

На правах рукописи

Кутов Андрей Яковлевич

**Измерение топологических сечений в  
pp-взаимодействиях в области большой  
множественности заряженных частиц  
при 50 ГэВ на установке СВД-2**

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Протвино — 2016

УДК 539.1.07

Работа выполнена в ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт» (г. Протвино).

Научные руководители: доктор физико-математических наук  
Кокоулина Елена Сергеевна,  
кандидат физико-математических наук  
Петухов Юрий Петрович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
профессор Смирнова Лидия Николаевна,  
кандидат физико-математических наук  
Феофилов Григорий Александрович

Ведущая организация: Федеральное государственное  
бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. Лебедева  
Российской академии наук

Защита состоится «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2016 г. в \_\_\_\_\_  
часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при ФГБУ ГНЦ  
ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт» по адресу: 142281, Московская обл.,  
г. Протвино, площадь Науки, дом 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте  
[http://www.ihep.su/files/Kutov\\_thesis.pdf](http://www.ihep.su/files/Kutov_thesis.pdf)  
ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт».

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2016 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 201.004.01

Ю.Г. Рябов

# Общая характеристика работы

## Актуальность темы исследований

Изучение множественных процессов, механизма множественного рождения частиц, в адронных и адрон-ядерных взаимодействиях является актуальной задачей физики высоких энергий.

Множественность вторичных частиц - одна из основных характеристик множественного процесса. Взаимодействие элементарных частиц с образованием более двух вторичных частиц называется множественным процессом. Число вторичных частиц  $N$ , рождённых в результате столкновения двух начальных частиц  $a$  и  $b$ , называется множественностью:

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_N \quad (1)$$

Эксперименты подтверждают: множественное рождение частиц происходит при столкновении любых известных в настоящее время частиц при энергии — выше нескольких ГэВ. Множественное рождение частиц - это универсальный процесс, происходящий в любых типах взаимодействий: сильных, электромагнитных и слабых.

Данная работа нацелена на измерение топологических сечений в протон-протонных взаимодействиях при энергии протонного пучка 50 ГэВ на ускорителе У-70 (ИФВЭ, Протвино) и исследование их поведения в области большой множественности. Для сравнения экспериментально измеренных топологических сечений с модельными предсказаниями удобно использовать распределение по множественности. По определению распределением по множественности (РМ) называется отношение топологического сечения рождения  $n$  частиц  $\sigma_n$  к полному неупругому сечению  $\sigma_{in}$ :

$$P_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}}, \quad \sigma_{in} = \sum_{n=0}^{N_{max}} \sigma_n \quad (2)$$

Топологические сечения с наилучшей точностью измерялись в экспериментах на пузырьковых камерах, так как регистрация вторичных частиц в этом случае осуществлялась в полном телесном угле  $4\pi$ . Пузырьковые камеры работают медленно, поскольку после срабатывания им требуется дополнительное время для восстановления (так называемое “мёртвое” время). События с большой множественностью являются крайне редкими событиями. Поэтому для измерения их топологических сечений необходимо увеличить скорость набора статистики. Для измерения множественности частиц наиболее удобно использовать микростриповые детекторы, так как они обладают хорошим быстродействием.

Для описания экспериментальных данных разрабатываются различные модели множественного рождения частиц, и эти модели используются также для развития реалистических Монте-Карло генераторов. Большинство этих моделей основано на том, что при столкновении адронов образуется возбуждённая система. К ним относятся: гидродинамическая, статистическая (термодинамическая) модели, статистический бутстрап. В других подходах к описанию множественного рождения предполагается, что процесс рождения частиц протекает за счёт возбуждения и последующего распада образованных из каждого начального адрона возбуждённой системы и сохраняющих характеристики исходных адронов. К ним относятся : модель фрагментации, модели тормозного излучения - бремсштралунг (bremsstrahlung), неупругая дифракция. В настоящее время при формулировке феноменологических моделей процесса множественного рождения частиц доминируют идеи квантовой хромодинамики (КХД), где в качестве партонов выступают кварки и глюоны.

КХД позволяет рассчитывать процесс испускания кварками глюонов, и деления глюонов, только на стадии их каскада, в области конфайнмента её применение затруднительно. На этой стадии кварки и глюоны объединяются, образуя адроны. Механизм удержания цвета (конфайнмент) неизвестен. В настоящее время теоретически пока трудно рассчитать характеристики множественного рождения: распределение по множественности, энергетический и массовый спектры частиц. С этой целью развивают различные феноменологические модели.

Наибольшие трудности возникают при описании области большой множественности (ОБМ), так как эта область мало изучена и трудно измеряема вследствие малой вероятности появления таких событий. Исследование ОБМ в настоящее время является актуальным направлением в физике высоких энергий. ОБМ находится вблизи кинематической границы, в которой большая часть кинетической энергии сталкивающихся частиц превращается в адроны. На рис. 1 приведены топологические сечения рождения  $n_{ch}$  заряженных частиц, полученные сотрудничеством «Мирабель», и их теоретические предсказания в кварковой и глюонной моделях, а также предсказание Монте-Карло генератора RYTHIA. На границе измеренной множественности Монте-Карло генератор RYTHIA недооценивает на два порядка экспериментальные значения сечений множественности при  $n_{ch} = 18$ , наблюдаемой сотрудничеством «Мирабель» на У-70 в 1972 году. Также в ОБМ значительно расходятся предсказания двух феноменологических моделей: кварковой и глюонной. С ростом множественности отклонение Монте-Карло предсказаний от данных и расхождение между моделями только увеличивается. В кварковой модели

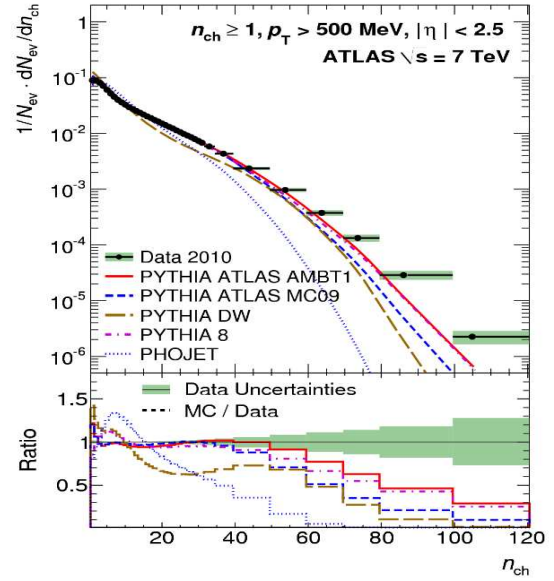
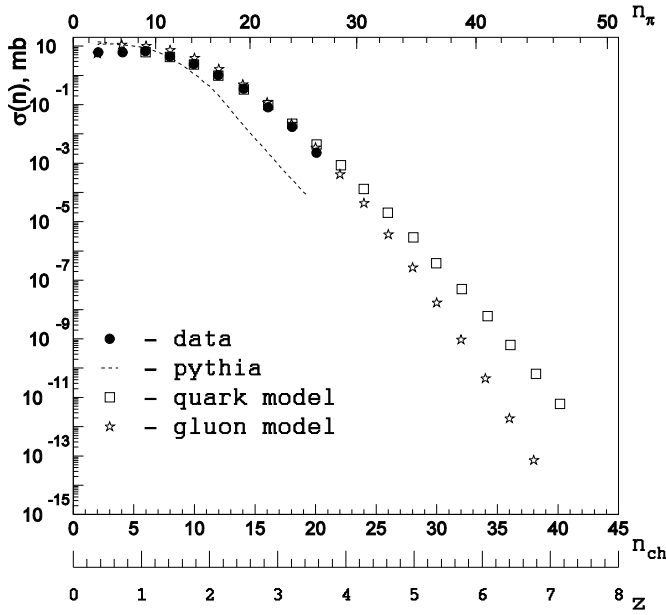


Рис. 1. (слева) Описание топологических значений  $\sigma(n_{ch})$ , полученные сотрудничеством «Мирабель», для  $pp$ -взаимодействий кварковой моделью, глюонной моделью — (МГД) и Монте-Карло генератором событий PYTHIA.

Рис. 2. (справа) Распределение по множественности эксперимента ATLAS.

рождение вторичных частиц происходит за счёт столкновения пар валентных кварков с последующей фрагментацией их в адроны, описываемым распределением Пуассона. Глюонная модель, получившая впоследствии название модель глюонной доминантности — МГД [1], была разработана для предсказания поведения топологических сечений в ОБМ. В соответствии с этой моделью основным источником адронов являются глюоны, валентные кварки остаются в спектаторах (наблюдателях). Также экспериментальные данные по множественности, полученные экспериментом ATLAS (Рис. 2), расходятся с предсказаниями различных версий генераторов PYTHIA в ОБМ, начиная с  $N_{ch} > 60$ . Наилучшее предсказание даёт PYTHIA ATLAS AMBT1.

Поэтому возникла необходимость измерить топологические сечения в ОБМ и определить модель их описания. Для этой цели в ОИЯИ был создан проект «Термализация», под руководством В.А. Никитина. Согласно этому проекту измерения множественности решено было провести на установки СВД-2, на У-70.

Реконструкция треков в области большой множественности заряженных частиц требует разработки и выбора особых методов и средств реконструкции треков. Необходима высокая эффективность реконструкции треков в ОБМ, что накладывает особое условие по двухтрековому разрешению, которое должно повысить эффективность реконструкции.

## Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является измерение топологических сечений по данным эксперимента 2008 года в протон-протонных столкновениях при 50 ГэВ в области большой множественности заряженных частиц,  $N_{ch} > 16$  частиц. Измерения выполнены на ускорителе У-70 в Протвино, на установке СВД-2 (Спектрометр с Вершинным Детектором-2). Также целью работы является сравнение полученных экспериментально значений для топологических сечений с известными феноменологическими моделями распределений по множественности.

Для достижения этой цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Создать программное обеспечение для обработки экспериментальных данных — программы реконструкции и моделирования событий в вершинном детекторе установки СВД-2. Для этого необходимо было выбрать метод реконструкции событий и разработать алгоритм программы.

2. Создать программное обеспечение для Монте-Карло моделирования работы детекторов.

3. Провести измерения на установке СВД-2 ускорителя У-70 для набора экспериментальных данных.

4. Провести обработку экспериментальных данных 2008 года при помощи разработанной программы реконструкции. Провести анализ экспериментальных данных и сравнение с данными моделирования.

5. Выполнить сравнение измеренных в ОБМ значений топологических сечений с моделью глюонной доминантности и другими известными моделями. Выполнить сравнение с данными, полученными при той же энергии на пузырьковой камере "Мирабель", в области средней множественности и с мировыми экспериментальными данными, полученными при других энергиях.

## Научная новизна

Все результаты, представленные в диссертации, являются новыми и оригинальными. В частности, разработан оригинальный алгоритм поиска треков в программе реконструкции событий, который позволяет эффективно решать проблему двухтрекового разрешения при большой множественности. Впервые проведено измерение топологических сечений в области множественности от 16 до 24 заряженных частиц при 50 ГэВ. Ранее, на пузырьковой камере "Мирабель" измерения топологических сечений были проведены только до 16 заряженных частиц. Полученное сечение в крайней точке  $N_{ch} = 24$  зарегистрированной множественности на три порядка величины меньше, чем измеренное на камере "Мирабель" при  $N_{ch} = 16$ .

Вычислены уточненные значения полного неупругого сечения  $pp$  - взаимодействий при 50 ГэВ, средней множественности, дисперсии распределения по множественности и второго корреляционного момента.

Новые данные по множественности для энергии  $\sqrt{s} = 9.8$  ГэВ ( $E = 50$  ГэВ) позволяют предсказать масштабное поведение КНО-функции (Коба, Нильсон и Олсон) в области больших значений скейлинговой переменной  $z = \frac{n}{\langle n \rangle}$  в области  $3.6 < z \leq 4.4$ , где  $n$  — значение множественности,  $\langle n \rangle$  — среднее значение множественности.

Новые данные по множественности позволили определить феноменологическую модель описания топологических сечений в ОБМ - Модель глюонной доминантности.

### **Практическая значимость**

Новые данные позволяют описать поведение топологических сечений и понять механизм множественного рождения частиц в ОБМ. Выполненные измерения могут быть использованы для совершенствования Монте-Карло генераторов, описывающих ОБМ, и увеличения точности предсказаний.

Данные по множественности заряженных частиц были использованы в расчётах работы «Флуктуации частиц нейтральных пионов при большой множественности в  $pp$  — взаимодействиях при 50 ГэВ», в которой впервые было обнаружено указание на существование Бозе-Эйнштейновского конденсата в области большой множественности.

### **Результаты и положения, выносимые на защиту**

1. Метод и алгоритм реконструкции событий в протон-протонных взаимодействиях в вершинном детекторе установки СВД-2.
2. Значения топологических сечений, средняя множественность, дисперсия и второй корреляционный момент распределения по множественности заряженных частиц в протон-протонных взаимодействиях на У-70 при 50 ГэВ пучке протонов.

### **Степень достоверности результатов работы**

Достоверность полученных результатов определяется: использованием адекватных методов анализа результатов измерений; корректным сопоставлением феноменологической модели МГД с данными эксперимента; отсутствием противоречий с данными других экспериментов при энергии 50 ГэВ и в области больших энергий, где КНО-скейлинг сохраняется.

### **Апробация результатов**

Результаты диссертации докладывались на международных симпозиумах по многочастичной динамике (ISMD): 2010 г. (Антверпен, Бельгия), 2011 г. (Хиросима, Япония), 2013 г. (Чикаго, США); Росчестерской конференции 2012 (Мельбурн, Австралия); International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems “Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics” ISHEPP 2012 (Дубна); CPOD: 2010 (Дубна), 2011 (Ухань, Китай); международный семинар по физике тяжёлых ионов 2010 (Кейптаун, ЮАР); многочисленные семинары в ЛФВЭ ОИЯИ, Дубна; НИИЯФ МГУ, Москва.

### **Публикации**

Основные результаты диссертации опубликованы в 20 работах, из них 11 статей в рецензируемых научных журналах, 8 статей в материалах конференций и сборниках статей, 1 препринт.

### **Личный вклад автора**

Представленные в диссертации конкретные результаты получены автором лично или при его непосредственном участии.

Автор принимал непосредственное участие в сеансах при наборе экспериментальных данных на установке СВД-2.

Автором лично был выбран метод и разработан алгоритм программы реконструкции событий. Также автором лично выполнено написание программы реконструкции на C/C++ языке программирования, также программы моделирования (Geant 3.21) на языке программирования Фортран 77. Автором лично была проведена полная обработка и анализ экспериментальных данных, создана лента суммарных результатов (DST). Вычисления топологических сечений проводились совместно с научными руководителями данной диссертации. Программы для анализа данных также были написаны автором лично в среде программирования ROOT.

### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, библиографического списка и одного приложения. Она изложена на 89 страницах, из них 81 страница текста, включая 40 рисунков, 5 таблиц. Список использованных источников из 56 наименований на 7 страницах.

Глава 1 - Введение. Глава 2 посвящена описанию установки СВД-2, на которой проводились измерения. В главе 3 описывается метод и алгоритм реконструкции событий в вершинном детекторе установки СВД-2, а также результаты реконструкции. В главе 4 представлены результаты обработки экспериментальных данных при помощи разработанной программы рекон-



струкции событий. В главе 5 представлены метод и результаты вычисления топологических сечений, а также сравнение их с модельными предсказаниями. В Заключение приводятся результаты и выводы диссертационной работы.

## Содержание работы

**Первая глава** — Введение, которое содержит формулировку основной цели работы, обоснована ее актуальность, аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту положения. В описании актуальности темы исследований приведен обзор известных моделей множественного рождения частиц. Показана необходимость исследования области большой множественности (ОБМ) из-за расхождения предсказаний феноменологических моделей множественного рождения частиц в этой области.

**Во второй главе** — «Обзор установки СВД-2 и система сбора данных», описывается установка СВД-2 (Спектрометр с вершинным детектором-2), которая находится на выведенном пучке ускорителя У-70 в ИФВЭ, г. Протвино [6],[7],[8].

В разделе 2.1 описываются цели и задачи эксперимента, выполняемого на установке СВД-2. Установка СВД-2 регистрировала события - протон-протонные взаимодействия  $pp \rightarrow n_\pi \pi + 2N$  ( $\pi$  - мезон,  $N$  - нуклон,  $n_\pi$  - число мезонов) при энергии выведенного пучка протонов 50 ГэВ. Установка была модернизирована новым вершинным детектором вследствие чего получила серийный номер 2. Эксперимент в ИФВЭ имеет название SERP-E-190, а название проекта, выполняемого по соответствующей программе в ОИЯИ — «Термализация».

Проект "Термализация" был нацелен на изучение множественных процессов с образованием числа вторичных частиц значительно больше средней множественности, в области множественностей  $n_\pi = 20 \div 35$ . В этой области основная доля энергии сталкивающихся частиц расходуется на образование вторичных частиц. В этих событиях может произойти «термализация». Согласно проекту исследования должны быть проведены на установке СВД-2.

В разделе 2.2 описывается схема установки СВД-2. Установка СВД-2 включает в себя следующие элементы: пучковый телескоп, вершинный детектор, триггерный сцинтилляционный годоскоп, жидководородная мишень, дрейфовые камеры, пропорциональные камеры магнитного спектрометра,

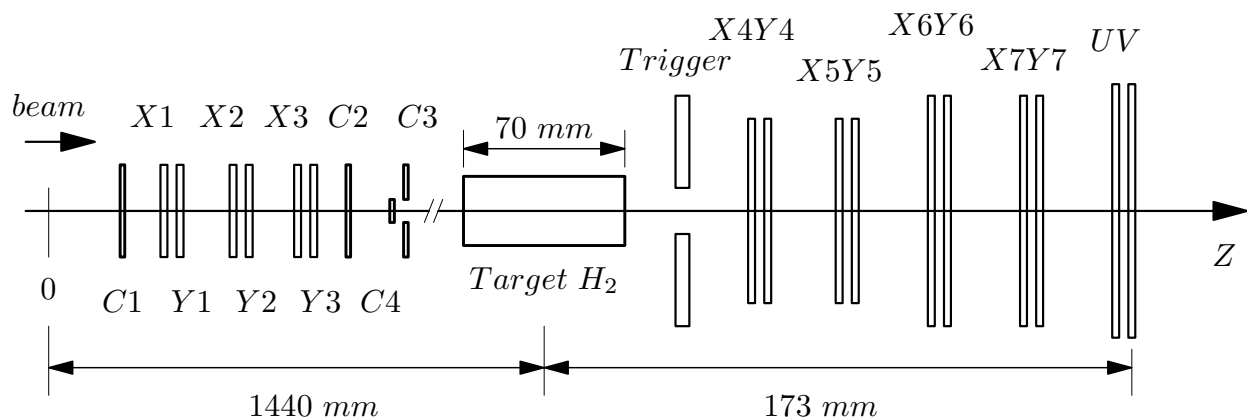


Рис. 3. Схема вершинного детектора и пучкового телескопа установки СВД-2

широкоапертурный дипольный магнит МС-7А, пороговый черенковский счётчик, электромагнитный калориметр (ДеГа- Детектор Гамма-квантов).

Измерение множественности заряженных частиц проводилось в вершинном детекторе установки (ВД) (Рис. 3). В состав ВД входят 10 плоскостей микростриповых кремниевых детекторов. Из них 4 плоскости измеряют  $X$  — координату, 4 плоскости измеряют  $Y$  — координату. Две плоскости  $U$  и  $V$  — повернуты относительно детекторов  $X$  и  $Y$  на угол  $\pm 10.5^\circ$  градусов, относительно системы координат установки.

Микростриповые детекторы представляют собой пластины монокристалла кремния, на одну поверхность которых наносятся тонкие электроды (стрипы), отстоящие друг от друга на расстоянии 50 мкм, а другая покрывается металлическим слоем. На электроды подаётся напряжение несколько вольт. Электронно-дырочные пары, образованные пролетающей заряженной частицей в кристалле, двигаются к приближающимся электродам и регистрируются в виде импульсов тока. Пространственное разрешение микростриповых детекторов составляет  $(Pitch = 50)/\sqrt{12} \approx 15$  мкм, где  $Pitch$  — ширина стрипа. Временное разрешение около  $10^{-8}$  с. Число стрипов в передних четырех плоскостях — 640 стрипов, в остальных десяти плоскостях — 1024 стрипа. Ширина стрипов — 50 мкм, толщина — 300 мкм.

В разделе 2.3 описываются параметры пучка. Интенсивность пучка протонов составляла около  $2 \times 10^6 \div 5 \times 10^7$  частиц в одном цикле. Время между циклами — 7 с. Длительность вывода (растяжка пучка) составляла  $1.5 \div 2.0$  с. в каждом цикле. Число  $pp$  — взаимодействий в водородной мишени составляло  $2 \times 10^4$  в одном цикле. Импульс протонов — 50 ГэВ/с.

*В разделе 2.4* описывается триггерная система и система сбора данных. Исходя из целей эксперимента, триггерная система должна подавлять события с малой множественностью и отбирать редкие события с множественностью заряженных частиц больше заданной. Получение сигнала о событии с большой множественностью выше заданного порога достигается с помощью сцинтилляционного годоскопа. Заданными значениями (уровень, порог) для триггера в сеансе 2008 года были уровень триггера для 8 частиц (Т8) — около 4 млн. событий, для 10-ти (Т10) частиц - около 390 тыс. событий, около 140 тыс. событий был триггер для 12-ти частиц (Т12). Для методических рангов уровень триггера устанавливался на 2 (Т2) и 6 (Т6) частиц.

**В третьей главе** — «Программа реконструкции треков в вершинном детекторе» описывается метод и алгоритм программы реконструкции событий протон-протонных взаимодействий в вершинном детекторе установки. Программа реконструкции треков в вершинном детекторе состоит из двух последовательных процедур. Сначала восстанавливаются координаты пролёта частицы (хиты) по номеру сработавших стрипов и их амплитудам, а затем ищутся треки, проходящие через эти хиты.

*В разделе 3.1* описывается метод восстановления координаты частицы. Обработка данных с микростриповых детекторов состоит из нескольких этапов.

- а)** Поиск кластеров.
- б)** Выделение одночастичных и многочастичных кластеров.
- в)** Восстановление кластеров.

Кластера возникают вследствие срабатывания соседних к друг другу стрипов. При прохождении заряженной частицы через микростриповый детектор возникают ионизационные потери, которые вызывают импульсы тока в детекторе и на выходе записывается амплитудный сигнал  $A$ . Таким образом, детектор регистрирует координаты частиц как номера сработавших стрипов и соответствующие амплитуды сигналов, которые пропорциональны ионизационным потерям частицы. Амплитуда сигнала даёт необходимую информацию для того, чтобы разделить треки частиц, проходящие в соседних стрипах и уточнить координату прохождения частицы через стрип.

Для нахождения координаты в микростриповом детекторе применяется метод центра тяжести кластера. Метод центра тяжести основан на усреднении координат стрипов из кластера с весами равными зарегистрированным

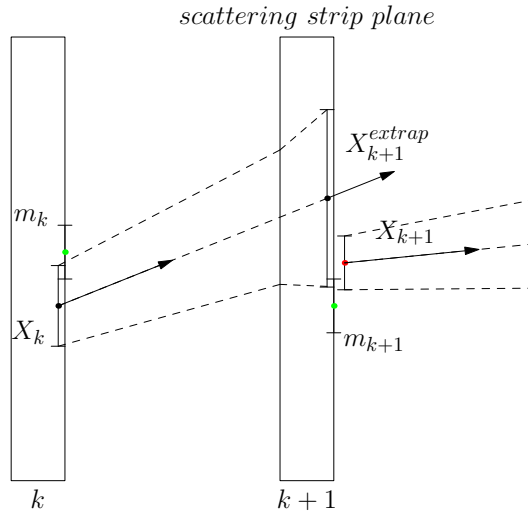


Рис. 4. Схематическое представление операций предсказания и фильтрации.

амплитудам с этих стрипов.

В разделе 3.2 описывается обзор традиционных методов реконструкции событий. Дано краткое описание методов реконструкции событий, подходящих для решения задачи восстановления треков в области большой множественности заряженных частиц. К таким методам относятся комбинаторный метод, который относится к глобальным методам реконструкции; метод клеточных автоматов (КА) и метод фильтров Калмана, которые относятся к локальным методам реконструкции.

Для реконструкции треков был выбран метод фильтров Калмана. Этот метод позволяет восстанавливать треки в условиях повышенных шумов. На первых двух плоскостях ВД, в эксперименте, наблюдался повышенный шум, так что применение фильтра Калмана даёт преимущество по сравнению с другими традиционными методами реконструкции событий. Также метод фильтра Калмана позволяет успешно решить задачу двухтрекового разрешения.

В разделе 3.3 описывается применение метода реконструкции треков. В данной работе применяется частный случай реконструкции треков прямыми линиями, с двумя параметрами отдельно по проекциям  $XOZ$  и  $YOZ$ , по четырем или трем точкам. В данном методе для поиска трека с помощью фильтров Калмана выполняются операции предсказания и фильтрации (Рис. 4). Предсказание оценивает вектор состояния  $\vec{X}_{k+1}^{extrap}$  для текущего измерения с использованием информации о предыдущем векторе состояния  $\vec{X}_k$ . Фильтрация оценивает состояние на основе предсказания и текущего измерения. К трек-кандидату присваивается измерение с наименьшим хи-квадратом, при

этом расстояние от предсказания и измерения не должно превышать трех измерительных ошибок с учетом многократного рассеяния. Вместо операции сглаживания применяется фитирование трека методом наименьших квадратов. В операции фильтрации используется “средневзвешанный формализм”.

Алгоритм распознавания треков состоит из двух этапов: поиск трек-кандидатов и глобальный поиск треков. В данной программе автором разработан метод поиска треков, в котором эти этапы частично объединены. Особенность метода состоит в том, что на вход процедуры слежения треков подаются все возможные трек-кандидаты, исходящие из вершины и проходящие через каждый стрип первой плоскости детектора. Каждый следующий трек сравнивается с предыдущим по критерию хи-квадрат и по наполняемости трека хитами в случае, если хиты на треке совпадают. В событиях с большой множественностью наблюдается большая плотность треков. Для того, чтобы различить два близких трека (задача двухтрекового разрешения) в программе была применена процедура амплитудного анализа. Суть этого анализа состоит в том, что два трека могут иметь два общих хита на первых плоскостях ВД при условии, что амплитуда сигнала общего хита превышает величину двух минимальных ионизационных потерь в единицах амплитудного сигнала (ADC).

Фитирование вершины взаимодействия проводилось отдельно по проекциям  $XOZ$  и  $YOZ$ . Процедура фитирования вершины обычно проводится в несколько итераций для более точного определения координат. Для первого фита вершины брались все найденные прямые треки. В последующем фите последовательно отбрасывались треки с большим промахом от вершины, более 1 мм, за исключением событий с числом треков меньше трёх. Фитирование вершины проводилось методом наименьших квадратов.

В разделе 3.4 описываются результаты реконструкции. Точность реконструкции вершины на моделированных данных по  $X$  и  $Y$  - осям составляет 30 микрон. Точность реконструкции вершины по оси  $Z$  - составляет около 410-445 микрон.

Погрешность аппроксимации (невязка) треков для моделированных (без учёта элайнмента и реальных шумов) событий на проекциях составляет около 9.5 мкм. Средняя координатная точность  $\bar{E} \approx 13 \div 14$  мкм не превышает расчётную ошибку измерения  $\sigma=15$  мкм, что указывает на хорошую точность реконструкции треков.

Погрешность аппроксимации треков (невязка) для экспериментальных событий на проекциях составляет около  $14 \div 18$  мкм. Точность реконструкции ухудшилась в 2 раза. Ухудшение точности связано с ошибкой элайнмента,

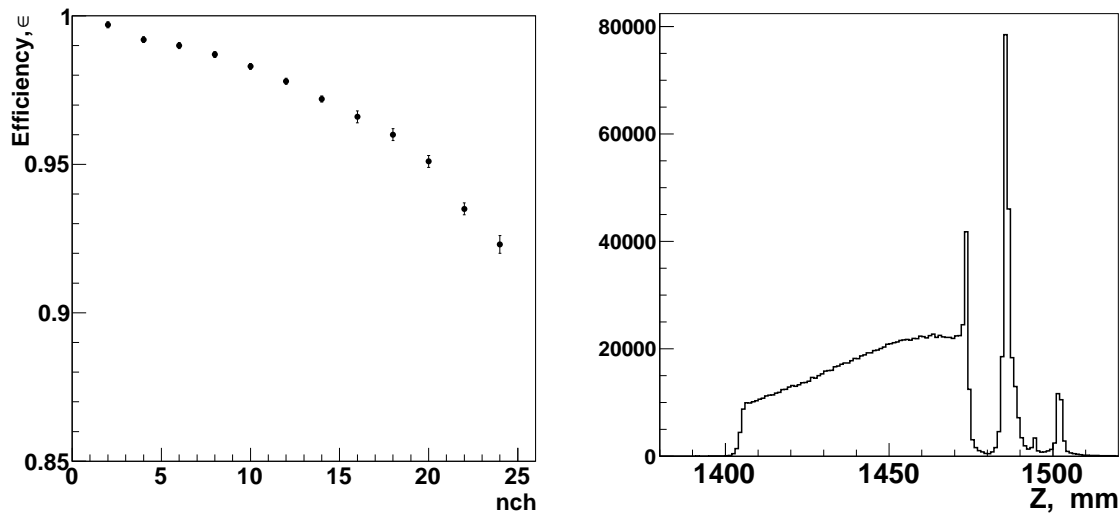


Рис. 5. (слева) Распределение эффективности распознавания треков от множественности по моделированным данным.

Рис. 6. (справа) Распределение по Z-координате вершин взаимодействия в водородной мишени  $Z = 1400 \div 1475$  мм. ( $Z = 1475$  мм - лавсановая пленка мишени).

ошибками реконструкции хитов, шумами — ложными хитами. Средняя координатная точность для экспериментальных событий составляет  $\bar{E} \approx 26 \div 28$  мкм.

Эффективность распознавания треков в области малой и средней множественности  $N_{ch} = 2 \div 14 \approx 99.5 \div 97.5\%$ , в области большой множественности  $N_{ch} = 16 \div 24 \approx 97.0 \div 92.0\%$ . (Рис. 5)

**В четвёртой главе** — «Отбор событий и треков» описывается методика отбора числа событий и треков в этих событиях для дальнейшего анализа для получения распределения по множественности [9],[10],[11].

В разделе 4.1 описывается отбор событий. В данной работе для получения распределения по множественности заряженных треков обрабатывались данные вершинного детектора. Для обработки были взяты данные сеанса 2008 года. В сеансе 2008 года на установке СВД-2 было зарегистрировано  $5.13 \cdot 10^6$  событий. Из этой статистики отобрано  $3.85 \cdot 10^6$  событий с уровнем триггера 8. Из них  $2.09 \cdot 10^6$  событий было зарегистрировано в эффективном объеме мишени. Для окончательного анализа было оставлено  $1.09 \cdot 10^6$  событий.

Чтобы уменьшить вклад фоновых событий и треков не из первичной вершины, минимизировать систематические неопределённости потребовались критерии отбора событий:

а) число пучковых треков, реконструированных в пучковом телескопе, не превышает 2 — 78% событий.

б) эффективная часть водородной мишени по Z-координате выбирается в интервале 1400 - 1470 мм (5 мм отступ от края мишени с лавсановой плёнкой) — 81% событий (Рис. 6).

в) разница или неопределённость Z-координат вершины на двух проекциях меньше, чем 5 мм — 82% событий.

В разделе 4.2 описывается отбор треков. Треки отбирались по промаху от первичной вершины. Промах треков не должен превышать 1 мм. Моделирование показывает, что число треков с промахом от вершины более чем 1 мм, составляет 0.1%. В эксперименте, в процессе реконструкции, на величину промаха влияют ошибка элайнмента, шумы, влияние пучковых и внешних треков и т.д., неучтенные в моделировании. Поэтому в эксперименте доля таких треков, с промахом более 1 мм, больше и составляет около 9% треков.

В разделе 4.3 описывается распределение по множественности по числу событий. Измеренные значения множественности на проекциях являются неточными вследствие потерь в процессе регистрации и реконструкции хитов, реконструкции треков (не менее трёх хитов на треке), эффективности алгоритма реконструкции треков, потери из-за непопадания треков в аксептанс вершинного детектора, триггерных условий. Появляются также ложные треки, которые возникают из-за шумов детектора, неточностей реконструкции хитов, треки от взаимодействия гало пучка не в мишени, треки от вторичных вершин, но смотрящие в первичную вершину. Чтобы получить реальные значения множественности необходимо вычислить и внести поправки к измеренной на проекциях вершинного детектора множественности, то есть провести процедуру поправки множественности. Процедура поправок множественности делается при помощи моделирования событий для каждой отдельной множественности.

Значения множественности на разных проекциях, в основном, не совпадают. Наиболее близкое к реальному значению является максимальное значение множественности на обеих проекциях (Рис. 7).

**В пятой главе** — «Вычисление топологических сечений», описывается процедура вычисления поправок распределения по множественности и сравнение полученных сечений с мировыми данными и с известными феноменологическими моделями [4].

В разделе 5.1 описывается оценка сечений с учетом эффективности регистрации событий. Так как в процессе эксперимента и затем в процессе обработки данных для расчётов отбирается только часть событий, то поэтому необходимо учитывать эффективность отбора событий, треков и триггера. Поэтому сечение можно вычислить как:

$$\sigma = \frac{N_n}{N_0 \times n_{nucleus} \times \epsilon}, \quad (3)$$

где  $N_n$  — число зарегистрированных событий с множественностью заряженных частиц  $n$ ,  $N_0$  - число частиц, упавших на единичную площадь мишени,  $n_{nucleus}$  - количество ядер на этой площади,  $\epsilon$  - эффективность отбора событий, треков, триггера.

Вычисленная оценка сечений отличается от табличных значений сечений «Мирабели» в области  $N_{ch} = 10 \div 16$ . Различия в значениях сечений вызваны неточным моделированием условий триггера и недостаточно точно определёнными значениями эффективностей. Реальный триггер на подавление малой множественности в эксперименте был более 'мягким'. Исходя из этого, для более точного вычисления топологических сечений была применена процедура введения поправок к распределению по множественности заряженных частиц с привязкой сечений к данным «Мирабели», начиная с  $N_{ch} = 10$ .

Привязка сечений к данным «Мирабели» выполнена следующим образом. Вначале определялся коэффициент перехода от числа событий к топологическим сечениям. Бралась сумма сечений «Мирабели» для  $N_{ch} = 8, 10, 12$  и делилась на сумму поправленного числа событий проекта «Термализации»  $N_{ch} = 8, 10, 12$ . Затем, поправленные числа событий проекта «Термализации» для  $N_{ch} = 14, 16, \dots, 24$  умножались на этот коэффициент — получаем соответствующие этим множественностям топологические сечения. Этот коэффициент перехода учитывает эффективности отбора событий, описываемые в разделе 4.1, а также эффективность работы триггера первого уровня, которые сложно смоделировать и не учитывались при получении таблицы поправочных коэффициентов. Получение поправленного числа событий описывается в разделе 5.2.

В разделе 5.2 описывается процедура получения поправленного распределения множественности заряженных частиц. Процедура поправки распределения по заряженной множественности проводилась для учёта влияния триггерных условий, неэффективности алгоритма восстановления треков в вершинном детекторе, потерь из-за непопадания треков в аксептанс детектора. Отметим, что наблюдаемые множественности могут быть и четными и нечетными, а поправленные решения находятся только для четных. Для



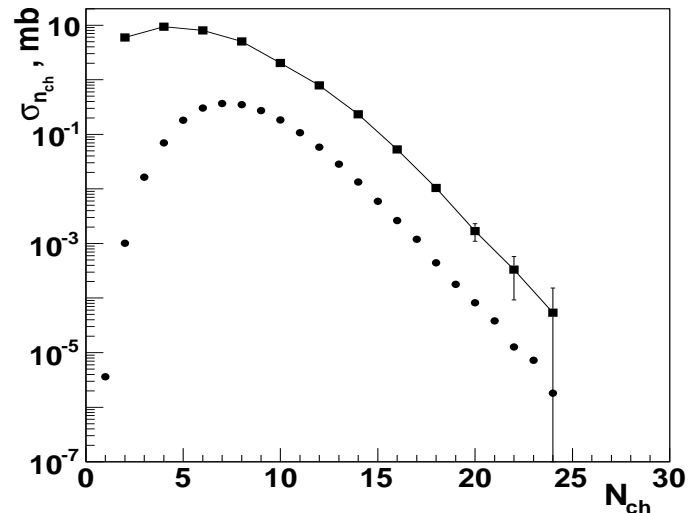
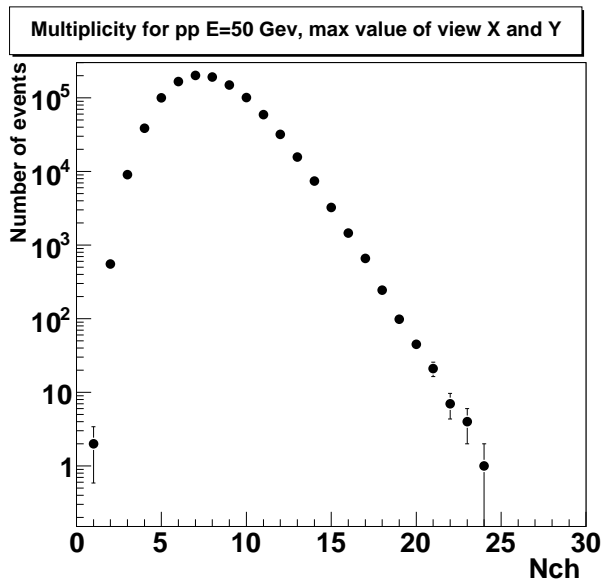


Рис. 7. (слева) Распределение по множественности для максимальных значений множественности на проекциях X и Y в событии, уровень триггера равен 8.

Рис. 8. (справа) Экспериментальные топологические сечения для  $pp$ -взаимодействия при 50 ГэВ совместно с данными с камеры «Мирабель» перед и после введения поправок. Чёрные кружки - непоправленное распределение. Чёрные квадраты - поправленное распределение.

введения поправок использовались таблицы коэффициентов разброса по реконструированной множественности

$$a_{ij} = N_i/N_j, \quad (4)$$

где  $a_{ij}$  - вероятность успешно реконструировать  $i$  заряженных треков в событии с  $j$  заряженными треками,  $N_j$  - число генерированных событий с  $j$  заряженными треками, из них  $N_i$  событий реконструировано с  $i$  заряженными треками. Индекс  $i$  меняется от 1 до 24, индекс  $j$  принимает чётные значения от 2 до 24.

Для получения поправочных коэффициентов генерация событий проводилась в соответствии с несколькими физическими моделями, включая модель RYTHIA и статистические модели, основанными на распределениях Больцмана и Бозе. Различие в коэффициентах, полученных для разных моделей, использовались для оценки ошибки, вносимой неопределённостью в знании действительного механизма событий с большой множественностью. Таблица коэффициентов рассчитывалась с использованием генерированных событий методом Монте-Карло (GEANT3.21) с дальнейшей их обработкой программами реконструкции при учёте удовлетворения триггерным условиям, аналогичным критериям триггера в эксперименте.

В разделе 5.3 представлены, вычисленные с помощью процедуры поправок, топологические сечения. Ранее, на пузырьковой камере «Мирабель» были уже получены топологические сечения при 50 ГэВ. В данной работе эти данные обновлены для  $N_{ch}$  от 10 до 16 и добавлены к ним 4 новых экспериментальных точек от 18 до 24 [2],[3],[4].

В таблице 1 представлены топологические сечения в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ на камере «Мирабель».

Табл. 1.

$N_{ch}$	2	4	6	8	10	12	14	16
$\sigma$ , мбн	5.97	9.40	7.99	5.02	2.03	0.48	0.20	0.01
$\Delta\sigma$ , мбн	0.88	0.47	0.43	0.33	0.20	0.10	0.06	0.02

Поправленные топологические сечения для pp-взаимодействий при 50 ГэВ, полученные в эксперименте E-190 (проект «Термализация»), представлены в табл. 2 и показаны на рис. 9.

Табл. 2.

$N_{ch}$	10	12	14	16	18	20	22	24
$\sigma$ , мбн	1.685	0.789	0.234	0.0526	0.0104	0.0017	0.00033	0.000054
$\Delta\sigma$ , мбн	0.017	0.012	0.006	0.0031	0.0014	0.0006	0.00024	0.000098

В разделе 5.4 описываются характеристики распределения по множественности, сравнивается поправленное распределение по множественности с непоправленным. Предварительные, не поправленные на аксептанс установки и эффективность регистрации, экспериментальное распределение по множественности при энергии налетающего протона 50 ГэВ показано на рис. 8 вместе с поправленными данными. Вычислены уточненные значения полного неупругого сечения  $\sigma(N_{ch}) = 31.50 \pm 1.14$  мбн при 50 ГэВ, средней заряженной множественности  $\langle N_{ch} \rangle = 5.45 \pm 0.11$ , дисперсии  $D = 7.20 \pm 0.20$  и второго корреляционного момента  $f_2 = 1.75 \pm 0.26$  распределения по множественности.

В разделе 5.5 описывается распределение КНО. Для энергии  $\sqrt{s} = 9.8$  ГэВ, соответствующей данным проекта «Термализация», КНО - скейлинг сохраняется. Поэтому можно сравнить полученные экспериментальные данные на СВД-2 с мировыми экспериментальными данными при больших энергиях, при которых КНО - скейлинг сохраняется. Также важно сравнить предельные значения  $z$  мировых данных с измерениями «Термализации» в ОБМ. На рис. 10 представлено сравнение КНО - распределений данных «Термализации» с экспериментальными данными, полученными на детекторе

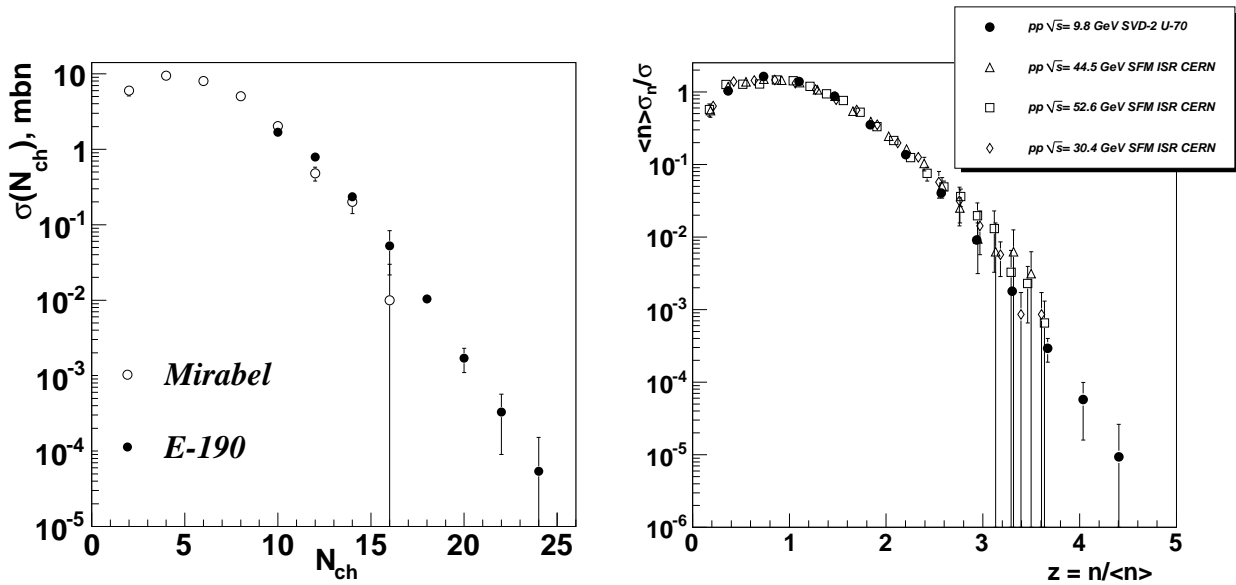


Рис. 9. (слева) Распределение по множественности. Белые кружки - данные «Мирабель», чёрные кружки - «Термализация».

Рис. 10. (справа) Распределение КНО для разных энергий первичных частиц в сравнении с экспериментальными данными «Термализации». Черные кружки — данные «Термализации» для  $\sqrt{s} = 9.8$  ГэВ полученные на SVD-2, У-70; белые ромбики, треугольники и квадраты— данные для  $\sqrt{s} = 30.4$  ГэВ,  $\sqrt{s} = 44.5$  ГэВ,  $\sqrt{s} = 52.6$  ГэВ соответственно, полученные на детекторе SFM ускорителя ISR в CERN.

SFM ускорителя ISR в CERN. Из рисунка видно, что новые экспериментальные данные «Термализации», полученные на установке СВД-2,  $\sqrt{s} = 9.8$  ГэВ, для  $N_{ch} = 18, 20$  заряженных частиц хорошо согласуются в соответствующей этим значениям  $N_{ch}$  области  $3.2 < z \leq 3.6$ , в пределах ошибки, и далее для  $3.6 < z \leq 4.4$  дают предсказание поведения кривой множественности в области энергий, где КНО - скейлинг сохраняется.

В разделе 5.6 описывается модель глюонной доминантности [1],[5]. Для описания поведения топологических сечений и предсказания в области большой множественности (ОБМ) была применена Модель глюонной доминантности (МГД), разработанная Е.С. Кокоулиной. В соответствии с этой моделью процесс множественного рождения реализуется в две стадии: кварк-глюонного каскада и адронизации. Первая стадия (рождение тормозных глюонов с возможным их делением) описывается распределением Пуассона, адронизация (вторая стадия) — биномиальным распределением. В соответствии КХД при достаточно большой энергии две стадии можно представить следующими элементарными процессами:

- а) кварк (антикварк) испускает тормозной глюон ( $q \rightarrow q + g$ );
- б) глюон делится на два глюона ( $g \rightarrow g + g$ );

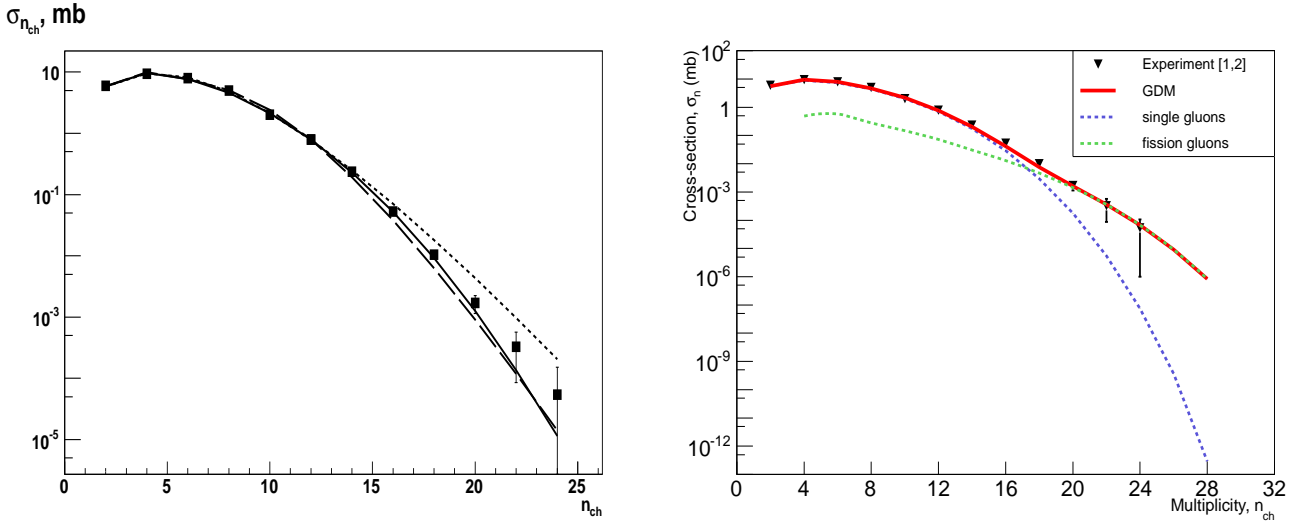


Рис. 11. (слева) Сравнение топологических сечений с МГД — сплошная линия, моделью ИФВЭ — штриховая линия и NBD — точечная линия. Чёрные квадраты — экспериментальные данные.

Рис. 12. (справа) Топологические сечения  $\sigma_n$  для  $pp$  соударений при 50 ГэВ с учётом ветвления.

в) глюон образует кварк-антикварковую пару ( $g \rightarrow q + \bar{q}$ );

Предполагается, что каскад прекращается при уменьшении энергии партонов до некоторого значения, сравнимого с 1 ГэВ. Стадия адронизация описывается феноменологически. Согласно МГД валентные кварки следует исключать из кварк-глюонного каскада, оставив их в лидирующих протонах, и вторичные частицы образуются из глюонов при достаточно высокой энергии. Результирующее РМ имеет вид:

$$P_n(s) = \sum_{m=1}^{ME} \frac{\bar{m}^m e^{-\bar{m}}}{m!} C_{mN}^{m-2} \left( \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{n-2} \left( 1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{mN-n+2} \quad (n > 2), \quad (5)$$

где  $m$ ,  $\bar{m}$  - число вторичных глюонов и их средняя множественность,  $ME$  - максимальное число активных глюонов,  $\bar{n}^h$  и  $N$  - среднее и максимально возможное число вторичных адронов, которое может родиться из глюона  $g$  на стадии адронизации,  $s$  - квадрат полной энергии.

На рис. 11 приведено описание измеренных топологических сечений в  $pp$ -взаимодействиях при энергии 50 ГэВ тремя моделями. Штриховая линия соответствует модели, предложенная в ИФВЭ. Ближе к ней проходит сплошная линия, полученная в МГД без учёта деления (5). Обе эти модели согласуются с данными в ОБМ, но имеют тенденцию к занижению сечения с увеличением множественности. Точечная линия, соответствующая отрицательному бино-

миальному распределению (NBD), хорошо согласуется с данными при малых множественностях и даёт заметное превышение в ОБМ.

Для более точного описания РМ МГД была расширена с учётом глюонов деления. Результирующее РМ в этом случае состоит из суперпозиции двух слагаемых (6), где второе слагаемое учитывает глюоны деления.

$$P_n(s) = \alpha_1 \sum_{m_1=1}^{ME_1} \frac{\bar{m}_1^{m_1} e^{-\bar{m}_1}}{m_1!} C_{m_1 N}^{n-2} \left( \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{n-2} \left( 1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{m_1 N - n + 2} + \\ + \alpha_2 \sum_{m_2=1}^{ME_2} \frac{\bar{m}_2^{m_2} e^{-\bar{m}_2}}{m_2!} C_{m_2 N}^{n-2} \left( \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{n-2} \left( 1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{m_2 N - n + 2}, \quad (6)$$

Параметры МГД имеют следующие значения:  $\bar{n}^h = 1.55 \pm 0.11$ ,  $\bar{m}_1 = 2.35 \pm 0.29$ ,  $\bar{m}_2 = 0.76 \pm 0.17$ ,  $N = 6.46 \pm 2.01$ ,  $\alpha_1 = 60.46 \pm 2.06$ ,  $\alpha_2 = 6.81$  (*fixed*),  $ME_1 = 5$ ,  $ME_2 = 4$ , при  $\chi^2 = 1.45$ .

Это позволило улучшить описание данных в ОБМ. На рис. 12 представлены вклады двух типов слагаемых. Тёмная точечная кривая соответствует вкладу от одиночных (single) глюонов. Светлая точечная линия описывает вклад кластеров (кланов), состоящих из двух глюонов, один из которых возникает при делении, *fission*. Сплошная линия является суперпозицией двух вкладов. Тёмные треугольники — экспериментальные данные топологических сечений экспериментов «Мирабель» ( $n_{ch}$  от 2 до 14 частиц) и «Термализация» ( $n_{ch}$  от 14 до 24 частиц).

**Заключение** содержит основные результаты проделанной работы, выносимые на защиту:

1. Разработаны эффективный алгоритм и программное обеспечение для реконструкции событий в ВД установки СВД-2 эксперимента SERP-E-190. Для поиска треков при повышенных шумах в ВД применяется метод фильтров Калмана, для оценки параметров треков и вершин событий — метод наименьших квадратов. Программа реконструкции даёт хорошую точность восстановления треков и вершин событий, которая соответствует расчётным значениям точности для ВД, а также высокую эффективность распознавания треков в области множественности  $N_{ch} = 16 \div 24$  от 97 до 92%.

2. Для обработки и анализа экспериментальных данных было отобрано 1.09 млн. события из набора статистики 2008 года с уровнем триггера  $T = 8$  (3.85 млн. событий).

3. С помощью моделирования вычислены поправочные коэффициенты, учитывающие потери треков из-за акцептанса ВД и эффективности проце-

дур обработки данных. Также проведена оценка сечений с учётом эффективностей потерь событий и треков в процессе регистрации и обработки данных. Полученные сечения примерно совпадают с данными на пузырьковой камере «Мирабель» и позволяют ввести поправочные коэффициенты для вычисления топологических сечений с привязкой данных для множественности  $N_{ch} \geq 10$ . После введения поправок получены значения экспериментальных топологических сечений.

Впервые были измерены топологические сечения в области большой множественности  $N_{ch} = 18 \div 24$  заряженных частиц ( $z \leq 4.4$ ). Добавлены 4 точки к ранее измеренным на камере «Мирабель» топологическим сечениям для  $N_{ch} = 18, 20, 22, 24$ . Для  $N_{ch} = 10, 12, 14, 16$  значения топологических сечений поправлены. Полученное сечение в крайней точке  $N_{ch} = 24$  зарегистрированной множественности на три порядка величины меньше, чем измеренное на камере «Мирабель» при  $N_{ch} = 16$ . КНО — распределение в точках  $N_{ch} = 18, 20$  (область  $3.2 < z < 3.6$ ) хорошо согласуется с данными, полученными на детекторе SFM ускорителя ISR CERN при  $\sqrt{s} = 30.4, 44.5, 52.6$  ГэВ и предсказывает поведение кривой множественности для  $3.6 < z \leq 4.4$ .

Новые измерения позволяют уточнить полное неупругое сечение, среднюю множественность, дисперсию, второй корреляционный момент распределения множественности при 50 ГэВ. Полное неупругое сечение  $pp$ -взаимодействий при 50 ГэВ составило  $\sigma = 31.50 \pm 1.14$  мбн, средняя множественность заряженных частиц  $\langle N_{ch} \rangle = 5.45 \pm 0.11$ . Вычислены дисперсия  $D = 7.20 \pm 0.20$  и второй корреляционный момент  $f_2 = 1.75 \pm 0.26$ . Проведено сравнение полученных данных с несколькими моделями. Больших отклонений от предсказаний использованных моделей не обнаружено. Наиболее подходящая модель для описания - модель глюонной доминантности. МГД представляет собой свёртку двух распределений, пуассоновского и биномиального распределений. В МГД рождение вторичных адронов происходит за счёт глюонов.

## Публикации автора по теме диссертации

Основное содержание диссертации и результаты выполненных исследований опубликованы в следующих работах:

1. E.Kokouline, A.Kutov, V.Nikitin. Gluon dominance model and cluster production // Brazilian Journal of Physics, vol.37, no. 2C, June, 2007.

2. E.S.Kokoulina, A.Ya.Kutov, V.A.Nikitin and V.V.Popov. Analisis of high multiplicity events. // Physics of Particles and Nuclear Letters, 2011, Vol.8, №.8, pp. 855-859.
3. E.S. Kokoulina, V.A. Nikitin, Y.P. Petukhov, A.Ya. Kutov. Proton interactions with high multiplicity. // Ядерная физика , 2012, том 75, №6, с. 1-4.
4. В.Н. Рядовиков от имени сотрудничества СВД-2 (69 соавторов). Топологические сечения в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ. // Ядерная физика, 2012, том 75, N3, с. 343-348.
5. E.S. Kokoulina, A.Ya. Kutov and L.F. Babichev, Gluon Dominance Model and High Multiplicity Study // Nonlinear Phenomena Complex Systems, 2007, Vol. 10, №.3, pp. 291-296
6. E.S. Kokoulina, A.Ya. Kutov, High-multiplicity study. // Ядерная физика, 2008, том 71, №9, стр. 1543-1551.
7. E.S. Kokoulina, I. Roufanov, A. Kutov and V. Ryadovikov, Extreme multiplicity study: advancement and outlook // Nonlinear Phenomena in Complex Systems, 2008, Vol. 11, №4, pp. 483-487.
8. E. Kokoulina, A. Kutov, High multiplicity study // Acta Physica Polonica B, 2008, Vol. 1, №3, pp. 583-586
9. E. Kokoulina, V. Nikitin, Yu. Petukhov, A. Karpov and A. Kutov, New Results of the Extreme Multiplicity Studies // Nonlinear Phenomena Complex Systems, 2009, Vol. 12, №4, pp. 514-518.
10. Е.С. Кокоулина, А.Я. Кутов, В.Н. Рядовиков, Высокоэнергичные взаимодействия в области предельных множественностей // Ядерная физика, 2009, том 72, №1, стр. 98-102.
11. E.S. Kokoulina, V.A. Nikitin, Yu.P. Petukhov, A.V. Karpov and A.Ya. Kutov, Search for collective phenomena in hadron interactions // Ядерная физика, 2010, том 73, №12, стр. 2116-2124.

### **Сотрудничество СВД-2:**

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий, Протвино

Е.Н. Ардашев, А.Г. Афонин, А.П. Воробьев, В.Ф. Головкин, С.Н. Головня, С.А. Горохов, В.Ф. Головкин, В.Н. Залпольский, А.А. Киряков, Л.Л. Курчанинов, Е.В. Лобанова, И.С. Лобанов, Г.Я. Митрофанов, В.С. Петров, А.В.

Плескач, М.К. Полковников, В.М. Роньжин, В.Н. Рядовилов, В.А. Сенько,  
Н.А. Шаланда, М.М. Солдатов, А.Г. Холоденко, Ю.П. Цюпа, В.И. Якимчук

Научно-исследовательский институт ядерной физики  
им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

С.Г. Базиладзе, Г.А. Богданова, А.М. Вишневиская, В.Ю. Волков, А.Г.  
Воронин, Н.И. Гришин, Я.В. Гришкевич, П.Ф. Ермолов, Е.Г. Зверев, Д.Е.  
Карманов, В.Н. Крамаренко, А.В. Кубаровский, А.К. Лефлат, С.И. Лютов,  
М.М. Меркин, В.В. Попов, Л.А. Тихонова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В.В. Авдейчиков, А.Н. Алеев, В.П. Баландин, В.А. Будилов, Ю.Т. Бур-  
зунов, Н.К. Жидков, Г.Д. Кекелидзе, В.И. Киреев, Е.С. Кокоулина, Н.А.  
Кузьмин, Г.И. Ланциков, В.В. Мьялковский, В.А. Никитин, Ю.П. Петухов,  
В.Д. Пешехонов, И.А. Руфанов, В.И. Спиракин, А.В. Терлецкий, Н.Ф. Фур-  
манец, Ю.А. Ченцов, А.И. Юкаев

НЦ ФЧВЭ, Минск, Беларусь

М.А. Батурицкий

Отдел математики Коми НЦ УрО РАН, Сыктывкар, Россия

А.В. Карпов, А.Я. Кутов



Автореферат отпечатан с оригинала-макета, подготовленного автором.

Кутов Андрей Яковлевич

Измерение топологических сечений в pp-взаимодействиях в области большой множественности заряженных частиц при 50 ГэВ на установке СВД-2.

Заказ №

Тираж 100

---

Редакционно-издательский отдел Коми НЦ УрО РАН  
167982, ГСП, г. Сыктывкар, ул. Первомайская, 48

---

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт»

142281, Московская обл., город Протвино, площадь Науки, дом 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

