

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ
ИМ А.И.АЛИХАНОВА

на правах рукописи

Кропивницкая Анна Владимировна

Измерение инклюзивного сечения
фоторождения $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и
 $\phi(1020)$ мезонов на ep коллайдере HERA
в эксперименте H1

специальность 01.04.23 – физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2009

УДК 539.126

Работа выполнена в ГНЦ РФ “Институт Теоретической и Экспериментальной Физики” им. А. И. Алиханова.

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

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук Л. К. Гладилин
(НИИЯФ МГУ, г. Москва)

доктор физ.-мат. наук В. Б. Гаврилов
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

Ведущая организация: МИФИ (г. Москва)

Защита состоится 19 мая 2009 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д 201.002.01 в конференц-зале ГНЦ РФ ИТЭФ по адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ.

Автореферат разослан 17 апреля 2009 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

кандидат физ.-мат. наук

В. В. Васильев

1. Общая характеристика работы

В диссертации описывается измерение инклюзивного недифракционного сечения фоторождения $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ -мезонов на лептон-протонном коллайдере HERA в эксперименте H1. Эти измерения были сделаны, используя данные, собранные на детекторе H1 в 2000 году при столкновении позитронов с энергией 27.6 ГэВ с протонами с энергией 920 ГэВ при энергии центра масс в ep -системе 319 ГэВ или в γp -системе $\langle W \rangle = 210$ ГэВ. Данные, отобранные в этот период, соответствуют интегральной светимости $\mathcal{L} = 36.5$ пб⁻¹. Дифференциальное сечение рождения мезонов было изучено как функция поперечного импульса и быстроты и проведено сравнение с моделями, описывающими рождение адронов.

1.1. Актуальность темы диссертации

Рождение долгоживущих адронов и резонансов при высоких энергиях детально было изучено в электрон-позитронных столкновениях (e^+e^-) на ускорителе LEP, используя распады Z^0 -бозонов. Измерения при высоких энергиях в адрон-адронных столкновениях в большинстве случаев ограничены долгоживущими адронами и частицами с тяжелыми кварками. Недавно рождение $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ адронных резонансов было измерено в тяжелых ионах и протон-протонных (pp) столкновениях на коллайдере RHIC. Одной из основных задач этих измерений на RHIC является поиск кварк-глюонной плазмы, которая может изменять массу мезонов и их сечение в зависимости от плотности сталкивающейся ядерной материи. Интересным в этом случае является изучение рождения $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ -мезонов на электрон-протонном (ep) коллайдере HERA, который позволяет изучать рождение частиц в квази-реальных фотон-протонных (γp) соударениях, где ядерная плотность намного меньше, чем на RHIC. Эти измерения особенно актуальны, так как энергия столкновений в γp -реакциях на HERA приблизительно такая же, как и энергия центра масс сталкивающихся ядер на RHIC.

1.2. Цель диссертационной работы

Целью диссертации являются измерение инклюзивного сечения фоторождения $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ -мезонов; изучение формы дифференциальных сечений этих мезонов в зависимости от поперечного импульса p_T и быстроты y_{lab} ; сравнение результатов с данными, полученными на эксперименте RHIC, и с моделями по рождению адронов RYTHIA и RHQJET; анализ спектров заряженных частиц в γp , pp и золото-золото (Au-Au) столкновениях при разных энергиях столкновения в системе центра масс.

1.3. Научная новизна

Разработана методика измерения инклюзивного недифракционного сечения фоторождения $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ -мезонов при высоких энергиях. Впервые проведены измерения инклюзивного сечения $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ -мезонов на лептон-адронном коллайдере HERA.

На примере $\rho(770)^0$ -мезона было показано, что учет эффектов Бозе-Эйнштейна корреляций (БЭК) качественно и количественно объясняет наблюдаемое в эксперименте N1 искажение формы короткоживущих адронных резонансов.

Впервые использована dE/dx идентификация каонов в эксперименте N1. Разработан и апробирован метод подсчета эффективности dE/dx отбора для каонов.

Проведен систематический поиск закономерностей в спектрах заряженных частиц, рожденных в γp , pp и Au-Au взаимодействиях при высоких энергиях.

1.4. Результаты, выносимые на защиту

1. Первое измерение инклюзивного недифракционного сечения рождения $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ -мезонов на ускорителе HERA. Сравнение полученных результатов с данными с ускорителя RHIC и модельными предсказаниями.

2. Разработка метода подсчета эффективности dE/dx идентификации каонов в эксперименте N1.

3. Систематический анализ закономерностей, наблюдаемых в измеренных спектрах заряженных частиц, рожденных в γp , pp и Au-Au взаимодействиях при высоких энергиях.

1.5. Апробация работы и публикации

Материалы, изложенные в диссертационной работе, опубликованы в [1–6], докладывались на совещаниях международного сотрудничества Н1, а также на международных конференциях, включая DIS03 (Санкт-Петербург, Россия), PHOTON2005 (Варшава, Польша), ISMD08 (Гамбург, Германия), на научной сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН (ИТЭФ) в 2004 и 2007 годах, на международных школах Зимняя Школа ИТЭФ в 2003 году и SUSSP58 (Санкт-Эндрю, Шотландия) в 2004 году.

1.6. Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Ее объем составляет 102 страницы, включая 39 рисунков и 5 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 59 наименований.

2. Краткое содержание диссертации

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

В **первой главе** обсуждается феноменология *ep*-рассеяния.

В Стандартной модели протон не является элементарной частицей и состоит из кварков и глюонов. Обычно структура протона описывается набором структурных функций. В области средней и низкой фотонной виртуальности Q^2 ($Q^2 \ll M_Z^2$) имеет силу предположение чистого γ -обмена без учета вклада Z^0 -бозона.

На коллайдере HERA существуют две основных кинематических области: фоторождение ($Q^2 \approx 0$ ГэВ²) и глубоко-неупругое рассеяние, ГНР ($Q^2 > 1$ ГэВ²). В данной работе изучается рождение мезонов в процессе фоторождения.

При фоторождении фотон, участвующий в обмене, можно считать квази-реальным, так как его виртуальность мала: $Q^2 \approx 0$ ГэВ². Это позволяет разделить *ep*-рассеяние на излучение фотона электроном и на рассеяние реального фотона на протоне. Поэтому *ep*-рассеяние можно представить в виде:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(y, Q^2)}{dydQ^2} = f_{\gamma p}(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}(y), \quad (1)$$

где $\sigma_{\gamma p}$ – сечение рассеяния реального фотона на протоне с энергией $E_\gamma = yE_e$, а $f_{\gamma p}(y, Q^2)$ – вероятность того, что электрон излучит фотон с виртуальность Q^2 и долей импульса y .

В Квантовой Хромодинемике (КХД) процесс рассеяния можно условно разделить на две области в зависимости от величины переданного импульса. Жесткие процессы с большой передачей импульса, рождением струй и частиц с большой поперечной энергией можно описать в рамках пертурбативной КХД (пКХД). Остальные процессы, относящиеся к области мягких взаимодействий, в настоящее время описываются набором феноменологических моделей, параметры которых извлекаются из экспериментальных данных.

Процесс адронизации происходит на больших расстояниях, и поэтому, не может быть описан в рамках пКХД. Для этого необходим феноменологический подход. Измерение инклюзивного сечения ρ^0 , K^{*0} и ϕ -мезонов обеспечит дополнительную информацию для моделей адронизации. Монте Карло моделирования PYTHIA и PHOJET, используемые в этой работе для генерации событий фоторождения, основаны на модели струнной фрагментации Lund, реализованной в JETSET. В этой модели цветное поле между двумя цветными объектами (кварками) сжимается в трубку подобно струне и быстро увеличивается с ростом расстояния между кварк-антикварковой парой. Струна разрывается как только энергия цветного поля достигает значения, при котором рождается кварк-антикварковая пара. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не исчерпается доступная энергия, после чего образуются связанные бесцветные состояния.

Для описания данных по фрагментации партонов были использованы параметры настройки моделирования, полученные в эксперименте ALERH. Эффекты БЭК на спектр инвариантной массы одинаково и противоположно заряженных пионных пар были учтены в Монте Карло моделировании, используя параметризацию функцией Гаусса. Эффект БЭК известен как увеличение вероятности рождения пар идентичных бозонов, например пионов, с одинаковым импульсом. Так как БЭК искажает распределения пар одинаково заряженных пионов, то этот эффект влияет и на распределения пар пионов с противоположенным зарядом, но уже в меньшей мере. Продукты распадов резонансов с коротким временем жизни, например $\rho(770)^0$ -мезон, распадающийся в $\pi^+\pi^-$ -моду, также участвуют в БЭК, искажая тем самым форму резонансов.

Спектр заряженных частиц по поперечному импульсу p_T при больших значениях p_T может быть предсказан в пКХД, в отличие от области малых p_T , соответствующей мягким взаимодействиям.

Инвариантное сечение рождения частиц можно выразить через

функцию, зависящую от поперечного импульса мезона p_T и его быстроты y_{lab} , предположив азимутальную симметрию. Адроны, рожденные в адронных столкновениях, приблизительно равномерно распределены в области центральных быстрот, в то время как распределение поперечного импульса резко спадает с увеличением p_T . Оказалось, что дифференциальное инвариантное сечение рожденных мезонов возможно описать одновременно как в мягкой, так и в жесткой областях взаимодействий при помощи распределения, подчиняющегося степенному закону

$$\frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma^{\gamma p}}{dp_T^2 dy_{lab}} = \frac{A}{(E_{T_0} + E_T^{kin})^n}, \quad (2)$$

где $E_T^{kin} = \sqrt{m_0^2 + p_T^2} - m_0$ – поперечная кинетическая энергия, m_0 – номинальная масса адрона, A – нормировочный параметр и E_{T_0} – свободный параметр. При малых значениях величины E_T^{kin} функция (2) ведет себя как распределение Больцмана $\exp(-E_T^{kin}/T)$, с $T = E_{T_0}/n$. Подобное экспоненциальное поведение адронного спектра можно объяснить в рамках термодинамической картины рождения адронов. В этом случае параметр T играет роль температуры, при которой происходит адронизация. При больших значениях величины E_T^{kin} параметром E_{T_0} можно пренебречь. В рамках КХД показатель степени n определяется как результат свертки функции плотности распределения партонов сталкивающихся частиц с дифференциальными сечениями партон-партонных взаимодействий. Предположив, что p_T и y_{lab} независимые переменные, нормировочный коэффициент A можно связать с дифференциальным сечением $d\sigma/dy_{lab}$, вычисленным во всей области p_T , следующим выражением:

$$\frac{d\sigma}{dy_{lab}} = \int_0^\infty \frac{d^2\sigma^{\gamma p}}{dp_T^2 dy_{lab}} dp_T^2 = \int_0^\infty \frac{A\pi}{(E_{T_0} + E_T^{kin})^n} dp_T^2,$$

которое дает

$$A = \frac{d\sigma}{dy_{lab}} \frac{(n-1)(n-2)(E_{T_0})^{n-1}}{2\pi(E_{T_0} + (n-2)m_0)}. \quad (3)$$

Проведенный систематический анализ измеренных спектров заряженных частиц, рожденных в γp , pp и Au-Au взаимодействиях при высоких энергиях, показал, что эти спектры не только подчиняются степенному закону (2), но и обладают некоторыми дополнительными свойствами. На рис. 1 представлено распределение параметра T как функция показателя степени n , измеренное для заряженных частиц, рождающихся в γp , pp

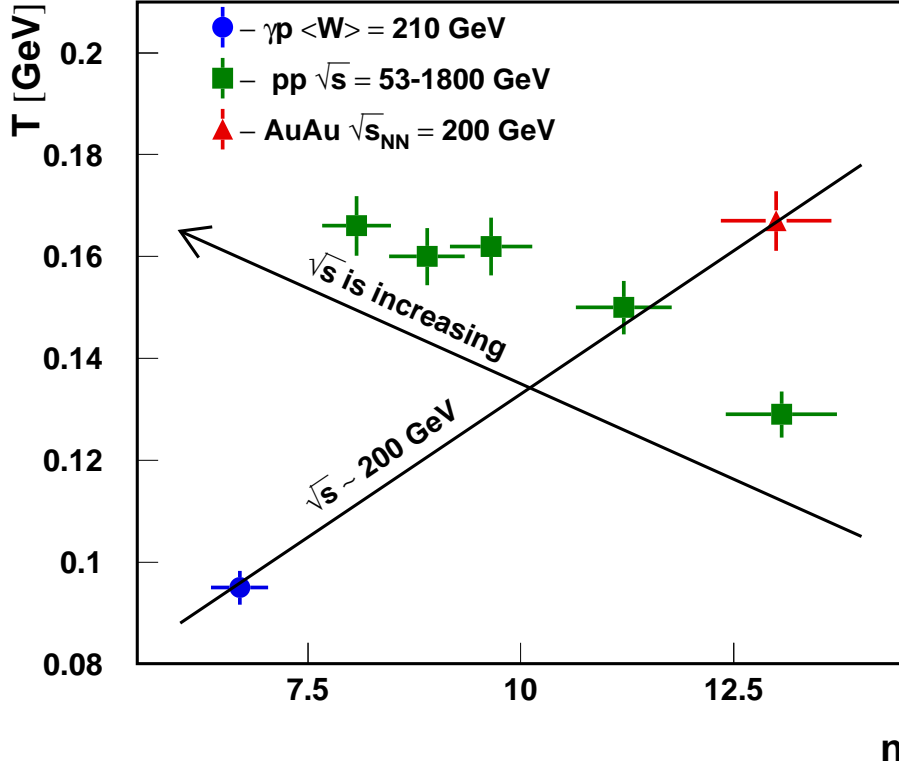


Рис. 1: Распределение параметра $T = E_{T0}/n$ как функция показателя степени n , извлеченное из подгонки дифференциальных сечений заряженных частиц функцией, подчиняющейся степенному закону (2), и измеренных в γp , pp и Au-Au столкновениях.

и Au-Au столкновениях. Как видно из рисунка, в pp -соударениях при увеличении энергии центра масс \sqrt{s} , параметр T также увеличивается, а показатель степени n уменьшается. Если же сравнивать рождение адронов в γp , pp и Au-Au столкновениях при фиксированной \sqrt{s} , параметры T и n увеличиваются с усложнением системы сталкивающихся частиц.

Во **второй главе** приводится детальное описание ускорителя HERA и детектора H1.

Ускоритель HERA является первым в мире лептон-протонным коллайдером. Основным элементом установки H1, используемым в этом анализе, является центральный трековый детектор, окруженный калориметром на жидком аргоне LAr.

Центральный трековый детектор состоит из двух центральных дрейфовых камер (CJCs: CJC1 и CJC2), центрального кремневого детектора и центральных внутренней и внешней z -камер. Центральный трековый детектор измеряет поперечный импульс p_T заряженных частиц с точностью $\sigma_{p_T}/p_T \approx 0.005 \cdot p_T[\text{ГэВ}] \oplus 0.015$. Идентификация заряженных частиц в детекторе H1 основывается на измерении ионизационных потерь dE/dx в дрейфовых камерах.

Измерение ионизационных потерь dE/dx частиц позволяет идентифицировать частицы, например каоны, благодаря тому, что значение dE/dx в заданной среде зависит только от $\beta = p/E$ и не зависит от ее массы и импульса по-отдельности. Является ли частица каоном, определяется при помощи метода максимального правдоподобия, LH_K . Если частице была приписана правильная массовая гипотеза, то распределение LH ожидается плоским в идеальном случае. Неправильная же массовая гипотеза приводит к концентрации частиц около $LH = 0$. В действительности распределение LH отличается от плоского, поэтому, для определения каонной гипотезы, будет использоваться нормализованная функция максимального правдоподобия LN_K , которая определяется следующим образом:

$$LN_K = \frac{LH_K}{LH_K + LH_p + LH_\pi + LH_e + LH_\mu + LH_d}, \quad (4)$$

где LH_p – гипотеза протона, LH_π – пиона, LH_e – электрона, LH_μ – мюона, LH_d – дейтрона. Нормализованная функция максимального правдоподобия LN_K позволяет точнее отделить главную гипотезу от других.

Система светимости детектора H1 состоит из кристаллических Черенковских калориметров, расположенных близко к траектории пучков на определенном расстоянии от детектора H1 по направлению движения позитронов. Светимость измеряется с помощью регистрации процессов Бете-Блоха $ep \rightarrow e'p'\gamma$, сечения которых известны с большой точностью. Рассеянные позитроны регистрируются в позитронном таггере. Фотоны регистрируются в фотонном таггере. Для оперативного определения светимости используется измерение частоты совпадения сигналов в обоих таггерах. Погрешность измерения светимости в этом анализе не превышает 2%. Позитронный таггер используется для отбора событий фоторождения с помощью триггера и для регистрации позитронов, которые рассеиваются на очень маленький угол в этих событиях. В позитронном таггере можно зарегистрировать событие с $Q^2 < 0.01$ ГэВ.

В **третьей главе** диссертации представлена методика отбора $\rho(770)^0$, $K^*(892)$ и $\phi(1020)$ -мезонов и оценка эффективностей отбора. Также описывается метод определения эффективности dE/dx идентификации каонов.

Для отбора событий фоторождения используется триггер S83, который требует присутствия позитрона, зарегистрированного в позитронном таггере, восстановленной вершины события и наличие, по крайней мере,

трех треков в SJSs с поперечным импульсом $p_T > 0.4$ ГэВ для каждого из них. Виртуальность фотона экспериментально ограничена значением $Q^2 < 10^{-2}$ ГэВ². Энергия, измеренная в позитронном таггере, используется для определения полной энергии γp -столкновения W . Требования триггера подавляют упругие и дифракционные события. Чтобы еще сильнее подавить вклад дифракционных процессов в отобранных данных, требовалось выделение энергии, по крайней мере, 500 МэВ в области калориметра LAr с псевдобыстротой $2.03 < \eta < 3.26$. Из Монте Карло моделирования было видно, что после применение этого требования, отобранные данные включают в себя меньше 1% дифракционных событий с $X_P < 0.05$, где $X_P = M_X^2/W^2$, M_X – инвариантная масса адронной дифракционной системы. В общей сложности, около 1.8×10^6 событий удовлетворяют описанному отбору.

Для коррекции данных по эффективности и акцептенсу детектора использовались три разных вспомогательных класса событий:

- Монте Карло моделирование при помощи генератора PYTHIA,
- Монте Карло моделирование при помощи генератора PHOJET,
- данные, отобранные, используя независимые триггера.

Для измерения сечения частиц необходима детальная симуляция отклика детектора H1. События фоторождения, смоделированные при помощи PYTHIA и PHOJET моделей, были пропущены через моделирование детектора H1, на основе GEANT через такую же реконструкцию и анализ, как и данные.

Сечение $\rho(770)^0$, $K^*(892)$ и $\phi(1020)$ -мезонов, посчитанное в этой диссертации представлено в 7 интервалах по поперечному импульсу (p_T) и в 4 интервалах по быстроте (y_{lab}) в видимой области $|y_{lab}| < 1$ и $p_T > 0.5$ ГэВ. В табл. 1 представлены основные требования для каждого интервала.

Эффективность триггера ϵ_{S83} , используемого в этом анализе, включает в себя три основные фактора:

$$\epsilon_{S83} = a_{etag} \cdot a_3 \cdot \epsilon_{trig}, \quad (5)$$

где a_{etag} – усредненный акцептенс позитронного таггера равный $48.5 \pm 2.4\%$. Эффективность позитронного таггера считается 100%. a_3 – триггерный акцептенс, требующий наличия по крайней мере трех треков с $p_T > 0.4$ ГэВ, реконструированных из первичной вершины взаимодействия в SJS1 и в SJS2 одновременно. Он подсчитан, используя Монте Карло моделирование

Таблица 1: Анализируемые кинематические интервалы для $\rho(770)^0$, $K^*(892)$ и $\phi(1020)$ -мезонов. θ^* – угол поляризации $K^*(892)$ -мезона, т.е. угол между направлением $K^*(892)$ -мезона и каоном в системе покоя $K^*(892)$ -мезона в распаде $K^*(892) \rightarrow K\pi$.

p_T интервал в ГэВ	дополнительные требования
[0.5 : 0.75]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$: dE/dx для каонов, $K^*(892)$: $\cos\theta^* < 0$
[0.75 : 1.0]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$: dE/dx для каонов
[1.0 : 1.5]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$: dE/dx для каонов
[1.5 : 2.0]	–
[2.0 : 3.0]	–
[3.0 : 4.0]	–
[4.0 : 7.0]	–
y_{lab} интервал	дополнительные требования
[−1.0 : −0.5]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$: dE/dx для каонов, $K^*(892)$: $\cos\theta^* < 0$
[−0.5 : 0.0]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$: dE/dx для каонов, $K^*(892)$: $\cos\theta^* < 0$
[0.0 : 0.5]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$: dE/dx для каонов, $K^*(892)$: $\cos\theta^* < 0$
[0.5 : 1.0]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$: dE/dx для каонов, $K^*(892)$: $\cos\theta^* < 0$

с PУТНIA и PHOJET и варьируется от 50% до 95%. ϵ_{trig} – триггерная эффективность, подсчитанная из данных, используя независимые триггера, и равна примерно 90%.

Мезоны были измерены, используя следующие распады: $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^*(892)^0 \rightarrow K^+\pi^-$ или $\bar{K}^*(892)^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ¹ и $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$. Заряженные треки, реконструированные в SJSs с $p_T > 0.15$ ГэВ и с псевдобыстротой $|\eta| < 1.5$, рассматривались как пионные и каонные кандидаты. Эффективность реконструкции мезонов ϵ_{rec} , включающая в себя геометрический акцептенс и эффективность реконструкции треков, подсчитана, используя Монте Карло моделирование и варьируется от 45% при малых импульсах до 90% при больших импульсах.

Так как большинство заряженных частиц в ep -соударениях – пионы, то попыток отделить пионы от каонов, предпринято не было, в то время как критерии dE/dx идентификации заряженных каонов были применены для наблюдения сигналов K^{*0} и $\phi(1020)$ -мезонов, что позволило значительно улучшить сигнал по сравнению с фоном

¹Далее, обозначение K^{*0} будет использоваться как для K^{*0} , так и для \bar{K}^{*0} -мезонов, до тех пор, пока это не будет оговорено иначе.

для мезонов с низким p_T ($p_T < 1.5$ ГэВ), где dE/dx -разрешение обеспечивает хорошую идентификацию частиц. Для мезонов с высоким p_T ($p_T > 1.5$ ГэВ) dE/dx метод не эффективен, поэтому идентификация частиц не применяется. Реконструированные нейтральные мезоны ограничены в следующей области быстроты: $|y_{lab}| < 1$.

Для извлечения ρ^0 , K^{*0} и $\phi(1020)$ сигналов распределения инвариантных масс продуктов распадов подгонялись при помощи следующей функции, состоящей из трех частей:

$$F(m) = B(m) + \sum R(m) + \sum S(m). \quad (6)$$

Слагаемые в этом выражении соответствуют комбинаторному фону $B(m)$; скрытым резонансным эффектам, определенным как отражения $R(m)$ и сигналу $S(m)$, соответственно.

Комбинаторный фон описывается следующей формой

$$B(m) = (a_0 + a_1 m + a_2 m^2 + a_3 m^3) \cdot m(h_1^\pm h_2^\pm),$$

где a_0 , a_1 , a_2 и a_3 – свободные параметры, $m(h_1^\pm h_2^\pm)$ – это распределение инвариантной массы $m(\pi^\pm \pi^\pm)$ и $m(K^\pm \pi^\pm)$ для ρ^0 и для K^{*0} соответственно. Форма комбинаторного фона для $\phi(1020)$ описывается функцией

$$B(m) = b_1(m^2 - 4m_K^2)^{b_2} e^{-b_3 m},$$

где b_1 , b_2 и b_3 – свободные параметры и m_K – масса каона.

Второй член $\sum R(m)$ в (6) представляет собой сумму отражений. Например, заряженные частицы из распада $K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ с неправильно определенным каоном как заряженным пионом дадут характерную структуру, напоминающую резонансный пик, в массовый спектр $m(\pi^+ \pi^-)$, которая должна быть рассмотрена как отдельный вклад. В дополнение к этому, в интересующей нас области спектра $m(\pi^+ \pi^-)$ существуют еще два вклада: от распада $\omega(782) \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и распада $\omega(782) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, в котором π^0 не зарегистрирован. В спектре $m(K^\pm \pi^\mp)$ наблюдается пять основных отражений: из распада $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ с π^+ или с π^- , идентифицированным как заряженный каон; из распада $\omega(782) \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и распада $\omega(782) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, в котором π^0 не зарегистрирован, и с π^+ или с π^- , идентифицированным как заряженный каон; из распада $\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$ с одним из каонов, идентифицированным как заряженный пион и самоотражение от K^{*0} , где пион и каон перепутаны. В интересующей нас области спектра $m(K^+ K^-)$ нет вклада от отражений. Форма отражений была взята из Монте Карло

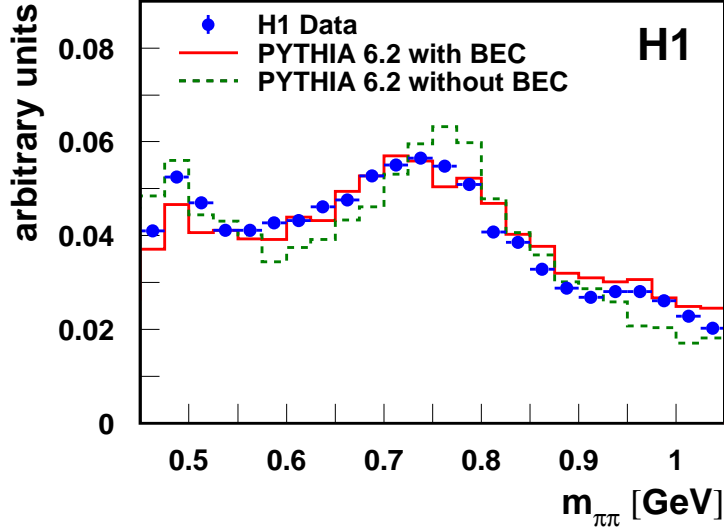


Рис. 2: Инвариантная масса двух пионов с противоположенными знаками заряда после вычитания инвариантной массы двух пионов с одинаковыми знаками заряда, нормированная на полное количество входов. Сплошная и прерывистая линии показывают Монте Карло моделирование с генератором PYTHIA с учетом и без учета БЭК соответственно.

моделирования. Вклад отражений от ρ^0 , K^{*0} и $\phi(1020)$ связан с их выходом, определенным в этой работе и подсчитанным, используя метод итерации. Выход $\omega(782)$ -мезонов связан с ρ^0 и варьируется в пределах 1.0 ± 0.2 , который был установлен при измерении $\omega(782)/\rho^0$ отношения в адронных столкновениях других экспериментов и в распадах Z^0 -бозонов.

Функция $S(m)$, используемая для описания сигнала в (6), является сверткой релятивистского Брайт-Вигнера с функцией разрешения детектора. Из результатов Монте Карло моделирования следует, что разрешение детектора можно описать при помощи нерелятивистского Брайт-Вигнера.

Для ρ^0 -мезона разрешение детектора значительно меньше, чем его натуральная ширина. Однако БЭК сильно искажают форму ρ^0 из-за взаимодействия пионов распада ρ^0 с другими пионами из события. БЭК играет главную роль в уширении пика массы ρ^0 -мезона и в его сдвиге в область меньших масс. Похожий эффект был наблюден в столкновениях pp и тяжелых ионов на RHIC и в e^+e^- -столкновениях на LEP, используя распады Z^0 -бозонов. Тем не менее, очень важно проверить, что Монте Карло моделирование, используемое для подсчета сечений, описывает ди-пионный спектр в данных. Спектр данных и спектр Монте Карло моделирования с учетом и без учета эффекта БЭК показаны на рис. 2. Оказалось, что Монте Карло моделирование с учетом БЭК значительно лучше описывает данные в ди-пионном спектре в области сигнала ρ^0 -мезона,

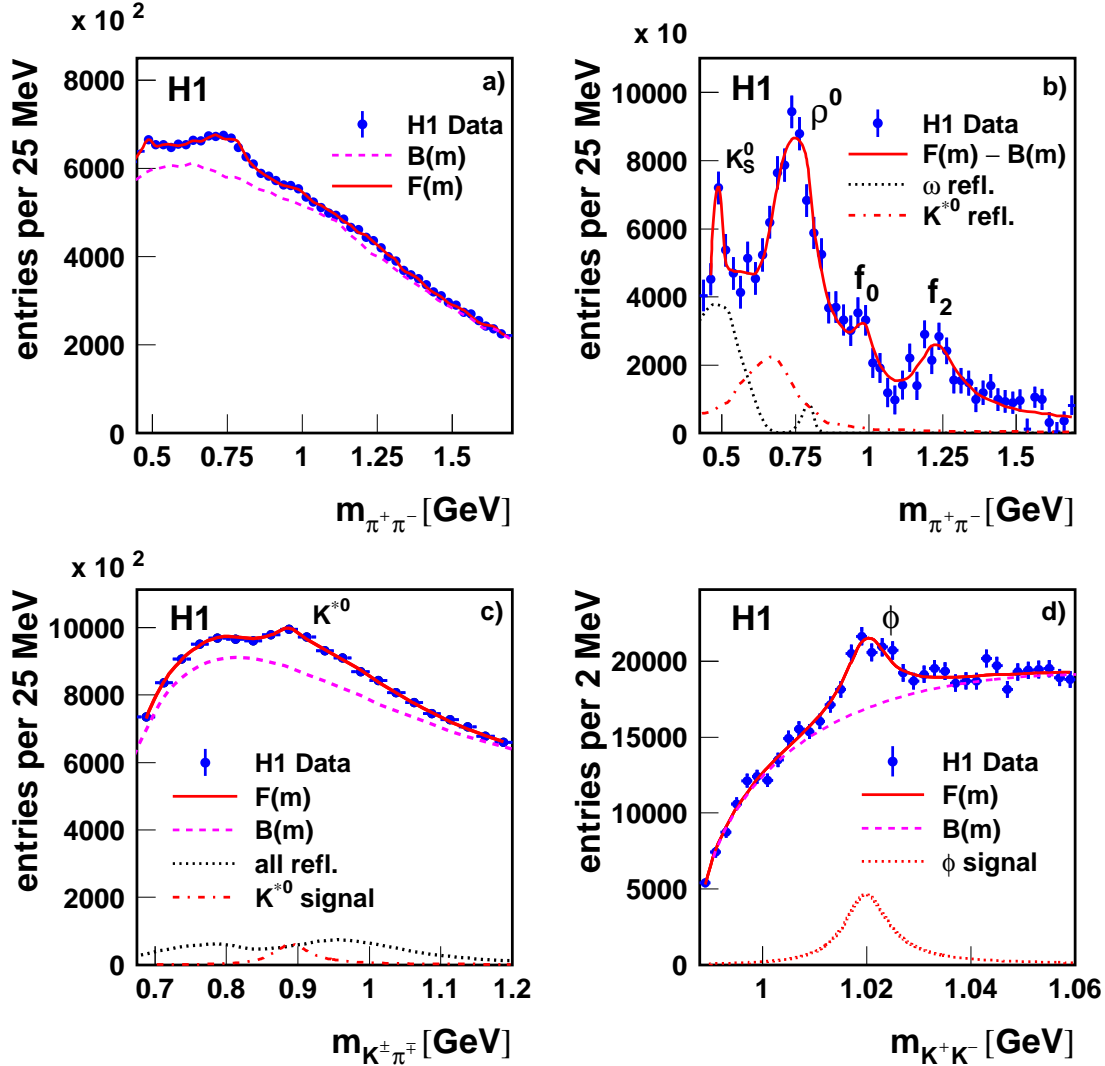


Рис. 3: Инвариантная масса спектров: $\pi^+\pi^-$ (a и b), $K^\pm\pi^\mp$ (c) и K^+K^- (d). Сплошные кривые показывают результат подгонки функцией $F(m)$; прерывистые линии соответствуют вкладу комбинаторного фона $B(m)$. На b), данные и подгонка функцией $F(m)$ показаны после вычитания комбинаторного фона $B(m)$; пунктирные и штрихпунктирные линии показывают вклады от ω и K^* отражений соответственно. На c), пунктирная линия соответствует вкладу от отражений и штрихпунктирная линия – вкладу от K^* сигнала. На d), пунктирная линия соответствует вкладу от ϕ сигнала.

чем моделирование без учета БЭК.

Результаты подгонки функцией (6) данных инвариантного спектра ρ^0 , K^{*0} и $\phi(1020)$ -мезонов показаны на рис. 3. Для ρ^0 -мезона были учтены сигналы от K_S^0 , $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ -мезонов и подогааны функцией релятивистского Брайт-Вигнера. Из-за слабого сигнала и сложного комбинаторного фона, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ -мезоны не анализировались в этой работе.

Для определения эффективности dE/dx идентификации каонов

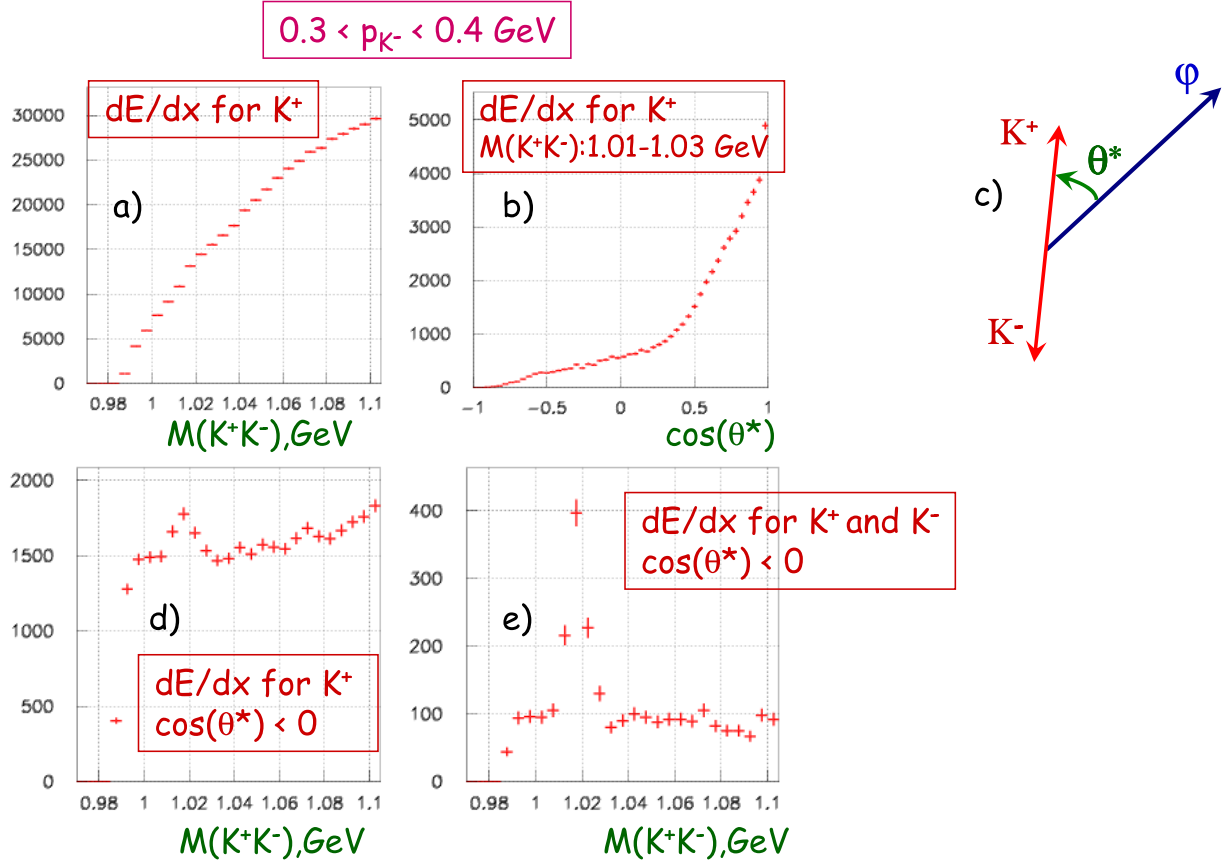


Рис. 4: На рис. *a*) представлена инвариантная масса $M(K^+K^-)$ в области $\phi(1020)$ -мезона, для K^+ была применена dE/dx идентификация с $LN_K > 0.05$. На рис. *b*) представлена поляризация $\cos \theta^*$ в области близкой к массе $\phi(1020)$ -мезона ($1.01 < M(K^+K^-) < 1.03$ ГэВ). На рис. *c*) показано определение угла поляризации θ^* $\phi(1020)$ -мезона. На рис. *d*) представлена инвариантная масса $M(K^+K^-)$ в области $\phi(1020)$ -мезона, для K^+ была применена dE/dx идентификация с $LN_K > 0.05$ и требование $\cos \theta^* < 0$. На рис. *e*) представлена та же инвариантная масса $M(K^+K^-)$ как и на рис. *d*) с дополнительным требованием dE/dx идентификации для K^- с $LN_K > 0.05$.

ϵ_K используется распад $\phi(1020)$ -мезона в K^+K^- -моду. Для подсчета ϵ_K использовались данные, набранные с независимыми триггерами. Для подавления высокого комбинаторного фона используется dE/dx идентификация одного из каонов с требованием $LN_K > 0.05$, например для K^+ . Как видно из рис. 4*a*) сигнал $\phi(1020)$ -мезона все еще не наблюдается. На рис. 4*b*) показана поляризация $\cos \theta^*$ инвариантной массы $M(K^+K^-)$ в области $\phi(1020)$ -мезона, $1.01 < M(K^+K^-) < 1.03$ ГэВ. Угол поляризации θ^* $\phi(1020)$ -мезона определен на рис. 4*c*). Из рис. 4*b*) видно, что K^+ -мезон комбинируется с мягкими отрицательно заряженными частицами, создавая большой комбинаторный фон в области $\cos \theta^* > 0$. Для подавления данного фона вводится дополнительное требование $\cos \theta^* < 0$. Инвариантная масса после этого условия показана на рис. 4*d*), теперь виден четкий

сигнал $\phi(1020)$ -мезона. На рис. 4e) представлена та же инвариантная масса $M(K^+K^-)$ как и на рис. 4d) с дополнительным требованием dE/dx идентификации для K^- с $LN_K > 0.05$. В данном случае эффективность для K^- (ϵ_{K^-}) определяется как отношения количества ϕ -мезонов из рис. 4e) к ним же из рис. 4d). Оказалось, что с требованием $LN_K > 0.05$ эффективность не зависит от импульса и заряда каона и равна

$$\epsilon_K = 0.87 \pm 0.05, \quad (7)$$

где ошибка является систематической.

В **четвертой главе** диссертации представлено измерение сечений ρ^0 , K^{*0} и $\phi(1020)$ -мезонов, изучение систематических ошибок и обсуждение полученных результатов.

Анализируемые данные были разделены на четыре интервала по быстрой от -1 до 1 и семь интервалов по поперечному импульсу от 0.5 до 7 ГэВ. Инвариантное дифференциальное сечение ρ^0 , K^{*0} и $\phi(1020)$ -мезонов в 7 интервалах по p_T при быстрой $|y_{lab}| < 1$ было получено следующим образом:

$$\frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma^{\gamma p}}{dp_T^2 dy_{lab}} = \frac{N(p_T, y_{lab})}{\pi \cdot \mathcal{L} \cdot BR \cdot \Phi_\gamma \cdot \epsilon \cdot \Delta p_T^2 \cdot \Delta y_{lab}}, \quad (8)$$

где $N(p_T, y_{lab})$ – число мезонов, реконструированных подгонкой в интервалах по y_{lab} и p_T , а $\Delta y_{lab} = 2$ и $\Delta p_T^2 = 2p_T^{bin} \Delta p_T$ – ширины интервалов. Коррекция на центр интервала, основанная на функции (2), была применена для определения величины поперечного момента p_T^{bin} , при котором измерено данное сечение. Количество реконструированных мезонов было определено как интеграл функции сигнала, измеренного подгонкой из инвариантной массы, для каждого мезона внутри интервала $\pm 2.5\Gamma_0$ от номинальной массы m_0 . \mathcal{L} – интегральная светимость. Относительная ширина распада BR , используемая для коррекции сечения, была взята из Particle Data Group и равна 1, 0.67 и 0.49 для $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^{*0} \rightarrow K^\pm\pi^\mp$ и $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$ соответственно. Интегральный фотонный поток $\Phi_\gamma = 0.0127$ подсчитан в приближении Weizsäcker-Williams.

Дифференциальное сечение ρ^0 , K^{*0} и $\phi(1020)$ -мезонов в четырех интервалах по быстрой от -1 до 1 с $p_T > 0.5$ ГэВ было получено следующим образом:

$$\frac{d\sigma^{\gamma p}}{dy_{lab}} = \frac{N}{\mathcal{L} \cdot BR \cdot \Phi_\gamma \cdot \epsilon \cdot \Delta y_{lab}}, \quad (9)$$

где ширина интервала равна $\Delta y_{lab} = 0.5$.

Эффективность ϵ представлена в виде $\epsilon = \epsilon_{rec} \cdot \epsilon_{S83} \cdot \epsilon_{dE/dx}$, где ϵ_{rec} – эффективность реконструкции мезонов, ϵ_{S83} – триггерная эффективность, определенная в выражении (5). Эффективность dE/dx идентификации частиц $\epsilon_{dE/dx} = 1$ для тех интервалов, где dE/dx идентификация каонов не использовалась, см. табл. 1. $\epsilon_{dE/dx} = \epsilon_K$ и $\epsilon_{dE/dx} = \epsilon_K^2$ для K^{*0} и $\phi(1020)$ соответственно, в интервалах, где dE/dx идентификации каонов использовалась. ϵ_K определена в формуле (7).

Статистическая ошибка находится в пределах 7–15% для ρ^0 , 10–18% для K^{*0} и 13–24% для $\phi(1020)$ -мезона. Получены оценки следующих вкладов в полную систематическую ошибку:

- неопределенность трековой эффективности реконструкции (4%),
- триггерная эффективность (до 6%),
- изменение ширины $f_0(980)$ приводит к неопределенности для ρ^0 (до 7%),
- неопределенность из-за процесса dE/dx идентификации каонов (6% для K^{*0} и 12% для $\phi(1020)$ -мезона),
- точность измерения светимости (2%),
- измерение параметризации комбинаторного фона (до 5%),
- вариация количества отражений (4% для ρ^0 и до 15% для K^{*0}).

Суммарно систематические ошибки на сечение варьируются в области 10–12% для ρ^0 , 11–21% для K^{*0} и 10–17% для $\phi(1020)$.

Инклюзивное недифракционное сечение фоторождения для ρ^0 , K^{*0} и $\phi(1020)$ -мезонов было подсчитано в кинематической области $Q^2 < 0.01$ ГэВ², $174 < W < 256$ ГэВ и в видимом фазовом пространстве мезонов $p_T > 0.5$ ГэВ и $|y_{lab}| < 1$ и равно

$$\sigma_{vis}^{\gamma p}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X) = 25600 \pm 1800 \pm 2700 \text{ нб},$$

$$\sigma_{vis}^{\gamma p}(\gamma p \rightarrow K^{*0} X) = 6260 \pm 350 \pm 860 \text{ нб},$$

$$\sigma_{vis}^{\gamma p}(\gamma p \rightarrow \phi X) = 2400 \pm 180 \pm 340 \text{ нб}.$$

Первая ошибка соответствует статистической, а вторая – систематической. Здесь и далее K^{*0} -мезон определен как сигнал от частицы и античастицы, деленный на 2.

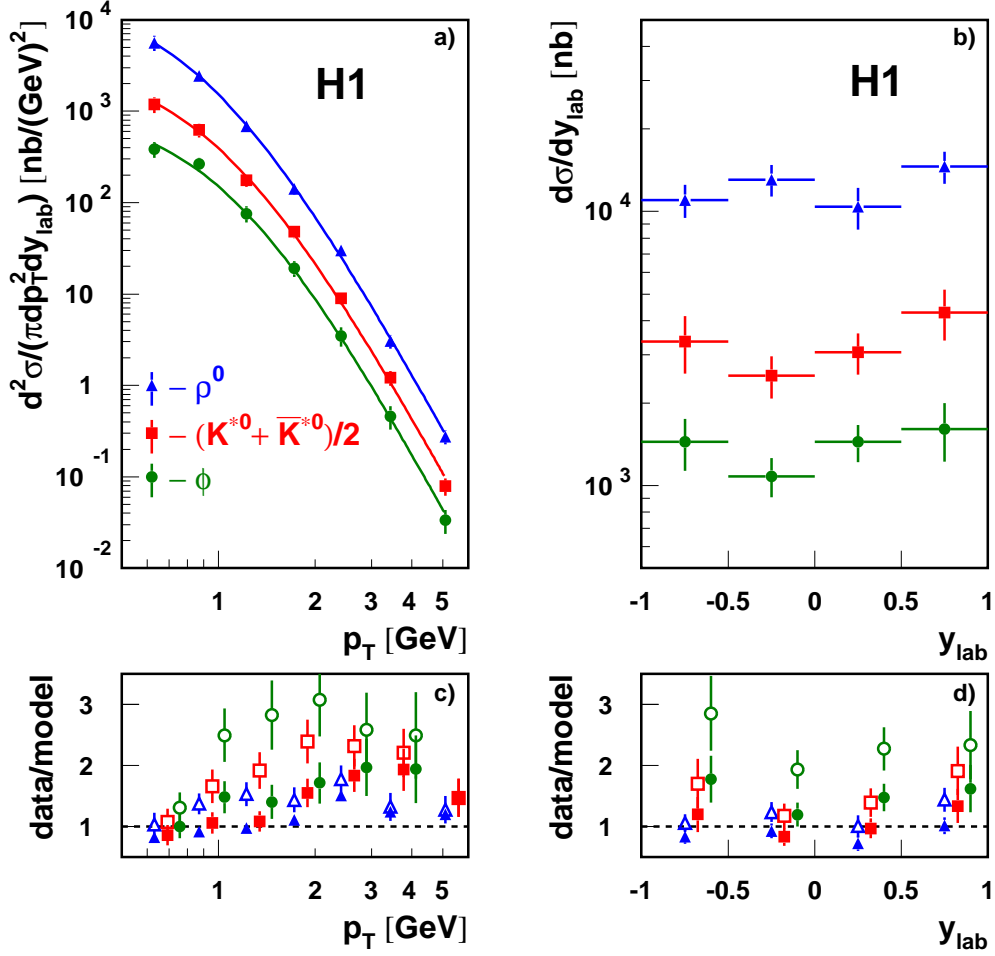


Рис. 5: Инклюзивное дифференциальное недифракционное сечение фоторождения для $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ -мезонов представлено на *a*) как функция поперечного импульса в $|y_{lab}| < 1$ и на *b*) как функция быстроты для $p_T > 0.5$ ГэВ. Кривая на рис. *a*) соответствует подгонке степенной функцией, использующей выражение (2) с $n = 6.7$. Отношения “data/model” показаны для Монте Карло моделирования PYTHIA (закрашенные точки) и RHOJET (пустые точки) на *c*) как функция поперечного импульса в $|y_{lab}| < 1$ и на *d*) как функция быстроты для $p_T > 0.5$ ГэВ. Статистические и систематические ошибки сложены квадратично на этих рисунках.

Дифференциальные сечения фоторождения ρ^0 , K^{*0} и ϕ -мезонов представлены на рис. 5. Внутри анализируемого интервала по быстротам сечение резонансов не зависит от быстроты в пределах измеренных ошибок. Спектр поперечного импульса для ρ^0 , K^{*0} и ϕ -мезонов может быть описан с помощью функции (2), где $d\sigma/dy_{lab}$ в выражении (3) соответствует усредненному значению сечения по центральным быстротам, $\langle d\sigma/dy_{lab} \rangle_{|y_{lab}| < 1}$. Значение степени n зафиксировано на 6.7, которое изначально было определено, используя данные по измерению спектра заряженных частиц сотрудничеством H1, и равно $n = 6.7 \pm 0.3$. Степенное распределение с данным значением n описывает также

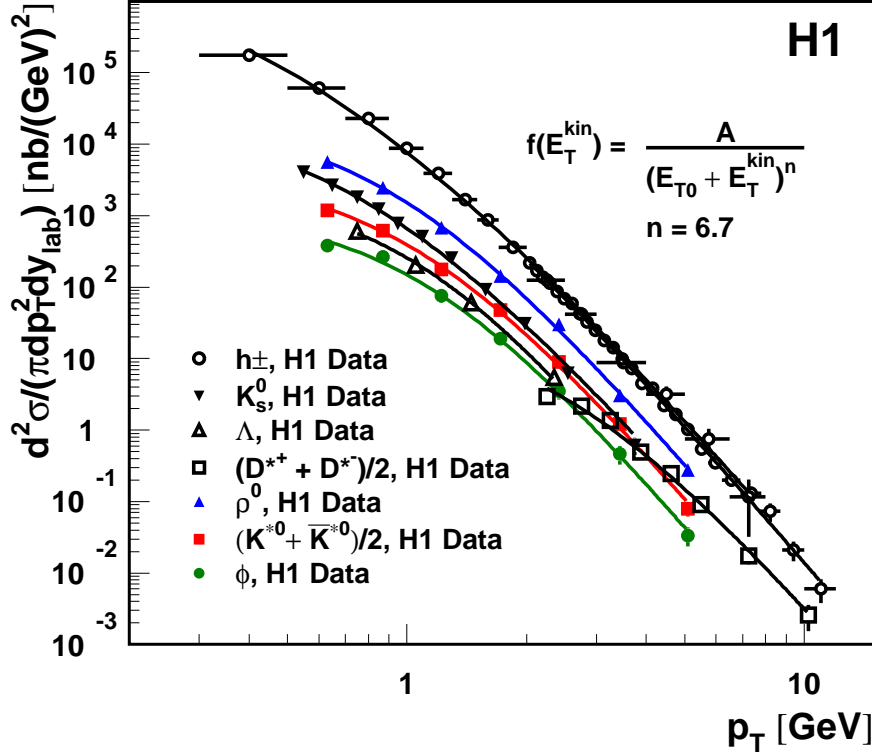


Рис. 6: Инклюзивное дифференциальное сечение фоторождения как функция поперечного импульса. Кривые на рисунке соответствуют подгонке с помощью степенной функции (2). Статистические и систематические ошибки сложены квадратично.

сечения K_S^0 -мезонов, Λ^0 -барионов и $D^{*\pm}$ -мезонов, измеренных на HERA, как это показано на рис. 6. Результаты подгонки функцией (2) для измеренного дифференциального сечения фоторождения ρ^0 , K^{*0} и ϕ -мезонов представлены на рис. 5а). В табл. 2 представлены параметры подгонки и усредненная поперечная кинетическая энергия $\langle E_T^{kin} \rangle$, усредненная поперечная энергия $\langle E_T \rangle = \langle E_T^{kin} \rangle + m_0$ и усредненный поперечный импульс $\langle p_T \rangle = \sqrt{\langle E_T \rangle^2 - m_0^2}$, подсчитанные, используя функцию (2). Ошибки включают в себя экспериментальную погрешность на значение n . Проведено сравнение среднего значения поперечного импульса с ним же, измеренными на RHIC в pp и Au-Au столкновениях.

Интересен тот факт, что резонансы с разными массами, временами жизни и содержанием странного кварка рождаются с приблизительно одинаковыми значениями поперечной кинетической энергии $\langle E_T^{kin} \rangle$. Это наблюдение находится в согласии с термодинамической картиной адронных взаимодействий, в которых первично рожденные адроны термализируются во время взаимодействия. Значения $\langle p_T \rangle$ для ρ^0 , K^{*0} и ϕ -мезонов приблизительно одинаковые в γp и pp -столкновениях с энергией центра масс $\sqrt{s} \approx 200$ ГэВ, в то время как эти все значения выше в Au-Au

Таблица 2: Параметры $\langle d\sigma/dy_{lab} \rangle_{|y_{lab}| < 1}$ и $T = E_{T0}/n$ для ρ^0 , K^{*0} и ϕ из подгонки дифференциального сечения, используя функцию (2). Усредненные поперечные энергия $\langle E_T \rangle$, кинетическая энергия $\langle E_T^{kin} \rangle$ и импульс $\langle p_T \rangle$ представлены в таблице и проведено сравнение с результатами с pp и Au-Au столкновениями, обнаруженными в STAR эксперименте. При N1 измерениях, статистические и систематические ошибки сложены квадратично.

Экспер.		ρ^0	$(K^{*0} + \bar{K}^{*0})/2$	ϕ
γp	$\langle d\sigma/dy_{lab} \rangle_{ y_{lab} < 1}$ [нб]	23600 ± 2700	5220 ± 600	1850 ± 230
	T [ГэВ]	0.151 ± 0.011	0.166 ± 0.012	0.170 ± 0.012
	$\langle E_T \rangle$ [ГэВ]	1.062 ± 0.018	1.205 ± 0.020	1.333 ± 0.022
	$\langle E_T^{kin} \rangle$ [ГэВ]	0.287 ± 0.018	0.313 ± 0.020	0.315 ± 0.022
	$\langle p_T \rangle$ [ГэВ]	0.726 ± 0.027	0.811 ± 0.030	0.860 ± 0.035
pp	$\langle p_T \rangle_{pp}$ [ГэВ]	0.616 ± 0.062	0.81 ± 0.14	0.82 ± 0.03
Au-Au	$\langle p_T \rangle_{AuAu}$ [ГэВ]	0.83 ± 0.10	1.08 ± 0.14	0.97 ± 0.02

столкновениях.

Монте Карло модели PYTHIA и PHOJET не описывают форму измеренного p_T спектра. Более того, в отличие от данных, p_T спектр в Монте Карло не описывается степенной функцией (2). Этот факт виден на рис. 5с) и 5d).

Измерения в видимой кинематической области для ρ^0 , K^{*0} и ϕ -мезонов, $p_T > 0.5$ ГэВ и $|y_{lab}| < 1$, были экстраполированы на весь спектр по p_T , для того, чтобы извлечь полные инклюзивные недифракционные сечения фоторождения, используя подгонку данных функцией (2). Фактор экстраполяции оказался порядка двух. Для того, чтобы подсчитать отношение сечений, использовались усредненные значения дифференциальных сечений $\langle d\sigma/dy_{lab} \rangle_{|y_{lab}| < 1}$ для ρ^0 , K^{*0} и ϕ -мезонов. В области быстрот $|y_{lab}| < 1$ и во всем диапазоне поперечного импульса были обнаружены следующие отношения сечений R :

$$R(K^{*0}/\rho^0) = 0.221 \pm 0.036 ,$$

$$R(\phi/\rho^0) = 0.078 \pm 0.013 ,$$

$$R(\phi/K^{*0}) = 0.354 \pm 0.060 .$$

Данные ошибки включают в себя статистические и систематические, сложенные квадратично. Монте Карло модели PYTHIA и PHOJET с параметрами, измеренными в эксперименте ALEPH, предсказывают отношения 0.200, 0.055 и 0.277, соответственно, которые схожи с измеренными значениями, но немного занижены.

Таблица 3: Отношение полных сечений $R(\phi/K^{*0})$ для ϕ и K^{*0} -мезонов. Отношение в γp -соударениях (Н1) при $\langle W \rangle = 210$ ГэВ сравнено с измерениями в Au-Au и в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ при центральных быстротах. При Н1 измерениях, статистические и систематические ошибки сложены квадратично.

Измерения, эксперимент	$R(\phi/K^{*0})$
γp , $\langle W \rangle = 210$ ГэВ, $ y_{lab} < 1$, данные Н1	0.354 ± 0.060
pp , $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, $ y < 0.5$, данные STAR	0.35 ± 0.05
Au-Au, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, $ y < 0.5$, данные STAR	0.63 ± 0.15

В табл. 3 проведено сравнение отношений сечений $R(\phi/K^{*0})$ с соответственными отношениями, измеренными в сотрудничестве STAR в pp и Au-Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Анализируемые области по быстротам в сотрудничествах Н1 и STAR несколько отличаются², но измеренные отношения для pp и γp -взаимодействий приблизительно одинаковые. Имеются указания на увеличение выхода ϕ -мезона в Au-Au столкновениях. Необходимо повышение точности измерений в Au-Au столкновениях для дальнейших выводов о значимости этого эффекта.

В **заключении** еще раз кратко сформулированы основные результаты работы:

1. Впервые измерено инклюзивное недифракционное сечение фоторождения $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ -мезонов на ускорителе HERA.
2. Дифференциальные сечения рождения этих мезонов, как функция поперечного импульса, описываются распределением, подчиняющимся степенному закону, в то время как дифференциальные сечения рождения не зависят от быстроты адрона в видимой области в пределах ошибок.
3. Оказалось, что эти резонансы с разными массами, временами жизни и содержанием странного кварка рождаются с приблизительно одинаковыми значениями поперечной кинетической энергии. Это наблюдение находится в согласии с термодинамической картиной адронных взаимодействий.
4. Было проведено сравнение полученных результатов с модельными предсказаниями. Показано, что в области малых поперечных импульсов эти модели плохо описывают экспериментальные данные.
5. Было проведено сравнение полученных результатов с данными с ускорителя RHIC. Были измерены отношения сечений $R(K^{*0}/\rho^0)$, $R(\phi/\rho^0)$ и $R(\phi/K^{*0})$. Проведено сравнение $R(\phi/K^{*0})$ с результатами, полученными в pp и Au-Au столкновениях в эксперименте STAR на RHIC. Отношение

²Разница по быстротам между лабораторной системой и γp -системой около двух единиц в эксперименте Н1.

$R(\phi/K^{*0})$, измеренное в γp -взаимодействиях, приблизительно такое же, как и в pp . Имеется указание на увеличение выхода ϕ -мезона в Au-Au столкновениях. Необходимо повышение точности измерений в Au-Au столкновениях для дальнейших выводов о значимости этого эффекта.

6. На примере $\rho(770)^0$ -мезона было показано, что учет эффектов Бозе-Эйнштейна корреляций качественно и количественно объясняет наблюдаемое в эксперименте N1 искажение формы короткоживущих адронных резонансов. Схожий эффект наблюдается в pp и Au-Au столкновениях на RHIC и в e^+e^- -аннигиляции на LEP в Z^0 -распадах.

7. В данной работе была разработана методика измерения каонов с использованием dE/dx идентификации в эксперименте N1 и проведено систематическое изучение закономерностей, наблюдаемых в спектрах заряженных частиц, рожденных в γp , pp и Au-Au взаимодействиях при высокой энергии.

Публикации автора по теме диссертации

- [1] F. D. Aaron, ..., A. Kropivnitskaya *et al.*, "Inclusive Photoproduction of rho0, K*0 and phi Mesons at HERA," Phys. Lett. B **673** (March 2009) 119-126.
- [2] A. Kropivnitskaya, "Light, Strange and Charm Hadron Measurements in ep Collisions as a Baseline for Heavy-Ion Physics," DESY-PROC-2009-01 (February 2009) 145-149, [arXiv:0902.0377].
- [3] A. Kropivnitskaya, "Spectroscopy at HERA," Acta Phys. Polon. B **37** (2006) 899-904.
- [4] A. Kropivnitskaya, "Measurements of the inclusive photoproduction of eta, rho0, f0(980) and f2(1270) at HERA," Surveys High Energ. Phys. **18** (2003) 173-182.
- [5] A. Kropivnitskaya, "Measurements of the inclusive photoproduction of eta, rho0, f0(980) and f2(1270) mesons at HERA," *St. Petersburg 2003, DIS 2003* 613-617.
- [6] A. Kropivnitskaya, "Inclusive photoproduction of light mesons at HERA," *St. Andrews 2004, Hadron physics* 397-398.