

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

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
А. А. Ростовцев

Москва, 2009

Моему любимому сыну Вите.

# Оглавление

<b>Оглавление</b>	<b>3</b>
<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Феноменология <math>ep</math>-рассеяния</b>	<b>8</b>
1.1 Стандартная модель . . . . .	8
1.2 Квантовая Хромодинамика . . . . .	8
1.3 Кинематика $ep$ -рассеяния . . . . .	9
1.4 Структура протона . . . . .	10
1.5 Кварк-партоновая модель . . . . .	11
1.6 Теорема факторизации и уравнение эволюции . . . . .	13
1.7 Фоторождение . . . . .	13
1.8 Структура фотона . . . . .	14
1.9 Процесс адронизации . . . . .	14
1.10 Термодинамический подход в описании спектров частиц . . . . .	15
1.11 Феноменологический подход в описании спектров частиц . . . . .	17
1.12 Монте Карло моделирование . . . . .	18
1.13 Эффекты Бозе-Эйнштейна корреляций . . . . .	21
<b>2 Эксперимент H1 на коллайдере HERA</b>	<b>23</b>
2.1 Коллайдер HERA . . . . .	23
2.2 Детектор H1 . . . . .	25
2.2.1 Центральная трековая система . . . . .	27
2.2.2 Калориметры . . . . .	29
2.2.3 Система измерения светимости и позитронный таггер . . . . .	30
2.2.4 Триггерная система . . . . .	32

2.2.5	Идентификация частиц с помощью энергетических потерь $dE/dx$ . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Отбор <math>\rho(770)^0</math>, <math>K^*(892)</math> и <math>\phi(1020)</math>-мезонов</b>	<b>38</b>
3.1	Отбор событий . . . . .	38
3.2	Монте Карло моделирование и независимые триггера . . . . .	39
3.3	Кинематическая область измерений сечения рождения мезонов . . . . .	41
3.4	Изучение свойств триггера . . . . .	41
3.4.1	Разложение триггерной эффективности по независимым параметрам . . . . .	44
3.4.2	Триггерный акцептенс $a_3$ . . . . .	45
3.4.3	Триггерная эффективность $\epsilon_{trig}$ . . . . .	45
3.5	Метод определения эффективности $dE/dx$ -идентификация частиц . . . . .	52
3.6	Реконструкция $\rho(770)^0$ , $K^*(892)$ и $\phi(1020)$ -мезонов . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Измерение сечений <math>\rho(770)^0</math>, <math>K^*(892)</math> и <math>\phi(1020)</math>-мезонов</b>	<b>75</b>
4.1	Измерение сечений $\rho^0$ , $K^*(892)$ и $\phi(1020)$ -мезонов . . . . .	75
4.2	Изучение систематических ошибок . . . . .	76
4.3	Обсуждение результатов . . . . .	77
	<b>Заключение</b>	<b>83</b>
	<b>Благодарности</b>	<b>85</b>
	<b>Список иллюстраций</b>	<b>86</b>
	<b>Список таблиц</b>	<b>95</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>98</b>

# Введение

Столкновение частиц с высокими энергиями приводит к рождению большого количества адронов и дает возможность изучать процесс адронизации, в котором кварки и глюоны объединяются в бесцветные адроны. Так как большинство адронов рождаются с малыми поперечными импульсами, пертурбативная Квантовая Хромодинамика не применима для описания процесса адронизации. Наиболее успешные феноменологические модели, описывающие процесс адронизации, – струнная [7] и кластерная [8] модели, параметры которых необходимо подбирать для соответствия экспериментальных измерений.

Рождение долгоживущих адронов и резонансов при высоких энергиях было детально изучено в электрон-позитронных столкновениях ( $e^+e^-$ ) на ускорителе LEP, используя распады  $Z^0$ -бозонов [9]. Было замечено искажение и сдвиг в область меньших масс формы массового спектра  $\rho(770)^0$ -резонанса [10]. Это явление оказалось возможным практически полностью описать с помощью эффектов Бозе-Эйнштейна корреляций (БЭК).

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 соударениях тяжелых ионов и протон-протонных ( $pp$ ) столкновениях на коллайдере RHIC [11–14]. Как и в  $e^+e^-$ -соударениях было обнаружено уменьшение массы  $\rho(770)^0$ -мезона, причем она медленно увеличивалась при увеличении поперечного импульса и уменьшалась с увеличением множественности треков в событии. Объяснениями этого явления могут быть как интерференция с  $\pi^+\pi^-$  комбинаторным фоном, так и искажение фазового объема из-за повторного рассеяния пионов из распада  $\rho(770)^0$ -мезона, а также эффекты БЭК и кварк-глюонная плазма.

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 ( $\gamma p$ ) соударениях, где ядерная плотность намного меньше, чем на RHIC. Эти измерения особенно актуальны, так как энергия столкновений в  $\gamma p$ -реакциях на HERA приблизительно такая же, как и энергия центра масс сталкивающихся ядер на RHIC.

В этой 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 выполнены, используя данные, полученные 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  $\gamma p$ -системе  $\langle W \rangle = 210$  ГэВ. Эти данные 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.

На защиту выносятся следующие результаты:

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 H1.
3. Систематический анализ закономерностей, наблюдаемых в измеренных спектрах заряженных частиц, рожденных в  $\gamma p$ ,  $pp$  и Au-Au взаимодействиях при высоких энергиях.

Материалы, изложенные в диссертационной работе, опубликованы в [1–6], докладывались на совещаниях международного сотрудничества H1, 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.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. В главе 1 обсуждается феноменология  $ep$ -рассеяния. В главе 2 описаны коллайдер HERA и экспериментальная установка H1. В главе 3 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. В главе 4 представлено измерение сечений  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi(1020)$ -мезонов, изучение систематических ошибок и обсуждение полученных результатов. Заключение содержит основные результаты проделанной работы.

# Глава 1

## Феноменология $ep$ -рассеяния

### 1.1 Стандартная модель

Стандартная модель до сих пор удовлетворительно описывает практически все явления в современной физике элементарных частиц. Фундаментальными частицами Стандартной модели являются фермионы, из которых состоит материя, и бозоны, которые выполняют роль переносчиков электрослабых и сильных взаимодействий. Гравитационные взаимодействия не являются частью Стандартной модели.

В случае электрослабых взаимодействий переносчиками являются фотон, нейтральный  $Z^0$ -бозон и заряженные  $W^\pm$ -бозоны. В то время как фотон безмассовый, другие электрослабые бозоны массивные:  $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021$  ГэВ и  $M_W = 80.398 \pm 0.025$  ГэВ. Глюоны являются переносчиками сильных взаимодействий.

### 1.2 Квантовая Хромодинамика

Квантовая Хромодинамика (КХД) – это теория поля сильного взаимодействия. В КХД сильные взаимодействия передаются с помощью глюонов. Каждому аромату (типу) кварка могут соответствовать три разных цвета и каждому антикварку соответствуют три разных антицвета. Глюон является носителем комбинации цветового-антицветового заряда. В то время как кварки могут взаимодействовать и с электрослабыми калибровочными бозонами, глюоны могут взаимодействовать только с частицами, несущими в себе цветовой заряд, то



есть с кварками и глюонами. Это приводит к эффекту взаимодействия глюонов между собой, которого нет в электрослабом взаимодействии. Величина сильного взаимодействия исчисляется при помощи константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$ . В отличие от постоянной тонкой структуры  $\alpha_{em}$ , константа сильного взаимодействия зависит от энергетического масштаба  $\mu$ . Это явление известно как бегущая константа сильного взаимодействия. В ведущем порядке теории возмущения  $\alpha_s$  представляется следующей формулой:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{12\pi}{(33 - 22n_f) \ln(\mu^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad (1.1)$$

где  $n_f$  – количество ароматов кварков с массой меньшей  $\mu$ .  $\Lambda_{QCD}$  – свободный параметр, известный как масштаб КХД и измеренный экспериментально  $\Lambda_{QCD} \approx 0.2$  ГэВ.

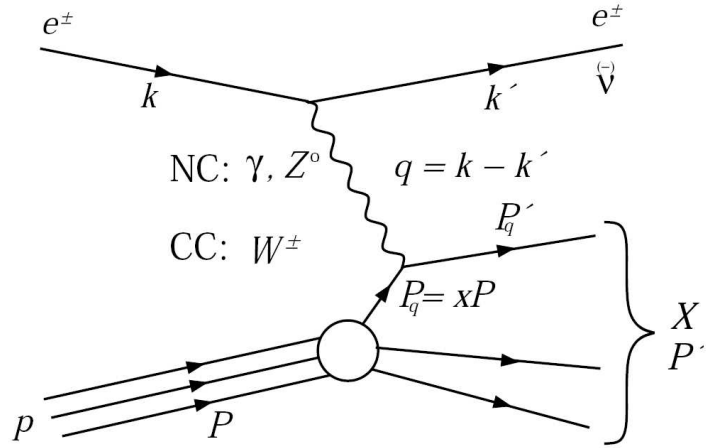
Большие значения  $\mu$  соответствуют маленьким расстояниям. При  $\mu \rightarrow \infty$  выражение (1.1) предсказывает  $\alpha_s \rightarrow 0$ , то есть при маленьких расстояниях константа сильного взаимодействия пренебрежимо мала, поэтому в процессах при высоких энергиях кварки могут считаться свободными частицами. Это поведение кварков известно как асимптотическая свобода.

С другой стороны  $\alpha_s$  увеличивается при  $\mu \rightarrow 0$ . Этот эффект соответствует тому факту, что свободные кварки никогда экспериментально не наблюдались. Кварки всегда заключены в бесцветных адронах. Это могут быть мезоны, которые состоят из кварка и антикварка, и барионы, состоящие из трех кварков.

### 1.3 Кинематика $ep$ -рассеяния

В  $ep$ -рассеянии электроны взаимодействуют с протонами через обмен калибровочным бозоном. Во взаимодействиях через Заряженный Ток (ЗТ) участвует  $W^\pm$ -бозон и электрон переходит в нейтрино. Во взаимодействиях через Нейтральный Ток (НТ) участвует фотон или  $Z^0$ -бозон и рассеянный электрон может быть зарегистрирован в детекторе, если угол рассеяния достаточно большой. Процесс рассеяния может быть описан набором переменных, которые показаны на рисунке 1.1. Виртуальность калибровочного бозона выражается через импульс, переданный электроном протону:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2. \quad (1.2)$$

Рис. 1.1: Кинематика  $ep$ -рассеяния. CC означает ЗТ, а NC – НТ.

Энергия центра масс задается формулой:

$$s = (P + k)^2, \quad (1.3)$$

неупругость определяется:

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}, \quad (1.4)$$

которая равна относительной энергии, переданной в вершине электрона.

Переменная Бьеркина, определенная формулой:

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, \quad (1.5)$$

равна доли импульса, унесенного взаимодействующим партоном. Пренебрегая массами взаимодействующих частиц, эти четыре переменные связаны между собой уравнением:

$$Q^2 = x y s. \quad (1.6)$$

Это означает, что при фиксированной энергии центра масс только две переменные независимы.

## 1.4 Структура протона

В Стандартной модели протон не является элементарной частицей и состоит из кварков и глюонов. Для описания электрон-протонного рассеяния эта структура должна быть смоделирована должным образом. Эксперименты H1 и ZEUS по

глубоконеупругому рассеянию на ускорителе HERA позволяют изучить структуру протона и ее динамику в зависимости от различных переменных.

Обычно структура протона описывается набором структурных функций. Оба сечения с НТ и ЗТ выражаются через эти структурные функции. Сечение НТ включает в себя члены от  $\gamma$ -обмена,  $Z$ -обмена и  $\gamma Z$ -интерференции. Пропогатор членов, включающий в себя  $Z$ -обмен, пропорционален  $1/(Q^2 + M_Z^2)^2$ , который приводит к подавлению  $Z$ -обмена и  $\gamma Z$ -интерференции по сравнению с  $\gamma$ -обменом при  $Q^2 \ll M_Z^2$ . Следовательно в области средних и низких  $Q^2$  имеет силу предположение чистого  $\gamma$ -обмена и для описания сечения можно использовать только одну структурную функцию  $F_2^p(x, Q^2)$ :

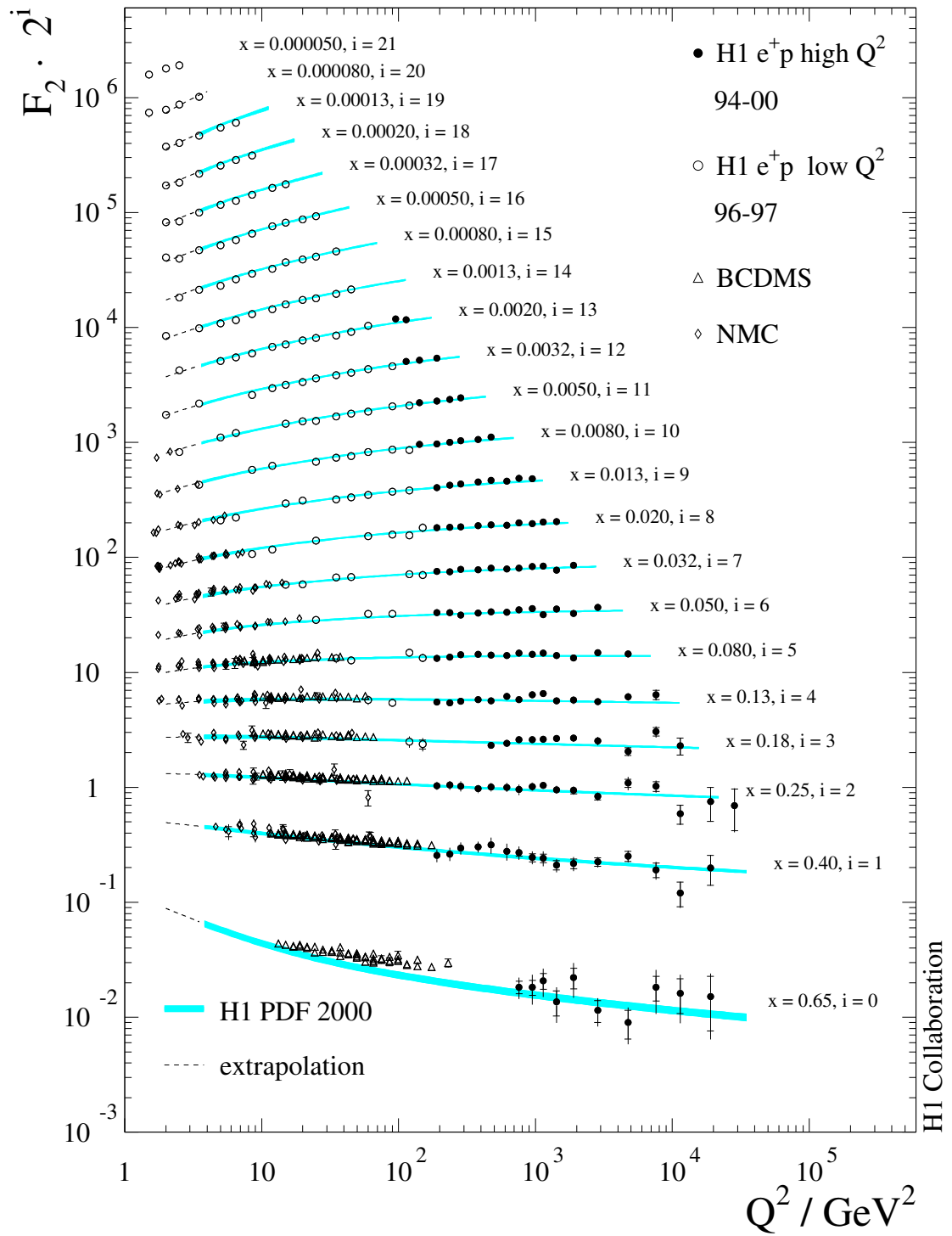
$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha}{xQ^4} F_2^p(1 + (1-y)^2). \quad (1.7)$$

## 1.5 Кварк-партонная модель

При больших импульсах ( $p_p \gg m_p$ ) протон можно рассматривать как “пучок” свободных кварков. В данной кварк-партонной модели процесс рассеяния определен как рассеяние электрона на одном кварке, в то время как остальные кварки не взаимодействуют и называются протонными остатками. В этой упрощенной модели структурная функция  $F_2^p$  выглядит следующим образом:

$$F_2^p = x \sum_q c_q^2 (f_q^p(x, Q^2) + f_{\bar{q}}^p(x, Q^2)), \quad (1.8)$$

где  $c_q$  – заряд кварка, а функции  $f_q^p$  и  $f_{\bar{q}}^p$  – плотность распределения кварка и антикварка в протоне соответственно. Если предположить, что протон состоит только из трех валентных кварка, то структурная функция  $F_2^p$  будет зависеть только от  $x$ . Это явление известно как Бьеркиновский скейлинг. Доскональное измерение НТ при глубоконеупругом рассеянии свидетельствует о том, что  $F_2^p$  все-таки зависит от  $Q^2$ . Это явление называется нарушением скейлинга. Глюоны и глюоны, рождающие кварк-антикварковые пары создают этот эффект. На рисунке 1.2 показана зависимость  $F_2^p$  от  $Q^2$ , измеренная в эксперименте H1 в работе [15], где четко виден эффект нарушения скейлинга.

Рис. 1.2: Структурная функция  $F_2^p$ , измеренная в эксперименте H1 в работе [15].

## 1.6 Теорема факторизации и уравнение эволюции

В теории возмущения КХД применима теорема факторизации. В ней процесс рассеяния разделен на взаимодействие высокоэнергичных партонов, которые называются жесткими процессами и могут быть смоделированы в пертурбативной КХД (пКХД), и на взаимодействия на больших расстояниях (мягкие процессы), которые относятся к непертурбативной области. Жесткие процессы описываются функциями коэффициентов  $C_2^i$ , которые рассчитываются в пКХД. Мягкие процессы описываются функциями распределения партонов (ФРП)  $f_i^p(\xi)$ , которые представляют собой вероятность нахождения партона с частью импульса  $\xi$  от продольного импульса протона. Структурная функция может быть представлена как свертка этих переменных:

$$F_2^p(x, Q^2) = \sum_{i \in q, \bar{q}, g} \int_x^1 d\xi C_2^i \left( \frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu^2}, \frac{\mu_f^2}{\mu^2}, \alpha_s(\mu) \right) f_i^p(\xi, \mu_f, \mu), \quad (1.9)$$

где  $\mu$  – перенормировочный масштаб КХД,  $\mu_f$  – величина факторизации, которая определяет границы между пертурбативной и непертурбативной областью. Значение  $\mu_f$  зависит от схемы, используемой факторизации.

Однако при фиксированной схеме факторизации ФРП универсальны, т.е. они не зависят от процесса рассеяния, в котором участвует протон, а также, измерив ФРП в одной точке  $\mu_f$ , можно рассчитать их значение в любой другой. Эволюция ФРП может быть предсказана, используя пКХД. В большинстве случаев используется уравнение эволюции DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi) [16–19]. В некоторых областях это уравнение эволюции не применимо и поэтому используются другие подходы такие, как BFKL (Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov) [20–22] или CCFM (Catani, Ciafaloni, Fioranu, Marchesini) [23–26].

## 1.7 Фоторождение

На коллайдере HERA существуют две основных кинематических области: фоторождение и глубоконеупругое рассеяние (ГНР). Экспериментально эти области определяются с помощью зарегистрированного рассеянного электрона в калориметре SpaCal (см. раздел 2.2.2) при ГНР  $1 < Q^2 < 1000 \text{ ГэВ}^2$  и незарегистрированного электрона в SpaCal при фоторождении  $0 < Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$ .

Как уже обсуждалось в разделе 1.4 при низких  $Q^2$  доминирует  $\gamma$  обмен в полном сечении рассеяния. А так как фотонный пропатор ведет себя как  $1/Q^2$  в инклюзивном спектре, то фоторождение по сечению намного превосходит ГНР. Более того, при фоторождении электрон рассеивается на очень маленький угол. Поэтому определение  $y$  в уравнении (1.4) упрощается до  $y = 1 - E'_e/E_e$ , а в пределе  $Q^2 \rightarrow 0$ , с конечными значениями  $s$  и  $y$ , из уравнения (1.6) следует, что  $x \rightarrow 0$ .

При фоторождении фотон, участвующий в обмене, можно считать квази-реальным, так как его виртуальность мала:  $0 < Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$ . Это позволяет разделить  $ep$ -рассеяние на излучение фотона электроном и на рассеяние реального фотона на протоне. Поэтому  $ep$ -рассеяние можно представить в виде:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(y, Q^2)}{dydQ^2} = f_{\gamma p}(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}(y), \quad (1.10)$$

где  $\sigma_{\gamma p}$  – сечение рассеяния реального фотона на протоне с энергией  $E_\gamma = yE_e$ , а  $f_{\gamma p}(y, Q^2)$  – вероятность, что электрон излучит фотон с виртуальность  $Q^2$  и частью импульса  $y$ . В предположении приближения Weizsäcker-Williams [27, 28], в котором пренебрегаются члены, ответственные за продольную поляризацию фотона, фотонный поток выражается в виде:

$$f_{\gamma p}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{Q^2} \left( \frac{1 + (1-y)^2}{y} - \frac{2(1-y)}{y} \frac{Q_{min}^2}{Q^2} \right), \quad (1.11)$$

где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры, а  $Q_{min}^2 = (m_e y)^2/(1-y)$  – кинематический нижний предел.

## 1.8 Структура фотона

Рассеяние фотона на протоне подразделяется на два основных класса. Если фотон взаимодействует с партоном протона напрямую, то этот процесс называется *прямым взаимодействием фотона*. Но хотя фотон и элементарная частица, он может флуктуировать в адронное состояние, например в кварк-антикварковую пару и потом провзаимодействовать с протоном. Такой процесс называется *адронным взаимодействием фотона*.

## 1.9 Процесс адронизации

Сечение  $\sigma_{\gamma p}$  до сих пор обсуждалось для квази-свободных кварков и глюонов в конечном состоянии. Но мы наблюдаем, конечно же, только адроны. Переход

от свободных, цветных кварков в обычные адроны называется процессом адронизации.

В 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 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 предсказан в рамках пКХД. Для этого необходим феноменологический подход. Измерение инклюзивного сечения  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi$ -мезонов обеспечит дополнительную информацию для моделей по адронизации.

Модели по адронизации применяются в Монте Карло генераторах. Генераторы, используемые в этой работе, основаны на так называемой струнной модели Lund [29–31], которая применяется в JETSET [32, 33]. В этой модели цветное поле между двумя цветными объектами сжимается в трубку как струна и описывается потенциалом:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + \kappa \cdot r, \quad (1.12)$$

где  $r$  – расстояние между двумя цветными объектами, а  $\kappa \approx 1$  ГэВ/фм означает энергетическую плотность струны. Второй член в формуле (1.12) быстро увеличивается с ростом расстояния между кварк-антикварковой парой. Струна разрывается как только энергия цветового 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. На рисунке 1.3 представлена последовательность разрыва струн.

## 1.10 Термодинамический подход в описании спектров частиц

В середине XX века R. Hagedorn использовал термодинамический подход в описании рождения частиц в физике высоких энергий [34]. Идея этого подхода

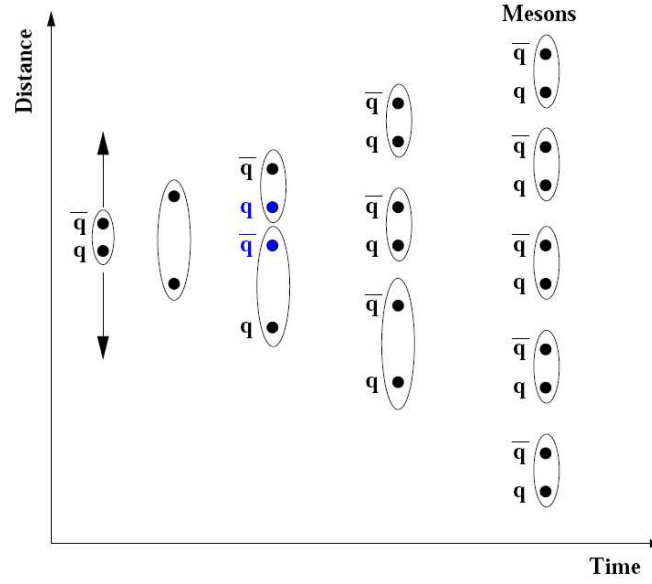


Рис. 1.3: Иллюстрация струнной модели адронизации Lund.

заключается в том, что при соударении частиц с высокой энергией первоначально образуется термодинамическое равновесие в определенном объеме  $V_0$ . В этом равновесии участвует неограниченное количество различных более или менее возбужденных адронов, которые подчиняются законам термодинамики и в последствие покидают область взаимодействия и распадаются на стабильные частицы ( $K$ ,  $\pi$ ,  $n$ ,  $p$  и т.д.) через один или череду этапов.

R. Hagedorn показал, что энергетический спектр частиц, участвующих в термодинамическом равновесии, должен подчиняться экспоненциальному распределению. Также должна существовать максимальная возможная температура  $T_0$ , которая будет одинакова для всех явлений в физике высоких энергий, в которых участвуют адроны. Этот эффект можно легко понять на следующем примере: в идеальном газе (с фиксированным количеством частиц) температура растет пропорционально энергии  $E$ , в квантовом газе, где могут рождаться частицы, температура увеличивается значительно медленнее и  $T \sim E^{\frac{1}{4}}$ ; а в нашем случае, где не только рождаются новые частицы, но и новые типы частиц, температура остается постоянной с увеличением энергии.



## 1.11 Феноменологический подход в описании спектров частиц

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  $y_{lab}$  (система координат Н1 эксперимента и быстрота определены в разделе 2.2), предположив азимутальную симметрию:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^2\sigma}{\pi dp_T^2 dy}.$$

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

$$\frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma^{\gamma p}}{dp_T^2 dy_{lab}} = \frac{A}{(E_{T_0} + E_T^{kin})^n}, \quad (1.13)$$

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 (1.13) 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 [34]. 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

$$A = \frac{d\sigma}{dy_{lab}} \frac{(n-1)(n-2)(E_{T_0})^{n-1}}{2\pi(E_{T_0} + (n-2)m_0)}. \quad (1.14)$$

Был проведен систематический анализ измеренных спектров заряженных частиц, рожденных в  $\gamma p$  [35, 36],  $pp$  [37–39] и Au-Au [40] взаимодействиях при высоких энергиях. На рисунке 1.4 сверху показано инвариантное сечение заряженных треков в  $\gamma p$  и Au-Au соударениях как функция поперечного импульса  $p_T$  и его подгонка функцией, подчиняющейся степенному закону (1.13). На рисунке 1.4 снизу показано инвариантное сечение заряженных треков в  $pp$ -соударениях, нормированное на подгонку степенной функции (1.13) спектра с энергией в центре масс  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ, как функция поперечного импульса  $p_T$  при разной энергии столкновений в системе центра масс, варьирующейся от 53 ГэВ до 1800 ГэВ.

Оказалось, что рождение заряженных частиц в  $\gamma p$  [35, 36],  $pp$  [37–39] и Au-Au [40] столкновениях подчиняется не только степенному закону (1.13), что показано на рисунке 1.4, но и обладает некоторыми дополнительными свойствами. На рисунке 1.5 представлено распределение параметра  $T$  как функция показателя степени  $n$ , измеренное из сечений заряженных частиц в  $\gamma p$ ,  $pp$  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  $\gamma p$ ,  $pp$  и Au-Au столкновениях при фиксированной  $\sqrt{s}$ , параметры  $T$  и  $n$  увеличиваются с усложнением системы сталкивающихся частиц.

## 1.12 Монте Карло моделирование

Монте Карло моделирование необходимо как для коррекции данных, так и для сравнения с измерениями. Для измерения сечения частиц необходима детальная симуляция отклика детектора H1. События фоторождения были смоделированы при помощи PYTHIA [41] и PHOJET [42, 43] Монте Карло генераторов. В обоих случаях, моделирование процесса адронизации основано на

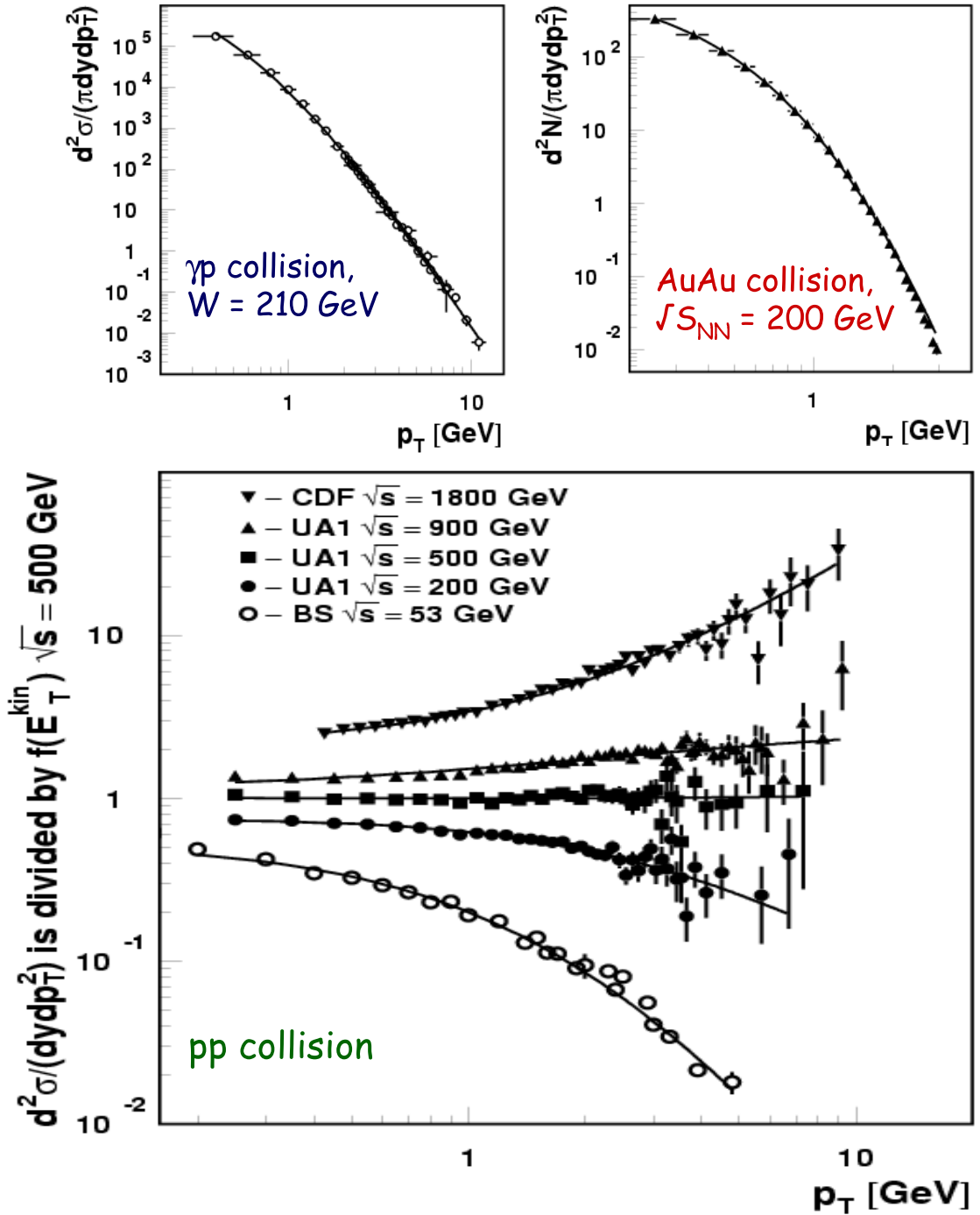


Рис. 1.4: На рисунках сверху показано инвариантное сечение заряженных треков в  $\gamma p$  и Au-Au соударениях как функция поперечного импульса  $p_T$  и его подгонка функцией, подчиняющейся степенному закону (1.13). На рисунке снизу показано инвариантное сечение заряженных треков в  $pp$ -соударениях как функция поперечного импульса  $p_T$  при разной энергии столкновений в системе центра масс, варьирующейся от 53 ГэВ до 1800 ГэВ; инвариантные сечения нормированы на подгонку спектра с энергией в центре масс  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ функцией, подчиняющейся степенному закону (1.13); подгонка степенным законом (1.13) также показана на этом рисунке для всех спектров.

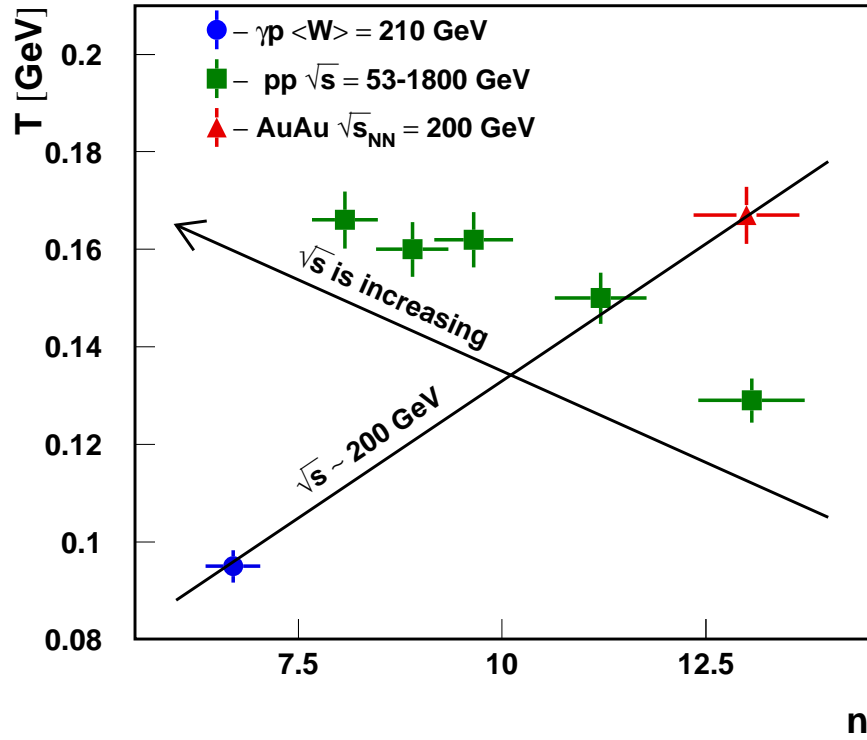


Рис. 1.5: Распределение параметра  $T = E_{T0}/n$  как функция показателя степени  $n$ , извлеченное из подгонки дифференциальных сечений заряженных частиц функцией, подчиняющейся степенному закону (1.13), и измеренных в  $\gamma p$ ,  $pp$  и  $Au-Au$  столкновениях.

принципе струнной фрагментации [32, 33], который обсуждался в разделе 1.9. Для описания данных, во время фрагментации партонов были использованы параметры настройки моделирования, обнаруженные в эксперименте ALEPH [44]. Эффекты Бозе-Эйнштейна корреляций (БЭК) на спектр инвариантной массы одинаково и противоположно заряженных пионных пар были учтены, используя параметризацию Гауссом [44] и обсуждаются в разделе 1.13. События фоторождения, смоделированные при помощи PYTHIA и PHOJET генераторов, были пропущены через моделирование детектора H1, на основе GEANT [45] и через такую же реконструкцию и анализ, как и данные. Смоделированные события используются для коррекции данных на эффекты детектора.

### 1.13 Эффекты Бозе-Эйнштейна корреляций

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.

БЭК были изучены в физике высоких энергиях практически во всех типах соударениях, например в  $e^+e^-$ -аннигиляции, лептон-ядерном ( $lN$ ) рассеянии, в  $e\bar{p}$  [46],  $\pi N$ ,  $KN$ ,  $NN$  и  $\bar{N}N$ -реакциях [47, 48].

В Монте Карло моделировании [41] возможно приближенно описать механизм генерации эффектов БЭК. В данном алгоритме процесс фрагментации происходит как обычно без эффектов БЭК, например распад короткоживущих мезонов таких как  $\rho(770)^0$ . А уже потом парами рассматриваются идентичные бозоны, например  $\pi^+$ . Величина  $Q_{ij}$  пары  $i$  и  $j$  подсчитывается следующим образом:

$$Q_{ij} = \sqrt{(p_i + p_j)^2 - 4m^2} = \sqrt{M^2 - 4m^2}$$

где  $m$  – масса бозонов,  $p_i$  и  $p_j$  – их четырех импульсы,  $M$  – инвариантная масса двух бозонов. Для реализации БЭК используется сдвиг величины  $Q_{ij}$  в область меньшей величины  $Q'_{ij}$  так, что их отношение  $f_2(Q)$  может быть параметризовано следующим образом:

$$f_2(Q) = 1 + \lambda \exp(-(Q/d)^r), \quad r = 1 \text{ или } 2,$$

где  $d$  – характерный размер области БЭК эффектов; параметр  $\lambda$  отражает величину когерентности источника;  $r = 1$  – экспоненциальная параметризация, а  $r = 2$  – параметризация Гауссом [44]. Чтобы сохранить фазовый объем инклюзивного спектра  $Q_{ij}$ , величина  $Q'_{ij}$  подсчитывается как решение уравнения:

$$\int_0^{Q_{ij}} \frac{Q^2 dQ}{\sqrt{Q^2 + 4m^2}} = \int_0^{Q'_{ij}} f_2(Q) \frac{Q^2 dQ}{\sqrt{Q^2 + 4m^2}}.$$

Данный сдвиг рассматривается для каждой пары бозонов в отдельности. Новые значения импульсов присваиваются частицам только после того, как сдвиг по отношению к первоначальным импульсам был произведен для всех пар бозонов.

То есть, если у пары идентичных бозонов близкие по значению четырех импульсы, то величина  $Q_{ij} \approx 0$ , что приводит к максимальным корреляциям. Но если бозоны выходят из характерного размера области БЭК эффектов (разные четырех импульсы), то корреляции не наблюдаются.

## Глава 2

# Эксперимент H1 на коллайдере HERA

### 2.1 Коллайдер HERA

Электрон-протонный коллайдер HERA является первым в мире лептон-протонным коллайдером. Он расположен недалеко от лаборатории DESY в Гамбурге, Германия. HERA был рассчитан на ускорение электронных или позитронных и протонных пучков в тоннеле длиной в 6.3 км до энергий 30 и 820 ГэВ соответственно. В 1998 году энергия протонного пучка была увеличена до 920 ГэВ. Энергия позитрона <sup>1</sup> была равна 27.52 ГэВ, что соответствует энергии системы центра масс  $\sqrt{s} = \sqrt{4E_e E_p} = 318$  ГэВ. Эта энергия на порядок выше по сравнению с экспериментами, использующими фиксированную мишень. Коллайдер HERA предоставляет уникальную возможность изучать рассеяние позитронов и протонов при очень больших энергиях.

HERA имеет две пучковых трубы (ускорительные каналы), расположенные в 6.3 километровом тоннеле, прорытом на глубине 10 - 15 метров от поверхности Земли. Позитронные и протонные пучки циркулируют навстречу друг другу. На кольце коллайдера находятся четыре эксперимента. Детекторы экспериментов ZEUS и H1, расположенные соответственно в Южном и Северном залах, используют прямые столкновения позитронного и протонного пучков. Эксперимент HERMES, расположенный в Восточном зале, использует поляризованные электроны и поляризованную газовую мишень для изучения

---

<sup>1</sup>Здесь и далее термин “позитроны” будет использоваться для определения обоих пучков - позитронного и электронного.

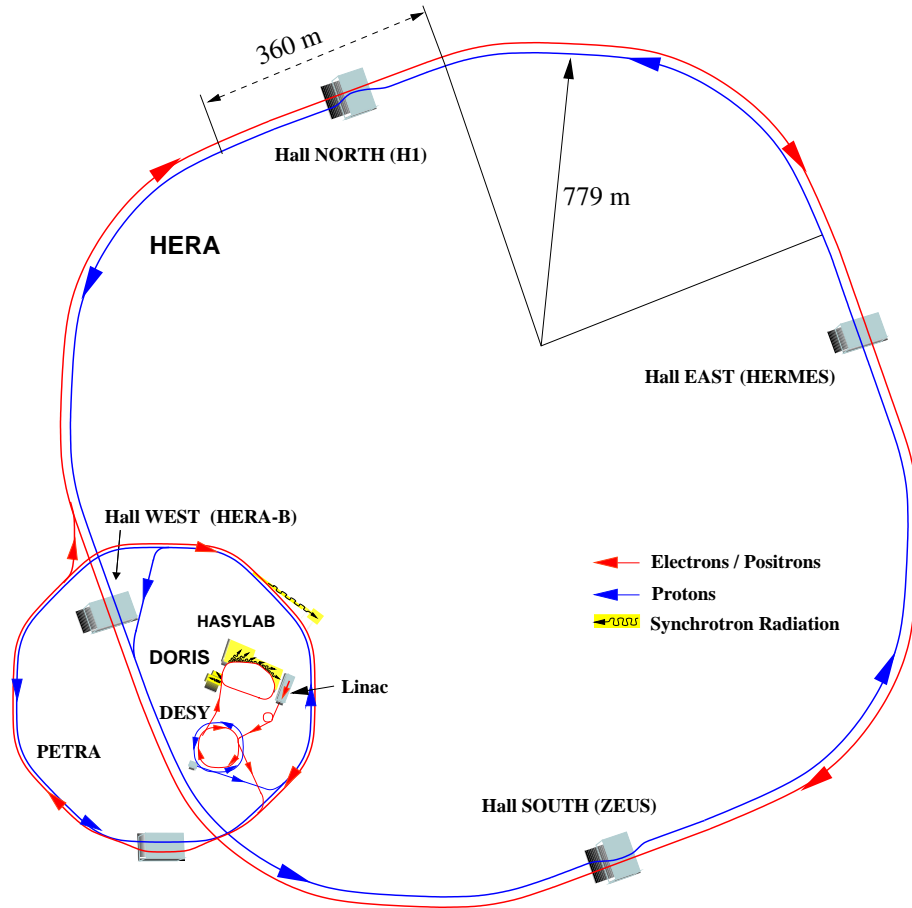


Рис. 2.1: Схема коллайдера HERA. Четыре больших эксперимента расположены в экспериментальных залах Южный (ZEUS), Западный (HERA-B), Северный (H1) и Восточный (HERMES).

спиновой структуры нуклонов. Эксперимент HERA-B расположен в Западном зале и сконструирован для изучения нарушения  $CP$ -симметрии в системе  $B\bar{B}$ .

На рисунке 2.1 представлена схема коллайдера HERA. Перед тем как частицы инжектируются в коллайдер, они подвергаются предварительному ускорению. Инжекции протонов предшествует ускорение отрицательных ионов водорода ( $H^-$ ) до 50 МэВ, которые попадают в синхротрон DESY III. Ионы пропускаются через фольгу, в которой отделяются электроны. После того, как протоны ускоряются до энергии 7.5 ГэВ, они попадают в установку PETRA, где достигают энергии 40 ГэВ, перед инъекцией в протонное накопительное кольцо HERA. Электроны или позитроны предварительно разгоняются в линейном ускорителе LINAC I (220 МэВ,  $e^-$ ) или LINAC II (450 МэВ,  $e^+$ ), а затем в DESY II до 7.5 ГэВ. В накопительное кольцо коллайдера HERA они попадают после ускорения до



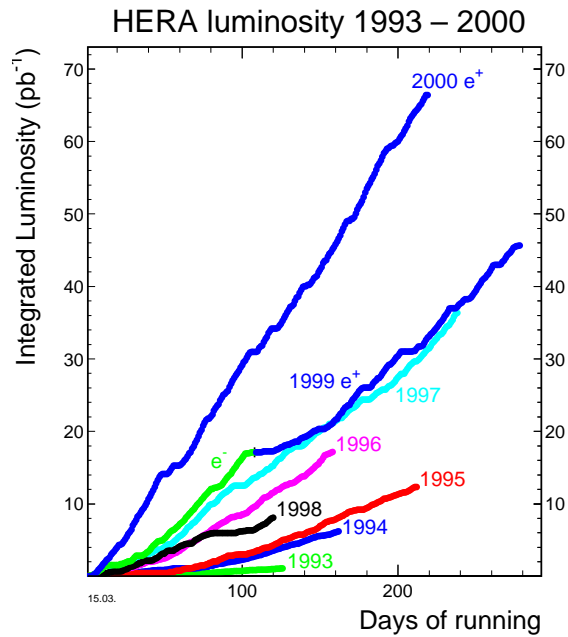


Рис. 2.2: Интегральная светимость коллайдера HERA в зависимости от числа дней работы в различные годы.

энергии 14 ГэВ в установке PETRA.

Интегральная светимость коллайдера HERA в разные годы набора данных, показана на рисунке 2.2. Как видно из рисунка 2.2, величина светимости постоянно росла вместе с мастерством операторов HERA. В данной работе используется статистика, набранная в течение 2000 года.

## 2.2 Детектор H1

Детектор H1 был расположен в Северном зале и представлен на рисунке 2.3 с указанием основных компонентов, входящих в состав детектора. Следуя нумерации, показанной на рисунке:

1. Ускорительный канал 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

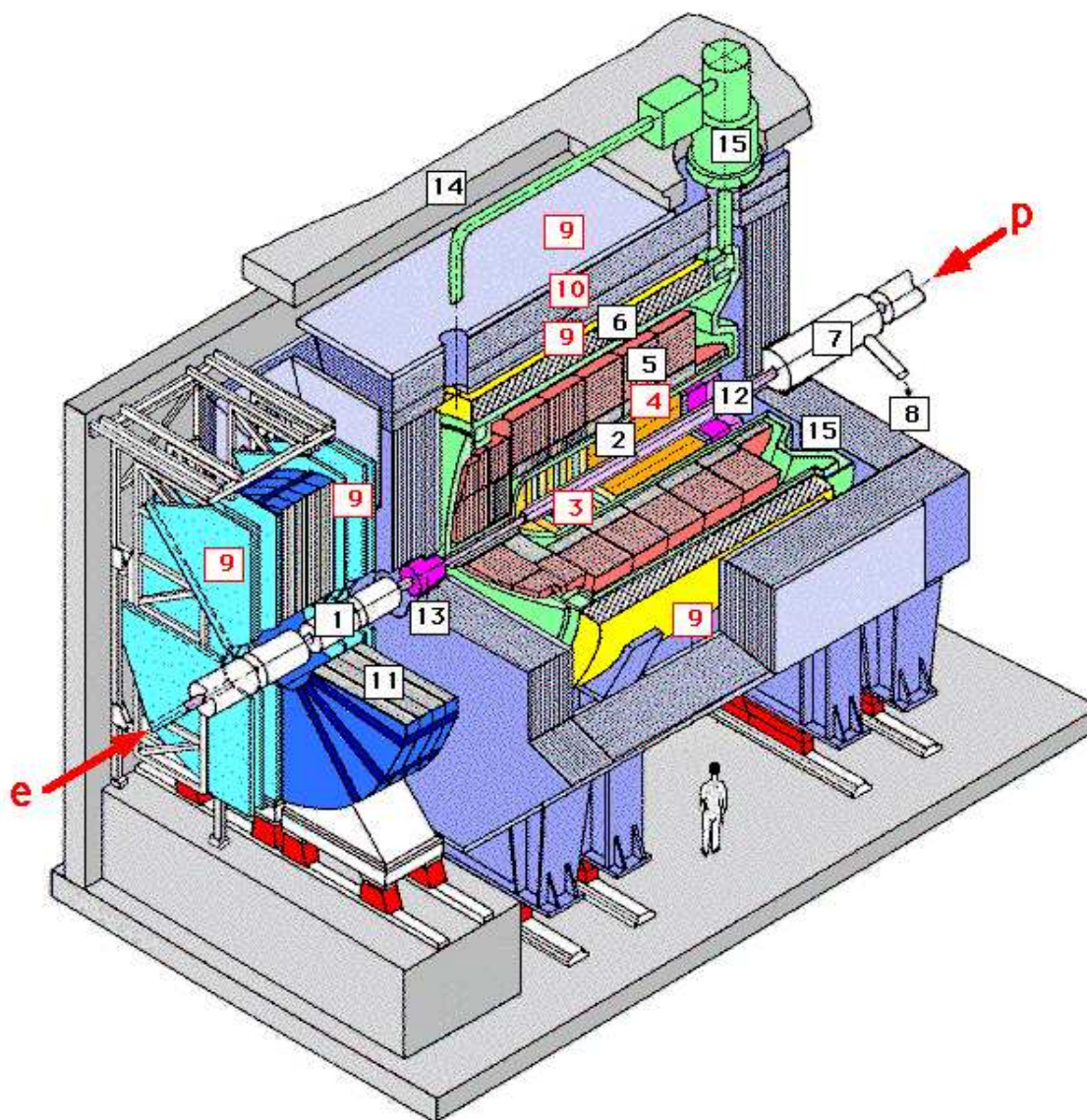


Рис. 2.3: Схема установки детектора H1

- 7. Компенсационный магнит
- 8. Система для подачи гелия
- 9. Мюонные камеры
- 10. Железное ярмо магнита
- 11. Тороидальный магнит и мюонные камеры
- 12. SpaCal калориметр
- 13. PLUG калориметр
- 14. Бетонная защита

### 15. Жидко-аргонный криостат

Размеры детектора составляют 12 м х 10 м х 15 м и его вес около 2800 тонн. 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  $z$ . Быстрота в лабораторной системе частицы  $y_{lab}$  с энергией  $E$  и продольным импульсом  $p_z$  задается формулой:

$$y_{lab} = 0.5 \ln\{(E + p_z)/(E - p_z)\}. \quad (2.1)$$

Из-за разных энергий пучков, центр позитрон-протонной системы сдвинут по направлению прилетающего протона, что было учтено при постройке ассиметричного детектора (больше материала в положительном направлении оси  $z$ ). Другой важной характеристикой детектора H1 является практически полная  $4\pi$  геометрия. Это свойство очень важно для событий, у которых в конечном состоянии находятся нейтрино, сигнал которых нельзя измерить.

Детальное описание детектора H1 можно найти в [49, 50]. Здесь приводится только краткое описание тех частей детектора, которые были использованы в данной работе. Это позитронный таггер, центральный трековый детектор и калориметры (LAr и SpaCal). Так как анализируемые данные были набраны только во время периода HERAI, состав детектора обсуждается только за этот период.

#### 2.2.1 Центральная трековая система

Центральный трековый детектор состоит из двух центральных дрейфовых камер (CJC1 и CJC2), центрального кремниевого трекера (CST) и центральных внутренней и внешней  $z$ -камер (CIZ/COZ), которые показаны на рисунке 2.4. Центральные внутренняя и внешняя пропорциональные камеры CIP и COP используются только в триггерной системе и расположены близко к CIZ и COZ соответственно.

Главным трековым прибором является центральная дрейфовая камера CJC, которая состоит из двух коаксиальных цилиндров, наполненных газом и

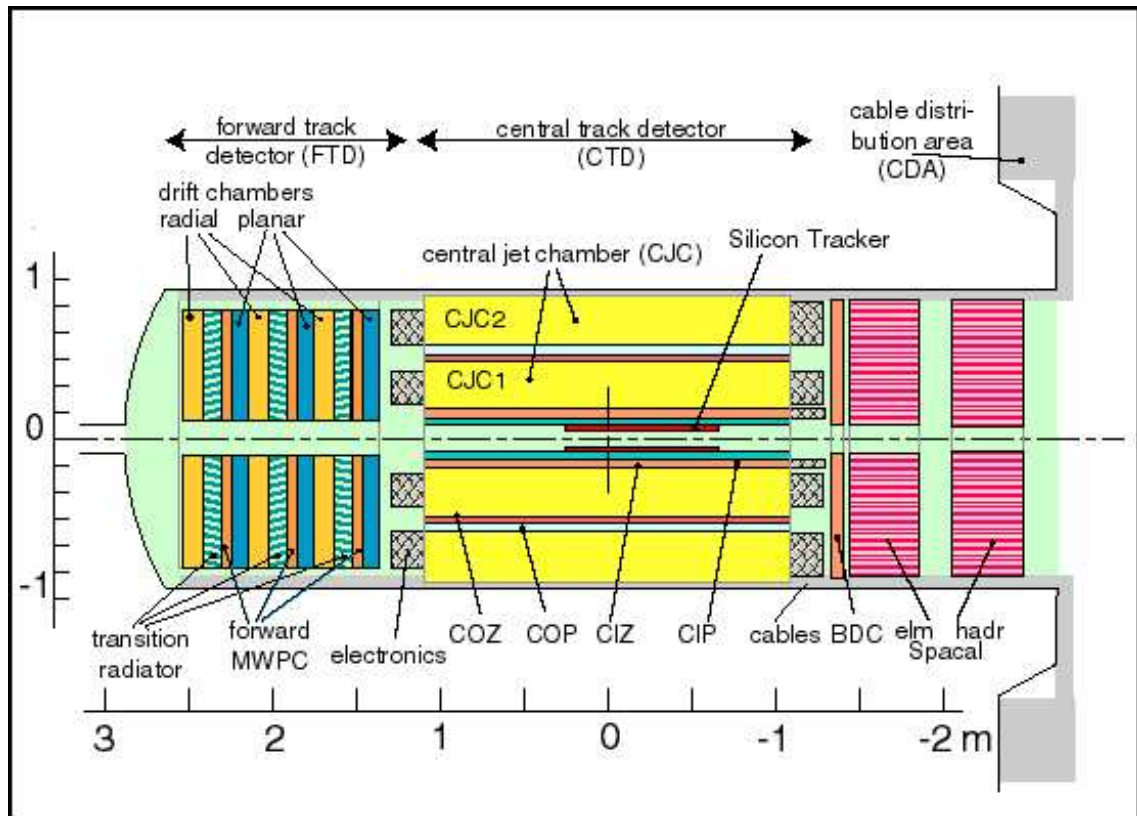


Рис. 2.4: Центральная трековая система детектора H1

расположенных вдоль оси пучков от  $z = -1.1$  м до  $z = 1.1$  м. Внутренняя камера CJC1 покрывает угол  $11^\circ < \theta < 169^\circ$ , а внешняя камера CJC2 –  $26^\circ < \theta < 154^\circ$ , сигнальные и полевые проволоки которых натянуты параллельно оси пучка с дрейфовыми ячейками и наклонены примерно под  $30^\circ$  по отношению к радиальному направлению.

Заряженные частицы, пересекающие CJC, ионизируют газ в камере. Испускаемые электроны дрейфуют по направлению к сигнальной проволоке и вызывают электронный ливень, управляемый электрическим полем между сигнальными и полевыми проволоками. По дрейфовой скорости и времени регистрации сигнала, собранного с сигнальных проволок, определяется координата хитов в  $r\phi$ -плоскости. Достигается разрешение  $\sigma_{r\phi} = 130 \mu\text{м}$ . Заряд считывается на обоих концах сигнальных проводов. Таким образом,  $z$ -координата хита может быть определена, используя принцип деления заряда. Разрешение оказывается не таким хорошим как в  $r\phi$ -плоскости и достигает  $\sigma_z = 22 \text{ мм}$ .

Магнитное поле соленоида 1.16 Т, в которое помещена СЖС, параллельно оси  $z$  и траектория заряженных частиц проходит по спирали. Для нахождения трека в камере используется метод определения траектории по хитам. При помощи подгонки спиралей определяются параметры трека. Такие эффекты, как многократное рассеяние, энергетические потери в пересекаемой материи или небольшая неоднородность магнитного поля, приводят к незначительному отклонению от спирали. Эти эффекты принимаются во внимание при определении импульса трека в событии. Подгона трека с учетом первичной вершины взаимодействия значительно улучшает разрешение импульса.

Для дальнейшего улучшения разрешения по оси  $z$ , используются хиты из CIZ и COZ камер при реконструкции трека. Они расположены внутри СЖС1 и между СЖС1 и СЖС2 соответственно. Их сигнальные поволоки, перпендикулярные оси  $z$ , приводят к улучшению  $z$ -разрешения на два порядка больше по сравнению с использованием только СЖС.

Центральный трековый детектор измеряет поперечный импульс  $p_T$  заряженных частиц с точностью  $\sigma_{p_T}/p_T \approx 0.005 \cdot p_T[\text{ГэВ}] \oplus 0.015$  [51]. Ионизационные потери  $dE/dx$  в дрейфовых камерах заряженных частиц измеряются с относительной ошибкой в 7.5% для минимально ионизирующейся частицы [52].

### 2.2.2 Калориметры

Жидко-аргонный калориметр LAr и спагетти калориметр SpaCal являются основными калориметрами эксперимента H1.

Калориметр LAr размещен в передней торцевой и центральной части детектора с углом покрытия  $4^\circ < \theta < 154^\circ$ . Он состоит из электромагнитной и адронной секций со свинцовыми и стальными поглотителями соответственно, которые показаны на рисунке 2.5. По оси  $z$  калориметр LAr разделён на восемь самоподдерживающихся дисков. Электромагнитная секция имеет семь дисков, а адронная – восемь. У калориметра LAr высокая степень пространственной сегментации с числом ячеек, равным 44000. Разрешение по энергии этого калориметра измерено на тестовых пучках [53,54] и равно  $\sigma(E)/E = 0.11/\sqrt{E/\text{ГэВ}}$  для электромагнитной секции и  $\sigma(E)/E = 0.50/\sqrt{E/\text{ГэВ}}$  для адронной.

Калориметр SpaCal [55] расположен в задней торцевой части детектора

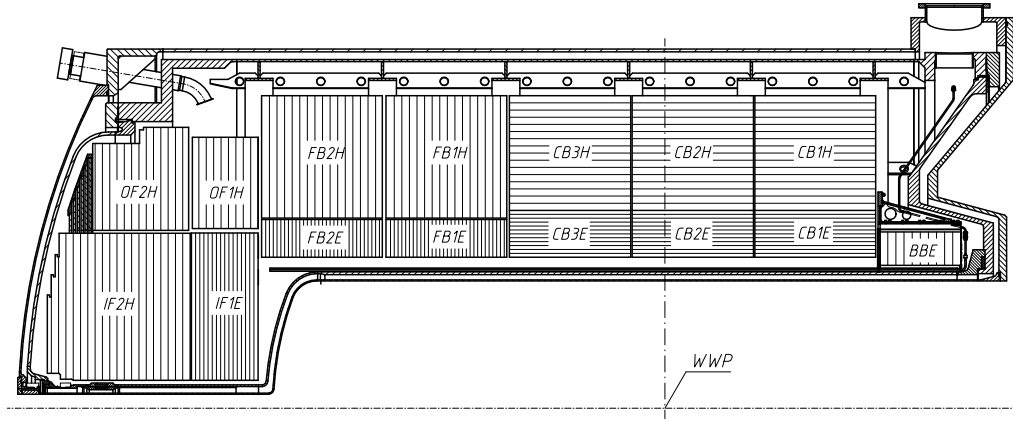


Рис. 2.5: Верхняя половина калориметра LAr. Названия электромагнитных частей калориметра заканчиваются на “Е”, а адронных – на “Н”.

H1 с углом покрытия  $153^\circ < \theta < 158^\circ$ . Он состоит из электромагнитной секции с 1192 ячейками размером  $4.05 \times 4.05 \times 25 \text{ см}^3$  и адронной секции со 136 ячейками размером  $11.9 \times 11.9 \times 25 \text{ см}^3$ . Электромагнитная секция включает в себя 27.5 радиационных длин и обеспечивает разрешение по электромагнитной энергии  $\sigma_E/E = 7\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 1\%$  [56]. Адронная секция используется для грубого измерения энергии и для различия между адронными и электромагнитными ливнями. Весь калориметр содержит 2 адронные длины взаимодействия. Энергетическое разрешение для адронов  $\sigma_E/E = 56\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ . Калориметр SprCal сконструирован для отбора событий с глубоконеупругим рассеянием с помощью триггерной системы и для измерения и идентификации рассеянного электрона.

### 2.2.3 Система измерения светимости и позитронный таггер

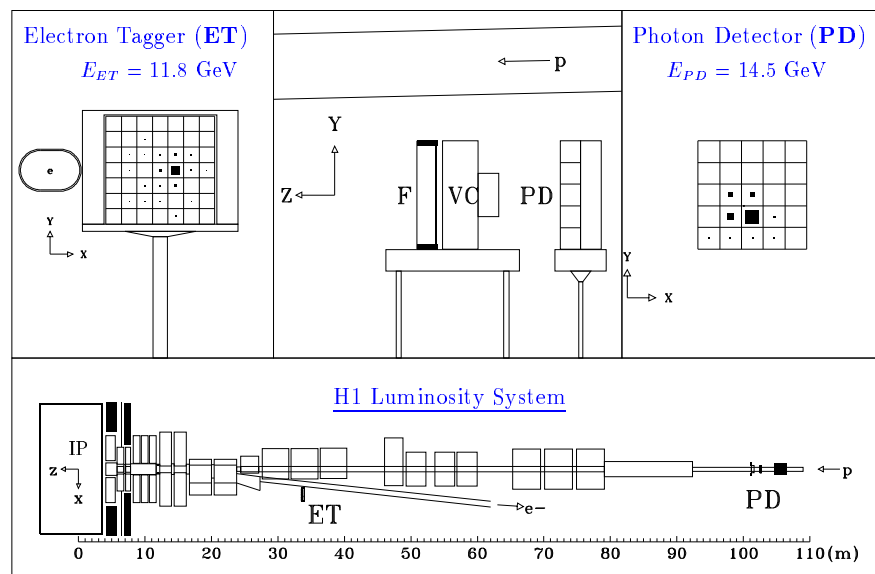
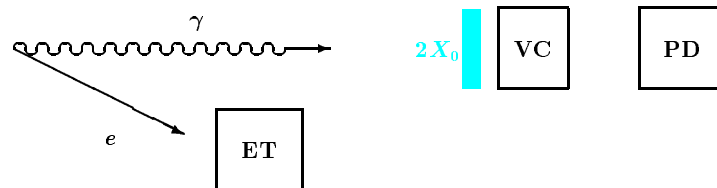
Система светимости детектора H1 показана на рисунке 2.6 и состоит из TlCl/TlBr кристаллических Черенковских калориметров, расположенных близко к траектории пучков на определенном расстоянии от H1 детектора по направлению движения позитронов. Светимость измеряется с помощью регистрации процессов Бете-Блоха  $ep \rightarrow e'p'\gamma$ , сечение которых известно с большой точностью. Рассеянные позитроны регистрируются в позитронном



## Luminosity Measurement

Based on the bremsstrahlung process:

$$ep \rightarrow e\gamma p$$



Basics

Рис. 2.6: Система светимости детектора H1.

таггере ET, расположенном на расстоянии  $z = -33.4$  м от детектора H1. Фотоны регистрируются в фотонном таггере PD, расположенном на расстоянии  $z = -102.9$  м от детектора H1. Для оперативного определения светимости используется измерение частоты совпадения сигналов в обоих таггерах. Для автономной калибровки используется только фотонный таггер [57] и светимость определяется значительно точнее. 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 события с  $Q^2 < 0.01$  ГэВ.

## 2.2.4 Триггерная система

Электронные и протонные пучки сталкиваются каждые 96 нс, что соответствует частоте столкновений 10.4 МГц. Частота интересующих нас физических событий намного меньше. Полное сечение фоторождения  $\sigma_{\gamma p}^{tot} \approx 165 \mu\text{б}$  [58] вместе со светимостью  $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ , набранной в 2000 году, привело к скорости рождения событий фоторождения порядка кГц. Скорость рождения событий глубоконеупругого рассеяния намного меньше и достигает всего лишь нескольких Гц. В дополнении ко всему частота фоновых событий из-за столкновения пучка с остаточным газом в ускорительном канале составляет 50 кГц.

Так как записывающее устройство не в силах обрабатывать всю информацию с детектора каждые 96 нс, требуется быстрое аппаратное и программное обеспечение, которое должно решать записывать или нет событие. Для этой цели была разработана многоуровневая триггерная система, которая представлена на рисунке 2.7 и которая отбирает *ep*-события, уменьшая частоту фона в несколько шагов. Входящая частота уменьшается с 10.4 МГц на первом уровне L1 до 50 Гц и на четвертом уровне L4 до 10 Гц.

Триггер, используемый в этом анализе, основан только на уровне L1, поэтому в этой диссертации обсуждается только этот уровень. Алгоритм L1 отбора основывается на специальных триггерных сигналах с разных компонент детектора. Всего таких триггерных элементов 256 и они комбинируются в 192 триггера. События сохраняются на уровне L1, если сработал хотя бы один из



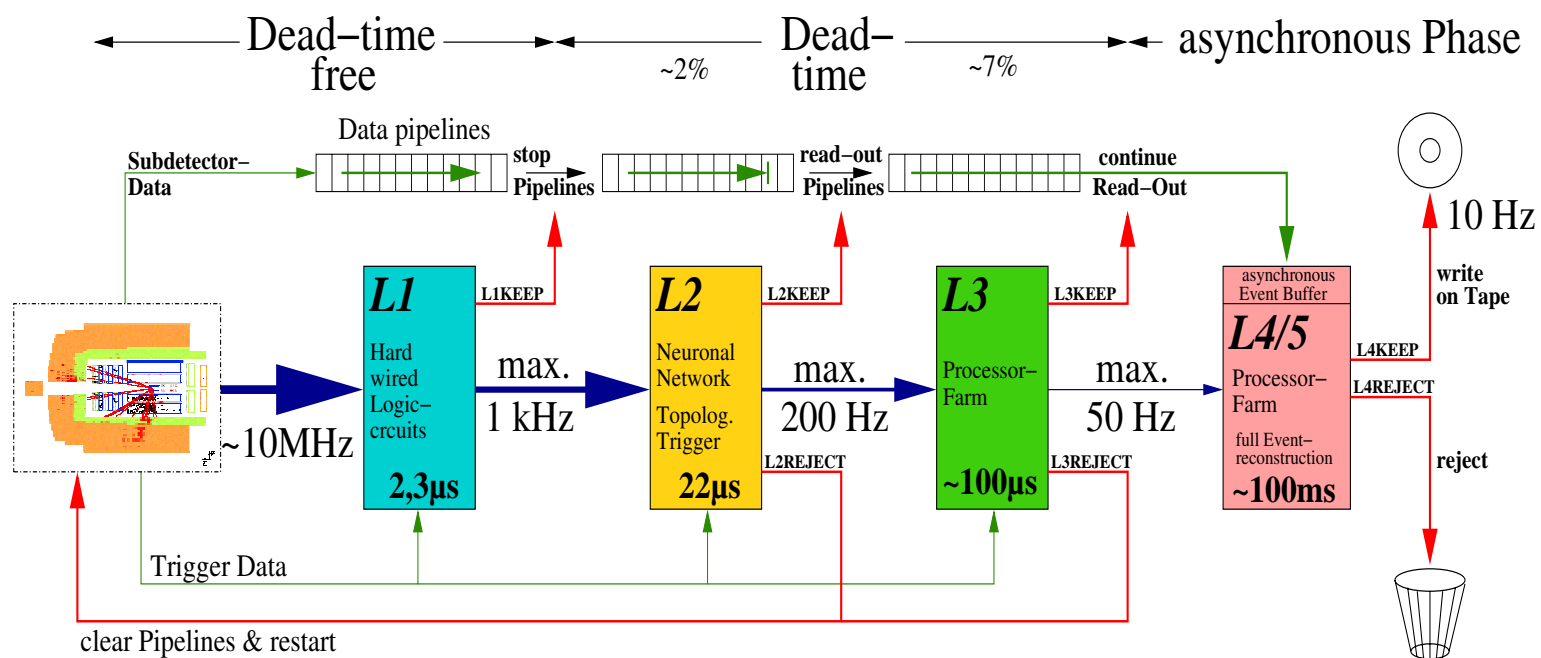


Рис. 2.7: Четырех уровневая триггерная система детектора H1.

192 триггеров. Для того, чтобы было достаточно времени для обработки каждого сигнала, события записываются во временное хранилище (pipeline), от одного столкновения пучка к другому столкновению. Решение сохранить событие или нет приходит только спустя 24 столкновения пучков. Если решение положительное, то временное хранилище останавливается и записывает событие. Во время этого времени события не обрабатываются, что приводит к так называемому мертвому времени. Чтобы мертвое время не превышало 10%, максимальная частота триггера L1 не должна превышать 100 Гц. Если у какого-то триггера частота очень большая, то она может быть подавлена в  $n$  раз. Это означает, что только каждое  $n$ -тое положительное решение будет считано записывающимся устройством, что приводит к эффективному уменьшению интегральной светимости, измеренной данным триггером.

### 2.2.5 Идентификация частиц с помощью энергетических потерь $dE/dx$

Идентификация заряженных частиц в детекторе H1 базируется на измерении ионизационных потерь  $dE/dx$  в дрейфовых камерах. Средние энергетические потери на единицу длины могут быть представлены формулой Бета-Блоха [59]:

$$-\langle \frac{dE}{dx} \rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \frac{\delta}{2} \right]. \quad (2.2)$$

$N_A$  – число Авогадро,  $r_e$  – классический радиус электрона,  $m_e$  – масса электрона,  $z$  – заряд пролетающей частицы в единицах элементарного заряда,  $Z (A)$  – атомное число (масса) пересекаемой материи,  $T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$  – максимальная кинетическая энергия, которая может быть передана свободному электрону при столкновении с частицей массой  $M$ , и  $I$  – средняя энергия ионизации. Переменные Лоренца  $\beta = p/E$  и  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  определены как обычно. Коррекция  $\delta/2$  эффекта плотности вводится для учета поляризационных эффектов, которые эффективно урезают распространение электрического поля высокоэнергичных частиц.

Измерение ионизационных потерь частиц  $dE/dx$  позволяет идентифицировать их благодаря тому, что значение  $dE/dx$  в заданной среде зависит только от  $\beta$  и не зависит от ее массы и импульса по-отдельности. Из формулы Бета-Блоха видно, что распределение ионизационных потерь всегда подчиняется следующему

поведению: быстро уменьшается при низком значении  $\beta\gamma$ , достигая минимального значения, и медленно увеличивается при больших значениях  $\beta\gamma$ . Это распределение как функция импульса отличается для частиц с разными массами в основном при низких импульсах.

Значение  $dE/dx$  трека может быть определено из измерений значений  $dE/dx$  хитов трека. Процесс энергетических потерь – случайный процесс. Вероятность функции плотности  $f(\Delta E, \beta\gamma, x)$  потери энергии  $\Delta E$  во время прохождения через материал толщиной  $x$  подчиняется распределению Ландау. Это распределение обладает длинным хвостом в области высоких значений  $\Delta E$ , что означает возможность столкновений с большой передачей энергии, приводящей к тому, что среднее значение  $\Delta E$  намного выше, чем наиболее вероятное. Этот эффект очень важен особенно при маленькой толщине  $x$  и, следовательно, усложняет определение значения  $dE/dx$  трека из значений отдельных хитов.

Значение  $dE/dx$  в  $CJC$  определяется при помощи комбинирования измеренного заряда, собранного с тех хитов трека, которые полностью удовлетворяют определенному качеству отбора. Среднее значение  $dE/dx$  трека определяется с помощью преобразования распределения выделенной энергии одного хита следующим образом:  $dE/dx \rightarrow 1/\sqrt{dE/dx}$  и после этого, обратное преобразование среднего значения этого более симметричного распределения. Траектория трека такова, что собранный заряд с каждого хита должен быть умножен на  $\sin \theta$ , где  $\theta$  – полярный угол.

Полученное значение  $dE/dx$  не точно подчиняется уравнению Бета-Блоха по нескольким причинам. Среднее значение может быть искажено из-за требования порога в акцептэнсе хитов. Введя улучшающие константы распределение  $dE/dx$  можно описать следующей параметризацией [52]:

$$f_{dE/dx} = p_1 \cdot \frac{z^2}{\beta^{p_2}} [1.0 + p_3 \cdot e^{-p_4 \cdot \log_{10}(0.25 + \beta\gamma)}]. \quad (2.3)$$

Значение  $dE/dx$  нормализовано таким образом, что  $f_{dE/dx} = 1$  для минимально ионизирующейся частицы (m.i.p.). Если у трека меньше чем 10 хитов, то измеренное значение  $dE/dx$  не может быть надежным. На рисунке 2.8a) показаны измеренные значения  $dE/dx$  треков как функция логарифма импульса ( $\ln p$ ) вместе с параметризацией 2.3 для пионов, каонов и протонов.

Теперь можно определить метод максимального правдоподобия с помощью интеграла плотности  $\chi^2$  для одной степени свободы, устанавливающегося является

ли трек определенной частицей:

$$LH = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\chi^2}^{\infty} e^{-t/2} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} dt, \quad (2.4)$$

$$\chi^2 = \frac{(dE/dx - f_{dE/dx}(p, m))^2}{s_{dE/dx}^2 + s_p^2}, \quad (2.5)$$

$$s_{dE/dx} = \sigma_{dE/dx} \cdot f_{dE/dx}(p, m), \quad s_p = \frac{f_{dE/dx}(p + \sigma_p, m) - f_{dE/dx}(p - \sigma_p, m)}{2}.$$

Абсолютная ошибка измерения импульса  $\sigma_p$  вычисляется при подгонки трека, а абсолютная ошибка  $dE/dx$ -измерений  $\sigma_{dE/dx}$  зависит от количества хитов, используемых в параметризации, как это сделано в [52].  $\sigma_p$  обычно значительно меньше  $\sigma_{dE/dx}$ .

Если частице была приписана правильная массовая гипотеза, то распределение  $LH$  будет плоским в идеальном случае. Неправильная же массовая гипотеза приводит к концентрации частиц около  $LH = 0$ . Это поведение показано на рисунке 2.8b), на котором показано распределение  $LH$  для треков с гипотезой каона<sup>2</sup>. Как видно, из этого рисунка, распределение  $LH$  не совсем плоское, поэтому, далее, для определения гипотезы каона, будет использоваться нормализованная функция максимального правдоподобия  $LN_K$ , которая определяется следующим образом:

$$LN_K = \frac{LH_K}{LH_K + LH_p + LH_\pi + LH_e + LH_\mu + LH_d}, \quad (2.6)$$

где  $LH_p$  – гипотеза протона,  $LH_\pi$  – пиона,  $LH_e$  – электрона,  $LH_\mu$  – мюона,  $LH_d$  – дейтрона.

Нормализованная функция максимального правдоподобия  $LN_K$  позволяет точнее отделить главную гипотезу, в данном случае это каон, от других. В разделе 3.5 будет подробно описан метод определения эффективности требования  $LN$ . На рисунке 2.8a) красными почками представлены частицы, которые соответствуют гипотеза каона с  $LN_K > 0.05$ .

---

<sup>2</sup>В этом анализе используется  $dE/dx$ -идентификация только для каонов, поэтому здесь обсуждаются в основном каоны.

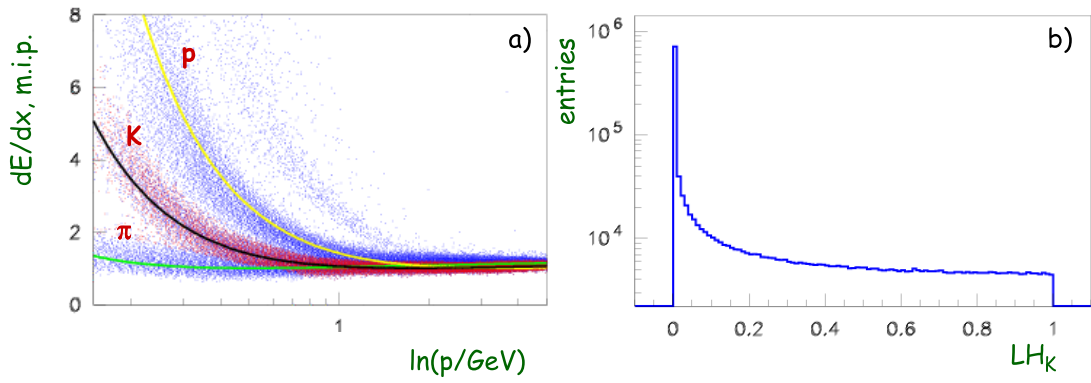


Рис. 2.8: На рисунке *a*) представлена величина  $dE/dx$  как функция  $\ln(p/\text{ГэВ})$ . Желтая, черная и зеленная линии показывают параметризацию (2.3) для протонов, каонов и пионов соответственно. Красные точки на рисунке *a*) соответствуют гипотезе, что частица является каоном с  $LN_K > 0.05$ . На рисунке *b*) представлено распределение функции максимального правдоподобия для гипотезы каона  $LH_K$ .

## Глава 3

# Отбор $\rho(770)^0$ , $K^*(892)$ и $\phi(1020)$ -мезонов

### 3.1 Отбор событий

Для отбора событий фоторождения использовался триггер S83, который требовал присутствие позитрона, зарегистрированного в позитронном таггере, реконструированной вершины события и наличие по крайней мере трех треков в CJS с поперечным импульсом  $p_T > 0.4$  ГэВ для каждого из них. Виртуальность фотона экспериментально ограничена значением  $Q^2 < 10^{-2}$  ГэВ<sup>2</sup>. Энергия, измеренная в позитронном таггере используется для определения полной энергии  $\gamma p$ -столкновения  $W$ .

Для того, чтобы уменьшить вклад не  $e p$ -фона и хорошо реконструировать кинематику события, были применены следующие критерии отбора:

- События отбираются, если реконструированная энергия центра масс  $\gamma p$ -системы принадлежит интервалу  $174 < W < 256$  ГэВ. Это соответствует средней энергии центра масс  $\gamma p$ -системы  $\langle W \rangle = 210$  ГэВ.
- События отклоняются, если в фотонном детекторе зарегистрирован фотон с энергией  $E_\gamma > 2$  ГэВ. Это требование подавляет случайные совпадения Bethe-Heitler событий, зарегистрированных в позитронном таггере, с фоновыми взаимодействиями с остаточным газом в ускорительном канале.
- События отбираются, если  $z$ -координата вершины взаимодействия, реконструируемая, используя CJS, лежит внутри 35 см от средней  $z$ -

позиции  $e\bar{p}$ -взаимодействий.

Требования триггера  $S83$  подавляют упругие и дифракционные события. Чтобы еще сильнее подавить вклад дифракционных процессов в отобранных данных, требовалось выделить энергию по крайней мере 500 МэВ в калориметре LАг в интервале псевдобыстроты  $2.03 < \eta < 3.26$ . Из Монте Карло моделирования было видно, что после применения этого требования, отобранные данные включают в себя меньше 1% дифракционных событий с  $X_D < 0.05$ , где  $X_D = M_X^2/W^2$ ,  $M_X$  – инвариантная масса адронной дифракционной системы.

В общей сложности, около  $1.8 \times 10^6$  событий удовлетворяют данному отбору.

## 3.2 Монте Карло моделирование и независимые триггера

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

- Монте Карло моделирование при помощи PYTHIA [41] генератора. Было сгенерировано 5 миллионов событий с “адронным взаимодействием фотона”, 2.3 миллионов событий с “прямым взаимодействием фотона” и 4.5 миллионов дифракционных событий. События с “адронным взаимодействием фотона” и “прямым взаимодействием фотона” были смешанны между собой с одинаковыми светимостями. Дифракционные события использовались только для изучения вклада дифракции в анализируемые данные в разделе 3.1.
- Монте Карло моделирование при помощи PHOJET [42, 43] генератора. Было сгенерировано 2 миллиона событий.
- Данные, отобранные на триггера  $S00$  и  $S50$ , независимые от триггера  $S83$ , используемого в этой работе. Основным элементом триггеров  $S00$  и  $S50$  является присутствие рассеянного позитрона в SpaCal калориметре. Было отобрано около 1.5 и 0.6 миллионов событий на триггера  $S00$  и  $S50$  соответственно.

Сравнение анализируемых данных с Монте Карло моделированием и с независимыми триггерами показано на рисунке 3.1 для событий с

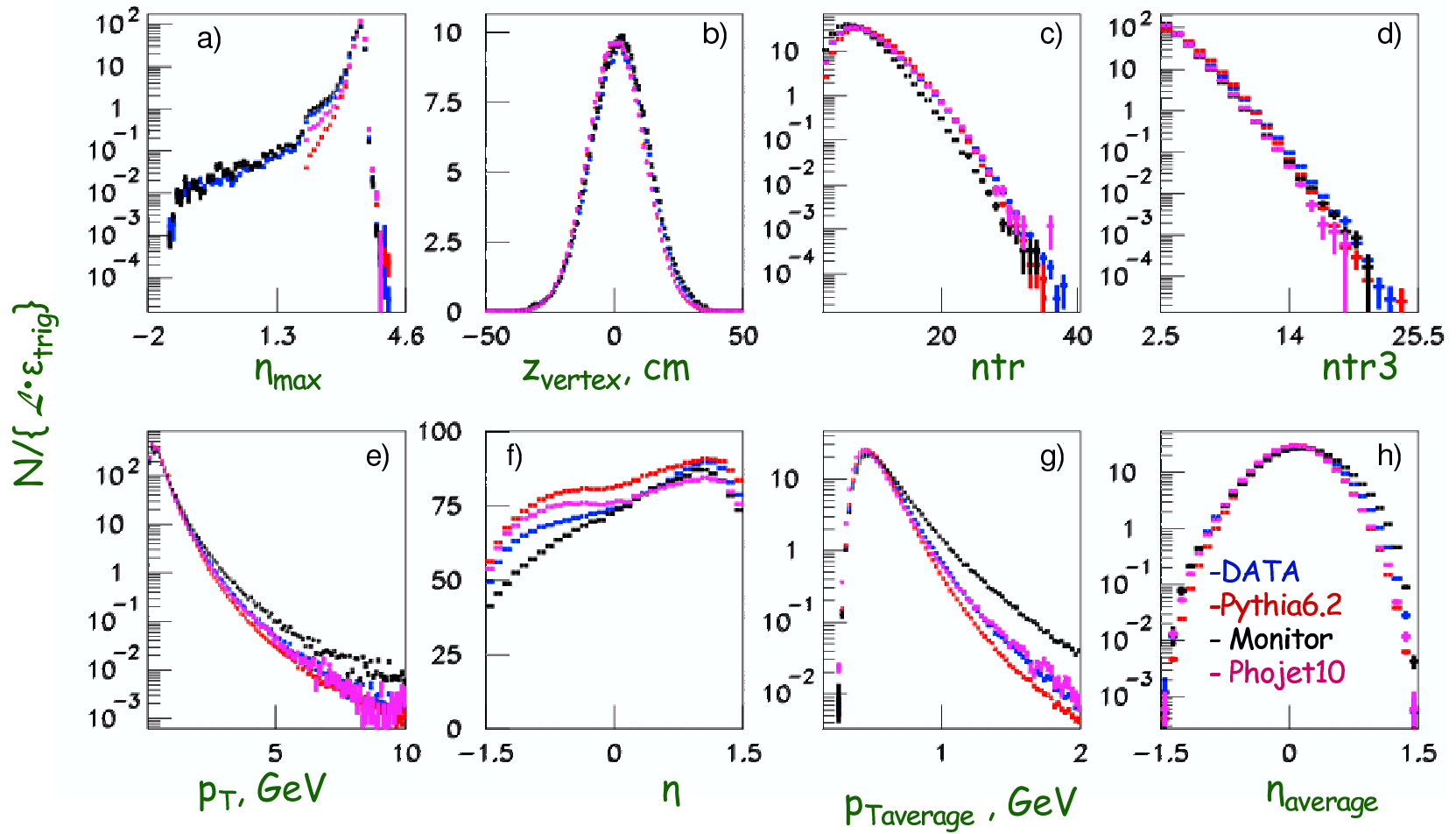


Рис. 3.1: Сравнение данных (синий цвет) с Монте Карло моделированием (PYTHIA – красный цвет, PHOJET – розовый цвет) и с данными, отобранными на независимые триггера (черный цвет) для разных кинематических переменных: *a*) – максимальная псевдобыстрота, при которой был зафиксирован кластер с энергией больше 500 МэВ, *b*) –  $z$ -координата реконструированной вершины события, *c*) – количество треков в событии с поперечным импульсом  $p_T > 0.15$  ГэВ, *d*) – количество треков в событии с поперечным импульсом  $p_T > 0.4$  ГэВ, *e*) – поперечный импульс треков, *f*) – быстрота треков, *g*) – усредненный поперечный импульс треков, *h*) – усредненная быстрота треков.



реконструированной вершиной и с по крайней мере тремя треками в СИС с поперечным импульсом  $p_T > 0.4$  ГэВ для каждого из них. Эти условия требуются в триггере S83, который используется для анализа данных. Данные поправлены на триггерную эффективность  $\epsilon_{trig}$ , которая детально обсуждается в разделе 3.4.3. Данные и Монте Карло моделирование скорректированы на светимость  $\mathcal{L}$ .

Для дальнейшей коррекции данных на эффекты детектора необходимо добиться хорошего описания основных кинематических переменных в Монте Карло моделировании и в событиях, взятых на независимые триггера. Было проведено перевзвешивание переменных таких как: максимальная псевдобыстрота  $\eta_{max}$ , при которой был зафиксирован кластер с энергией больше 500 МэВ;  $z$ -координата реконструированной вершины события  $z_{vertex}$ ; количество треков в событии с поперечным импульсом  $p_T > 0.15$  ГэВ,  $ntr$ ; количество треков в событии с поперечным импульсом  $p_T > 0.4$  ГэВ,  $ntr3$ ; средний поперечный импульс треков,  $p_{Taverage}$ ; средняя быстрота треков,  $\eta_{average}$ ; что показано на рисунке 3.2.

Далее для коррекции данных на эффекты детектора используются только перевзвешенные Монте Карло моделирование и события, отобранные с помощью независимых триггеров.

### 3.3 Кинематическая область измерений сечения рождения мезонов

Сечение  $\rho(770)^0$ ,  $K^*(892)$  и  $\phi(1020)$ -мезонов, измеренное в этой диссертации представлено в 7 интервалах по импульсу ( $p_T$ ) и в 4 интервалах по быстроте ( $y_{lab}$ ) в видимой области  $|y_{lab}| < 1$  и  $p_T > 0.5$  ГэВ. В таблице 3.1 представлены основные требования для каждого интервала. Эти требования будут обсуждаться дальше в этой главе.

### 3.4 Изучение свойств триггера

Триггерная система H1 детектора была описана в разделе 2.2.4. Основными требованиями триггер S83, использованного в этом анализе, являются:

$$S83 = L1 :$$

$$(LU\_ET \& \& LU\_PD\_low) \& \& (DCRPh\_Tc) \& \& (zVtx\_sig > 1 \& \& zVtx\_T0) \& \&$$

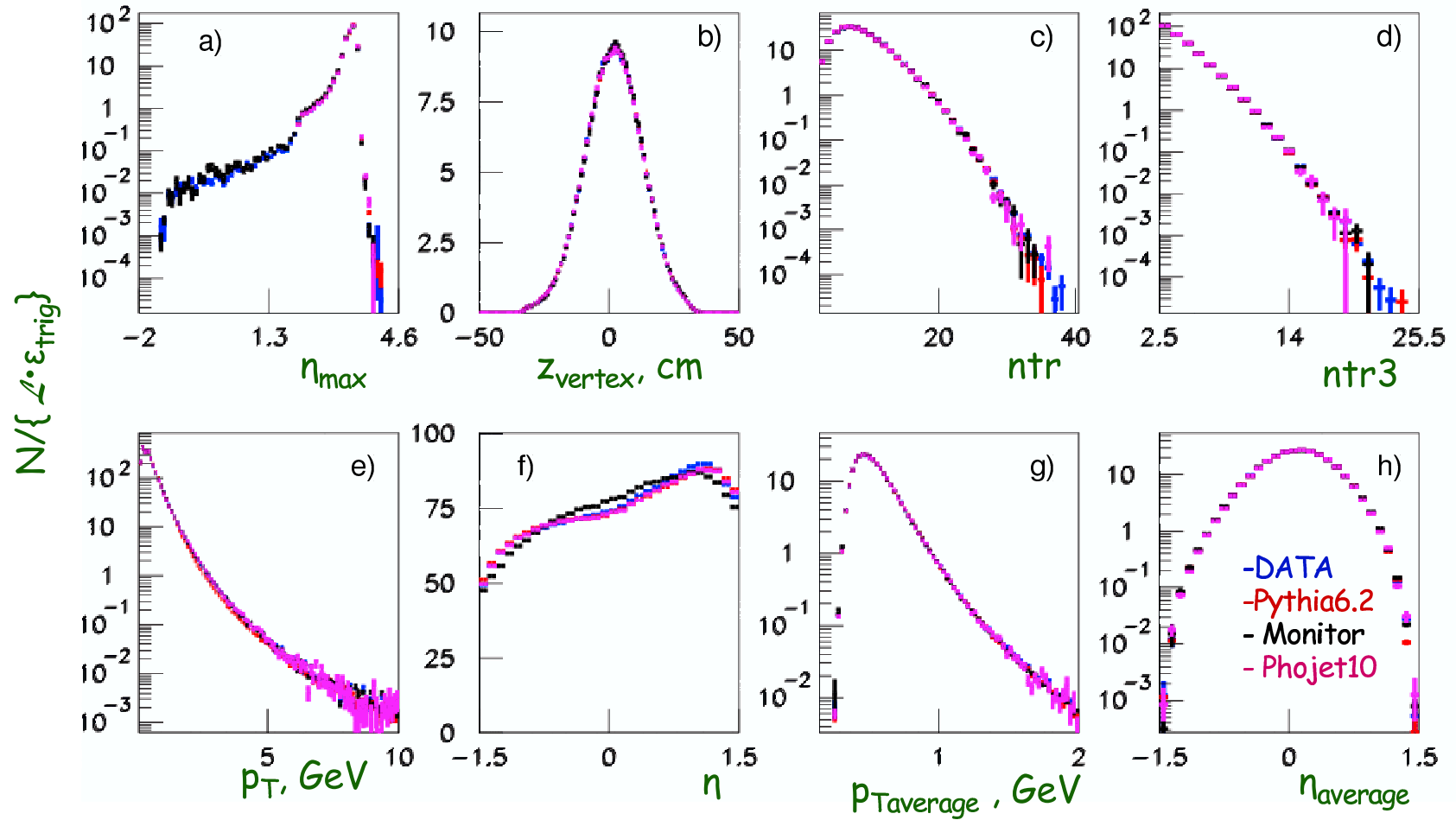


Рис. 3.2: Сравнение данных (синий цвет) с Монте Карло моделированием (PYTHIA – красный цвет, PHOJET – розовый цвет) и с данными, отобранными на независимые триггера (черный цвет) для разных кинематических переменных: а) – максимальная псевдобыстрота, при которой был зафиксирован кластер с энергией больше 500 МэВ, б) –  $z$ -координата реконструированной вершины события, в) – количество треков в событии с поперечным импульсом  $p_T > 0.15$  ГэВ, д) – количество треков в событии с поперечным импульсом  $p_T > 0.4$  ГэВ, е) – поперечный импульс треков, ф) – быстрота треков, г) – усредненный поперечный импульс треков, h) – усредненная быстрота треков. Переменные  $\eta_{max}$ ,  $z_{vertex}$ ,  $ntr$ ,  $ntr3$ ,  $p_{Taverage}$ ,  $\eta_{average}$  в Монте Карло моделировании и в данных, отобранных на независимые триггера были перевзвешены на данные.

номер $p_T$ интервала	$p_T$ интервал в ГэВ	дополнительные требования
1	[0.5 : 0.75]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$ : $dE/dx$ для каонов, $K^*(892)$ : $\cos \theta^* < 0$
2	[0.75 : 1.0]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$ : $dE/dx$ для каонов
3	[1.0 : 1.5]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$ : $dE/dx$ для каонов
4	[1.5 : 2.0]	—
5	[2.0 : 3.0]	—
6	[3.0 : 4.0]	—
7	[4.0 : 7.0]	—
номер $y_{lab}$ интервала	$y_{lab}$ интервал	дополнительные требования
1	[−1.0 : −0.5]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$ : $dE/dx$ для каонов, $K^*(892)$ : $\cos \theta^* < 0$
2	[−0.5 : 0.0]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$ : $dE/dx$ для каонов, $K^*(892)$ : $\cos \theta^* < 0$
3	[0.0 : 0.5]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$ : $dE/dx$ для каонов, $K^*(892)$ : $\cos \theta^* < 0$
4	[0.5 : 1.0]	$K^*(892)$ и $\phi(1020)$ : $dE/dx$ для каонов, $K^*(892)$ : $\cos \theta^* < 0$

Таблица 3.1: Анализируемые кинематические интервалы в этой диссертации для  $\rho(770)^0$ ,  $K^*(892)$  и  $\phi(1020)$ -мезонов.  $\theta^*$  – угол поляризации  $K^*(892)$ -мезона, т.е. угол между направлением движения  $K^*(892)$ -мезона и каоном в системе покоя  $K^*(892)$ -мезона в распаде  $K^*(892) \rightarrow K\pi$ .

$$\&\&(CIPB\_noSPCL\_T\_E1)\&\&(!VLQToF\_BG)\&\& \\ \&\&((FTof\_IA||FIT\_IA)||FTof\_BG\&\&FIT\_BG)) \quad (3.1)$$

- Элемент  $LU\_ET$  требует присутствие позитрона, зарегистрированного в позитронном таггере.
- Элемент  $!LU\_PD\_low$  требует, чтобы энергия фотона, зарегистрированного в фотонном таггере, была меньше приблизительно 6 ГэВ. Это условие подавляет случайные совпадения Bethe-Heitler событий, зарегистрированных в позитронном таггере, с фоновыми взаимодействиями с остаточным газом в ускорительном канале. Эффективность этого условия для физических событий около 100%.

- Элемент  $DCRPh\_Tc$  требует наличие по крайней мере трех масок треков, принадлежащих как к CJC1, так и к CJC2 и смотрящих в первичную вершину (вершину события). Каждая такая маска соответствует реконструированному треку из первичной вершины с поперечным импульсом приблизительно  $p_T > 0.4$  ГэВ.
- Элементы  $zVtx\_sig > 1$  и  $zVtx\_T0$  требуют четко реконструированную вершину события.
- Элемент  $!CIPB\_noSPCL\_T\_E1$  требует отсутствие хорошо реконструированных треков в задней торцевой области.
- Оставшиеся элементы требуют синхронизацию времени пролета электронных и протонных пучков через H1 детектор с зарегистрированным событием, что также подавляет фон из-за остаточного газа в ускорительном канале. Эффективность этого условия для физических событий 100%.

### 3.4.1 Разложение триггерной эффективности по независимым параметрам

Триггерная эффективность  $\epsilon_{S83}$  состоит из трех основных частей:

$$\epsilon_{S83} = a_{etag} \cdot a_3 \cdot \epsilon_{trig} \quad (3.2)$$

- Усредненный аксептенс позитронного таггера  $a_{etag}$  равен  $48.5 \pm 2.4\%$ , который определен как в [58]. Ошибка соответствует систематической. Эффективность позитронного таггера равна 100%.
- Триггерный аксептенс  $a_3$  требует наличие по крайней мере трех треков с  $p_T > 0.4$  ГэВ, реконструированных из первичной вершины взаимодействия в CJC1 и в CJC2 одновременно. Он подсчитан, используя Монте Карло моделирование с PYTHIA и PHOJET и варьируется от 50% до 95%. Детальное обсуждение метода подсчета триггерного аксептенса будет проведено в разделе 3.4.2.
- Триггерная эффективность  $\epsilon_{trig}$  подсчитана из данных, используя независимые триггера, и равна примерно 90%. Детальное обсуждение метода подсчета триггерной эффективности будет проведено в разделе 3.4.3.

### 3.4.2 Триггерный аксептенс $a_3$

Триггерный аксептенс  $a_3$  требует наличие по крайней мере трех треков с  $p_T > 0.4$  ГэВ, реконструированных из первичной вершины взаимодействия в CJC1 и в CJC2 одновременно. Он подсчитан, используя перевзвешенное Монте Карло моделирование, как описывается в разделе 3.2, с PYTHIA и RHOJET генераторами, для  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  или  $\phi(1020)$ -мезонов по-отдельности. Триггерный аксептенс  $a_3$  подсчитывается, используя следующую формулу:

$$a_3 = \frac{N_m^{3tr}}{N_m}, \quad (3.3)$$

где  $N_m$  – количество  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  или  $\phi(1020)$ -мезонов до условия наличия по крайней мере трех треков с  $p_T > 0.4$  ГэВ, реконструированных из первичной вершины взаимодействия в CJC1 и в CJC2 одновременно.  $N_m^{3tr}$  – количество этих же мезонов после этого условия. Результаты по триггерному аксептенсу  $a_3$  представлены как функция инвариантной массы мезонов в анализируемых  $p_T$  и  $y_{lab}$  интервалах на рисунке 3.3 для  $\rho^0$ -мезона, на рисунке 3.4 для  $K^{*0}$ -мезона и на рисунке 3.5 для  $\phi(1020)$ -мезона. Разница в величине и в форме триггерного аксептенса в генераторах PYTHIA и RHOJET была учтена в систематической ошибке.

### 3.4.3 Триггерная эффективность $\epsilon_{trig}$

Для подсчета триггерной эффективности  $\epsilon_{trig}$  использовались данные, набранные с помощью независимых триггеров S00 и S50, которые далее будем обозначать как  $S^{\text{Monitoring}}$ . Основное требование триггера S00 является выделение энергии в SpaCal калориметре, а триггера S50 – выделение энергии в SpaCal калориметре и позитронном таггере.

Основными элементами триггера S83 дающими вклад в неэффективность, за исключением позитронного таггера, чей аксептенс уже учтен, являются  $DCRPh\_Tc$ ,  $zVtx\_sig > 1$  и  $zVtx\_T0$ , определение которых можно найти в разделе 3.4. Эти элементы зависят в основном от количества треков в событии и никак не коррелируют с калориметром, поэтому мы и можем считать, что для подсчета триггерной эффективности можно использовать триггера  $S^{\text{Monitoring}}$  как независимые. Причем элемент  $DCRPh\_Tc$  зависит в основном от количества восстановленных треков  $ntr3$  из первичной вершины с  $p_T > 0.4$  ГэВ, а элементы  $zVtx\_sig > 1$  и  $zVtx\_T0$  зависят от количества всех восстановленных треков

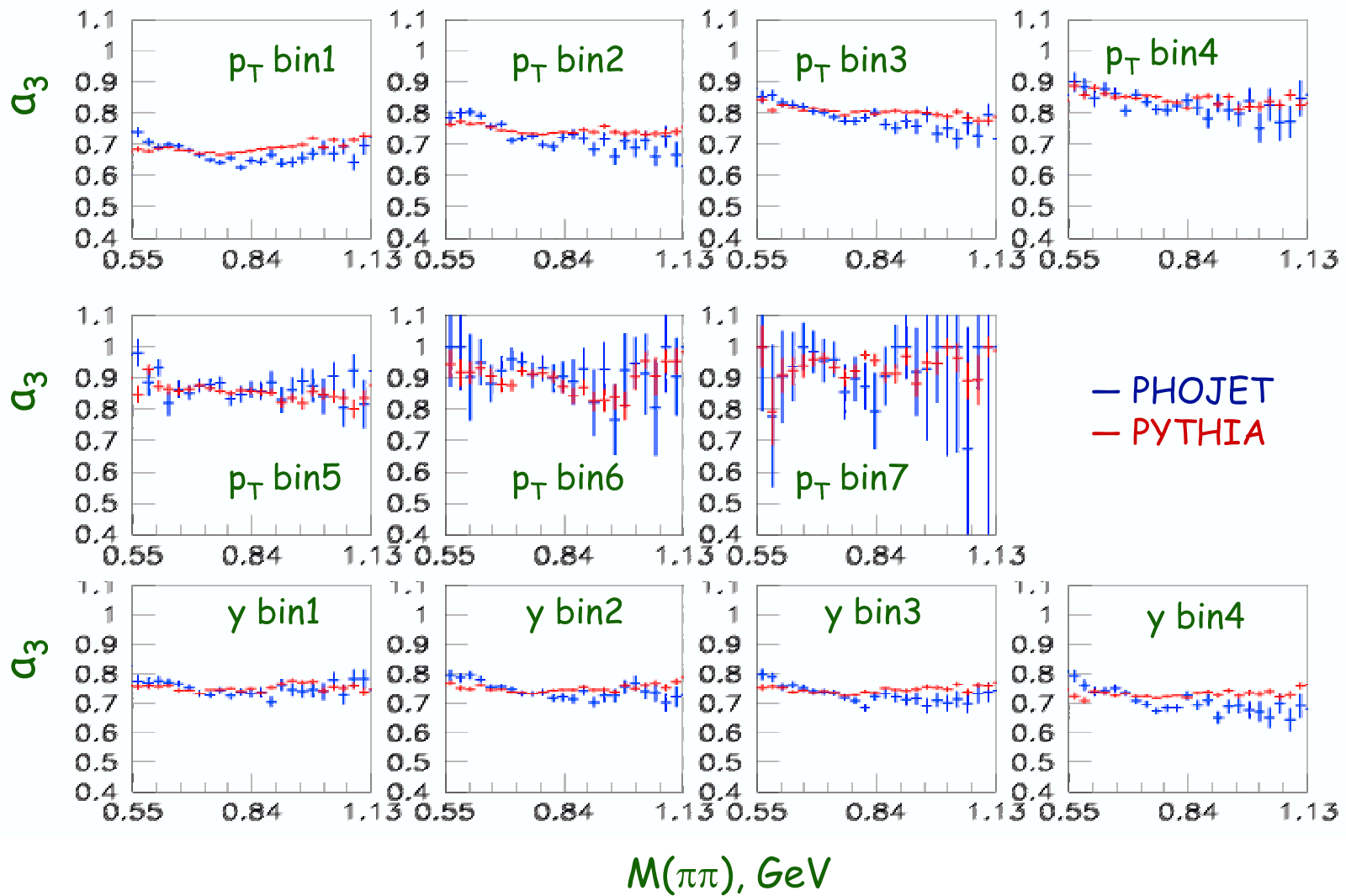


Рис. 3.3: Триггерный аксептенс  $a_3$  как функция инвариантной массы  $\rho^0$ -мезона представлен в семи интервалах по  $p_T$  и в четырех интервалах по  $y_{lab}$ . Красная линия соответствует Монте Карло моделированию с генератором PYTHIA, а синяя – с генератором PHOJET.

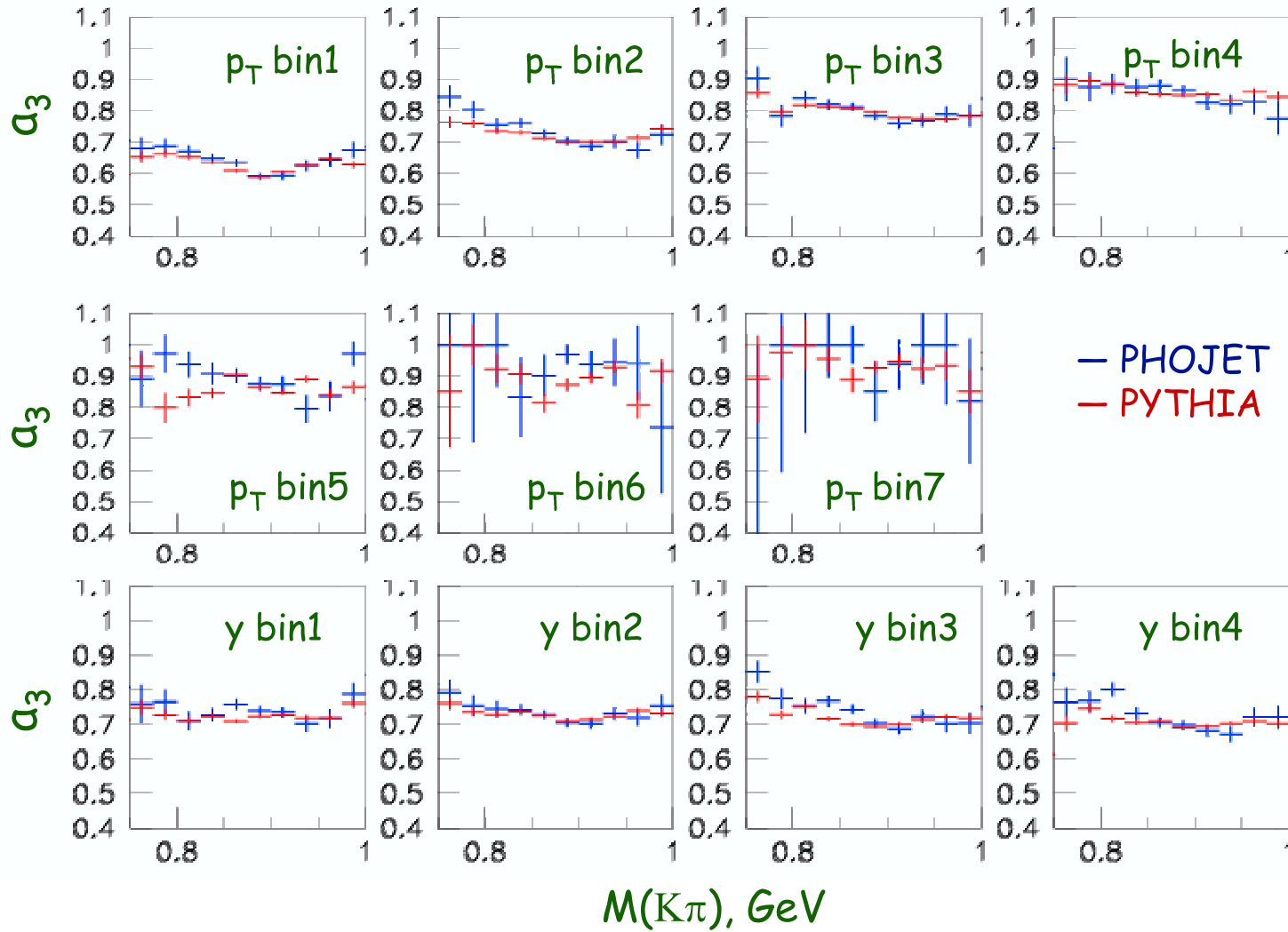


Рис. 3.4: Триггерный аксептенс  $a_3$  как функция инвариантной массы  $K^{*0}$ -мезона представлен в семи интервалах по  $p_T$  и в четырех интервалах по  $y_{lab}$ . Красная линия соответствует Монте Карло моделированию с генератором PYTHIA, а синяя – с генератором PHOJET.

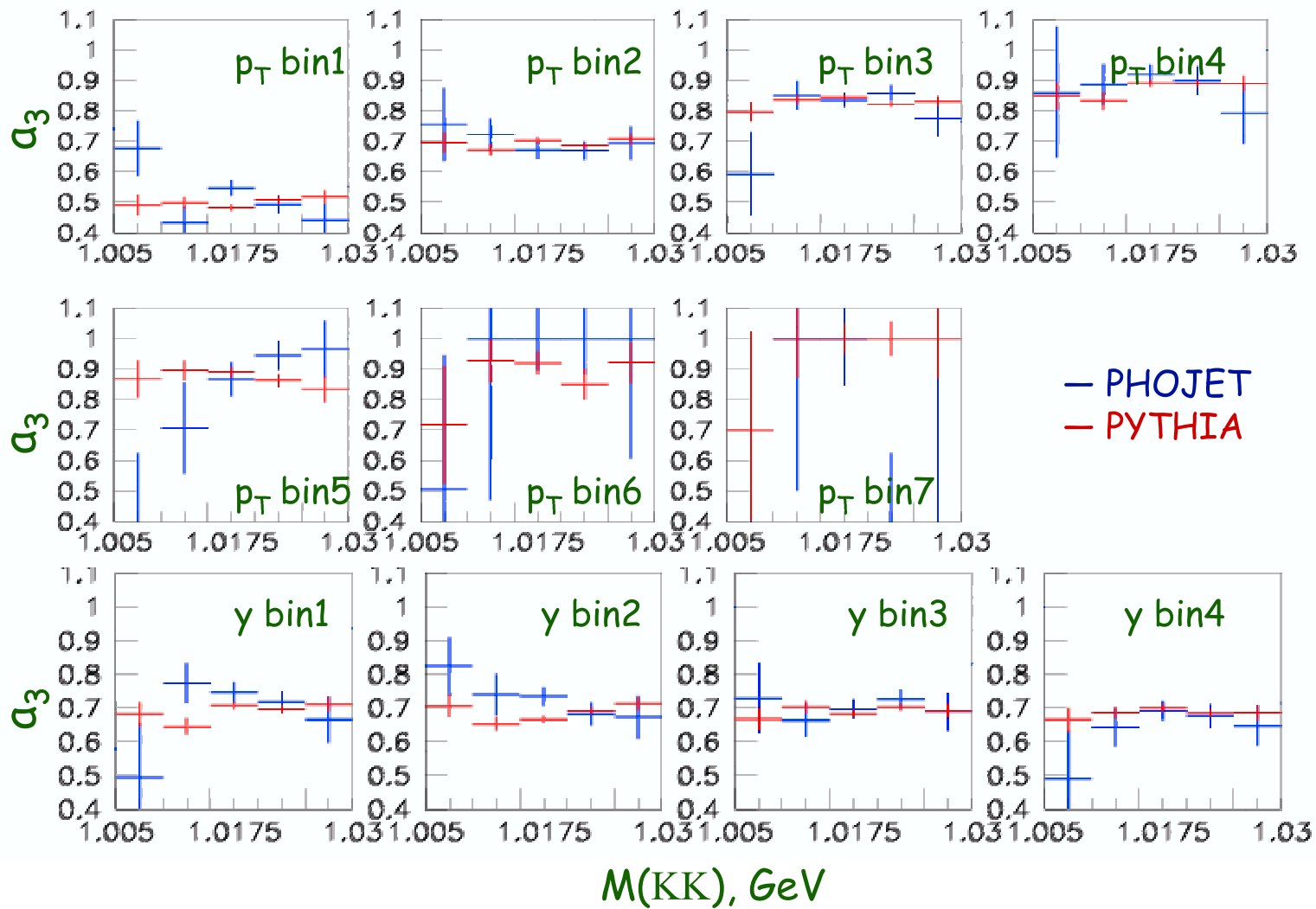


Рис. 3.5: Триггерный аксептенс  $a_3$  как функция инвариантной массы  $\phi(1020)$ -мезона представлен в семи интервалах по  $p_T$  и в четырех интервалах по  $y_{lab}$ . Красная линия соответствует Монте Карло моделированию с генератором PYTHIA, а синяя – с генератором PHOJET.



$ntr$  из первичной вершины, т.е. треков с  $p_T > 0.15$  ГэВ, так как в реконструкции вершины участвуют все треки. Поэтому было разумно выбрать параметризацию триггерной эффективности, которая зависит от двух переменных  $ntr3$  и  $ntr$ :

$$\epsilon_{trig} = \epsilon_{trig}(ntr3, ntr). \quad (3.4)$$

Для учета этой эффективности каждое событие должно быть в отдельности перевзвешено на  $\epsilon_{trig}(ntr3, ntr)$ .

Триггерная эффективность  $\epsilon_{trig}$  подсчитывается, используя следующую формулу:

$$\epsilon_{trig}(ntr3, ntr) = \frac{N_m^{\{\text{элементы S83}\} \& \{S^{\text{Monitoring}}\}}(ntr3, ntr)}{N_m^{S^{\text{Monitoring}}}(ntr3, ntr)}, \quad (3.5)$$

где  $N_m^{S^{\text{Monitoring}}}(ntr3, ntr)$  – количество событий с определенным числом  $ntr3$  и  $ntr$ , набранное на независимые триггера  $S^{\text{Monitoring}}$  и  $N_m^{\{\text{элементы S83}\} \& \{S^{\text{Monitoring}}\}}(ntr3, ntr)$  – набранное на независимые триггера  $S^{\text{Monitoring}}$  при всех включенных элементах триггера S83, за исключением элемента, ответственного за позитронный таггер.

Результаты по триггерной эффективности  $\epsilon_{trig}(ntr3, ntr)$  представлены на рисунке 3.6 как функция множественности треков  $ntr$  с  $p_T > 0.15$  ГэВ при фиксированной множественности треков  $ntr3$  с  $p_T > 0.4$  ГэВ. На рисунке 3.6 помимо триггерной эффективности, посчитанной с помощью независимых триггеров  $S^{\text{Monitoring}}$ , представлена триггерная эффективность, посчитанная, используя Монте Карло моделирование с генератором PYTHIA, в котором роль независимого триггера играли сами смоделированные события.

Завышенные значения в триггерной эффективности при подсчете в Монте Карло моделировании по сравнению с данными объясняется неправильным моделированием элементов триггера S83. Поэтому, в дальнейшем используется только триггерная эффективность, посчитанная с помощью независимых триггеров, используя данные.

Была выполнена проверка правильного выбора параметризации триггерной эффективности  $\epsilon_{trig} = \epsilon_{trig}(ntr3, ntr)$ . На рисунке 3.7 представлены другие возможные параметризации триггерной эффективности, такие как:  $\epsilon_{trig} = \epsilon_{trig}(ntr3, p_{Taverage})$ , где  $p_{Taverage}$  – усредненный импульс всех треков в событии с  $p_T > 0.15$  ГэВ;  $\epsilon_{trig} = \epsilon_{trig}(ntr3, \eta_{leading})$  и  $\epsilon_{trig} = \epsilon_{trig}(ntr3, \phi_{leading})$ , где  $\eta_{leading}$  и  $\phi_{leading}$  – псевдобыстрота и азимутальный угол  $\phi$  соответственно

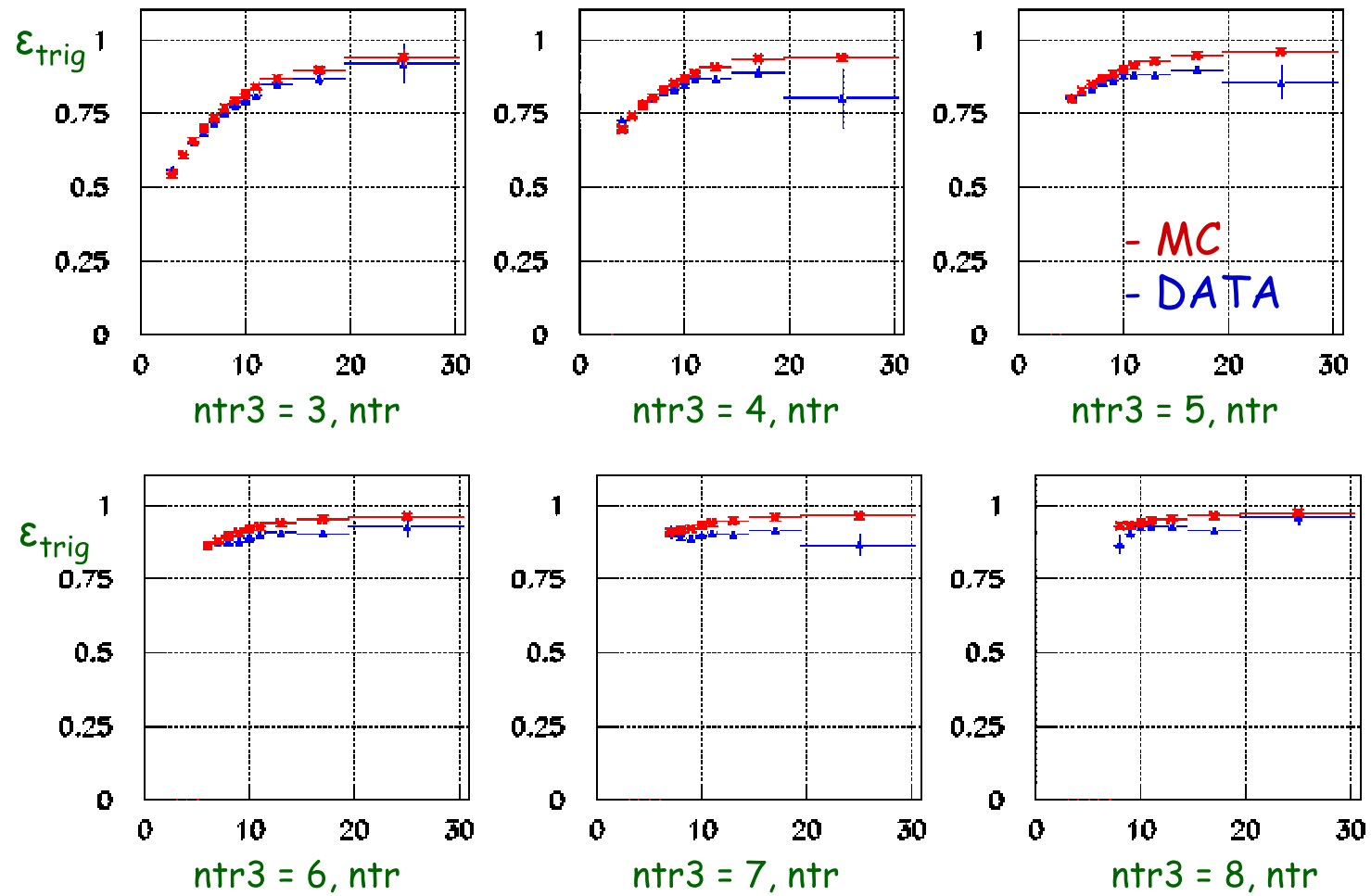


Рис. 3.6: Триггерная эффективность  $\epsilon_{trig}(ntr3, ntr)$  как функция множественности треков  $ntr$  с  $p_T > 0.15$  ГэВ при фиксированной множественности треков  $ntr3$  с  $p_T > 0.4$  ГэВ. Красная линия соответствует Монте Карло моделированию с генератором PYTHIA, а синяя – данным, набранным на независимые триггера  $S^{Monitoring}$ .

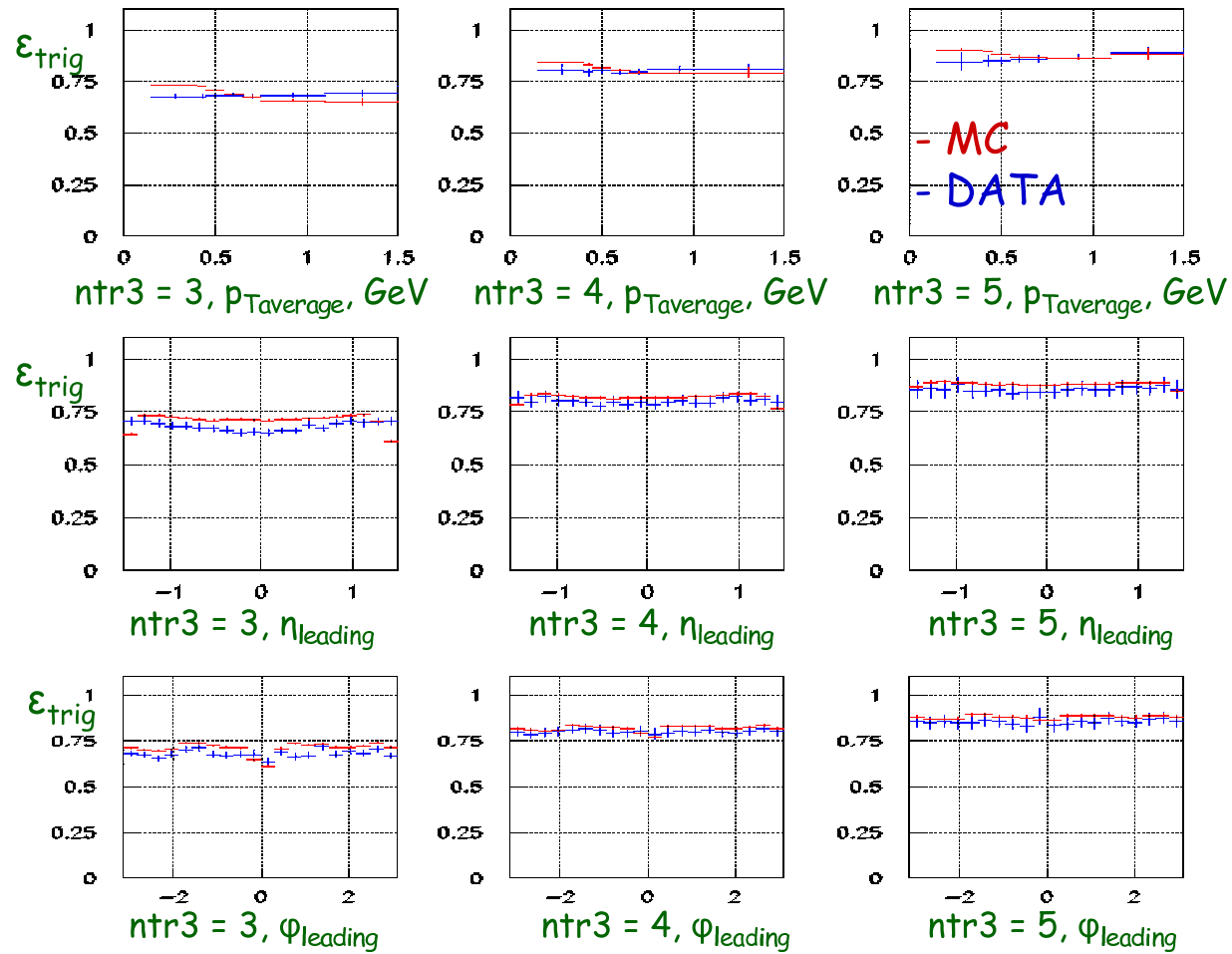


Рис. 3.7: Триггерная эффективность  $\epsilon_{trig}$  как функция усредненного импульса  $p_{Taverage}$ , как функция псевдобыстроты  $\eta_{leading}$  или азимутального угла  $\phi_{leading}$  трека с максимальным поперечным импульсом  $p_T$  в событии при фиксированной множественности треков  $ntr3$  с  $p_T > 0.4$  ГэВ. Красная линия соответствует Монте Карло моделированию с генератором PYTHIA, а синяя – данным, набранным на независимые триггера

трека с максимальным поперечным импульсом  $p_T$  в событии. Практически плоские распределения на рисунке 3.7 подтверждают правильность выбора параметризации (3.4).

Также параметризации (3.4) проверялась на наличие дополнительных скрытых факторов, которые влияют на триггерную эффективность. Была введена следующая величина:

$$K_{trig} = \frac{M(t_1 t_2)}{M(t_1 t_2)^{\text{элементы S83}}_{\text{скорректированная на } \epsilon_{trig}(ntr3, ntr)}}, \quad (3.6)$$

где  $M(t_1 t_2)$  – инвариантная масса двух треков, отобранных с помощью независимых триггеров  $S^{\text{Monitoring}}$ . Для  $\rho^0$ -мезона  $M(t_1 t_2) = M(\pi^+ \pi^-)$ , для  $K^{*0}$ -мезона  $M(t_1 t_2) = M(\pi^\pm K^\mp)$  и для  $\phi(1020)$ -мезона  $M(t_1 t_2) = M(K^+ K^-)$ .  $M(t_1 t_2)^{\text{элементы S83}}_{\text{скорректированная на } \epsilon_{trig}(ntr3, ntr)}$  – инвариантная масса двух треков, отобранных с помощью независимых триггеров  $S^{\text{Monitoring}}$  при условии срабатывания элементов триггера S83 за исключением позитронного таггера, причем каждое событие, вошедшее в эту инвариантную массу, было скорректировано на измеренную триггерную эффективность  $\epsilon_{trig}(ntr3, ntr)$ .

Если бы параметризация (3.4) была идеальной, то очевидно, что величина  $K_{trig}$  равнялась бы 1. На рисунках 3.8, 3.9 и 3.10 представлена величина  $K_{trig}$  для подсчета инвариантной массы  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi(1020)$ -мезонов соответственно. Отличие величины  $K_{trig}$  от единицы, но не более чем на 6%, свидетельствует о дополнительных скрытых переменных, которые влияют на триггерную эффективность, поэтому отклонение  $K_{trig}$  от единицы будет учтено в систематической ошибке.

### 3.5 Метод определения эффективности $dE/dx$ -идентификация частиц

Метод идентификации заряженных частиц обсуждался в разделе 2.2.5. Как уже было сказано, этот метод используется в этой диссертации только для каонов. Для подсчета эффективности  $dE/dx$ -идентификации каонов  $\epsilon_K$  использовались данные, набранные на независимые триггера  $S^{\text{Monitoring}}$ , которые определены в разделе 3.4.3.

Для определения эффективности  $dE/dx$ -идентификации каонов  $\epsilon_K$  необходима частица, которая бы состояла из них, легко восстанавливалась без  $dE/dx$  и имела

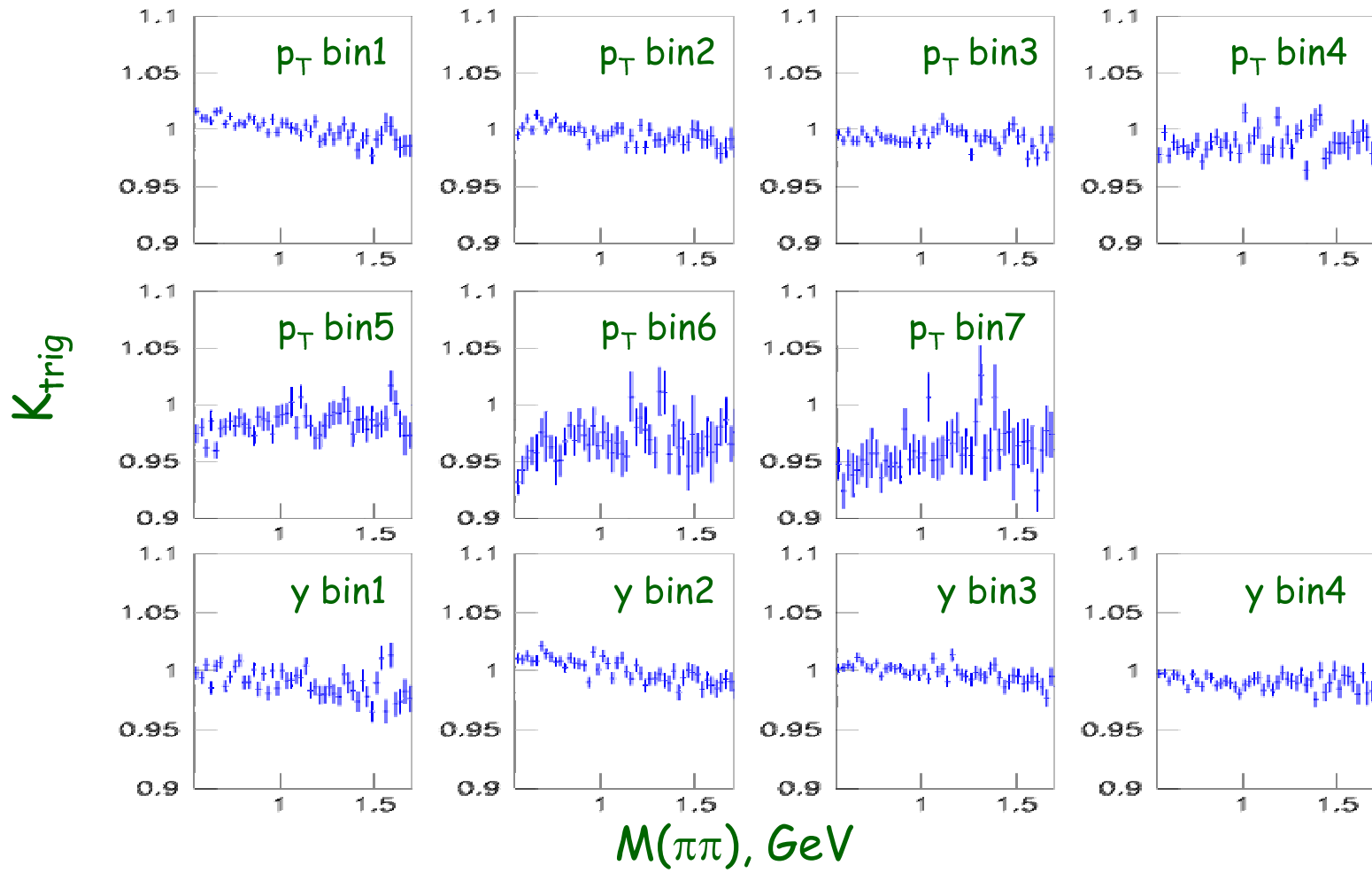


Рис. 3.8: Величина  $K_{trig}$  с использованием инвариантной массы  $M(\pi\pi)$ .

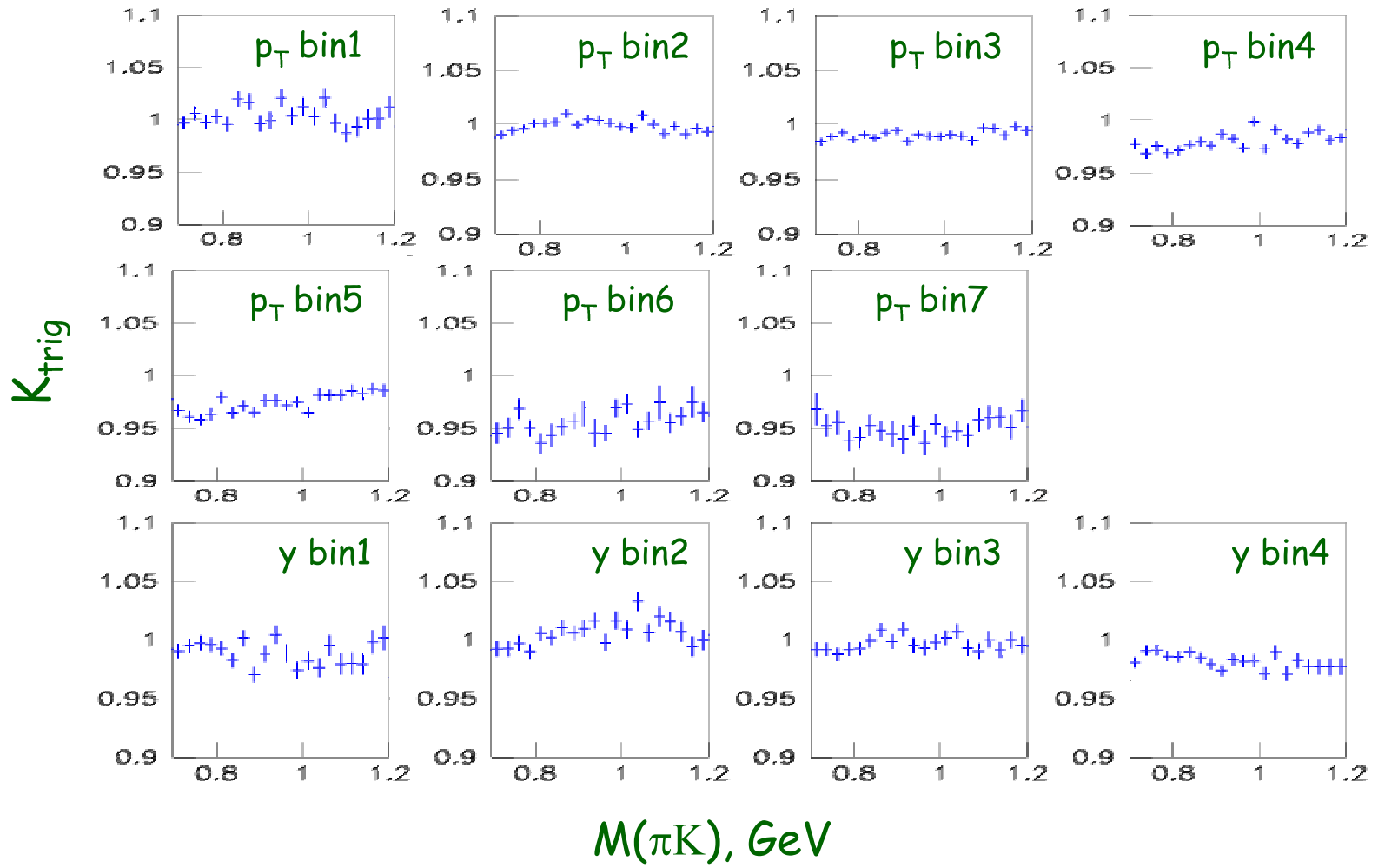


Рис. 3.9: Величина  $K_{trig}$  с использованием инвариантной массы  $M(\pi K)$ .

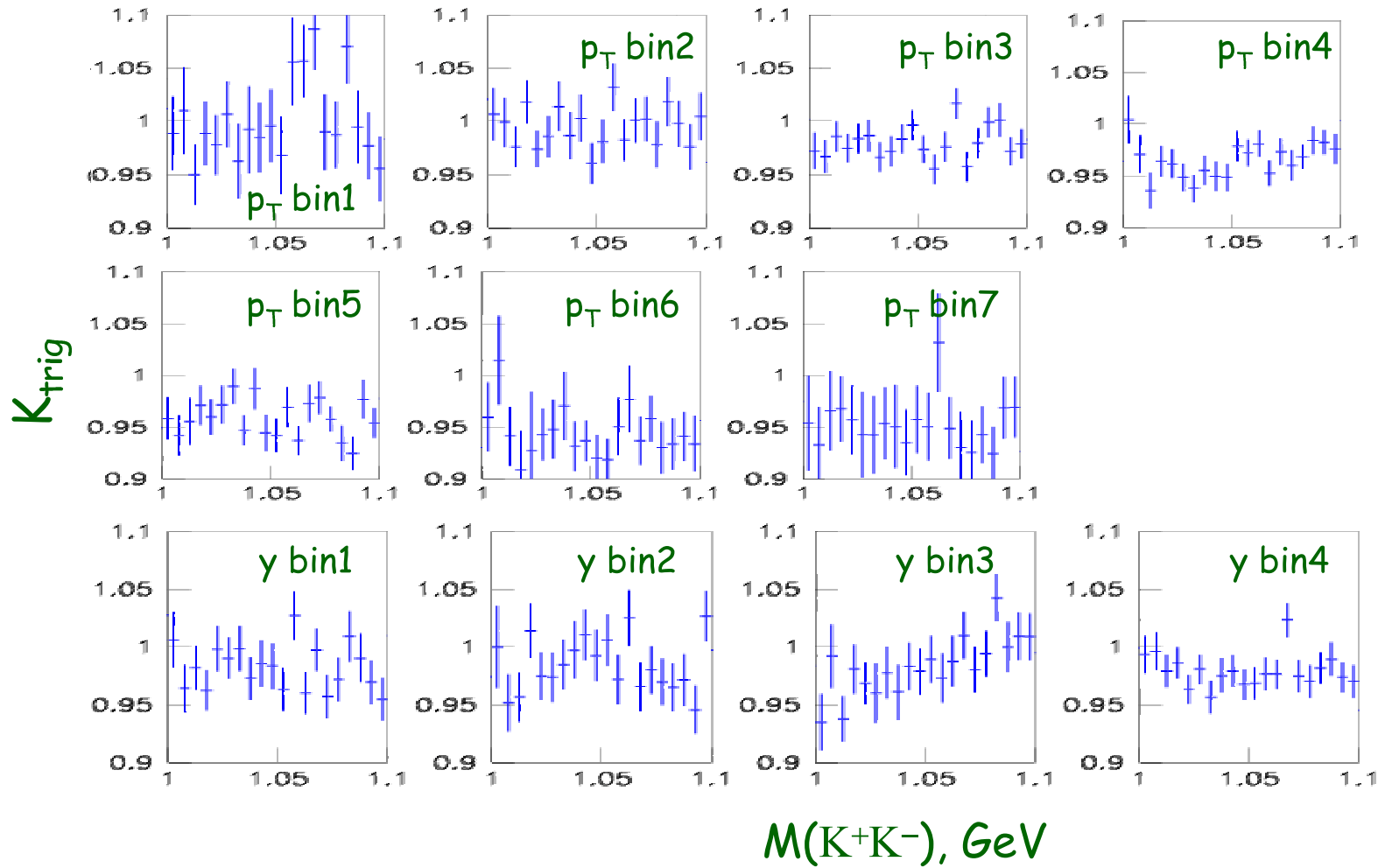


Рис. 3.10: Величина  $K_{trig}$  с использованием инвариантной массы  $M(KK)$ .

бы высокое сечение рождения. Такой частицей может быть  $\phi(1020)$ -мезон, точнее распад  $\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$ .

При малых импульсах из-за комбинаторного фона сигнал  $\phi(1020)$ -мезона из распада  $\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$  не виден, но благодаря дополнительным требованиям мы можем подавить фон и усилить сигнал. Так как  $\phi(1020)$ -мезон состоит из двух каонов, а для определения эффективности  $\epsilon_K$  нам необходим всего лишь один каон, то для подавления комбинаторного фона можно использовать  $dE/dx$ -идентификацию для одного каона.

Рассмотрим метод подсчета эффективности  $dE/dx$ -идентификации для отрицательно заряженного каона  $\epsilon_{K^-}$ . На рисунке 3.11a) представлена инвариантная масса  $M(K^+ K^-)$  в области  $\phi(1020)$ -мезона в интервале по импульсу  $K^-$ :  $0.3 < p_{K^-} < 0.4$  ГэВ, для  $K^+$  была применена  $dE/dx$ -идентификация с требованием  $LN_K > 0.05$ . Как видно из рисунка сигнал  $\phi(1020)$ -мезона не наблюдается. На рисунке 3.11b) показана поляризация  $\cos \theta^*$  системы  $K^+ K^-$ -мезонов в области массы  $\phi(1020)$ -мезона,  $1.01 < M(K^+ K^-) < 1.03$  ГэВ. Угол поляризации  $\phi(1020)$ -мезона  $\theta^*$  определен на рисунке 3.11c) и является углом между направлением движения  $\phi(1020)$ -мезона и  $K^+$ -мезоном в системе покоя  $\phi(1020)$ -мезона. Из рисунка 3.11b) видно, что  $K^+$ -мезон комбинируется с мягкими отрицательно заряженными частицами, создавая большой комбинаторный фон в области  $\cos \theta^* > 0$ . Для подавления этого фона и вводится дополнительно требование  $\cos \theta^* < 0$ . Инвариантная масса после этого условия показана на рисунке 3.11d), теперь виден четкий сигнал  $\phi(1020)$ -мезона, определенный как  $N_\phi(dE/dx \text{ для } K^+, \cos \theta^* < 0)$ . На рисунке 3.11e) представлена также инвариантная масса  $M(K^+ K^-)$  как и на рисунке 3.11d) с дополнительным требованием  $dE/dx$ -идентификации для  $K^-$  с  $LN_K > 0.05$ , сигнал  $\phi(1020)$ -мезона относительно фона усиливается и определяется как  $N_\phi(dE/dx \text{ для } K^+ \text{ и } K^-, \cos \theta^* < 0)$ . Эффективность  $dE/dx$ -идентификации для  $K^-$  можно определить, используя следующую формулу:

$$\epsilon_{K^-} = \frac{N_\phi(dE/dx \text{ для } K^+ \text{ и } K^-, \cos \theta^* < 0)}{N_\phi(dE/dx \text{ для } K^+, \cos \theta^* < 0)}. \quad (3.7)$$

Аналогичным способом определяется эффективность  $dE/dx$  для  $K^+$ :

$$\epsilon_{K^+} = \frac{N_\phi(dE/dx \text{ для } K^+ \text{ и } K^-, \cos \theta^* > 0)}{N_\phi(dE/dx \text{ для } K^-, \cos \theta^* > 0)}. \quad (3.8)$$

На рисунках 3.12a) и 3.12b) представлена эффективность  $dE/dx$ -



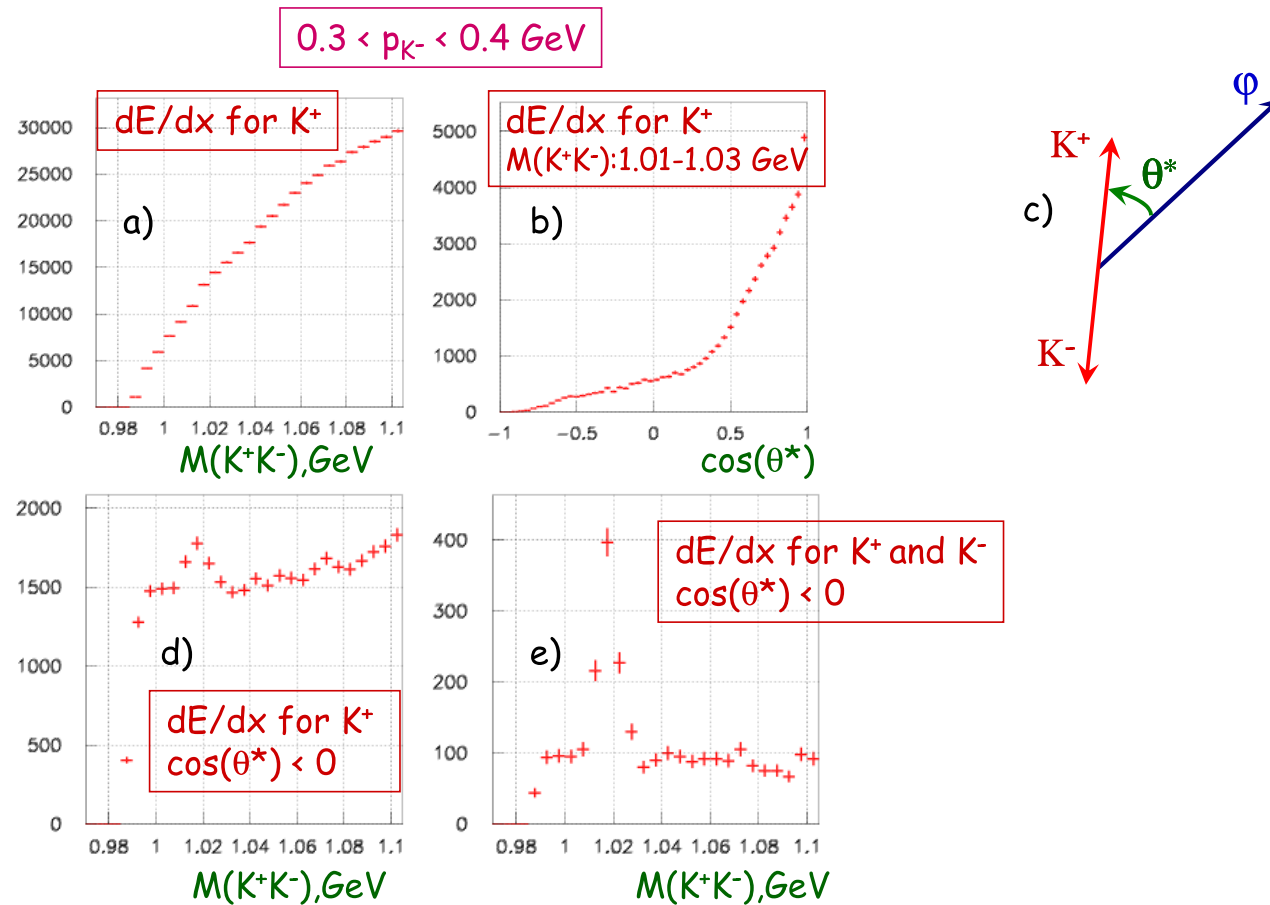


Рис. 3.11: На рисунке a) представлена инвариантная масса  $M(K^+K^-)$  в области  $\phi(1020)$ -мезона, для  $K^+$  была применена  $dE/dx$ -идентификация с  $LN_K > 0.05$ . На рисунке b) представлена поляризация  $\cos \theta^*$  в области близкой к массе  $\phi(1020)$ -мезона ( $1.01 < M(K^+K^-) < 1.03 \text{ ГэВ}$ ). На рисунке c) показано определение угла поляризации  $\theta^*$   $\phi(1020)$ -мезона. На рисунке 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 рисунке e) представлена та же инвариантная масса  $M(K^+K^-)$  как и на рисунке d) с дополнительным требованием  $dE/dx$ -идентификации для  $K^-$  с  $LN_K > 0.05$ .

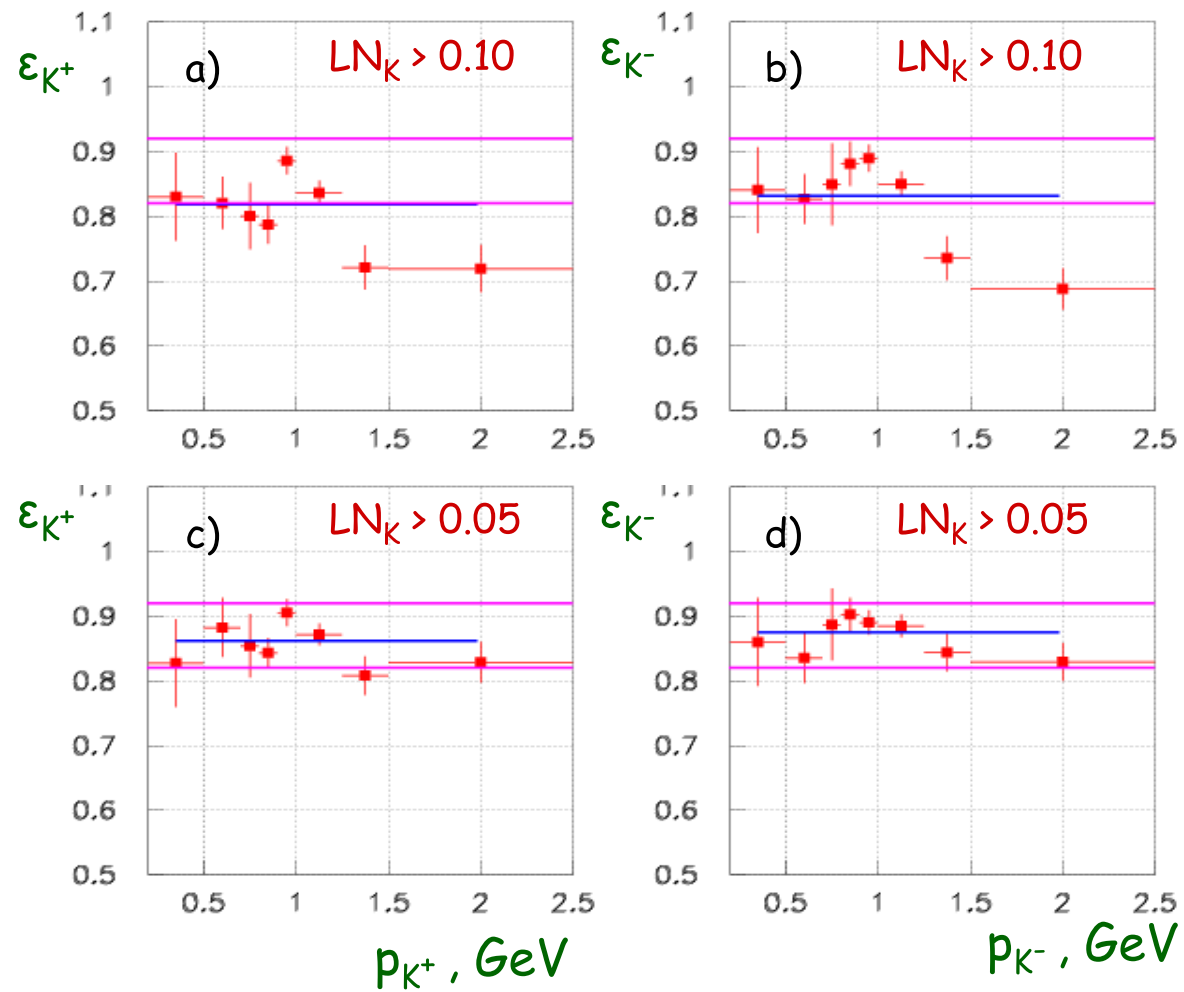


Рис. 3.12: Эффективность  $\epsilon_K$  метода  $dE/dx$ -идентификации как функция импульса каона с требованием  $LN_K > 0.10$  на рисунке a) для  $K^+$ -мезона и b) для  $K^-$ -мезона, с требованием  $LN_K > 0.05$  на рисунке c) для  $K^+$ -мезона и d) для  $K^-$ -мезона.

идентификации положительно и отрицательно заряженных каонов соответственно как функция их импульсов с требованием  $LN_K > 0.10$ . А на рисунках 3.12с) и 3.12d) – с требованием  $LN_K > 0.05$ . Как видно из этих распределений требование  $LN_K > 0.10$  является очень жестким и приводит к уменьшению эффективности с увеличением импульса, в то время, как с требованием  $LN_K > 0.05$  эффективность не зависит от импульса. Таким образом в анализе во время  $dE/dx$ -идентификации используется требование  $LN_K > 0.05$ . Оказалось, что с этим требованием эффективность одинакова как для положительно, так и для отрицательно заряженных каонов и равна:

$$\epsilon_K = 0.87 \pm 0.05, \quad (3.9)$$

где ошибка соответствует систематической.

### 3.6 Реконструкция $\rho(770)^0$ , $K^*(892)$ и $\phi(1020)$ -мезонов

Мезоны были измерены, используя следующие распады:  $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $K^*(892)^0 \rightarrow K^+\pi^-$  или  $\bar{K}^*(892)^0 \rightarrow K^-\pi^+$ <sup>1</sup> и  $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$ . Заряженные треки, реконструированные в СИС с  $p_T > 0.15$  ГэВ и с псевдобыстротой  $|\eta| < 1.5$ , рассматривались как пионные и каонные кандидаты. Эффективность реконструкции мезонов  $\epsilon_{rec}$ , включающая в себя геометрический акцептенс и эффективность реконструкции треков, подсчитана, используя Монте Карло моделирование и представлена на рисунке 3.13.

Так как большинство заряженных частиц в  $ep$ -соударениях – пионы, то попыток отделить пионы от каонов предпринято не было, в то время как критерии идентификации для заряженных каонов были применены для наблюдения сигналов  $K^{*0}$  и  $\phi(1020)$ -мезонов. Это было сделано, используя измерение зависимости импульса от ионизационных потерь  $dE/dx$  в СИС. Этот метод позволяет значительно улучшить сигнал по сравнению с фоном 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.

---

<sup>1</sup>Далее, 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.

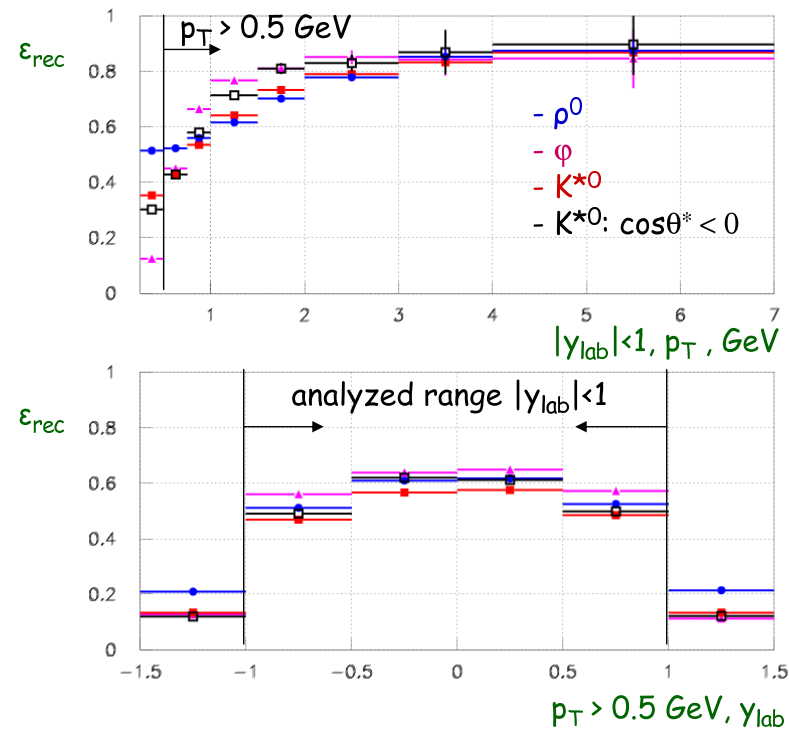


Рис. 3.13: Эффективность реконструкции  $\epsilon_{rec}$  как функция  $p_T$  и  $y_{lab}$  для  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi(1020)$ -мезонов.

Реконструированные нейтральные мезоны ограничены в следующей области быстроты:  $|y_{lab}| < 1$ .

Для извлечения  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi(1020)$  сигналов, соответственные распределения инвариантных масс продуктов распадов,  $m(\pi^+\pi^-)$ ,  $m(K^\pm\pi^\mp)$  и  $m(K^+K^-)$ , подгонялись при помощи следующей функции, состоящей из трех частей:

$$F(m) = B(m) + \sum R(m) + \sum S(m). \quad (3.10)$$

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

$$B(m) = (a_0 + a_1m + a_2m^2 + a_3m^3) \cdot m(h_1^\pm h_2^\pm)$$

или

$$B(m) = (a_0 + a_1m) \cdot \exp(-a_2m - a_3m^2) \cdot m(h_1^\pm h_2^\pm),$$

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

$$B(m) = b_1(m^2 - 4m_K^2)^{b_2} e^{-b_3m},$$

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

Второй член  $\sum R(m)$  в (3.10) 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. Также в интересующей нас области  $m(\pi^+\pi^-)$  спектра существуют еще два вклада в отражения: от распада  $\omega(782) \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $\omega(782) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , в котором  $\pi^0$  не зарегистрирован. В  $m(K^\pm\pi^\mp)$  спектре наблюдается пять основных отражений: из распада  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  с  $\pi^+$  или с  $\pi^-$ , идентифицированным как заряженный каон; из распада  $\omega(782) \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $\omega(782) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , в котором  $\pi^0$  не зарегистрирован, и с  $\pi^+$  или с  $\pi^-$ , 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  $m(K^+K^-)$  спектра нет вклада от отражений. Форма отражений была взята из Монте Карло моделирования. Вклад отражений от  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi(1020)$  связан с их выходом, определенным в этой работе и подсчитанным, используя метод итерации. Выход  $\omega(782)$ -мезонов связан с  $\rho^0$  и варьируется в пределах  $1.0 \pm 0.2$ , который был установлен при измерении  $\omega(782)/\rho^0$  отношения в адронных столкновениях [60] и в распадах  $Z^0$ -бозонов [10, 61].

Функция  $S(m)$ , используемая для описания сигнала в (3.10), является сверткой релятивистского Брайт-Вигнера  $BW(m)$  с функцией разрешения детектора  $r(m, m')$ . Функция Брайт-Вигнера выглядит следующим образом:

$$BW(m) = A_0 \frac{m_0 m \Gamma(m)}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2(m)}, \quad (3.11)$$

с

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \left( \frac{q}{q_0} \right)^{2l+1} \frac{m_0}{m},$$

где  $A_0$  – нормировочный множитель,  $\Gamma_0$  – ширина резонанса,  $l = 1$  для векторных мезонов ( $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi(1020)$ ),  $l = 0$  для  $f_0(980)$  и  $l = 2$  для  $f_2(1270)$ -мезона и является спином частицы,  $m_0$  – масса резонанса,  $q$  – импульс продуктов распада в системе покоя мезона, и  $q_0$  – этот же импульс при  $m = m_0$ . Из изучения Монте Карло моделирования оказалось, что разрешение детектора можно описать при помощи нерелятивистского Брайт-Вигнера с шириной  $\Gamma_{res}$ :

$$r(m, m') = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_{res}}{(m - m')^2 + (\Gamma_{res}/2)^2}. \quad (3.12)$$

Во время изучения  $K^{*0}$  сигнала, параметр разрешения  $\Gamma_{res}$  был определен из Монте Карло моделирования и равен  $\Gamma_{res} = 12$  МэВ. Он меньше, чем ширина  $K^{*0}$ -мезона ( $50.3 \pm 0.6$  МэВ) [59], что приводит только к незначительному искажению формы  $K^{*0}$  резонанса. Для  $\phi(1020)$  ширина разрешения детектора сравнима с шириной  $\phi(1020)$ -мезона ( $\Gamma_0 = 4.25 \pm 0.05$  МэВ) [59]. В результате форма сигнала  $\phi(1020)$  значительно искажается и разрешение детектора играет значительную роль в определении количества сигнала, поэтому ширина разрешения детектора  $\Gamma_{res}$  для  $\phi(1020)$ -мезона была взята как свободный параметр во время подгонки функцией (3.10). Оказалось, что она варьировалась от 3.4 МэВ до 6.0 МэВ с увеличением  $p_T$   $\phi(1020)$ -мезона.

Для  $\rho^0$ -мезона разрешение детектора значительно меньше, чем его натуральная ширина. Однако, Бозе-Эйнштейна корреляции (БЭК) сильно

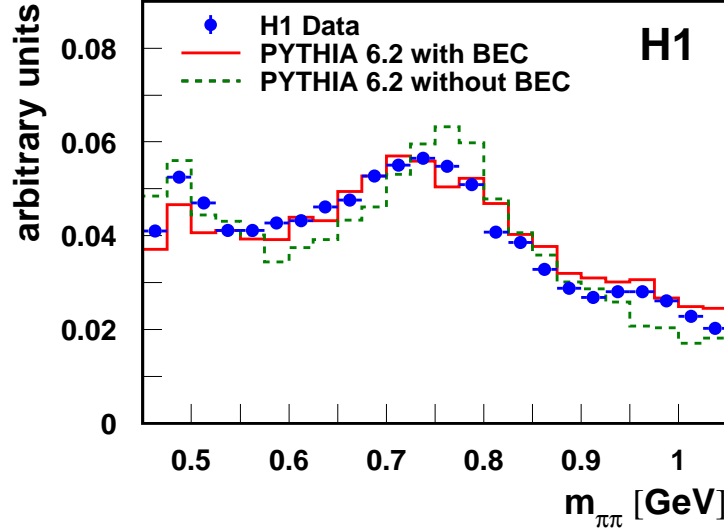


Рис. 3.14: Инвариантная масса двух пионов с противоположенными знаками заряда после вычитания инвариантной массы двух пионов с одинаковыми знаками заряда, нормированная на полное количество входов. Сплошная и прерывистая линии показывают Монте Карло моделирование с генератором PYTHIA с учетом и без учета БЭК соответственно.

искажают форму  $\rho^0$  из-за взаимодействия пионов из распада  $\rho^0$  с другими пионами из события. БЭК играет главную роль в уширении пика массы  $\rho^0$ -мезона и в его сдвиге в область меньших масс. Похожий эффект наблюдался в столкновениях  $pp$  и тяжелых ионов на RHIC [11] и в  $e^+e^-$ -соударениях на LEP, используя распады  $Z^0$ -бозонов [10, 61]. Тем не менее, очень важно проверить, что Монте Карло моделирование, используемое для подсчета сечений, описывает ди-пионный спектр в данных. Спектр данных и Монте Карло моделирования с учетом и без учета БЭК эффекта показаны на рисунке 3.14. Оказалось, что Монте Карло моделирование с учетом БЭК значительно лучше описывает данные в ди-пионном спектре в области сигнала  $\rho^0$ -мезона, чем моделирование без учета БЭК.

При поперечном импульсе  $\rho^0$ -мезона  $p_T < 0.5$  ГэВ, эффект БЭК на форму  $\rho^0$ -мезона становится сильным и Монте Карло моделирование не способно описать данные. К тому же, при  $p_T < 0.5$  ГэВ мезона невозможно надежно извлечь сигнал  $K^{*0}$  или  $\phi(1020)$ -мезонов из-за высокого комбинаторного фона и низкой эффективности реконструкции. Из-за этих причин, этот анализ ограничен в поперечном импульсе мезонов  $p_T > 0.5$  ГэВ.

Результаты подгонки функцией (3.10) данных инвариантного спектра  $m(\pi^+\pi^-)$  в области масс от 0.55 до 1.7 ГэВ с вкладом комбинаторного фона и отражений показаны на рисунках 3.15, 3.16 и 3.17. В этой области масс сигналы от  $f_0(980)$  и  $f_2(1270)$ -мезонов были учтены и подогнаны функцией релятивистского Брайт-Вигнера (3.11). Во время подгонки функцией (3.10), номинальные массы резонансов  $m_0$  были свободными параметрами, в то время как ширины  $\rho^0$  и  $f_2(1270)$ -мезонов были зафиксированы на значениях Particle Data Group (PDG) [59]. Во время подгонки функцией (3.10), ширина  $f_0(980)$ -мезона изменялась в пределах ошибки, с которой измерена эта ширина, и варьировалась от 40 до 100 МэВ. Из-за маленького сигнала и сложного комбинаторного фона,  $f_0(980)$  и  $f_2(1270)$ -мезоны не анализировались в этой работе.

Спектр инвариантной массы  $m(\pi^+\pi^-)$  также подгонялся функцией (3.10) в области масс от 0.45 до 1.7 ГэВ (см. рисунок 3.18a) и b)) с добавлением вклада от  $K_S^0$ -мезона, который подгонялся при помощи распределения Гаусса. Разница в измеренном сигнале  $\rho^0$ -мезона при изменении нижней границы подгонки с 0.55 до 0.45 ГэВ не превышала 3%.

Сигнал  $K^{*0}$ -мезона измерен в предположении, что нет разницы между количеством рождающихся частиц и античастиц. Поэтому сигнал, извлеченный из инвариантного спектра  $m(K^\pm\pi^\mp)$  делился на 2, чтобы получить сечение рождения  $K^{*0}$ -мезона. В некоторых интервалах (см. таблицу 3.1) применялось дополнительное требование на угол поляризации  $K^{*0}$ -мезона ( $\cos\theta^* < 0$ ), чтобы подавить большой комбинаторный фон. Результаты подгонки функцией (3.10) данных инвариантного спектра  $m(K^\pm\pi^\mp)$  в области масс от 0.7 до 1.2 ГэВ с вкладом комбинаторного фона и отражений показаны на рисунках 3.19, 3.20 и 3.21. Во время подгонки функцией (3.10), ширина  $K^{*0}$ -мезона была зафиксирована на значении PDG [59], в то время как масса была отпущена. Результаты массы  $K^{*0}$ -мезона находятся в соответствии с массой в PDG [59].

Результаты подгонки функцией (3.10) данных инвариантного спектра  $m(K^+K^-)$  в области масс от 0.99 до 1.06 ГэВ вместе с вкладом комбинаторного фона представлены на рисунках 3.22, 3.23 и 3.24. Во время подгонки функцией (3.10), ширина  $\phi$ -мезона  $\Gamma_0$  была зафиксирована на значении PDG [59], в то время как масса была отпущена. Результаты массы  $\phi$ -мезона находятся в соответствии с массой в PDG [59].



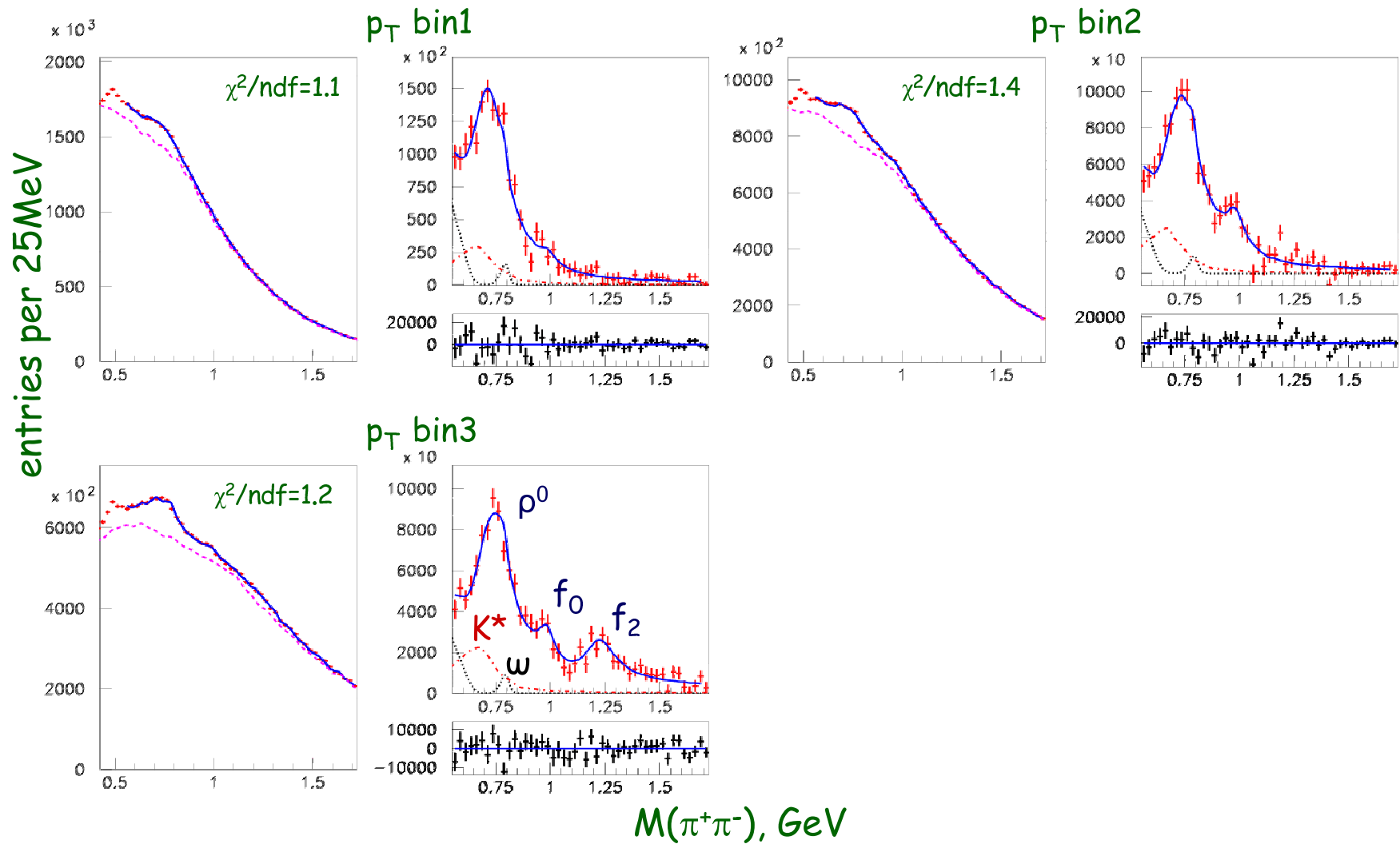


Рис. 3.15: Инвариантная масса  $M(\pi^+\pi^-)$  в первых трех  $p_T$  интервалах. Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масса  $\pi^+\pi^-$  спектра, сплошная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, прерывистая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); справа представлены данные и подгонка после вычитания комбинаторного фона  $B(m)$ , пунктирная и штрихпунктирная линии соответствуют вкладам от  $\omega$  и  $K^*0$  отражений соответственно. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10).

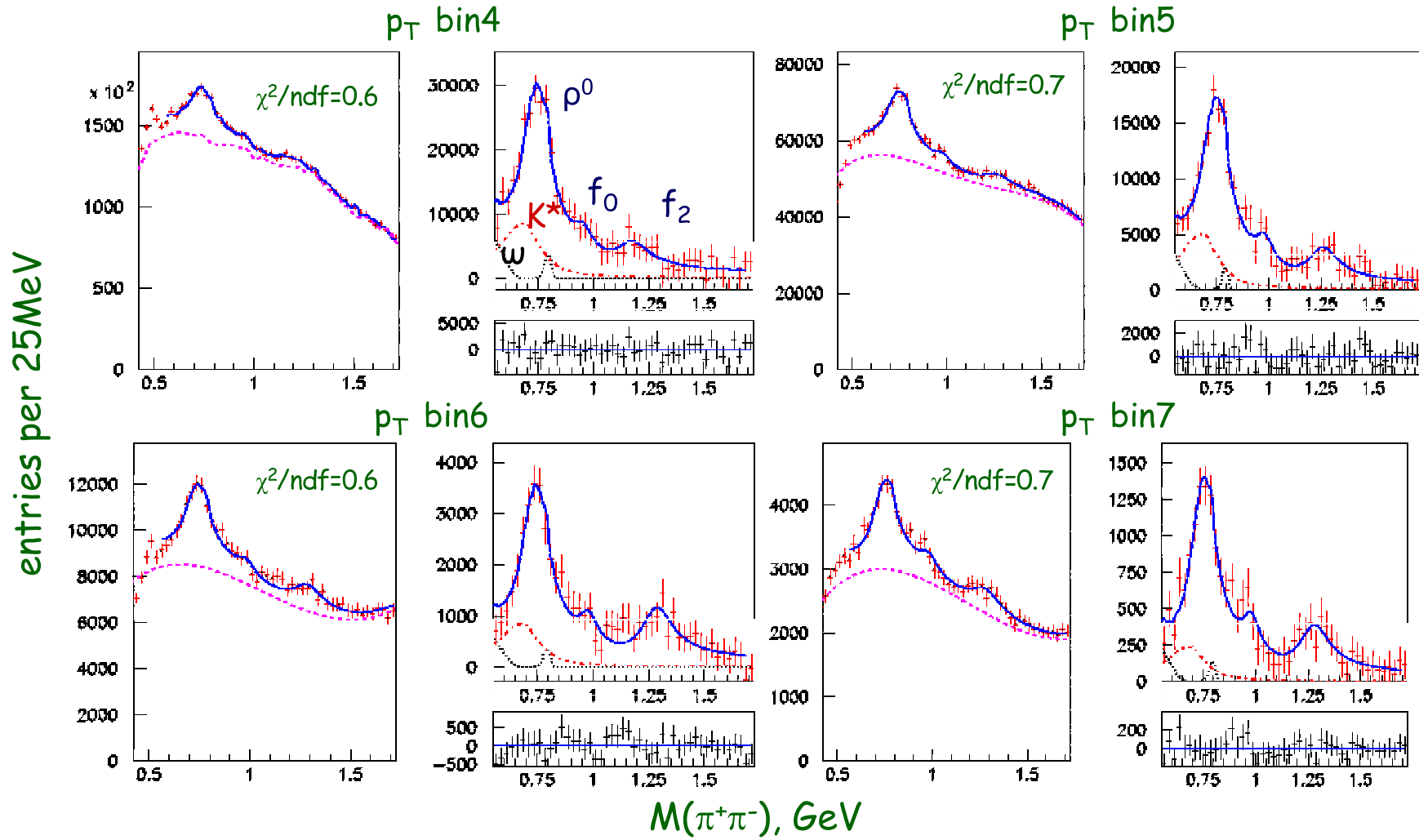


Рис. 3.16: Инвариантная масса  $M(\pi^+\pi^-)$  в последних четырех  $p_T$  интервалах. Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масса  $\pi^+\pi^-$  спектра, сплошная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, прерывистая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); справа представлены данные и подгонка после вычитания комбинаторного фона  $B(m)$ , пунктирная и штрихпунктирная линии соответствуют вкладам от  $\omega$  и  $K^{*0}$  отражений соответственно. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10).

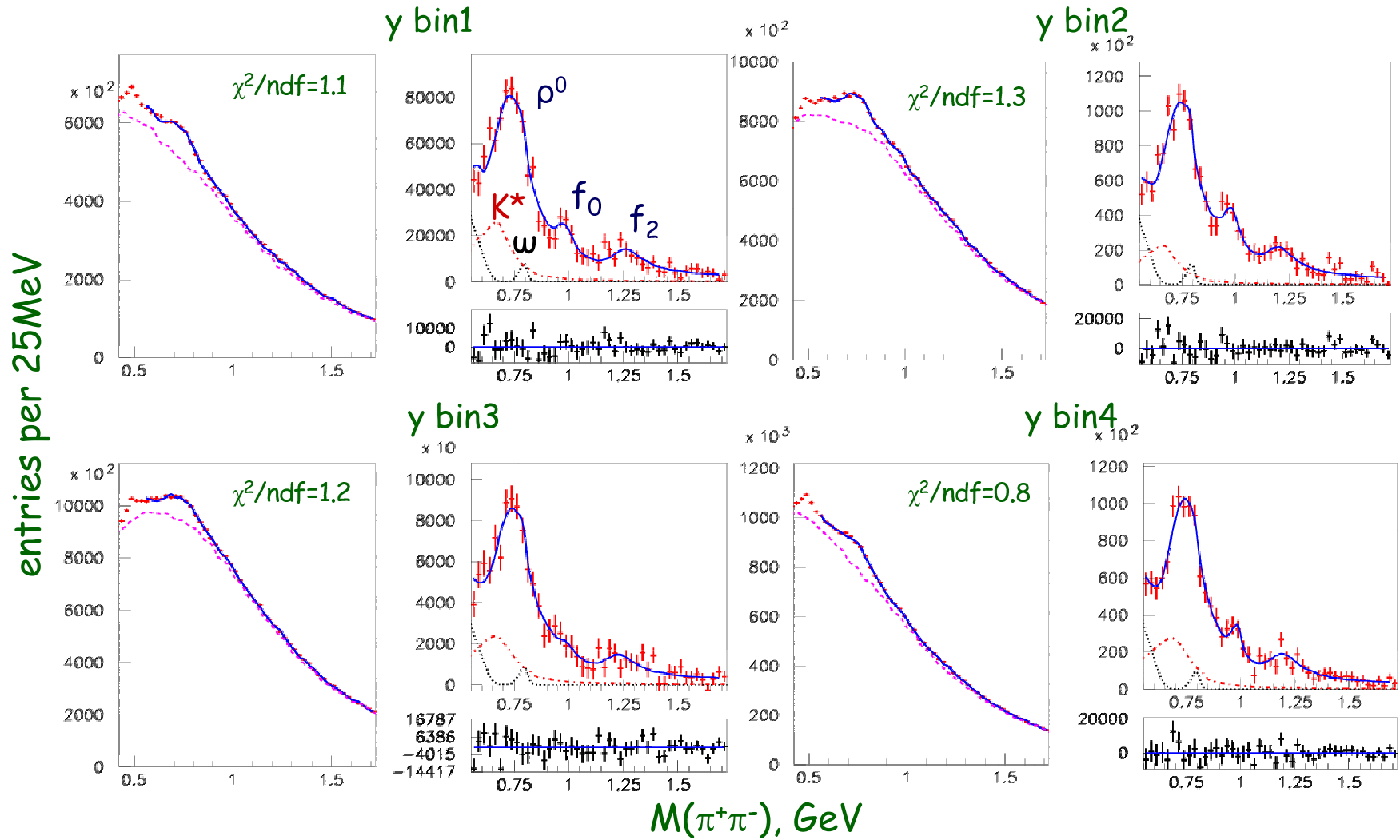


Рис. 3.17: Инвариантная масса  $M(\pi^+\pi^-)$  в четырех  $y_{lab}$  интервалах. Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масса  $\pi^+\pi^-$  спектра, сплошная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, прерывистая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); справа представлены данные и подгонка после вычитания комбинаторного фона  $B(m)$ , пунктирная и штрихпунктирная линии соответствуют вкладам от  $\omega$  и  $K^{*0}$  отражений соответственно. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10).

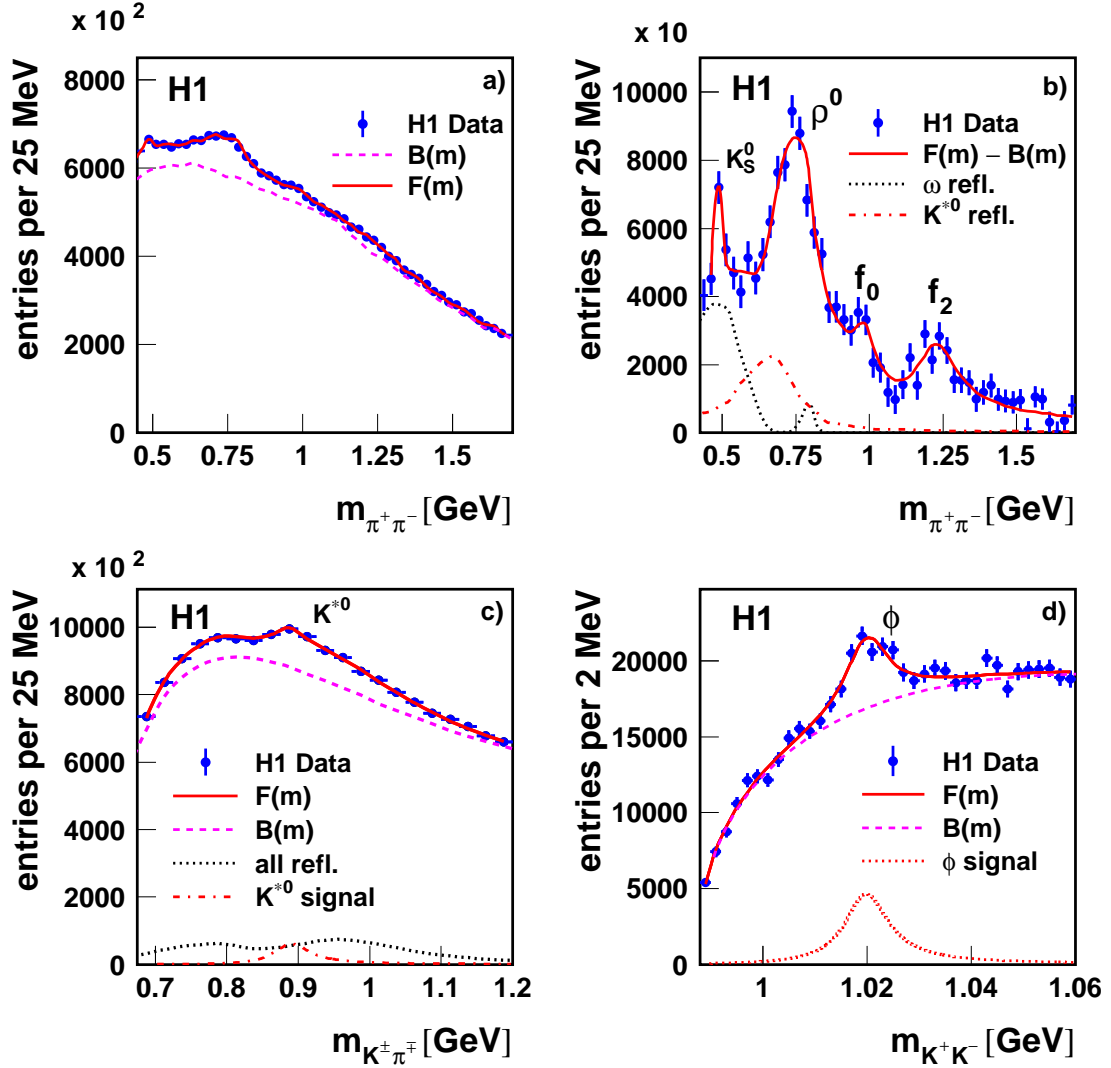


Рис. 3.18: Инвариантная масса спектров:  $\pi^+\pi^-$  (a и b),  $K^\pm\pi^\mp$  (c) и  $K^+K^-$  (d). Сплошные кривые показывают результат подгонки функцией  $F(m)$ ; прерывистые линии соответствуют вкладу комбинаторного фона  $B(m)$ . На b), данные и подгонка функцией  $F(m)$  показаны после вычитания комбинаторного фона  $B(m)$ ; пунктирные и штрихпунктирные линии показывают вклады от  $\omega$  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  $\phi$  сигнала.

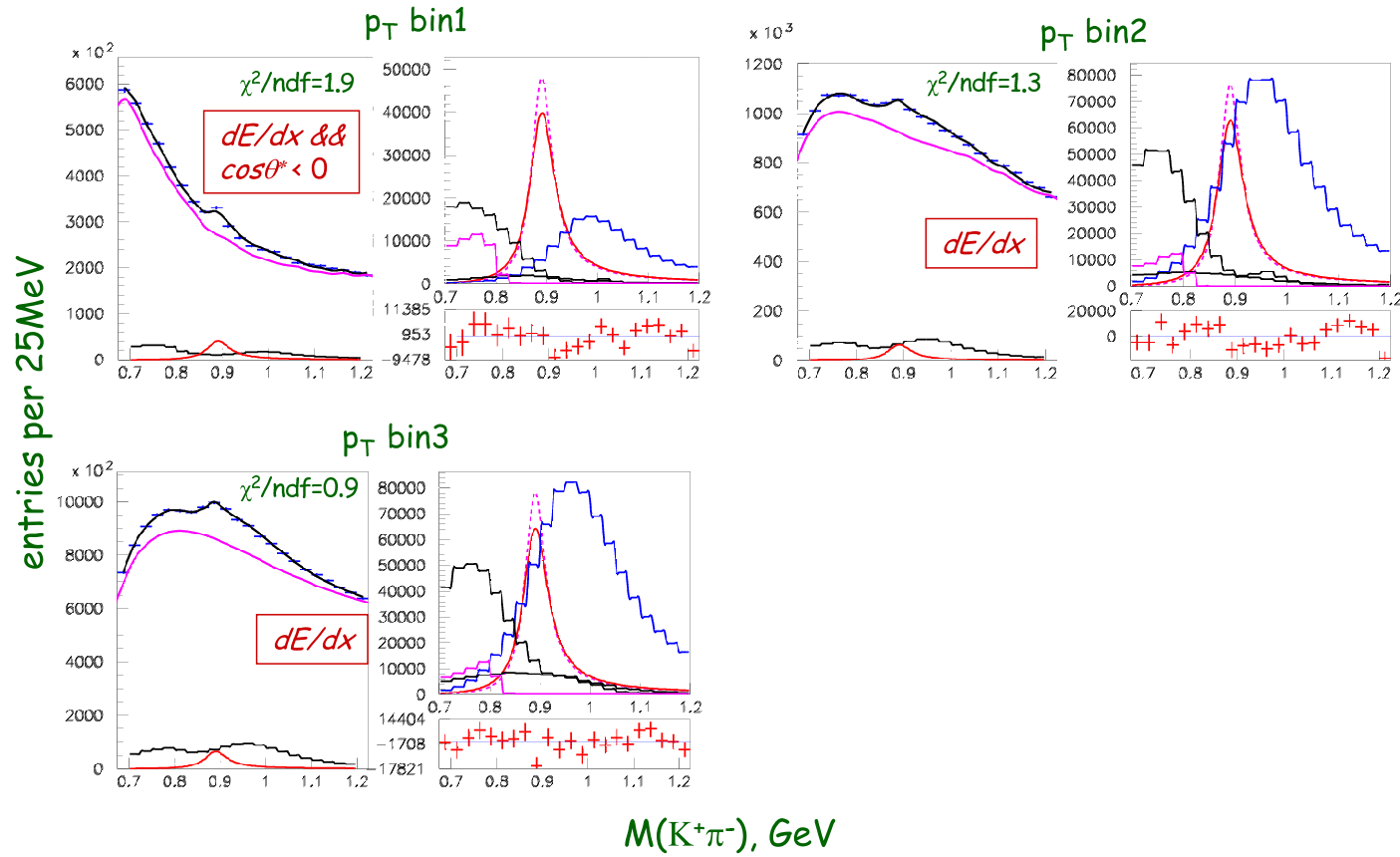


Рис. 3.19: Инвариантная масса  $M(K^\pm\pi^\mp)$  в первых трех интервалах по  $p_T$  с  $dE/dx$ -идентификацией. В интервале 1 по  $p_T$  используется дополнительное требование на угол поляризации  $K^{*0}$ -мезона:  $\cos\theta^* < 0$ . Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масс  $K^\pm\pi^\mp$  спектра, сплошная черная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, сплошная фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10), сплошная черная линия снизу – суммарный вклад всех отражения, а красная – сигнал  $K^{*0}$ -мезона; справа представлены сигнал  $K^{*0}$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и прерывистой фиолетовой соответственно, широкое отражение  $K^{*0}$ -мезона под своим же сигналом черной линией, вклад отражения  $\rho^0$ -мезона синей линией,  $\omega$  с максимумом около 0.75 ГэВ черной линией и  $\phi(1020)$  сплошной фиолетовой линией. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10).

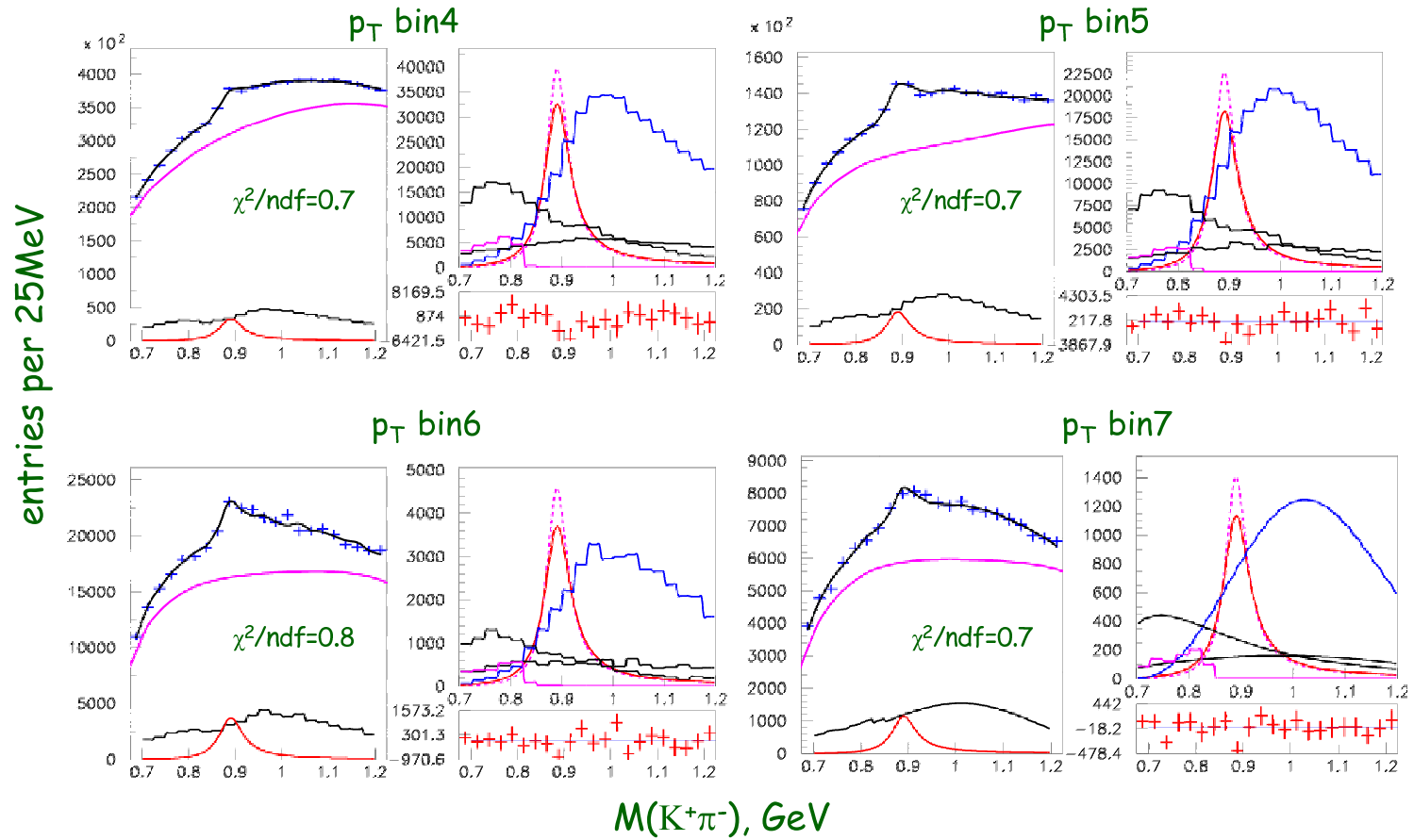


Рис. 3.20: Инвариантная масса  $M(K^\pm\pi^\mp)$  в четырех последних интервалах по  $p_T$  без  $dE/dx$ -идентификации. Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масс  $K^\pm\pi^\mp$  спектра, сплошная черная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, сплошная фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10), сплошная черная линия снизу – суммарный вклад всех отражения, а красная – сигнал  $K^{*0}$ -мезона; справа представлены сигнал  $K^{*0}$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и прерывистой фиолетовой соответственно, широкое отражение  $K^{*0}$ -мезона под своим же сигналом черной линией, вклад отражения  $\rho^0$ -мезона синей линией,  $\omega$  с максимумом около 0.75 ГэВ черной линией и  $\phi(1020)$  сплошной фиолетовой линией. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функций (3.10).

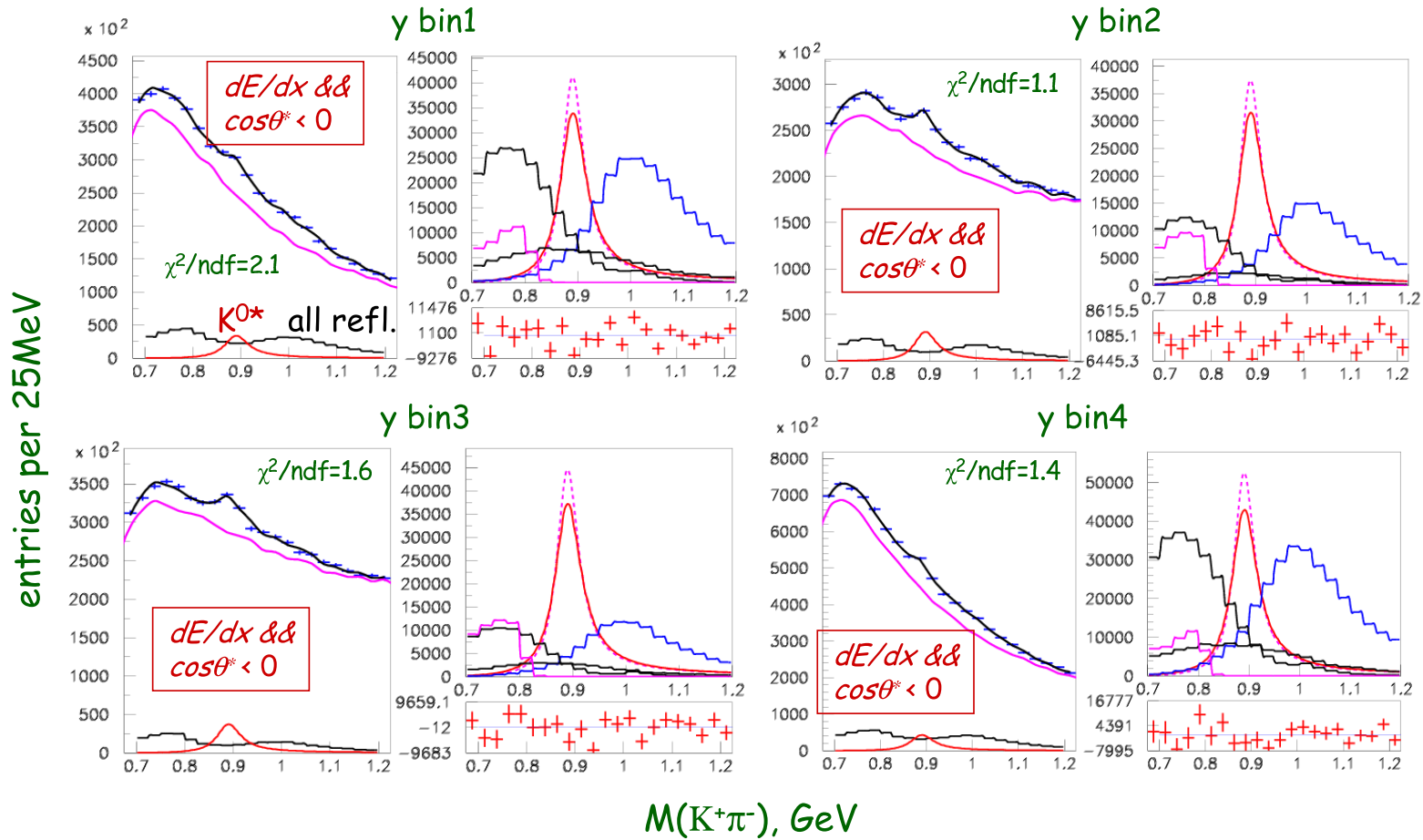


Рис. 3.21: Инвариантная масса  $M(K^\pm\pi^\mp)$  в четырех интервалах по  $y_{lab}$  с  $dE/dx$ -идентификацией и с требованием на угол поляризации  $K^{*0}$ -мезона:  $\cos\theta^* < 0$ . Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масс  $K^\pm\pi^\mp$  спектра, сплошная черная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, сплошная фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10), сплошная черная линия снизу – суммарный вклад всех отражения, а красная – сигнал  $K^{*0}$ -мезона; справа представлены сигнал  $K^{*0}$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и прерывистой фиолетовой соответственно, широкое отражение  $K^{*0}$ -мезона под своим же сигналом черной линией, вклад отражения  $\rho^0$ -мезона синей линией,  $\omega$  с максимумом около 0.75 ГэВ черной линией и  $\phi(1020)$  сплошной фиолетовой линией. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10).

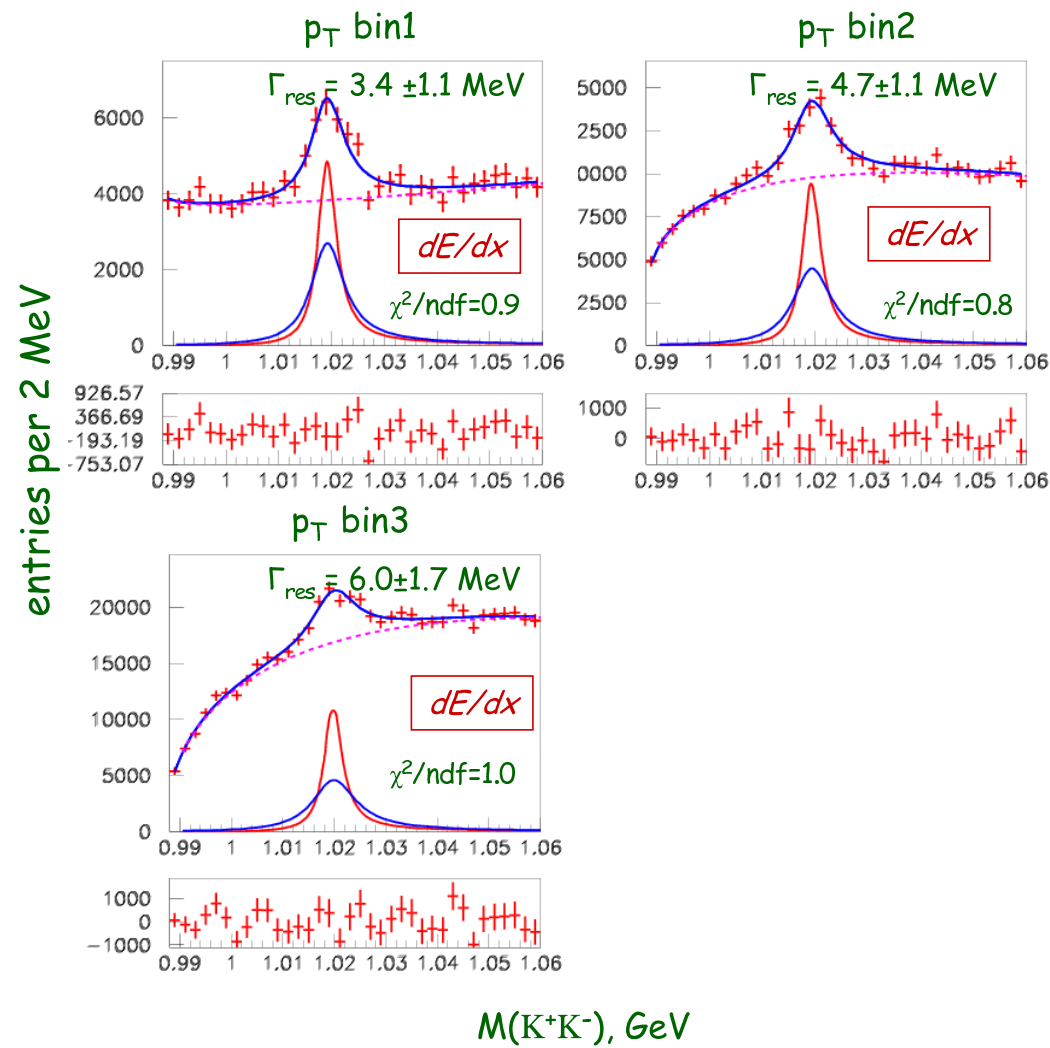


Рис. 3.22: Инвариантная масса  $M(K^+K^-)$  в первых трех интервалах по  $p_T$  с  $dE/dx$ -идентификацией. Для каждого интервала: сплошная синяя линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных; прерывистая фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); также по отдельности представлен сигнал  $\phi(1020)$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и синей линией соответственно; внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10).



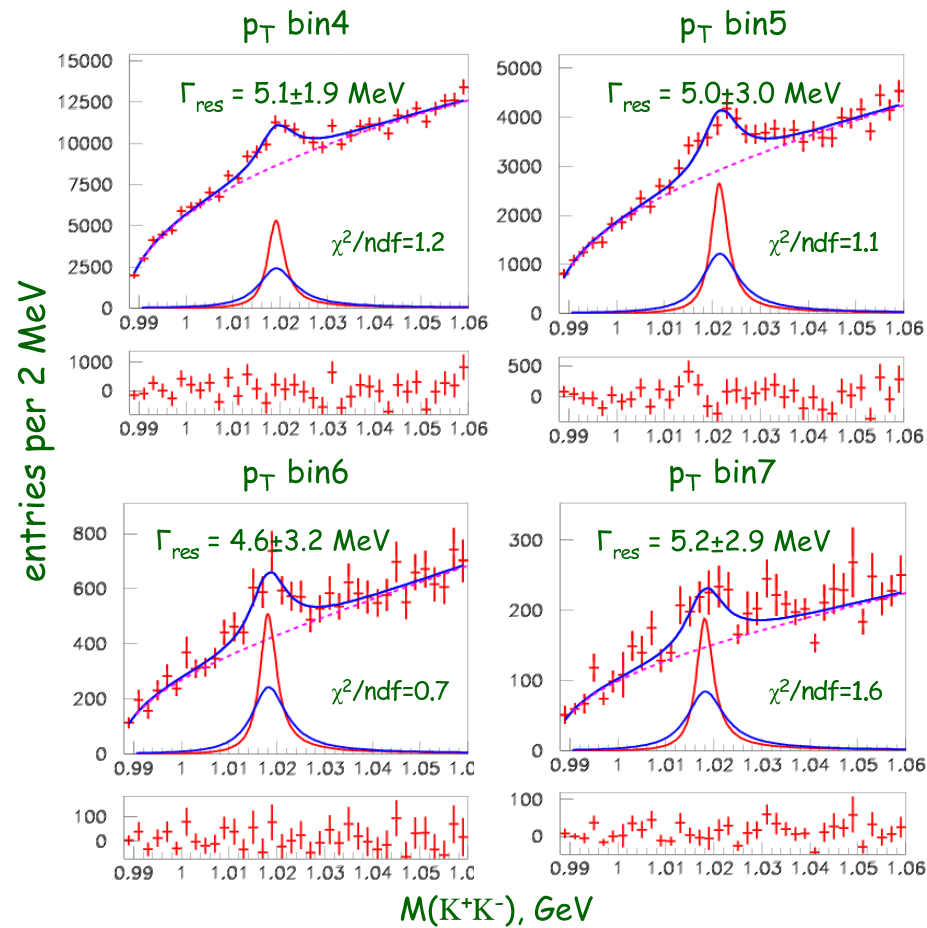


Рис. 3.23: Инвариантная масса  $M(K^+K^-)$  в последних четырех интервалах по  $p_T$  без  $dE/dx$ -идентификации. Для каждого интервала: сплошная синяя линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных; прерывистая фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); также по отдельности представлен сигнал  $\phi(1020)$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и синей линией соответственно; внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10).

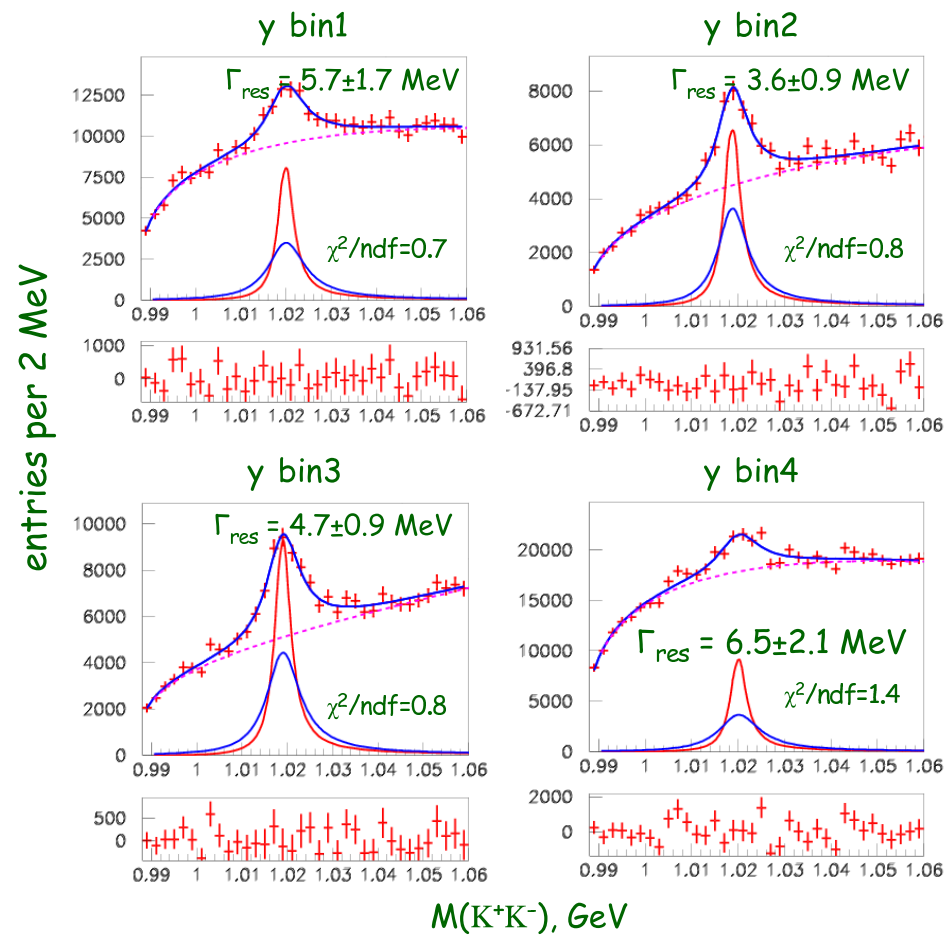


Рис. 3.24: Инвариантная масса  $M(K^+K^-)$  в четырех интервалах по  $y_{lab}$  с  $dE/dx$ -идентификацией. Для каждого интервала: сплошная синяя линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных; прерывистая фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); также по отдельности представлен сигнал  $\phi(1020)$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и синей линией соответственно; внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10).

## Глава 4

# Измерение сечений $\rho(770)^0$ , $K^*(892)$ и $\phi(1020)$ -мезонов

### 4.1 Измерение сечений $\rho^0$ , $K^*(892)$ и $\phi(1020)$ -мезонов

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  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi(1020)$ -мезонов было подсчитано следующим образом:

$$\frac{1}{\pi} \frac{d^2 \sigma^{\gamma p}}{dp_T^2 dy_{lab}} = \frac{N(p_T, y_{lab})}{\pi \cdot \mathcal{L} \cdot BR \cdot \Phi_\gamma \cdot \epsilon \cdot \Delta p_T^2 \cdot \Delta y_{lab}}, \quad (4.1)$$

где  $N(p_T, y_{lab})$  – число мезонов, реконструированных в интервалах по  $y_{lab}$  и  $p_T$ .  $\Delta y_{lab} = 2$  and  $\Delta p_T^2 = 2p_T^{bin} \Delta p_T$  – ширины интервалов. Коррекция на центр интервала, основанная на функции (1.13), 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 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 [59] 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 предположении приближения Weizsäcker-Williams [27, 28].

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

$$\frac{d\sigma^{\gamma p}}{dy_{lab}} = \frac{N}{\mathcal{L} \cdot BR \cdot \Phi_\gamma \cdot \epsilon \cdot \Delta y_{lab}}, \quad (4.2)$$

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

Эффективность  $\epsilon$  представлена в виде  $\epsilon = \epsilon_{rec} \cdot a_{etag} \cdot a_3 \cdot \epsilon_{trig} \cdot \epsilon_{dE/dx}$ . Эффективность реконструкции мезонов  $\epsilon_{rec}$  включает в себя геометрический аксептенс и эффективность реконструкции треков. Она подсчитана, используя Монте Карло моделирование и равна по крайней мере 45% при низких  $p_T$  и растет до 90% с увеличением  $p_T$ . Усредненный аксептенс позитронного таггера  $a_{etag}$  равен приблизительно 50%, который определен как в [58]. Триггерный аксептенс  $a_3$  требует по крайней мере три трека с  $p_T > 0.4$  ГэВ, реконструированных из первичной вершины взаимодействия в СИС. Он подсчитан, используя Монте Карло моделирование с PYTHIA и RHOJET и варьируется от 50% до 95%. Триггерная эффективность  $\epsilon_{trig}$  подсчитана из данных, используя независимые триггера, и равна примерно 90%. Эффективность  $dE/dx$ -идентификации частиц  $\epsilon_{dE/dx} = 1$  для тех интервалов, где  $dE/dx$ -идентификации для каонов не использовалась, смотрите в таблицу 3.1.  $\epsilon_{dE/dx} = \epsilon_K$  и  $\epsilon_{dE/dx} = \epsilon_K^2$  для  $K^{*0}$  и  $\phi(1020)$  соответственно в интервалах, где  $dE/dx$ -идентификации для каонов использовалась.  $\epsilon_K$  определена в формуле (3.9).

## 4.2 Изучение систематических ошибок

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

- Реконструкция трековой эффективности (4%).
- Коррекция на триггерные эффекты (до 6%), источниками которых являются измерения триггерных аксептенса и эффективности в разделах 3.4.2 и 3.4.3 соответственно.
- Аксептенс позитронного таггера (5%).
- Изменение ширины  $f_0(980)$ -мезона от 40 МэВ до 100 МэВ (до 7% для  $\rho^0$ ).
- $dE/dx$ -идентификации каонов (6% для  $K^{*0}$  и 12% для  $\phi(1020)$ -мезона), которая обсуждалась в разделе 3.5.

- Измерение светимости (2%).
- Изменение параметризации комбинаторного фона (до 5%).
- Вариация количества отражений. Для  $\rho^0$ -мезона выход  $\omega$  и  $K^{*0}$ -мезонов изменялся на 20%, что привело к неопределенности до 4%. Для  $K^{*0}$ -мезона выход  $\omega$ ,  $\rho^0$  и  $\phi$ -мезонов изменялся на 20% и масса  $\rho^0$ -мезона изменялась на 2% из-за эффектов БЭК, что привело к неопределенности до 15%.

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

### 4.3 Обсуждение результатов

Инклюзивное недифракционное сечение фоторождения для  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi(1020)$ -мезонов было подсчитано в кинематической области  $Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$ ,  $174 < W < 256 \text{ ГэВ}$  и в видимом фазовом пространстве мезонов  $p_T > 0.5 \text{ GeV}$  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.

Дифференциальные сечения фоторождения  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi$ -мезонов представлены в таблицах 4.1 и 4.2 и на рисунке 4.1. Внутри анализируемого интервала по быстрой, сечение резонансов не зависит от быстроты в пределах измеренных ошибок. Спектр поперечного импульса для  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi$ -мезонов может быть описан с помощью функции (1.13), где  $d\sigma/dy_{lab}$  в выражении (1.14) соответствует усредненному значению сечения по центральным быстрой  $\langle d\sigma/dy_{lab} \rangle_{|y_{lab}| < 1}$ . Значение показателя степени  $n$  зафиксировано на 6.7, которое изначально было измерено, используя данные по измерению спектра заряженных частиц сотрудничеством H1 [35, 36], и равно  $n = 6.7 \pm 0.3$ . Степенное распределение с этим значением  $n$  описывает также сечения  $K_S^0$ -мезонов,  $\Lambda^0$ -барионов [62] и  $D^{\pm}$ -мезонов [63], измеренных на HERA, как это показано на рисунке 4.2. Схожая

$\frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy_{lab}} [\text{нб}/(\text{ГэВ})^2]$											
$p_T [\text{ГэВ}]$	$p_T^{bin}$	$\rho^0$			$(K^{*0} + \bar{K}^{*0})/2$			$\phi$			
[0.5, 0.75]	0.63	5610 ±	870 ±	590	1190 ±	130 ±	200	383 ±	54 ±	60	
[0.75, 1.0]	0.87	2440 ±	180 ±	260	621 ±	68 ±	80	264 ±	34 ±	37	
[1.0, 1.5]	1.22	680 ±	55 ±	70	176 ±	18 ±	21	76 ±	12 ±	11	
[1.5, 2.0]	1.72	142 ±	15 ±	15	48.0 ±	5.2 ±	5.1	19.1 ±	3.3 ±	1.9	
[2.0, 3.0]	2.41	29.9 ±	2.3 ±	3.1	8.96 ±	0.90 ±	0.98	3.48 ±	0.76 ±	0.34	
[3.0, 4.0]	3.43	3.06 ±	0.42 ±	0.33	1.21 ±	0.17 ±	0.14	0.46 ±	0.11 ±	0.08	
[4.0, 7.0]	5.09	0.276 ±	0.037 ±	0.033	0.079 ±	0.014 ±	0.009	0.0335 ±	0.0081 ±	0.0057	

Таблица 4.1: Инклюзивное инвариантное дифференциальное недифракционное сечение фоторождения  $d^2\sigma/\pi dp_T^2 dy_{lab}$  для  $\rho(770)^0$ ,  $K^*(892)^0$  и  $\phi(1020)$ -мезонов в области быстрот  $|y_{lab}| < 1.0$  в интервалах по  $p_T$ . Первая ошибка соответствует статистической, а вторая – систематической. Для каждого интервала по  $p_T$  представлены как область интервала, так и центральное значение  $p_T^{bin}$ .

$d\sigma/dy_{lab}[\text{нб}]$			
$y_{lab}$	$\rho^0$	$(K^{*0} + \bar{K}^{*0})/2$	$\phi$
$[-1.0, -0.5]$	11000 ± 1000 ± 1200	3360 ± 350 ± 720	1440 ± 250 ± 220
$[-0.5, 0.0]$	13100 ± 1100 ± 1400	2520 ± 270 ± 360	1080 ± 120 ± 160
$[0.0, 0.5]$	10400 ± 1500 ± 1100	3070 ± 300 ± 440	1440 ± 130 ± 220
$[0.5, 1.0]$	14600 ± 1300 ± 1500	4280 ± 440 ± 790	1610 ± 330 ± 250

Таблица 4.2: Инклюзивное дифференциальное недифракционное сечение фоторождения  $d\sigma/dy_{lab}$  для  $\rho(770)^0$ ,  $K^*(892)^0$  и  $\phi(1020)$ -мезонов в области поперечного импульса  $p_T > 0.5$  ГэВ в интервалах по  $y_{lab}$ . Первая ошибка соответствует статистической, а вторая – систематической.

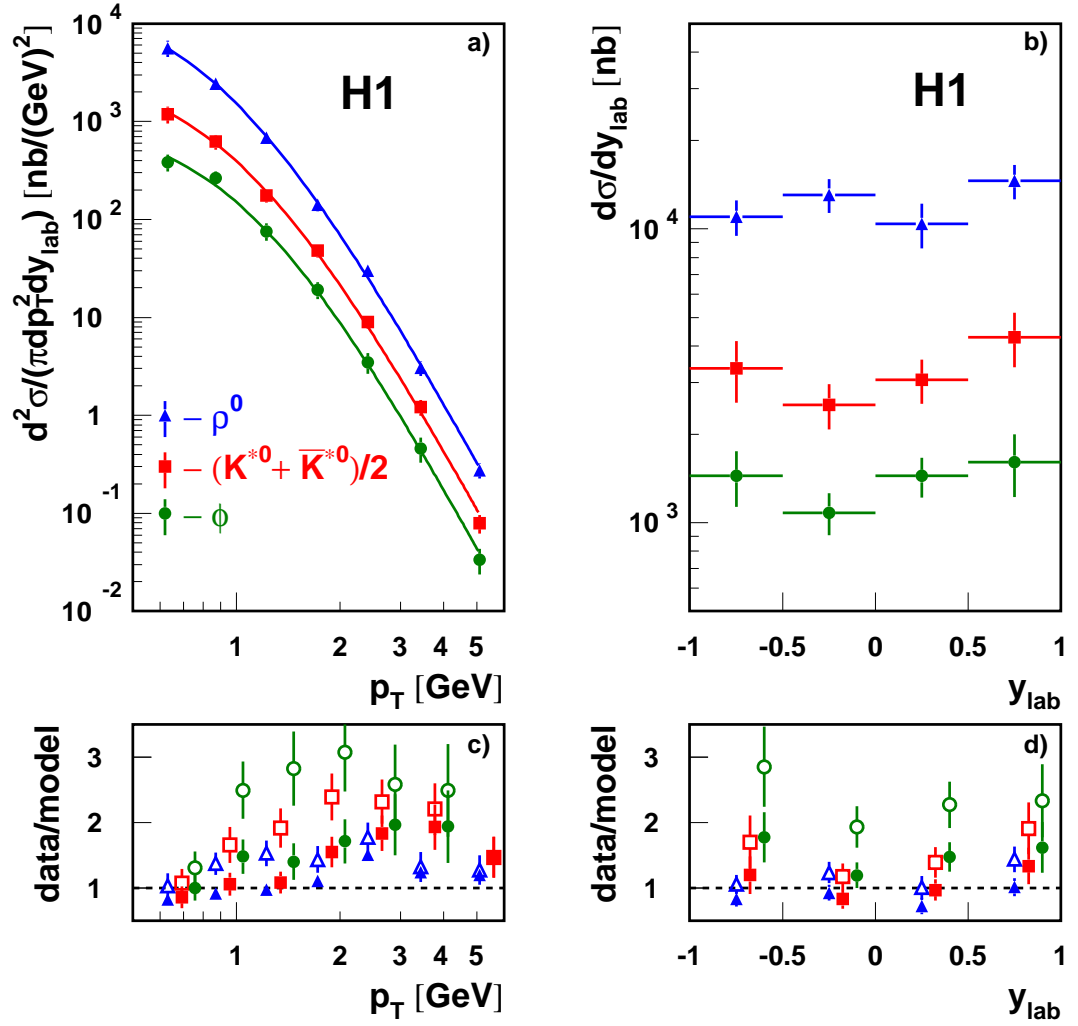


Рис. 4.1: Инклюзивное дифференциальное недифракционное сечение фоторождения для  $\rho(770)^0$ ,  $K^*(892)^0$  и  $\phi(1020)$ -мезонов представлено на *a*) как функция поперечного импульса в  $|y_{lab}| < 1$  и на *b*) как функция быстроты для  $p_T > 0.5$  ГэВ. Кривая на рисунке *a*) соответствует подгонке степенной функцией, использующей выражение (1.13) с  $n = 6.7$ . Отношения “data/model” показаны для Монте Карло симуляции PYTHIA (закрашенные точки) и PHOJET (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.

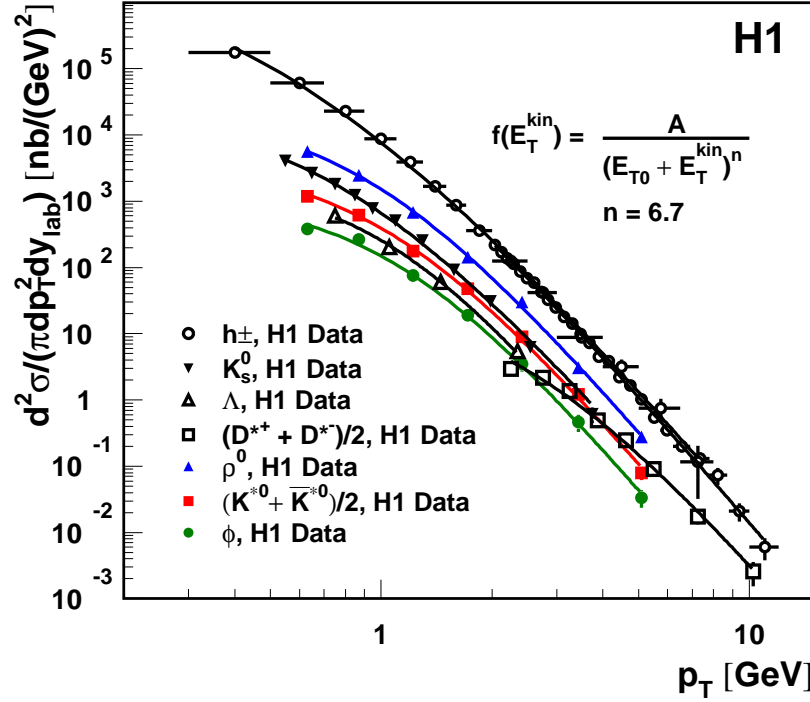


Рис. 4.2: Инклюзивное дифференциальное сечение фоторождения как функция поперечного импульса. Кривые на рисунке соответствуют подгонке с помощью степенной функции (1.13). Статистические и систематические ошибки сложены квадратично.

форма в распределении по поперечному импульсу, но с другими значениями параметров  $n$  и  $E_{T0}$ , была наблюдаена для спектров заряженных частиц в адронных столкновениях [38, 39]. Результаты подгонки функцией (1.13) для измеренного дифференциального сечения фоторождения  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi$ -мезонов представлены на рисунке 4.1а). В таблице 4.3 представлены параметры подгонки и усредненная поперечная кинетическая энергия  $\langle E_T^{\text{kin}} \rangle$ , усредненная поперечная энергия  $\langle E_T \rangle = \langle E_T^{\text{kin}} \rangle + m_0$  и усредненный поперечный импульс  $\langle p_T \rangle = \sqrt{\langle E_T \rangle^2 - m_0^2}$ , подсчитанные, используя функцию (1.13). Ошибки включают в себя экспериментальную погрешность на значение  $n$ . Было проведено сравнение усредненного значения поперечного импульса с ним же, измеренными на RHIC в  $pp$  и золото-золото (Au-Au) столкновениях.

Интересный факт, что резонансы с разными массами, временами жизни и содержанием странного кварка рождаются с приблизительно одинаковыми значениями поперечной кинетической энергии  $\langle E_T^{\text{kin}} \rangle$ . Это наблюдение



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

Таблица 4.3: Параметры  $\langle d\sigma/dy_{lab} \rangle_{|y_{lab}|<1}$  и  $T = E_{T_0}/n$ , извлеченные из подгонки функцией (1.13) дифференциальных сечений рождений  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi$ -мезонов. 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 H1-измерениях статистические и систематические ошибки сложены квадратично.

поддерживает термодинамическую картину адронных взаимодействий [34], в которых первично рожденные адроны термализуются во время взаимодействия. Значение  $\langle p_T \rangle$  для  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi$ -мезонов очень схоже в  $\gamma p$  и  $pp$ -столкновениях с приблизительно одинаковой энергией центра масс  $\sqrt{s} \approx 200$  ГэВ, в то время как это значение выше в Au-Au 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 (1.13). Этот факт наблюдается на рисунках 4.1c) и 4.1d).

Измерения в видимой кинематической области для  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi$ -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 (1.13). 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  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi$ -мезонов. В области быстрот  $|y_{lab}| < 1$  и во всем диапазоне поперечного импульса

Измерения, эксперимент	$R(\phi/K^{*0})$
$\gamma p$ , $\langle W \rangle = 210$ ГэВ, $ y_{lab}  < 1$ , данные H1	$0.354 \pm 0.060$
$pp$ , $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, $ y  < 0.5$ , данные STAR	$0.35 \pm 0.05$
Au-Au, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, $ y  < 0.5$ , данные STAR	$0.63 \pm 0.15$

Таблица 4.4: Отношение полных сечений  $R(\phi/K^{*0})$  для  $\phi$  и  $K^{*0}$ -мезонов. Сравнение отношения в  $\gamma p$ -соударениях (H1) при  $\langle W \rangle = 210$  ГэВ с измерениями в Au-Au и в  $pp$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ при центральных быстротах. При H1-измерениях статистические и систематические ошибки сложены квадратично.

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 сотрудничестве ALEPH [44], предсказывают отношения 0.200, 0.055 и 0.277 соответственно, которые схожи с измеренными значениями, но немного занижены.

В таблице 4.4 проведено сравнение отношения сечений  $R(\phi/K^{*0})$  с соответственными отношениями, измеренными в сотрудничестве STAR в  $pp$  и Au-Au столкновениях [11–13] при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Анализируемая область по быстротам в сотрудничествах H1 и STAR не совсем одинаковая<sup>1</sup>, но измеренные отношения для  $pp$  и  $\gamma p$ -взаимодействий приблизительно одинаковые. Имеется указание на увеличение выхода  $\phi$ -мезона в Au-Au столкновениях. Необходимо повышение точности измерений в Au-Au столкновениях для дальнейших выводов о значимости этого эффекта.

---

<sup>1</sup>Разница по быстротам между лабораторной системой и  $\gamma p$ -системой около двух единиц в сотрудничестве H1.

# Заключение

1. В данной работе 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  $R(\phi/K^{*0})$ , измеренное в  $\gamma p$ -взаимодействиях, приблизительно такое же, как и в  $pp$ . Имеется указание на увеличение выхода  $\phi$ -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 H1 и проведено систематическое изучение закономерностей, наблюдаемых в спектрах заряженных частиц, рожденных в  $\gamma p$ ,  $pp$  и Au-Au взаимодействиях при высокой энергии.

# Благодарности

В первую очередь хочу выразить глубокую признательность своему научному руководителю Андрею Африкановичу Ростовцеву за постановку интересных задач, создание стимулирующей научной атмосферы и постоянное внимание к моей работе.

Я благодарна М. В. Данилову, В. И. Ефременко и Ю. М. Зайцеву за организацию моих научных командировок в DESY (Гамбург) для работы в эксперименте H1.

Я благодарна рецензентам моей научной работы в сотрудничестве H1 Timothy Greenshaw и Eddi De Wolf за помощь в подготовке статьи [1] к печати.

Я хочу поблагодарить В. Б. Гаврилова и Л. К. Гладилина за согласие быть оппонентами моей диссертации. Я благодарна Б. А. Долгошеину за организацию отзыва ведущей организации и М. И. Высоцкому за представление моей диссертации в диссертационном совете.

Хочу выразить благодарность группе ученого секретаря В. В. Васильеву, Е. А. Минервиной и В. Н. Корчагиной за помощь в организации защиты моей диссертации.

Я благодарна своим коллегам из ИТЭФ О. Я. Зельдович, Д. Озерову, С. Жокину, А. Федотову, А. Петрухину, Т. Углову, А. Крохотину, Д. Ливенцову, П. Пахлову, Р. Невзорову, Л. П. Литовкиной, Е. Филимоновой, С. Захарченко и Т. Токаревой за многочисленные полезные обсуждения и помощь.

Мне приятно также поблагодарить моих коллег из сотрудничества H1 C. Diaconu, A. Schoening, S. Schmitt, G. Grindhammer, D. Traynor, M. Klein, J. Gayler, J. Turnau, D. Pitzl, N. Berger, P. Truoel, J. Ruiz, K. Cantun, G. Contreras, A. Knutsson, A. Grabowsky, С. Глазова, С. Левоняна, О. Behnke, С. Risler, D. Melstead, K. Daum и K. Lipka за полезные обсуждения полученных результатов и помощь в подготовке статей к печати [1–6].

Я благодарна физическому координатору В. Mohanty из сотрудничества STAR за полезные обсуждения результатов по измерению инклюзивного рождения  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$  и  $\phi$ -мезонов на детекторе STAR.

Мне бы хотелось поблагодарить моих друзей Е. Сафонова, Н. Лычковскую, О. Лычковского, Ю. Гребенюк, А. Гребенюк, Д. Заборова, Н. Локтионову, М. Титова, Р. Карасеву, Е. Мурашкину, В. Мануйленко и А. Шляхову за помощь и поддержку.

Также я хочу выразить глубокую признательность всем моим учителям СШ №9 и школы “ПОИСК” г. Ставрополя и всем преподавателям МФТИ за их труд и огромный вклад своих усилий в меня как в личность.

Я благодарна И. И. Каткову, советы которого сильно помогли мне при подготовке текста диссертации.

Хочу выразить безграничную благодарность моим родителям Т. Д. Кропивницкой и В. А. Кропивницкому, моему брату Д. В. Кропивницкому и конечно же моему сыну Вите Кропивницкому, без помощи и поддержки которых эта работа вряд ли когда-нибудь увидела бы свет.

# Список иллюстраций

1.1	Кинематика $ep$ -рассеяния. СС означает ЗТ, а НС – НТ. . . . .	10
1.2	Структурная функция $F_2^p$ , измеренная в эксперименте Н1 в работе [15]. . . . .	12
1.3	Иллюстрация струнной модели адронизации Lund. . . . .	16
1.4	На рисунках сверху показано инвариантное сечение заряженных треков в $\gamma p$ и Au-Au соударениях как функция поперечного импульса $p_T$ и его подгонка функцией, подчиняющейся степенному закону (1.13). На рисунке снизу показано инвариантное сечение заряженных треков в $pp$ -соударениях как функция поперечного импульса $p_T$ при разной энергии столкновений в системе центра масс, варьирующейся от 53 ГэВ до 1800 ГэВ; инвариантные сечения нормированы на подгонку спектра с энергией в центре масс $\sqrt{s} = 500$ ГэВ функцией, подчиняющейся степенному закону (1.13); подгонка степенным законом (1.13) также показана на этом рисунке для всех спектров. . . . .	19
1.5	Распределение параметра $T = E_{T0}/n$ как функция показателя степени $n$ , извлеченное из подгонки дифференциальных сечений заряженных частиц функцией, подчиняющейся степенному закону (1.13), и измеренных в $\gamma p$ , $pp$ и Au-Au столкновениях. . . . .	20
2.1	Схема коллайдера HERA. Четыре больших эксперимента расположены в экспериментальных залах Южный (ZEUS), Западный (HERA-B), Северный (H1) и Восточный (HERMES). . . . .	24
2.2	Интегральная светимость коллайдера HERA в зависимости от числа дней работы в различные годы. . . . .	25
2.3	Схема установки детектора H1 . . . . .	26

2.4	Центральная трековая система детектора H1 . . . . .	28
2.5	Верхняя половина калориметра LAr. Названия электромагнитных частей калориметра заканчиваются на “Е”, а адронных – на “H”. . .	30
2.6	Система светимости детектора H1. . . . .	31
2.7	Четырех уровневая триггерная система детектора H1. . . . .	33
2.8	На рисунке <i>a)</i> представлена величина $dE/dx$ как функция $\ln(p/\text{ГэВ})$ . Желтая, черная и зеленная линии показывают параметризацию (2.3) для протонов, каонов и пионов соответственно. Красные точки на рисунке <i>a)</i> соответствуют гипотезе, что частица является каоном с $LN_K > 0.05$ . На рисунке <i>b)</i> представлено распределение функции максимального правдоподобия для гипотезы каона $LH_K$ . . . . .	37
3.1	Сравнение данных (синий цвет) с Монте Карло моделированием (PYTHIA – красный цвет, RHOJET – розовый цвет) и с данными, отобранными на независимые триггера (черный цвет) для разных кинематических переменных: <i>a)</i> – максимальная псевдобыстрота, при которой был зафиксирован кластер с энергией больше 500 МэВ, <i>b)</i> – $z$ -координата реконструированной вершины события, <i>c)</i> – количество треков в событии с поперечным импульсом $p_T > 0.15$ ГэВ, <i>d)</i> – количество треков в событии с поперечным импульсом $p_T > 0.4$ ГэВ, <i>e)</i> – поперечный импульс треков, <i>f)</i> – быстрота треков, <i>g)</i> – усредненный поперечный импульс треков, <i>h)</i> – усредненная быстрота треков. . . . .	40



- 3.2 Сравнение данных (синий цвет) с Монте Карло моделированием (PYTHIA – красный цвет, RHOJET – розовый цвет) и с данными, отобранными на независимые триггера (черный цвет) для разных кинематических переменных: *a)* – максимальная псевдобыстрота, при которой был зафиксирован кластер с энергией больше 500 МэВ, *b)* –  $z$ -координата реконструированной вершины события, *c)* – количество треков в событии с поперечным импульсом  $p_T > 0.15$  ГэВ, *d)* – количество треков в событии с поперечным импульсом  $p_T > 0.4$  ГэВ, *e)* – поперечный импульс треков, *f)* – быстрота треков, *g)* – усредненный поперечный импульс треков, *h)* – усредненная быстрота треков. Переменные  $\eta_{max}$ ,  $z_{vertex}$ ,  $ntr$ ,  $ntr3$ ,  $p_{Taverage}$ ,  $\eta_{average}$  в Монте Карло моделировании и в данных, отобранных на независимые триггера были перевзвешены на данные. . . . . 42
- 3.3 Триггерный акцептенс  $a_3$  как функция инвариантной массы  $\rho^0$ -мезона представлен в семи интервалах по  $p_T$  и в четырех интервалах по  $y_{lab}$ . Красная линия соответствует Монте Карло моделированию с генератором PYTHIA, а синяя – с генератором RHOJET. . . . . 46
- 3.4 Триггерный акцептенс  $a_3$  как функция инвариантной массы  $K^{*0}$ -мезона представлен в семи интервалах по  $p_T$  и в четырех интервалах по  $y_{lab}$ . Красная линия соответствует Монте Карло моделированию с генератором PYTHIA, а синяя – с генератором RHOJET. . . . . 47
- 3.5 Триггерный акцептенс  $a_3$  как функция инвариантной массы  $\phi(1020)$ -мезона представлен в семи интервалах по  $p_T$  и в четырех интервалах по  $y_{lab}$ . Красная линия соответствует Монте Карло моделированию с генератором PYTHIA, а синяя – с генератором RHOJET. . . . . 48
- 3.6 Триггерная эффективность  $\epsilon_{trig}(ntr3, ntr)$  как функция множественности треков  $ntr$  с  $p_T > 0.15$  ГэВ при фиксированной множественности треков  $ntr3$  с  $p_T > 0.4$  ГэВ. Красная линия соответствует Монте Карло моделированию с генератором PYTHIA, а синяя – данным, набранным на независимые триггера  $S^{Monitoring}$ . 50

3.7	Триггерная эффективность $\epsilon_{trig}$ как функция усредненного импульса $p_{Taverage}$ , как функция псевдобыстроты $\eta_{leading}$ или азимутального угла $\phi_{leading}$ трека с максимальным поперечным импульсом $p_T$ в событии при фиксированной множественности треков $n_{tr3}$ с $p_T > 0.4$ ГэВ. Красная линия соответствует Монте Карло моделированию с генератором PYTHIA, а синяя – данным, набранным на независимые триггера . . . . .	51
3.8	Величина $K_{trig}$ с использованием инвариантной массы $M(\pi\pi)$ . . . .	53
3.9	Величина $K_{trig}$ с использованием инвариантной массы $M(\pi K)$ . . . .	54
3.10	Величина $K_{trig}$ с использованием инвариантной массы $M(KK)$ . . . .	55
3.11	На рисунке а) представлена инвариантная масса $M(K^+K^-)$ в области $\phi(1020)$ -мезона, для $K^+$ была применена $dE/dx$ -идентификация с $LN_K > 0.05$ . На рисунке б) представлена поляризация $\cos\theta^*$ в области близкой к массе $\phi(1020)$ -мезона ( $1.01 < M(K^+K^-) < 1.03$ ГэВ). На рисунке в) показано определение угла поляризации $\theta^*$ $\phi(1020)$ -мезона. На рисунке д) 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 рисунке е) представлена та же инвариантная масса $M(K^+K^-)$ как и на рисунке д) с дополнительным требованием $dE/dx$ -идентификации для $K^-$ с $LN_K > 0.05$ . . . . .	57
3.12	Эффективность $\epsilon_K$ метода $dE/dx$ -идентификации как функция импульса каона с требованием $LN_K > 0.10$ на рисунке а) для $K^+$ -мезона и б) для $K^-$ -мезона, с требованием $LN_K > 0.05$ на рисунке в) для $K^+$ -мезона и д) для $K^-$ -мезона. . . . .	58
3.13	Эффективность реконструкции $\epsilon_{rec}$ как функция $p_T$ и $y_{lab}$ для $\rho^0$ , $K^{*0}$ и $\phi(1020)$ -мезонов. . . . .	60
3.14	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. . . . .	63

- 3.15 Инвариантная масса  $M(\pi^+\pi^-)$  в первых трех  $p_T$  интервалах. Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масса  $\pi^+\pi^-$  спектра, сплошная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, прерывистая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); справа представлены данные и подгонка после вычитания комбинаторного фона  $B(m)$ , пунктирная и штрихпунктирная линии соответствуют вкладам от  $\omega$  и  $K^{*0}$  отражений соответственно. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10). . . . . 65
- 3.16 Инвариантная масса  $M(\pi^+\pi^-)$  в последних четырех  $p_T$  интервалах. Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масса  $\pi^+\pi^-$  спектра, сплошная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, прерывистая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); справа представлены данные и подгонка после вычитания комбинаторного фона  $B(m)$ , пунктирная и штрихпунктирная линии соответствуют вкладам от  $\omega$  и  $K^{*0}$  отражений соответственно. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10). . . . . 66
- 3.17 Инвариантная масса  $M(\pi^+\pi^-)$  в четырех  $y_{lab}$  интервалах. Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масса  $\pi^+\pi^-$  спектра, сплошная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, прерывистая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); справа представлены данные и подгонка после вычитания комбинаторного фона  $B(m)$ , пунктирная и штрихпунктирная линии соответствуют вкладам от  $\omega$  и  $K^{*0}$  отражений соответственно. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10). . . . . 67

- 3.18 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  $\omega$  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  $\phi$  сигнала. . . . . 68
- 3.19 Инвариантная масса  $M(K^\pm\pi^\mp)$  в первых трех интервалах по  $p_T$  с  $dE/dx$ -идентификацией. В интервале 1 по  $p_T$  используется дополнительное требование на угол поляризации  $K^{*0}$ -мезона:  $\cos\theta^* < 0$ . Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масс  $K^\pm\pi^\mp$  спектра, сплошная черная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, сплошная фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10), сплошная черная линия снизу – суммарный вклад всех отражения, а красная – сигнал  $K^{*0}$ -мезона; справа представлены сигнал  $K^{*0}$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и прерывистой фиолетовой соответственно, широкое отражение  $K^{*0}$ -мезона под своим же сигналом черной линией, вклад отражения  $\rho^0$ -мезона синей линией,  $\omega$  с максимумом около 0.75 ГэВ черной линией и  $\phi(1020)$  сплошной фиолетовой линией. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10). . . . . 69

- 3.20 Инвариантная масса  $M(K^\pm\pi^\mp)$  в четырех последних интервалах по  $p_T$  без  $dE/dx$ -идентификации. Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масс  $K^\pm\pi^\mp$  спектра, сплошная черная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, сплошная фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10), сплошная черная линия снизу – суммарный вклад всех отражения, а красная – сигнал  $K^{*0}$ -мезона; справа представлены сигнал  $K^{*0}$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и прерывистой фиолетовой соответственно, широкое отражение  $K^{*0}$ -мезона под своим же сигналом черной линией, вклад отражения  $\rho^0$ -мезона синей линией,  $\omega$  с максимумом около 0.75 ГэВ черной линией и  $\phi(1020)$  сплошной фиолетовой линией. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10). . . . . 70
- 3.21 Инвариантная масса  $M(K^\pm\pi^\mp)$  в четырех интервалах по  $y_{lab}$  с  $dE/dx$ -идентификацией и с требованием на угол поляризации  $K^{*0}$ -мезона:  $\cos\theta^* < 0$ . Для каждого интервала: слева представлена инвариантная масс  $K^\pm\pi^\mp$  спектра, сплошная черная линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных, сплошная фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10), сплошная черная линия снизу – суммарный вклад всех отражения, а красная – сигнал  $K^{*0}$ -мезона; справа представлены сигнал  $K^{*0}$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и прерывистой фиолетовой соответственно, широкое отражение  $K^{*0}$ -мезона под своим же сигналом черной линией, вклад отражения  $\rho^0$ -мезона синей линией,  $\omega$  с максимумом около 0.75 ГэВ черной линией и  $\phi(1020)$  сплошной фиолетовой линией. Справа внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10). . . . . 71

- 3.22 Инвариантная масса  $M(K^+K^-)$  в первых трех интервалах по  $p_T$  с  $dE/dx$ -идентификацией. Для каждого интервала: сплошная синяя линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных; прерывистая фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); также по отдельности представлен сигнал  $\phi(1020)$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и синей линией соответственно; внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10). 72
- 3.23 Инвариантная масса  $M(K^+K^-)$  в последних четырех интервалах по  $p_T$  без  $dE/dx$ -идентификации. Для каждого интервала: сплошная синяя линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных; прерывистая фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); также по отдельности представлен сигнал  $\phi(1020)$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и синей линией соответственно; внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10). 73
- 3.24 Инвариантная масса  $M(K^+K^-)$  в четырех интервалах по  $y_{lab}$  с  $dE/dx$ -идентификацией. Для каждого интервала: сплошная синяя линия соответствует результатам подгонки функцией (3.10) данных; прерывистая фиолетовая линия представляет собой комбинаторный фон  $B(m)$  в функции (3.10); также по отдельности представлен сигнал  $\phi(1020)$ -мезона до и после учета разрешения детектора сплошной красной и синей линией соответственно; внизу представлены данные после вычитания подгонки функцией (3.10). 74

- 4.1 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 рисунке *a*) соответствует подгонке степенной функцией, использующей выражение (1.13) с  $n = 6.7$ . Отношения “data/model” показаны для Монте Карло симуляции RUTHIA (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. . . . . 79
- 4.2 Инклюзивное дифференциальное сечение фоторождения как функция поперечного импульса. Кривые на рисунке соответствуют подгонке с помощью степенной функции (1.13). Статистические и систематические ошибки сложены квадратично. . . . . 80

# Список таблиц

3.1	Анализируемые кинематические интервалы в этой диссертации для $\rho(770)^0$ , $K^*(892)$ и $\phi(1020)$ -мезонов. $\theta^*$ – угол поляризации $K^*(892)$ -мезона, т.е. угол между направлением движения $K^*(892)$ -мезона и каоном в системе покоя $K^*(892)$ -мезона в распаде $K^*(892) \rightarrow K\pi$ . .	43
4.1	Инклюзивное инвариантное дифференциальное недифракционное сечение фоторождения $d^2\sigma/\pi dp_T^2 dy_{lab}$ для $\rho(770)^0$ , $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ -мезонов в области быстрот $ y_{lab}  < 1.0$ в интервалах по $p_T$ . Первая ошибка соответствует статистической, а вторая – систематической. Для каждого интервала по $p_T$ представлены как область интервала, так и центральное значение $p_T^{bin}$ . . . . .	78
4.2	Инклюзивное дифференциальное недифракционное сечение фоторождения $d\sigma/dy_{lab}$ для $\rho(770)^0$ , $K^*(892)^0$ и $\phi(1020)$ -мезонов в области поперечного импульса $p_T > 0.5$ ГэВ в интервалах по $y_{lab}$ . Первая ошибка соответствует статистической, а вторая – систематической. . . . .	78
4.3	Параметры $\langle d\sigma/dy_{lab} \rangle_{ y_{lab} <1}$ и $T = E_{T0}/n$ , извлеченные из подгонки функцией (1.13) дифференциальных сечений рождений $\rho^0$ , $K^{*0}$ и $\phi$ -мезонов. 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 H1-измерениях статистические и систематические ошибки сложены квадратично. . . . .	81



4.4	Отношение полных сечений $R(\phi/K^{*0})$ для $\phi$ и $K^{*0}$ -мезонов. Сравнение отношения в $\gamma p$ -соударениях (Н1) при $\langle W \rangle = 210$ ГэВ 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. . . . .	82
-----	--	----

# Литература

- [1] F. D. Aaron, ..., A. Kropivnitskaya *et al.*, “Inclusive Photoproduction of  $\rho^0$ ,  $K^*0$  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  $\eta$ ,  $\rho^0$ ,  $f_0(980)$  and  $f_2(1270)$  at HERA,” Surveys High Energ. Phys. **18** (2003) 173-182.
- [5] A. Kropivnitskaya, “Measurements of the inclusive photoproduction of  $\eta$ ,  $\rho^0$ ,  $f_0(980)$  and  $f_2(1270)$  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.
- [7] B. Andersson *et al.*, “Parton fragmentation and string dynamics,” Phys. Rept. **97** (1983) 31.
- [8] G.C. Fox and S. Wolfram, “A model for parton showers in QCD,” Nucl. Phys. B **168** (1980) 285.
- [9] A. Boehrer (Siegen U.), “Inclusive particle production in hadronic decays of the Z boson at LEP-1,” Phys. Rept. **291** (1997) 107, and references herein.
- [10] ALEPH Collab., D. Busculic *et al.*, “Inclusive production of neutral vector mesons in hadronic Z decays,” Z. Phys. C **69** (1996) 379.

- [11] STAR Collab., J. Adams, *et al.*, “ $\rho^0$  production and possible modification in  $Au + Au$  and  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV,” *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 092301.
- [12] STAR Collab., C. Adler *et al.*, “ $K(892)^*$  resonance production in  $Au + Au$  and  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV at STAR,” *Phys. Rev. C* **71** (2005) 064902.
- [13] STAR Collab., J. Adams *et al.*, “ $\phi$  meson production in  $Au + Au$  and  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV,” *Phys. Lett. B* **612** (2005) 181.
- [14] PHENIX Collab., S.S. Adler *et al.*, “Production of phi mesons at mid-rapidity in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV  $Au + Au$  collisions at RHIC” *Phys. Rev. C* **72** (2005) 014903.
- [15] C. Adloff *et al.*, “Measurement and QCD Analysis of Neutral and Charged Current Cross Sections at HERA,” *Eur. Phys. J. C* **30** (2003) 1-32.
- [16] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, “Deep Inelastic E P Scattering In Perturbation Theory,” *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438 [*Yad. Fiz.* **15** (1972) 781].
- [17] L. N. Lipatov, “The parton model and perturbation theory,” *Sov. J. Nucl. Phys.* **20** (1975) 94 [*Yad. Fiz.* **20** (1974) 181].
- [18] G. Altarelli and G. Parisi, “Asymptotic Freedom In Parton Language,” *Nucl. Phys. B* **126** (1977) 298.
- [19] Y. L. Dokshitzer, “Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $E + E^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics,” *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641 [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **73** (1977) 1216].
- [20] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin, “Multi-Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory,” *Sov. Phys. JETP* **44** (1976) 443 [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **71** (1976) 840].
- [21] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin, “The Pomeron Singularity in Nonabelian Gauge Theories,” *Sov. Phys. JETP* **45** (1977) 199 [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **72** (1977) 377].
- [22] I. I. Balitsky and L. N. Lipatov “The Pomeron Singularity in Quantum Chromodynamics,” *Sov. J. Nucl. Phys.* **28** (1978) 822 [*Yad. Fiz.* **28** (1978) 1597].

- [23] M. Ciafaloni, “Coherence Effects in Initial Jets at Small  $q^2/s$ ,” Nucl. Phys. B **296** (1988) 49.
- [24] S. Catani, F. Fiorani and G. Marchesini, “QCD Coherence in Initial State Radiation,” Phys. Lett. B **234** (1990) 339.
- [25] S. Catani, F. Fiorani and G. Marchesini, “Small X Behavior of Initial State Radiation in Perturbative QCD,” Nucl. Phys. B **336** (1990) 18.
- [26] G. Marchesini, “QCD coherence in the structure function and associated distributions at small  $x$ ,” Nucl. Phys. B **445** (1995) 49.
- [27] C.F. Weizsäcker, “Radiation emitted in collisions of very fast electrons,” Z. Phys. **88** (1934) 612.
- [28] E.J. Williams, “Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae,” Phys. Rev. **45** (1934) 729.
- [29] X. Artru and G. Mennessier, “String model and multiproduction,” Nucl. Phys. B **70** (1974) 93.
- [30] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, “Parton Fragmentation and String Dynamics,” Phys. Rept. **97** (1983) 31.
- [31] B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, “A Probability Measure on Parton and String States,” Nucl. Phys. B **264** (1986) 29.
- [32] T. Sjöstrand and M. Bengtsson, “The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and E+E- Physics. Jetset Version 6.3: An Update,” Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367.
- [33] T. Sjöstrand, “High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4,” Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.
- [34] R. Hagedorn, “Statistical thermodynamics of strong interactions at high energies,” Nuovo Cim. Suppl. **3** (1965) 147.
- [35] H1 Collab., I. Abt *et al.*, “Inclusive charged particle cross sections in photoproduction at HERA,” Phys. Lett. B **328** (1994) 176.

- [36] H1 Collab., C. Adloff *et al.*, “Charged particle cross sections in photoproduction and extraction of the gluon density in the photon.” *Eur. Phys. J. C* **10** (1999) 363.
- [37] British-Scandinavian Collab., B. Alper *et al.*, “The Production of Charged Particles with High Transverse Momentum in Proton Proton Collisions at the CERN ISR,” *Nucl. Phys. B* **87** (1975) 19.
- [38] UA1 Collab., C. Albajar *et al.*, “A study of the general characteristics of proton - antiproton collisions at  $\sqrt{s} = 0.2 - 0.9$  TeV,” *Nucl. Phys. B* **335** (1990) 261.
- [39] CDF Collab., F. Abe *et al.*, “Transverse momentum distributions of charged particles produced in anti-p p interactions at  $\sqrt{s} = 630$  GeV and 1800 GeV,” *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1819.
- [40] PHENIX Collab., S. S. Adler *et al.*, “Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV,” *Phys. Rev. C* **69** (2004) 034909.
- [41] T. Sjöstrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, LU-TP-01-21, “PYTHIA 6.2 physics and manual,” hep-ph/0108264, (2001).
- [42] R. Engel, “Photoproduction within the two component dual parton model. 1. Amplitudes and cross sections,” *Z. Phys. C* **66** (1995) 203;  
PHOJET Monte Carlo generator, version 10.
- [43] R. Engel and J. Ranft, “Hadronic photon-photon interactions at high-energies,” *Phys. Rev. D* **54** (1996) 4244;  
PHOJET Monte Carlo generator, version 10.
- [44] ALEPH Collab., S. Schael *et al.*, “Bose-Einstein correlations in W-pair decays with an event-mixing technique,” *Phys. Lett. B* **606** (2005) 265; ALEPH Collab., G. Rudolph, private communication.
- [45] R. Brun *et al.*, GEANT3 User’s Guide, CERN-DD/EE/84-1.
- [46] H1 Collab., C. Adloff *et al.*, “Bose-Einstein correlations in deep inelastic e p scattering at HERA,” *Z. Phys. C* **75** (1997) 437.
- [47] E. A. De Wolf, Proc. XXIV. Symposium on Multiparticle Dynamics, Vietri sul Mare, Italy (1994), eds. A. Giovannini *et al.* (World Scientific, Singapore 1995), p. 15.

- [48] E. A. De Wolf, L. M. Dremin and W. Kittel, “Scaling laws for density correlations and fluctuations in multiparticle dynamics,” *Phys. Rept.* **270** (1996) 1.
- [49] H1 Collab., I. Abt *et al.*, “The H1 detector at HERA,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **386** (1997) 310.
- [50] H1 Collab., I. Abt *et al.*, “The Tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **386** (1997) 348.
- [51] C. Kleinwort for the H1 Collab., “H1 Alignment Experience”, Proceedings of the “First LHC Detection Alignment Workshop”, edited by Blusk *et al.*, CERN (2006), CERN-2007-04, p.41.
- [52] J. Steinhart, “Die Messung des totalen  $c\bar{c}$ -Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes von  $\Lambda_c$ -Baryonen unter Verwendung der verbesserten  $dE/dx$ -Teilchenidentifikation am H1-Experiment bei HERA”, Ph.D. thesis, Hamburg University (1999), available at [http://www-h1.desy.de/publications/theses\\_list.html](http://www-h1.desy.de/publications/theses_list.html)
- [53] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, “Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **336** (1993) 499.
- [54] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, “Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **350** (1994) 57.
- [55] H1 SPACAL Group, R. D. Appuhn *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **386** (1997) 397.
- [56] H1 SPACAL Group, R. D. Appuhn *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **374** (1996) 149.
- [57] H1 Collab., “Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA”, 28th International Conference on High Energy Physics, ICHEP’96, Warsaw (1996). Abstract pa17-026, URL <http://documents.cern.ch/ichep96/talk/669.html>.
- [58] H1 Collab., S. Aid *et al.*, “Measurement of the total photon-proton cross section and its decomposition at 200 GeV center-of-mass energy,” *Z. Phys. C* **69** (1995) 27.
- [59] W.-M. Yao *et al.*, “Review of particle physics,” *J. Phys. G* **33** (2006) 1.

- [60] Bonn-Hamburg-Munich Collab., V. Blobel *et al.*, “Observation of vector meson production in inclusive  $pp$  reactions,” Phys. Lett. B **48** (1974) 73.
- [61] OPAL Collab., P.D. Acton *et al.*, “Inclusive neutral vector meson production in hadronic  $Z^0$  decays,” Z. Phys. C **56** (1992) 521.
- [62] H1 Collab., C. Adloff *et al.*, “Photoproduction of  $K^0$  and  $\Lambda$  at HERA and a comparison with deep inelastic scattering,” Z. Phys. C **76** (1997) 213.
- [63] H1 Collab., A. Aktas *et al.*, “Inclusive  $D^{*\pm}$  meson cross sections and  $D^{*\pm}$ -jet correlations in photoproduction at HERA,” Eur. Phys. J. C **50** (2007) 251.