

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
ФИЗИКИ

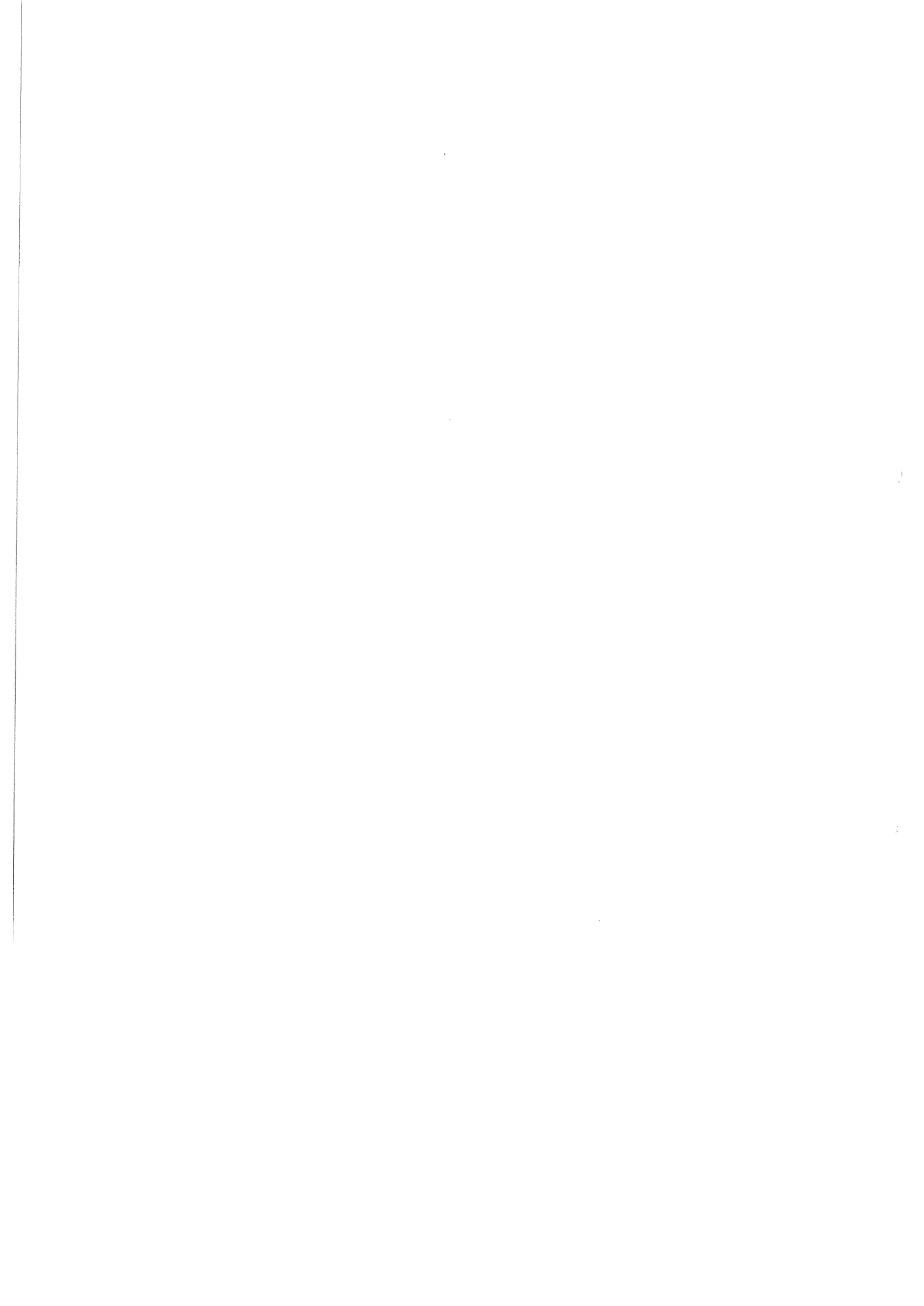
Ростовцев Андрей Африканович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АДРОННЫХ  
СВОЙСТВ ФОТОНА С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРА H1 НА  
УСКОРИТЕЛЕ ГЕРА

Специальность 01.04.16 – физика ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико–математических наук

Москва – 1997



## Оглавление

1	Введение	3
2	Кинематика <i>ep</i> рассеяния на коллайдере HERA	9
3	Теоретические модели взаимодействия фотона с материей	14
3.1	Фоторождение	15
3.2	Реакция глубоко-неупругого рассеяния	19
4	Электрон-протонный ускорительный комплекс HERA	26
5	Описание детектора H1	31
5.1	Центральный трековый детектор	33
5.2	Передний трековый детектор	38
5.3	Калориметр на жидком аргоне	40
5.4	Задний электромагнитный калориметр	43
5.5	Система измерения времени пролета	45
5.6	Система измерения светимости	46
6	Полное и парциальные сечения $\gamma p$ взаимодействия	48
7	Измерение плотности потока энергии	59
8	Измерение плотности потока заряженных частиц	69
9	Измерение распределения поперечного импульса заряженных частиц	76
10	Фоторождение частиц с большим поперечным импульсом	84

<b>11 Рождение адронных струй с большой поперечной энергией</b>	<b>92</b>
11.1 Фоторождение адронных струй . . . . .	92
11.2 Рождение адронных струй в реакции глубоко-неупругого рассеяния. Сравнение со случаем фоторождения. . . . .	100
<b>12 Дальнейшие исследования свойств сильного взаимодействия фотона и протона на коллайдере HERA</b>	<b>109</b>
<b>13 Заключение</b>	<b>112</b>

# 1 Введение

В настоящее время одной из центральных задач физики высоких энергий является поиск единого практического подхода к описанию сильных взаимодействий элементарных частиц. Несмотря на то, что фундаментальная теория сильных взаимодействий – квантовая хромодинамика (КХД) – существует уже более четверти века, практически полезные вычисления можно провести только для весьма ограниченного класса реакций называемых “жесткими”. Примерами таких реакций являются рождение тяжелых кварков или адронных струй с большой поперечной энергией, реакция глубоко-неупругого рассеяния лептона и т.д. В жестких реакциях участие больших переданных импульсов определяет малую величину бегущей константы связи  $\alpha_s$ , что, в свою очередь, позволяет использовать методы теории возмущений – пертурбативной КХД (пКХД). Однако, в большинстве случаев взаимодействие определяется незначительной передачей энергии (так называемые “мягкие” процессы) и методы теории возмущений становятся неприменимы. В области мягких процессов работают феноменологические модели (теория Редже, кварковый счет и т.д.). Широкий “пролив” в теории между мягкими и жесткими процессами остается, пока, непреодолимым. В экспериментальной практике разделение на мягкие и жесткие реакции в адрон-адронных взаимодействиях связано с отсутствием удобной наблюдаемой переменной, непрерывное изменение которой позволило бы контролировать плавный переход из одной категории реакций в другую. Таким образом, как с теоретической, так и с экспериментальной стороны существуют объективные трудности проведения исследований во всей области проявления сильных взаимодействий в столкновениях частиц высокой энергии в рамках еди-

ного подхода. Дополнительно, вычисление сечений жестких процессов, обычно, основано на знании начальных распределений плотности партонов в сталкивающихся частицах. Вопрос о структуре материи на партонном уровне тесно связан с проблемой конфайнмента и на сегодняшний день не имеет удовлетворительного ответа.

Уникальную возможность исследования переходной области между мягкими и жесткими процессами предоставляют данные, полученные за последние годы на *ep*-коллайдере HERA. Столкновения электронов с протонами происходят путем обмена фотоном и, таким образом, определяются взаимодействием фотонов с протонами. В условиях коллайдера HERA взаимодействующие фотоны имеют непрерывный спектр энергий. Более того, отбирая события с электроном, рассеянным на большой угол, экспериментаторы получают возможность изучать взаимодействие виртуальных фотонов. Таким образом, данные, полученные на коллайдере HERA, позволяют изучать широкий спектр реакций от взаимодействия реальных или квази-реальных фотонов (фото-рождение) до глубоко-неупругого взаимодействия фотонов, имеющих высокую степень виртуальности.

Взаимодействие виртуального фотона с материей рассматривается как жесткий процесс поглощения фотона точечными объектами внутри материи – партонами. Такое представление является основанием для интерпретации структурных функций, измеренных в реакциях глубоко-неупругого рассеяния, на языке плотности партонов. Что касается фоторождения, то во многих отношениях этот процесс напоминает адрон-адронные взаимодействия со свойственным им медленным ростом полного сечения при увеличении энергии и существенной долей дифракционных реакций. Такие процессы относятся к категории мягких и исторически остаются областью применения феноменологических мо-

делей. Единственным формальным параметром, по которому разделяются эти два класса процессов является величина виртуальности фотона ( $Q^2$ ). Очевидно, что нельзя установить четкую границу между фоторождением и глубоко-неупругим процессом. Более того, в широком интервале величин  $Q^2$  одновременно проявляются свойства, присущие обоим процессам. В этой переходной области различные свойства одной и той же реакции приходится описывать на языке разных моделей. Таким образом, уникальная возможность непрерывно изменять параметр  $Q^2$  при взаимодействии фотонов позволяет экспериментально исследовать свойства переходной области между мягкими и жесткими процессами. Дополнительно, в отличие от адронов, в ряде случаев фотон может рассматриваться как точечная частица, что в значительной мере упрощает полную картину взаимодействия.

Анализ экспериментальных данных в переходной области помогает, в первую очередь, определить интуитивную картину взаимодействия. При существовании полной теории, описывающей явление, такая картина имеет важное, но не критическое значение. Однако, при отсутствии такой теории интуитивная картина играет решающую роль в развитии моделей, помогает связать и интерпретировать различные наблюдения. Так, при описании взаимодействия фотона с материей удобно пользоваться концепцией, приписывающей фотону внутреннюю структуру. Любопытно проследить как эта концепция изменялась с увеличением энергии взаимодействия фотона. В начале, с появлением квантовой электродинамики фотон рассматривался в теории как точечная частица. Такая теория успешно предсказывала спектральные линии и явление фотоэффекта. Фотоны более высокой энергии способны рождать в кулоновском поле  $e^+e^-$  пары. С одной стороны, этот процесс полностью описывается в квантовой электродинамике, однако,

на практике часто оказывается удобным пользоваться представлением о фотоне, как о частице, содержащей примесь  $e^+e^-$  пар до взаимодействия. Процесс рождения пар может служить первым примером проявления внутренней структуры фотона. В дальнейшем, во время опытов по фоторождению пи-мезонов, с целью описания этого конкретного явления, фотон рассматривался в качестве точечной частицы, “зондирующей” распределение плотности электрического заряда в адронах и переводящей адроны в возбужденное состояние с последующей диссоциацией. Таким образом, как и в атомной физике, так и в фоторождении, результат взаимодействия полностью определялся свойствами мишени. С увеличением энергии налетающего фотона обнаружилось удивительное сходство свойств событий фоторождения со свойствами адрон-адронных реакций. Это обстоятельство логически привело к интуитивному представлению о физическом фотоне как сложном объекте, обладающем внутренней адроноподобной структурой. Такая точка зрения, однако, встретила с трудностями при объяснении первых данных по глубоко-неупругому рассеянию электронов на протоне в 1969 году. Обнаруженное явление скейлинга удалось описать в рамках кварк-партонной модели. В последующие годы более тонкий эффект нарушения скейлинга стал примером успешного применения ПКХД и точка зрения на виртуальный фотон, как точечный “пробник” партонной структуры материи, стала традиционной. Введение в строй ускорительно-накопительного комплекса HERA позволило существенно увеличить энергию взаимодействия фотонов. Анализ первых данных, полученных на коллайдере HERA, показал, что виртуальный фотон проявляет адронные свойства подобно реальному фотону в реакции фоторождения. Сравнению свойств реального и виртуального фотонов посвящена данная диссертация.



В настоящей работе описаны экспериментальные результаты, полученные с помощью детектора H1 на ускорителе HERA, как по фоторождению, так и по взаимодействию виртуальных фотонов. Описанные результаты обсуждаются преимущественно в рамках адронной модели взаимодействия фотонов. Там, где это возможно, проводится аналогия с данными по адрон-адронным взаимодействиям.

Цикл экспериментальных работ, выполненных автором и положенных в основу диссертации, представляет собой новый подход к изучению свойств фотона. Новизна подхода заключается в одновременной обработке и сравнительном анализе данных по фоторождению и глубоко-неупругому рассеянию при одной и той же энергии взаимодействия фотона с протоном. Сравнивая экспериментальные данные по фоторождению и глубоко-неупругому рассеянию, автор показывает, что многие свойства взаимодействия фотонов высокой энергии с материей имеют универсальный характер и не зависят от степени виртуальности фотона, либо могут быть описаны простой медленно меняющейся функцией  $Q^2$ . Формально результаты расчетов, сделанных в рамках модели, описывающей взаимодействие реальных фотонов, оказываются также справедливы в кинематической области глубоко-неупругой реакции с участием виртуального фотона, и наоборот. Такой подход может в дальнейшем послужить основой для построения универсальной картины сильного взаимодействия частиц высокой энергии.

Диссертация содержит 13 Глав. В Главе 2 даётся введение в кинематику *ep* рассеяния. Глава 3 посвящена краткому описанию теоретических моделей, используемых для интерпретации данных по фоторождению и глубоко-неупругому взаимодействию. В Главах 4 и 5 описаны главные характеристики электронного и протонного пучков, а также

элементы экспериментальной установки H1 использованные при анализе данных. В Главе 6 обсуждаются результаты измерения полных и парциальных сечений взаимодействия фотона с протоном. Последующие Главы 7 и 8 посвящены измерению плотности потока поперечной энергии и заряженных частиц в событиях фотон–протонного взаимодействия при различных значениях виртуальности фотонов. Глава 9 посвящена измерению распределений поперечного импульса заряженных частиц в событиях фотон–протонного взаимодействия при различных значениях виртуальности фотонов. Сечение фоторождения заряженных частиц с большим поперечным импульсом как функция энергии взаимодействия обнаруживает близкое сходство с поведением полного сечения взаимодействия виртуальных фотонов. Эта аналогия прослеживается в Главе 10. При энергии, достигнутой на коллайдере HERA, было впервые зарегистрировано рождение адронных струй с большой поперечной энергией во взаимодействии фотона с протоном. Измерению сечения рождения струй, изучению свойств таких событий и сравнению свойств реакции образования струй в событиях фотон–протонного взаимодействия при различных значениях виртуальности фотонов посвящена Глава 11. Глава 12 посвящена обсуждению возможных измерений чувствительных к внутренней динамике сильного взаимодействия фотонов и протонов. В Заключение сделан краткий обзор результатов полученных в настоящей работе. Благодарности и список литературы завершают диссертацию.

## 2 Кинематика $ep$ рассеяния на коллайдере HERA

Электрон–протонный ускорительный комплекс HERA (сокращ. от английского Hadron-Electron Ring Accelerator) является уникальным ускорителем–накопителем встречных пучков электронов и протонов с энергиями  $E_e = 27.6$  ГэВ и  $E_p = 820$  ГэВ соответственно. Энергия  $ep$  столкновений в системе центра масс на коллайдере HERA  $\sqrt{s} = 2\sqrt{E_e E_p}$  составляет примерно 300 ГэВ, что более чем на порядок превышает энергии, достигнутые в экспериментах по рассеянию лептонов на фиксированных мишенях. В настоящей Главе даётся краткое введение в кинематику  $ep$  рассеяния на коллайдере HERA. Более подробно с кинематическими переменными используемыми для анализа можно познакомиться в [1].

Основной реакцией, изучаемой на коллайдере HERA, является процесс рассеяния электрона на протоне

$$p + e \rightarrow e' + X . \quad (1)$$

Этот процесс происходит путем обмена фотоном<sup>1</sup> и характеризуется двумя независимыми непосредственно наблюдаемыми переменными: энергией ( $E'_e$ ) и углом ( $\theta'_e$ ) рассеянного электрона в лабораторной системе. Хотя переменные  $E'_e, \theta'_e$  имеют простой физический смысл, более удобно использовать Лоренц–инвариантные переменные  $Q^2$  и  $y$ . Переменная  $Q^2$  определяется как квадрат переданного при рассеянии электрона 4–импульса  $Q^2 = -(P_e - P'_e)^2$ . Переменная  $y$  характеризует степень неупругости процесса рассеяния  $y = 2P_p \cdot (P_e - P'_e)/S = M_X^2/S$ . Здесь  $P_p, P_e$  и  $P'_e$  обозначают 4–импульс сталкивающихся протона, электрона и рассеянного электрона соответственно. Значение переменной  $y$  изменяется в интервале от 0 до 1. В дальнейшем будут рассма-

---

<sup>1</sup>В кинематической области, рассматриваемой в данной работе вклад  $Z^0$ –обмена несущественен.

триваться только неупругие процессы с  $y > 0.05$ . Величина  $Q^2$  всегда положительна и определяет виртуальность фотона. В зависимости от значения  $Q^2$  традиционно разделяют

- процесс фоторождения ( $Q^2 \rightarrow 0$ ) и
- процесс глубоко-неупругого рассеяния с  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ . (Значение  $1 \text{ ГэВ}^2$  весьма условно, указано здесь исключительно с целью обозначить порядок величины и не может служить определением четкой кинематической границы.)

Переменные  $Q^2$  и  $y$  выражаются через непосредственно измеряемые  $E'_e, \theta'_e$

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta'_e}{2} \quad (2)$$

и

$$y = 1 - \frac{E'_e \sin^2 \frac{\theta'_e}{2}}{E_e} \quad (3)$$

Дополнительными удобными переменными являются Бьёркеновская скейлинговая переменная  $x$

$$x = \frac{Q^2}{yS} \quad (4)$$

и энергия взаимодействия фотона с протоном

$$W = \sqrt{yS - Q^2}. \quad (5)$$

На языке кварк-партонной модели величина  $x$  характеризует долю импульса протона, переносимую кварком, поглотившим налетающий фотон. Переменная  $x$  имеет наглядный смысл в системе, где протон движется с большой скоростью. На Рисунке 1 показана кинематическая область реакции (1), доступная на ускорителе HERA. Для сравнения также показана область, соответствующая данным, полученным в более ранних экспериментах на фиксированных мишенях.

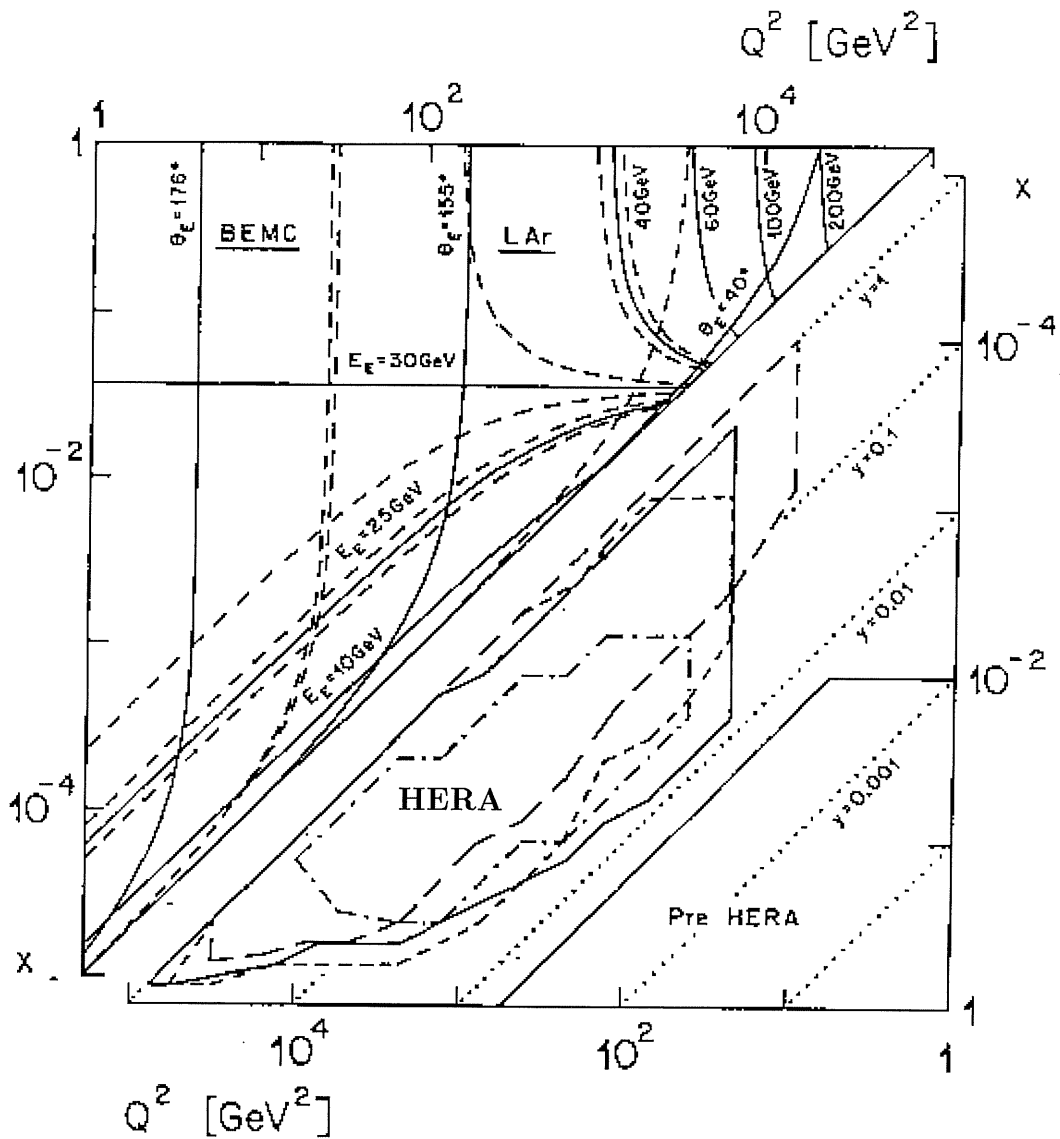


Рис. 1: Кинематическая область реакции глубоко-неупругого рассеяния.

В реальных условиях налетающий электрон может иметь энергию ниже номинального значения. Это происходит вследствие излучения электроном радиационного фотона до момента взаимодействия. В таком случае, формулы (2) и (3) дают завышенные значения  $Q^2, y$ , и восстановить кинематические свойства взаимодействующего фотона можно измеряя адронную систему  $X$ . Например,

$$y = y_{JB} = \frac{E_X - p_{z,X}}{2E_e}, \quad (6)$$

где  $E_X$  и  $p_{z,X}$  — энергия и  $z$ -компонента импульса адронной системы  $X$ . Ось  $z$  совпадает с направлением протонного пучка. Несмотря на то,

что большая часть вторичных адронов из  $X$  рождается под малыми углами к оси протонного пучка и не регистрируется детектором, выражение 6 удобно в практическом применении, так как эти адроны не дают существенного вклада в разницу  $E - p_z$ .

Дважды дифференциальное сечение рассеяния электрона на протоне без учета радиационных поправок записывается [2]

$$\frac{d^2\sigma}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi Q^2 y} \left(2 - 2y + \frac{y^2}{1+R}\right) \cdot \sigma_{\gamma p}(Q^2, W), \quad (7)$$

где  $\sigma_{\gamma p}(Q^2, W)$  – полное сечение взаимодействия фотона с протоном, зависящее только от свойств самого фотона ( $Q^2$ ) и полной энергии взаимодействия. Выражение, стоящее в правой части формулы (7) перед  $\sigma_{\gamma p}$ , определяет поток фотонов в электронном пучке. Параметр  $R$  определяет относительный вклад продольно поляризованных фотонов в полное сечение  $\sigma_{\gamma p}$ . В пределе фоторождения  $R = 0$  и выражение для потока фотонов принимает форму, называемую приближением Вильямса–Вайцэкера [3, 4]. В дальнейшем для случая фоторождения в формулу Вильямса–Вайцэкера мы добавляем член, пропорциональный массе электрона ( $m_e$ ), который несущественен в общем случае, когда  $Q^2 \gg m_e^2$ , и выражение для потока реальных фотонов приобретает следующий вид [5]

$$Flux = \frac{\alpha}{2\pi Q^2 y} \left(2 - 2y + y^2 - 2(1-y) \frac{Q_{min}^2}{Q^2}\right), \quad (8)$$

где  $Q_{min}^2 = (m_e y)^2 / (1-y)$  – минимальное значение  $Q^2$ , кинематически допустимое в реакции (1). При  $Q^2 \approx 0$  существенно упрощается выражение для  $y = (E_e - E'_e) / E_e$ , которое теперь имеет простой физический смысл – доля энергии налетающего электрона уносимая фотоном, участвующим во взаимодействии. Полное сечение  $\sigma_{\gamma p}$  можно выразить

через структурную функцию протона  $F_2(x, Q^2)$

$$\sigma_{\gamma p}(Q^2, W) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(x, Q^2). \quad (9)$$

Для взаимодействия виртуальных фотонов величина  $F_2$  пропорциональна плотности партонов в протоне.

В данной работе мы постараемся, на сколько это возможно, рассматривать реакцию (1) на общем основании, как в случае фоторождения, так и для глубоко-неупругих процессов. Более того, там, где мы найдем в себе достаточно смелости и физической интуиции, мы сравним свойства реакции (1) со свойствами адрон-адронных взаимодействий. Наиболее удобными для поставленной задачи кинематическими переменными служат  $W$  и  $Q^2$ . Первая является прямым аналогом величины  $\sqrt{S}$ . Вторая служит для описания специфических свойств фотона, как частицы-партнера, участвующей в столкновении. Уникальная возможность изменять  $Q^2$  в широком интервале играет ключевую роль в изучении природы сильного взаимодействия на ускорителе HERA.

### 3 Теоретические модели взаимодействия фотона с материей

В настоящее время не существует полной теоретической картины, описывающей взаимодействие фотонов с материей при высокой энергии. Традиционно разделяют два процесса: взаимодействие реальных или квази-реальных фотонов (фоторождение) и взаимодействие фотонов, имеющих ненулевую виртуальность (проявляющееся в реакции глубоко-неупругого рассеяния электронов или мю-мезонов). Взаимодействие виртуального фотона с материей рассматривается как процесс поглощения фотона точечными объектами внутри материи – партонами. Такое представление является основанием для интерпретации структурных функций, измеренных в реакциях глубоко-неупругого рассеяния, на языке плотности партонов. Что касается фоторождения, то во многих отношениях этот процесс напоминает адрон-адронные взаимодействия со свойственным им медленным ростом полного сечения с энергией и существенной долей диффракционных реакций. Реакция фоторождения в общем случае не поддается описанию в рамках партонной модели и исторически остается областью применения феноменологической модели векторной доминантности. Единственным формальным параметром, по которому разделяются эти два класса процессов является величина виртуальности фотона ( $Q^2$ ). Четкой границы между фоторождением и глубоко-неупругим процессом не существует и в широком интервале величин  $Q^2$ , где одновременно проявляются свойства присущие обоим процессам, различные свойства одной и той же реакции приходится описывать на языке разных моделей.

В настоящей Главе дан краткий обзор моделей, используемых для интерпретации данных по сильному взаимодействию фотонов высокой



энергии с материей. В дальнейшем для определенности в качестве частицы, взаимодействующей с фотоном, мы будем рассматривать протон.

### 3.1 Фоторождение

В ранних экспериментах по фоторождению было обнаружено, что по многим внешним признакам этот процесс напоминает адрон-адронные взаимодействия. Подробный обзор проявлений адронных свойств реальных фотонов можно найти в [6].

- Зависимость величины полного сечения фоторождения от энергии взаимодействия имеет резонансную структуру при низкой энергии и медленный рост в области высоких энергий.
- Сечения взаимодействия реальных фотонов с протоном и нейтроном имеют примерно одинаковую величину. Это наблюдение указывает на то, что природа взаимодействия фотона определяется не электрическим зарядом мишени.
- Реакции дифракционной диссоциации дают значительный вклад в полное сечение фоторождения.
- Свойства реакции квази-упругого рассеяния реального фотона  $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p$  близко напоминают свойства реакции  $\pi + p \rightarrow \pi + p$ .
- Инклюзивное фоторождение частиц в неупругих каналах реакции имеет распределения по поперечному и продольному импульсу частиц аналогичные наблюдаемым в адрон-адронных взаимодействиях.
- Наконец, как адроны, так и фотоны при взаимодействии с ядерной мишенью эффективно “видят” меньшее число нуклонов, чем

в действительности содержится в ядре.

Близкая аналогия, наблюдаемая между фоторождением и адронными взаимодействиями, привела к появлению феноменологической модели векторной доминантности [7, 8]. Согласно этой модели налетающий фотон задолго до столкновения переходит с сохранением спина и четности в адронное состояние с массой  $M$  (в простейшем случае  $\rho^0$  мезон), после чего процесс взаимодействия сводится к столкновению адронов. Действительно, согласно принципу неопределенности, время жизни фотона в адронном состоянии  $\tau \approx 2E_\gamma/M_\rho^2$ , где  $E_\gamma$  – энергия фотона в системе покоя протона. При высокой энергии фотона  $\tau$  много больше времени сильного взаимодействия и, следовательно, такая модель может служить хорошим приближением.

Полное сечение фоторождения определяется сечением поглощения поперечно-поляризованного реального фотона. В свою очередь, согласно оптической теореме,

$$\sigma_{\gamma p}^{tot} = \sigma_T(W^2) = \int dM^2 \rho_T(W^2, M^2), \quad (10)$$

где интеграл по  $M^2$  заменяет суммирование по всем возможным состояниям фотона.  $\rho_T(W^2, M^2)$  – спектральная плотность, пропорциональная мнимой части амплитуды дифракционного рассеяния на протоне состояния с массой  $M$  вперед под нулевым углом и силе перехода фотона в адронное состояние. Последнее определяется из экспериментов по  $e^+e^-$  аннигиляции в адронную систему с массой  $M = \sqrt{S_{e^+e^-}}$ . Оказывается, что в случае реального фотона существенная доля величины интеграла в (10) определяется суммированием по трем самым легким векторным мезонам ( $\rho, \omega, \phi$ ) [9, 10]. Спектральная плотность может быть параметризована простой зависимостью

$$\rho_T(W^2, M^2) = N \frac{\ln(W^2/aM^2)}{M^2}, \quad (11)$$

где отражен экспериментальный факт медленного (в данной параметризации логарифмического) роста полного сечения с энергией взаимодействия. Параметр  $a$  определяет степень скорости роста. Нормировочный коэффициент  $N$  определяется из данных по  $e^+e^-$  аннигиляции.

Аналогия с адронными взаимодействиями позволяет для событий фоторождения применять методы теории Редже [11, 12], описывающей, в частности, некоторые свойства дифракционных реакций.

Также как и в адронных взаимодействиях, область применения методов пКХД в фоторождении весьма ограничена. Типичным примером успешного применения пКХД является процесс рождения адронных струй с большой поперечной энергией. Для вычисления сечения рождения струй в первом ненулевом порядке теории возмущения удобно выделить два следующих вклада.

- Прямое рождение двух струй в процессе слияния гамма кванта с партоном, принадлежащим протону. В случае прямого рождения две образованные струи уносят полный импульс налетающего фотона.
- Центральное рождение струй. Как обсуждалось выше, физический фотон может с определенной вероятностью находиться в качестве адронной флюктуации. При образовании струй такое состояние описывается функцией распределения плотности партонов внутри начального фотона. Один из партонов фотона может вступить в реакцию с партоном протона. Сечение рождения струй, в этом случае, представляется сверткой распределений партонов внутри протона и фотона с сечением рождения струй при двухпартоном столкновении. Топология такого события обычно характеризуется струями, рожденными в центральной области быстрот в

системе покоя фотона и протона, а также присутствием адронов, уносящих часть продольного импульса фотона (так называемый фотонный остаток).

Примеры диаграмм прямого и центрального рождения струй представлены на Рисунке 2.

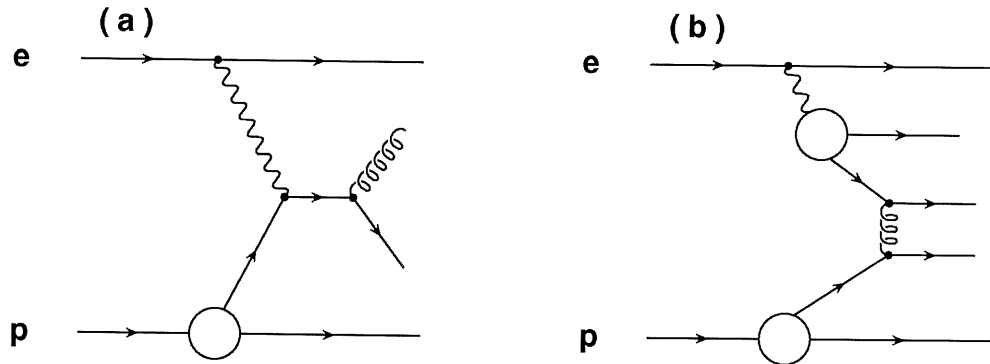


Рис. 2: Примеры диаграмм прямого а) и центрального б) фоторождения струй.

События, содержащие струи с большим поперечным импульсом, характеризуются также множеством частиц, приблизительно равномерно заполняющих имеющееся пространство быстрот. Эти частицы, в частности, определяют поток энергии в области, прилегающей к струям – так называемый пьедестал. В экспериментах по рождению струй в протонных столкновениях было обнаружено, что свойства пьедестала зависят от энергии струй [13]. Такое поведение пьедестала описывается в рамках феноменологической модели, учитывающей многократные партон-партонные взаимодействия в одном событии [14].

Для анализа событий фоторождения и сравнения полученных в данной работе результатов с имеющимися моделями применяются программы универсальных генераторов событий RUTHIA [15] и RHOJET [16]. Обе программы вычисляют сечение прямого и центрального рождения струй в первом ненулевом порядке теории возмущения. Дополнительно

в программе RHOJET реализована феноменологическая модель мягких взаимодействий. Требование унитарности позволяет связать эффект многократных взаимодействий в программе RHOJET с величиной и поведением диффракционных сечений в фоторождении [17].

### 3.2 Реакция глубоко–неупругого рассеяния

В 1969 году в эксперименте по глубоко–неупругому рассеянию электрона на фиксированной мишени было обнаружено, что значение структурной функции протона  $F_2$  практически не зависит от величины  $Q^2$  [18, 19]. Это явление получило название скейлинг. Скейлинг удалось объяснить в рамках кварк–партонной модели [20, 21]. В дальнейшем более точные измерения [22, 23, 24] обнаружили слабое нарушение скейлинга. Эффект нарушения скейлинга нашел своё объяснение в рамках пКХД, где кварк, взаимодействующий с виртуальным фотоном, является продуктом каскадного процесса последовательного излучения партонов. Пример диаграммы такого процесса приведен на Рисунке 3. В главном логарифмическом приближении при условии  $\alpha_s \ln(Q^2/Q_0^2) > 1$  (область больших значений  $Q^2$ ) наибольший вклад дают диаграммы, в которых поперечные импульсы последовательно испускаемых партонов строго упорядочены ( $Q_0^2 \ll k_{T1}^2 \ll \dots k_{Ti}^2 \ll \dots Q^2$ ). В таком приближении можно записать уравнения эволюции партонного каскада, решением которых при заранее заданных начальных условиях является плотность партонов в протоне как функция кинематических переменных  $Q^2$  и  $x$ . Такие уравнения называются уравнениями эволюции ДГЛАП (по первым буквам имен авторов Докшицер–Грибов–Липатов–Алтарелли–Паризи) [25, 26, 27, 28]. Уравнения эволюции ДГЛАП являются в настоящее время главным теоретическим инструментом в области глубоко–неупругого взаимодействия. Система интегро-дифференциальнь

уравнений ДГЛАП записывается следующим образом:

$$\frac{dq}{dt}(x, t) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} [q(x', t) P_{qq}\left(\frac{x}{x'}\right) + g(x', t) P_{qG}\left(\frac{x}{x'}\right)], \quad (12)$$

$$\frac{dg}{dt}(x, t) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} [q(x', t) P_{Gq}\left(\frac{x}{x'}\right) + g(x', t) P_{GG}\left(\frac{x}{x'}\right)], \quad (13)$$

где  $q(x, t)$  и  $g(x, t)$  - распределение плотности кварков и глюонов соответственно при фиксированных  $x$  и  $t = \ln(Q^2/Q_0^2)$ . Функции  $P_{ij}\left(\frac{x}{x'}\right)$  определяют вероятность обнаружения партона  $i$  в партоне  $j$  с долей импульса  $z = \frac{x}{x'}$ . Эта вероятность не зависит от  $t$  и вычисляется в рамках pQCD.

$$P_{qq}(z) = 4/3[(1+z^2)/(1-z)]_+ + 2\delta(1-z), \quad (14)$$

$$P_{qG}(z) = 1/2[z^2 + (1-z)^2], \quad (15)$$

$$P_{GG}(z) = 6[z/(1-z)]_+ + (1-z)/z + z(1-z) + (11 - N_f/3)\delta(1-z). \quad (16)$$

Решение уравнений эволюции ДГЛАП предполагает знание начальных распределений плотности партонов в протоне при значении  $Q^2$  в области  $O(1 \text{ ГэВ})$  и, в общем виде, может быть представлено медленно меняющейся функцией. Например, для плотности глюонов

$$xg(x, Q^2) \propto \exp\left[2\left(\frac{3\alpha_s(t)}{\pi} \log(Q^2) \log\left(\frac{1}{x}\right)\right)^{0.5}\right]. \quad (17)$$

Для анализа данных по глубоко-неупругому рассеянию и сравнения полученных в данной работе результатов с имеющимися моделями применяется программа генератора событий LEPTO [29]. Ниже мы используем две различных модели генерации конечных состояний, предусмотренных в программе LEPTO: MEPS [29] и CDM [30]. В модели MEPS (Matrix Element and Parton Shower) реализована описанная выше каскадная картина развития партонного ливня с упорядочиванием по поперечным импульсам партонов. При этом первый (со

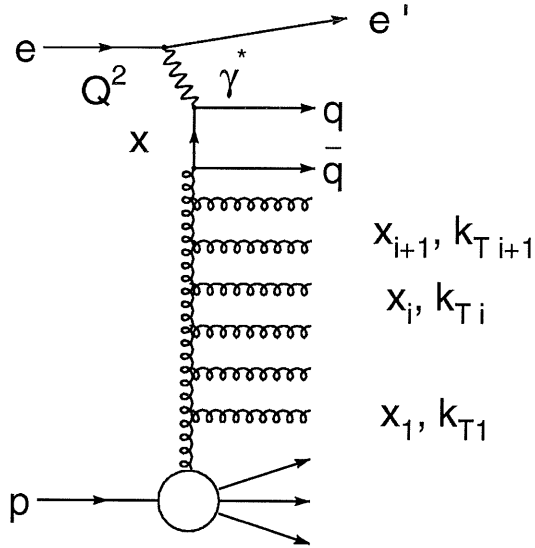


Рис. 3: Диаграмма процесса глубоко-неупругого рассеяния электрона.

стороны фотона) шаг эволюции вычисляется точно с использованием матричного элемента рассеяния фотона на партоне. Альтернативная модель CDM (Colour Dipole Model) основана на принципе излучения дипольной антенны. Цветовой диполь образован с одной стороны кварком, выбитым из протона, и протонным остатком с другой стороны. Партоны, образованные в результате излучения диполя, в отличие от модели MEPS не упорядочены по поперечному импульсу. Качественно модель CDM обладает свойствами эволюции, ожидаемыми в пределе малых значений  $x$ , когда  $\alpha_s \ln(1/x)$  велико. Уравнение эволюции, полученное в этом пределе, называется уравнением БФКЛ (по первым буквам имен авторов Балицкий-Фадин-Кураев-Липатов) [31, 32]. Решение уравнений эволюции ВФКЛ соответствует быстрому росту структурных функций с уменьшением  $x$  и записывается для плотности глюонов

$$xg(x, Q^2) \propto x^{-\alpha_P+1}, \quad (18)$$

где  $\alpha_P - 1 = (12\alpha_s)/\pi \log 2 \approx 0.5$ .

Несмотря на успех кварк-партонной модели описания процесса глубоко-

неупругого рассеяния, анализ данных, полученных на коллайдере HERA, и результаты экспериментов по глубоко-неупругому рассеянию на ядерных фиксированных мишенях свидетельствуют, что взаимодействие виртуальных фотонов с протонами проявляет свойства типичные для фоторождения:

- значительный вклад диффракционных реакций и
- эффект затенения при рассеянии на ядерной мишени [33, 34].

Действительно, аргументы, приведенные выше в обоснование модели векторной доминантности, в случае фоторождения оказываются также справедливыми при взаимодействии виртуального фотона большой энергии. В системе покоя протона время жизни виртуального фотона в качестве флуктуации в партонную систему определяется из принципа неопределенности [35, 36]

$$\tau \approx \frac{1}{xM_p}, \quad (19)$$

где  $M_p$  – масса протона. В области малых значений Бьёркеновского  $x$  (типичные значения для кинематики на коллайдере HERA  $10^{-4} \div 10^{-3}$ ) время жизни  $\tau$  в  $100 \div 1000$  раз больше времени сильного взаимодействия. Следовательно, виртуальный фотон может долго находиться в адронном состоянии и взаимодействовать сильным образом с мишенью. Такая модель позволяет анализировать данные по фоторождению и взаимодействию виртуальных фотонов на общей основе. В дальнейшем для определенности мы будем называть такую картину взаимодействия адронной.

Модель векторной доминантности, описанная выше для реакции фоторождения, можно обобщить для описания взаимодействия виртуальных фотонов с протоном. При этом

$$\sigma_T(W^2, Q^2) = \int dM^2 \frac{\rho_T(W^2, M^2) M^4}{(Q^2 + M^2)^2}. \quad (20)$$



В кинематической области  $Q^2 > M^2$  легкие векторные мезоны не дают значительного вклада в интеграл в (20). Экспериментально это подтверждается измерением относительной доли в полном сечении реакции квази-упругого диффракционного рождения векторных мезонов, которое составляет в случае рассеяния виртуальных фотонов менее 1%. Доминирующую роль при рассеянии виртуальных фотонов играют адронные состояния с массой порядка величины  $Q^2$ . Такая модель получила название обобщенной модели векторной доминантности. В рамках этой модели сечение поглощения продольно-поляризованных фотонов записывается

$$\sigma_L(W^2, Q^2) = \int dM^2 \xi \frac{\rho_T(W^2, M^2) M^2 Q^2}{(Q^2 + M^2)^2}, \quad (21)$$

где  $\xi$  – эмпирическое отношение амплитуд рассеяния вперед поперечно- и продольно-поляризованных адронных состояний с большой массой. Полное сечение поглощения виртуального фотона представляется суммой сечений поперечно- и продольно-поляризованных виртуальных фотонов. Долгое время обобщенная модель векторной доминантности считалась неприменимой к реакции глубоко-неупругого рассеяния лептонов на протоне. Внимательный анализ новых данных, полученных на коллайдере HERA, показал, что описанная выше модель дает превосходное описание поведения полных сечений взаимодействия фотона с протоном в обширной кинематической области  $0 < Q^2 < 350 \text{ ГэВ}^2$  и  $60 < W < 350 \text{ ГэВ}$  [37]. Предложенная модель, однако, не описывает тонкие эффекты, такие как зависимость сечения диффракционного рождения векторных мезонов от величины  $Q^2$  и требует дальнейшего развития.

В рамках адронной картины взаимодействия фотона с протоном каждое событие можно условно разделить на три области по быстроте адронов конечного состояния:

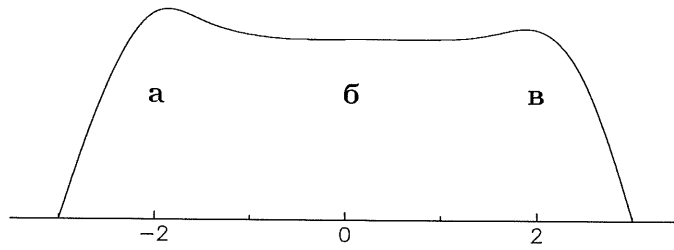


Рис. 4: Распределение потока поперечной энергии в системе центра масс на примере событий фотон–протонного взаимодействия. Схематично показаны 3 области в пространстве быстрот: область фрагментации протона а), область фрагментации фотона б) и адронное плато в).

- область фрагментации протона,
- область фрагментации фотона и
- адронное плато, расположенное между областями фрагментации.

Три области, схематично показанные на Рисунке 4, соответствуют трем разным механизмам рождения конечных частиц. В областях фрагментации конечные состояния несут информацию о свойствах сталкивающихся частиц, в то время как в районе плато рождение частиц не зависит от типа налетающих частиц и определяется только глобальными переменными, характеризующими взаимодействие. Например, плотность частиц на единицу быстроты и плотность выделенной энергии в районе плато пропорциональны  $\ln(S)$ . Такая картина логически следует из аналогии с адрон–адронными взаимодействиями [38]

Адронная модель взаимодействия фотона с протоном позволяет применять методы Реджеонной теории, развитые для адрон-адронных столкновений [39]. Не вдаваясь в подробности, отметим, что в рамках Реджеонной теории удастся качественно описать поведение полных сечений и свойства диффракционных реакций. Необходимо отметить, что

адронная модель взаимодействия виртуального фотона с протоном отнюдь не противоречит традиционному подходу. Можно показать [36], что оба подхода являются дополнительными друг к другу. При анализе данных по взаимодействию фотонов высокой энергии в этой работе предпочтение отдается адронной аналогии.

## 4 Электрон-протонный ускорительный комплекс HERA

Электрон-протонный ускорительный комплекс HERA является уникальным ускорителем-накопителем встречных пучков электронов и протонов с энергиями 27.6 ГэВ и 820 ГэВ соответственно. Комплекс HERA расположен в физической лаборатории DESY в подземном тоннеле, открытом на двадцатиметровой глубине в болотистой почве города Гамбурга (Германия). В 1992 году строительство комплекса HERA было завершено и получены первые физические результаты. В комплексе HERA пучки электронов и протонов накапливаются и циркулируют в двух независимых вакуумных трубках длиной около 6.3 км, которые имеют две области пересечения, расположенные в двух диаметрально противоположных точках накопительных колец. В районе точек пересечения пучков установлены два универсальных детектора H1 и ZEUS, регистрирующие результат взаимодействия сталкивающихся электронов и протонов.

На Рисунке 5 схематически изображен комплекс HERA и расположение детекторов. В [40] подробно приведены характеристики ускорительно-накопительного комплекса. Электроны инжектируются в электронное накопительное кольцо при энергии 12 ГэВ, затем накапливаются и ускоряются в магнитном поле 0.165 Т. Протоны инжектируются в протонное накопительное кольцо при энергии 40 ГэВ, затем накапливаются и ускоряются в магнитном поле сверхпроводящих дипольных магнитов 4.68 Т. В каждое из колец может быть инжектировано до 220 коротких сгустков (банчей) частиц, циркулирующих на равном (96 нс) расстоянии друг от друга. Проектное значение тока в электронном и протонном кольцах – 58 мА и 158 мА соответственно. На практике ока-

залось невозможным сохранить длительное время жизни пучков при токах превышающих 30% проектного значения. В 1994 году электронный пучок был заменен позитронным, что позволило несколько увеличить ток пучка. Несмотря на то, что в сборе данных используется как электронный так и позитронный пучок, ниже они обобщенно называются электронным, пучком за исключением случаев, когда различие существенно. Достигнутая светимость на коллайдере HERA соответствует примерно  $10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . На Рисунке 6 показана временная зависимость величины интегральной светимости, полученной на ГЕРЕ за последние годы.

В области встречи пучков на расстоянии между двумя фокусирующими квадрупольными магнитами (11.3 м) электроны и протоны встречаются друг с другом внутри общей пучковой трубы под нулевым углом. Эффективная область взаимодействия имеет длину около 50 см. Пучковая труба охлаждается газообразным азотом и оснащена вакуумными насосами, поддерживающими давление остаточного газа ниже  $10^{-9}$  ГПа. Взаимодействие электронов и протонов с атомами остаточного газа в области встречи пучков является фоном к изучаемым реакциям. На ряду с этим, дополнительным источником фона является взаимодействие гало пучков (в основном протонного) со стенками пучковой трубы. Обсуждаемые ниже триггерные условия дают существенное подавление этих источников фона. Однако, для контроля остаточных, прошедших триггерные условия, фоновых событий несколько протонных и электронных банчей не имеют своего соответствующего банча-партнера. Такие банчи называются пилотными и не дают вклада в светимость.

Электронный пучок сопровождается интенсивным синхротронным излучением. В области взаимодействия, где расположен детектор, ин-

тенсивность излучения достигает  $10^{18}$  фотонов с энергией выше 5 KeV. Для защиты детектора от синхротронного излучения пучковая труба оснащена системой последовательных вольфрамовых масок, установленных внутри трубы. Часть масок представляет собой подвижные коллиматоры, охлаждаемые водой. Эти коллиматоры находятся в открытом состоянии во время инъекции пучков и имеют минимальную апертуру во время стабильных условий сбора физических данных. Настоящая система защитных масок обеспечивает ослабление интенсивности синхротронного излучения в области детектора до уровня необходимого для стабильной работы его чувствительных элементов.

В связи с особенностями конструкции резонаторов протонного пучка часть интенсивности пучка сосредоточена вне основного банча и приводит к взаимодействиям с вершиной, расположенной за пределами или на границе детектора. Этот побочный эффект, называемый “сателлитными банчами”, приводит к потере светимости. Для измерения профиля протонного пучка пучковая труба оборудована индукционным детектором. Измерения показали, что основная часть тока сателлитных банчей находится на расстоянии около 70 см от номинальной вершины взаимодействия и составляет от 1 до 10% полной интенсивности пучка, в зависимости от условий работы ускорителя. Конечное значение светимости в основной вершине поправляется off-line на часть, потерянную в сателлитных банчах.

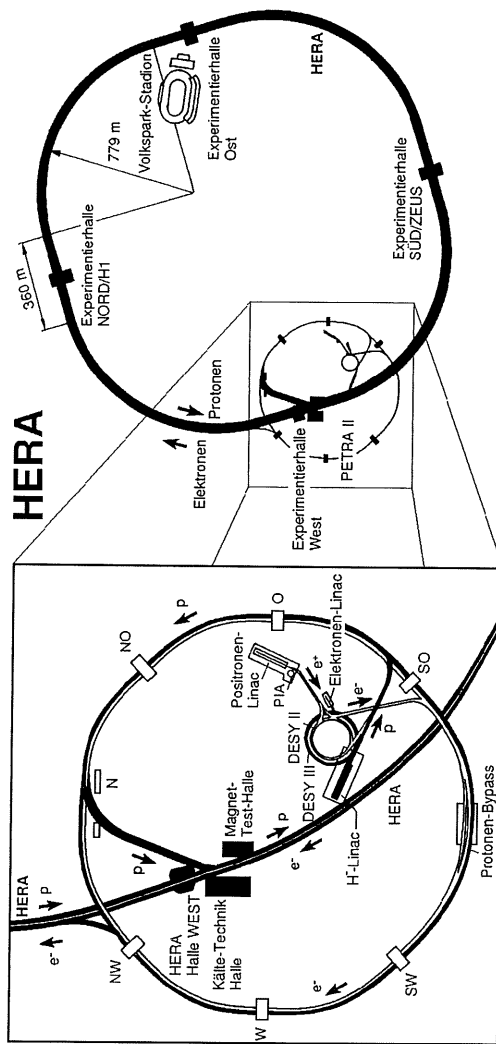
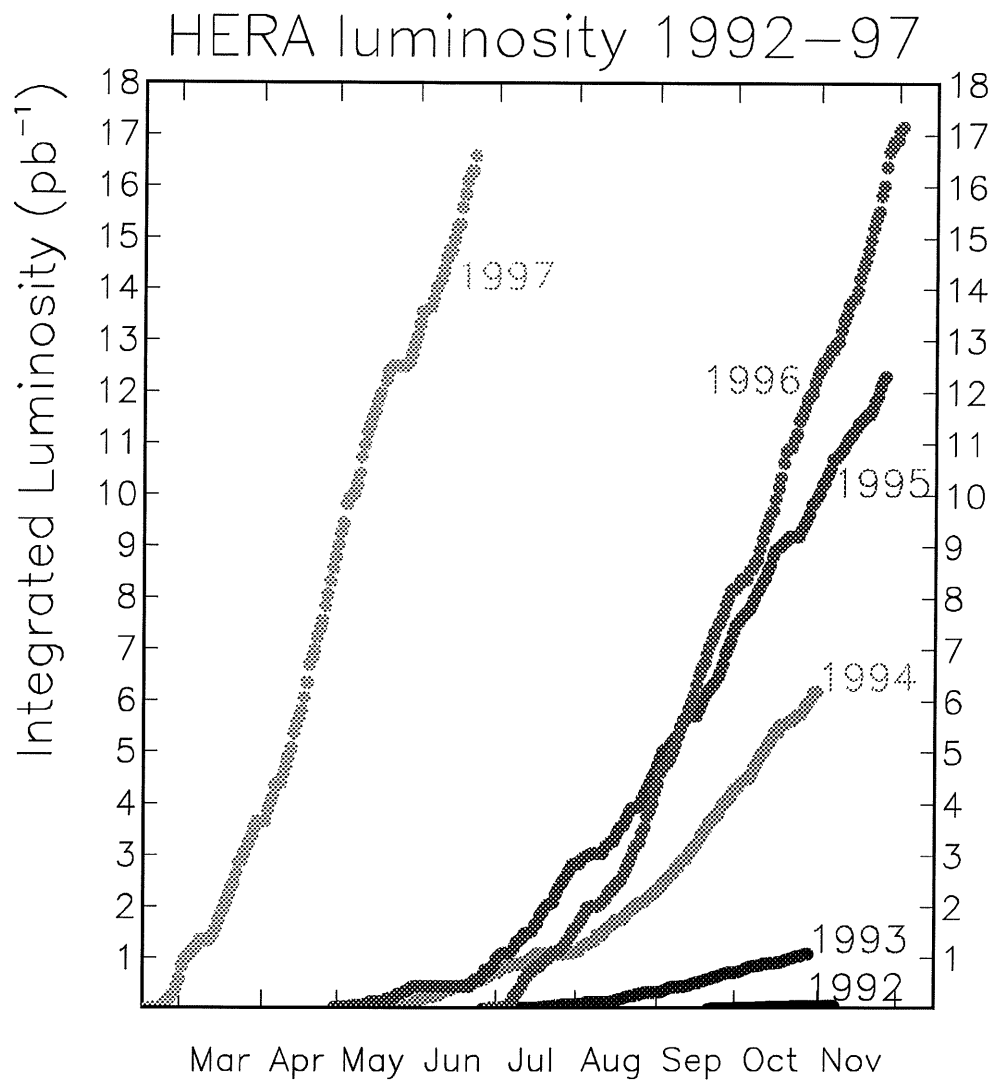


Рис. 5: Схема ускорительного комплекса HERA.



23.06.

Рис. 6: Интегральная светимость как функция времени.



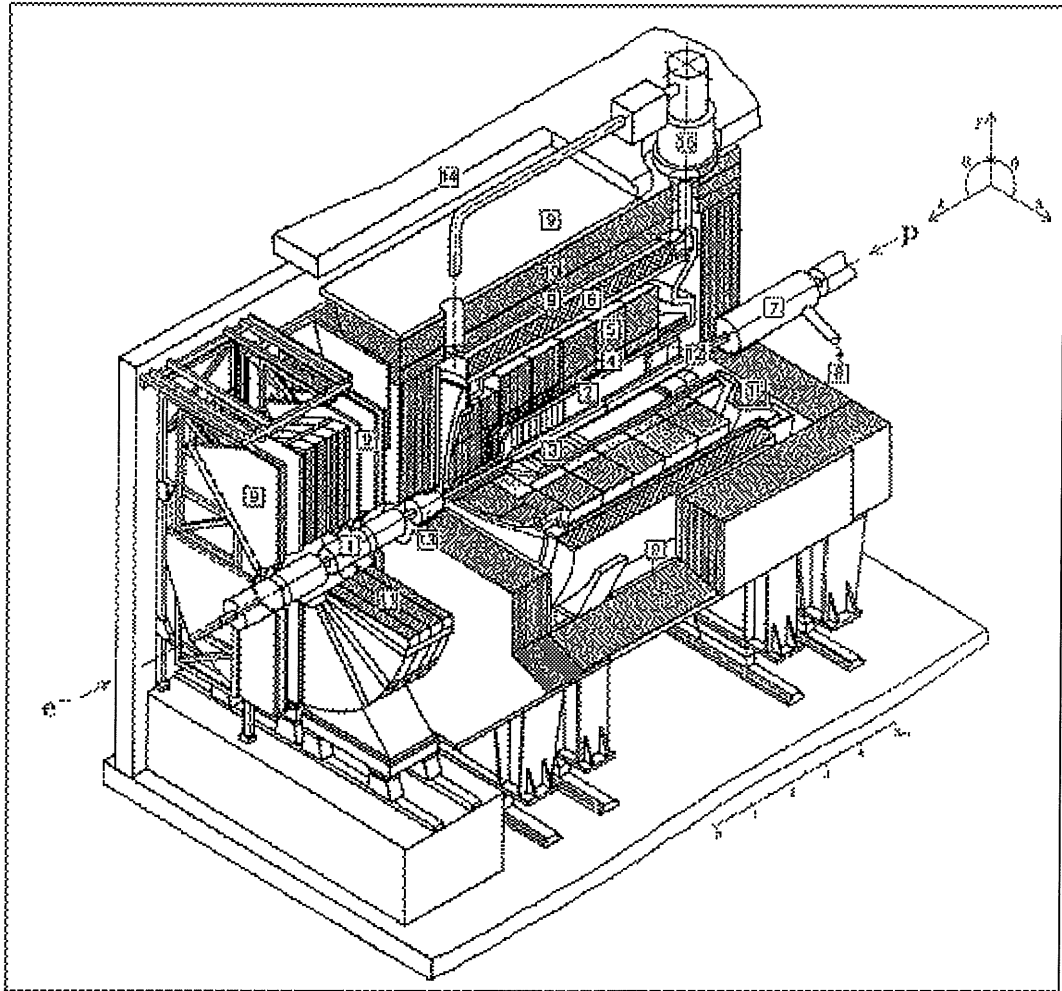
## 5 Описание детектора H1

H1 – это, в первую очередь, международная коллаборация, в которой работает более 300 человек из 13-ти стран. Подробно с составом коллаборации, её задачами и достижениями можно познакомиться в [41]. H1, также – название детектора, установленного в одной из точек пересечения электронного и протонного пучков на ускорителе HERA.

Поскольку основные результаты, изложенные в диссертации были получены с использованием статистики 1993-1994 годов, настоящий раздел посвящен описанию элементов H1 детектора, которые использовались до конца 1994 года. В начале 1995 года H1 детектор был существенно модернизирован. Подробное описание детектора до и после модернизации можно найти в [42].

На Рисунке 7 представлены основные компоненты, входящие в состав детектора. Это, следуя нумерации, показанной на рисунке

1. Пучковая труба и магниты,
2. Центральный трековый детектор,
3. Передний трековый детектор,
4. Электромагнитный калориметр на жидком аргоне,
5. Адронный калориметр на жидком аргоне,
6. Сверхпроводящий магнит,
7. Компенсационный магнит,
8. Система для подачи гелия,
9. Мюонные камеры,
10. Железное ярмо магнита,



1	Beam pipe and beam magnets	9	Muon chambers
2	Central tracking device	10	Instrumented iron yoke
3	Forward tracking device	11	Forward muon toroid
4	Electromagnetic LAr calorimeter	12	Backw. electromagn. calorimeter (BEMC)
5	Hadronic LAr calorimeter	13	PLUG calorimeter
6	Superconducting coil (1.15 T)	14	Concrete shielding
7	Compensating magnet	15	Liquid argon cryostat
8	Helium supply for 7		

Рис. 7: Детектор H1.

11. Тороидальный магнит и мюонные камеры,
12. Задний электромагнитный калориметр,
13. PLUG калориметр.

Ниже подробно описаны только элементы детектора, имеющие непосредственное отношение к данной диссертационной работе.

Система координат  $H1$  выбрана следующим образом: ось  $z$  совпадает с направлением движения протонного пучка, ось  $x$  лежит в плоскости кольца HERA и направлена в сторону центра кольца, ось  $y$  смотрит вверх. Определения “передний” и “задний” означают по и против направления протонного пучка соответственно, если смотреть из точки взаимодействия. Полярный угол  $\theta$  измеряется от направления оси  $z$ . Азимутальный угол  $\phi$  измеряется от направления оси  $x$  таким образом, что  $\phi = 90^\circ$  совпадает с осью  $y$ .

### 5.1 Центральный трековый детектор

Центральный трековый детектор служит для восстановления треков, идентификации заряженных частиц, а также для выработки триггерных сигналов. Этот детектор состоит из двух коаксиальных дрейфовых камер, внешней и внутренней  $z$ -камер, внешней и внутренней многопроволочных пропорциональных камер и задней пропорциональной камеры. Расположение элементов центрального трекового детектора изображено на Рисунке 8.

Центральный трековый детектор работает в однородном магнитном поле  $1.2 T$ , что позволяет восстанавливать импульс заряженных частиц по кривизне трека в дрейфовых камерах. Пространственное положение центральных дрейфовых камер определяет координатную

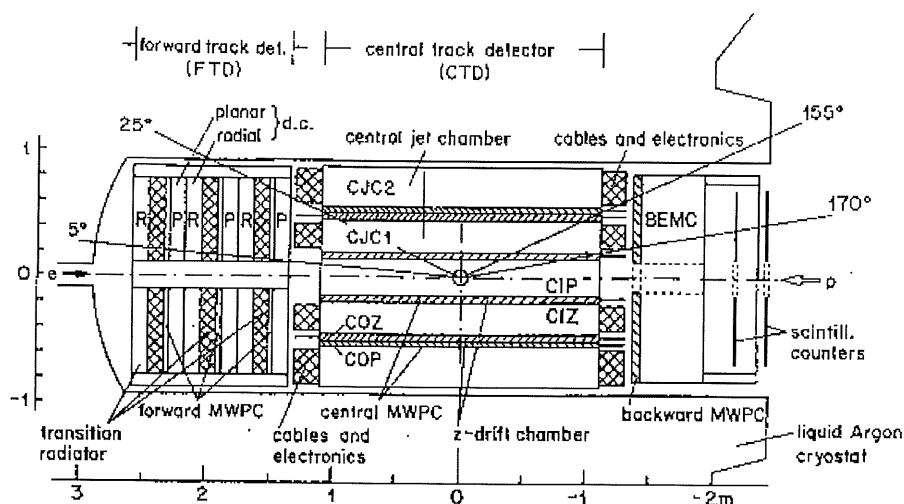


Рис. 8: Центральный трековый детектор N1.

систему всего N1 детектора. Геометрический центр дрейфовых камер совпадает с точкой начала отсчета системы координат N1 и одновременно с номинальным положением точки  $e_p$  взаимодействия. Рабочий объем центральных дрейфовых камер заполнен смесью газов  $Ar - CO_2 - CH_4$  в пропорции 89.5:9.5:1.0. Длина камер вдоль оси  $z$  составляет 2200 мм. Внешний радиус дрейфовой камеры равен 844 мм. Данная геометрия позволяет эффективно реконструировать треки заряженных частиц в области  $30^\circ < \theta < 150^\circ$ . Конструкция коаксиальных дрейфовых камер оптимизирована для измерения прямых треков частиц с большим поперечным импульсом. Плоскости анодных проволочек расположены параллельно оси  $z$  и насчитывают 24 и 32 ряда проволочек во внутренней и во внешней дрейфовых камерах соответственно. Плоскости катодных нитей образуют дрейфовые ячейки как это показано на Рисунке 9. Дрейфовые ячейки имеют наклон около  $30^\circ$  с тем, чтобы в присутствии магнитного поля электроны ионизации трека заряженной частицы с большим поперечным импульсом дрейфо-

вали под действием однородного электрического поля ячеек в направлении, перпендикулярном направлению трека. Это не только позволяет добиться оптимального пространственного разрешения при измерении треков, но также существенно облегчает задачу реконструкции треков. Во-первых, зеркальные сегменты треков, возникающие из-за неопределенности лево-право не сшиваются в один непрерывный трек. Во-вторых, в данной конструкции прямой трек, выходящий из вершины взаимодействия, всегда пересекает одну из плоскостей анодных проволочек. Условие сшивки трека в месте пересечения при дальнейшей реконструкции помогает держать под контролем значение скорости дрейфа в ячейках. Достигнутая точность измерения координат треков в плоскости  $xу$  близка к предельному минимальному значению для данной смеси газа и составляет 170 мкм. Поперечный импульс заряженных частиц в центральной дрейфовой камере измеряется с точностью  $\delta p_T/p_T < 0.01 \times p_T/\text{ГэВ}$ . Для восстановления координат треков вдоль направления оси  $z$  применяется метод деления тока, наведенного в анодных проволочках. Для этого сигнал снимается с обоих концов каждой проволочки. Анодные нити имеют электрическое сопротивление около 300 Ом/м. Аналоговые сигналы с анодных нитей оцифровываются и затем анализируются off-line. Измерение амплитуды сигналов позволяет также определять величину ионизационных потерь заряженных частиц в газе дрейфовых камер. Пространственное разрешение вдоль оси  $z$  составляет около 3 см. Точность измерения величины ионизационных потерь  $\sigma_{dE/dx} \approx 10\%$ .

Внутренняя и внешняя  $z$ -камеры располагаются с внутренней и внешней стороны центральной внутренней дрейфовой камеры (см. Рисунок 8).  $Z$ -камеры имеют четыре ряда анодных нитей, натянутых в направлении перпендикулярном к направлению анодных нитей, цен-

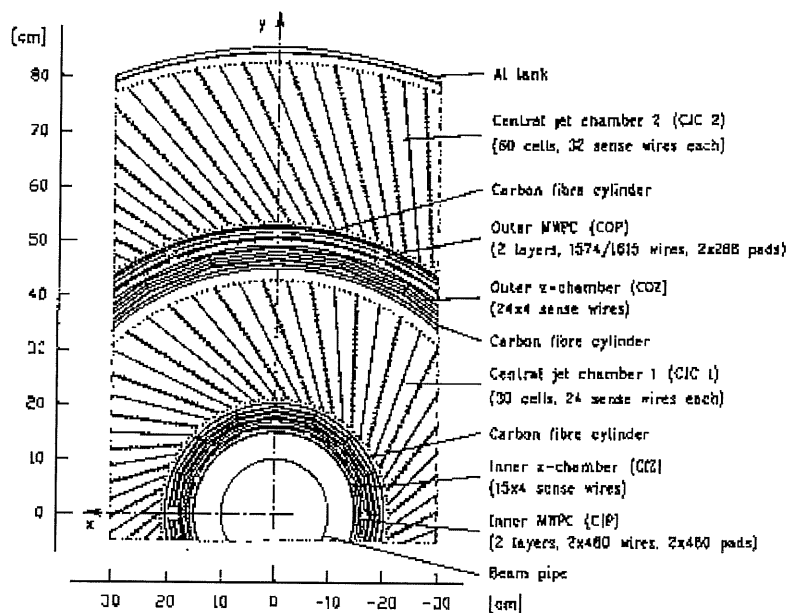


Рис. 9: Расположение ячеек в центральной дрейфовой камере.

тральных дрейфовых камер. Измерение времени дрейфа в  $z$ -камерах позволяет получить пространственное разрешение вдоль оси  $z$  около 300 мкм. Таким образом, при дальнейшей реконструкции треков сшивка сегмента трека в  $z$ -камерах с соответствующим треком в центральной дрейфовой камере позволяет существенно улучшить точность измерения полярного угла  $\theta$  заряженных частиц.

Внутренняя и внешняя центральные многопроволочные пропорциональные камеры установлены с внутренней и внешней стороны  $z$ -камер, как это изображено на Рисунке 8. Центральные пропорциональные камеры служат для вырабатывания триггерного сигнала при прохождении заряженной частицы. Каждая из камер состоит из двух слоев. Каждый слой, в свою очередь, представляет собой цилиндрическую поверхность анодных нитей, натянутых с расстоянием 2 мм и, окруженную поверхностью, состоящей из катодных пластин, на кото-

рые наводится заряд в месте прохождения частицы. Электрический сигнал снимается с катодных пластин. Катодные пластины внешней и внутренней пропорциональных камер образуют проекционную геометрию и простой on-line алгоритм позволяет выделять частицы, выходящие из вершины события. При эффективности одиночной пластины около 95% требование совпадения любых трех из четырех возможных сигналов с пластин, расположенных на одном луче, смотрящем в вершину события, является эффективным триггерным условием.

Большую роль в анализе событий в N1 детекторе играет задняя пропорциональная камера. Эта камера расположена между задней стенкой центральной дрейфовой камеры и передней поверхностью заднего электромагнитного калориметра (см. Рисунок 8). Геометрически задняя пропорциональная камера представляет собой плоский диск с отверстием в центре для пучковой трубы. Угловой аксептанс камеры покрывает область  $155.5^\circ < \theta < 174.5^\circ$ . Задняя пропорциональная камера эффективно используется для регистрации рассеянного электрона. Камера состоит из четырех плоскостей анодных нитей, натянутых вертикально, горизонтально и под углом  $\pm 45^\circ$  с расстоянием между нитями 2.5 мм. Такая конструкция позволяет восстанавливать  $xu$ -координаты места прохождения трека сквозь камеру. Каждая плоскость нитей имеет эффективность срабатывания около 87%. При требовании наличия сигналов с трех из четырех плоскостей полная эффективность регистрации треков составляет более 98%. Пространственное разрешение задней пропорциональной камеры позволяет измерять угол рассеяния электрона с точностью  $0.5^\circ$ , что по порядку величины сравнимо с неопределенностью, вносимой многократным рассеянием электрона в материале детектора.

## 5.2 Передний трековый детектор

Вследствии большой асимметрии между энергией протонов и электронов, существенная доля заряженных частиц рождается под малым полярным углом в направлении протонного пучка. Эта область полярных углов  $5^\circ < \theta < 25^\circ$  обслуживается передним трековым детектором, что существенно расширяет возможности измерения конечных адронных состояний в H1. Расположение переднего трекового детектора показано на Рисунке 8. Детектор состоит из трех одинаковых модулей, расположенных последовательно друг за другом вдоль оси  $z$ . Каждый отдельный модуль содержит, в свою очередь, планарную дрейфовую камеру, многопроволочную пропорциональную переднюю камеру и радиальную дрейфовую камеру, расположенные последовательно в направлении протонного пучка. Перед радиальной камерой установлен слой диэлектрического материала (полипропилена), используемого для получения переходного излучения при прохождении заряженных частиц.

В планарных камерах дрейфовые ячейки образуются катодной поверхностью прямоугольной формы и содержат четыре анодных проволочки, натянутых в направлении перпендикулярном оси пучка. Для устранения неопределенности право-лево анодные проволочки поочередно отстоят от среднего положения влево и вправо на 300 мкм и удалены на равное расстояние друг от друга вдоль оси  $z$ . Одна плоскость содержит 32 таких ячеек разной длины. Каждая планарная камера содержит в свою очередь три таких плоскости ячеек, ориентированных последовательно под азимутальным углом 0, 60 и 120 градусов. Данная конструкция позволяет однозначно восстанавливать трек заряженной частицы в пространстве. Типичное пространственное разрешение, достигнутое в планарных камерах составляет 150 – 170 мкм.



В радиальных дрейфовых камерах сигнальные анодные проволочки натянуты в радиальном направлении и ячейки имеют форму секторов с раствором  $7.5^\circ$  в азимутальной плоскости. Всего таких ячеек в каждой радиальной камере – 48. Каждая дрейфовая ячейка содержит 12 сигнальных проволочек, которые также как и в планарных камерах поочередно отстоят от своего среднего положения влево и вправо на 287 мкм и удалены на равное расстояние друг от друга вдоль оси  $z$ . Радиальные камеры обладают хорошим пространственным разрешением в азимутальном направлении ( $\sigma \approx 200$  мкм). Для измерения координат треков в радиальном направлении (вдоль сигнальных нитей) применяется метод деления тока. Компактная конструкция камер не позволяет разместить предусилители на конце сигнальных проволочек со стороны пучковой трубы. Поэтому, сигнальные нити соединены попарно и считываются с двух свободных концов со стороны большего радиуса.

Передние многопроволочные пропорциональные счетчики представляют собой плоско-параллельные камеры, образованные тремя катодными плоскостями, между которыми расположены две плоскости анодных проволочек. Все плоскости перпендикулярны направлению пучка. На катодных плоскостях нанесены концентрические металлические полосы, с которых снимается электрический заряд, наведенный в месте прохождения ионизирующей частицы. Для получения более детальной информации в азимутальном направлении катодные полосы поделены на сегменты. Также как и центральные счетчики, передние пропорциональные камеры используются в триггерной логике Н1.

### 5.3 Калориметр на жидком аргоне

Калориметр на жидком аргоне обладает высокой стабильностью, герметичностью и позволяет получить высокую гранулярность, необходимую для  $e/\pi$  разделения и измерения потока энергии. Подробно конструкция калориметра описана в [43]. Ниже приведены лишь его основные параметры. На Рисунке 10 представлен вид калориметра сбоку. Калориметр поделен на внутреннюю электромагнитную и внешнюю адронную секции. Вдоль оси  $z$  калориметр поделен на восемь колец, каждое из которых имеет восемь идентичных секторов по углу  $\phi$ . Жидкоаргоновый калориметр заключен в криостат, охлаждаемый газообразным гелием, и помещен в магнитное поле сверхпроводящего соленоида. Калориметр покрывает большую долю полярного угла  $4^\circ < \theta < 153^\circ$  и полный азимутальный угол. Все ячейки калориметра образуют плоско-параллельные ионизационные камеры с жидким аргонем в качестве активного материала. В центральной части калориметра плоскости ячеек ориентированы перпендикулярно радиальному направлению, в то время как в передней части плоскость ячеек перпендикулярна направлению пучка. Адронная секция калориметра изготовлена из нержавеющей стали, выбранной в качестве вещества абсорбера. Ячейка адронной секции состоит из пластины абсорбера 19 мм толщины и 2.4 мм зазора, заполненного жидким аргонем. В электромагнитной секции в качестве абсорбера использован свинец (2.4 мм толщины) при толщине жидкоаргонового зазора 2.35 мм. Глубина электромагнитной секции варьируется от 20 до 30 радиационных длин. Адронная секция имеет от 5 до 8 ядерных длин в глубину. Всего жидкоаргоновый калориметр имеет около 44000 ячеек.

Съем информации с ячеек калориметра происходит по двум каналам: быстрому триггерному и аналоговому, который имеет большое

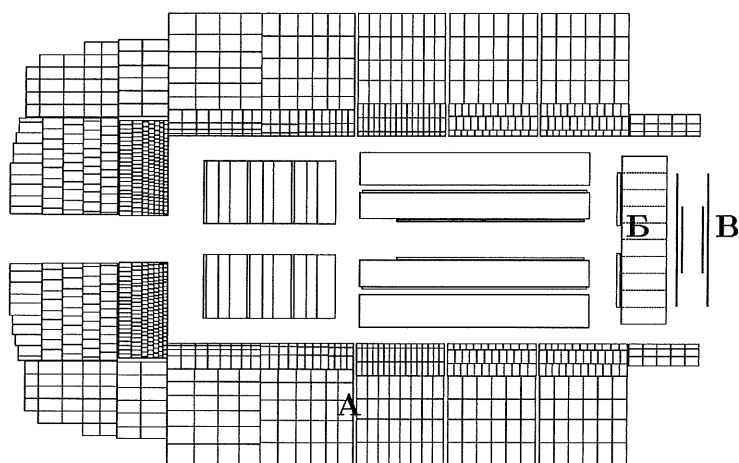


Рис. 10: Расположение элементов детектора H1: А – жидкоаргоновый калориметр, Б – задний электромагнитный калориметр и В – система измерения времени пролета.

время роста амплитуды сигнала, соответствующее времени сбора заряда в ячейке. Аналоговый сигнал используется в дальнейшем для измерения энергии частиц, выделенной в калориметре. Уровень шума аналоговых каналов калориметра варьируется от 15 до 30 МэВ, что соответствует примерно 20% энергии, оставляемой в ячейках при прохождении минимально ионизирующей заряженной частицы. Триггерные сигналы суммируются внутри групп ячеек, объединенных в триггерные башни. Триггерные башни образуют проекционную геометрию и ориентированы вдоль лучей, выходящих из номинальной точки взаимодействия. Триггерный сигнал вырабатывается в случае, когда амплитуда суммарного сигнала триггерной башни превышает определенный порог.

Реконструкция энергии, выделенной в ячейках калориметра, проходит по следующему off-line алгоритму. Величина электрического заряда, собранного в каждой ячейке, переводится с помощью постоянного коэффициента в энергию, эквивалентную средней энергии, потерянной

при развитии электромагнитного ливня в данной ячейке. Все ячейки с энергией, превышающей некоторый уровень, объединяются в кластеры. Программа кластеризации настроена таким образом, что фотоны или электроны наиболее вероятно дают один кластер для каждой частицы, тогда как широкие адронные ливни обычно разбиваются на несколько кластеров. Затем энергия каждого кластера поправляется на потери в стенках и на неоднородностях калориметра. Компактные кластеры в электромагнитной секции калориметра классифицируются как электромагнитные кластеры, а оставшиеся рассматриваются как ливни инициированные адронами. В среднем энергия адронных кластеров недооценивается на 30% и для кластеров с энергией более 7 ГэВ поправляется с помощью процедуры взвешивания, в которой поправочный коэффициент является функцией плотности выделенной энергии. Таким образом, эмпирически учитывается присутствие электромагнитной компоненты в адронных ливнях. Адронные кластеры с энергией менее 7 ГэВ поправляются с помощью постоянного коэффициента. Необходимо сказать, что конечная шкала адронной энергии зависит от топологии события и должна быть определена на основе полной симуляции событий данной топологии.

Различные модули калориметра были протестированы в лаборатории CERN с помощью монохроматических пучков электронов и адронов. Полученное энергетическое разрешение  $\sigma_E/E$  составило для электронов  $12\%/\sqrt{E}[\text{ГэВ}]$  при постоянном члене менее 1% [44]. Для адронов энергетическое разрешение составляет  $50\%/\sqrt{E}[\text{ГэВ}]$  при постоянном члене 2% [45].

На стадии физического анализа важным вопросом является проверка абсолютной энергетической шкалы на образце анализируемых данных. В H1 были разработаны off-line методы, позволяющие про-

верить энергетическую шкалу жидкоаргонового калориметра с точностью до 2% для электромагнитных кластеров и 4% для адронных кластеров.

#### 5.4 Задний электромагнитный калориметр

Задний электромагнитный калориметр, предназначенный главным образом для регистрации рассеянного электрона в глубоко-неупругих процессах, покрывает область полярных углов  $151^\circ < \theta < 176^\circ$  и полный азимутальный угол. На Рисунке 10 показано положение в детекторе и вид калориметра сбоку. Калориметр состоит из 88 элементов (стеков), ориентированных параллельно оси пучка. Каждый стек представляет собой многослойную сборку пластин сцинтиллятора SCSN-38, переложенных пластинами из свинца, используемого в качестве абсорбера. Все пластины внутри стеков расположены перпендикулярно направлению пучка. Большинство стеков калориметра имеют квадратное сечение  $16 \times 16 \text{ см}^2$ . На краях калориметра установлены стеки усеченной формы. Калориметр имеет 21.7 радиационных длин в глубину и радиус Мольера равный 3.4 см. Из активных пластин сцинтиллятора свет передается по пластиковым световодам, расположенным вдоль боковых поверхностей стека и регистрируется с помощью фотодиодов. Сигналы фотодиодов используются как в триггерной логике, так и для измерения энергии, выделенной в калориметре. Энергетическое разрешение калориметра для электронов было получено в эксперименте с монохроматическим пучком и составило  $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}[\text{ГэВ}]$  [46]. Уровень электронного шума составляет примерно 130 МэВ на один стек. Для калибровки калориметра в H1 эксперименте используется так называемый кинематический пик в энергетическом спектре рассеянных электронов при значении энергии, равном энергии электронного пучка.

На Рисунке 11 измеренный спектр энергии рассеянного электрона сравнивается с вычислениями, сделанными на основе симуляции отклика детектора. Данная процедура позволяет контролировать абсолютное значение энергетической шкалы с точностью лучше чем 1.7% [47]. Помимо электронов калориметр регистрирует многочисленные адроны, попадающие в область углов, покрываемую прибором. Взаимодействующий адрон выделяет в среднем около 45% своей энергии в стеках калориметра, имеющих только 1  $\lambda$  глубины. Этим определяется величина энергетического разрешения для адронов  $\sigma_E/E \approx 100\%/\sqrt{E}[\text{ГэВ}]$ .

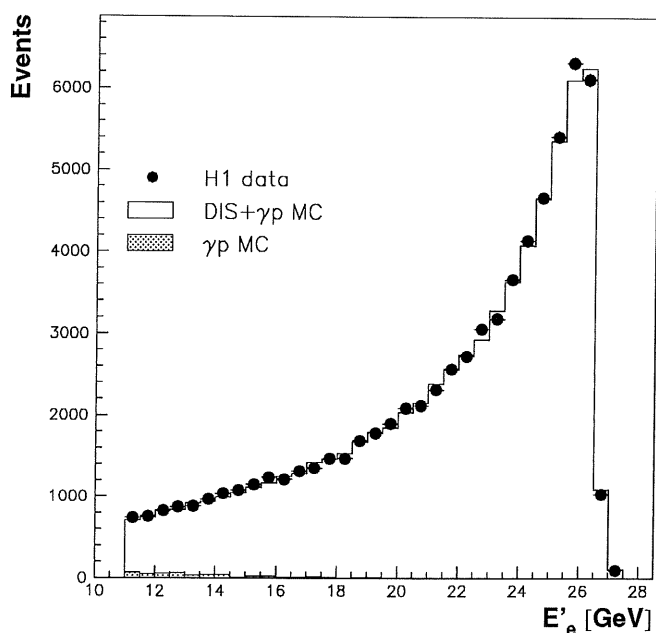


Рис. 11: Энергетический спектр рассеянного электрона. Данные(точки) сравниваются с расчетами по методу Монте-Карло.

## 5.5 Система измерения времени пролета

Одним из основных источников фона в H1 детекторе являются взаимодействия протонного пучка с остаточным газом или стенками пучковой трубы, происходящие до места встречи электронного и протонного пучков. При этом энергичные частицы, рожденные во взаимодействии, попадают в чувствительную область детектора, где вырабатываются триггерные сигналы на присутствие треков или энергии, выделенной в башнях калориметра. Для подавления таких событий с задней стороны электромагнитного калориметра была установлена система сцинтилляционных счетчиков, измеряющая время пролета частиц (см. Рисунок 10). Частицы фоновых событий пересекают систему счетчиков примерно на 13 нс раньше частиц, рожденных в столкновениях протонного и электронного пучков. Таким образом, система измерения времени пролета используется для вырабатывания вето сигнала в фоновых событиях.

Система измерения времени пролета состоит из двух параллельных плоскостей (передней и задней) сцинтилляционных пластин трехсантиметровой толщины, экранированных от синхротронного излучения слоем свинца толщиной 6.5 мм. Сцинтилляционные счетчики имеют приблизительно квадратное сечение и установлены перпендикулярно оси пучка вокруг пучковой трубы. Свет регистрируется с помощью фотоэлектронных умножителей. Временное разрешение счетчиков составляет 2 нс. Триггерный вето-сигнал вырабатывается в случае совпадения двух сигналов с передней и задней плоскостей внутри временных ворот, соответствующих времени пролета частиц фоновых событий. Дополнительно с функцией вето время-пролетные счетчики используются для триггирования физических событий, имеющих адроны в конечном состоянии, вылетающие под малым углом к направлению

электронного пучка и проникающие сквозь тело заднего электромагнитного калориметра. Типичным примером таких событий является процесс дифракционной диссоциации фотона. В этом случае триггерный сигнал вырабатывается внутри временных ворот, соответствующих времени пролета частиц рожденных в  $ep$  столкновениях.

## 5.6 Система измерения светимости

Система измерения светимости в H1 выполняет сразу несколько функций. Её главной задачей является измерение интегральной светимости набранных физических данных. Наряду с этим она помогает монитроировать положение электронного пучка. Эта информация используется для уточнения машинной оптики на ускорителе HERA. Дополнительно, система измерения светимости используется для триггирования процесса фоторождения, измерения энергии электрона, рассеянного под малым углом и регистрации фотонов, излучаемых электронами пучка до взаимодействия.

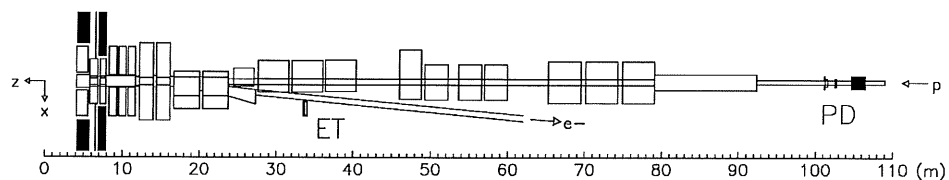


Рис. 12: Система измерения светимости детектора H1.

Светимость в H1 определяется путем измерения реакции  $ep \rightarrow ep\gamma$ , сечение которой известно с точностью 0.5%. Система измерения светимости регистрирует рассеянный электрон в совпадении с радиацион-



ным фотоном. Система состоит из двух калориметрических детекторов на основе кристаллов  $TlCl(78\%) + TlBr(22\%)$ , имеющих энергетическое разрешение  $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}[\text{ГэВ}]$ . Схематично система измерения светимости представлена на Рисунке 12. Детектор электронов установлен на расстоянии 33.4 м от точки взаимодействия. Отклоненные в дипольном магните электроны, рассеянные под углом меньшим 5 мрад и с энергией от 20% до 80% начальной энергии пучка, попадают в чувствительную область детектора. Фотонный детектор установлен на расстоянии 102.9 м от точки взаимодействия по направлению электронного пучка. В этом месте электронный пучок отведен в сторону, а в пучковой трубе предусмотрено выходное окошко, через которое фотоны сначала попадают в водяной счетчик Черенкова, а затем поглощаются в калориметре фотонного плеча. Черенковский счетчик вырабатывает вето сигнал в случае, если фотон провзаимодействовал с материалом выходного окошка. Детектор фотонов имеет эффективность близкую к 100% для фотонов с энергией больше, чем 1.5 ГэВ и углом рассеяния меньше, чем 0.5 мрад. Скорость счета событий в системе измерения светимости превышает 1 МГц. Большая статистика совпадений позволяет регулярно проводить on-line калибровку, используя условие  $E_\gamma + E'_e = E_{e-beam}$  и контролировать величину калибровочных коэффициентов с точностью лучше 1%. Основным источником фона при измерении светимости являются взаимодействия электронов с остаточным газом на всем протяжении прямого отрезка пучковой трубы  $eA \rightarrow eA\gamma$ . Вклад этого фона статистически вычитается, используя данные, полученные с электронными пилотными банчами и точное значение тока в банчах. Угловой и энергетический акцептанс детектора электронов позволяет эффективно регистрировать события фоторождения в кинематической области  $Q^2 < 0.01 \text{ ГэВ}^2$ .

## 6 Полное и парциальные сечения $\gamma p$ взаимодействия

Изучение поведения полных и парциальных сечений играет важную роль в физике высоких энергий. Компиляцию результатов, полученных для адронных ( $p\bar{p}$ ,  $pp$ ,  $\pi p$  и  $Kp$ ) взаимодействий и фоторождения, можно найти в [48]. Данные с ускорителя HERA позволили получить новую информацию о поведении сечения  $\gamma p$  взаимодействия при высокой энергии в широком диапазоне значений  $Q^2$ . В настоящей главе дан краткий обзор результатов по измерению полных и парциальных сечений, полученных на ускорителе HERA.

На Рисунке 13 представлены результаты измерений полного сечения фоторождения на ускорителе HERA и в более ранних экспериментах на фиксированных мишенях в зависимости от энергии  $\gamma p$  взаимодействия в системе центра масс  $W$ . Значения, полученные в экспериментах ZEUS и H1, равны соответственно  $\sigma_{\gamma p} = 143 \pm 17$  мкб для  $W = 180$  ГэВ и  $165 \pm 11$  мкб для  $W = 200$  ГэВ [49, 50]. Кривые на Рисунке 13 представляют параметризацию, предложенную [51] в рамках Реджеонного подхода. Согласно этой параметризации в области высоких энергий величина полного сечения описывается простым степенным законом

$$\sigma_{\gamma p} \propto W^{2\lambda}, \quad (22)$$

где показатель  $\lambda$  характеризует степень роста сечения с энергией. Данные по фоторождению хорошо согласуются со значением  $\lambda = 0.08$ , полученным ранее для адрон-адронных взаимодействий [51]. Удивительно, что степень роста сечения оказалась универсальной, как для  $p\bar{p}$ ,  $pp$ ,  $\pi p$  и  $Kp$  взаимодействий, так и для реакции фоторождения.

Независящая от типа сталкивающихся частиц степень роста полных сечений естественным образом возникает в феноменологических

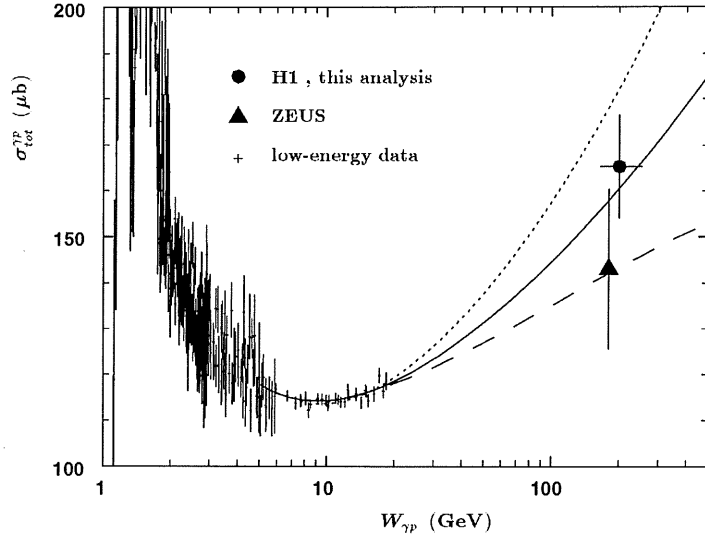


Рис. 13: Зависимость полного сечения фоторождения на ГЕРЕ и в более ранних экспериментах на фиксированных мишенях от энергии  $\gamma p$  взаимодействия в системе центра масс  $W$ .

моделях, предполагающих, что эффективным переносчиком сильных взаимодействий является гипотетическая частица. Такой частице, называемой Померон, приписываются необычные значения параметров Редже траектории  $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$  с  $\alpha_0 = 1.08$  и  $(\alpha' = 0.25 \text{ ГэВ}^{-2})$  [52]. В рамках теории Редже величины  $\lambda$  и  $\alpha_0$  связаны простой формулой

$$\lambda = \alpha_0 - 1. \quad (23)$$

Экспериментальные поиски Померона среди стабильных частиц на сегодняшний день не увенчались успехом.

На Рисунке 14 показана зависимость измеренного полного сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протоном как функция  $W$  для различных значений  $Q^2$ . Представленные на Рисунке 14 данные были получены в эксперименте H1 [53]. Аналогичные результаты были опубликованы коллаборацией ZEUS [54]. Как следует из Рисунка 14 универсальная степень роста сечения, присутствующая в адронных взаи-

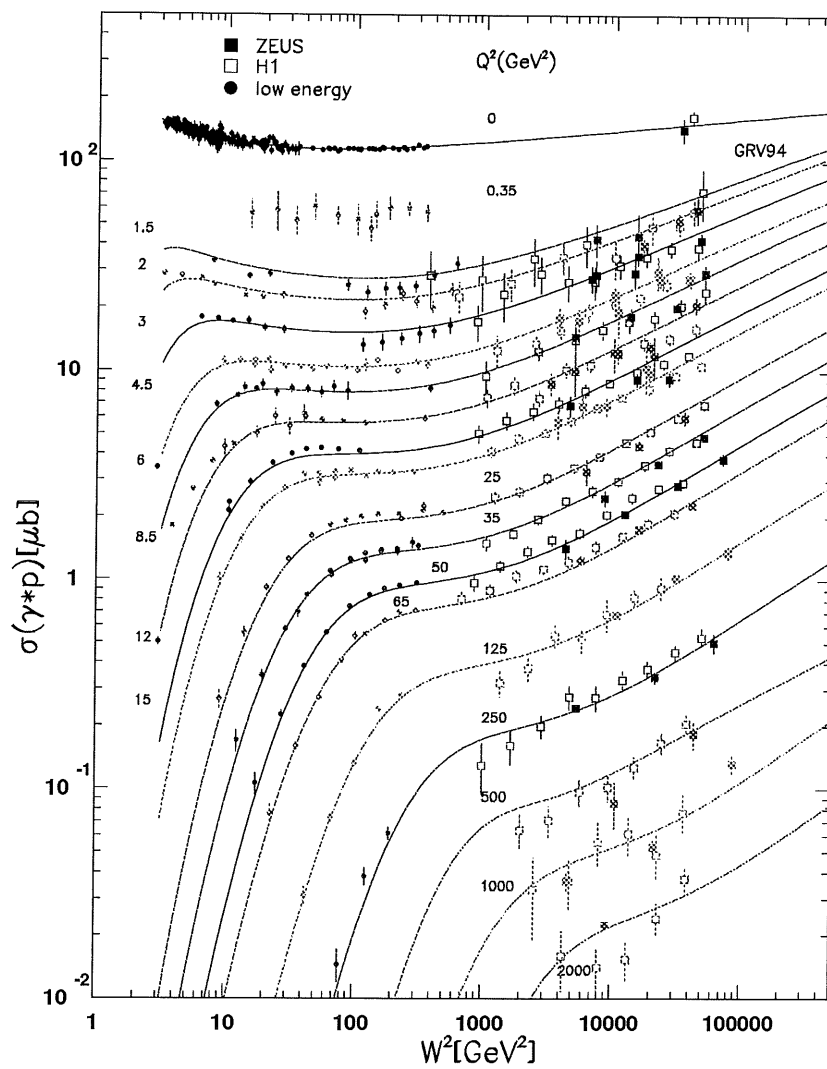


Рис. 14: Зависимость полного сечения взаимодействия виртуальных фотонов с протоном как функция  $W$  для различных значений  $Q^2$ .

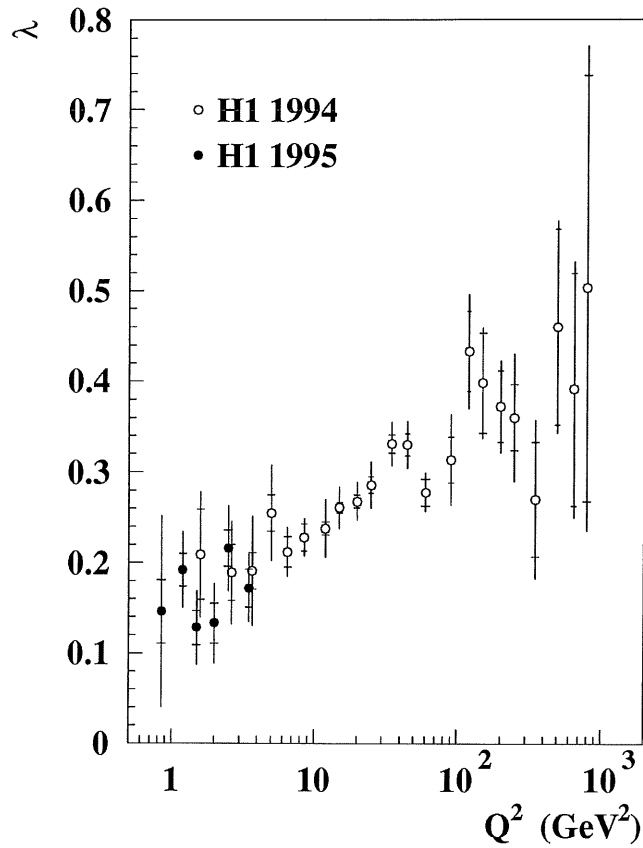


Рис. 15: Зависимость величины степени роста сечения  $\lambda$  от  $Q^2$ .

модействиях и во взаимодействиях реальных фотонов, не сохраняется в случае виртуальных фотонов. Величина показателя степени  $\lambda$  тем больше, чем выше виртуальность взаимодействующего фотона  $Q^2$ . Зависимость величины  $\lambda$  от  $Q^2$  показана на Рисунке 15. Из Рисунка 15 видно, что зависимость  $\lambda(Q^2)$  имеет вид плавно возрастающей функции во всем диапазоне  $Q^2$  и не имеет особенностей в области перехода фоторождения в режим глубоко-неупругой реакции.

Экспериментальное обнаружение роста степени  $\lambda$  во взаимодействии виртуальных фотонов привело к обширной дискуссии о причинах наблюдаемого явления. Учитывая, что в области больших значений  $Q^2$  решение уравнений ДГЛАП эволюции качественно описывает поведение  $\lambda(Q^2)$ , стало общепринятым считать, что медленный рост сечения есть признак мягких процессов, в то время как более быстрый рост сечений свидетельствует о переменах в динамике взаимодействия и ас-

социруется с жесткими процессами. Здесь также уместно вспомнить аналогию с адрон-адронными взаимодействиями, где сечение рождения струй или частиц, содержащих тяжелые кварки, растет с увеличением энергии значительно быстрее, чем полные сечения [13, 55].

Простой вид зависимости  $\lambda(Q^2)$  требует более общего подхода, включающего одновременно область малых и больших  $Q^2$ . Такой подход может быть сформулирован в рамках интуитивной модели, в которой существуют два вида Померона: с  $\alpha_0 = 1.08$ , свойства которого проявляются в адронных взаимодействиях и второй Померон, например, с  $\alpha_0 \approx 1.5$ , свойства которого проявляются при больших значениях  $Q^2$ . В переходной области работают оба Померона, обеспечивая постепенное изменение величины  $\lambda$ . Этот подход обладает рядом существенных недостатков. Например, ожидаемое насыщение роста величины  $\lambda$  не наблюдается в эксперименте. Другой подход был предложен на основе Реджеонной теории поля [56], в которой существует только один затравочный Померон с  $\alpha_0 \approx 1.2$ . В области малых  $Q^2$  большой вклад диаграмм высших порядков с много-Померонным обменом приводит к эффективному экранированию [57] и, в пределе фоторождения, наблюдаемая  $\alpha_0 \rightarrow 1.08$ . То же справедливо и в случае адронных взаимодействий. Относительный вклад много-Померонных диаграмм уменьшается с ростом  $Q^2$ , что ведет к уменьшению эффекта экранирования и увеличению наблюдаемой степени  $\lambda$ . В области больших  $Q^2$ , где  $\lambda > 0.2$  используются уравнения ДГЛАП эволюции. Данный подход, однако, не предлагает объяснения механизма плавного перехода в режим партонной эволюции.

Наряду с полными сечениями важную роль в понимании природы взаимодействия играет измерение парциальных сечений, в частности, сечения реакции упругого рассеяния. В адронных взаимодействиях

величина сечения упругого канала связана с полным сечением посредством Оптической теоремы. В случае рассеяния фотона упругим, или точнее, квази-упругим каналом реакции, традиционно называют диффракционное рождение векторных мезонов

$$\gamma + p \rightarrow V + p, \quad (24)$$

где  $V = \rho^0, \omega, \phi$  и т.д. Так как процесс рождения  $\rho^0$  мезонов дает наибольший вклад в реакцию (24), ниже мы рассмотрим только этот эксклюзивный канал. На Рисунке 16 представлены результаты измерений сечения квази-упругого рождения  $\rho^0$  мезонов при рассеянии реальных фотонов на ускорителе HERA и в экспериментах на фиксированных мишенях в зависимости от энергии  $\gamma p$  взаимодействия в системе центра масс  $W$ . Значение сечения, полученное в эксперименте H1 [58] при  $W = 187$  ГэВ  $\sigma(\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p) = 13.6 \pm 2.5$  мкб составляет примерно 8% от полного  $\gamma p$  сечения. Такая большая величина парциального вклада эксклюзивного канала имеет только аналог упругого рассеяния в адронных взаимодействиях, где эта цифра достигает 20%.

С увеличением  $Q^2$  величина вклада квази-упругой реакции (24) в полное сечение быстро уменьшается. На Рисунке 17 показана зависимость сечения  $\sigma(\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p)$  от  $Q^2$ . В области  $5 < Q^2 < 50$  эта зависимость может быть аппроксимирована с помощью степенной функции  $\sigma(\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p) \propto 1/Q^n$  с  $n = 5.0 \pm 1 \pm 0.4$  [59] в то время как полное сечение взаимодействия виртуального фотона убывает примерно как  $1/Q^2$ . Быстрое уменьшение вклада квази-упругого канала в полное  $\gamma p$  сечение с увеличением  $Q^2$  качественно объясняется уменьшением величины интеграла перекрытия волновых функций фотона и векторного мезона. С другой стороны в Реджеонной теории поля, вклад диффракционного рождения частиц пропорционален вкладу диаграмм много-Померонного обмена, что, в свою очередь, согласно модели [57],

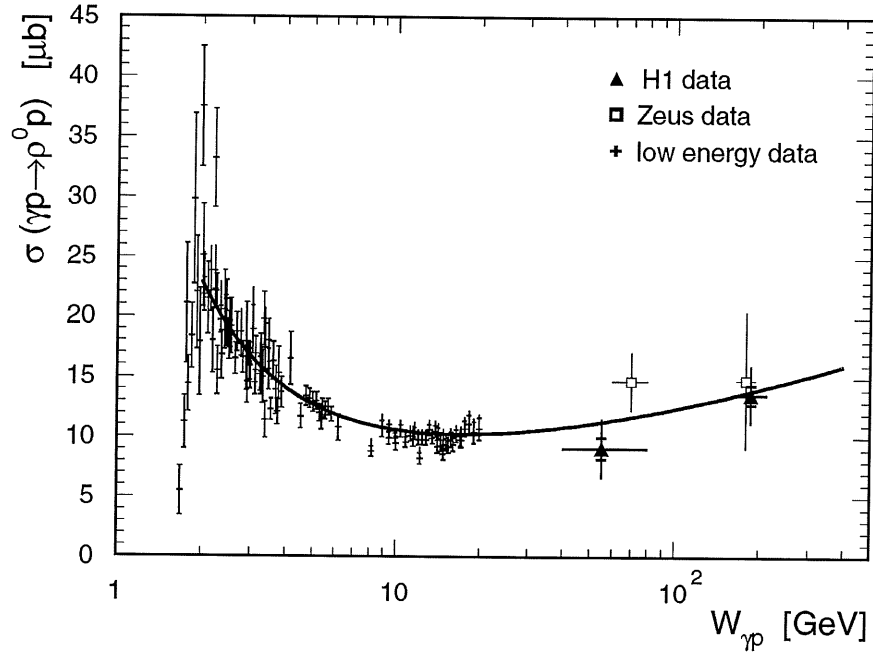


Рис. 16: Зависимость сечения квази-упругого рождения  $\rho^0$  мезонов при рассеянии реальных фотонов на коллайдере HERA и в экспериментах на фиксированных мишенях в зависимости от энергии  $\gamma p$  взаимодействия в системе центра масс  $W$ .

определяет степень роста полного сечения  $\lambda$ . Таким образом, появляется возможность на качественном уровне связать два вышеупомянутых наблюдения – изменение степени роста полного сечения и изменения относительного вклада квази-упругого диффракционного канала.

Наряду с реакцией (24) можно выделить следующие каналы диффракционного взаимодействия:

$$\gamma + p \rightarrow X + p, \quad (25)$$

одионочная диффракционная диссоциация фотона, процесс, в котором протон остается целым, а фотон диссоциирует в адронную систему, обладающую массой  $M_X$  и не образующую резонансного состояния,

$$\gamma + p \rightarrow V + Y, \quad (26)$$

одионочная диффракционная диссоциация протона, когда фотон перехо-



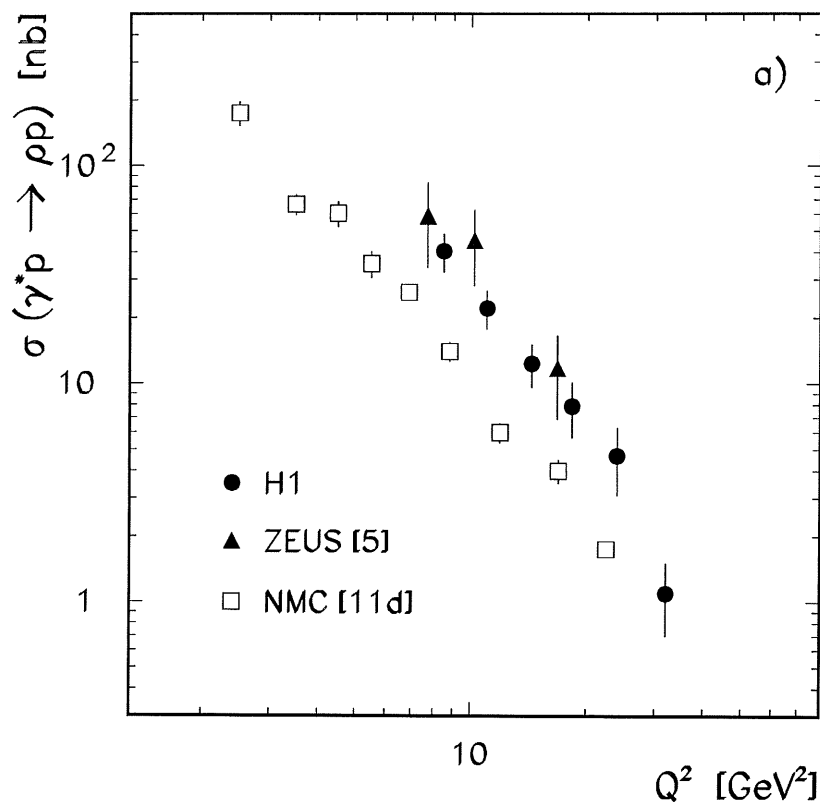


Рис. 17: Зависимость сечения  $\sigma(\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p)$  от  $Q^2$ .

дит в векторный мезон  $V$ , а протон диссоциирует в адронную систему, обладающую массой  $M_Y$  и не образующую резонансного состояния,

$$\gamma + p \rightarrow X + Y, \quad (27)$$

двойная дифракционная диссоциация, когда обе частицы диссоциируют в адронные системы, разделенные в пространстве быстрот. События, не относящиеся к реакциям (24–27) называются недифракционными. Такая декомпозиция полного сечения фоторождения была измерена в эксперименте H1 [50].

На Рисунке 18 результаты измерений парциальных сечений фоторождения приводятся в зависимости от предполагаемого значения вклада двойной дифракционной диссоциации. Необычная форма представления результатов обусловлена недостаточностью информации для не-

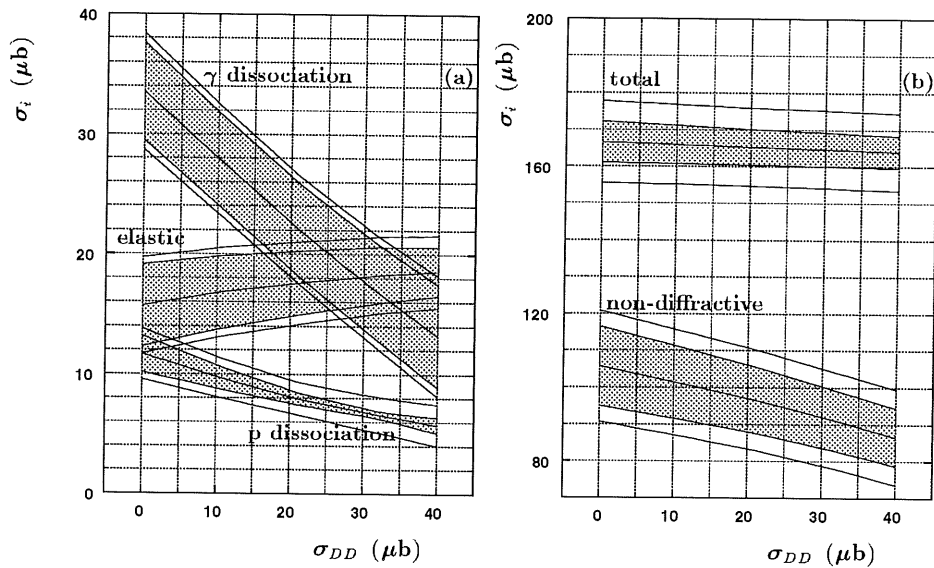


Рис. 18: Результаты измерения парциальных сечений фоторождения в зависимости от предполагаемого значения вклада двойной дифракционной диссоциации.

зависимого определения сечения всех реакций. Интервал варьирования величины сечения двойной дифракционной диссоциации выбран консервативно широким. Согласно имеющимся феноменологическим моделям [56, 60, 61], настроенным на описание дифракционных реакций в адронных взаимодействиях, ожидаемое значение сечения двойной дифракции в фоторождении составляет примерно 15 мкб. Обратим внимание на два любопытных обстоятельства. Во-первых, сечение фотонной диссоциации составляет примерно 10 ÷ 15% от полного сечения и существенно превышает сечение для протонной диссоциации. Во-вторых, в свою очередь, сечение протонной диссоциации примерно в два раза ниже сечения квази-упругой реакции.

К сожалению, к настоящему моменту не имеется столь подробной информации о декомпозиции полного сечения взаимодействия виртуального фотона. Здесь мы отметим лишь два любопытных наблюдения. Один из сюрпризов, которые преподнесли данные, полученные

на ускорителе HERA - неожиданно большое сечение диффракционной диссоциации виртуального фотона [62, 63]. Вклад этого процесса в полное сечение при больших  $W$ , как оказалось, слабо зависит от  $Q^2$  и в области  $10 < Q^2 < 50 \text{ ГэВ}^2$  составляет примерно  $10 \div 15\%$  [47]. Интересно, что аналогичное значение было получено также для случая фоторождения (см. выше).

В эксперименте H1 на примере диффракционного рождения  $\rho^0$  мезона в глубоко-неупругом взаимодействии было получено отношение сечений протонной диссоциации к квази-упругой реакции [64]

$$R = \frac{\sigma(\gamma + p \rightarrow V + Y)}{\sigma(\gamma + p \rightarrow V + p)} = 0.65 \pm 0.11 \pm 0.13. \quad (28)$$

Полученное значение согласуется с аналогичной величиной, приведенной выше для случая фоторождения. С точки зрения Реджеонной модели существует приближительная факторизация [39, 65], согласно которой отношение  $R$  не зависит от свойств партнера диссоциирующей частицы (в данном случае от свойств фотона). Таким образом, феноменологические соотношения, полученные в адронных реакциях оказываются применимы для взаимодействия виртуальных фотонов.

В данной Главе обсуждались результаты измерений полных и парциальных сечений  $\gamma p$  взаимодействия, полученные в экспериментах на ускорителе HERA. Чтобы у читателя не сложилось неправильного представления, необходимо добавить, что обширная дискуссия о параметризациях партонной плотности и решении уравнений эволюции, дающих удовлетворительное описание поведения полного сечения глубоко-неупругого взаимодействия, сознательно оставлена за рамками Главы. Почему? Несмотря на очевидный успех в области глубоко-неупругого взаимодействия, такой подход не работает в пределе реального фотона. Более того, он не предусматривает описания диффракционных

свойств взаимодействия виртуального фотона. Напротив, в данной главе результаты обсуждаются с точки зрения близкой аналогии с адрон-адронными взаимодействиями. К сожалению, адронная аналогия не предлагает окончательного решения проблемы, но в то же время помогает построить интуитивную картину взаимодействия, о важности которой говорилось выше. Данные по измерению полных и парциальных сечений указывают на необходимость такой картины. В следующих разделах диссертации мы более подробно остановимся на изучении свойств конечных состояний фотон-протонного взаимодействия. Как мы увидим, интуитивная картина, построенная по аналогии с адронными реакциями, окажется весьма полезной.

## 7 Измерение плотности потока энергии

В 1973 году, исходя из общего принципа соответствия, Дж.Д.Бьёркен предположил, что при образовании конечных состояний механизм сильного взаимодействия работает одинаково, как в адронных, так и в глубоко-неупругих взаимодействиях фотона с протоном [38, 66]. Такое предположение, хотя и не объясняет природу самого взаимодействия, привлекает идеей универсального подхода к изучению проблемы. С другой стороны, с точки зрения пКХД, глубоко-неупругое взаимодействие представляет собой каскадный процесс излучения глюонов и кварков (см. Главу 3). Мощность партонного каскада пропорциональна длине пути эволюции ( $\ln Q^2$ ). Этот подход объясняет поведение полного сечения поглощения виртуальных фотонов, но не работает в пределе фоторождения (о адронных взаимодействиях и говорить не приходится). Данные, полученные на ускорителе HERA, предоставляют уникальную возможность проверить как далеко распространяется аналогия между различными типами взаимодействий. Настоящая Глава описывает измерение плотности потока поперечной энергии в событиях фотон-протонного взаимодействия в зависимости от  $Q^2$  (от фоторождения до весьма высоких значений  $Q^2$ ) и псевдобыстроты. Измерения сравниваются с данными, полученными на адронном коллайдере. Результаты, представленные в настоящей главе, были опубликованы в [68].

Данные, использованные в этой работе, были получены в течение 1993 года и соответствуют интегральной светимости около  $0.3 \text{ нб}^{-1}$ . Кинематические переменные  $Q^2$ ,  $x$ ,  $y$  и  $W$  определялись из измерения энергии и угла рассеяния электрона в соответствии с формулами (2–5). Все использованные данные можно разделить на три группы в

зависимости от области изменения наблюдаемой переменной  $Q^2$ .

- События фоторождения с  $Q^2 < 0.01$  ГэВ<sup>2</sup>. В событиях этой группы рассеянный электрон был зарегистрирован в электронном плече системы измерения светимости. Дополнительно требовалось присутствие одной или более заряженной частицы, выходящей из точки взаимодействия. Это условие накладывалось на триггерном уровне для подавления фона. Триггерный сигнал вырабатывался с помощью центральных пропорциональных камер.
- События с электроном, зарегистрированным с помощью заднего электромагнитного калориметра в области  $5 < Q^2 < 100$  ГэВ<sup>2</sup>.
- События с электроном, зарегистрированным с помощью жидкоаргонового калориметра в области  $Q^2 > 100$  ГэВ<sup>2</sup>.

Требование присутствия заряженной частицы для событий фоторождения исключает из дальнейшего сравнения вклад дифракционных реакций с малой массой конечного состояния диссоциации фотона, например  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ . Вклад таких реакций в случае взаимодействия с виртуальным фотоном несущественен [59]. Процедура идентификации электрона в каждой из трех групп событий подробно описана в [69, 70, 71]. Для событий фоторождения дополнительно требовалось  $0.3 < y < 0.5$ , что соответствует рабочей области электронного детектора с максимальной эффективностью. Для событий второй и третьей группы требовалось  $y > 0.05$ . Вклад радиационных событий и событий с плохо реконструированным электроном существенно подавлялся требованием  $y_{JB} > 0.05$ , где  $y_{JB}$  определяется из измерения адронов в событии в соответствии с формулой (6). Для всех событий положение вершины требовалось в интервале  $\pm 30$  см от номинального положения

на оси  $z$ . Число отобранных таким образом событий составило 82850, 15324 и 692 в первой, второй и третьей группах соответственно.

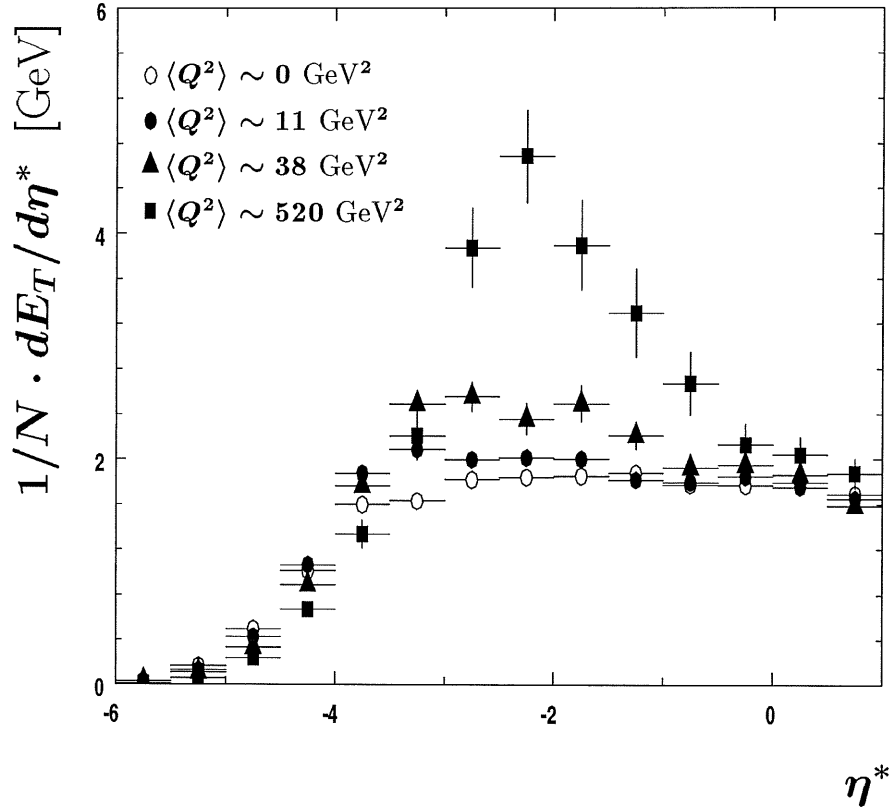


Рис. 19: Зависимость величины плотности поперечной энергии от псевдобыстроты.

Для сравнения свойств событий с различным значением  $Q^2$  в качестве системы отсчета выбрана система центра масс фотона и протона. Направление оси  $z^*$  совпадает с направлением протона в этой системе<sup>2</sup>. На Рисунке 19 показана зависимость величины плотности поперечной энергии  $dE_T/d\eta^*$  как функция псевдобыстроты  $\eta^* = -\ln(\tan(\theta^*/2))$ , где  $\theta^*$  - полярный угол, измеряемый от направления оси- $z^*$ . Для сравнения, данные с различным значением  $Q^2$  приведены для одного и того же значения энергии взаимодействия  $\sqrt{S_{\gamma p}} = W \approx 185$  ГэВ. С этой целью в событиях второй и третьей группы интервал  $y$  был дополни-

<sup>2</sup>Здесь и далее значком \* обозначаются переменные, относящиеся к системе центра масс фотона и протона

тельно ограничен  $0.3 < y < 0.5$ . Измеренная с помощью калориметра величина поперечной энергии, была поправлена с целью исключить детекторные эффекты и привести конечные результаты к физической шкале энергии, выделенной во взаимодействии. Поправочные коэффициенты были вычислены путем разыгрывания событий и дальнейшей симуляцией отклика детектора. Для разыгрывания событий были использованы программы RHOJET [16] и CDM [30] для фоторождения и глубоко-неупругого процесса соответственно. Величина поправочных коэффициентов не превосходила 30%. Дополнительно для оценки систематической неопределенности, связанной с модельной зависимостью разыгранных событий, наряду с CDM использовалась альтернативная модель MEPS [29]. Краткое описание принципов, заложенных в эти модели дано в Главе 3.

На Рисунке 19 показаны только статистические ошибки измерения. Все систематические ошибки можно разделить на две части:

- некоррелированные систематические ошибки, разные для различных значений  $Q^2$  и
- коррелированные, которые относятся к единой для всех значений  $Q^2$  шкале.

Главным источником некоррелированных систематических ошибок является модельная зависимость поправочных коэффициентов (6%). Модельная зависимость дает также вклад в коррелированную часть систематической неопределенности (6%). Дополнительными источниками коррелированной ошибки являются неопределенность в знании адронной калориметрической шкалы энергий (5% для жидкоаргонового и 20% для заднего электромагнитного калориметров) и неопределенность в симуляции отклика калориметра вблизи направления протон-



ного пучка. Суммарное значение коррелированной ошибки меняется от 8% в области ( $-3.5 < \eta^* < -1$ ) до 9% при ( $\eta^* > -1$ ) и 20% для ( $\eta^* < -3.5$ ).

Как следует из Рисунка 19, плотность поперечной энергии существенно возрастает с  $Q^2$  в области фрагментации фотона, и практически не изменяется в центральной части ( $\eta^* > -0.5$ ). Такое поведение качественно согласуется с предположением Бьёркена об аналогии с адрон-адронными взаимодействиями. Следуя этой аналогии, фотон должен рассматриваться как адрон с присущими ему специфическими свойствами. Свойства фотона могут проявляться в ограниченной области – области фрагментации фотона. Пример из адронных взаимодействий – повышенное рождение странных частиц в области фрагментации  $K$ -мезонов в реакции  $Kp$  взаимодействия. Что мы знаем о свойствах виртуального фотона? Поперечный размер области, занимаемый виртуальным фотоном, тем меньше, чем больше его виртуальность  $Q^2$ . Исходя из принципа неопределенности можно заключить, что наделяя фотон свойствами адронного состояния (предположительно состоящего из партонов) необходимо приписать партонам такого состояния тем больший средний поперечный импульс, чем выше значение  $Q^2$ . Действительно, в области фрагментации фотона средняя наблюдаемая величина поперечной энергии растет с  $Q^2$ .

Центральная область быстрой несет информацию о природе сильного взаимодействия и не зависит от типа сталкивающихся частиц. Как мы видим, плотность поперечной энергии в центральной области имеет одно и то же значение для фоторождения и в случае глубоко-неупругого взаимодействия. Зависимость плотности поперечной энергии от  $Q^2$  в центральной области и в области фрагментации фотона представлена на Рисунке 20. Любопытно, что в области фрагментации

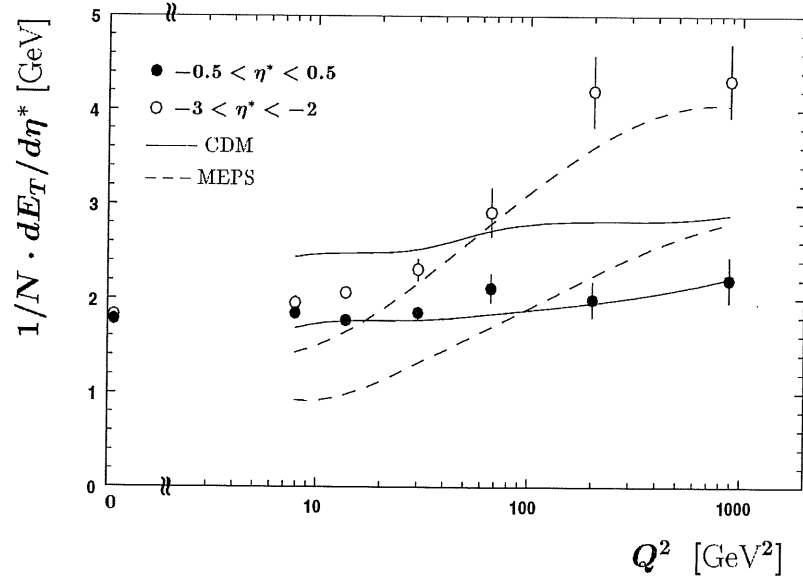


Рис. 20: Зависимость плотности поперечной энергии от  $Q^2$  в центральной области ( $|\eta^*| < 0.5$ ) и в области фрагментации фотона ( $-3 < \eta^* < -2$ ).

фотона при  $Q^2 < 10$  ГэВ практически не наблюдается зависимости величины поперечной энергии от  $Q^2$ . При  $Q^2 > 1$  ГэВ, однако, поведение полного сечения как функции  $Q^2$  хорошо описывается уравнениями эволюции пертурбативной КХД [72]. Этот факт свидетельствует в пользу существования простых инвариантных переменных, результат вычисления которых в рамках пертурбативной теории справедлив также для мягких процессов, где в общем случае эта теория неприменима.

На Рисунке 20 полученные данные сравниваются с предсказаниями моделей CDM и MEPS. Согласно модели CDM продукты взаимодействия образуются в результате излучения дипольной антенны, направленной по оси взаимодействия. Мощность излучения антенны зависит от энергии взаимодействия и не зависит от  $Q^2$ . CDM хорошо описывает рост центрального плато с увеличением энергии взаимодействия для адронов, однако, не учитывая специфические свойства виртуальных фотонов, CDM не согласуется с данными в области фотонной фрагментации. Модель MEPS основана на идее эволюции с последовательным

излучением кварков и глюонов. Чем больше значение  $Q^2$ , тем длинее эволюционный путь, тем мощнее партонный каскад излучения. Продукты излучения такого каскада формируют конечное наблюдаемое событие. Как и ожидается, эта модель предсказывает рост поперечной энергии на всём интервале быстрот и не согласуется с данными в центральной области ( $\eta^* \approx 0$ ).

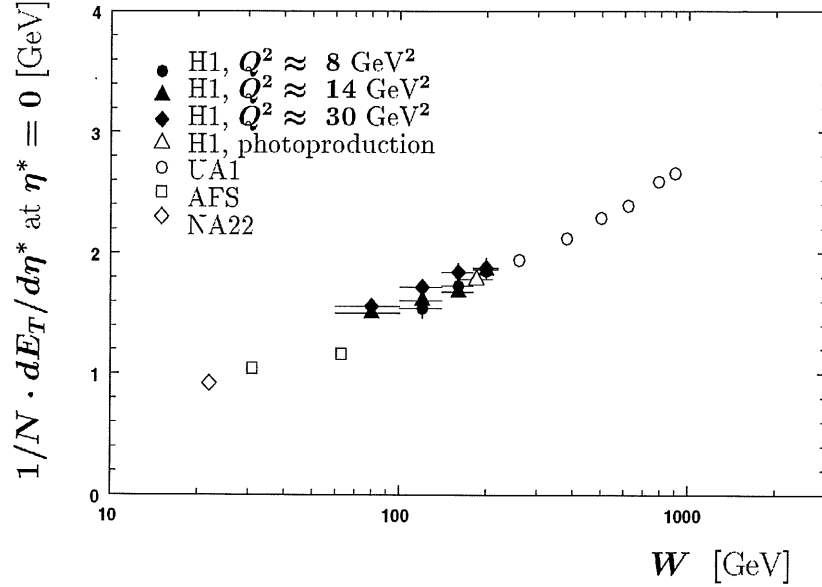


Рис. 21: Зависимость центральной плотности поперечной энергии в  $\gamma p$ ,  $pp$  и  $p\bar{p}$  взаимодействиях от энергии столкновения  $W$ .

Если центральная область быстрот проявляет универсальные свойства и не зависит от вида сталкивающихся частиц, интересно сравнить полученные данные с имеющимися измерениями  $p\bar{p}$  взаимодействий. На Рисунке 21 представлена зависимость центральной плотности поперечной энергии  $dE_T/d\eta^*|_{\eta^*=0}$  в  $\gamma p$ ,  $pp$  и  $p\bar{p}$  взаимодействиях как функция энергии столкновения  $W$  [73]. Измерения H1 включают данные только до  $Q^2 = 50$  ГэВ, где статистика достаточна для изучения  $W$ -зависимости. Как следует из сравнения, представленного на Рисунке 21, центральная область быстрот проявляет универсальные свойства.

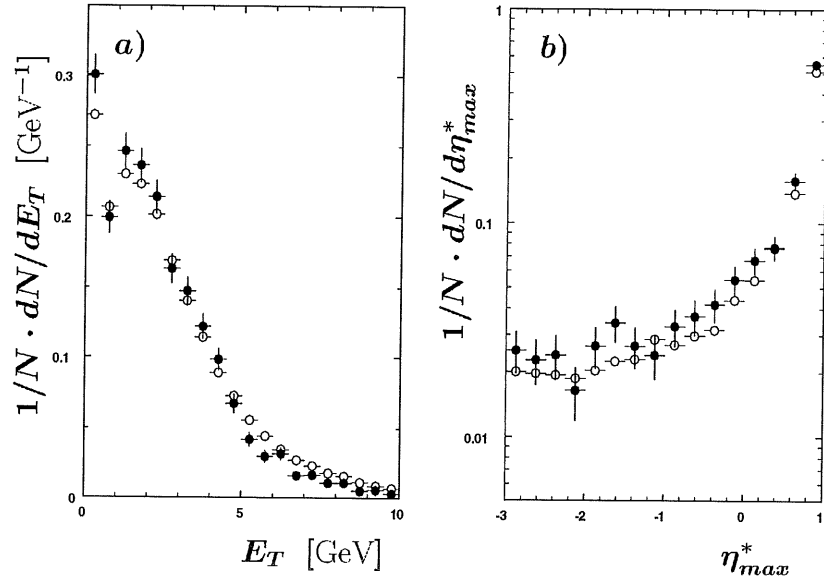


Рис. 22: Сравнение спектров поперечной энергии (а) в центральной области и  $\eta_{max}$  (б) для событий фоторождения (темные точки) и реакции глубоко-неупругого рассеяния (незаполненные точки) при  $10 < Q^2 < 100 \text{ ГэВ}^2$ .

Проводя сравнение дальше, интересно задать вопрос о форме спектра поперечной энергии в центральной области быстрот. На Рисунке 22а сравнивается спектр поперечной энергии, выделенной в области  $-0.5 < \eta^* < 0.5$ , для событий фоторождения и глубоко-неупругого процесса с  $10 < Q^2 < 100 \text{ ГэВ}^2$  и  $0.3 < y < 0.5$ . Удивительное совпадение спектров во всем интервале измерений наводит на следующие заранее неочевидные заключения. Во-первых, из совпадения спектров при больших значениях  $E_T$  можно предположить, что процесс формирования адронных струй в области плато слабо зависит (если вообще зависит) от  $Q^2$ . Более точное заключение можно сделать, измерив непосредственно сечения рождения струй. Во-вторых, вероятность образования класса событий без выделения энергии в центральной области (пик в спектре  $E_T$  при  $E_T = 0$ ) также слабо зависит от  $Q^2$ . Такие события возникают в реакции дифракционной диссоциации фотона. Конечные продукты дифракционной реакции сосредоточены внутри узких конусов

вокруг направлений сталкивающихся частиц. Большое пространство быстрот между конусами остается незаполненным частицами и в дальнейшем называется диффракционным зазором. Характерной особенностью диффракционных реакций является весьма слабая зависимость дифференциального сечения от ширины зазора, а также от положения границ диффракционных конусов в пространстве быстрот [39]. Вследствие этого обстоятельства, удобным методом выделения процессов диффракционной диссоциации является измерение значения быстроты границы конуса ( $\eta_{max}$ ). В экспериментах на ускорителе HERA величина  $\eta_{max}$  определяется как максимальная псевдобыстрота реконструированного кластера или трека в событии [67, 63, 62]. Обнаружение существенного вклада диффракционных событий в полное сечение поглощения виртуальных фотонов на коллайдере HERA явилось неожиданностью. Первое экспериментальное наблюдение диффракционной диссоциации реального фотона в адронную систему с большой массой было произведено с помощью описанных выше образца данных и критериев отбора для случая фоторождения [67].

На Рисунке 22(б) сравниваются спектры  $\eta_{max}$  для событий фоторождения и глубоко-неупругого процесса. Большие значения  $\eta_{max}$  соответствуют малой ширине диффракционных зазоров в событиях. В этой области преобладает вклад недиффракционных событий, где флуктуации конечных состояний приводят к имитации диффракционного зазора. Вклад недиффракционных событий экспоненциально вымирает с уменьшением  $\eta_{max}$ . В плоской части спектра ( $\eta_{max} < -1$ ) преобладает вклад диффракционных событий. За исключением области малых масс диссоциации фотонов (за пределами рисунка) наблюдаемый вклад диффракционных процессов одинаков с точностью 15 – 20% в реакциях с реальными и виртуальными фотонами. В рамках феноме-

нологической Реджеонной модели существует приближительная факторизация, согласно которой отношение дифференциального сечения диффракционной диссоциации к полному сечению не зависит от вида диссоциирующей частицы [39, 65]. Это соотношение было проверено в адронных взаимодействиях. Удивительный факт, что подобная факторизация сохраняется также во взаимодействии фотонов с различной виртуальностью, свидетельствует в пользу гипотезы универсальности механизма взаимодействия фотонов и адронов.

## 8 Измерение плотности потока заряженных частиц

В предыдущей Главе были представлены результаты измерений плотности потока поперечной энергии в событиях фотон–протонного взаимодействия. В системе покоя сталкивающихся частиц плотность поперечной энергии, выделяемой в области фрагментации фотона, обнаруживает медленный рост с увеличением виртуальности фотона  $Q^2$ . Такое поведение ожидается в модели, представляющей реакцию глубоко–неупругого рассеяния как каскадный процесс излучения партонов, описываемый уравнениями эволюции (см. Главу 3). Качественно, мощность развития партонного каскада тем больше, чем длинее путь эволюции в шкале  $Q^2$ . Если эта рабочая гипотеза верна, можно ожидать, что эффект увеличения плотности энергии складывается из двух приблизительно одинаковой важности составляющих:

- увеличения плотности, рожденных в каскаде партонов, и
- роста среднего поперечного импульса партонов.

Чтобы проверить это утверждение на данных, необходимо измерить рождение заряженных частиц в области фрагментации фотона. При этом мы пользуемся гипотезой о локальной дуальности партонов и адронов [74], согласно которой свойства конечной адронной системы воспроизводят (с точностью до некоторого постоянного фактора) свойства невидимой партонной системы, образующейся в результате взаимодействия. Отметим, что с экспериментальной точки зрения, благодаря асимметрии в энергии сталкивающихся частиц, в области фрагментации фотона центральный трековый детектор имеет высокую эффективность регистрации заряженных частиц. В настоящей главе дан краткий обзор результатов, полученных в эксперименте H1, по измерению выхода заряженных частиц в фотонной полусфере системы центра

масс сталкивающихся протона и фотона. Материал, изложенный в настоящей Главе, опубликован в [75, 76, 77].

Отбор событий, использованных для измерения выхода заряженных частиц, и метод реконструкции глобальных кинематических переменных ( $Q^2$  и  $W$ ) аналогичны уже описанному в предыдущей главе. Дополнительно были ограничены интервал переменной  $8 < Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$  для образца событий глубоко-неупругого рассеяния (при среднем значении  $\langle Q^2 \rangle \approx 15 \text{ ГэВ}^2$ ) и интервал  $0.3 < y < 0.5$  для всех событий (среднее значение  $\langle W \rangle \approx 185 \text{ ГэВ}$ ) независимо от значения виртуальности фотона.

Треки заряженных частиц измерялись с помощью центральной дрейфовой камеры. При этом трек от рассеянного электрона в случае попадания в рабочую область камеры идентифицировался и в дальнейшем исключался из рассмотрения. В области измерений эффективность регистрации заряженных частиц превосходит 95%. Это число было получено с помощью расчетов методом Монте-Карло и проверено при визуальном сканировании событий. По результатам скана неточность описания отклика трекового детектора не превосходит двух процентов. В рассмотрение принимались только треки, выходящие из главной вершины события, имеющие поперечный импульс не менее  $0.15 \text{ ГэВ}$  и удовлетворяющие общим требованиям на качество реконструкции, описанным в [78]. Вклад продуктов распада  $K_S^0$ ,  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  с вилкой, находящейся вблизи от вершины взаимодействия, вычитался статистически. Систематические неопределенности, связанные со способом отбора треков, оценивались путем варьирования различных параметров отбора. Результаты, приведенные ниже, были проверены на стабильность относительно этого варьирования.



Как обсуждалось в Главе 3, уравнения эволюции, написанные для полного сечения виртуальных фотонов, не предусматривают проявления диффракционных свойств событий, наблюдаемых в эксперименте. Это противоречие характеризует точность приближения при использовании партонной каскадной модели. Поэтому, для сравнения, мы будем использовать два образца данных: полный, включающий также диффракционные процессы и образец, включающий только недиффракционную долю сечения. Для отбора недиффракционных событий был использован дополнительный критерий, удаляющий события, содержащие диффракционный зазор. Сумма энергии, выделенная в жидко-аргоновом калориметре внутри углового интервала ( $4.4^\circ < \theta < 15^\circ$ ), должна превышать для недиффракционных событий 0.5 ГэВ.

Для сравнения свойств событий с различным значением  $Q^2$  в качестве системы отсчета выбрана система центра масс фотона и протона. При этом положительные значения псевдобыстроты соответствуют фотонной полусфере.

Величина измеренной плотности заряженных частиц на единицу псевдобыстроты поправлялась с целью учета триггерной эффективности и эффективности отбора событий, используя расчеты, сделанные методом Монте–Карло. События разыгрывались по алгоритму программы генератора PHOJET [16] (для случая фоторождения) и CDM [30] (для случая глубоко–неупругого рассеяния) с дальнейшей полной симуляцией отклика H1 детектора. Дополнительно для оценки систематической неопределенности, связанной с модельной зависимостью разыгранных событий, наряду с CDM использовалась альтернативная модель MEPS [29]. Краткое описание принципов, заложенных в эти модели, дано выше в главе 3. Симулированные события реконструировались и анализировались параллельно с реальными данными.

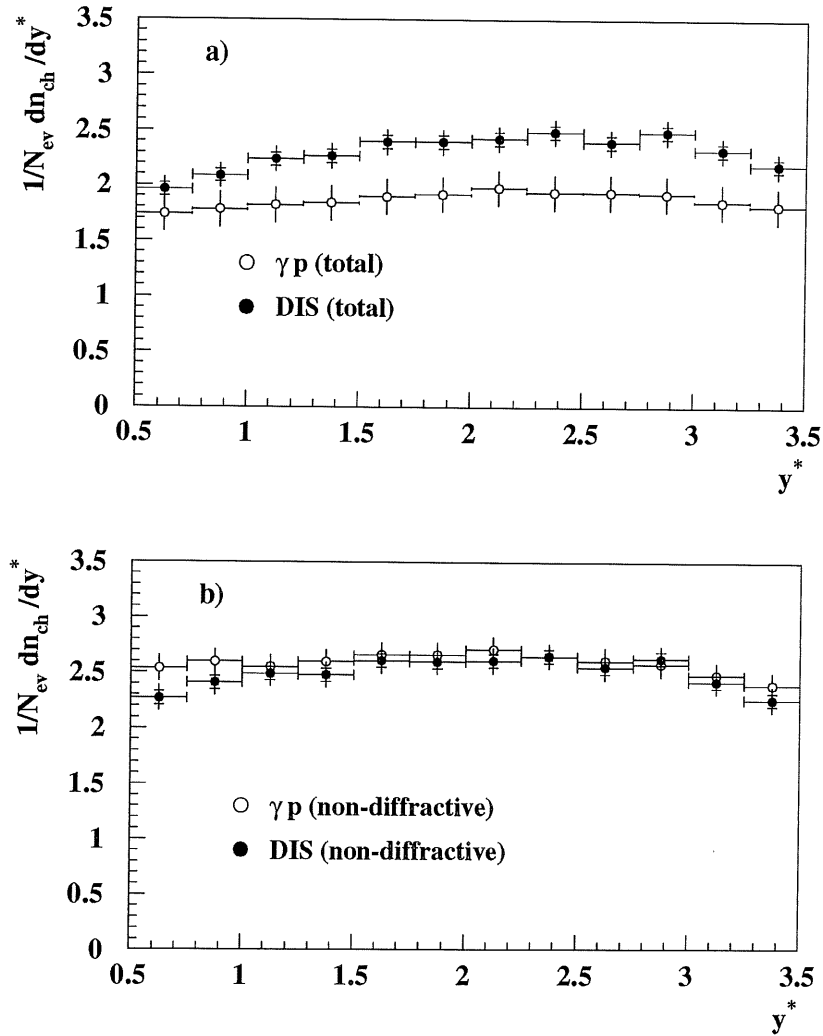


Рис. 23: Зависимость плотности заряженных частиц для случая фоторождения и глубоко-неупругого рассеяния (со средним значением  $\langle Q^2 \rangle \approx 15$  ГэВ), взятых при одинаковом значении  $\langle W \rangle \approx 185$  ГэВ для полного образца (а) и для недифракционных событий (б).

Основным источником систематической ошибки является неопределенность, связанная с процедурой экстраполяции числа треков из области измерения к  $p_t = 0$  (5%). Эта ошибка оценивалась с использованием модели и варьирования нижней границы измеряемого спектра  $p_t$  заряженных частиц. Для случая нормировки на полное сечение фоторождения дополнительный вклад в систематическую ошибку связан с недостаточно точным знанием декомпозиции полного сечения на различные топологические классы (см. Главу 6). Этот вклад составляет около 6% и практически не зависит от значения псевдобыстроты трека.

На Рисунке 23 сравнивается зависимость плотности заряженных частиц для случая фоторождения и глубоко-неупругого рассеяния (со средним значением  $\langle Q^2 \rangle \approx 15$  ГэВ), взятых при одинаковом значении  $\langle W \rangle \approx 185$  ГэВ. Для полного образца событий (Рисунок 23а) плотность заряженных частиц действительно возрастает с  $Q^2$ , тогда как для класса недифракционных событий плотность практически не изменяется с величиной  $Q^2$ . Следовательно, увеличение плотности заряженных частиц в полном образце событий объясняется быстрым вымиранием вклада реакции квази-упругого рождения векторных мезонов и дифракционных каналов с малой массой диссоциирующего фотона (см. обсуждение в Главе 6). Такой класс событий имеет широкий дифракционный зазор и почти не вносит вклада в суммарное число частиц в измеряемом интервале быстрот, однако, величина парциального сечения событий этого класса влияет на общую нормировку при вычислении среднего значения плотности.

Наиболее удивительным фактом является постоянство плотности частиц, рожденных в недифракционной части событий в области фрагментации фотона (см. Рисунок 23б). Более того, в работе [76] показано, что ни среднее число заряженных частиц в полусфере фо-

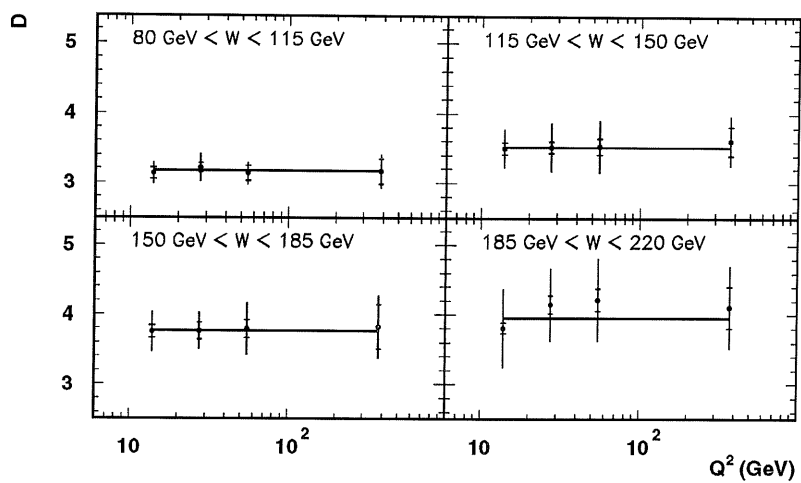
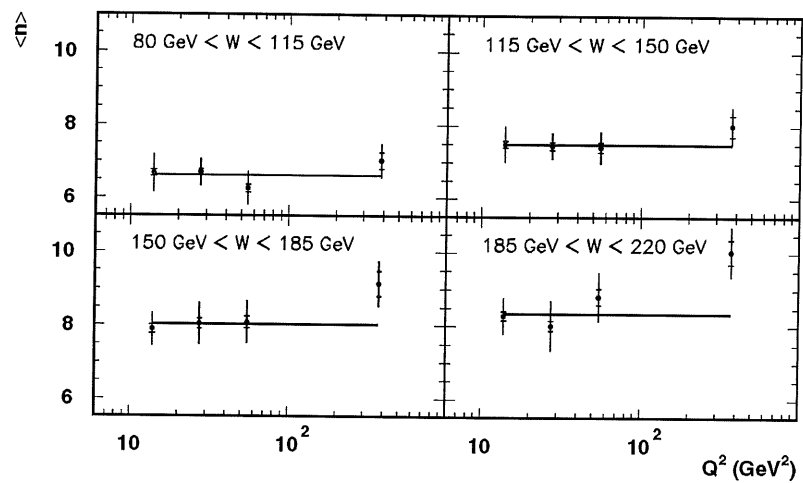


Рис. 24: Зависимость среднего числа заряженных частиц (а) и дисперсии (б) в полусфере фотона от величины  $Q^2$ .

тона, ни дисперсия практически не меняются в широком интервале  $10 < Q^2 < 1000 \text{ГэВ}^2$ . (см. Рисунок 24). Результаты этих двух работ взаимодополняют друг друга. Таким образом, мы неожиданно находим инвариантную переменную, значение которой, однажды вычисленное с помощью методов пертурбативной КХД при больших значениях  $Q^2$ , окажется справедливым в области фоторождения, где в общем случае пертурбативные методы неприменимы. С другой стороны, мы ожидаем, что модель реакции глубоко-неупругого рассеяния, основанная на уравнениях эволюции, предсказывает хотя и логарифмический, но заметный рост числа частиц в фотонной полусфере, что противоречит полученным результатам. На сегодняшний день это противоречие не имеет приемлемого объяснения.

## 9 Измерение распределения поперечного импульса заряженных частиц

В предыдущих Главах были представлены результаты измерений плотности потока поперечной энергии и вероятности рождения заряженных частиц в событиях фотон–протонного взаимодействия. В системе покоя сталкивающихся частиц плотность поперечной энергии, выделяемой в области фрагментации фотона, обнаруживает медленный рост с увеличением виртуальности фотона  $Q^2$ . При этом, вероятность рождения заряженных частиц не обнаруживает зависимости от  $Q^2$ . В области быстрот близкой к центральной в системе покоя сталкивающихся фотона и протона, как плотность выделяемой поперечной энергии, так и вероятность рождения заряженных частиц практически не зависят от величины виртуальности фотона. Логически, данное наблюдение означает универсальность спектра поперечного импульса заряженных частиц в центральной области быстрот и постепенный рост среднего поперечного импульса заряженных частиц в области фрагментации фотона. В настоящей главе приводятся данные по непосредственному измерению распределений поперечного импульса заряженных частиц в событиях фоторождения и глубоко–неупругой реакции. Материал, изложенный в настоящей Главе, опубликован в [77, 79].

Отбор событий, использованных для измерения выхода заряженных частиц, метод реконструкции глобальных кинематических переменных ( $Q^2$  и  $W$ ), а также методы регистрации треков заряженных частиц аналогичны уже описанным в главах 7 и 8. Описанные измерения проводились для образца событий, не включающих вклад дифракционных реакций. Как и в предыдущем анализе, для отбора недифракционных событий сумма энергии, выделенной в жидкоаргоновом калори-

метре внутри углового интервала ( $4.4^\circ < \theta < 15^\circ$ ), должна превышать 0.5 ГэВ.

Для сравнения свойств событий с различным значением  $Q^2$  в качестве системы отсчета выбрана система центра масс фотона и протона. При этом положительные значения псевдобыстроты соответствуют фотонной полусфере.

Эффективность отбора событий и регистрации заряженных частиц определялась из расчетов по методу Монте-Карло с использованием программ генераторов событий RHOJET [16] (для случая фоторождения) и CDM [30] (для случая глубоко-неупругого рассеяния) с дальнейшей полной симуляцией отклика H1 детектора. Основные источники систематической неопределенности были рассмотрены в Главах 7 и 8.

На Рисунке 25 представлены результаты измерения распределений по поперечному импульсу заряженных частиц в интервале псевдобыстрот  $1.5 < \eta^* < 2.5$  для случая глубоко-неупругого рассеяния внутри различных интервалов кинематических переменных  $Q^2$  и  $x$ . Данный интервал псевдобыстрот соответствует области фрагментации фотона. Данные сравниваются с предсказаниями моделей MEPS (=LEPTO в обозначениях Рисунка) и CDM (=ARIADNE в обозначениях Рисунка). Модель CDM была усовершенствованна по сравнению с описанной выше с целью улучшения описания данных в области фрагментации фотона (см Главу 7). Для этого, наряду с диаграммой, в которой в образовании дипольной антенны участвуют рассеянный кварк и остаток протона, были учтены диаграммы в первом ненулевом порядке  $\alpha_s$ , описывающие излучение глюона и образование пары кварк-антикварк. На деле, такой эклектический подход оказался в хорошем согласии с данными.

Как следует из Рисунка 25, при больших значениях  $Q^2$  и  $x$  все модели согласуются с данными. Однако, при меньших значениях  $x$  мо-

дель MEPS недооценивает вклад частиц с  $P_T^* > 1$  ГэВ. Модель CDM описывает данные во всем представленном на Рисунке кинематическом интервале. Для прямого сравнения данных обратимся к Рисунку 26. На Рисунке 26(a) сравниваются распределения по поперечному импульсу заряженных частиц в интервале псевдобыстрот  $1.5 < \eta^* < 2.5$  при  $Q^2 \approx 14$  ГэВ<sup>2</sup> для большого и малого значения  $x$ . С уменьшением величины  $x$  (увеличением  $W$ ) спектр поперечных импульсов становится более жестким. Это явление наблюдается также при столкновениях адронов [80]. На Рисунке 26(b) сравниваются распределения по поперечному импульсу заряженных частиц в интервале псевдобыстрот  $1.5 < \eta^* < 2.5$  при фиксированном значении  $W$  и изменяющемся  $Q^2$ . С увеличением  $Q^2$  спектр поперечных импульсов заряженных частиц в области фрагментации фотона становится более жестким. Это наблюдение находится в согласии с уже обсуждавшимся выше ростом выделенной поперечной энергии в области фрагментации фотона с увеличением степени виртуальности фотона (см Главу 7).

На Рисунке 27 представлены результаты измерения распределений по поперечному импульсу заряженных частиц в интервале псевдобыстрот  $0.5 < \eta^* < 1.5$ . Данный интервал псевдобыстрот соответствует области близкой к центральной в событии. В этой области дефицит частиц с большим поперечным импульсом в модели MEPS проявляется в большей степени, чем в рассмотренной выше области фрагментации фотона. Для сравнения на Рисунке 26(d) показаны данные при фиксированных  $Q^2$  и  $W$  для разных интервалов быстрот. В области фрагментации фотона спектр поперечных импульсов заряженных частиц более жесткий по сравнению с центральным интервалом быстрот.

На Рисунке 28 спектры поперечных импульсов заряженных частиц в событиях фоторождения и взаимодействия фотонов с  $\langle Q^2 \rangle \approx 16$  ГэВ<sup>2</sup>



и при фиксированном  $W = 190$  ГэВ представлены для различных интервалов псевдобыстрот. В центральной области  $-0.5 < \eta^* < 0.5$  спектр поперечных импульсов универсален и не зависит от степени виртуальности взаимодействующего фотона.

В совокупности с уже обсуждавшимися данными по измерению полной выделенной поперечной энергии и плотности потока заряженных частиц измерение спектров поперечных импульсов частиц однозначно свидетельствует об универсальных свойствах взаимодействия фотонов высокой энергии.

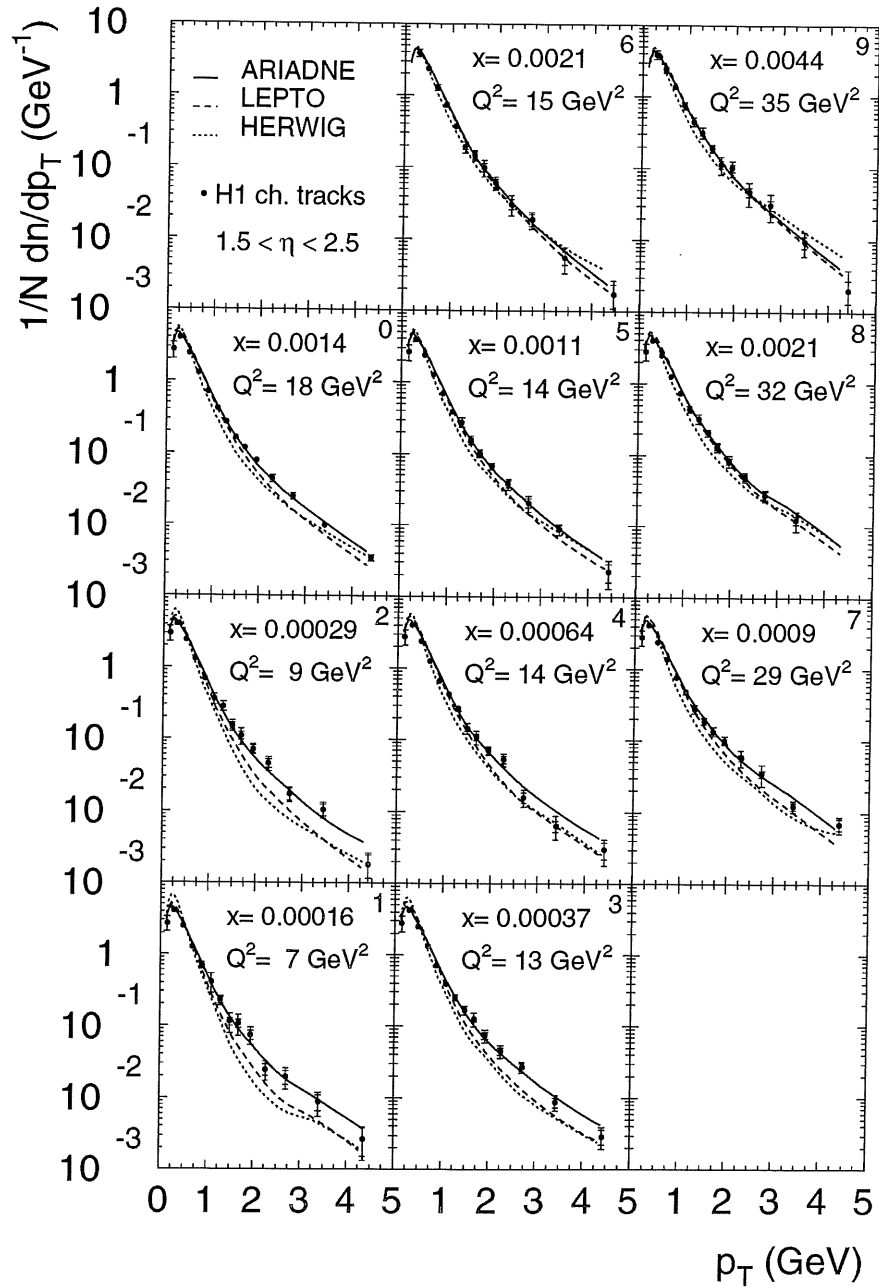


Рис. 25: Распределения по поперечному импульсу заряженных частиц в интервале псевдобыстрот  $1.5 < \eta^* < 2.5$  для случая глубоко-неупругого рассеяния внутри различных интервалов кинематических переменных  $Q^2$  и  $x$ .

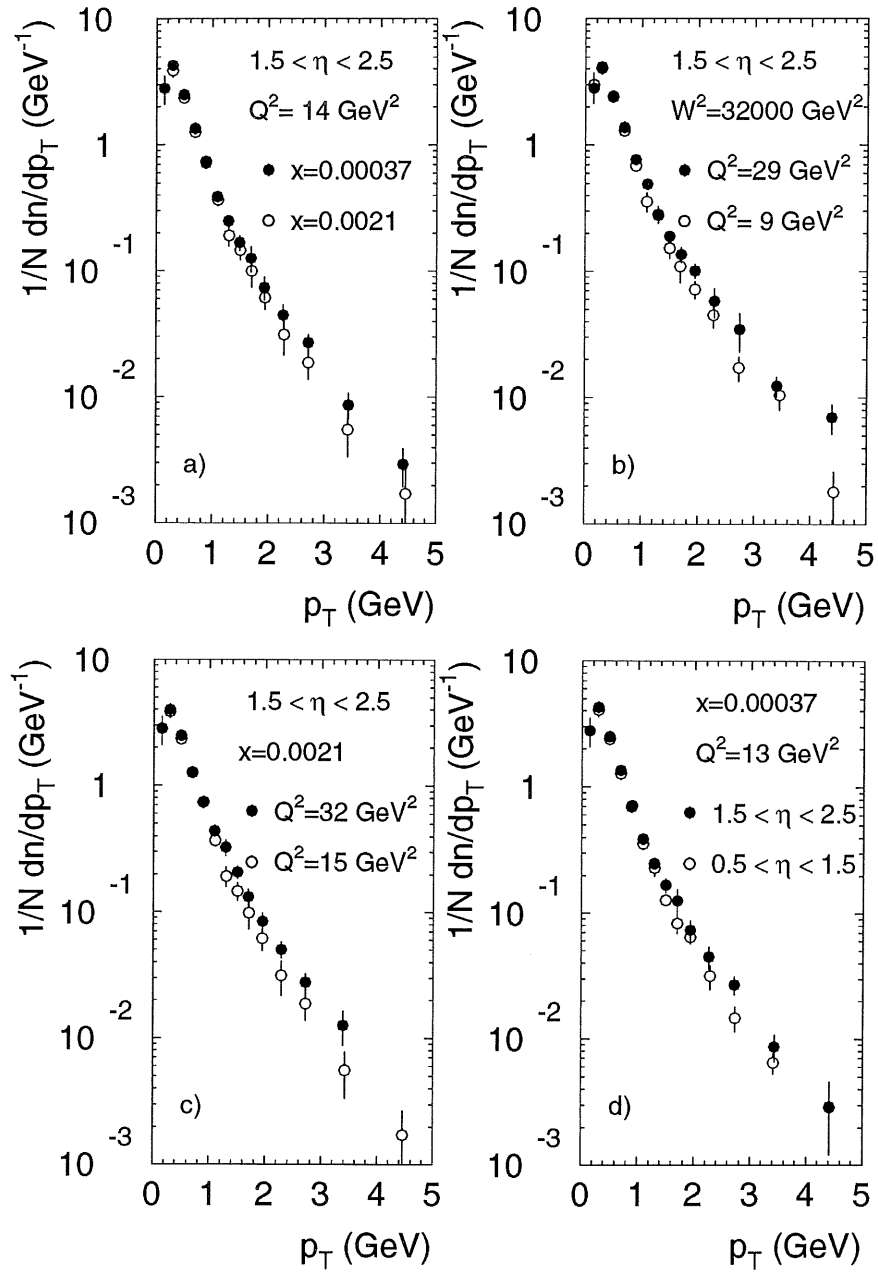


Рис. 26: Сравнение спектров поперечных импульсов заряженных частиц для а) различных значений переменной  $x$  при фиксированном значении  $Q^2$ , б) различных значений переменной  $Q^2$  при фиксированном значении  $W$ , в) различных значений переменной  $Q^2$  при фиксированном значении  $x$ , д) различных интервалов псевдобыстрот при фиксированных  $x$  и  $Q^2$ .

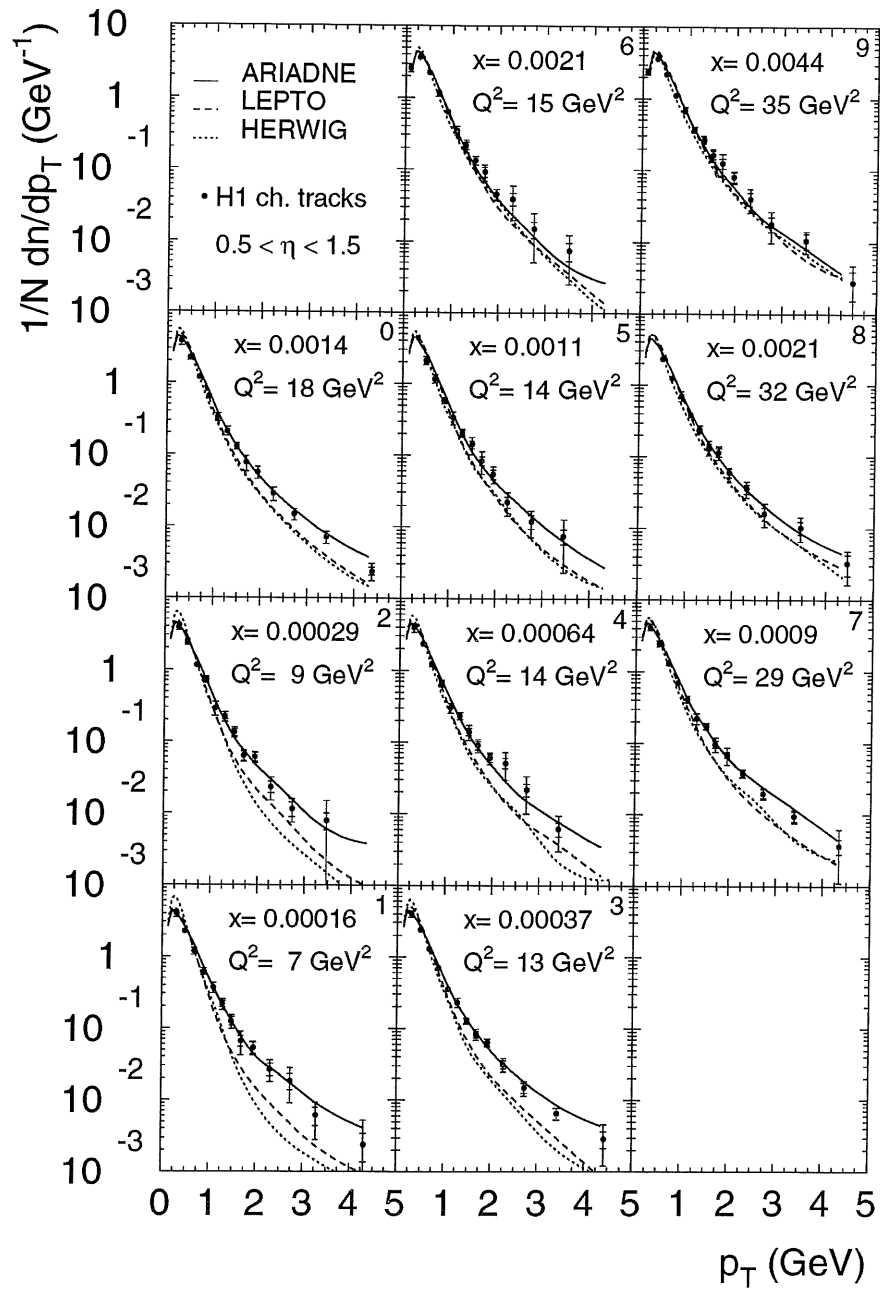


Рис. 27: Распределения по поперечному импульсу заряженных частиц в интервале псевдобыстрот  $0.5 < \eta^* < 1.5$  для случая глубоко-неупругого рассеяния внутри различных интервалов кинематических переменных  $Q^2$  и  $x$ .

# H1 Preliminary

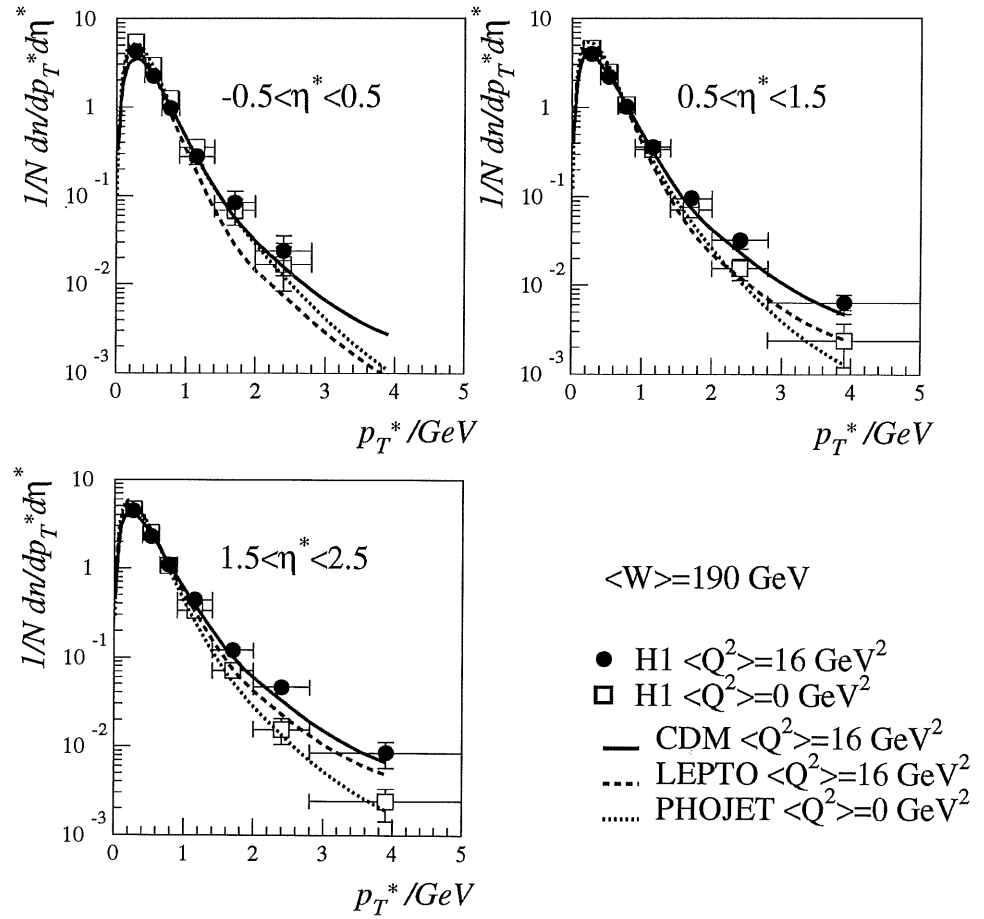


Рис. 28: Распределения по поперечному импульсу заряженных частиц в событиях фоторождения и взаимодействия фотонов с  $\langle Q^2 \rangle \approx 16 \text{ ГэВ}^2$  и при фиксированном  $W = 190 \text{ ГэВ}$  для различных интервалов псевдобыстрот.

## 10 Фоторождение частиц с большим поперечным импульсом

В реакции глубоко-неупругого рассеяния переменная  $Q^2$  определяет степень жесткости процесса. С точки зрения внешнего наблюдателя, изменение величины  $Q^2$  приводит к внутренним изменениям механизма взаимодействия. К подобному заключению приходят, наблюдая постепенное изменение степени энергетического роста полного сечения фотон-протонного взаимодействия с увеличением  $Q^2$  (см. Главу 6). Аналогичной переменной, определяющей масштаб шкалы постепенного изменения механизма реакции от мягкого к жесткому, служит поперечный импульс частицы в конечном состоянии. Для определенности мы будем рассматривать только случай фоторождения. Проиллюстрировать вышеуказанную аналогию можно с помощью Рисунка 29. Интуитивно понятно, что выбирая события фоторождения, в конечном состоянии которых присутствуют частицы с большим поперечным импульсом, рожденные в области фрагментации фотона, мы имитируем условия глубоко-неупругой реакции. Отметим, что с экспериментальной точки зрения, благодаря асимметрии в энергии сталкивающихся частиц, центральный трековый детектор имеет высокую эффективность регистрации заряженных частиц в области фрагментации фотона. С материалом, изложенным в настоящей Главе, можно подробнее ознакомиться в [81].

С целью измерения энергетической зависимости сечения фоторождения частиц с большим поперечным импульсом события с  $Q^2 < 0.01 \text{ ГэВ}^2$  были отобраны в широком кинематическом интервале  $0.25 < y < 0.70$ , что соответствует  $150 < W < 250 \text{ ГэВ}$ . Значение  $y$  определяется из измерения энергии рассеянного электрона, зарегистрирован-

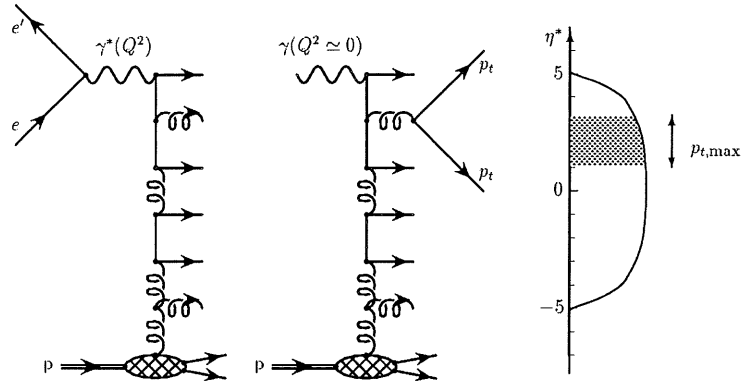


Рис. 29: Пример диаграммы реакции фоторождения частиц и процессе глубоко-неупругого рассеяния.

ного в детекторе системы измерения светимости. На статистике, соответствующей интегральной светимости  $2.6 \text{ пкб}^{-1}$ , было отобрано около  $1.8 \cdot 10^6$  событий фоторождения. Фон от взаимодействий с остаточным газом и стенками пучковой трубы составлял  $(2.4 \pm 0.5)\%$ . Отобранные данные были разделены на группы событий в соответствии с величиной максимального импульса заряженной частицы ( $p_{t,max}$ ), зарегистрированной внутри интервала быстрот  $1.1 < \eta^* < 3.1$  в системе центра масс сталкивающихся фотона и протона. Здесь положительные значения псевдобыстроты соответствуют фотонной полусфере. Выбранный интервал псевдобыстрот ограничен областью, в которой центральная дрейфовая камера H1 обладает высокой и однородной эффективностью измерения свойств заряженных частиц во всем диапазоне  $W$ . В рассмотрение принимались только треки, выходящие из главной вершины события, имеющие поперечный импульс не менее  $0.15 \text{ ГэВ}$  и удовлетворяющие общим требованиям на качество реконструкции, описанным в [78]. Систематические неопределенности, связанные с отбором треков, оценивались путем варьирования различных параметров отбора. В целом, диапазон  $0.5 < p_{t,max} < 7.0 \text{ ГэВ}$  был поделен на 11 интер-

валов. Ширина интервалов определялась условием четырехкратного (или более) превышения величины разрешения поперечного импульса в дрейфовой камере. Значения границ интервалов приведены на Рисунке 30.

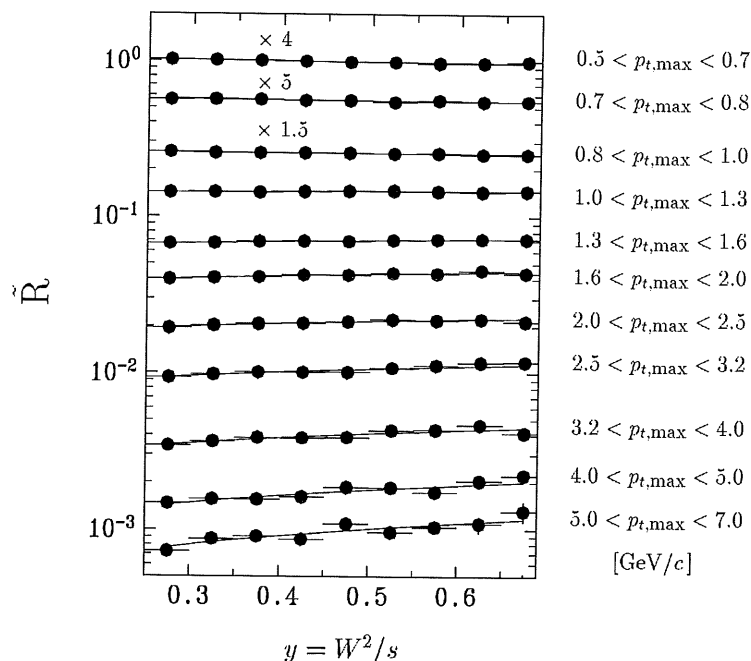


Рис. 30: Зависимость измеряемой величины  $\tilde{R}^i$  от  $W$  для каждого выбранного интервала  $p_{t,max}$ .

Эффективность реконструкции треков, примесь частиц, выходящих не из первичной вершины, а также эффект миграции событий между соседними интервалами  $p_{t,max}$  изучались с помощью метода Монте-Карло. События разыгрывались по алгоритму программы генератора RUTHIA [15] с дальнейшей полной симуляцией отклика H1 детектора. Симулированные события реконструировались и анализировались параллельно с реальными данными.

Зависимость  $\sigma_{\gamma p}^i(W)$  для произвольного подкласса событий фоторождения может быть получена путем измерения дифференциального  $e p$



сечения

$$\frac{dN_{ep}^i}{dy} = (1 + \delta_{RC}) \cdot L \cdot Flux(y) \cdot A(y) \cdot \epsilon^i(y) \cdot \sigma_{\gamma p}^i(W), \quad (29)$$

где  $N_{ep}^i$  – наблюдаемое число событий подкласса  $i$ ,  $\delta_{RC}$  – поправка борновского сечения на QED радиационные эффекты более высокого порядка,  $L$  – интегральная светимость,  $Flux(y)$  – поток фотонов вычисляемый по формуле (8),  $A(y)$  – аксептанс детектора электронов,  $\epsilon^i(y)$  – эффективность триггера и условий отбора.

Основная систематическая неопределенность, не позволяющая провести измерение энергетической зависимости полного сечения фоторождения на ускорителе HERA, связана с неточным знанием величины аксептанса  $A(y)$ , который в значительной степени зависит от конкретной оптики пучков, в общем случае различной для различных интервалов времени [82, 83]. Однако, относительная энергетическая зависимость для различных подклассов событий может быть определена с большой точностью. Относительная энергетическая зависимость проявляется в отношении  $R$

$$R = \frac{\sigma_{\gamma p}^i(W)}{\sigma_{\gamma p}^{tot}(W)} = \frac{dN_{ep}^i/dy}{dN_{ep}/dy} \cdot \frac{\epsilon(y)}{\epsilon^i(y)} \equiv \frac{\tilde{R}^i(y)}{r^i(y)}, \quad (30)$$

где  $\epsilon(y)$  и  $\epsilon^i(y)$  обозначают эффективность для всех событий и событий подкласса  $i$  соответственно,  $\tilde{R}^i(y)$  – непоправленное отношение. Все (кроме эффективности триггера) эффективности сокращаются в отношении (30). Следовательно,  $r^i(y)$  представляет отношение триггерной эффективности для подкласса  $i$  к эффективности для полного класса событий.

На Рисунке 30 показана зависимость измеряемой величины  $\tilde{R}^i$  от  $W$  для каждого выбранного интервала  $p_{t,max}$ . Кривые представляют результат подгонки функцией  $\tilde{R}^i \propto W^{\tilde{\lambda}(p_{t,max})}$ .

Теперь можно получить зависимость сечения от энергии внутри интервала  $p_t, max$  шириной  $2\Delta$

$$\sigma_{\gamma p}^i(W) \equiv \sigma_{\gamma p}^i(W, p_{t,max}^2) = \int_{p_{t,max}-\Delta}^{p_{t,max}+\Delta} d\sigma_{\gamma p}(W)/dp_{t,max} \cdot dp_{t,max}. \quad (31)$$

Для этого, полученное значение  $\tilde{\lambda}(p_{t,max})$  было поправлено на эффективность триггера и значение степенного показателя роста полного сечения фоторождения ( $0.08 \pm 0.03$ ). Поправка на эффективность триггера была получена из данных с использованием независимых триггерных условий. Конечные значения  $\lambda_{\gamma p}(p_{t,max})$  с учетом всех поправок представлены на Рисунке 31(а) как функция  $(p_{t,max})^2$ . Статистическая часть полной ошибки преобладает в области больших  $p_{t,max}$  ( $p_{t,max} > 3$  ГэВ). Кривые на Рисунке 31(а) представляют результат вычислений с помощью программы генерации событий по модели РУТНІА. В этой модели конечные состояния с большими поперечными энергиями рождаются в результате партон-партонного рассеяния, свойства которого определяются матричным элементом пертурбативной КХД. Для сравнения на Рисунке 31(б) показана зависимость величины степени роста полного сечения взаимодействия виртуального фотона с протоном от величины  $Q^2$  [84]. Качественно, как сечение фоторождения с большими  $p_t$ , так и сечение глубоко-неупругого рассеяния увеличивают степень роста с увеличением шкалы, определяющей степень жесткости процесса. Этот эффект не связан с ограничением фазового пространства в присутствии частицы с большим  $p_t$ . События, разыгранные по простой модели продольного фазового объема, не проявляют эффекта увеличения скорости роста сечения (также показано на Рисунке 31(а)).

Модель РУТНІА находится в хорошем согласии с данными по фоторождению. Внимательное изучение причин такого согласия показало,

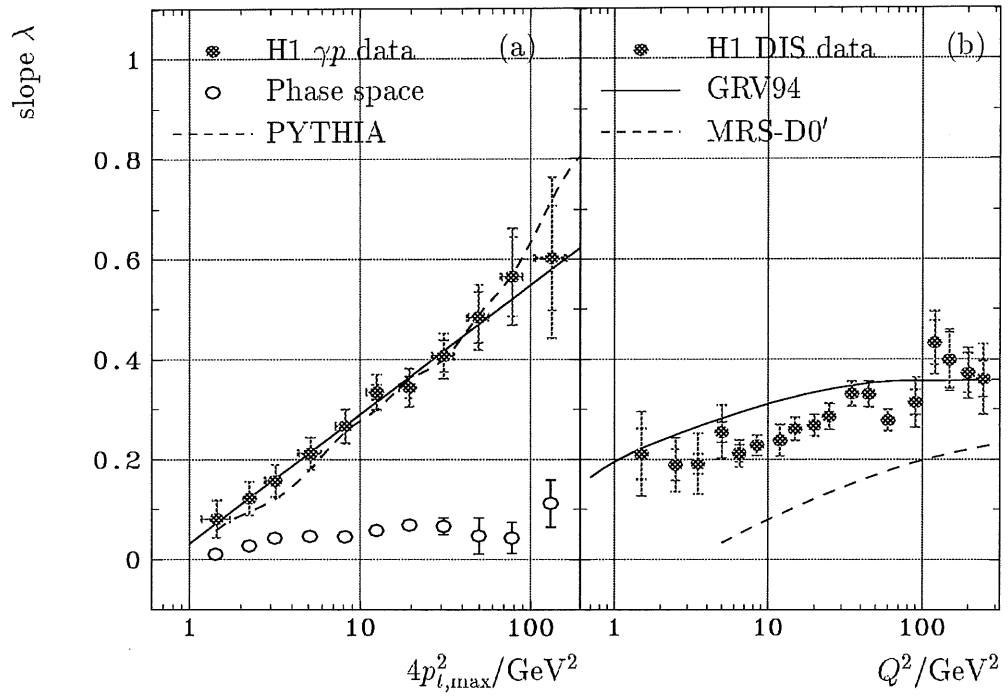


Рис. 31: Зависимость степени роста сечения фоторождения частиц с большими поперечными импульсами от величины квадрата поперечного импульса а) и степень роста сечения глубоко-неупругого рассеяния от  $Q^2$  б).

что главная часть эффекта объясняется правильным учетом границ интегрирования матричного элемента партон-партонного рассеяния по имеющемуся фазовому объему. К такому же заключению пришли авторы [85]. Эффекты варьирования формы параметризации партонных плотностей в протоне и фотоне, моделирования многократных взаимодействий, а также деталей развития партонных ливней приводят к незначительным изменениям. Следовательно, широко распространенное мнение, связывающее быстрый рост сечения рождения частиц или струй, обладающих большими поперечными энергиями, с ростом глюонной плотности, в условиях ускорителя HERA оказывается неверным.

В случае взаимодействия виртуальных фотонов, пертурбативная КХД дает также качественно правильный результат, описывающий поведение данных. На Рисунке 31(b) показаны результаты вычислений с

использованием двух различных параметризаций [86, 87]. Обе параметризации основаны на решении уравнений ДГЛАП эволюции, но используют разную форму  $x$ -зависимости при начальном значении шкалы  $Q_0^2$ . Так при  $Q_0^2 = 4$  ГэВ партонная плотность параметризации MRS-D0 не зависит от  $x$  в области малых значений  $x$  ( $\lambda = 0$ ). Напротив, параметризация GRV предлагает сингулярное поведение партонной плотности ( $\lambda > 0$ ). Это различие отражается при больших  $Q^2$  на Рисунке 31б. Однако, независимо от формы начальной параметризации вычисления дают правильный рост величины  $\lambda$ , что из общих соображений объясняется сингулярным характером поведения самих уравнений эволюции [25, 26, 27, 28, 88].

С точки зрения прослеживаемой нами аналогии между адронными взаимодействиями (фоторождение как их типичный представитель) и взаимодействием виртуальных фотонов, в контексте обсуждаемого в данной Главе измерения любопытными являются два следующих наблюдения.

- В рамках пертурбативной КХД рост степенной зависимости сечения фоторождения (а также рождения в адронных взаимодействиях) частиц с большим поперечным импульсом объясняется партон-партонным взаимодействием в первом ненулевом порядке теории возмущения. В случае виртуального фотона оказывается возможным описать данные с  $Q^2 > 2.5$  ГэВ, используя только диаграмму первого ненулевого порядка  $\alpha_s$ . Как показано в работе [89], качество такого описания не уступает полученному при решении уравнений эволюции с подгонкой начальных условий. Следует отметить, что формально диаграмма первого порядка  $\alpha_s$  эквивалентна верхнему блоку в лестнице эволюции. Законный вопрос: достаточна ли энергия, достигнутая на ускорителе HERA,

а также точность проводимых измерений для того, чтобы экспериментально наблюдать явление эволюции?

- Второй подход предполагает адронную картину взаимодействия, обсуждавшуюся в Главе 3. В рамках Реджеонной теории поля взаимодействие частиц высокой энергии описывается суммой диаграмм много-Померонного обмена. Вклад много-Померонного обмена определяет унитарную поправку к диаграмме одно-Померонного обмена и эффективно уменьшает величину степени  $\lambda$  роста сечения. Этот эффект подробно изучался теоретиками ИТЭФа [57]. В рассматриваемых выше процессах сечение рождения частиц с большим  $p_t$  или поглощения фотона с большим  $Q^2$  много ниже ожидаемого унитарного предела [90] и вклад унитарных поправок незначителен. Следовательно, сечение может быстро расти с  $W$ , приближаясь к своему унитарному пределу. По мере приближения (с уменьшением шкалы  $p_t$  или  $Q^2$ ) рост сечения постепенно замедляется. Качественно такой подход объясняет поведение данных, однако, к сожалению, численные расчеты в настоящее время затруднительны.

## 11 Рождение адронных струй с большой поперечной энергией

Изучение рождения адронных струй с большой поперечной энергией в столкновениях частиц имеет важное значение для получения информации о свойствах сильных взаимодействий партонов. Сечения рождения струй были измерены с большой точностью в широкой кинематической области в  $\bar{p}p$  реакции на протонных коллайдерах [91, 92, 93, 94]. В предыдущих экспериментах по фотон–протонному взаимодействию, проводимых на фиксированных мишенях, сравнительно низкая доступная энергия столкновений  $W$  была недостаточна для рождения и регистрации струй с большой поперечной энергией. Впервые данные, полученные на ускорителе HERA, позволили измерить сечения рождения струй как в фоторождении, так и в реакции глубоко–неупругого рассеяния. Первая часть настоящей Главы посвящена описанию измерения сечения фоторождения струй, а также изучению свойств событий с большой поперечной энергией в эксперименте H1. Во второй части Главы дифференциальные сечения рождения струй в системе покоя представлены в широком интервале виртуальности фотона. Более подробно с материалом, представленным в данной главе, можно ознакомиться в публикациях [95, 96].

### 11.1 Фоторождение адронных струй

Образец событий фоторождения, использованный для изучения свойств событий с большой поперечной энергией и измерения сечения рождения струй, был отобран аналогично описанному в Главе 10, что соответствует ограниченной кинематической области ( $0.25 < y < 0.7$  и  $Q^2 < 0.01 \text{ ГэВ}^2$ ). Для реконструкции струй использовался конусный

алгоритм [97]. Этот алгоритм осуществляет поиск концентрированного выделения энергии на плоскости  $\eta$ - $\phi$ . Струя считается найденной, если суммарная поперечная энергия внутри конуса с радиусом  $R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2} = 1$  превосходит 7 ГэВ и  $-1 < \eta^{jet} < 2.5$ , где  $\eta^{jet}$  – псевдобыстрота оси конуса струи. Данные, использованные в работе, соответствуют интегральной светимости  $290 \text{ нб}^{-1}$ .

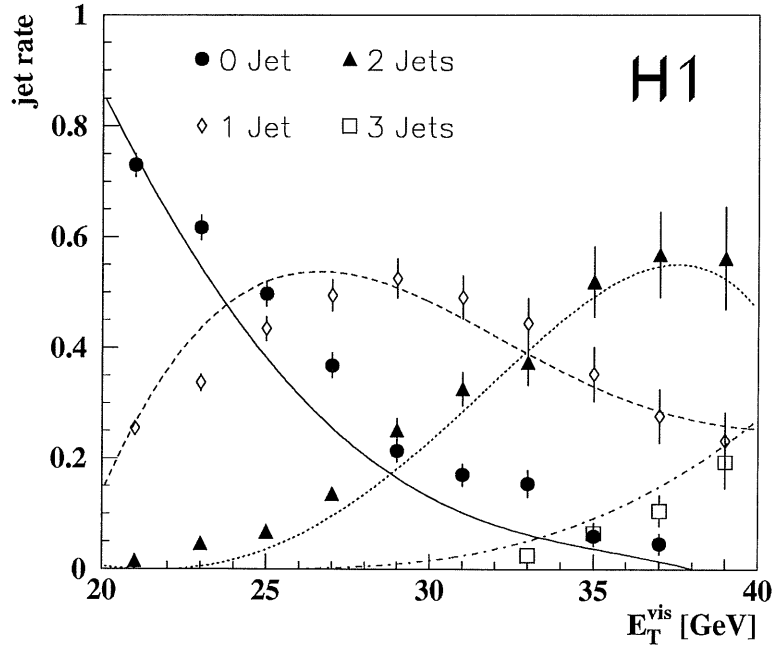


Рис. 32: Измеренная зависимость числа реконструированных в событии струй как функция значения суммарной поперечной энергии  $E_T$ , зарегистрированной в интервале  $-3 < \eta^* < 1$ .

На Рисунке 32 показана измеренная зависимость числа реконструированных в событии струй как функция значения суммарной поперечной энергии  $E_T$ , зарегистрированной в интервале  $-3 < \eta^* < 1$ . Положительные значения псевдобыстроты в системе покоя сталкивающихся фотона и протона  $\eta^*$  соответствуют направлению протона. При  $E_T = 20$  ГэВ более 70% всех событий не имеют реконструированных струй. Для сравнения, средняя поперечная энергия в полном образце

событий фоторождения в интервале шириной 4 единицы быстроты составляет примерно 8 ГэВ. При  $E_T = 35$  ГэВ более половины событий содержат две струи и при  $E_T = 40$  ГэВ становится заметным вклад трехструйных событий. Измерения сравниваются с результатами вычислений, проведенных по методу Монте–Карло. События разыгрывались по алгоритму программы генератора RUTHIA [15] с дальнейшей полной симуляцией отклика H1 детектора. Симулированные события реконструировались и анализировались параллельно с реальными данными. Как следует из Рисунка 32, модель находится в хорошем согласии с данными и описывает относительный выход струй в фоторождении.

Для измерения сечения рождения струй необходимо сначала получить более детальную информацию о форме профиля выделенной в конусе струи энергии и величине пьедестала. На Рисунке 33а показана зависимость плотности потока поперечной энергии вокруг оси струи от расстояния  $\Delta\phi$  до оси. Для этого поперечная энергия была просуммирована в интервале  $|\eta - \eta_{jet}| < 1$ . Непрерывной кривой представлен результат подгонки формы профиля струи по формуле

$$f(\Delta\phi) = A \exp(-(\sqrt{\Delta\phi} + b)^4 + b^4) + P, \quad (32)$$

где параметр  $A$  – амплитуда профиля струи,  $P$  – уровень пьедестала. Ширина на полувысоте за вычетом уровня пьедестала вычисляется по формуле

$$\Gamma = A2((\ln 2 + b^4)^{1/4} - b)^2. \quad (33)$$

На Рисунке 33(b) показана зависимость величины  $\Gamma$ , измеренной для струй в фоторождении от скейлинговой переменной  $2E_T^{jet}/\sqrt{S}$ . Эффект сужения профиля струи с увеличением поперечной энергии струи предсказывается в рамках пертурбативной КХД [98] и был измерен ранее



в  $p\bar{p}$  взаимодействии [99, 100] при более высокой энергии  $\sqrt{S}$ . Данные  $p\bar{p}$  также представлены на Рисунке 33б. Приведенное сравнение свидетельствует о близком сходстве формы профиля струй независимо от вида сталкивающихся частиц.

Из Рисунка 33а следует, что пьедестал внутри конуса струи дает существенный вклад в суммарную поперечную энергию струи и, следовательно, сильно влияет на результат реконструкции струй. Поэтому, при сравнении с моделями необходимо контролировать величину эффекта пьедестала как в данных так и в моделях. Ниже мы рассмотрим более детально поведение пьедестала в фоторождении.

С точки зрения современных представлений, природа пьедестала адронных струй тесно связана с механизмом многократных взаимодействий (см. Главу 3). Наблюдение струй в событиях фоторождения открывает уникальную возможность исследования эффекта пьедестала. Как обсуждалось выше, в первом приближении, можно выделить два вида диаграмм, отвечающих за рождение струй при взаимодействии фотона с протоном: центральное и прямое рождение струй. При центральном рождении только часть энергии фотона уходит на образование струй. Оставшаяся энергия может быть использована на вторичные взаимодействия. При прямом рождении струй фотон взаимодействует как гамма квант с партоном из протона и полностью передает свою энергию на образование струй. В этом случае вторичные взаимодействия отсутствуют. Таким образом, измеряя уровень пьедестала при прямом и центральном рождении струй, можно проверить гипотезу о связи эффекта пьедестала с вероятностью вторичных взаимодействий. Данные, полученные ранее на протонных коллайдерах, позволяли только косвенные проверки этой гипотезы.

Для разделения прямого и центрального механизмов рождения струй

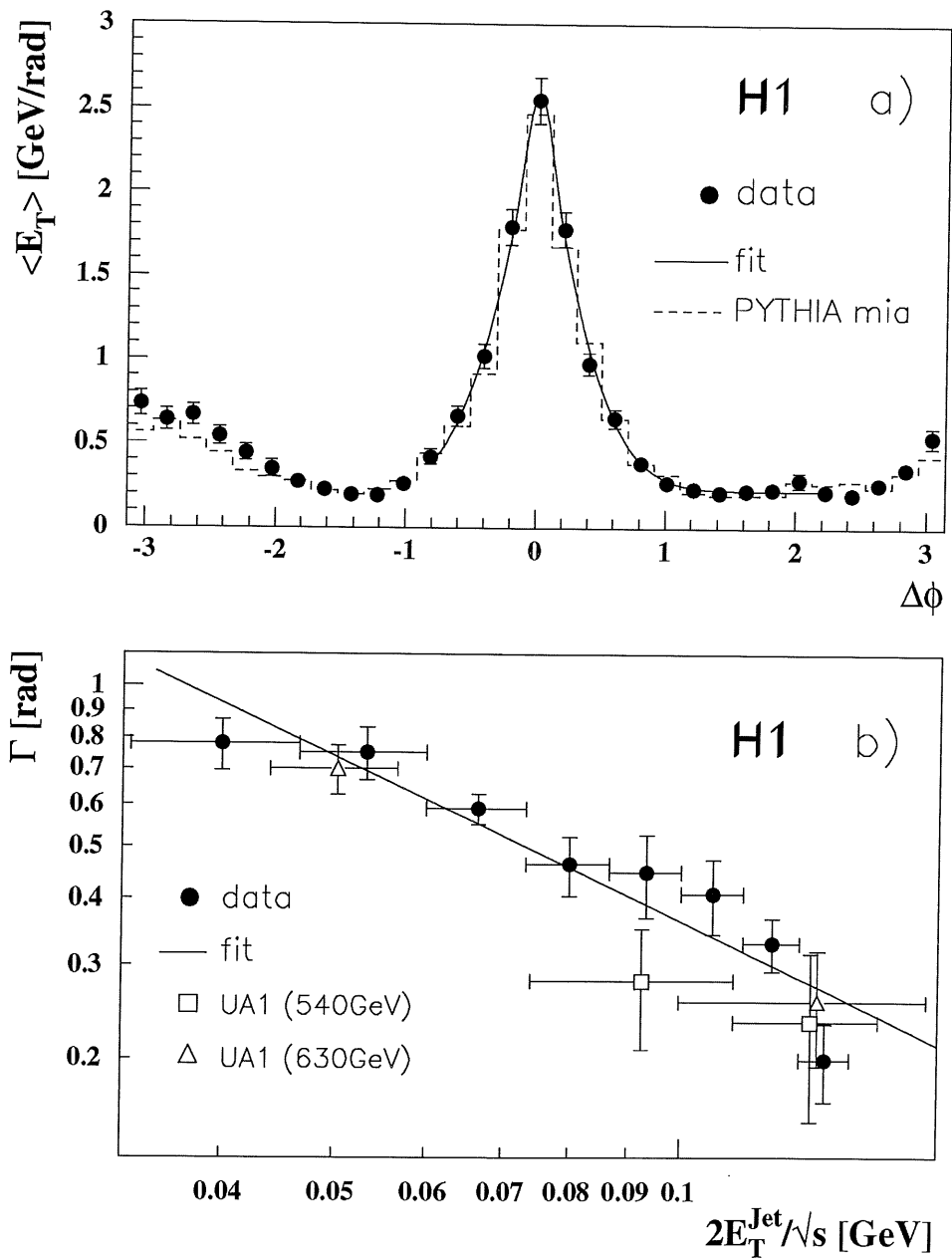


Рис. 33: Форма профиля распределения энергии внутри струи а), зависимость ширины профиля от поперечной энергии струи б).

## ZEUS 1994

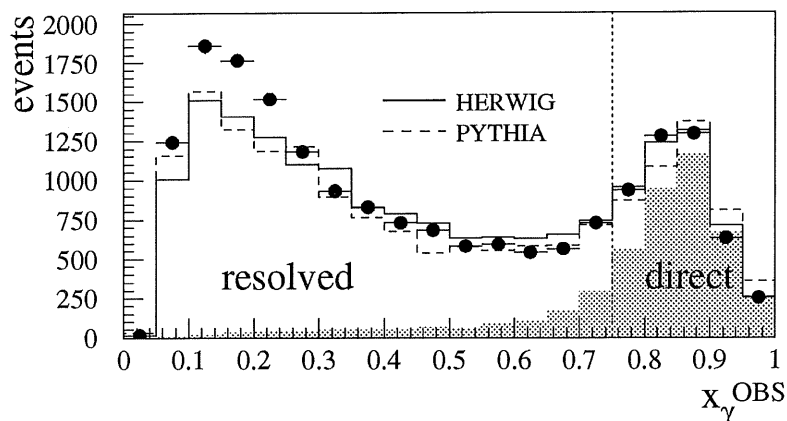


Рис. 34: Измеренный спектр значений  $x_\gamma^{jets}$ .

можно использовать переменную  $x_\gamma^{jets}$ , определяющую долю энергии фотона, использованную при образовании двух струй. Для построения  $x_\gamma^{jets}$  необходимо измерить поперечную энергию и псевдобыстроту двух струй в событии.

$$x_\gamma^{jets} = \frac{E_T^{jet1} \exp(-\eta^{jet1}) + E_T^{jet2} \exp(-\eta^{jet2})}{2E_\gamma}, \quad (34)$$

где  $E_\gamma$  – энергия фотона. На Рисунке 34 приведен измеренный спектр значений  $x_\gamma^{jets}$  [101]. Избыток событий в районе  $x_\gamma^{jets} \approx 1$  определяется прямым механизмом рождения струй. Такой процесс уникален и присутствует только в реакции с фотоном. В области  $x_\gamma^{jets} < 0.75$  преобладает механизм центрального рождения струй.

Измеренная плотность поперечной энергии вне конуса струй в области псевдобыстрот события  $|\eta^*| < 1$  представлена на Рисунке 35 как функция переменной  $x_\gamma^{jets}$ . Как следует из рисунка, уровень энергии пьедестала минимален в случае прямого рождения струй и увеличивается к  $x_\gamma^{jets} = 0$ . Такое поведение доказывает, что эффект пьедестала непосредственно зависит от энергии фотонного остатка, неиспользованной в процессе образования струй. Сравнение с моделями на Ри-

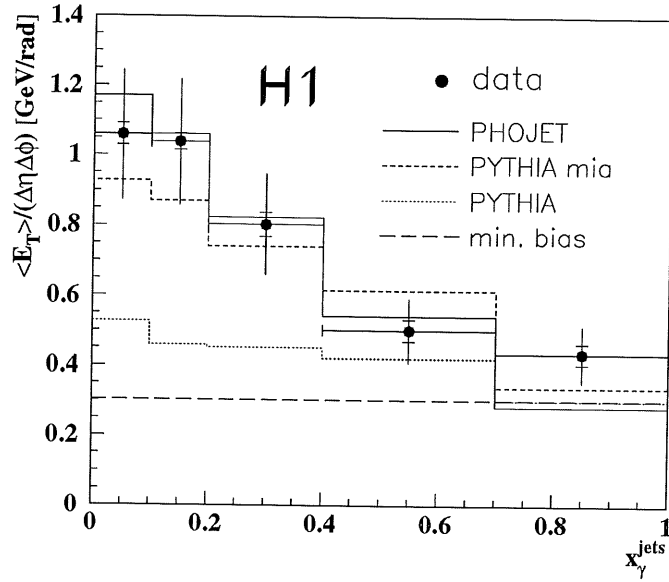


Рис. 35: Измеренная плотность поперечной энергии вне конуса струй в области псевдобыстрот события  $|\eta^*| < 1$  как функция переменной  $x_\gamma^{jets}$ .

сунке 35 также свидетельствует в пользу этой гипотезы. Модель с выключенным многократным взаимодействием не воспроизводит поведение пьедестала. Интересно отметить, что плотность поперечной энергии в событиях прямого рождения струй совпадает со средней плотностью поперечной энергии в полном образце событий фоторождения, где большинство событий не содержат струй. Таким образом, механизм образования пьедестала вследствие вторичных взаимодействий отвечает только за часть эффекта. Другая часть энергии пьедестала определяется минимальным уровнем, присутствующим в событиях не содержащих струй. Измерение эффекта пьедестала было использовано для настройки параметров моделей PHOJET и PYTHIA и дальнейшего количественного изучения процесса рождения струй.

Дифференциальные спектры  $d\sigma/dE_T^{jet}$  и  $d\sigma/d\eta^{jet}$ , измеренные в эксперименте H1, показаны на Рисунке 36. Наблюдаемые сечения рождения струй, реконструированных в калориметре, были поправлены

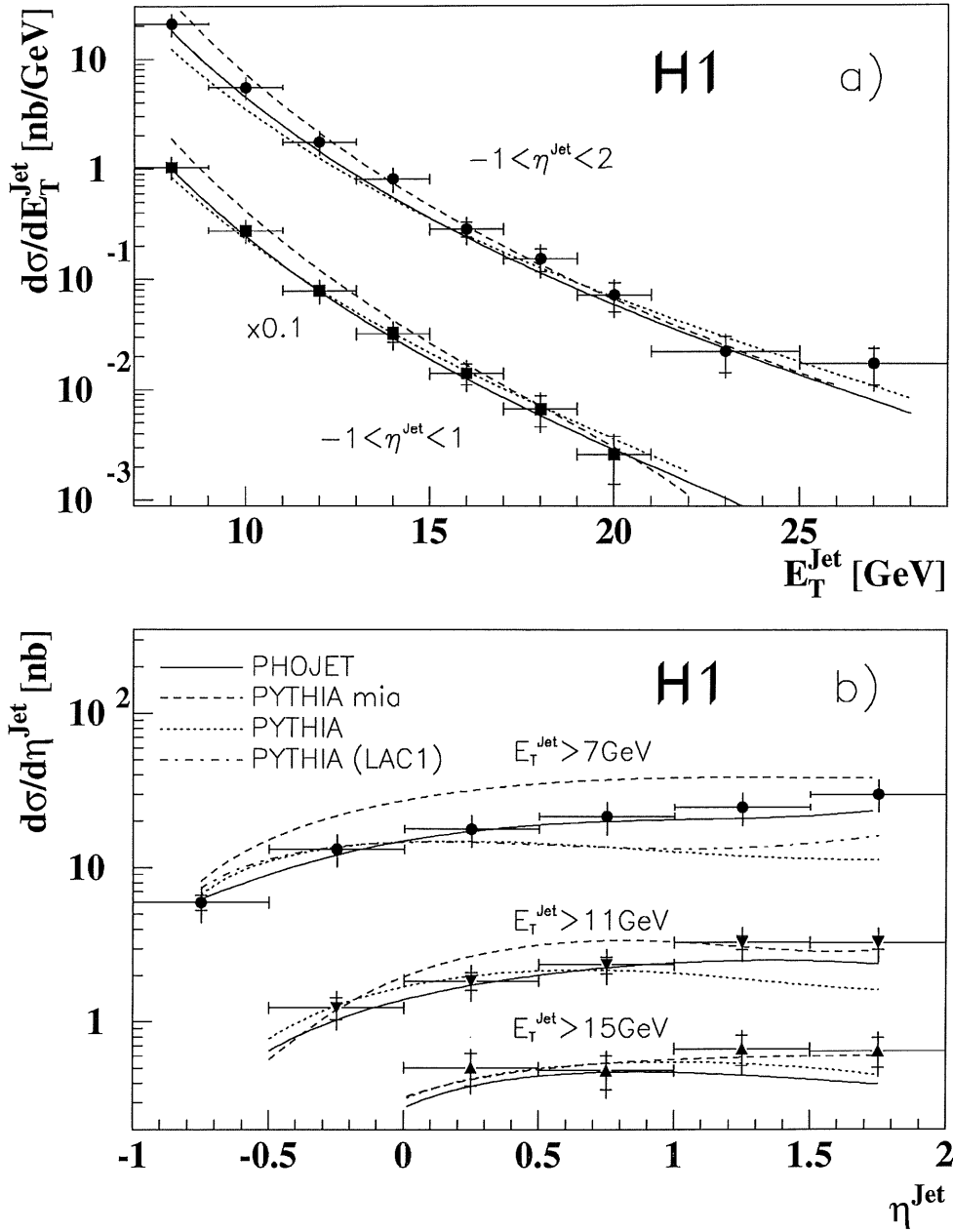


Рис. 36: Дифференциальные спектры  $d\sigma/dE_T^{\text{jet}}$  а) и  $d\sigma/d\eta^{\text{jet}}$  б), измеренные в эксперименте H1.

с помощью вышеописанных моделей после детальной настройки параметров. Конечный результат определяется как сечение струй, состоящих из адронов, рожденных во взаимодействии и реконструированных с помощью конусного алгоритма. Таким образом, для сравнения с полученными результатами достаточно использовать модели генераторов событий без дальнейшей симуляции отклика конкретного детектора. Систематическая часть ошибки измерения сечения определяется неточностью знания адронной шкалы калориметра и составляет примерно 26%. Сравнение с моделями RUTHIA и RHOJET приведенное на Рисунке 36 показывает, что (за исключением деталей, обсуждение которых выходит за рамки объема данной Главы) вычисления, проведенные в рамках пертурбативной КХД, находятся в хорошем согласии с данными по фоторождению. Таким образом, методы вычисления сечения рождения струй, успешно используемые в адрон-адронных взаимодействиях, дают также хорошее описание для случая фоторождения.

### **11.2 Рождение адронных струй в реакции глубоко-неупругого рассеяния. Сравнение со случаем фоторождения.**

В реакции глубоко-неупругого рассеяния измерение выхода струй в настоящее время главным образом ориентировано на извлечение величины константы связи  $\alpha_s$  [102] и плотности глюонов в протоне [103]. При этом, для получения конечных результатов используется модель рождения струй, в которой виртуальный фотон рассматривается как точечная частица и, следовательно, отсутствует механизм центрального рождения адронных струй. С другой стороны, механизм центрального рождения струй является доминирующим при взаимодействии с реальным фотоном. Принцип соответствия требует существования области виртуальности фотонов, в которой оба механизма (прямой и централь-

ный) конкурируют и дают сравнимый вклад в инклюзивное сечение рождения струй. Где лежит эта переходная область? Для выяснения этого вопроса необходимо применить метод прямого сравнения рождения струй в реакциях фоторождения и глубоко-неупругого рассеяния в широком интервале  $Q^2$ . Впервые одновременный анализ данных в широком интервале величин  $Q^2$ , позволяющий прямое сравнение с фоторождением, был проведен в эксперименте H1 и опубликован в [96]. Ниже кратко изложены полученные результаты.

Образец событий фоторождения, использованный в данном анализе, подробно описан выше и соответствует ограниченной кинематической области ( $0.3 < y < 0.6$  и  $Q^2 < 0.01 \text{ ГэВ}^2$ ). Данные в кинематической области  $9. < Q^2 < 49 \text{ ГэВ}^2$  были отобраны аналогично уже описанному выше образцу данных глубоко-неупругого рассеяния (см. Главу 10). В промежуточной области  $0.65 < Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$  использовались данные, полученные во время специального эксперимента, в котором положение номинальной вершины взаимодействия было смещено на  $70 \text{ см}$  в сторону протона. В такой конфигурации полярный угол рассеянного электрона может быть надежно определен в интервале до  $178.5^\circ$ , что позволяет существенно продвинуться в область малых значений  $Q^2$ . Все отобранные события, независимо от величины  $Q^2$ , находятся в узком интервале значений  $W$ . Для этого вводится ограничение  $0.3 < y < 0.6$ . Дальнейший поиск струй и сравнение результатов проводится в системе покоя сталкивающихся фотона и протона.

Для реконструкции струй использовался “ $k_T$ ”-алгоритм [104]. Этот алгоритм объединяет пары кластеров  $i$  и  $k$  если величина  $y_{ik} < 1$ , где

$$y_{ik} = \frac{2(1 - \cos\theta_{ik})}{E_{cut}^2} \min(E_k^2, E_i^2), \quad (35)$$

$E_k^2$  и  $E_i^2$  – энергия кластеров и  $\theta_{ik}$  – угол между кластерами.  $E_{cut} =$

3 ГэВ. Если два кластера объединены, то их 4-векторы суммируются и такой объединенный объект рассматривается далее алгоритмом как очередной кластер. После того, как все кластеры объединены с помощью описанного “ $k_T$ ”-алгоритма в группы, группа называется адронной струей если  $E_t^* > 4$  ГэВ и  $-2.5 < \eta^* < -0.5$ , где  $E_t^*$  и  $\eta^*$  – поперечная энергия и псевдобыстрота струи в системе покоя сталкивающихся фотона и протона. Для случая фоторождения порог  $E_t^*$  увеличен до 5 ГэВ. Это связано с наблюдаемым выделением дополнительной энергии в пьедестале струи (см выше), которое в среднем более существенно в фоторождении. Этот интересный эффект зависимости величины пьедестала струй от  $Q^2$  требует отдельного рассмотрения и, в целях упрощения, оставлен за рамками настоящего анализа. Специальные меры были предприняты при настройке параметров моделей, используемых для сравнения с данными, с целью добиться оптимального феноменологического описания эффекта пьедестала.

Для вычисления поправок к измеряемым сечениям, связанных с детекторными эффектами, а также для сравнения конечных результатов с предсказаниями моделей события взаимодействия фотона и протона разыгрывались по алгоритму программы генератора HERWIG [105] (для случая фоторождения и глубоко-неупругого рассеяния) с дальнейшей полной симуляцией отклика H1 детектора. Программа HERWIG была модифицирована таким образом, что центральный и прямой механизмы рождения струй формально присутствовали при всех значениях  $Q^2$ . Вклад прямого процесса определяется путем свертки матричного элемента взаимодействия фотона и партон в протоне с вероятностью обнаружить соответствующий партон внутри протона. Величина прямого вклада слабо зависит от модели, так как плотности распределения партонов в протоне в интересующей нас кинематической области срав-



нительно хорошо известны. Напротив, величина вклада центрального рождения струй зависит от плотности распределения партонов в фотоне. Для случая виртуальных фотонов функция плотности распределения партонов известна плохо. Эта информация извлекается косвенным образом из данных по глубоко-неупругому рассеянию в фотон-фотонных взаимодействиях на  $e^+e^-$  коллайдерах. В настоящей работе для сравнения использовалась параметеризация [106, 107], в которой плотность партонов  $f_q(x, p_t^2, Q^2)$  и  $f_g(x, p_t^2, Q^2)$  в фотоне с виртуальностью  $Q^2$  определяется в шкале поперечной энергии струи  $p_t^2$  и относится к плотности партонов в реальном фотоне с помощью следующих формул

$$f_q(x, p_t^2, Q^2) = f_q(x, p_t^2, 0)L(p_t^2, Q^2, \omega), \quad (36)$$

$$f_g(x, p_t^2, Q^2) = f_g(x, p_t^2, 0)L^2(p_t^2, Q^2, \omega), \quad (37)$$

где

$$L(p_t^2, Q^2, \omega) = \frac{\ln \{(p_t^2 + \omega^2)/(Q^2 + \omega^2)\}}{\ln \{(p_t^2 + \omega^2)/\omega^2\}} \quad (38)$$

и  $\omega^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ .

Полученные инклюзивные сечения рождения струй были поправлены с целью учета эффективности триггера и критериев отбора методом аналогичным уже описанному ранее в Главе 7. Основной вклад в систематическую неопределенность связан с неточностью знания калориметрической шкалы адронной энергии (4%). Эффект QED поправок играет существенную роль только при малых значениях  $E_T$  (20 – 30%) и практически незначителен при  $E_T > 7 \text{ ГэВ}$ . Дополнительно для оценки систематической неопределенности, связанной с модельной зависимостью разыгранных событий, наряду с HERWIG использовалась альтернативная модель MEPS [29]. Краткое описание принципов, заложенных в эту модель, дано выше в главе 3. Симулированные собы-

тия реконструировались и анализировались параллельно с реальными данными. Часть кинематической области является общей для данных со сдвинутой и номинальной вершиной. В этой области перекрытия результаты измерения сечений струй, полученные с помощью двух независимых образцов данных, находятся в хорошем согласии.

Дифференциальные спектры  $d\sigma_{ep}/dE_T^{jet}$  и  $d\sigma_{ep}/d\eta^{jet}$ , измеренные в эксперименте H1, показаны на Рисунках 37 и 38. Положительные значения  $\eta^{jet}$  соответствуют направлению протона. Наблюдаемые сечения рождения струй, реконструированных в калориметре, были поправлены с помощью вышеописанных моделей после детальной настройки параметров. Конечный результат определяется как сечение струй, состоящих из долгоживущих адронов, рожденных во взаимодействии и реконструированных с помощью “ $k_t$ ”-алгоритма. Таким образом, для сравнения с полученными результатами достаточно использовать модели генераторов событий без дальнейшей симуляции отклика конкретного детектора. Данные на Рисунках 37 и 38 приведены для различных интервалов  $Q^2$  и сравниваются с предсказаниями модели HERWIG. Как следует из рисунков, прямой механизм рождения струй дает вклад, возрастающий с увеличением  $Q^2$ , но не достаточен для полного описания данных. Однако, сумма вкладов прямого и центрального механизмов рождения адронных струй предлагает хорошее описание данных во всем, доступном для измерения диапазоне величин  $Q^2$ ,  $E_T^{jet}$  и  $\eta^{jet}$ . В инклюзивном распределении адронных струй по быстротам центральный механизм рождения дает наибольший вклад в области вокруг  $\eta^* = 0$ .

Для непосредственного сравнения вероятности образования адронных струй при различных значениях виртуальности фотона необходимо поделить полученные инклюзивные спектры на величину потока

фотонов и нормировать на полное неупругое сечение взаимодействия фотона и протона при данной величине  $Q^2$ . Используя выражения (8, 9), мы получаем вероятность рождения струй с  $E_T^* > 5$  ГэВ для случая фоторождения и взаимодействия виртуального фотона с  $Q^2 \approx 5$  ГэВ<sup>2</sup> и  $Q^2 \approx 42$  ГэВ<sup>2</sup>. Результат представлен на Рисунке 39. Из приведенного сравнения следует, что вероятность рождения адронных струй весьма медленно изменяется с увеличением виртуальности фотона. В области быстрот близкой к центральной это изменение наименее значительное. Однако, в области фрагментации фотона вклад прямого механизма растет с увеличением  $Q^2$ , что приводит к видимому росту вероятности образования струй в области быстрот  $\eta^* \approx -2$ . Пока еще рано делать окончательные количественные выводы, однако, представленный сравнительный анализ позволяет сделать следующие качественные заключения:

- Вероятность рождения адронных струй в событиях протон–фотонного взаимодействия растет медленно с увеличением  $Q^2$ . Это обстоятельство указывает на необходимость использования единого подхода к описанию рождения струй, как в случае взаимодействия реальных фотонов, так и в случае реакции глубоко–неупругого рассеяния электронов
- Относительный вклад механизма прямого рождения струй увеличивается с ростом  $Q^2$ .
- Механизм центрального рождения струй необходим для описания данных взаимодействия фотонов с высокой степенью виртуальности.

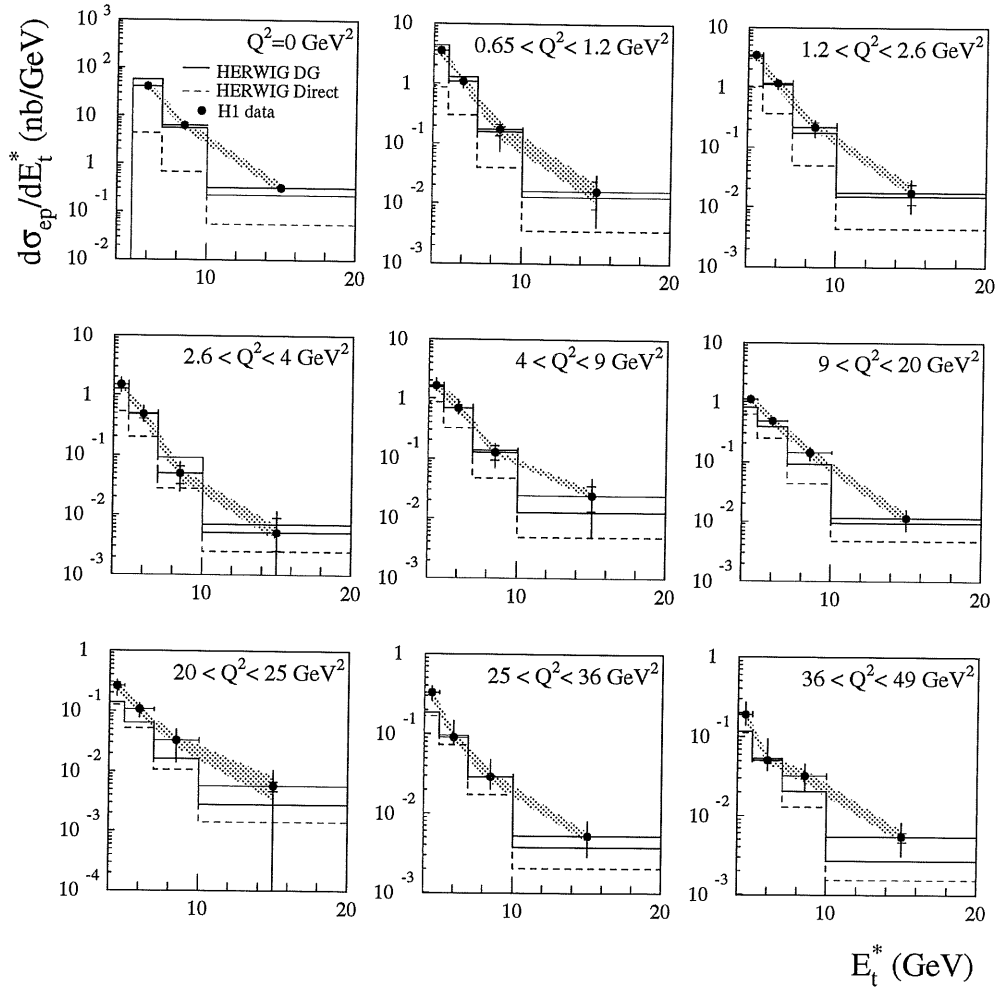


Рис. 37: Дифференциальное сечение рождения струй  $d\sigma_{ep}/dE_T^{jet}$  как функция поперечной энергии струи в системе покоя протона и фотона для различных значений  $Q^2$ . Показанные на Рисунке ошибки включают статистическую погрешность и некоррелированную часть систематической ошибки. Серая полоса соответствует коррелированной части систематической ошибки, связанной с неточностью знания калориметрической шкалы энергии. Данные сравниваются с предсказаниями модели HERWIG. Сплошная линия описывает суммарный вклад прямого и центрального рождения струй. Пунктирная линия отвечает только за процесс прямого рождения струй.

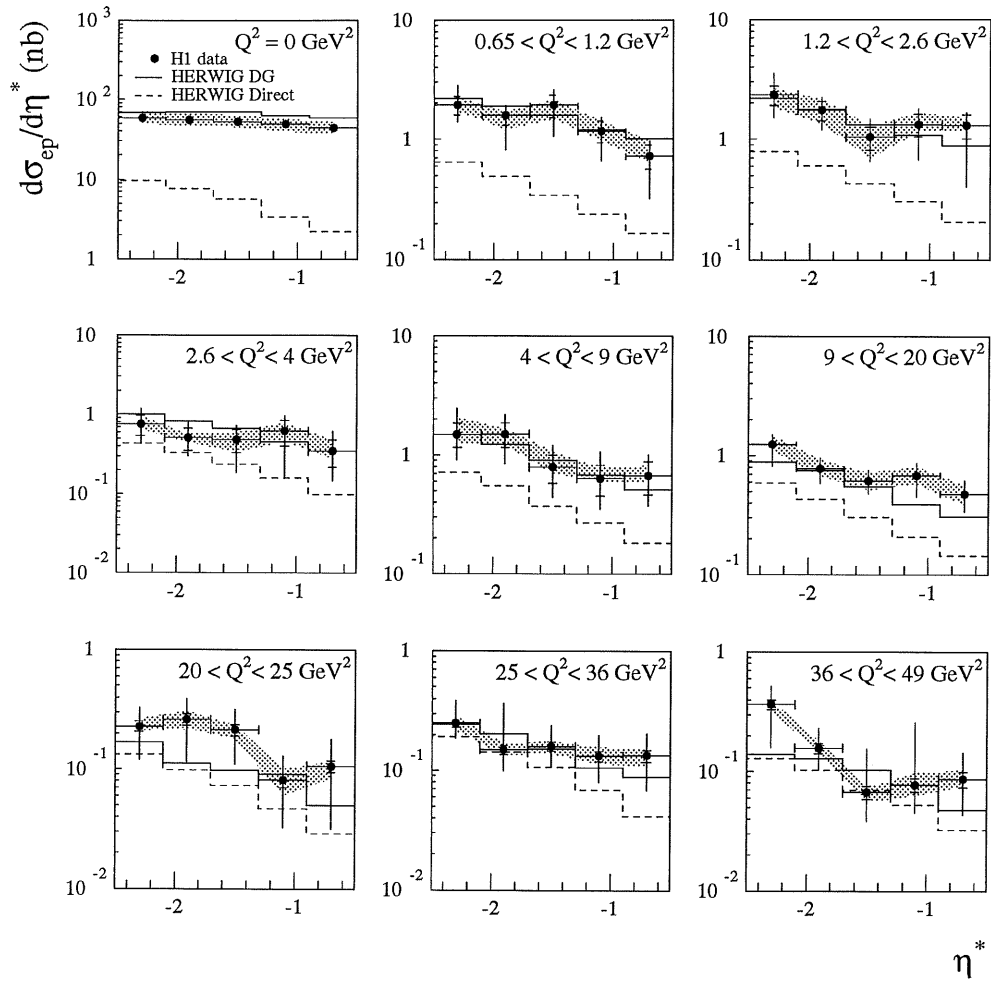


Рис. 38: Дифференциальное сечение рождения струй  $d\sigma_{ep}/d\eta^{jet}$  как функция псевдобыстроты струи в системе покоя протона и фотона для различных значений  $Q^2$ . Показанные на Рисунке ошибки включают статистическую погрешность и некоррелированную часть систематической ошибки. Серая полоса соответствует коррелированной части систематической ошибки, связанной с неточностью знания калориметрической шкалы энергии. Данные сравниваются с предсказаниями модели HERWIG. Сплошная линия описывает суммарный вклад прямого и центрального рождения струй. Пунктирная линия отвечает только за процесс прямого рождения струй.

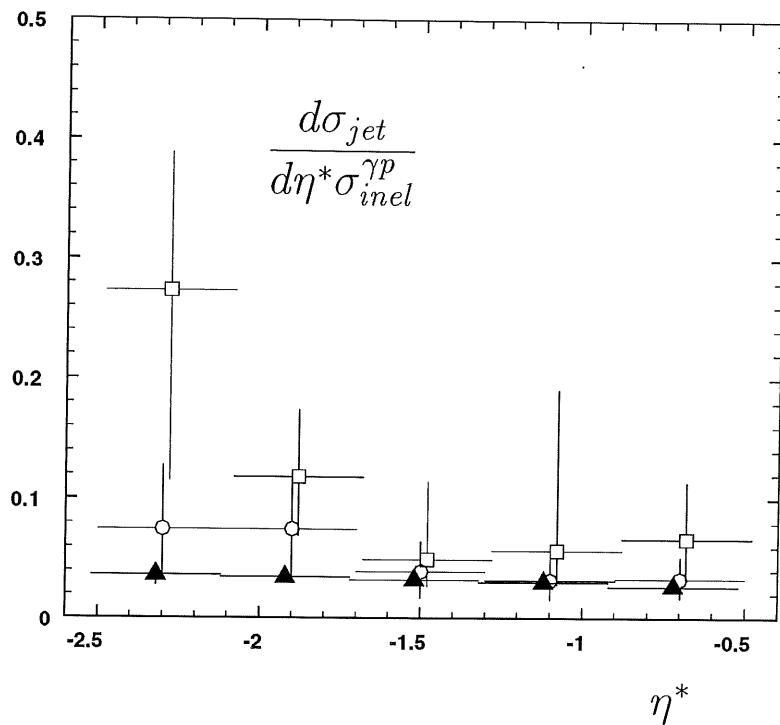


Рис. 39: Значение вероятности рождения адронных струй с  $E_T^* > 5$  ГэВ в событиях неупругого рассеяния фотона на протоне как функция псевдобыстроты струи для случая фоторождения (темные треугольники) и взаимодействия виртуального фотона с  $Q^2 \approx 5$  ГэВ<sup>2</sup> (круглые точки) и  $Q^2 \approx 42$  ГэВ<sup>2</sup> (квадратики).

## 12 Дальнейшие исследования свойств сильного взаимодействия фотона и протона на коллайдере HERA

Основной результат экспериментального сравнения свойств реакции фоторождения и взаимодействия виртуальных фотонов на коллайдере HERA можно коротко сформулировать следующим образом. Виртуальный фотон проявляет адронные свойства подобно реальному фотону в реакции фоторождения. Представленные в диссертации данные о поведении полных и парциальных сечений взаимодействия фотона, измерение потока энергии, плотности заряженных частиц и распределений поперечного импульса заряженных частиц свидетельствуют о глубокой аналогии с адрон-адронными взаимодействиями, как реакции фоторождения, так и процесса глубоко-неупругого рассеяния лептона на протоне.

С точки зрения теории есть, однако, основания ожидать существенного изменения в динамике реакции рассеяния фотона на протоне с изменением степени виртуальности фотона в широком интервале. Так, например, эффекты, связанные с насыщением унитарного предела для полного сечения, должны проявляться в различной степени в фоторождении и взаимодействии виртуального фотона. На это также указывают различие в абсолютной величине полного сечения фотон-протонного взаимодействия, убывание величины дифракционного вклада с увеличением  $Q^2$  и постепенное изменение степени энергетического роста полного сечения. Эти эффекты связываются с присутствием многократных перерассеяний в событиях и описываются вкладом диаграмм, содержащих перерассеяния. Во многих случаях при измерении инклюзивных спектров вклад диаграмм, описывающих многократные пере-

рассеяния, сокращается [108]. Это правило сокращений, обнаруженное В.А.Абрамовским, В.Н.Грибовым и О.В.Канчели в 1973 году, объясняет слабую чувствительность обсуждавшихся выше измеренных инклюзивных спектров к присутствию эффектов, связанных с насыщением унитарного предела для полного сечения при высоких энергиях. Для обнаружения влияния многократных перерассеяний на свойства конечных адронных состояний в событиях фотон–протонного взаимодействия необходимо измерять более тонкие эффекты, связанные с корреляциями. Примерами таких измерений, возможных на коллайдере HERA являются

- Измерение коэффициентов корреляции рождения частиц разделенных конечным интервалом по быстроте. Такое измерение является чувствительным к присутствию многократных взаимодействий, о чем свидетельствуют данные, полученные на адронных коллайдерах [109]. Чем больше вклад многократных перерассеяний, тем сильнее проявляются дальние корреляции между частицами.
- Измерение уровня пьедестала под адронными струями. Опыт обработки и интерпретации таких данных, полученных на адронных коллайдерах [110] может быть использован также в условиях ускорителя HERA.
- Измерение выхода частиц, рождение которых затруднено внутри одного каскада. Примером такой частицы может являться дейтрон. Рождение дейтронов может происходить путем случайной рекомбинации протона и нейтрона рожденных в разных, независимых каскадах. В рамках такого, наивного представления выход дейтронов быстро растет как функция от среднего числа перерассеяний. В эксперименте H1 идентификация дейтронов возможна с



помощью измерения ионизационных потерь частиц в центральной дрейфовой камере.

Эти и подобные им измерения необходимо проводить при различных значениях  $Q^2$  и фиксированной энергии взаимодействия  $W$ . Дальнейший подробный анализ данных по взаимодействию фотона и протона на коллайдере HERA позволит получить важную детальную информацию о природе и свойствах сильных взаимодействий.

## 13 Заключение

В настоящей работе описаны экспериментальные результаты, полученные с помощью детектора H1 на ускорителе HERA как по фоторождению, так и по взаимодействию виртуальных фотонов. Описанные результаты обсуждаются, преимущественно, в рамках адронной модели взаимодействия фотонов. Там, где это возможно, проводится аналогия с данными по адрон-адронным взаимодействиям.

Цикл экспериментальных работ, выполненных автором и положенных в основу диссертации, представляет собой новый подход к изучению свойств фотона. Новизна подхода заключается в одновременной обработке и сравнительном анализе данных по фоторождению и глубоко-неупругому рассеянию при одной и той же энергии взаимодействия фотона с протоном. Сравнительный анализ полученных данных доказывает, что многие основные свойства взаимодействия фотонов высокой энергии с материей имеют универсальный характер и не зависят от степени виртуальности фотона.

На защиту выносятся результаты следующих экспериментальных работ:

- измерение плотности потока поперечной энергии в событиях взаимодействия фотона и протона,
- измерение выхода заряженных частиц в событиях фоторождения и при глубоко-неупругом рассеянии электрона на протоне,
- измерение распределений поперечного импульса заряженных частиц в событиях фотон-протонного взаимодействия при различных значениях виртуальности фотонов.
- измерение энергетической зависимости фоторождения заряженных

- частиц с большим поперечным импульсом,
- измерение сечения рождения струй с большой поперечной энергией в реакции фоторождения и при глубоко-неупругом рассеянии электрона на протоне,
  - изучение свойств событий, содержащих адронные струи.

Представленные в диссертации данные о поведении полных и частичных сечений взаимодействия фотона, измерение потока энергии, плотности заряженных частиц и распределений поперечного импульса заряженных частиц свидетельствуют о глубокой аналогии с адрон-адронными взаимодействиями и указывают на необходимость универсального подхода к интерпретации всей совокупности данных, включая также процесс глубоко-неупругого рассеяния.

Для категории недифракционных событий обнаружено, что множественность заряженных частиц в фотонной полусфере события практически не зависит от величины виртуальности фотона и одинакова в широком интервале от фоторождения до глубоко-неупругих взаимодействий с  $Q^2 = 1000 \text{ ГэВ}^2$ . Этот факт не согласуется с общепринятой картиной глубоко-неупругого взаимодействия как каскадного процесса излучения партонов.

Измеренная энергетическая зависимость сечения фоторождения частиц с большим поперечным импульсом сравнивается с поведением полного сечения взаимодействия виртуальных фотонов. Наблюдаемое сходство в поведении сечений указывает на глубокую аналогию в динамике двух, на первый взгляд разных, реакций.

При энергии, достигнутой на коллайдере HERA, было впервые зарегистрировано фоторождение адронных струй с большой поперечной энергией, измерено сечение рождения струй и описаны свойства собы-

тий, содержащих струи. Поведение пьедестала (некоррелированной со струей энергии, выделенной в окрестности струи) указывает на близкое сходство в механизме образования струй в адрон-адронных взаимодействиях и при взаимодействии реального фотона с протоном. Прямое сравнение с рождением струй при глубоко-неупругом рассеянии электрона на протоне указывает на единую природу механизма образования струй в адронных взаимодействиях и взаимодействиях фотонов с высокой степенью виртуальности.

Сравнение свойств реакции фоторождения и взаимодействия виртуальных фотонов убедительно доказывает, что виртуальный фотон проявляет адронные свойства, подобно реальному фотону в реакции фоторождения. В кинематической области ускорителя HERA интуитивная картина, в которой виртуальный фотон обладает внутренней структурой, является удобной рабочей моделью.

## Благодарности

Настоящая работа не была бы возможной без участия многих людей, коим автор считает своим долгом выразить искреннюю благодарность.

- Автор глубоко признателен Проф. Данилову М.В. и Проф. Ефременко В.И., под чьим руководством автор работал долгое время. Г-да Данилов и Ефременко оказывали не только необходимую для работы поддержку, создавали приятную рабочую атмосферу, помогали советом и участвовали в дискуссиях, но и оказывали искреннюю дружескую помощь.
- Автор благодарит коллег: российских и иностранных физиков, инженеров и многих людей, участвовавших в работе и обслуживании эксперимента H1. Особенно автор признателен друзьям и коллегам, сотрудникам ИТЭФа: Бабаеву Алексею, Бурову Сергею, Друцкому Алексею, Горелову Игорю, Жокину Александру, Любимову Валентину Александровичу, Наговицину Владимиру, Озерову Дмитрию, Семенову Александру, Солощенко Владимиру, Федотову Александру, Чернышеву Виктору, Чечельницкому Сергею и Шекеляну Владимиру. Особую признательность автор выражает Армену Бунятяну, чья помощь при обработке данных оказалась незаменимой.
- Автор признателен коллегам, физикам–теоретикам, оказавшим неоценимую помощь в формировании и постановке задач, многократно обсуждавшим результаты и их интерпретацию в рамках имеющихся теоретических моделей. Автор благодарит Проф-в А.Кайдалова, М.Рыскина, Е.Левина и В.Хозе. Особую благодарность автор выражает коллеге и другу Ральфу Енгелю, тесное научное сотрудничество с которым оставило приятные воспоми-

нения о времени, проведенном в совместных поисках решения многих научных проблем.

- Автор считает несправедливым не упомянуть долготерпение и всестороннюю поддержку супруги Марины и выражает ей сердечную благодарность.

## ССЫЛКИ

- [1] S.Betvelsen *et al.*, Workshop on Physics at HERA, eds. W.Buchmüller and I.Ingelman, DESY (1991) 1.
- [2] G.Ingelman *et al.*, Workshop on Physics at HERA, ed R.D.Peccei, DESY (1987) 3.
- [3] C.F.Weizsäcker, Z.Phys.88 (1934) 612.
- [4] E.J.Williams, Phys.Rev.45 (1934) 729.
- [5] S.Frixione *et al.*, Phys.Lett. B319(1993) 339.
- [6] N.H.Bauer *et al.*, Rev.Mod.Phys. 50 (1978) 261.
- [7] J.J.Sakurai, Phys.Rev.Lett. 22 (1969) 981.
- [8] J.J.Sakurai, Properties of the Fundamental Interactions, ed. A.Zichichi, vol.9 Part A (1973) 243.
- [9] J.J.Sakurai and D.Schildknecht, Phys. Lett. 40B (1972) 121.
- [10] B.Gorczyca and D.Schildknecht, Phys. Lett. 47B (1973) 71.
- [11] T.Regge, Nuov.Chim. 14 (1959) 951.
- [12] T.Regge, Nuov.Chim. 18 (1960) 947.
- [13] UA1 Collab., Nucl.Phys. B309 (1988) 405.
- [14] N.Sjöstrand, *et al.*, Phys.Rev. D36 (1987) 2019.
- [15] N.Sjöstrand, CERN-TH-6488 (1992).
- [16] R.Engel, Z.Phys. C66 (1995) 203.
- [17] A.Capella *et al.*, Phys.Rev.Lett. 58 (1987) 2015.

- [18] E.D.Bloom *et al.*, Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 930.
- [19] M.Breidenbach *et al.*, Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 935.
- [20] J.D.Bjorken, Phys.Rev. 179 (1969) 1547.
- [21] R.P.Feynman, Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 1415.
- [22] A.Bodek, Phys.Rev. D 8 (1973) 2331.
- [23] J.S.Poucher *et al.*, Phys.Rev.Lett. 32 (1974) 118.
- [24] E.M.Riordan *et al.*, Phys.Lett. B52 (1974) 249.
- [25] V.N.Gribov *et al.*, Sov.J.Nucl.Phys. 15 (1972) 438.
- [26] V.N.Gribov *et al.*, Sov.J.Nucl.Phys. 15 (1972) 675.
- [27] Yu.L.Dokshitzer, Sov.Phys.JETP 46 (1972) 641.
- [28] G.Altarelli *et al.*, Nucl.Phys. B 126 (1977) 298.
- [29] G.Ingelman, Workshop on Physics at HERA, eds. W.Buchmüller and G.Ingelman, DESY (1991) 1366.
- [30] L.Lönnblad. Comp.Phys.Comm. 71 (1992) 15.
- [31] E.A.Kuraev *et al.*, Sov.Phys.JETP 45 (1972) 199.
- [32] Y.Y.Balitsky *et al.*, Sov.J.Nucl.Phys. 28 (1978) 297.
- [33] NMC Collab., Z.Phys. C51 (1991) 387.
- [34] E665 Collab., Phys.Rev.Lett. 68 (1992) 3266.
- [35] B.L.Ioffe, Phys.Lett. B30 (1969) 123.
- [36] V.Del.Duca *et al.*, Phys.Rev. D46 (1992) 931.



- [37] D.Schildknecht, H.Spiesberger, hep-ph/9707447.
- [38] J.D.Bjorken, SLAC-167 (1973) 1.
- [39] A.B.Kaidalov, Phys.Rep. 50 (1979) 157.
- [40] B.H.Wiik, Workshop on Physics at HERA, eds. W.Buchmüller and I.Ingelman, DESY (1991) 1.
- [41] <http://www-h1.desy.de>
- [42] H1 Collab. DESY 93-103 (1993).
- [43] B.Andrieu *et al.*, Nucl.Inst. and Meth. **A336** (1993) 460.
- [44] B.Andrieu *et al.*, Nucl.Inst. and Meth. **A350** (1994) 57.
- [45] B.Andrieu *et al.*, Nucl.Inst. and Meth. **A336** (1993) 499.
- [46] H1 Collab., Nucl.Phys. B 407 (1993) 515.
- [47] H1 Collab., Nucl.Phys. B 439 (1995) 471.
- [48] Particle Data Group, M.Aguilar-Benitez *et al.*, Phys.Rev D 50 (1994) 1173.
- [49] ZEUS Collab., Z.Phys. C 63 (1994) 391.
- [50] H1 Collab., Z.Phys. C 69 (1995) 27.
- [51] A.Donnachie and P.V.Landshoff, Phys.Lett. B296 (1992) 227.
- [52] A.Donnachie and P.V.Landshoff, Nucl.Phys. B303 (1988) 634.
- [53] H1 Collab., Nucl.Phys. B470 (1996) 3.
- [54] ZEUS Collab., Z.Phys. C72 (1996) 399.
- [55] H1 Collab., Nucl.Phys. B 472 (1996) 3.

- [56] A.Capella *et al.*, Phys.Lett. B337 (1994) 358.
- [57] A.B.Kaidalov *et al.*, Sov.J.Nucl.Phys 44 (1986) 468.
- [58] H1 Collab., Nucl.Phys. B 463 (1996) 3.
- [59] H1 Collab., Nucl.Phys. B 468 (1996) 3.
- [60] G.A.Schuler and T.Sjöstrand, Nucl.Phys. B 407 (1993) 539.
- [61] E.Gotsman *et al.*, Phys.Lett. B347 (1995) 424.
- [62] ZEUS Collab., Phys.Lett. B 315 (1993) 481.
- [63] H1 Collab., Nucl.Phys. B 429 (1994) 477.
- [64] H1 Collab., preprint DESY-97-082.
- [65] K.Goulianos, Phys.Rep. 101 (1983) 169.
- [66] J.D.Bjorken and J.B.Kogut, Phys.Rev D 8 (1973) 1341.
- [67] H1 Collab., Nucl.Phys. B435 (1995) 3.
- [68] H1 Collab., Phys.Lett. B 358 (1995) 412.
- [69] H1 Collab., Nucl.Phys. B 407 (1993) 515.
- [70] H1 Collab., Phys.Lett. B 346 (1995) 415.
- [71] H1 Collab., Nucl.Phys. B 445 (1995) 195.
- [72] H1 Collab., preprint DESY-97-042.
- [73] UA1 Collab., Nucl.Phys. B 335 (1990) 261.
- [74] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, A.H. Mueller and S.I. Troyan, “Basics of Perturbative QCD”, Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, France, (1991).

- [75] H1 Collab., preprint DEST-97-095.
- [76] H1 Collab., Z.Phys. C72 (1996) 573.
- [77] H1 Collab., Nucl. Phys. B485 (1997) 3.
- [78] H1 Collab., preprint DESY-96-122.
- [79] H1 Collab., talk on HEP97 Conference, Jerusalem, Israel.
- [80] CDF Collab., Phys.Rev.Lett. 61 (1988) 1819.
- [81] H1 Collab., Phys.Lett B392 (1997) 234.
- [82] H1 Collab., Z.Phys. C63 (1994) 391.
- [83] H1 Collab., Z.Phys. C66 (1995) 529.
- [84] H1 Collab., Nucl.Phys. B407 (1993) 515.
- [85] D.Cline *et al.*, Phys.Rev.Lett. 31 (1973) 491.
- [86] M.Glück *et al.*, Z.Phys. C67 (1995) 433.
- [87] A.D.Martin *et al.*, Phys.Lett. B306 (1993) 145.
- [88] John C.Collins, Illinois Tech. preprint-86-0298 (1986), Published in UCLA SSC Workshop, eds. H.-U.Bengtsson, C.Buchanan, T.Gottschalk and A.Soni (1986) 15.  
R.D.Field, Applications of Perturbative QCD, New York, 1989.
- [89] W. Buchmuller, D. Haidt DESY-96-061.
- [90] A.L.Ayala *et al.*, ANL preprint ANL-HEP-PR-96-52.
- [91] UA1 Collab., Phys.Lett. B172 (1986) 461.
- [92] UA2 Collab., Phys.Lett. B160 (1985) 349.

- [93] CDF Collab., Phys.Rev.Lett. 77 (1996) 438.
- [94] D0 Collab., FERMILAB-CONF-96-174-E.
- [95] H1 Collab., Z.Phys. C70 (1996) 17.
- [96] H1 Collab., DESY preprint 97-179.
- [97] J.E.Huth *et al.*, FERMILAB-CONF-90/249-E (1990).
- [98] G.Kramer and S.G.Salesh, Phts.Lett. B333 (1994) 519.
- [99] UA1 Collab., Nucl.Phys. B309 (1988) 405.
- [100] UA1 Collab., Phts.Lett. B132 (1983) 214.
- [101] ZEUS Collab., Phys.Lett. B 322 (1994) 287.
- [102] H1 Collab., Phys.Lett. B346 (1995) 415.
- [103] H1 Collab., talk at the International Europhysics Conference on High Energy Physics, 1997 Jerusalem, Israel.
- [104] S.Catani *et al.*, Phys.Lett. B285 (1992) 291.
- [105] G.Marchesini *et al.*, Comp.Phys.Comm. 67 (1992) 465.
- [106] M.Drees and R.Godbole, Phys.Rev D50 (1994) 3124.
- [107] F.Borzumati and G.Schuler, Z.Phys C58 (1993) 139.
- [108] UA1 V.A.Abramovski, V.N.Gribov, O.V.Kancheli, Yad.Fis. 18 (1973) 595.
- [109] A.Capella *et al.*, Phys.Rep. 236 (1994) 225.
- [110] T.Sjöstrand “Les Arcs 1988, Proceedings, Current issues in hadron physics”, 219.