

Министерство образования и науки Российской Федерации

Московский Физико-Технический Институт
государственный университет

Выпускная квалификационная работа на степень
бакалавра "Исследование эксклюзивного образования
 J/ψ мезона в мюон-нуклонных столкновениях в
эксперименте COMPASS"

Студент 124 гр. Шушкевич С.Н.
Руководитель Николаенко В.И.

Москва, 2005 г.

1 Введение.

В данной работе изучается рождение частиц J/ψ с последующим распадом на $\mu^+\mu^-$ на установке COMPASS (CERN). Рождение частиц происходит при столкновениях пучка мюонов с веществом мишени (Li^6D). Вещество мишени поляризовано (степень поляризации 50%); энергия мюонного пучка 160 Гэв. В работе использованы периоды А-Ж 2003 г., когда пучок мюонов был положителен. В ходе работы были наблюдаемы пики J/ψ , $\rho - \omega$, ϕ , J/ψ' . Получены предварительные результаты по сечению реакции $\gamma^* + p \rightarrow J/\psi$. Исследовалась зависимость этого сечения от W . Проведено сравнение с аналогами: эксперименты ZEUS и H1 на HERA.

2 Краткое описание экспериментальной установки

Детальное описание установки COMPASS можно найти в [4]. Ее длина составляет приблизительно 60 м и состоит она из двух частей. Пучок мюонов с энергией 160 Гэв и средней поляризацией 50% падает на твердотельную мишень, состоящую из двух частей. Время сброса составляет 4.8 с, период 16.8 с, за сброс на мишень падает $2 \cdot 10^8$ мюонов. Импульс каждого мюона измеряется отдельно в scintillating fibre hodoscope и silicon strip detector, установленных до мишени по пучку.

В первой части установки есть большой угловой спектрометр SM1, установленный за первым спектрометрическим магнитом. Частицы, проваимодействовавшие в мишени, оставляют следы в газовых детекторах MicroMegas и GEM, установленных во внутренней (inner) зоне близко к пучку и в дрейфовых камерах и straw trackers, находящихся во внешней (outer) зоне. Большая часть внутренней области также закрыта scintillating fibre hodoscopes. Первую часть спектрометра заканчивают детекторы идентификации частиц RICH, адронный калориметр HCAL1 и стенка мюонной идентификации MW1. Во второй части установки есть малый угловой спектрометр, расположенный за спектрометрическим магнитом SM2. Треки получают в многопроволочной пропорциональной камере и детекторе GEM. Вновь завершают секцию установки адронный калориметр HCAL2 и мюонная стенка MW2.

Триггерные годоскопы и последующие логические схемы отбирают рассеянные мюоны в интересующих нас областях фазового пространства. Калориметрическая информация также используется в качестве триггерной.

В эксперименте используется поляризованная мишень. Она представляет собой две ячейки стержня 60-и сантиметровой длины, материал которых

поляризован. Поляризация ячеек противоположна по направлению и индуцируется микроволновым излучением. Материалом ячеек является ${}^6\text{LiD}$. Он используется как дейтронная мишень, т. к. Для ${}^6\text{Li}$ хорошей моделью является представление в виде ядра ${}^4\text{He}$ и дейтрона, что приводит к большой доле для ядер, способных к поляризации: $f = 0.5$. Поляризация в эксперименте находится на уровне 50%. Напряженность магнитного поля, создаваемого системой поляризации, равна 2.5 Т. Ориентация спинов инвертируется каждые 8 часов путем поворота магнитного поля и наложения поля диполя. Поляризованные стержни находятся в криостате смешивания при температуре порядка 70 мК. В случае поперечной (transverse) поляризации последняя поддерживается полем диполя величиной 0.5 Т. Апертура используемого магнита составляет ± 180 мРад.

3 Обзор аналогов.

Аналогичная зависимость измерялась в экспериментах: 1). ZEUS Collab. at HERA [1], [2]; 2). H1 Collab. at HERA [3];

3.1 Эксперимент ZEUS at HERA

В работе [1] исследовалось эксклюзивное электророждение J/ψ . Было получено сечение как функция W , Q^2 и t . Проведено сравнение с теорией. Это вторая (более поздняя по времени) работа, которая превосходит первую ([2]) по статистике и кинематическому диапазону, и является текущим результатом эксперимента. Результат работы [2] согласуется в пределах ошибок с текущим почти всюду.

События находятся в следующей кинематической области: $W \in (30, 220)$ ГэВ для электронного канала и $W \in (45, 160)$ ГэВ для мюонного канала, $|t| < 1$ ГэВ², Q^2 (виртуальность фотона) лежит в областях (0.15, 0.8) и (2, 100) ГэВ². Область для низких Q^2 измерена в e^+e^- канале, для высоких Q^2 - и в e^+e^- , и в $\mu^+\mu^-$ канале. Установка использует ep коллайдер с энергией протонов 920 ГэВ и энергией позитронов 27.5 ГэВ. Интегральная светимость составила 69 pb⁻¹ для низких Q^2 и 83 pb⁻¹ для высоких Q^2 . Она определялась по тормозному излучению в процессе $ep \rightarrow e\gamma p$ путем улавливания фотона в свинцово-сцинтилляционном калориметре, расположенном в туннеле установки коллайдера HERA. Рассянный протон в эксперименте не детектируется, т.к. он отклоняется на маленький угол и улетает в трубу.

Всего для больших Q^2 было зарегистрировано 728 событий в мюонном канале и 955 в электронном канале, из которых 275 событий были

реконструированы как "однотрековые" (когда распад происходит в электрон-позитронную пару, есть один "хороший" трек и сигнал в калориметре, не ассоциированный с ним). Для малых Q^2 было зарегистрировано 137 событий, 16 из которых были "однотрековыми". В ходе выделения сигнала J/ψ были смулированы и учтены (вычитанием из сигнала; нормировка проводилась для выборки с низким Q^2 по двухпараметрическому фитиру сигнала и смулированного фона для инвариантной массы, для высоких Q^2 по известным сечениям процессов и известной светимости) фоны: не резонансные от рождения лептонных пар напрямую (Бете-Гайтлеровский процесс) и комптоновского рассеяния, для выборки с большим Q^2 ложная идентификация пионов как мюонов и электронов, от распадов $\psi(2S)$ на $J/\psi + neutrals$ и l^+l^- . Также подавлялись события с развалом протона (как не эксклюзивные) с использованием калориметрической информации.

Сечение интересующей нас реакции $\sigma_{\gamma^*p \rightarrow J/\psi p}$ было получено путем расчета сечения $\sigma_{ep \rightarrow eJ/\psi p}$ в каждой ячейке кинематической области (по экспериментальным данным) и делением его на поток фотонов (полученный симуляцией также в каждой ячейке). Для зависимости σ от W , которая фитировалась как $\sigma \propto W^\delta$ получено значение $\delta = 0.73 \pm 11(\text{stat.}) + 0.04 - 0.08(\text{syst.})$; зависимости δ от Q^2 не обнаружено. Для фитирования зависимости сечения от Q^2 использовалась формула $\sigma = \sigma_0 * (M_{J/\psi}^2 / (Q^2 + M_{J/\psi}^2))^n$. На полной статистике (включая точку фоторождения) получено: $\sigma_0 = 77 \pm 3 \text{ nb}$, $n = 2.44 \pm 0.08$, $\chi^2/ndf = 4.1/7$. Зависимость от t предполагалась имеющей вид $d\sigma/dt = d\sigma/dt|_{t=0} * \exp(-b|t|)$. Она применялась для фитирования выборки с большим Q^2 и еще трех диапазонов по Q^2 . Зависимости параметра b от Q^2 не выявлено в области по $Q^2 \in (2, 100) \text{ ГэВ}^2$. Итоговое его значение: $b = 4.72 \pm 0.15(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{syst.}) \text{ ГэВ}^2$. Экспериментальные данные согласуются с теорией.

3.2 Эксперимент H1 at HERA

В работе [3] измерялось сечение упругого фоторождения J/ψ , исследовалось его зависимость от W, t , проведено сравнение с теорией.

Установка использует ep коллайдер с энергией позитронов 27.5 ГэВ и энергией протонов 820 ГэВ. Рассматривались события с $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$, при этом, как показала симуляция, $Q^2 = 0.05 \text{ ГэВ}^2$. В событиях с малыми Q^2 рассеянный позитрон отклоняется на малый угол, так что в эксперименте он не детектировался. Отбирались события с парами e^+e^- либо $\mu^+\mu^-$. В зависимости от того, в какой части установки было зарегистрировано событие, выбирались различные отборы, в частности,

различные области по $W_{\gamma p}$: $W \in [40, 150]$ для центральной области, мюонная мода; в задней (по пучку) области использовалась электронная мода и $W \in [135, 210]$ ГэВ² либо $W \in [210, 285]$ ГэВ²; в передней - мюонная мода и $W \in [26, 36]$ ГэВ². Это обусловлено борьбой с фонами от нерезонансного процесса $ep \rightarrow e\gamma p$, развалом нуклона (протона) и другими неупругими процессами, космическими лучами.

После получения пиков J/ψ на гистограммах для спектра масс, последние были фитированы Гауссовым распределением плюс фоном, представляющим собой полином, либо экспоненту, либо симулированный фон, в зависимости от того, к какой части установки (центральной, передней или задней) они относятся. При подсчете сечения использовали события, где нет сигнала в передней части установки (в целях борьбы с событиями с распадом протона), поправив их число на эффективность установки. Также в эксперименте измерялась полная светимость. И, поскольку вероятность распада $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ ($l = \{e, \mu\}$) известна, то можно посчитать сечение рождения J/ψ в ep столкновении, а принимая аппроксимацию Вайцзеккера-Вильямса, согласно которой это сечение факторизуется, и сечение процесса $\gamma^*p \rightarrow J/\psi$.

Получены следующие результаты. Используем обозначения предыдущего пункта; в работе исследуется фоторождение, поэтому полагаем $Q^2 = 0$ (во всяком случае, зависимости аппроксимируются к точке $Q^2 = 0$). Для зависимости от $W_{\gamma p} \in [26, 285]$ ГэВ имеем $\delta = 0.83 \pm 0.07$. t -зависимость изучалась при $|t| < 1.2$ ГэВ² для диапазона по $W_{\gamma p} \in [40, 150]$. Для параметра b (коэффициента в показателе экспоненты) получено значение $b = 4.73 \pm 0.25 + 0.30 - 0.39$ ГэВ⁻². В работе проведено сравнение с теорией, обнаружено, что модель в общем хорошо описывает явление.

4 Обработка событий.

4.1 Обработка исходных данных.

Фейнмановская диаграмма для рассматриваемой реакции приведена на рисунке. Определим переменные следующим (стандартным) образом:

- μ - импульс налетающего мюона;
- μ' - импульс рассеянного мюона;
- p - импульс нуклона мишени до столкновения;
- p' - импульс нуклона мишени после столкновения;
- ψ - импульс J/ψ ;
- $Q^2 = -(\mu - \mu')$ - минус квадрат 4-импульса виртуального фотона;

$t = (p - p')^2$ - квадрат 4-импульса, переданного в нуклонной вершине;

$W = \sqrt{\mu - \mu' + p}$ - инвариантная масса системы $\gamma^* p$;

p_t - поперечный импульс;

Y - доля энергии пучкового мюона, уносимая виртуальным фотоном в системе покоя протона;

E_{miss} - разница между измеренными энергиями входящих и выходящих частиц;

Имеем следующие соотношения:

$$\begin{aligned}t &= \mu - \mu' - \psi \\W &= \text{sqr}(p^2 + q^2 + 2pq) \\Y &= \frac{(p, (\mu - \mu'))}{(p, \mu)}\end{aligned}$$

Обработка производилась следующим образом. Вначале была сделана преселекция событий, где есть по крайней мере 3 мюона с "сигнатурой" $(-, +, +)$ ("сигнатура" - набор мюонов различного заряда; в данном случае один отрицательный мюон и два положительных). Это обусловлено тем, что J/ψ распадается на 2 мюона различного знака, и еще один детектированный мюон - пучковый. Таким образом при невыполнении этого требования либо рассматриваемая реакция не произошла вообще, либо при детектировании мюон(ы) был потерян. Оба случая нас заведомо не устраивают, поэтому вначале была произведена преселекция событий с таким свойством. Далее, рассмотрение отобранных таки способом событий показывает, что доля событий, где полное число мюонов больше трех, пренебрежимо мала, поэтому в дальнейшем они не учитывались. Итак, у нас есть мюонные тройки с правильной сигнатурой. По отобранным таким образом событиям строилась двухзаходная гистограмма инвариантных масс систем $\mu^+ \mu^-$. Она приведена на рис.1. Двухзаходность возникает в связи вот с чем. Сложно (а иногда нельзя и теоретически) отделить рассеянный мюон от вновь рожденного. Действительно, в реакции измерено три импульса, и а priori неизвестно, кто должен составить "распадную" пару. Дело осложняется тем, что точно такой же выход в виде двух мюонов разных знаков имеет (в этой области по энергии), распад частиц ρ, ω, ϕ и Бете-Гайтлеровское рождение мюонных пар мюоном. И если первые можно пытаться отделить (например, те два мюона, инвариантная масса которых попадает в интервал, близкий к массе ρ или ϕ - это результат распада резонанса, оставшийся мюон - рассеянный), то в случае Бете-Гайтлеровского рассеяния этого сделать нельзя принципиально. Диаграмма для него приведена на рис.2. Видно, что рожденный и

расеянный мюоны "перепутываются" на диаграммном уровне, никакого "расеянного" и "распадного" мюонов здесь нет. Но такой фон практически вымирает к массе J/ψ . Аппроксимируя фон полиномом первого порядка, что дает в результате $\chi^2 = 10.13/5$, получаем, что число фоновых событий составило 1100 шт. Таким образом отношение сигнал/шум равно 1.79. Итого мы получаем, что на статистике 250222 событий (которые уже имеют не меньше, чем тройку с правильной сигнатурой) наблюдается 1970 интересующих нас распадов. Введем следующее обозначение. Будем называть событием из области J/ψ или просто J/ψ -событием событие, в котором зафиксировано образование инвариантной массы системы $\mu^+\mu^-$ в области [2.85, 3.35] ГэВ. Ширина исследуемого резонанса существенно меньше (87 КэВ); тем не менее из-за разрешения установки пик размывается и становится гауссовым с шириной несколько меньшей определенного выше интервала. В то же время фон под пиком можно аппроксимировать линейной функцией (см. ниже). Так что выбирая такие границы ("окно"), можно считать, что захватываются все события с образованием J/ψ , которые были в первоначальной статистике при том, что фон все еще может быть отделен достаточно хорошо. Для них уже возможно различение имеющихся на выходе μ^+ (во всяком случае на диаграммном уровне), т.е. гистограммы, построение которых существенным образом зависело от того, какой мюон на выходе считать входящим (налетающим) - они были двухзаходными,- становятся однозаходными, на них больше нет комбинаторного фона. События, где обе пары $\mu^+\mu^-$ попали в установленный интервал (которые все-таки вносят комбинаторный фон) редки; в таких случаях обе пары заносились на гистограмму.

Можно повысить (в процентах) содержание событий с образованием J/ψ за счет образаний. Например, ясно, что в событиях с маленькими t и q^2 появление J/ψ будет иметь маленькую вероятность. Причина в том, что маленькие t и Q^2 фактически отвечают взаимодействию двух реальных фотонов. Но реальный фотон имеет квантовые числа $J^{PC} = 1^{--}$, и построить из двух таких объектов резонанс J/ψ с $J^{PC} = 1^{--}$ нельзя. Двумерные гистограммы $t - Q^2$ для полной статистики и для событий с массой, попадающей в область J/ψ преведены на рис.3, 4. Видно, что на полной статистике имеется большой (даже по сравнению с гистограммой для J/ψ -событий) пик в нуле. Он соответствует Бете-Гайтлеровскому рождению мюонных пар. Отрезая его, можно обогатить первоначальную выборку. Конкретно, выбирая значения $t^2 < 0.1$, $Q^2 < 0.2$, получаем 1710 событий J/ψ при 2820 событий статистики, что составляет 0.82%, в то время как доля таких событий первоначально составляла 0.79%. При дальнейшей обработке такие обрезания не использовались,

так как эта процедура существенно уменьшает статистику при том, что фон под J/ψ и до этого был приемлемым.

Также можно исследовать выборку на эксклюзивность. Эксклюзивность означает, что произошла только рассматриваемая реакция. В ашем случае это значит, что на выходе есть ровно три мюона с правильной сигнатурой и протон. Для исследования этого были построены распределения по полному числу частиц, образовавшихся в реакции и по E_{miss} . Двумерное распределение приведено на рис.5. Выбирая затем события с ровно тремя мюонами на выходе и $E_{miss} < 5$ Гэв, получаем эксклюзивные события. Обрезание по E_{miss} нужно на случай, если в ходе реконструкции какая-то из выходящих частиц не была восстановлена. Распределение по инвариантной массе для таких, эксклюзивных, событий (двухзаходная гистограмма) приведено на рис.6. Фитированием пика J/ψ с фоном, представляемым полиномом первого порядка, получаем 1260 эксклюзивных событий с J/ψ .

Распределение по W для всех событий приведено на рис.7, для области J/ψ на рис.8.

4.2 Подсчет сечения и исследование его зависимости от W .

В эксперименте измеряется полное число мюонов, падающих на мишень. Делается это подсчетом треков в scintillatin fiber hodoscope, установленном перед мишенью. Также известны параметры мишени и пучка. Таким образом, нам известны потоки мюонов и нуклонов; можно вычислить сечение в нанобарнах (абсолютных единицах) для реакции $\mu + p/n \rightarrow J/\psi + p'/n'$. Используем определение сечения реакции:

$$P = \sigma Br N_{nucl}$$

$$P = \frac{N_{events}}{\epsilon N_{beam}}$$

где P — вероятность рассматриваемого события, Br — вероятность распада по данному каналу, ϵ — эффективность восстановления событий. Отсюда

$$\sigma = \frac{N_{events}}{\epsilon Br N_{beam} N_{nucl}}$$

Затем считаем поток фотонов в процессе $\mu + p \rightarrow \mu' + \gamma^* + p$. Это электрослабый процесс, так что его можно рассчитать теоретически,

вычисления могут быть проведены до конца. Произведение этого потока на искомое сечение (реакции $\gamma^* + p \rightarrow J/\psi + p'$) есть измеренное сечение. Искомое сечение — это сечение сильного процесса и поэтому представляет интерес. При этом надо событийно вычислять сечение образования γ^* и эффективность установки при различных W , измеряемых для каждого события. Разумеется, приведена только принципиальная схема. Прежде чем обсудить проблемы, возникающие при таком способе определения сечения, напомним, что мишень представляет собой два соосных стержня, находящиеся в криостате растворения. Общая длина стержней 120 см, плотность - 0.54 г/см³. Итак, возникающие проблемы таковы:

1). Основной поток мюонов бьет по центру мишени. В процентном отношении в этом пучке содержатся практически все мюоны, оставившие трек в scintillating fibre hodoscope. Так что при подсчете сечения можно принять, что мюон, посчитанный во входящем потоке, дает вклад в поток, входящий в формулу для подсчета сечения. Но кроме того, есть т.н. "гало" - мюоны, которые летят на значительном расстоянии от сердцевины пучка. Хотя, как уже говорилось, их не так много, чтобы они могли внести существенный вклад во входящий поток, эти мюоны оставляют следы в детекторной части установки, что затрудняет реконструкцию событий. Изучением и описанием гало занимался Л.Гатиньон. В частности, в процессе МС гало учитывалось.

2). Как было указано, процесс рождения J/ψ происходит не на "чистых" протонах, а на кристаллах LiD (как декларируется в описании эксперимента). На самом деле все еще сложнее. Твердый LiD содержится при 0.07 К в жидкой смеси $He3$ и $He4$ (используется криостат растворения). Так что в действительности пучок падает на смесь 60% - LiD , 40% - He (по массе). Сечение рождения на связанных нуклонах может отличаться от сечения рождения на чистых протонах. Этот вопрос был разобран работе [5] в эксперименте E691 в Tagged Photon Laboratory в Fermilab. Исследовалась зависимость сечения рождения J/ψ от атомного номера мишени. Было показано, что для когерентного и не когерентного рождения J/ψ существует зависимость от атомного номера: σA^n , где $n = 1.4$ для когерентного рождения и $n = 0.94$ для не когерентного рождения. Когерентность означает, произошло ли событие с участием всего ядра или только одного нуклона; последний случай идентичен рождению на чистых протонах. Поэтому было построено распределение по p_t^2 и фитировано двумя экспонентами (см. рис. 9). Таким образом было выяснено, что отношение числа когерентных и не когерентных событий составило $R = N_{coher}/N_{uncoher} = 0.27/0.73$.

3). Существенную роль играет эффективность установки. Для исследования

ее было проведено МС. Зависимость эффективности реконструкции от W показана на рис.10. Для нахождения реальной физической картины, распределение по W было поделено на эту зависимость — так был определен параметр $\epsilon(W)$.

4). Наконец, возникает вопрос о потоке фотонов в реакции $\mu + p \rightarrow \gamma^* + \mu + p$. Он взят из работы [6]. Поскольку в нашем эксперименте $Q^2 \ll m(J/\psi)$, то потоком продольных фотонов можно пренебречь и оставить только поперечные (из работы следует, что их отношение как раз равно отношению потоков). Тогда вес, на который надо умножить измеряемое сечение, чтобы получить желаемое (он обратно пропорционален потоку фотонов), равен:

$$V^T = \frac{2\pi Q^2}{1 + (1 - Y)^2} \frac{1}{\frac{Y}{YQ^2} - \frac{2Q_{min}^2}{YQ^2} W},$$

где $Q_{min} = m_\mu^2 \frac{Y^2}{1 - Y}$.

Учитывая все вышесказанное, получаем следующие результаты. Вероятность распада в данную моду взята из PDG и равна $Br = 0.059$. Число пучковых мюонов составило

$$\begin{aligned} P1I & N_{beam} = 5.90008287 \cdot 10^{12} 1/cm^2 \\ P1I & N_{beam} = 3.77604512 \cdot 10^{12} 1/cm^2 \\ all & N_{beam} = 9.67612799 \cdot 10^{12} 1/cm^2 \end{aligned}$$

Отсюда

$$\sigma_{\gamma^* p \rightarrow J/\psi p}(W) = 0.4231 \cdot \frac{N_{event}(W) V^T(W)}{\epsilon(W)}$$

Разумеется, абсолютное значение измеряемого сечения рассматриваемой реакции можно было бы получить, например, если бы было известно абсолютное значение для какого-либо другого процесса и отношение этих сечений (т.е. на самом деле число зарегистрированных событий одного и другого типа). Но по данному эксперименту для действительно изучаемых реакций такой информации нет. Также можно было бы попытаться моделировать какой-нибудь процесс и нормироваться по нему. В таком случае, во-первых, это должен быть какой-либо хорошо описанный теоретически процесс. Например, Бете-Гайтлеровское рождение мюонных пар. Во-вторых, надо проделать симуляцию этого процесса, используя теоретическое описание. В-третьих, надо каким-то образом выделить

такой процесс на фоне остальных. На каждом из этих шагов возникают погрешности. Так что в сумме точность окончательного результата не превысит точности, полученной непосредственным измерением входящего пучка.

4.3 Симулирование событий (МС)

Было проведено симулирование событий. Для этого использовались:

- 1). Генератор событий DIPSI, доработанный О.Гражеком.
- 2). Геометрическое описание установки COMGEANT-0-0-7.00.
- 3). Реконструктор CORAL.

Программы COMGEANT и CORAL разрабатываются и поддерживаются коллаборацией COMPASS. Для них было установлено, какие карты надо использовать для обработки рассматриваемых периодов. В частности, чем в смысле настроек отличаются периоды с продольной и поперечной поляризацией. Отдельно надо сказать про генератор событий DIPSI. Он был разработан для эксперимента HERA (DESY). Доработан для использования в эксперименте COMPASS. В настоящее время используется здесь для генерации событий. Всего было симулировано 10000 событий распада J/ψ со следующими параметрами:

Спектр событий по $Y \in [0.001, 0.999]$ пропорционален $1/Y$; по $Q^2 \in [0.0, 5.0]$ пропорционален $1/Q^2$ (Q_{min}^2 выставляется генератором автоматически). Генерация ведется по массе в окне $M_{J/\psi} \in [3.0, 3.2]$. Генерация по $p_t^2 \in [0.0, 5.0]$, наклон (множитель в показателе экспоненты) равен 4.5. Протонный двухглюонный форм-фактор экспоненциальный, наклон 2.5. Релятивистский сдвиг $\eta = 1.0$ (в соответствии с [6]).

4.4 Окончательный результат.

На рис.11 представлен суммарный результат (включающий наши предварительные значения) для зависимости сечения от W в диапазоне от 9 до 17 ГэВ². Для вновь полученных точек систематические ошибки составили 10%.

5 Дальнейшие перспективы.

Данная работа не завершена полностью. Вот операции, которые еще необходимо сделать:

- 1). Понять, действительно ли существует "завал" сечения при маленьких W , или же это обусловлено низкой эффективностью установки, которая

не обнаруживается (пока) в МС. Для проверки надо использовать новые карты для реконструктора.

2). Увеличить число использованных в работе периодов (и, следовательно, статистику), включив данные за 2004 год.

3). Провести сравнение различных периодов между собой.

6 Список использованной литературы.

1). Exclusive electroproduction of J/ψ mesons at HERA, ZEUS Collab., DESY04-052;

2). Exclusive Electroproduction of ρ^0 and J/ψ Mesons at HERA, ZEUS Collab., DESY-98-107;

3). Elastic Photoproduction of J/ψ and Y Mesons at HERA, H1 Collab., DESY00-037;

4). G. Mallot et al, Nucl. Instruments and Methods A518(2004)121

5). D. Sokoloff et al., Phys. Rev. Lett. 57, 3003-3006 (1986)

6). M. Arneoldo, L. Lamberti, M. Ryskin, DIPSI: a Monte Carlo generator for elastic vector meson production in charged lepton-proton scattering;

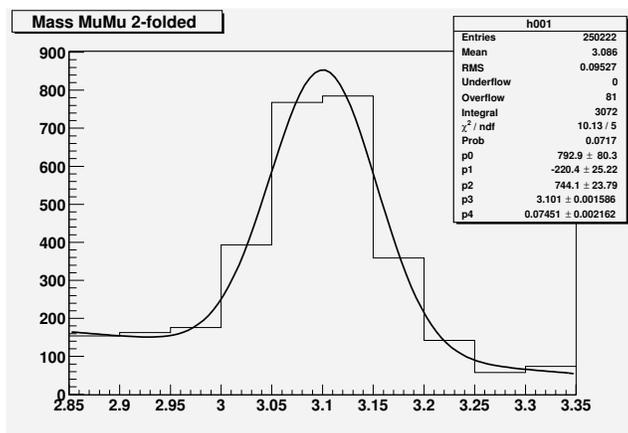


Рис. 1: Двухзаходная гистограмма для массы системы $\mu^+\mu^-$

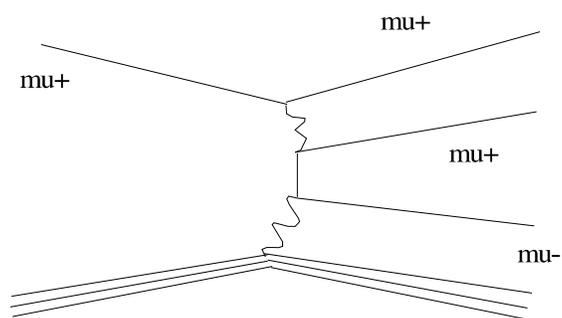


Рис. 2: Диаграмма для Бете-Гайтлеровского фона

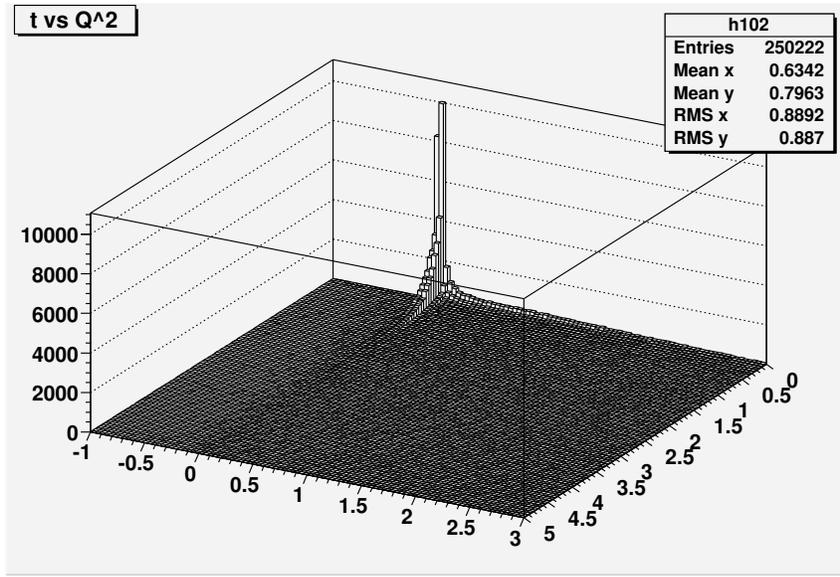


Рис. 3: Обогащение статистики. Распределение по Q^2 и t для полной статистики.

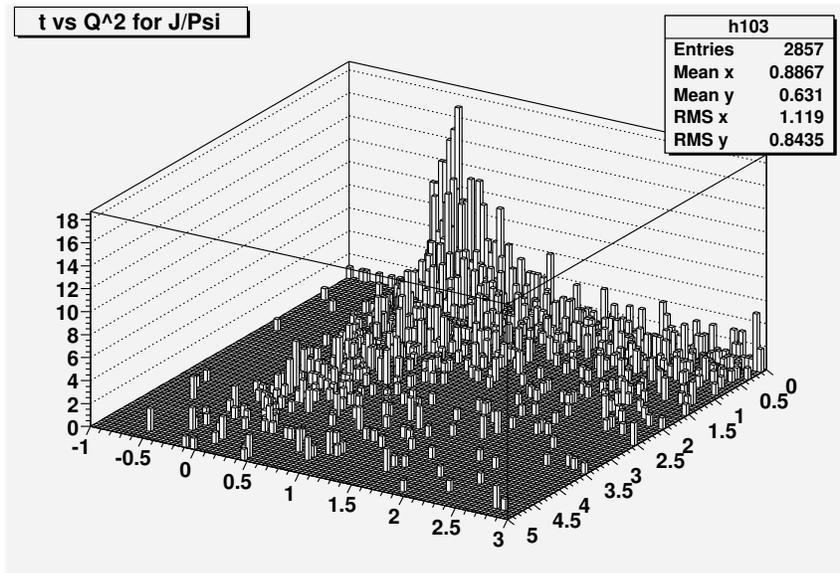


Рис. 4: Обогащение статистики. Распределение по Q^2 и t для J/ψ -событий.

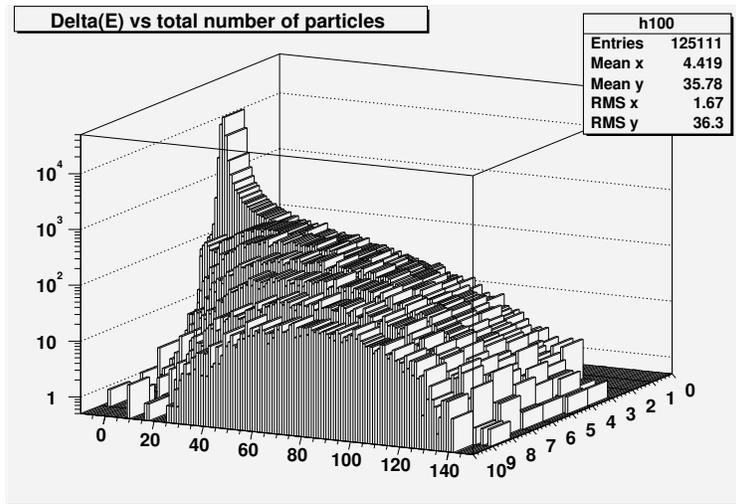


Рис. 5: Отбор событий по эксклюзивности. Распределение по E_{miss} и числу частиц (это события, в которых уже есть по крайней мере 3 мюона с правильной сигнатурой).

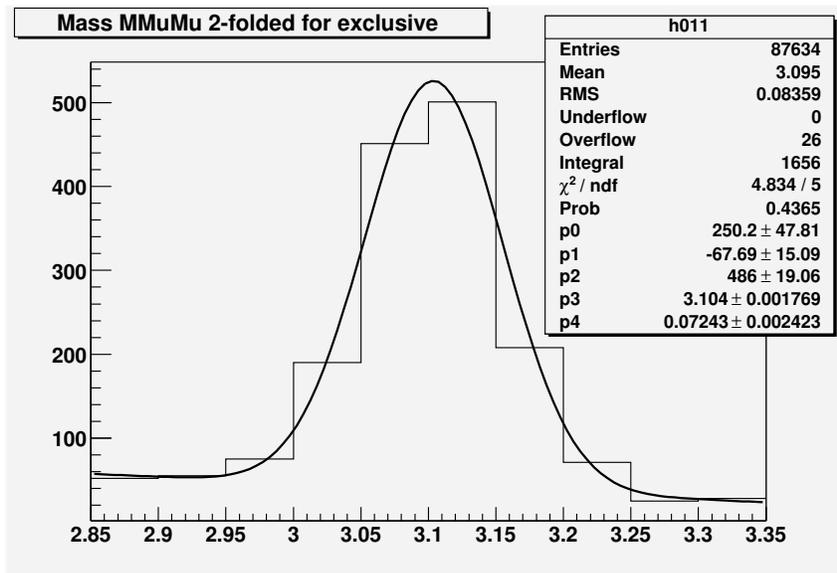


Рис. 6: Двухзаходная гистограмма массы системы $\mu^+\mu^-$ для эксклюзивных событий

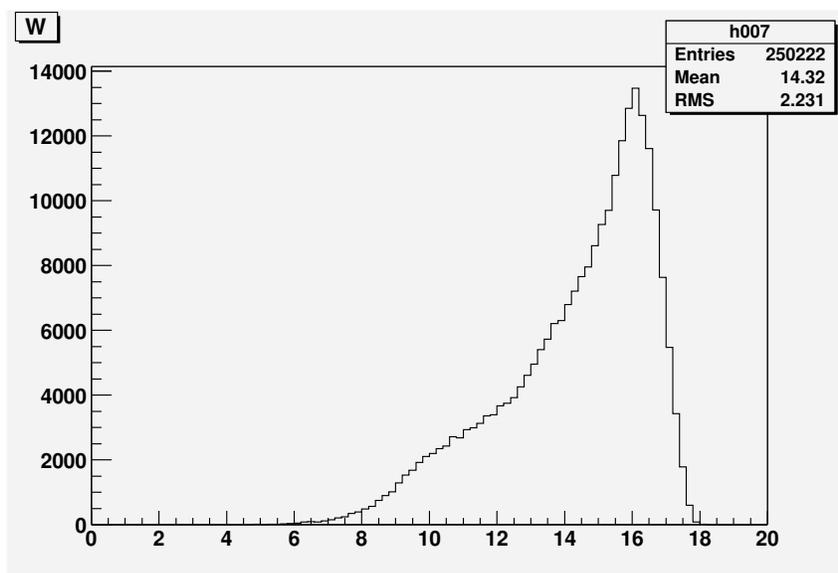


Рис. 7: Распределение по W для всех событий

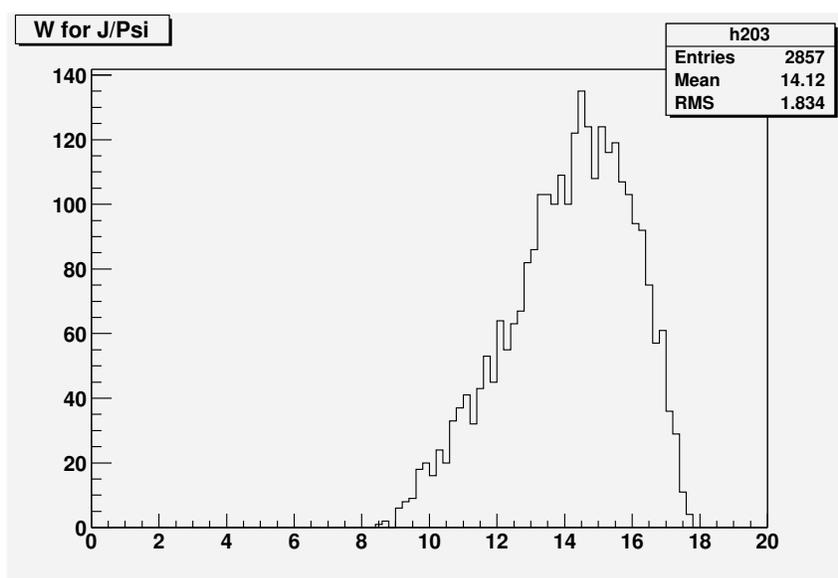


Рис. 8: Распределение по W для J/ψ -событий

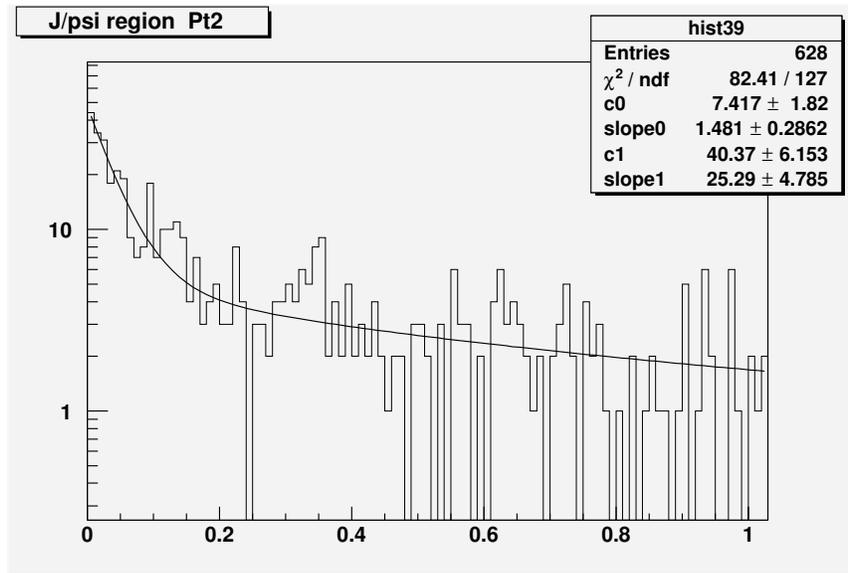


Рис. 9: Распределение по p_t^2 , использующееся для разделения дифракционных и не дифракционных событий

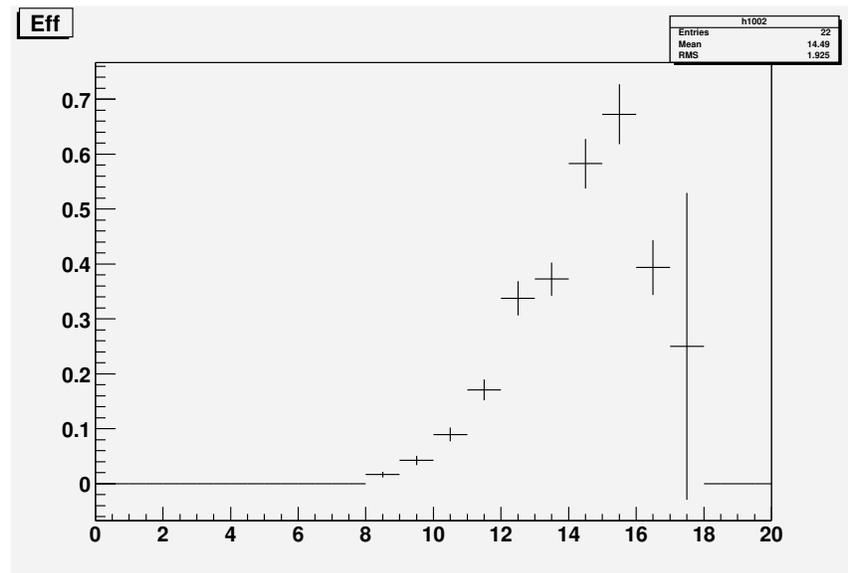


Рис. 10: Эффективность восстановления событий в зависимости от W

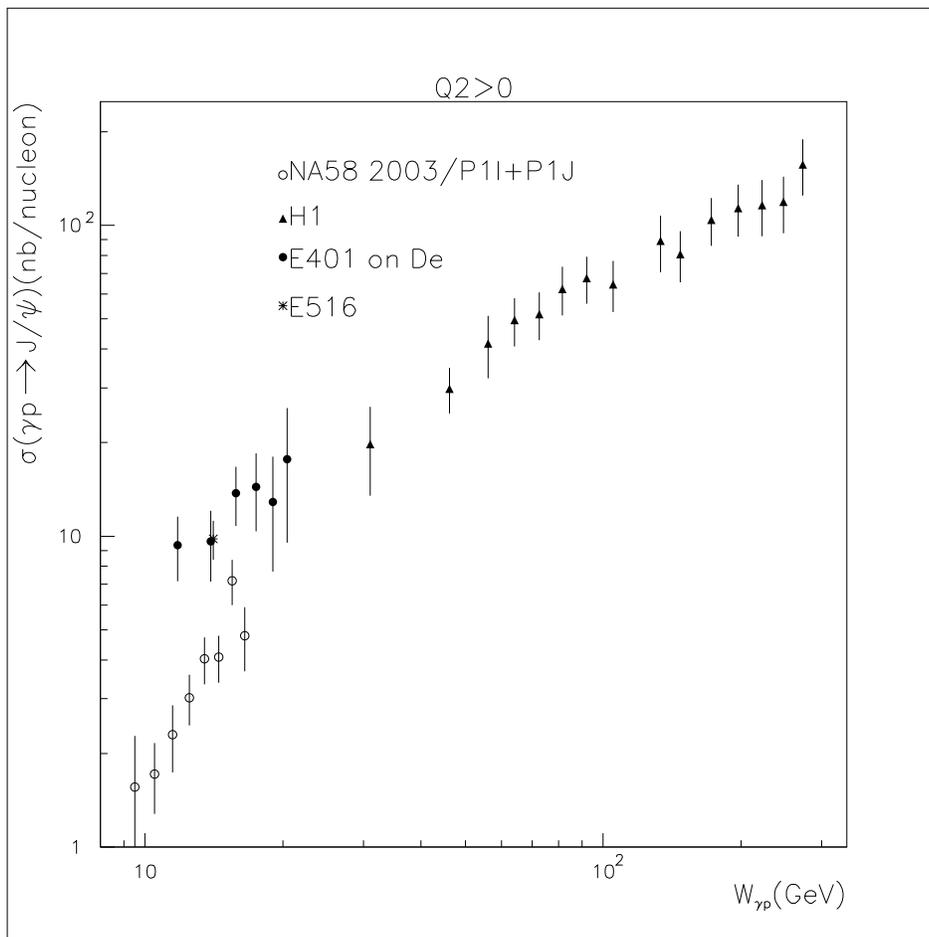


Рис. 11: Зависимость сечения реакции $\gamma^*p \rightarrow J/\psi p$ от W