МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

Кропивницкая Анна Владимировна

Дипломная работа

Измерение сечения инклюзивного фоторождения легких мезонов (ρ^0, $f_0(980)$, $f_2(1270)$) при энерии $\sqrt{s_{\gamma p}} = 210$ ГэВ на ускорителе HERA.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
Андрей Африканович Ростовцев

Москва-2003

Содержание

1 Введение 3

2 Коллайдер HERA 3

3 Детектор H1 и отбор событий 6

4 Измерение сечений ρ^0, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ мезонов 9

5 Заключение 11

6 Благодарности 12

1 Введение

Переход кварков и глюонов в бесцветные адроны – непертубативный процесс. Даже, если мы можем точно посчитать элементарное партон-партонное взаимодействие, то оно не обладает предсказательной силой для сложной системы адронизующихся прартонов, которые в огромном количестве рождаются с маленькими поперечными импульсами (p_T). К тому же, каскадные распады рожденных резонансов усложняют и без того запутанную картину. В принципе, рождение частиц в адрон-адронных столкновениях при высокой энергии может быть смоделировано при помощи статистических методов и описано термодинамическими законами [1–3].

Рождение долгоживущих адронов и резонансов детально было изучено на LEP (в Z^0 расрадах), в то время как измерения при высоких энергиях в адрон-адронных столкновениях на данный момент очень скудные. В адрон-адронных столкновениях свойства частиц, рожденных в центральной области быстрот, не зависят от свойств сталкивающихся частиц и несут информацию о свойствах КХД вакуума.

В столкновениях тяжелых ионов партоны рождаются в экстремальных условиях (высокие температура и плотность), при которых происходит фазовый переход и объем конфаймента для кварков становиться намного больше, чем размеры адронов, Кварк-Глюонная Плазма (КГП). Такой фазовый переход приводит к изменению свойств рожденных частиц. Такого рода измерения планируется произвести на RHIC в столкновении тяжелых ионов при энергии в системе центра масс $\sqrt{S} = 200$ ГэВ/нуклон. Поэтому, для понимания и надежной региснтрации феномена КГП в тяжелоионных столкновениях, очень важно изучить рождение частиц в столкновениях легких адронов при такой же энергии. На коллайдере HERA была набрана миллионная статистика мультиадронных событий, которая предснтавляет уникальную возможность измерить инклюзивное фоторождение заряженных частиц [4], долгоживущих адронов, таких как K_S^0, Λ^0 [5] и очарованных мезонов [6]. В спектре частиц, измеренных на HERA, наблюдается некоторая регулярность [7]. К сожалению, экспериментальная информация о рождении адронных резонансов в γp столкновениях при высокой энергии полностью отсутствует.

В этой работе впервые были померены сечения инклюзивного фоторождения нейтральных адронных резонансов ρ^0, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ на HERA. Эти измерения были произведены на основе 4-х миллионной статистики событий, набранной на детекторе H1 в 2000 году, что соответствует 38.7 рб$^{-1}$ интегральной светимости, при средней фотон-протонной энергии в системе центра масс $W = 210$ ГэВ.

2 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 [1] была равна 27.52 ГэВ, что соответствует энергии системы центра масс $\sqrt{s} = \sqrt{4E_eE_p} = 318$ ГэВ. Эта энергия на порядок выше по сравнению с экспериментами с фиксированной мишенью. Коллайдер HERA предоставляет уникальную возможность изучать рассеяние позитронов и протонов при очень больших энергиях.

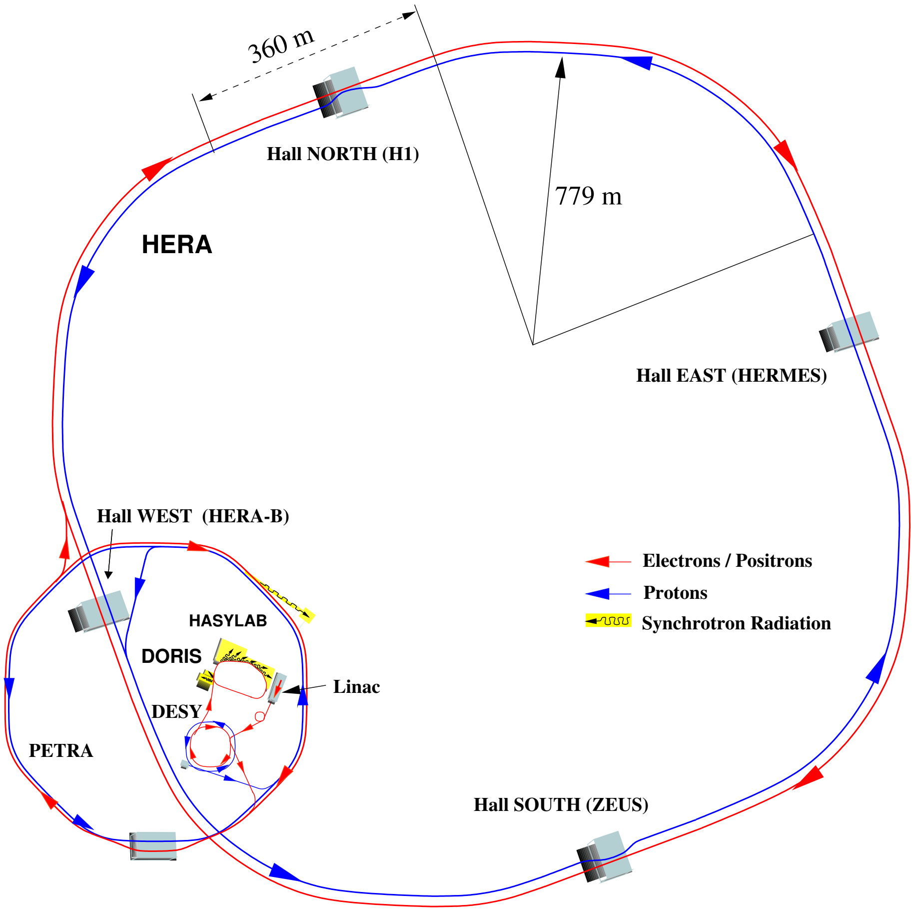


Рис. 1: Схема коллайдера HERA. Четыре больших эксперимента расположены в экспериментальных залах Южный (ZEUS), Западный (HERA-B), Северный (H1) и Восточный (HERMES).

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

[1] Здесь и далее термин "позитроны" будет использоваться для определения обоих пучков - позитронного и электронного.

На рисунке 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 инжекцией 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 коллайдара HERA они попадают после ускорения до энергии 14 ГэВ в установке PETRA.

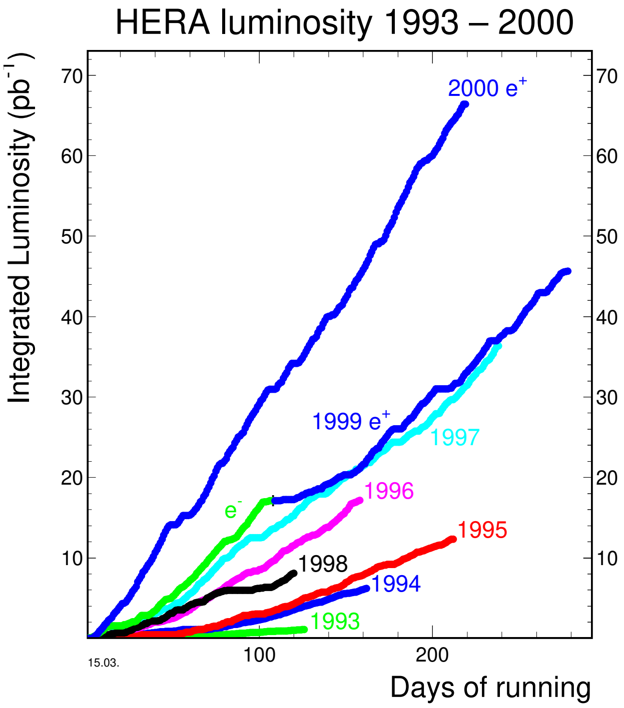


Рис. 2: Интегральная светимость коллайдера HERA в зависимости от числа дней работы в различные годы.

Интегральная светимость коллайдера HERA в разные годы набора данных, показана на рисунке 2. Как видно из рисунка 2, величина светимости HERA постоянно росла вместе с мастерством операторов HERA. В данной работе мы используем статистику с максимально набронной в течение одного года светимостью.

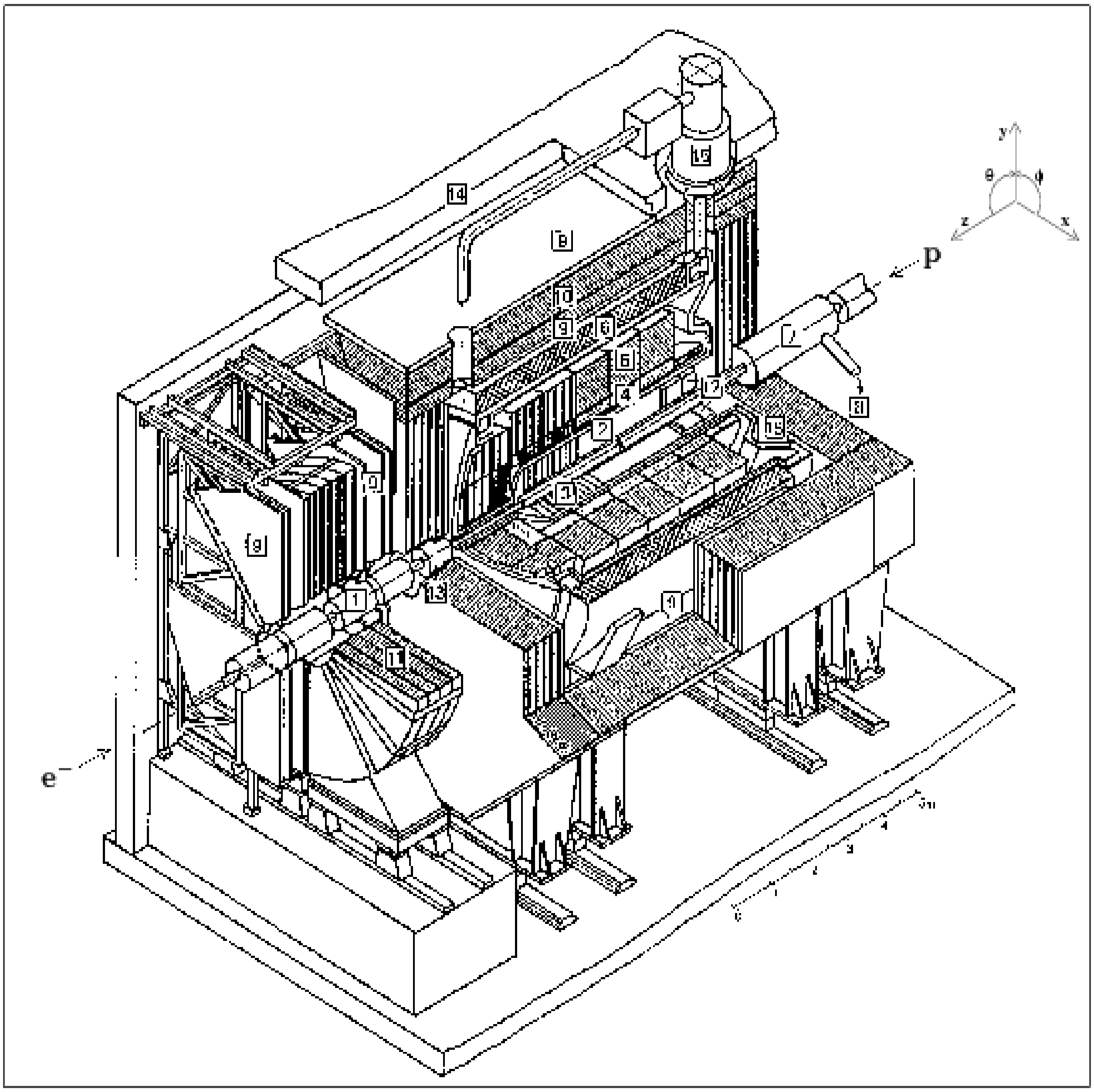
3 Детектор H1 и отбор событий

На рисунке 3 представлены основные компоненты, входящие в состав детектора. Следуя нумерации, показанной на рисунке:

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

Детальное описание детектор H1 можно найти в [8]. Здесь приводится только краткое описание тех частей детектора, которые были использованы в данном анализе. Это позитронный таггер, центральный трековый детектор и жидко аргоновый калориметр (LAr).

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



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

Рис. 3: Детектор H1

по и против направления протонного пучка соответственно, если смотреть из точки взаимодействия. Полярный угол θ измеряется от направления оси z и быстрота задауеся следующей формулой: $y = \frac{1}{2} ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$. Азимутальный угол ϕ измеряется от направления оси x таким образом, что $\phi = 90^{\circ}$ совпадает с осью y.

Позитронный таггер, расположенный в 33 м от точки взаимодействия в направлении позитрона, измеряет энергию рассеянного позитрона и, вместе с фотонным детектором, светимость, используя Bethe-Heitler процесс $ep \rightarrow e'p'\gamma$. Фотонный детектор расположен в 100 м от точки взаимодействия, в направлении позитрона.

Центральный трековый детектор состоит из внутренней и наружной коаксиальной центральной трековой камеры (CJC), мультипроволочных пропорциональных камер для выработки триггерных сигналов и двух дополнительных дрейфовых камер, которые точно измеряют координату z вершины. Область, покрываемая центральным трековым детектором, в единицах псевдобыстроты ($\eta = -ln(tan(\theta/2))$) составляет $|\eta| < 1.5$. CJC имеет 56 чувствительных проволочных слоев и помещена в однородное магнитное поле 1.15 Т. CJC измеряет поперечный импульс заряженных частиц с точностью $\sigma_{p_T}/p_T \approx 0.009 \cdot p_T[] \oplus 0.015$ (p_T – поперечный импульс измеренной частицы).

LAr калориметр окружает трековую систему и покрывает угловой диапазон $4^{\circ} < \theta < 154^{\circ}$. Этот калориметр используется для регистрации фотонов.

События фоторождения отбираются требованием присутствия рассеянного позитрона в позитронный таггер на маленький угол. Для таких событий виртуальность фотона ограничивается значением $Q^2 < 10^{-2}$ ГэВ^2. Энергия, измеренная в позитронном таггере используется для определения полной энергии γp столкновения W. В детекторе H1 γp события триггерованы не только требованием наличия сигнала в позитронном таггере, но и по крайней мере трех треков в CJC.

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

- События фоторождения должны принадлежать интервалу $174 < W < 256$ ГэВ. Это соответствует средней протон-фотонной энергии столкновения $W = 210$ ГэВ.
- Триггерные условия проверяются отбором только мультиадронных событий с количеством реконструированных треков, смотрящих в вершину взаимодействия, больше, чем два.
- Для того, чтобы подавить случайные совпадения между Bethe-Heitler событиями и фоновыми взаимодействиями с газом в трубе, были отброшены события с энергией $E_\gamma > 5$ ГэВ, которая была измерена в фотонном таггере.
- Требуется, чтобы вершина взаимодействия, реконструируемая из треков заряженных частиц, лежала внутри интервала ± 35 см от номинальной z-позиции точки взаимодействия, что соответствует примерно 3σ ограничению на область взаимодействия, определенной продольным размером протонного пучка.

С данными критериями было отобрано около $3.7 \cdot 10^6$ событий.

Для измерения сечения частиц необходима детальная симуляция отклика детектора H1. Для этой цели был использован PYTHIA 61 Monte Carlo (MC) генератор событий [9]. Адронизация в PYTHIA 61 MC моделируется при помощи LUND схемы струнной фрагментации (JETSET [10]). Используя MC, были нагенерированы события, которые пропустили через GEANT [11] симуляцию детектора H1 и такую же реконструкцию и анализ, как и данные. На рисунке 5 показано соответствие между отобранными данными и симулированным MC после всех критериев отбора. Важную роль в этом анализе играет распределение заряженных треков в CJC и электромагнитных кластеров в LAr калориметре. Согласие данных и симуляции показывает то, что генератор событий MC хорошо воспроизводит главные характеристики событий. Насимулированные события используются для определения аксептенса детектора и эффективностей отбора.

4 Измерение сечений ρ^0, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ мезонов

ρ^0, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ мезоны восстанавливаются в $\pi^\pm\pi^\mp$ моде. Все заряженные треки в CJC с $p_T > 0.15$ ГэВ/с и полярным углом $0.5 < \theta < 2.6$ принимаются как пионные кандидаты. Кинетический интервал для реконструированных нейтральных мезонов в пространстве быстрот составляет $|y_{lab} < 1|$.

Для извлечения ρ^0, f_0 и f_2 сигнала, массовый спектр одинаково заряженных пионов $m(\pi^\pm\pi^\pm)$ был вычтен из спектра инвариантной массы противоположно заряженных пионов $m(\pi^\pm\pi^\mp)$. Результат такой операции показан на рисунке 5, где четко виден сигнал ρ^0, f_0 и f_2 над остатком комбинаторного фона.

Для того, чтобы посчитать сечения данных мезонов, вычтенную инвариантную массу нужно профитировать функцией, состоящей из трех частей

$$Fit(m) = BG(m) + \Sigma(BW(m)) + \Sigma(Ref(m))$$

соответствующих комбинаторному фону, сигналу и вкладу отражений соответственно.

Комбинаторный фон описывается следующей формой

$$BG(m) = a_1(m - 2m_\pi)^{a_2} e^{-a_3 m - a_4 m^2}$$

где m_π – масса $\pi^\pm$.

Сигнал описывается тремя резонансами

$$\Sigma(BW(m)) = BW_{\rho^0}(m) + BW_{f_0}(m) + BW_{f_2}(m)\,,$$

где $BW(m)$ – релятивистский Брайт-Вигнер

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

с $\Gamma(m) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2l+1} \frac{m_0}{m}$, и $l = 0$ для f_0, $l = 1$ для ρ^0 и $l = 2$ для f_2 мезона; q – импульс продуктов распада в системе покоя распавшейся частицы и q_0 – импульс при $m = m_0$. В процессе фита масса резонансов осталась свободным параметром, в то время как ширина резонансов была зафиксирована на значении, взятом из Particle Data Group (PDG). Ширина $f_0(980)$ известна не очень точно, поэтому она варьировалась в интервале от 50 до 100 МэВ. Результат фита должен быть воспринят как модельно зависимый, в котором предполагается, что нет интерференции f-сигналов с фоном и нет вклада в пик f-мезонов от распада в $\pi^+\pi^-$ других резонансов приблизительно с такой же массой.

Третий член, $\Sigma(Ref(m))$, представляет собой сумму отражений в $\pi^+\pi^-$ массовый спектр, возникших от распадов других резонансов. Два главных источника отражений :

- отражение от $K^*(982) \to K^\pm\pi^\mp$ с $K^\pm$ мисиндефикацией как заряженных пионов
- отражение от $\omega(782) \to \pi^\pm\pi^\mp\pi^0$ с потерей π^0

Форма отражений была взята из расчетов МС и нормирована к сигналу ρ^0 мезона внутри интервалов

$$\frac{N_{K^{*0}+\tilde{K}^{*0}} Br(\pi^\pm K^\mp)}{N_{\rho^0}} = 0.35 \pm 0.25 \qquad \frac{N_\omega}{N_{\rho^0}} = 1.0 \pm 0.2$$

которые покрывают отношение рождения частиц, измеренное на адронных коллайдерах [12] и в распадах Z^0 бозона [13].

На рисунке 5 показан результат фитирования в массовом диапазоне от 0.55 до 1.7 ГэВ/c^2. Вклад отражений также показан на рисунке 5. Масса ρ^0 мезона оказалась смещенной в область меньших масс, подобный эффект наблюдался в экспериментах на LEP [14] и был трактован как результат взаимодействия резонанса с некогерентным пионным фоном [15].

Для того, чтобы посчитать сечение рождения мезонов, аксептенс детектора и эффективности отбора, была использована симуляция МС для ρ^0. Для $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ не генерирующихся в JETSET, были взяты те же эффективности как и для ρ^0 с коэффициентом $C = \varepsilon^i_{rec}/\varepsilon^{\rho^0}_{rec}$ $(i = f_0, f_2)$ в разных интервалах p_T и y, где ε_{rec} - эффективность реконструкции $\pi^+\pi^-$ пары, посчитанная в соответствующем массовом диапазоне.

Для вычисления дифференциального сечения, данные были поделены на 4 бина по быстроте и 7 бинов по поперечному моменту и выше описанный процесс фита был применен к каждому бину. Сигнал ρ^0 и $f_2(1270)$ резонансов явно видны во всех интервалах по p_T, в то время как на данной статистике $f_0(980)$ виден только при $p_T < 1.5$ ГэВ/с. Результат фита и конечные дифференциальные сечения даны в таблицах 1 и 2. Первая часть ошибок в сечении представляет собой статистическую ошибку и составляет около 10%. Вторая часть представляет сумму систематических ошибок. Главные источники систематических ошибок – предположение о нормировки отражений (до 20%), вариация ширины f_0 мезона (до 40% в случае f_0), неопределённости в аксептансе детектора и подсчета эффективностей (до 13%) и точность измерения светимости (2%).

5 Заключение

На рис. 6 представлено измеренное дифференциальное сечение фоторождения легких резонансов. Внутри измеренного интервала быстрот рождение резонансов плоско по бытротам, в то время как спектр поперечного импульса описывается степенным законом, уже установленным для заряженных частиц при энергиях на ускорителе HERA. Изменение от экспоненциального p_T спектра, наблюдаемого при меньших энергиях, к степенному закону традиционно связывают с рассеянием жестких партонов. Экспоненциальная форма спектра успешно описывается, используя термодинамическую аналогию [1].

Интересно заметить, что как хвост с большими p_T , где рассеяние жестких партонов, как ожидается, определяет форму спектра, так и часть спектра с низкими p_T, где адроны главным образом рождаются в каскадных распадах более тяжелых резонансов, описываются одной и той же простой степенной функцией. Это, учитывая присущую сложность адронизации партонных систем, делает термодинамическую аналогию привлекательной также и при высоких энергиях. Недавно предложенное обобщение стандартной термодинамики для комплексных систем [2] приводит к появлению распределения энергий по степенному закону вместо Больцмановского экспоненциального спектра.

На рис. 7 протестирована наблюдаемая универсальность в поведении долгоживущих адронов. Двойное дифференциальное сечение для η, ρ^0, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$, построенное как функция $m + p_T$, где m номинальная масса, описывается той же степенной функцией как и пионы, измеренные при такой же энергии γp столкновений. Чтобы провести это сравнение между разными видами адронов, сечения взяты для одной проекции спина и изоспина частиц. Пионы не были измерены в экспериментах HERA и были пересчитаны из измеренного спектра заряженных частиц, уменьшая этот спектр на 40%, чтобы учесть примесь каонов, протонов и долго живущих заряженных лептонов. Оказывается, что рождение измеренных адронов главным образом зависит от глобальных переменных таких как масса адрона, поперечный момент, а не от внутренней структуры адронов. Этот нетривиальный факт подтверждает термодинамическую картину рождения частиц при высокой энергии столкновений. Кроме того, наблюденная регулярность в измеренном спектре адронов предполагает сходный механизм рождения для легких долгоживущих адронов, векторных мезонов и тензорных мезонов. Последние, $f_2(1270)$, не производятся фрагметанционной модели JETSET, тем не менее демонстрируют универсальность вместе с другими легкими скалярными и векторными мезонами.

Значительный массовый сдвиг ρ^0 мезона, наблюденный в этом эксперименте и в экспериментах OPAL и DELPHI ранее [14], требует дальнейшего исследования. Важно понимать происхождение этого эффекта в сравнении с ожидаемым искажением номинальной массы и ширины адронных резонансов в столкновениях тяжелых ионов на RHIC, где подобный эффект может быть приписан к проявлению образования кварк-глюонной плазмы.

Резюмируя, отметим, что впервые было произведено измерение инклюзивного фоторождения легких резонансов ρ^0, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ при средней энергии γp столкновений 210 ГэВ. Измеренный дифференциальный спектр отображает универсальность, найденную ранее для легких долгоживущих адронов.

6 Благодарности

Эта работа была бы невозможна без помощи большого количества людей.

Прежде всего благодарю своего научного руководителя, А.А.Ростовцева, который учил меня грамотному физическому анализу и всегда помогал разобраться с возникшими вопросами.

Я благодарна В.И.Ефременко и А.А.Ростовцеву за то, что мне была предоставлена возможность обрабатывать данные непосредственно в DESY.

Также хочу выразить признательность С.Левоняну, Д.Озерову, А.Жокину, D.Milstead, T.Greenshaw, Eddi De Wolf и всей H1 коллаборации за помощь в работе.

Список литературы

[1] R. Hagedorn, Suppl. Nuovo Chimento 3, (1965) 147.

[2] C. Tsallis, J.Stat.Phys. 52, (1988) 479.

[3] C. Beck, Physica A286, (2000) 164.

[4] ZEUS Collab., M. Derrick et al., Z.Phys. C67, (1995) 227.

[5] H1 Collab., C. Adloff et al., Z.Phys. C76, (1997) 213.

[6] ZEUS Collab., J. Breitweg et al., Phys.Lett. B481, (2000) 213 and B401, (1997) 192.

[7] A. Rostovtsev, In Proceedings of the 31st International Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD 2001), Datong, China, 1-7 Sep 2001.

[8] I. Abt et al. [H1 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A 386, (1997) 310 and 348.

[9] T. Sjöstrand, CERN-TH-6488 (1992), Comp. Phys. Commun. 82 (1994) 74.

[10] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comp. Phys. Commun. 43 (1987) 367.

[11] R. Brun et al., GEANT3 User's Guide, CERN-DD/EE/84-1.

[12] AFS Collab., T. Akesson et al., Nucl.Phys. B203, (1982) 27.

[13] ALEPH Collab., D. Busculic et al., Z.Phys. C69, (1996) 379.

[14] DELPHI Collab., P. Abreu et al., Z.Phys. C65, (1995) 587. OPAL Collab., P. D. Acton et al., Z.Phys. C56, (1992) 521.

[15] G. D. Lafferty, Z.Phys. C60, (1993) 659.

	$d\sigma/dydp_T^2\,[nb/(GeV/c)^2]$		
$p_T, GeV/c$	ρ^0	$f_0(980)$	$f_2(1270)$
$[0.25, 0.5](0.33_{\rho^0}, 0.30_{f_0,f_2})$	$25700. \pm 1500. \pm 3300.$	$3000. \pm 1000. \pm 1400.$	$5700. \pm 1100. \pm 1400.$
$[0.5, 0.75](0.63)$	$12070. \pm 720. \pm 1690.$	$1130. \pm 290. \pm 440.$	$1540. \pm 580. \pm 400.$
$[0.75, 1.0](0.87)$	$4500. \pm 450. \pm 580.$	$1120. \pm 190. \pm 430.$	$1920. \pm 330. \pm 370.$
$[1.0, 1.5](1.22)$	$1536. \pm 92. \pm 200.$	$297. \pm 51. \pm 107.$	$830. \pm 120. \pm 150.$
$[1.5, 2.0](1.72)$	$289. \pm 26. \pm 38.$	-	$196. \pm 39. \pm 47.$
$[2.0, 4.0](2.70)$	$30.1 \pm 2.4 \pm 4.2$	-	$20.7 \pm 3.5 \pm 4.1$
$[4.0, 7.0](5.07)$	$0.705 \pm 0.106 \pm 0.092$	-	$0.75 \pm 0.14 \pm 0.12$

Таблица 1: Предварительный результат для сечения инклюзивного фоторождения ρ^0, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ мезонов $d\sigma/dydp_T^2$ при $|y_{lab}| < 1.0$

	$d\sigma/dy\,[nb]$		
$rapidity,\ y$	ρ^0	$f_0(980)$	$f_2(1270)$
$[-1.0, -0.5]$	$12300. \pm 700. \pm 1600.$	$2250. \pm 360. \pm 900.$	$5170. \pm 360. \pm 980.$
$[-0.5, 0.0]$	$13700. \pm 800. \pm 1800.$	$2570. \pm 540. \pm 870.$	$5450. \pm 540. \pm 1090.$
$[0.0, 0.5]$	$14800. \pm 900. \pm 1900.$	$2240. \pm 630. \pm 810.$	$4940. \pm 630. \pm 1040.$
$[0.5, 1.0]$	$15500. \pm 900. \pm 2000.$	$1880. \pm 660. \pm 620.$	$4500. \pm 660. \pm 1040.$

Таблица 2: Предварительный результат для сечения инклюзивного фоторождения ρ^0, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ мезонов $d\sigma/dy$.

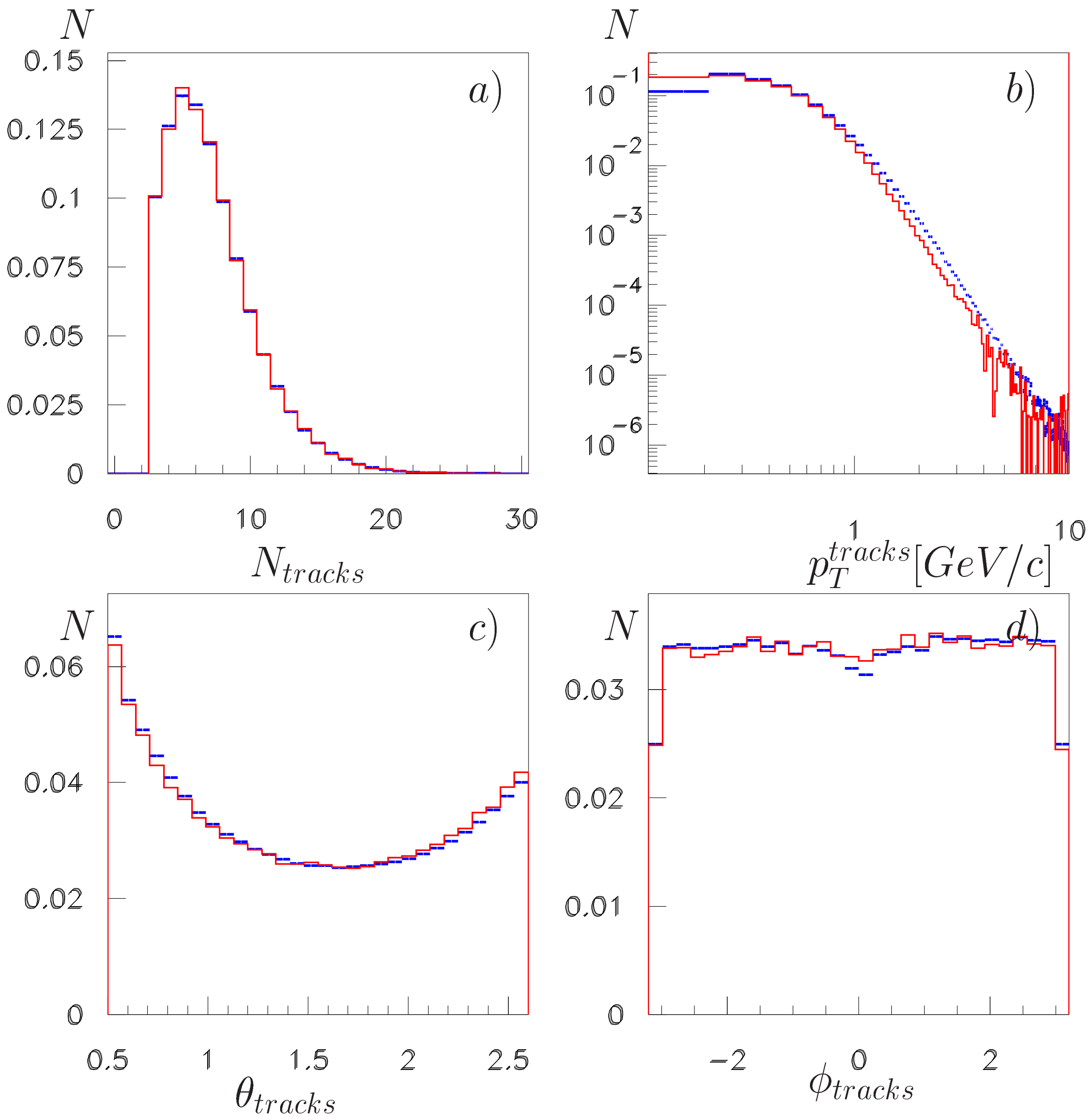


Рис. 4: Сравнение Данных и Monte Carlo после наложения всех ограничений, использованных при отборе. Данные и Monte Carlo нормированы на единицу площади. a) Распределение множественности заряженных треков. b) Спектр поперечного импульса заряженных треков. c) Распределение полярного угла заряженных треков. d) Распределение азимутального угла заряженных треков.

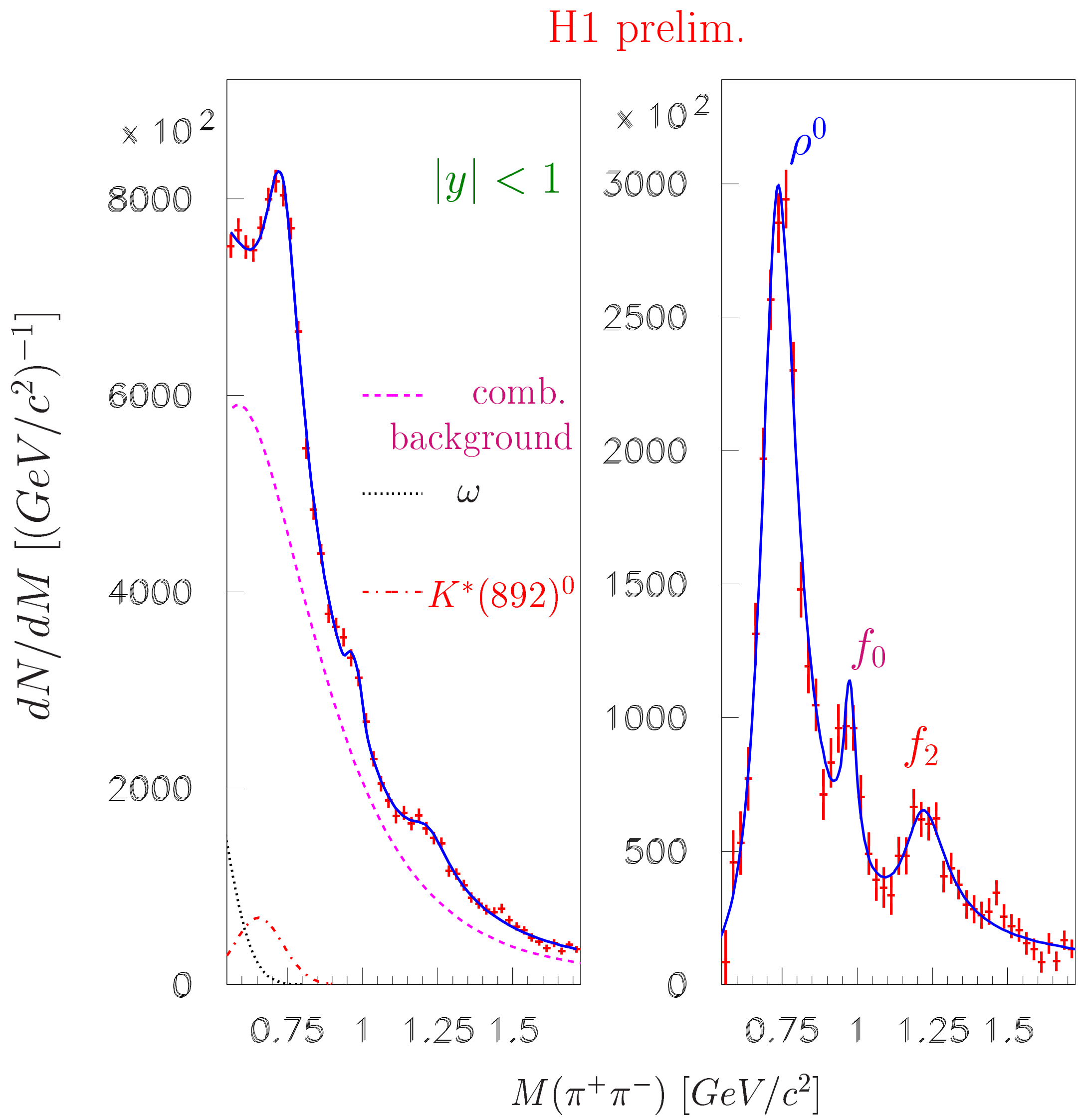


Рис. 5: Спектр инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ (за вычетом $\pi^\pm\pi^\pm$ спектра). Сплошная линия показывает результат фита. На левом рисунке пунктирная линия соответствует вкладу остатка нерезонансного фона; линия точками и тире-точками описывает вклад от ω и K^* отражений. На правом рисунке представлены данные после вычитания фона и отражений.

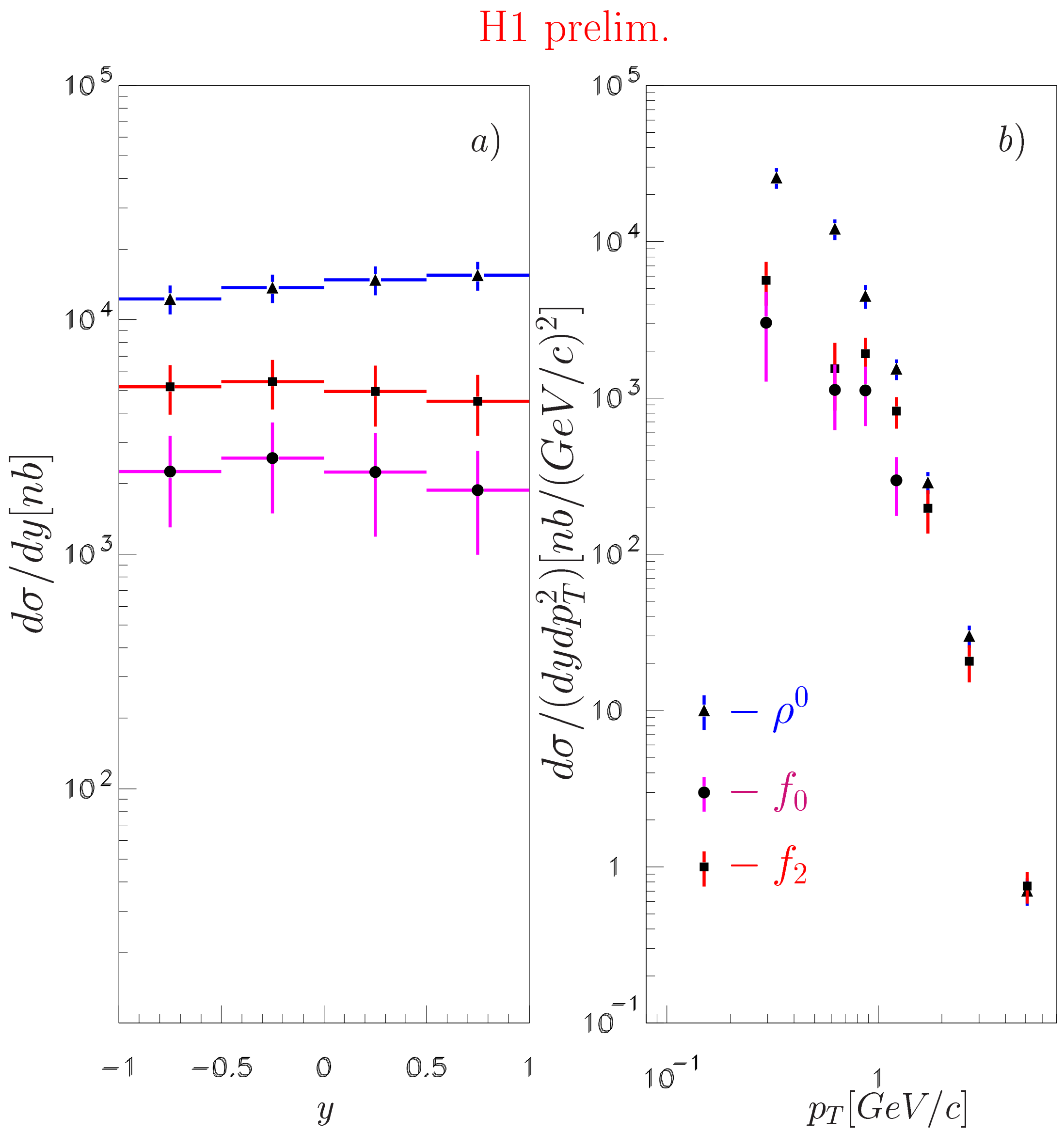


Рис. 6: Дифференциальное сечение для ρ^0 (черные треугольники), $f_0(980)$ (черные кружки) и $f_2(1270)$ (черные квадратики) как функция быстроты (a) и поперечного импульса (b).

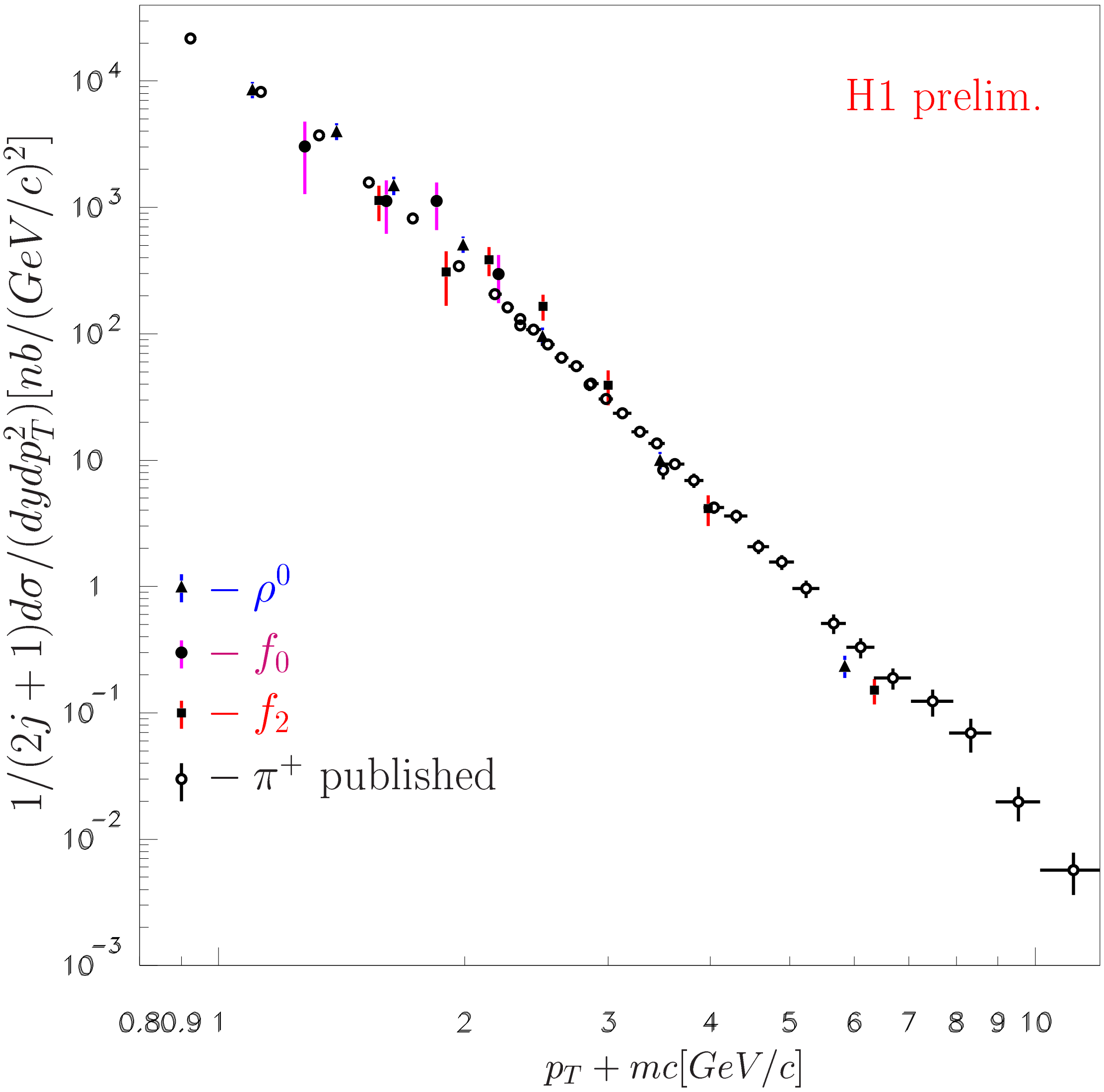


Рис. 7: Дифференциальное сечение для ρ^0 (черные треугольники), $f_0(980)$ (черные кружки) и $f_2(1270)$ (черные квадратики) как функция $(m+p_T)$, где m – номинальная масса данного мезона. Открытые кружочки показывают сечение π^+ мезонов.