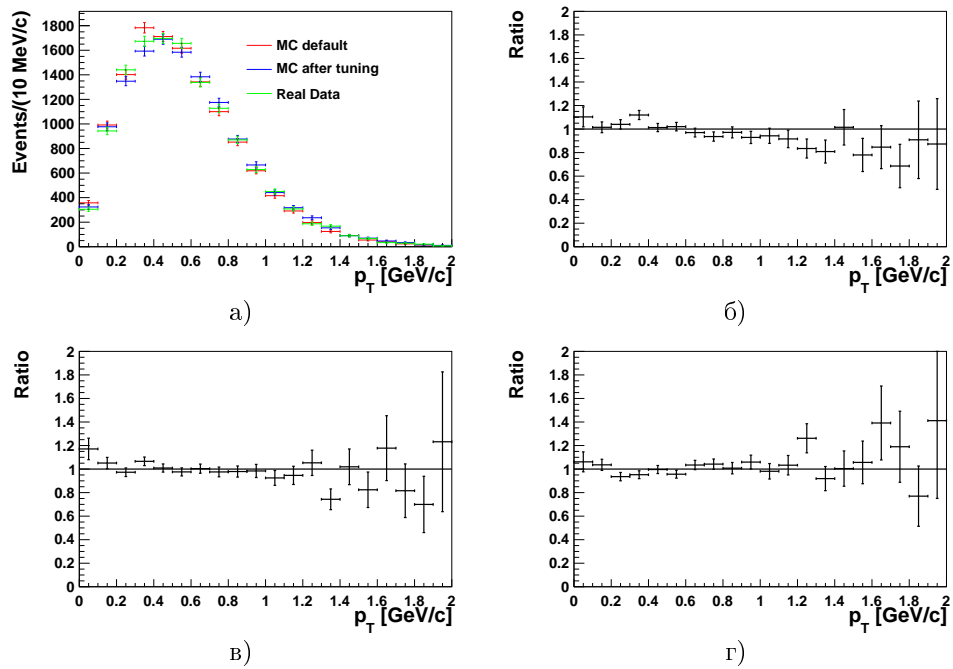


Рисунок В.18. Распределение кинематической переменной  $p_T$  для  $\Xi^+$  (а), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $p_T$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

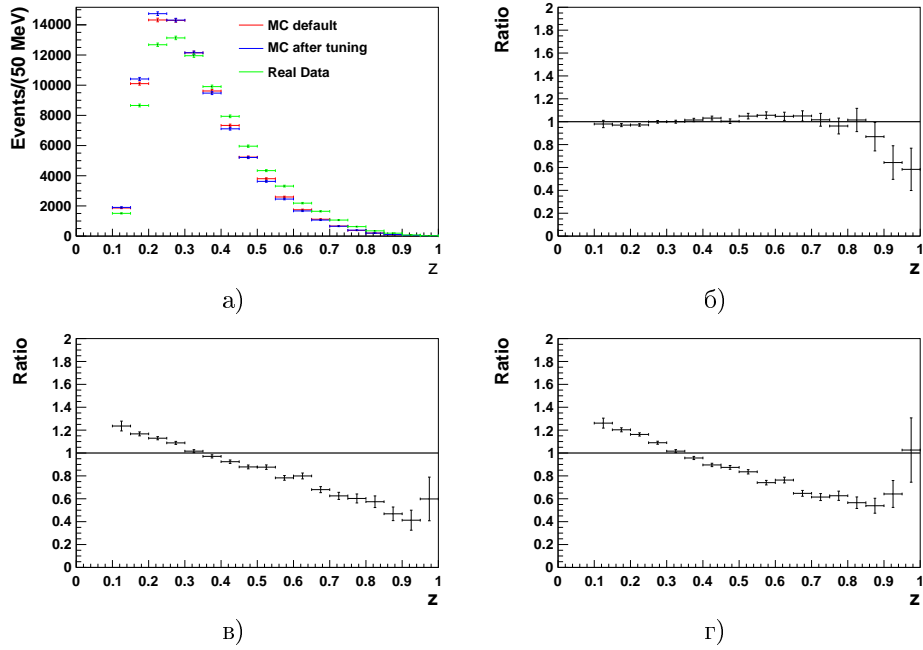


Рисунок В.19. Распределение кинематической переменной  $z$  для  $\Sigma^+$  (а), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $z$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

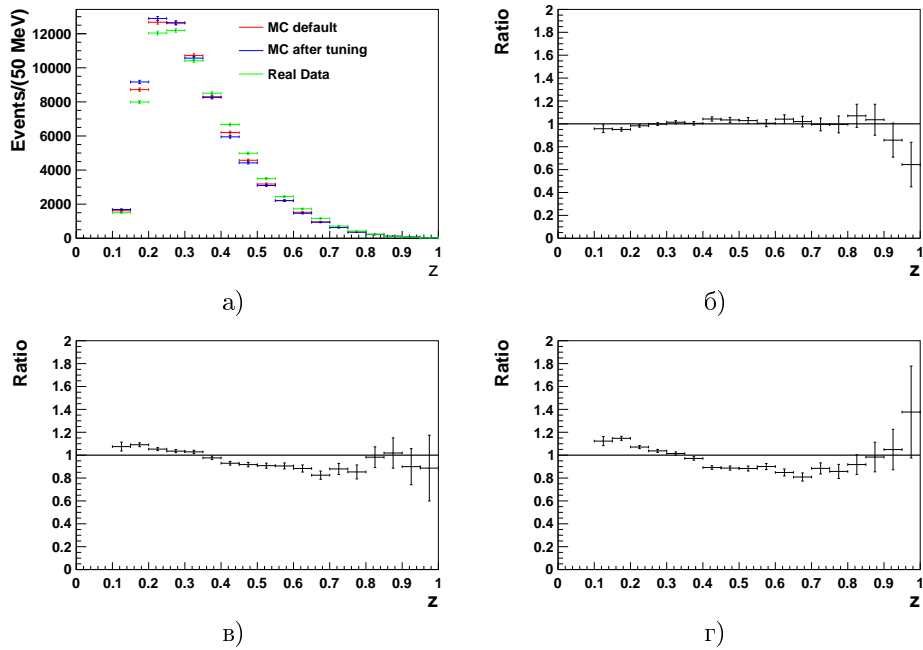


Рисунок В.20. Распределение кинематической переменной  $z$  для  $\Sigma^-$  (а), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $z$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

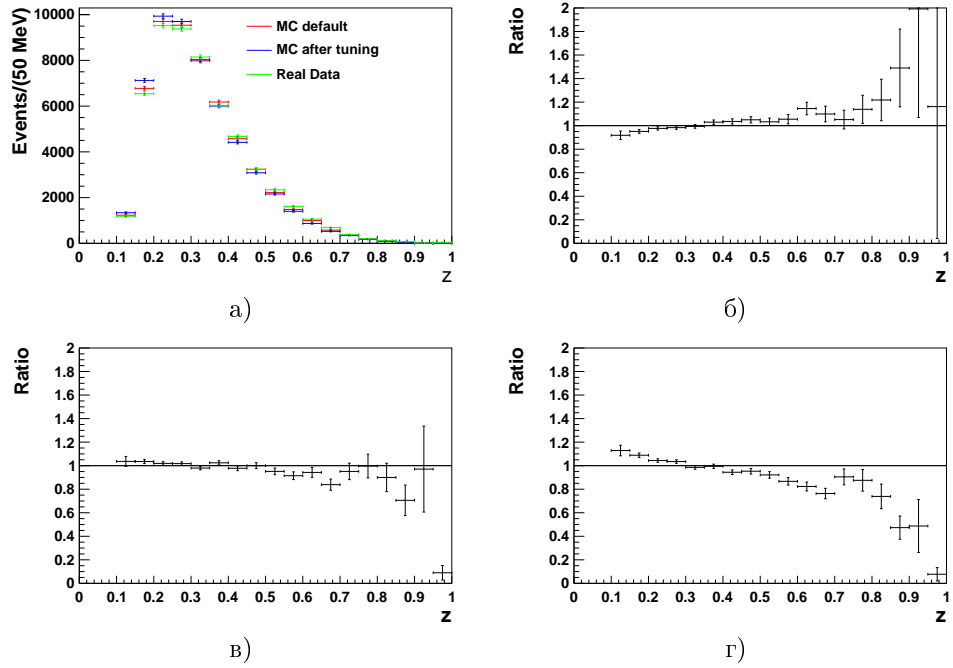


Рисунок В.21. Распределение кинематической переменной  $z$  для  $\bar{\Sigma}^-$  (а), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $z$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

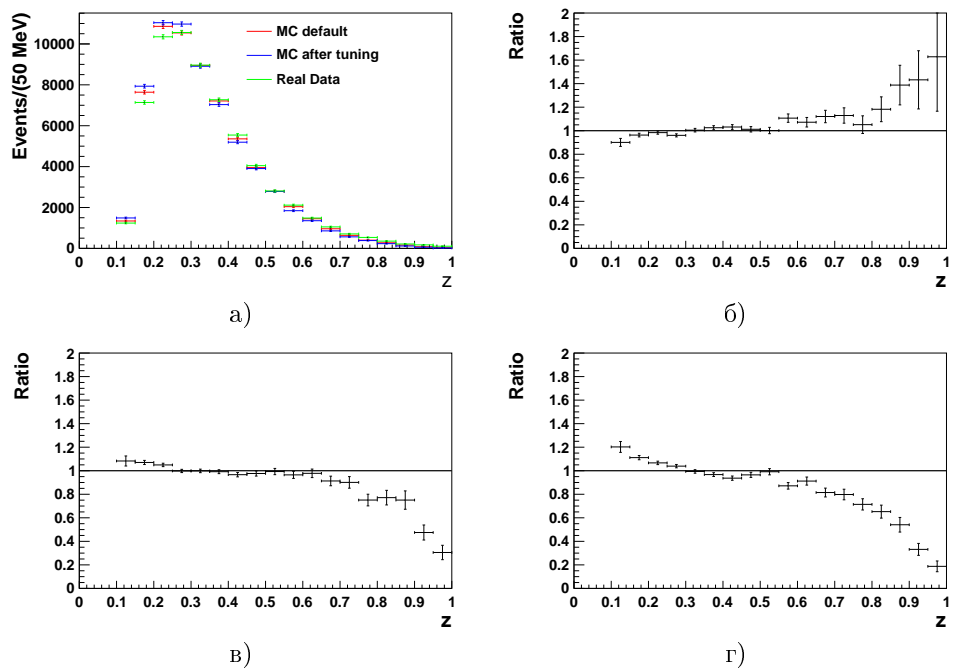


Рисунок В.22. Распределение кинематической переменной  $z$  для  $\bar{\Sigma}^+$  (а), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до и после настройки параметров JETSET (б), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $z$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

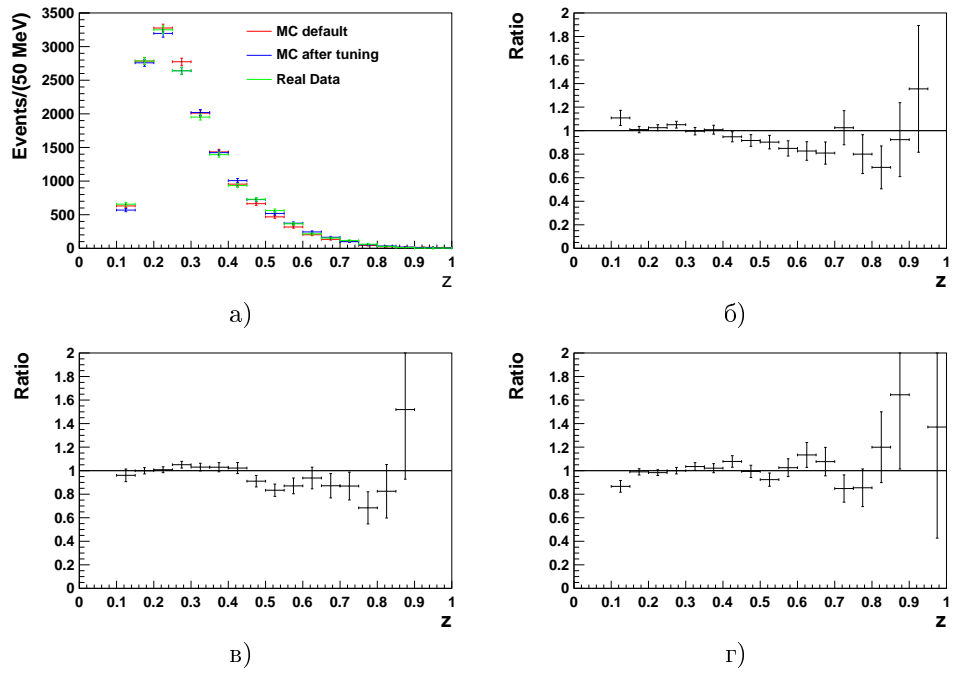


Рисунок В.23. Распределение кинематической переменной  $z$  для  $\Xi^-$  (а), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до и после настройки параметров *JETSET* (б), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $z$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).

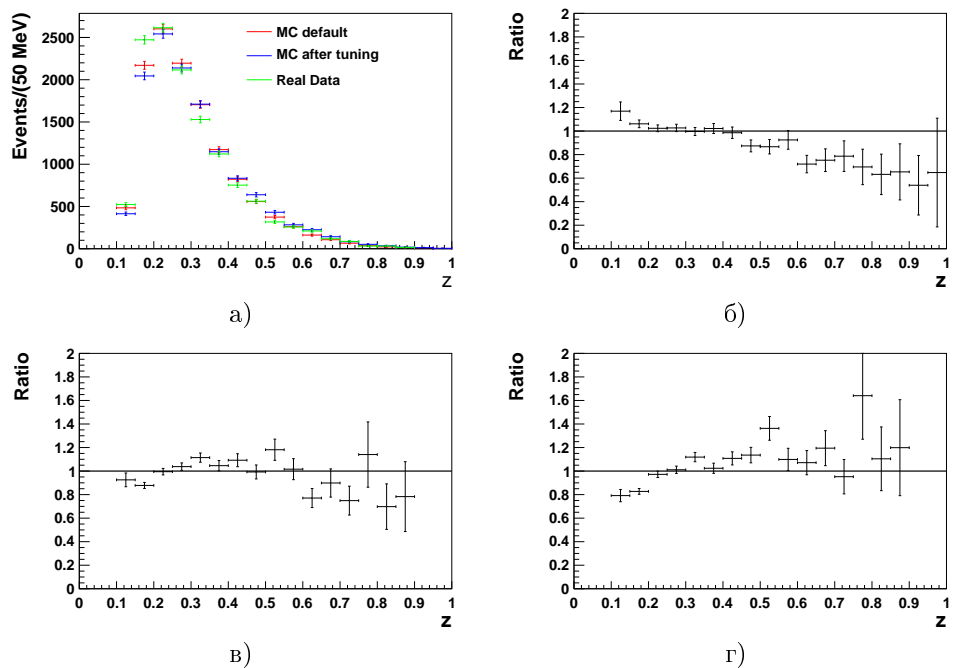


Рисунок В.24. Распределение кинематической переменной  $z$  для  $\Xi^+$  (а), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до и после настройки параметров *JETSET* (б), отношение распределений  $z$  Монте-Карло до настройки параметров к экспериментальным данным (в) и отношение распределений  $z$  Монте-Карло после настройки параметров к экспериментальным данным (г).



## СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. HERMES Collaboration, A. Airapetian et al., *Phys. Rev.* **D74** (2006) 072004.
2. E665 Collaboration, M.R. Adams et al., *Eur. Phys. J.* **C17** (2000) 263.
3. NOMAD Collaboration, P. Astier et al., *Nucl. Phys.* **B588** (2000) 3.
4. NOMAD Collaboration, P. Astier et al., *Nucl. Phys.* **B605** (2001) 3.
5. STAR Collaboration, B.I. Abelev et al., *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 252001.
6. WA21 Collaboration, G.T.Jones et al., *Z. Phys.* **C28** (1985) 23.
7. WA59 Collaboration, S.Willocq et al., *Z. Phys.* **C53** (1992) 207.
8. E632 Collaboration, D. De Prospro et al., *Phys. Rev.* **D50** (1994) 6691.
9. COMPASS Collaboration, M. Alekseev et al., *Eur. Phys. J.* **C64** (2009) 171.
10. NOMAD Collaboration, P. Astier et al., *Nucl. Phys.* **B621** (2002) 3.
11. COMPASS Collaboration, C. Adolph et al., *Eur. Phys. J.* **C 73** (2013) 2581.
12. A.E.G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, *Comp. Phys. Commun.* **101** (1997) 108.
13. T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Commun.* **82** (1994) 74.
14. Ф.Клоуз, Кварки и партоны, Издательство Мир (1982).
15. W.K.H. Panofsky, *Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Conference on High Energy Physics*, Vienna (1968) 23.
16. J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547.
17. R.P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415.
18. B.D. Bjorken and E.A. Paschos, *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975.
19. Физическая энциклопедия. В 5-ти томах. М.: Советская энциклопедия. Главный редактор А. М. Прохоров (1988).

20. Й. Намбу, Почему нет свободных кварков, *124* 1 (1978) 147.
21. K.G. Wilson, *Confinement of quarks Phys. Rev. D* **10** (1974) 8 2445.
22. В.В. Нестеренко, Расчет статического межкваркового потенциала в струнной модели во времениподобной калибровке, *ТМФ* 71 2 (1987) 238.
23. И.Ю. Кобзарев и др., Спин-орбитальная связь в модели струны, *Ядерная физика*, 44 2 (1986) 475.
24. X. Artru, Classical string phenomenology. How strings work, *Phys. Repts.* **97** (1983) 147.
25. П.Э. Волковицкий, Модель фрагментации струн Лундского университета, в сб.: *Элементарные частицы*, 12 школа физики ИТЭФ, М. в. 4 (1986) 68.
26. B. Andersson et. al., Parton-fragmentation and string dynamics, *Phys. Rep.* **97** (1983) 31.
27. V. Barger, R. Phillips, *Collider Physics. Addison-Wesley* (1997).
28. E.V. Shuryak et al., *Phys. Lett.* **B78** (1978) 150.
29. P.K. Malhotra and R.Orava., *Z. Phys.* **C17** (1983) 84.
30. G.J. Alner et al., *Nucl. Phys.* **B 258** (1985) 505.
31. F.Abe et al., *Phys. Review.* **D40** (1989) 3791.
32. G.Bocquel et al., *Phys. Lett.* **B 366** (1996) 447.
33. M.G. Sapozhnikov *Nucleon Strangeness: Intrinsic or Extrinsic?* Issue 1-4 (2011) 145-152.
34. S.Brodsky, C.Peterson, N.Sakai, *Phys. Rev.* **D23** (1981) 2745.
35. B.L. Ioffe, M.Karliner, *Phys. Lett.* **B247** (1990) 387.
36. B.L. Ioffe, *Nucl.Phys.* **B188** (1981) 317; erratum **B191** (1981) 591.
37. R.Koch, *Z. Phys.* **C15** (1982) 161.

38. J.Gasser, H.Leutwyler, M.E.Sainio, *Phys. Lett.* **B253** (1991) 252; **253** (1991) 260.
39. B.Borasoy, U.-G.Meissner, *Annals. Phys.* 254 (1997) 192.
40. M.Pavan et al., arXiv:hep-ph/0111066.
41. H.Ohki et al., arXiv:hep-lat/0910.3271.
42. R.D. Young, A.W. Thomas, *Phys. Rev.* **D81** (2010) 014503.
43. D.Toussaint, W.Freeman, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 122002.
44. M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214.
45. CERN Rep., 8182/Th.401 (1964).
46. J.J. Aubert et al., *Experimental Observation of a Heavy Particle*, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1404-1406.
47. S.W. Herb et al., *Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton - nucleus collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 252.
48. F. Takagi, *A Constituent Quark Model For Production Of Forward Hyperons In Proton*, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 1461.
49. T. Tashiro, H. Noda, K. Kinoshita and C. Iso, *Single-particle spectra in soft hadron-hadron interactions and two-component cascade model*, **35** (1987) 21.
50. T. Tashiro, H. Noda, and K. Kinoshita, *Hyperon Structure And Projectile Fragmentation*, *Phys. C Particles and Fields* **39** (1988) 499.
51. R.A.M.S. Nazareth, N. Prado, and T. Kodama, *Phys. Rev.* **D40** (1989) 2861. R.A.M.S. Nazareth, T. Kodama, and D.A. Portes, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 2896.
52. J.Rafelski and B.Muller, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1066; *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 2334.
53. P.Koch, B.Muller, J.Rafelski, *Phys. Repts.* **142** (1986) 167.

54. T. Matsui and H. Satz, *Phys. Lett.* **B178** (1986) 416.
55. K. Geiger, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 4129.
56. R. Vogt, B.V. Jacak, P.L. McGaughey, P.V. Ruuskanen, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 3345.
57. P. Levai, B. Müller, and Xin-Nian Wang, *Phys. Rev.* **C51** (1995) 3326.
58. Z. Lin and M. Gyulassy, *Phys. Rev.* **C51** 2177 (1995); *Phys. Rev.* **C52** (1995) (E) 440.
59. E. Shuryak, nucl-th/9605011 (1996).
60. R.C. Hwa, *Phys. Rev. Lett.* **77** 227 (1996).
61. N.K. Glendenning, *Phys. Lett.* **144B** (1982) 392.
62. N.K. Glendenning, *Z. Phys.* **A326** (1987) 57.
63. J.Schaffner and I.N. Mishustin, *Phys. Rev.* **C53** (1996) 1416.
64. M. Gell-Mann, The Interpretation of the New Particles as Displaced Charged Multiplets, *Il Nuovo Cimento*, 4 (S2) (1956) 848.
65. T. Nakano, N. Nishijima, Charge Independence for V-particles, *Progress of Theoretical Physics*, 10 (5) (1953) 581.
66. R.P. Feynman, M.Gell-Mann, G.Zweig, Group  $U(6) \times U(6)$  generated by current components *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964).
67. Ф.Хелзен, А.Мартин. Кварки и лептоны: Введение в физику частиц. Издательство Мир (1987).
68. F.E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press (1979).
69. R. Armenteros et al., Decay of V Particles, *Nature* 167 (4248): (1951) 501-503.
70. В.П. Кондратьев, Г.А. Феофилов, Рождение странных частиц в релятивистских столкновениях тяжелых ионов, *ФЭЧАЯ Т.42*, вып.6 (2011).

71. G. Alexander et al., Strange baryon production in hadronic Z0 decays. *Z. Phys.* **C73** (1997) 569-586.
72. B. Aubert et al., Search for strange pentaquark production in  $e^+e^-$  annihilations at  $\sqrt{s} = 10.58$  GeV and in upsilon(4s) decays. *Phys. Rev. Lett.* (2005) 95.
73. COMPASS Collaboration, P. Abbon et al., The COMPASS Experiment at CERN *Nucl. Instrum. Meth.* **A577** (2007) 455.
74. J. Bisplinghoff et al., A scintillating fibre hodoscope for high rate applications, *Nucl. Instrum. Meth.* **A490** (2002) 101-111.
75. М.Д.Шафранов, Микроструктурные газовые детекторы, ФЭЧАЯ, Т33 ВЫП.5 (2002).
76. Micromegas as a large microstrip detector for the COMPASS experiment. D.Thers et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A469** (2001) 133-146.
77. M.C. Altunbas et al., Construction, test and commissioning of the triple-GEM tracking detector for COMPASS, *Nucl. Instrum. Meth.* **A490** (2002) 177-203.
78. V.N. Bychkov et al., Construction and Manufacture of Large Size Straw-Chambers of the COMPASS Spectrometer Tracking System, *Part. Nucl. Lett.* **2** (2002) 111.
79. E.Iarocci, *Nucl. Instrum. Meth.* **A217** (1983) 30.
80. E. Albrecht et al., The mirror system of COMPASS RICH-1, *Nucl. Instrum. Meth.* **A502** (2003) 112.
81. N.Doble, L.Gatignon, G.von Holtey and F.Novoskoltsev. *Nucl. Instrum. Meth.* **A343** (1994) 351.
82. J. Ball et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A498** (2003) 101.  
D. Adams et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A437** (1999) 23.
83. A.Abragam, M.Goldman, *Rep. Prog. Phys.* **41** (1978) 395.
84. Ю.Ф.Киселев, Техника поляризованных мишеней. ФЭЧАЯ т.31, вып.3, (2000).

85. O.A.Rondon, *Phys. Rev.* **C60** (1999) 035201 and references therein.
86. H.Angerer et al., Present status of silicon detectors in COMPASS, *Nucl. Instrum. Meth.* **A512** (2003) 229-238.
87. C.Bernet et al., The COMPASS trigger system for muon scattering, *Nucl. Instrum. Meth.* **A550** (2005) 217.
88. *CORAL webpage*, <http://coral.web.cern.ch/coral>.
89. *ROOT webpage*, <http://root.cern.ch/drupal>.
90. *PHAST webpage*, <http://ges.home.cern.ch/ges/phast>.
91. J.Podolansky, R.Armenteros, *Phil. Mag.* **54** (1954) 13.
92. Review of Particle Properties, *J. Phys.* **G37**, 7A (2010) 075021.
93. STAR Collaboration, Quinhua Xu, Proc. 17th International Spin Physics Symposium (SPIN06), Kyoto, AIP conference Proceedings, 915 (2006) 428; hep-ex/0612035.
94. COMPASS Collaboration, E.S. Ageev et al., *Eur. Phys. J.* **C41**, (2005) 469.
95. *COMGEANT webpage*, <http://valexakh.web.cern.ch/valexakh/wwwcomg/index.html>
96. GEANT, CERN Program Library Long Writeup W5013.
97. NOMAD Collaboration, J. Altegoer et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A404** (1998) 96.
98. N. Metropolis, S. Ulam The Monte Carlo Method, *J. Amer. statistical assoc.* **44** **247** (1949) 335.
99. V.Y. Aleksakhin, Y. Bedfer, S. Gerasimov and A.Y. Korzenev, Geometrical event reconstruction in the COMPASS experiment, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **4** (2007) 350.
100. H. Plothow-Besch, *Comput. Phys. Commun.* **75** (1993) 396.
101. A.D. Martin, W.J. Stirling, and R.S. Thorne, *Phys. Lett.* **B636** (2006) 259; hep-ph/0603143.

102. A.D. Martin, W.J. Stirling, and R.S. Thorne, *Eur. Phys. J.* **C4** (1998) 463; hep-ph/9803445.
103. M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, *Eur. Phys. J.* **C5**, (1998) 461.
104. M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, *Z. Phys.* **C67**, (1995) 433.
105. F.Olness et al., *Eur. Phys. J.* **C40**, (2005) 145.
106. M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, *Z. Phys.* **C 53** (1992) 127.
107. S. Alekhin, *Phys. Rev.* **D68** (2003) 014002.
108. J. Ellis, A.M. Kotzinian, D. Naumov, M.G. Sapozhnikov, *Eur. Phys. J.* **C52** (2007) 283.
109. M. Burkardt, R.L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2537.
110. CCFR and NuTeV Collaborations, M. Goncharov et al., *Phys. Rev.* **D64** (2001) 112006.
111. D. Mason et al., *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 192001.
112. A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne and G. Watt, *Eur. Phys. J.* **C63** (2009) 189; arXiv:0901.0002v3.