



003483184

Федеральное Государственное Унитарное Предприятие  
Государственный Научный Центр Российской Федерации  
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики  
им. А. И. Алиханова

На правах рукописи

Петрухин Алексей Алексеевич

# Измерение структурных функций протона на установке H1, DESY

Специальность 01.04.23 – физика высоких энергий

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва 2009 г.

УДК 539.12

Работа выполнена в ГНЦ РФ "Институт Теоретической и Экспериментальной Физики" им. А. И. Алиханова  
г.Москва

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук А. А. Ростовцев  
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук С. В. Семёнов  
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

доктор физ.-мат. наук Л. К. Гладилип  
(МГУ, г. Москва)

Ведущая организация: МИФИ (г. Москва)

Защита диссертации состоится 27 октября 2009 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 в конференц-зале ГНЦ РФ ИТЭФ по адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ.

Автореферат разослан 25 сентября 2009 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
кандидат физ.-мат. наук



В. В. Васильев

## 1. Общая характеристика работы

В настоящей работе представлено новое измерение инклюзивного дифференциального сечения для процесса глубоконеупругого позитрон-протонного рассеяния  $ep \rightarrow eX$ . Измерение выполнено в области малых значений Бьёркена  $x$  и переданного квадрата импульса  $0.2 \text{ ГэВ}^2 \leq Q^2 \leq 12 \text{ ГэВ}^2$ . Данные были получены на установке H1  $ep$  ускорителя HERA в течении двух специальных сеансов с энергиями электронного и протонного пучков  $E_e = 27.5 \text{ ГэВ}$  и  $E_p = 920 \text{ ГэВ}$ . В 1999 году были собраны события со специальными установками триггера для малых значений  $Q^2$  при номинальной позиции области соударения пучков и полной светимостью в  $2.1 \text{ пб}^{-1}$ . Этот блок данных далее в тексте именуется как "NVX". В 2000 году вершина взаимодействия была смещена на +70 см в направлении протонного пучка. Благодаря этому были достигнуты более низкие значения  $Q^2$  с полной светимостью собранных событий, равной  $0.505 \text{ пб}^{-1}$ . Этот блок данных далее в тексте именуется как "SVX").

Измерение выполнено в широком диапазоне неупругости  $y$  (от 0.0015 до 0.8) и Бьёркена  $x$  (от  $5 \cdot 10^{-6}$  до 0.02). Объединённый результат охватывает диапазон  $Q^2$  от 0.2 до  $12 \text{ ГэВ}^2$ . Это измерение усредняется с ранее опубликованными данными коллаборации H1 1995 и 1997 годов, собранными при энергии протонного пучка  $E_p = 820 \text{ ГэВ}$ . Полная ошибка измерения сечения процесса приблизительно равна 2% в центральной части охватываемой экспериментально кинематической области.

### 1.1. Актуальность темы диссертации

Глубоконеупругое лептон-адронное рассеяние (DIS) является основой для понимания структуры адронов и динамики партонных взаимодействий. Начиная с открытия скейлинга Бьёркена и его нарушения на экспериментах с фиксированными мишенями, измерения DIS играют решающую роль в развитии теории сильных взаимодействий, Квантовой Хромодинамики (QCD). Значительный прогресс в изучении сильных взаимодействий был достигнут на электрон - протонном ускорителе на встречных пучках HERA. В частности, на установках H1 и ZEUS впервые было обнаружено, что

для  $Q^2 \gtrsim 2 \text{ ГэВ}^2$  поведение структурной функции протона  $F_2(x, Q^2)$  характеризуется её монотонным ростом при  $x \rightarrow 0$  для фиксированных  $Q^2$ . Измерения  $ep$  рассеяния, выполненные на ускорителе HERA важны так же для предсказания сечений процессов рождения частиц для  $pp$  коллайдеров. В частности, результаты, полученные на ускорителе HERA позволяют повысить точность предсказаний для процессов рождения  $W, Z$  бозонов и бозона Хиггса на новом протон-протоном Большом Адронном Коллайдере (LHC).

## 1.2. Цель диссертационной работы

Одной из целей диссертационной работы является обнаружение и измерение сечения процесса рассеяния электрона на протоне  $ep \rightarrow eX$  при малых  $Q^2$  и однофотонном обмене. Другой целью, реализуемой в диссертации является объединение новых результатов коллаборации H1 с уже опубликованными.

## 1.3. Научная новизна

1. В области низких  $Q^2$  от 0.2 до  $12 \text{ ГэВ}^2$  измерено сечение процесса DIS, впервые с точностью порядка 2% в большей части фазового пространства.
2. Применён оригинальный метод объединения новых результатов с ранее опубликованными коллаборацией H1.
3. В процессе анализа  $y$  - зависимости сечения процесса DIS была получена структурная функция протона  $F_L$ .

## 1.4. Результаты, выносимые на защиту

1. Новое измерение сечения инклюзивного  $ep$  рассеяния в области низких  $Q^2$  от 0.2 до  $12 \text{ ГэВ}^2$ .
2. Результаты полученной с помощью методов моделирования структурной функции протона  $F_L$ .

## 1.5. Апробация работы и публикации

Основные материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в работах [1–4]. Материалы, представленные в диссертации, докладывались на совещаниях коллаборации H1, многочисленных международных конференциях, включая DIS 2004 (Штребске Плесо, Словакия), DIS 2005 (г. Мэдисон, США), LISHEP 2006 (г. Рио де Жанейро, Бразилия),

PHOTON 2007 (г. Париж, Франция), DIFFRACTION 2008 (г. Ла Лонде-лес-Маурес, Франция), DIS 2009 (г. Мадрид, Испания), LP 2009 (г. Гамбург, Германия). Разработанный метод измерения сечения процесса DIS использовался в опубликованных работах Н1, посвященных изучению глубоконеупругого рассеяния при малых значениях переменной  $Q^2$ , а также для получения структурной функции протона  $F_L$ .

## 1.6. Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, десяти глав и заключения. Ее объем 123 страницы, включая 42 рисунка и 11 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 82 наименований.

## 2. Краткое содержание диссертации

Во **введении** описывается актуальность проблемы, формулируется тема исследования и приводится план расположения материала.

В **первой главе** представлены общие описания теории и феноменологии глубоконеупругого рассеяния. В первой части этой главы определены основные переменные, используемые в изучении процесса глубоконеупругого рассеяния, такие как Бьёркен  $x$ , квадрат переданного 4-импульса, неупругость реакции  $y$  и некоторые другие.

Вторая часть главы посвящена теоретическому обзору вопросов, связанных с определением сечения процесса глубоконеупругого рассеяния, которое задаётся формулой

$$\frac{Q^4 x}{2\pi\alpha^2[1 + (1 - y)^2]} \cdot \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \sigma_T = F_2(x, Q^2) - f(y) \cdot F_L(x, Q^2), \quad (1)$$

где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры и  $f(y) = y^2/[1 + (1 - y)^2]$ . Неупругость  $y$  связана с модулями квадрата 4-импульса  $Q^2$ , с переменной Бьёркен  $x$  и с квадратом энергии центра масс системы  $s = 4E_e E_p$  как  $y = Q^2/sx$ . Сечение DIS, уравнение 1, определено с помощью двух структурных функций,  $F_2$  и  $F_L$ . Они связаны с сечениями для продольно и поперечно поляризованных виртуальных фотонов,  $\sigma_L$  и  $\sigma_T$  как

$$F_L = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha} (1 - x) \cdot \sigma_L, \quad (2)$$

$$F_2 = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha} (1 - x) \cdot (\sigma_L + \sigma_T), \quad (3)$$

что является очень хорошим приближением для малых  $x$ .

В конце этой главы обсуждаются теоретические вопросы, связанные с моделированием процесса DIS (цветовые дипольные модели), которое будет использоваться для описания данных в **Главе 8**.

Во **второй главе** описаны особенности реконструкции кинематики событий. Энергия рассеянного позитрона  $E'_e$  и его полярный угол  $\theta'_e$  используются в "электронном методе" для определения кинематики следующим образом

$$y_e = \frac{2E_e - E'_e(1 - \cos \theta'_e)}{2E_e} \equiv \frac{2E_e - \Sigma_e}{2E_e}, \quad (4)$$

$$Q_e^2 = \frac{E_e'^2 \sin^2 \theta'_e}{1 - y_e}, \quad x_e = \frac{Q_e^2}{4E_p E_e y_e}. \quad (5)$$

Здесь  $E_e$  и  $E_p$  являются энергиями позитронного и протонного пучков соответственно.

Используя законы сохранения энергии и импульса, кинематика событий может быть так же определена из параметров конечного адронного состояния. Важной величиной является разница между полной энергией и полным продольным импульсом

$$E - p_z = E'_e(1 - \cos \theta'_e) + \sum_i (E_i - p_{z,i}) = \Sigma_e + \Sigma_h, \quad (6)$$

где  $E_i$  ( $p_{z,i}$ ) — это реконструированная из конечного адронного состояния энергия (продольная составляющая импульса) частицы  $i$ . По определению, измеряемый  $E - p_z$  является величиной не чувствительной к потерям частиц в направлении протонного пучка. Для нерадиационных событий  $E - p_z$  равняется удвоенной энергии электронного пучка  $E - p_z = 2E_e$ . Это позволяет в вычислении  $y$  (уравнение 4) заменить  $2E_e - \Sigma_e$  на  $\Sigma_h$  и применить переменную  $y_h$

$$y_h = \frac{\Sigma_h}{2E_e}. \quad (7)$$

Для событий, в которых фотон излучается параллельно входящему позитрону, радиационный фотон не реконструируется в центральной части установки Н1 и  $(E - p_z)/2$  равен "эффективной" энергии входящего электронного пучка, уменьшенной на величину импульса, унесённую радиационным фотоном. Это использует "сигма метод" ( $\Sigma$  метод) для

которого  $2E_e$  в уравнении 7 заменяется на измеряемый  $E - p_z$

$$y_{\Sigma} = \frac{\Sigma_h}{E - p_z}. \quad (8)$$

$Q_{\Sigma}^2$  для  $\Sigma$ -метода рассчитывается при помощи замены  $y_e$  в уравнении 5 на  $y_{\Sigma}$ . Бьёркен  $x$  рассчитывается при помощи замены  $y_e$ ,  $Q_e^2$  и  $2E_e$  на  $y_{\Sigma}$ ,  $Q_{\Sigma}^2$  и  $E - p_z$  соответственно:

$$Q_{\Sigma}^2 = \frac{E_e^2 \sin^2 \theta'_e}{1 - y_{\Sigma}}, \quad x_{\Sigma} = \frac{Q_{\Sigma}^2}{2 E_p y_{\Sigma}} \cdot \frac{1}{E - p_z}. \quad (9)$$

Стоит отметить, что ранее в публикациях коллаборации H1 для вычисления  $x_{\Sigma}$  использовалась не  $(E - p_z)/2$ , а номинальная энергия позитронного пучка. С использованием соответствующего набора переменных  $x_{\Sigma}$ ,  $y_{\Sigma}$  и  $Q_{\Sigma}^2$ , измерения данной работы позволяют так же корректно реконструировать кинематику событий с QED радиацией. Использование таких событий расширяет измерения в сторону более малых  $Q^2$  и более высоких значений  $x$ . Эти области не могут быть достигнуты для нерадикационной кинематики.

Для измерения сечения в данной работе используются и электронный и  $\Sigma$  - методы. Электронный метод обеспечивает лучшее разрешение для больших значений неупругости  $y > 0.1$ , но его разрешение начинает ухудшаться для более малых  $y$ , следуя зависимости  $1/y$ . При использовании  $\Sigma$  - метода измерение можно расширить в область  $y \sim 0.002$ . Для ещё меньших значений  $y$  становятся существенными потери вдоль направления протонного пучка и их трудно оценить.  $\Sigma$  - метод так же значительно увеличивает покрытие кинематической области в сторону малых  $Q^2$  и больших Бьёркен  $x$ , учитывая события с пониженной энергией системы центра масс, которые происходят в результате излучения начального состояния QED. В заключении данной главы перечислены аргументы, в связи с которыми были выбраны интервалы (бинны) по  $x$  и  $Q^2$  или  $y$  и  $Q^2$  для измерения дифференциального сечения DIS.

Третья глава содержит описание ускорителя HERA и компонентов установки H1. Внимание акцентировано на тех частях установки, которые являются наиболее важными для анализа событий при малых значениях переменной  $Q^2$ . Ускоритель HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) расположен в DESY (Deutsches-Elektronen-Synchrotron) в городе Гамбург, Германия. Это первый и на данный момент единственный

коллайдер протонов и электронов или позитронов<sup>1</sup>. Ускоритель HERA начал свою работу в 1991 и был остановлен в 2007 году. Номинальные энергии пучков электронов (протонов) равны 27.6 ГэВ (920 ГэВ)<sup>2</sup>. Это соответствует энергии центра масс соударения протонов и электронов  $\sqrt{s} \approx 320$  ГэВ, что более чем в десять раз превышает аналогичную величину для экспериментов с фиксированными мишенями. Частицы на коллайдере HERA ускоряются в двух независимых трубах пучков, которые расположены в подземном тоннеле длиной 6.3 км. Трубы пучков электронов (протонов) оборудованы проводящими (суперпроводящими) дипольными магнитами с максимальным силовым полем 0.17 Т (4.7 Т).

Установка H1 была построена в 1991 году. Она имеет вес, примерно равный 2800 тоннам, при внешних размерах 12 м × 10 м × 15 м. Геометрия детектора азимутально симметрична по отношению к оси пучка и имеет центр в номинальной позиции точки *ер* взаимодействия. Такое строение геометрии позволяет детектору H1 регистрировать рассеянные частицы практически во всех возможных направлениях. Направление протонного пучка определено как “переднее”, лептонного – как “заднее”, а область между ними является “центральной”. Схематическое изображение установки H1 дано на рис. 1, где показано типичное событие DIS при малом значении переменной  $Q^2$ . Система для определения треков заряженных частиц состоит из центрального трекового прибора (CT), Backward Drift Chamber (BDC), двух пропорциональных камер и силиконового трекового устройства. Особую роль здесь выполняет Backward Silicon Tracker (BST), который помимо восстановления треков частиц, позволяет так же уменьшить влияние фона от событий фоторождения. Энергия и угол рассеянных электронов измеряются в калориметре SpaCal. Он позволяет производить измерения в диапазоне полярных углов  $153^\circ < \theta < 177^\circ$  при номинальной  $z$  позиции области взаимодействия пучков. Частицы конечного адронного состояния регистрируются в калориметре LAr.

В **четвёртой** главе описываются методы отбора событий и их реконструкции. Установка H1 использует многоуровневую триггерную систему для оперативного отбора событий. Оперативные триггерные условия, используемые в данной работе, основаны в основном на энергетическом вкладе в электромагнитной части SpaCal (инклюзивный

<sup>1</sup> При наборе данных для анализа этой работы ускорялись позитроны.

<sup>2</sup> До 1998 года энергия протонного пучка была равна 820 ГэВ.



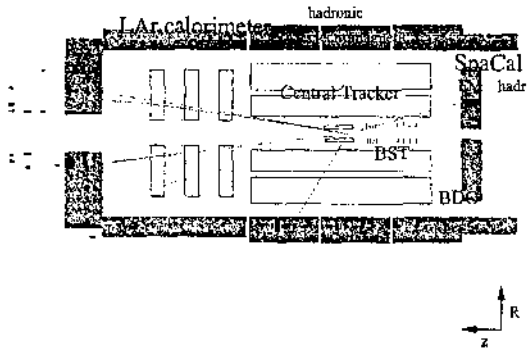


Рис. 1: Событие с малым значением  $Q^2$ , реконструированное в детекторе H1. Электрон рассеивается в заднюю область. Его траектория реконструирована в Backward Silicon Tracker (BST) и в Backward Drift Chamber (BDC). Энергия электрона определена в калориметре SpaCal. Конечное адронное состояние зарегистрировано в центральном и переднем трековых детекторах, а так же в калориметре LAr.

электронный триггер). Здесь используются три различных энергетических порога (S0, S3, S9). Триггерные условия, основанные на самом низком энергетическом пороге (S9) позволяют отбор событий с наибольшими значениями  $y$ . При низких энергиях и радиусах в SpaCal наблюдается значительный вклад фоновых событий. Поэтому внутренняя часть SpaCal исключена из S9. В добавок к этому, для создания приемлемого триггерного темпа, S9 содержит дополнительное условие, требующее от структуры хитов в пропорциональных камерах быть в соответствии по крайней мере с одним треком, привязанным к вершине взаимодействия пучков.

Реконструкция кинематики рассеянного электрона основывается на измерении энергии кластера, найденного в SpaCal. Кластерный алгоритм находит ячейку с локальным максимумом по энергии. Затем вокруг этой ячейки строится кластер. Это делается при помощи добавления к ней соседних ячеек с энергиями выше шумового порога. Центр тяжести кластера определяется на основе всех объединённых ячеек, используя при этом логарифмическое энергетическое перевзвешивание. На основе этого перевзвешивания так же работает оценщик кластерного радиуса

$R_{\text{лог}}$ . Он служит для подавления фона адронных и  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  кластеров. Фон от адронных частиц в дальнейшем подавляется с использованием ограничения на вклад по энергии  $E_{\text{had}}$  в адронной секции SpaCal позади электромагнитного кластера. Электронный кандидат должен быть связан с треком в BDC или BST. Это необходимо для подавления фона от рассеянных назад фотонов и для точного измерения полярного угла  $\theta'_e$ .

Реконструкция конечного адронного состояния исключает конус в калориметре SpaCal вокруг кластера электронного кандидата. Ось этого конуса определяется положением вершины и центром по энергии кластера SpaCal. Радиус данного конуса равен 20 см на поверхности электромагнитной секции в SpaCal. Энергия ячеек из этого конуса исключается из вычисления конечного адронного состояния. Это делается как для электромагнитной так и для адронной секций SpaCal.

Для реконструкции конечного адронного состояния используется как трековая, так и калориметрическая информация. Для использования вкладов центрального трекера, LAr и SpaCal существует специальная процедура комбинирования всех трёх. Кластерная информация SpaCal всегда используется для реконструкции треков в задней области установки H1. Что касается центральной области, то там информация из центрального трекера комбинируется с информацией из LAr. Это делается для каждой частицы при помощи согласования сигналов в каждом детекторе. Измерения трекера используются для энергий ниже 2 ГэВ, так как он обеспечивает наилучшее разрешение по импульсу в этой области. В то же время для более высоких энергий используется информация калориметра.

**Пятая глава** посвящена моделированию событий методом Монте-Карло (MC). В данной работе события MC используются для определения полной эффективности реконструкции, а так же для вычитания фона от фоторождения. События DIS сгенерированы при помощи генератора событий DJANGO. Он включает в себя радиационные поправки QED первого порядка, выполненные в HERACLES. Для генерации событий, функции партонного распределения задаются функцией  $F_2$ , в то время как  $F_L$  в них равно нулю. В дальнейшем, структурные функции перевзвешиваются при помощи параметризации фрактальной модели для  $F_2$  и  $F_L$ . Партонные ливни конечного состояния моделируются с использованием Дипольной Модели как это сделано в ARIADNE. События с очень низкими значениями масс конечного адронного состояния, при

$W < 5$  ГэВ, моделируются при помощи SOPHIA. Фрагментация на адроны сделана с JETSET. Фон процессов фоторождения генерируется в RHOJET - программе, которая использует двухкомпонентную партонную модель для описания фотонно-адронных взаимодействий, включая диффракционные процессы и рождение векторных мезонов.

Моделирование радиационных поправок QED включает в себя излучение лептоном фотона в первом логарифмическом приближении. Радиация кварков является незначительной при низких  $x$  и не моделируется. Модель радиационных поправок QED проверена с использованием аналитического вычислительного пакета HECTOR. Согласованность между двумя способами вычисления находится на уровне 0.5% (для кинематической области данной работы).

Генерационные события проходят через симуляцию отклика установки H1, основанной на пакете GEANT3. Прохождение частиц в центральном трекаре моделируется используя детальное описание материала детектора. Отзыв калориметров на электромагнитные частицы смоделирован при помощи быстрой параметризации ливней, в то время как адронный отклик смоделирован с использованием GHEISHA.

Уровень случайной активности в калориметрах определяется с использованием событий из специальных сеансов со случайными триггерами и низкими порогами системы сбора данных, которые накладываются на смоделированные события. Ложные хиты в BST так же контролируются с использованием случайных триггеров и добавляются в симуляцию.

События MC являются предметом точно такой же реконструкции и процедуры анализа как и реальные данные с установки H1. Для этого соответствия калибровка SpaCal и LAr, а так же выравнивание BST и BDC, выполнены одинаковым способом как для реконструированных событий MC так и для данных H1.

**Шестая глава** является наиболее объёмной. В ней описаны детали технической работы, без которой точное измерение сечения DIS было бы невозможным. Сечение процесса DIS при малых  $Q^2$  имеет большие значения. По этой причине статистическая ошибка измерения является ниже систематической неопределённости при сравнительно малом значении светимости. При малых значениях неупругости  $y < 0.3$ , которые соответствуют значительной части измеряемого фазового пространства, рассеянный электрон имеет большую энергию и фоновые процессы имеют

пренебрежительно малые значения в сравнении с истинным сигналом DIS. Основная стратегия анализа, проведённого в данной работе заключается в том, чтобы применить наименьшее количество критериев отбора данных (или MC). Это сделано с целью наиболее точной реконструкции кинематики событий. Например, всякий раз, когда траектория электрона может быть измерена в BST – выбирается именно этот способ. Он более предпочтителен по сравнению с тем, который включает в себя измерение вершины центральным трекером и использующим треки частиц конечного адронного состояния. Аналогично этому, если возможно, триггеры, основанные исключительно на энергетических вкладах в SpaCal имеют предпочтение по сравнению с триггерами, использующими дополнительные трековые условия.

Этот принцип использования минимальной селекции должен быть модифицирован для максимально возможного расширения кинематической области данного анализа. Данные при углах  $\theta'_e$ , выходящих за пределы BST, реконструируются с использованием BDC и вершины центрального трекера. Анализ так же продлён в область максимально возможных значений  $y$ , где измерения уже ограничены фоном от фоторождения. Для этой области, в целях уменьшения систематической ошибки, применены несколько дополнительных критериев электронной идентификации.

Измерения данной работы были проверены при помощи нескольких проверочных анализов, используя разные способы кинематической реконструкции и довольно значительное перекрытие кинематических областей между различными блоками данных. В частности, данные, реконструированные в BST, сравниваются с данными, реконструированными в BDC. Или результаты электронного метода проверены с использованием результатов  $\Sigma$  метода реконструкции. В заключении, измерения, полученные на основе данных SVX, сравнивались с результатами, основанными на блоке NVX.

Для этих двух блоков данных были выполнены четыре отдельных анализа (табл. 1). Они заметно отличаются по триггерным условиям и по методам реконструкции  $\theta'_e$ . Основная кинематическая область данных NVX-BST с  $\theta'_e$ , измеряемой в трекере BST, анализирована на основе триггера S0. Расширение в область  $0.75 < y < 0.85$  было достигнуто с использованием триггера S9 (NVX-S9) и требованием наличия трека в обоих, BDC и BST. Для данных SVX основная измеряемая область фазового пространства

Таблица 1: Инклюзивные анализы данных DIS.

Анализ	Триггер	Описание
<i>NVX</i> ( $z_{vtx} \sim 0$ см)		
NVX-BST	S0	Основной анализ
NVX-S9	S9	Расширение к низким $E'_e$
<i>SVX</i> ( $z_{vtx} \sim 70$ см)		
SVX-BST	S0	Основной анализ
SVX-BDC	S0, S3	Расширение к большим $\theta'_e$

покрыта при помощи BST и триггера S0 (SVX-BST). Расширение до максимального угла  $\theta'_e$  достигнуто при добавлении данных, собранных с триггером S3 и включающих события с  $\theta'_e$ , измеренных на основе комбинации информации о вершине центрального трека и информации камеры BDC (SVX-BDC).

Общее требование для всех анализов таково, что основные детекторы должны были работать при номинальном напряжении более 85% времени сбора данных. Шумовой фон от не *ep* взаимодействий подавлен требованием для вершины события ( $z_{vtx}$ ), который должен быть реконструирован в пределах  $\pm 35$  см от средней  $z$  позиции ( $z_{nom}$ ).

Электрон с наибольшим энергетическим вкладом (кластер) в электромагнитную секцию SpaCal<sup>3</sup> выбирается в соответствии со следующими критериями: 1) центр тяжести кластера находится в высокоэффективной области соответствующего триггера; 2) поперечный размер кластера соответствует электромагнитной частице,  $R_{log} < 4$  см; 3) маленький энергетический вклад в адронную секцию SpaCal за кластером,  $E_{had}/E'_e < 0.15$ ; 4) в зависимости от анализа, кластер ассоциируется с BST или BDC треком. В случае, если наиболее энергетичный кластер не удовлетворяет одному из критериев отбора, используется следующий по энергии кластер. Данная процедура повторяется до трёх кластеров с энергиями выше 7 ГэВ (4 ГэВ для NVX-S9).

Далее события отбираются на основе глобального баланса между конечным адронным состоянием и электроном. События, в которых конечное адронное состояние плохо реконструировано, исключаются из анализа при помощи критерия для полного адронного поперечного импульса

<sup>3</sup>Для анализа S9, вместо кластера с наибольшей энергией выбирается кластер с максимальным поперечным импульсом  $P_{\perp}^*$ .

$P_{\perp}^h$ , который должен быть равен по крайней мере 30% от электронного поперечного импульса  $P_{\perp}^e$ . Этот критерий эффективно исключает события с очень низкими  $y_{\perp}$ . События с большой фракцией излучения начального состояния удаляются из измерений для электронного метода при помощи требования  $E - p_z > 35$  ГэВ. Это условие, однако, не используется для  $\Sigma$  метода, где радиация учтена правильным образом.

Эффективности используемых в анализе триггеров определяются с использованием независимых триггеров. Для триггерных условий в SpaCal большинство ячеек имеют высокую ( $> 99.5\%$ ) эффективность для соответствующих каждому триггеру порогов. Систематическая ошибка триггерной эффективности определена как 1% для S9 и как 0.5% для остальных триггеров. Трековая эффективность BST имеет значение выше 98%. Систематическая ошибка эффективности BST равна 2%.

Для точного определения угла рассеяния электрона, позиции вершины соударения пучков и для определения энергии взаимодействующих частиц необходимо знать точное расположение детекторов, а так же выполнить калибровку энергетической шкалы калориметров. Выравнивание (определение положения) детекторов H1 по отношению друг к другу, а так же выравнивание детектора по отношению к пучку, были выполнены в несколько эталов. Первый из них – это внутреннее выравнивание центрального трекера. Далее выполняется выравнивание SpaCal и BDC, где  $x, y$  смещения детекторов измеряются при изучении разницы полярных углов электронных кандидатов между центральным трекером и BDC ( $\Delta\theta = \theta_{\text{CT}} - \theta_{\text{BDC}}$ ) и разницы в азимутальных углах между измерениями центрального трекера и SpaCal ( $\Delta\phi = \phi_{\text{CT}} - \phi_{\text{SpaCal}}$ ) как функции азимутального угла  $\phi_{\text{SpaCal}}$ . Отклонение по  $z$  в BDC было измерено при изучении  $\Delta\theta$  как функции  $\theta_{\text{CT}}$ . Отклонение по  $z$  в SpaCal проверено при сравнении измерений  $\theta$  в BDC и SpaCal. Результирующая точность выравнивания находится на уровне 0.1 мрад. В глобальном выравнивании BST, позиция BST определена по отношению к координатной системе H1. При внутреннем выравнивании BST определяются радиальные сдвиги, а так же вращения вокруг оси  $z$  для отдельных модулей. Оба типа выравнивания используют электронный трек, реконструированный с вершиной центрального трекера и трековым сегментом в BDC. Этот трек используется как ориентир для сравнения с трековым сегментом, найденным в BST. Глобальная и внутренняя процедуры выравнивания происходят в

несколько последовательных итераций с применением алгоритма глобальной минимизации под названием Millepede. Типичные значения для сдвигов находятся на уровне менее чем 200 мкм. Большинство значений вращений не превышают 1 мрад.

Первичная калибровка калориметра SpaCal была проведена во время набора данных с использованием космических мюонов. Следующий (после набора данных) этап коррекции этих вкладов был сделан с использованием событий DIS на основе так называемой позиции "кинематического пика" – пика распределения по  $E'_e$ , близкого по значению к энергии электронного пучка, что является характерной особенностью DIS при малых  $Q^2$  на ускорителе HERA. На уровне анализа данных, при помощи калибровки методом "двух углов" (DA), были определены вклады всех ячеек SpaCal. Нелинейность реконструированной энергии, причиной которой в основном являются потери в материале перед калориметром, смоделирована на основе программы GEANT. Это моделирование проверено и скорректировано с использованием распадов  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Энергетическая шкала была так же проверена на основе  $J/\psi \rightarrow e\bar{e}$  распадов и используя Комптоновские события  $e\bar{p} \rightarrow e\bar{p}\gamma$  (QEDC). Результаты всех описанных выше калибровочных анализов показаны на рис. 2. В кинематическом пике шкала определена калибровкой DA, а при  $E = 2\text{ГэВ}$  - калибровкой  $\pi^0$ . Их погрешности определяют относительную неопределённость шкалы данных к МС как функцию энергии, что показано на рис. 2. Из рисунка видно, что  $J/\psi$  и различные определения энергетической шкалы, используя события QEDC, лежат внутри определённой ошибки.

Точное определение светимости является неотъемлемой частью определения сечения DIS. Измерение светимости основано на событиях процесса Бете-Гайтлера. Они регистрируются в фотонном детекторе, который находится на расстоянии  $z = -103\text{м}$  от основного детектора H1. Точность измерения требует хорошего понимания оптики пучков, площади захвата фотонного детектора, а так же их изменения, связанного с вариацией условий пучков HERA. Ошибка определения светимости существенно меньше для данных NVX чем для SVX (1.1% и 3%, соответственно). В процессе анализа данной работы было проведено повторное измерение сечения данных 1997 года при  $Q^2 \leq 12\text{ГэВ}^2$ . Результат неплохо воспроизвёл поведение сечения процесса DIS по сравнению с опубликованными данными. Светимость, однако, изменилась

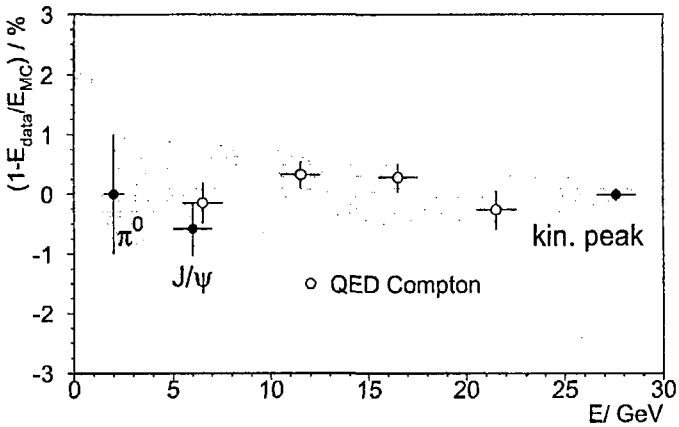


Рис. 2: Обзор определения энергетической шкалы SpaCal. Затемнённая область показывает погрешность, возникающую из-за разницы шкалы в данных и МС.

на 3.4%. Это явилось результатом улучшенного понимания структуры сателлитов пучков и площади захвата фотонного детектора в данных 1997 года.

В заключении этой главы приводится таблица коррелированных и некоррелированных ошибок измерения сечения процесса DIS (табл. 2). Наибольшими вкладами в полную ошибку являются эффективность реконструкции электронного трека в BST и эффективность определения вершины центрального трека. В добавок к этому, источники коррелированных ошибок различно влияют на сечение процесса DIS в зависимости от кинематической области. Эта зависимость наиболее ярко выражена как функция неупругости  $y$ . Для больших значений  $y$ , ошибка определяется фоном от фоторождения (примерно 6% для  $y = 0.8$ ). Для меньших  $y \sim 0.1$  в электронном методе значительную роль играет неопределённость шкалы  $E'_e$  (около 3% ошибки измеряемого сечения). Этот эффект в значительной степени уменьшается при использовании  $\Sigma$  метода. Основным источником ошибки для  $y < 0.01$  является шум LAr (до 10% ошибки измеряемого сечения).

В седьмой главе представлено сравнение основных распределений



Таблица 2: Обзор систематических ошибок. Ошибки для коррелированных источников представлены в виде неопределённостей соответствующих источников. Для некоррелированных источников, ошибки даны напрямую в виде их эффекта на измеряемое сечение.

<b>Коррелированные ошибки</b>	
<b>Источник</b>	<b>Ошибка</b>
Неопределённость $E'_c$ шкалы	От 0.2% при 27.6 ГэВ до 1% при 2 ГэВ (линейно)
Неопределённость $\theta'_c$	0.2 мрад (BST) 0.5 мрад (BDC-CT вершина)
Неопределённость шкалы LAr	От 10% при $y = 0.001$ до 2% при $y = 0.01$ 2% для $y > 0.01$
Вклад шума LAr и $E - p_x$	10%
Адронная шкала SpaCal	500 МэВ
Нормализация фона $\gamma$	15%
Светимость	3% (SVX) 1.1% (NVX)
<b>Некоррелированные ошибки</b>	
<b>Источник</b>	<b>Ошибка</b>
Эффективность BST	2% (BST)
Эффективность BDC	1.5% (BDC-CT вершина)
Эффективность вершины CT	(2 – 10%) (BDC-CT вершина)
Эффективность триггера	0.9% (NVX) 1.1% (NVX-S9) 0.9% (SVX-BST) 0.7% (SVX-BDC)
Радвационные поправки	0.5%

данных и MC для событий, прошедших все критерии отбора. На большой статистике анализа этой работы было получено неплохое согласие в описании данных при помощи MC. Рассматриваются только такие события, которые соответствуют бинам анализа. Распределения MC нормализованы к измеренной светимости. Сечение процесса DIS в MC перевзвешено к фрактальной модели, представленной в Главе 10. Кроме этого, в данной главе показана стабильность измерения сечения DIS. Она была оценена с помощью специальных проверок, которые можно разделить на три категории: 1) проверки для выбранного блока данных при фиксированном методе реконструкции кинематики, 2) соответствие друг другу различных методов реконструкции, 3) соответствие друг другу различных блоков данных. В большинстве случаев измерения находятся в согласии на уровне

некоррелированных статистических ошибок.

В восьмой главе описана процедура объединения (комбинации) различных результатов Н1. Области кинематики для данных NVX и SVX имеют пересечение для области значений  $Q^2$  между 0.5 и 3.5 ГэВ<sup>2</sup> с дальнейшим продолжением данных SVX в область меньших  $Q^2$ , а данных NVX – в область более высоких  $Q^2$ . Более того, данные этой работы имеют кинематическое перекрытие с опубликованными ранее. Одним из таких примеров является блок, взятый в 1995 году при энергии протонного пучка 820 ГэВ, а другим – блок, взятый на установке Н1 в 1997. Комбинация всех этих данных, даёт новый результат окончательного сечения процесса, измеренного на установке Н1 в переходной области между фоторождением и DIS. Комбинация данных была проведена при помощи двух последовательных операций. Сначала были скомбинированы результаты данной работы на основе блоков NVX и SVX. Затем это новое комбинированное измерение было объединено с ранее опубликованными результатами Н1. В этой главе так же обсуждаются вопросы предположительной корреляции различных точек данных внутри каждого блока, а так же между блоками. Кроме этого в ней представлена процедура коррекции энергии центра масс для ранее опубликованных результатов Н1. Результаты различных измерений представлены на рис. 3.

На рис. 4 показано измеренное на эксперименте Н1 комбинированное  $e p$  сечение. Оно является последним и самым точным на Н1 инклюзивным измерением сечения в переходной области от фоторождения к DIS. Для всех бинов  $Q^2$ , сечение растёт при  $x \rightarrow 0$ , что обусловлено увеличением структурной функции  $F_2$ . Для  $Q^2 \geq 0.5$  ГэВ<sup>2</sup>, однако, наблюдается специфичный изгиб сечения по направлению к малым значениям  $x$ . Для фиксированных  $Q^2$ , эта область характеризуется высокой неупругостью  $y = Q^2/(sx)$ . Таким образом, данный изгиб при  $y \simeq 0.5$  может быть связан с влиянием структурной функции  $F_L$ .

Глава девять посвящена анализу сечения DIS. В первой её части анализируется рост структурной функции  $F_2$  при уменьшении  $x$ , который может быть описан степенной зависимостью по  $x$  как  $F_2 \sim x^{-\lambda}$ , где коэффициент  $\lambda$  растёт приблизительно линейно как функция  $\ln Q^2$  для  $Q^2 \gtrsim 2$  ГэВ<sup>2</sup>. Эта простая параметризация неплохо описывает данные  $e p$  для  $x < 0.01$ . Подобная модель может быть применена для фитирования сечения  $\sigma_e$  с целью одновременного получения коэффициента

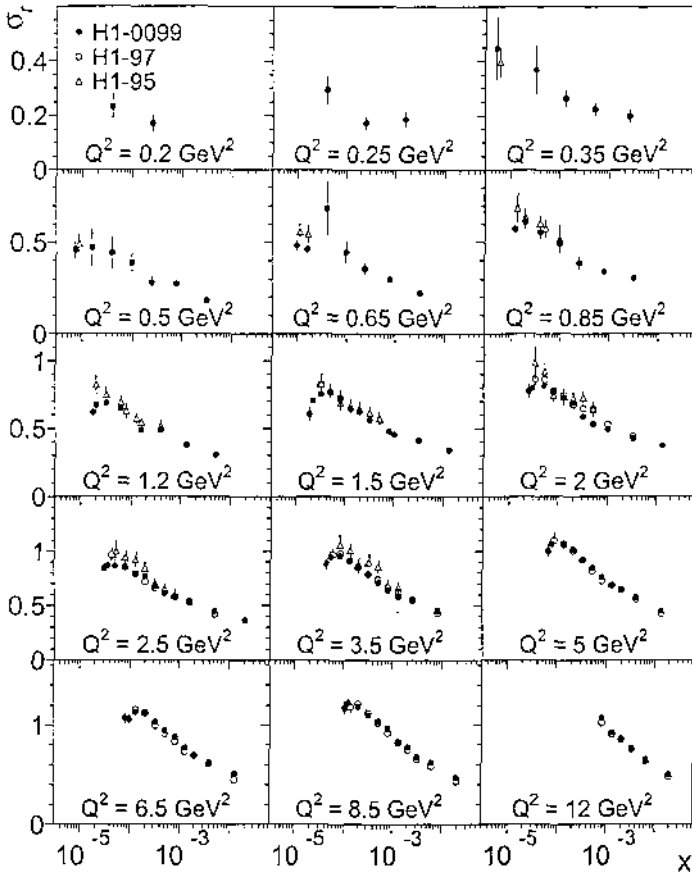


Рис. 3: Сечение  $\sigma_T$  для комбинированных данных NVX-SVX (чёрные точки) в сравнении с данными H1, набранными при энергии протонного пучка, равной 820 ГэВ. Треугольнички – данные SVX 1995 года; открытые точки – данные NVX 1997 года. Нормализация для данных 1997 года изменена на +3.4%, см. Гл. 6. Показаны статистические и систематические ошибки, которые просуммированы квадратично.

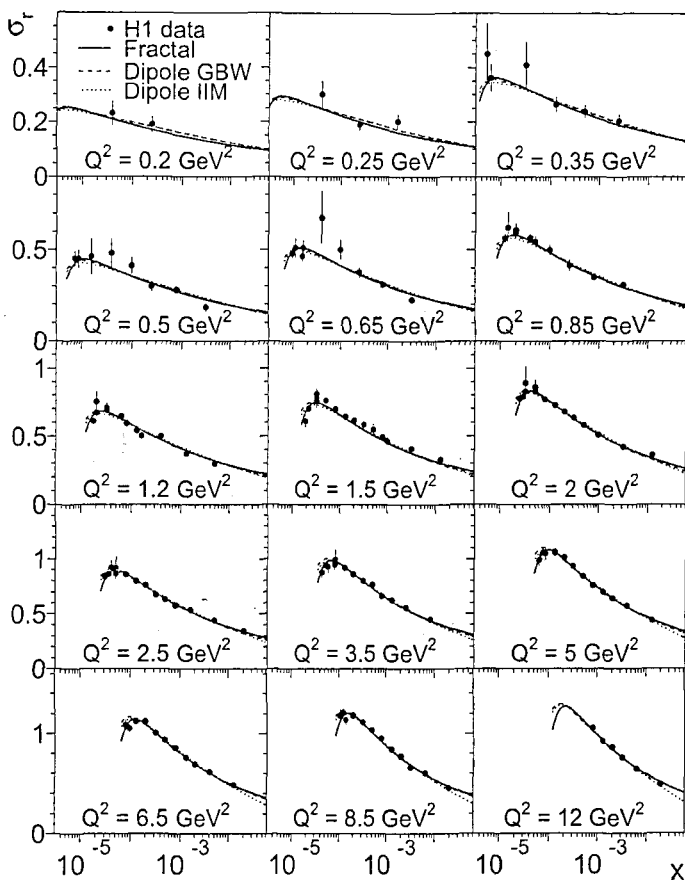


Рис. 4: Сечение  $\sigma_T$  для комбинированных данных H1 при малых  $Q^2$  как функция  $x$  в сравнении с результатами фрактального и дипольных фитов GBW, IIM (Гл. 10). Показаны статистические и систематические ошибки, которые просуммированы квадратично.

$\lambda$  и структурной функции  $F_L$ . Для этого сделано предположение, что  $F_L$  является пропорциональной  $F_2$  с коэффициентом пропорциональности, зависящим только от  $Q^2$ . Для получения  $F_L$  было использовано отношение  $\sigma_L/\sigma_T = R$ . Таким образом была предложена следующая зависимость:

$$F_L(Q^2, x) = F_2(Q^2, x) \frac{R(Q^2)}{1 + R(Q^2)}. \quad (10)$$

Следовательно, если предположить, что  $R$  – это константа для данного  $Q^2$ , то можно получить формулу для сечения  $\sigma_T$  в виде

$$\begin{aligned} \sigma_T(Q^2, x) &= F_2(x, Q^2) \left[ 1 - f(y) \frac{R(Q^2)}{1 + R(Q^2)} \right] = \\ &= c(Q^2) x^{-\lambda(Q^2)} \left[ 1 - f(y) \frac{R(Q^2)}{1 + R(Q^2)} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где свободными параметрами являются нормализация  $c(Q^2)$ ,  $\lambda(Q^2)$  и  $R(Q^2)$ , которые зависят только от  $Q^2$ . Здесь надо отметить, что коэффициент  $R(Q^2)$ , определённый с использованием (11) не может быть представлен как независимое от теории определение отношения  $R$ . Это связано с тем, что, к примеру, небольшое отклонение  $F_2$  от предполагаемого простейшего степенного закона по  $x$ , приводит к довольно большой разнице в значении  $R$ . Комбинированные данные N1 1997–2000 годов при малых  $Q^2$  профитированы в соответствии с (11) для различных  $Q^2$  бинов. Модели неплохо описывают данные для всего диапазона по  $Q^2$ . Во второй части этой главы представлены результаты определения структурной функции  $F_L$  с использованием  $y$  - зависимости сечения процесса DIS, рис. 5. Экспериментальные детали деривативного метода определения  $F_L$  даны в Приложении А.

В **десятой главе** обсуждаются феноменологические вопросы и различные теоретические модели сравниваются между собой. Первая из моделей – фрактальная модель, которая основана на концепции самоподобия. В рамках данной модели, протонная структурная функция  $F_2$  параметризуется с использованием пяти параметров. Параметры этой модели определены при помощи фитирования данных. Фит хорошо описывает данные, что видно из значения  $\chi^2/\text{ndf} = 157.1/(154 - 5)$ . Следующие описываемые фиты – фиты дипольной модели. Они неплохо применимы для описания переходной области от фоторождения к DIS.

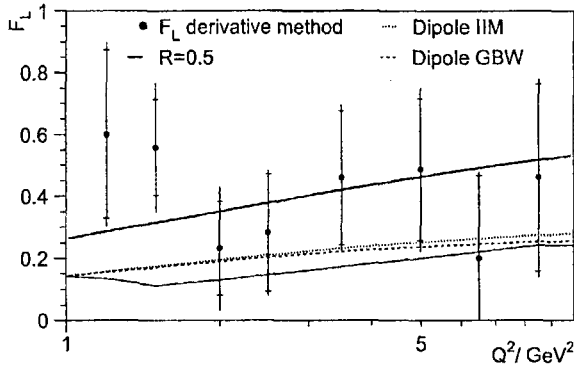


Рис. 5: Структурная функция  $F_L$ , полученная с использованием деривативного метода. Линии соответствуют  $R = 0.5$  (чёрная), дипольной GBW (штриховая) и дипольной ИИМ (пунктирная) моделям. Внутренние пределы ошибок показывают статистические погрешности, внешние – статистические и систематические погрешности, которые просуммированы квадратично. Жёлтая область соответствует неопределённости модели.

В дипольном приближении, фотон-протонное рассеяние описывается как процесс рождения виртуальной  $q\bar{q}$  пары (диполя), которая взаимодействует с протоном. Образование диполя и его последующее рассеяние выражены в виде волновой функции фотона и диполь-протонным сечением  $\hat{\sigma}$ . Данная модель обеспечивает предсказания как для  $\sigma_T$  так и для  $\sigma_L$  в виде всего лишь трёх параметров. Фитирование к сечению DIS с использованием дипольной модели GBW даёт  $\chi^2/\text{ndf} = 187.1/(154 - 3)$ . Фит к данным с использованием дипольной модели ИИМ даёт несколько лучшее значение  $\chi^2/\text{ndf} = 180.9/(154 - 3)$ . Результаты всех трёх моделей показаны на рис. 4.

В заключении еще раз кратко сформулированы основные результаты диссертации:

1. Представлено новое измерение инклюзивного дифференциального сечения для глубоконеупругого позитрон-протонного рассеяния  $ep \rightarrow eX$ . Измерение выполнено в широком диапазоне значений переменных неупругости  $y$  ( $0.0015 \leq y \leq 0.8$ ) и Бьёркен  $x$  ( $5 \cdot 10^{-6} \leq x \leq 0.02$ ), и малого переданного квадрата импульса  $0.2 \text{ ГэВ}^2 \leq Q^2 \leq 12 \text{ ГэВ}^2$ .

2. Предложен оригинальный метод объединения результатов различных

измерений сечения DIS. Объединённый результат охватывает диапазон  $Q^2$  от 0.2 до  $12 \text{ ГэВ}^2$  с областью перекрытия  $0.5 \leq Q^2 \leq 3.5 \text{ ГэВ}^2$ , в которой данные SVX и NVX хорошо согласуются между собой. Это измерение усредняется с ранее опубликованными результатами 1995 и 1997 годов, собранными при энергии протонного пучка, равной  $820 \text{ ГэВ}$ . Полная ошибка полученного измерения сечения процесса приблизительно равна 2% в большей части кинематической области. Этот результат является наиболее точным измерением  $H_1$  в переходной области от фоторождения к DIS.

3. Сечение процесса DIS определяется двумя независимыми структурными функциями протона,  $F_2$  и  $F_L$ . В связи с тем, что влияние последней сказывается лишь для области  $y > 0.6$ , данные представлены так же как измерение структурной функции  $F_2(x, Q^2)$ . В большей части области  $x$  сечение процесса демонстрирует рост для  $x \rightarrow 0$  при фиксированном значении  $Q^2$ . Однако при малых  $x$ , соответствующих наибольшим  $y$ , этот рост останавливается и наблюдается уменьшение сечения процесса, что связано с влиянием структурной функции  $F_L$ .

4. Зависимость сечения по  $x$  для фиксированных  $Q^2$  параметризована как  $cx^{-\lambda}[1 - f(y) \cdot R/(1 + R)]$ . Это позволяет численно определить рост  $F_2$  при  $x \rightarrow 0$  и оценить размер  $F_L = F_2 \cdot R/(1 + R)$ , предполагая что  $F_2$  следует степенной зависимости как функция  $x$  для каждого  $Q^2$ . Анализ данных хорошо подтверждает увеличение параметра  $\lambda$  с увеличением  $Q^2$  для больших  $Q^2$ . Он так же находится в согласии с гипотезой о постоянной  $R(x, Q^2)$  для области  $0.6 \leq Q^2 \leq 10 \text{ ГэВ}^2$  при малых  $x$ . Структурная функция  $F_L(x, Q^2)$  так же определена используя деривативный метод. Это определение  $F_L$  меньше зависит от феноменологических предположений, но имеет большие экспериментальные ошибки.

5. Данные так же анализировались с использованием фрактальной модели параметризации  $F_2$ , которая предсказывает похожую на степенную зависимость  $F_2$  от  $x$ . Две версии Дипольной Модели, GBW и ИМ, были сравнены с измеренным сечением процесса в данных. Изучение модели GBW показало, что описание данных существенно улучшается в случае, если в рамках этой модели увеличить вклад  $F_L$  примерно на 50%. Модель ИМ предсказывает более пологий рост  $F_2$  и может описывать сечение DIS лучше при схожем поведении  $F_L$ .

6. Более поздние данные ускорителя HERA, включая данные, полученные при пониженной энергии протонного пучка, и далее прольют

свет на наблюдения, сделанные в этой работе. Однако для области в районе  $Q^2 \leq 1 \text{ ГэВ}^2$ , где имеет место переход от процесса фоторождения к DIS, результаты, полученные в данной диссертации являются окончательными и самыми точными для коллаборации H1.

## Публикации автора по теме диссертации

- [1] A. Petrukhin (for the H1 collaboration), "New Measurement of the Structure Function  $F_2$  at low  $Q^2$  with Initial State Radiation Data", Proceedings of International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2004), Strbske Pleso, Slovakia, 14-18 Apr 2004. Published in \*Strbske Pleso 2004, Deep inelastic scattering\* 372-37 (2004).
- [2] A. Petrukhin (for the H1 collaboration), "Measurements of the Structure Functions  $F_2(x, Q^2)$  and  $F_L(x, Q^2)$  at low  $Q^2$ ", Proceedings of International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2005), Madison, USA, 27 April - 1 May 2005. Published in AIP Conference Proceedings 792, 233-236 (2005).
- [3] F. D. Aaron ... A. Petrukhin ... *et al.* (H1 Collaboration) "Measurement of the Inclusive  $ep$  Scattering Cross Section at Low  $Q^2$  and  $x$  at HERA", Eur. Phys. J. C 63, 625-678 (2009).
- [4] A. Petrukhin (for the H1 and ZEUS collaborations), "Measurement of the Inclusive  $ep$  Scattering Cross Section at HERA", Proceedings of the International Conference on the Structure and Interactions of the Photon (PHOTON 2007), Paris, France, 19 - 13 July 2007. Published in Nuclear Physics B (Proceedings Supplements) 184, 76-78 (2008).
- [5] A. Petrukhin (for the H1 and ZEUS collaborations), "Photoproduction - DIS transition"; Proceedings of International Workshop on Diffraction in High Energy Physics (Diffraction 2008), La Londe-les-Maures, France, 9 - 14 September 2008. Published in AIP Conference Proceedings 1105, 101-104 (2009).

---

Подписано к печати 22.09.09 г.

Формат 60x90

1/16

Усл. печ. л. 1,56

Уч.-изд. л. 1,16

Тираж 100 экз.

Заказ 554

---