

Министерство образования и науки Российской Федерации.  
Московский физико-технический институт.  
Государственный Университет

Выпускная квалификационная работа на степень магистра  
**"Измерение сечения эксклюзивного  
образования резонанса  $J/\psi$  на установке  
COMPASS (CERN)."**

Студент 124 гр. Шушкевич С.Н.  
Научный руководитель: Николаенко В.И.

Москва, 2007г.

## 1 Введение.

Исследование дифференциального сечения образования резонанса  $J/\Psi$  имеет теоретическое значение, поскольку позволяет выделять глюонные распределения для протона и тестировать теорию Редже в области больших масс. В данной работе изучается рождение частиц  $J/\psi$  в реакции  $\mu^+p \rightarrow J/\psi\mu^+p$  на установке COMPASS (CERN). Рождение частиц происходит при столкновениях пучка положительных мюонов с веществом мишени ( ${}^6\text{LiD}$ ) при энергии мюонного пучка 160 Гэв (максимальная выделяющаяся энергия в системе центра масс  $W_{max} \approx 18$  Гэв). Использованы экспериментальные данные за 2003-2004 гг. В ходе работы были наблюдаемы сигналы  $J/\psi$ ,  $\rho - \omega$ ,  $\phi$ ,  $\psi'$ . Получены результаты по сечению эксклюзивной [диффракционной] реакции  $\mu^+p \rightarrow J/\psi\mu^+p$  и произведен пересчет в сечение реакции  $\gamma^* + p \rightarrow J/\psi$  при виртуальности фотона в лептонной вершине  $Q^2 \in [0, 5]$  Гэв<sup>2</sup>. Исследовалась зависимость этого сечения от  $W$  и  $Q^2$ . Также были измерены отношения сечений образования  $\psi'$  и  $\phi$  к сечению  $J/\psi$  при данной энергии. Проведено сравнение с аналогами.

## 2 Описание экспериментальной установки.

Детальное описание установки COMPASS можно найти в [1].

Пучок мюонов с энергией 160 Гэв и средней поляризацией 75% падает на твердотельную мишень. Время сброса составляет 4.8 с, период 16.8 с, за сброс на мишень падает  $2 \cdot 10^8$  мюонов. Импульс каждого входящего мюона измеряется отдельно в сцинтилирующих годскопах, установленных до мишени по пучку, с точностью 0.5%. Таким образом также становится известен полный поток мюонов, падающих на мишень.

Установка представляет собой спектрометр, состоящий из двух частей: первая (по пучку) часть (LAS) с апертурой  $\pm 180$  мрад и вторая (SAS) с апертурой  $\pm 30$  мрад (см. рис. 1). В каждой части установлен спектрометрических магнит: SM1 с интегралом поля 1 Т·м и SM2 — 4.4 Т·м. Трекинг в области, близкой к пучку, осуществляется сцинтиляционными и кремниевыми детекторами; в промежуточной области до 20 см от пучка — детекторами MicroMeGas и Gem, отличающимися малыми временами дрейфа ионов и пригодными к работе при большой интенсивности. Большая внешняя область закрыта дрейфовыми трубками (SDC, W45) и многопроволочными пропорциональными камерами (MWPC, straw tubes). Стенки мюонной идентификации (MW1, MW2) осуществляют трекинг мюонов за адронными калориметрами. Также в первой части установки имеется черенковский детектор (RICH-1) для разделения пионов и каонов до импульсов 40 Гэв/с.

В качестве триггерной используется информация с триггерных годоскопов и обоих калориметров.

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

поляризован (степень поляризации 50%), находящихся в криостате растворения при температуре 70 мК. Поляризация ячеек противоположна по направлению и индуцируется микроволновым излучением. Стержень изготовлен из  ${}^6LiD$ . Плотность мишени составляет  $\bar{\rho} = 0.54 \text{ г/см}^3$ , массовый состав: 60%  ${}^6LiD$ , 40%  $He$ . Дейтерат лития используется как дейтронная мишень, т.к. для  ${}^6Li$  хорошей моделью является представление в виде ядра  ${}^4He$  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 поляризации последняя поддерживается полем диполя величиной 0.5 Т.

### 3 Определение процесса и теоретические предпосылки к его изучению.

В работе изучается эксклюзивное образование резонанса  $J/\psi$  в реакции  $\mu^+p \rightarrow J/\psi\mu^+p$ . С точки зрения КХД он выглядит следующим образом: мюон испускает виртуальный фотон, который флуктуирует в кварк-антикварковую пару, взаимодействующую затем с протоном через обмен двумя глюонами в синглетном состоянии. После взаимодействия кварк-антикварковая пара остается в связанном состоянии. На рис.2 приведена фейнмановская диаграмма данного процесса. Определим переменные, которые будут использоваться в дальнейшем.

$\mu$	4-Импульс входящего мюона
$\mu'$	4-Импульс рассеянного мюона
$p$	4-Импульс нуклона мишени до взаимодействия
$p'$	4-Импульс нуклона мишени после взаимодействия
$\psi$	4-Импульс резонанса $J/\psi$
$Q^2 = -(\mu - \mu')^2$	Минус квадрат 4-импульса виртуального фотона в мюонной вершине
$t = (p - p')^2$	Квадрат 4-импульса, переданного в нуклонной вершине
$W = \sqrt{(\mu - \mu' + p)^2}$	Инвариантная масса системы $\gamma^*p$
$Y = \frac{(p, \mu - \mu')}{(p, \mu)}$	Доля энергии пучкового мюона, уносимая виртуальным фотоном в системе покоя нуклона
$x = \frac{Q^2}{2pq}$	Переменная Бьеркена

Из определений вытекает соотношение:  $t = \mu - \mu' - \psi$  — переменная  $t$  может быть измерена экспериментально, независимо от дополнительных предпо-

ложений, в отличие, например, от  $W$ .

Основная причина, по которой важно изучать (дифференциальное) сечение рождения  $J/\psi$ , следующая ([2],[3],[4],[5]). После образования  $q\bar{q}$  состояния оно взаимодействует с протоном через обмен глюонами и становится мезоном. Его поперечный размер зависит от  $Q^2$  и массы кварков; при больших  $Q^2$  ( $\geq 10 \text{ ГэВ}^2$ ) или для тяжелых кварков он становится существенно меньше протона. На таких расстояниях константа связи мала и можно применить факторизационную теорему, выделив в (измеряемом) сечении жесткую часть, волновую функцию мезона и функции распределения партонов в протоне. Как следует из диаграммы процесса, он особо чувствителен к распределению глюонов, которое может быть исследовано подобным образом.

Также процесс образования резонанса может быть рассмотрен в рамках теории Редже. Дифференциальное сечение выражается выражается как

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto W^{4(\alpha_P(t)-1)}, \quad (1)$$

где померонная траектория  $\alpha_P$  параметризуется следующим образом

$$\alpha_P(t) = \alpha_P(0) + \alpha'_P t. \quad (2)$$

Этот формализм применим для мягких дифракционных процессов, но может экстраполироваться на случай образования резонанса  $J/\psi$  для измерения параметров померонной траектории.

## 4 Обработка экспериментальных данных.

### 4.1 Первичная обработка, выделение сигнала и источники ошибок.

Из первоначального набора данных за 2003 и 2004 год, проанализированных в работе, для дальнейшей обработки в целях ускорения был выделен и записан отдельно поднабор, в котором в конечном состоянии зарегистрировано не менее трех мюонов, два из которых имеют положительной заряд, и один — отрицательный (назовем такое событие событием с правильной сигнатурой). Затем из них были отобраны события, в которых есть ровно 3 мюона, хорошо восстановлена первичная вершина и измерен входящий мюон. Число таких событий составило 340 тыс.

Затем были наложены обрезания по координате вершины: она должна лежать внутри мишени. Конкретно, выбраны следующие события:

1. Расстояние первичной вершины от оси пучка:  $R < 1.5 \text{ см}$ .
2. Положение первичной вершины по оси пучка:  $Z \in [-96, -42] \cup [-28, 26] \text{ см}$ .

Распределения событий по координате вершины приведены на рис.3. Такие обрезания позволяют выбрать события в веществе с известным составом, хорошо детектированные спектрометром.

На рис.4,5 показана инвариантная масса двух мюонов разных знаков, прошедших этот первоначальный отбор. В области массы  $J/\psi$  хорошо виден пик резонанса и фон, происходящий от нескольких источников.

1. Бете-Гайтлеровское рождение мюонных пар мюоном (детальное обсуждение см. ниже).
2. Комбинаторный фон, связанный с тем, что при подсчете инвариантной массы<sup>1</sup> нам не известно, какой мюон является рассеянным, поэтому для каждого события на гистограмму заносится две точки.
3. Вклад от распада  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$ . Полагая отношение сечений образования  $\sigma(\psi(2S))/\sigma(J/\psi) = 0.128 \pm 0.036$ , с учетом вероятности распада по данному каналу  $Br = 23.9 \pm 1.2\%$  ([6]) получаем 3% событий.

Первые два вклада медленно меняются в области массы резонанса, в то время как последний дает события точно в этой области. Поэтому для выделения сигнала поступим следующим образом: фитируем массовое распределение функцией гаусса плюс квадратичным фоном, получив таким образом число зарегистрированных событий с распадом  $J/\psi$ , а затем вычтем события относящиеся к распаду  $\psi(2S)$ . Фитирование проводится в массовом окне [2.7, 3.5] ГэВ. Двигая границы окна, получено, что ошибка из-за произвола в выборе области фитирования составляет 0.5%. Таким образом, было определено число зарегистрированных распадов, прошедших "технические" обрезания:  $3390 \pm 135$  при  $2960 \pm 120$  фоновых событий. Параметры фита пика резонанса следующие: масса —  $3.097 \pm 0.001$  ГэВ, ширина —  $0.05 \pm 0.001$  ГэВ. Сравнивая результат с естественной шириной  $J/\psi$  ( $\sigma = 87 \pm 5$  кэВ([6])), можно заключить, что полученное значение целиком определяется размазыванием установки, которое полагаем равным 0.05 ГэВ. Аналогично, фитированием  $t$ -распределения для Бете-Гайтлеровских пар на рис.9 (см. ниже) получаем 0.05 ГэВ.

Такая процедура проводится во всех случаях, когда необходимо определить количество  $J/\psi$  в какой-либо области фазового пространства. В случае эксклюзивных событий (см. ниже) вклад от распада  $\psi(2S)$  подавлен.

Рассмотрим теперь распределение по переменной  $Q^2$  для событий из массовой области резонанса. Гистограмма для него приведена на рис.6. Эта величина характеризует виртуальность фотона;  $Q^2 = 0$  соответствует фоторождению,  $Q^2 > 0$  — рождению на виртуальном фотоне. Как было установлено ранее, разрешение установки не позволяет разделять события в районе точки  $Q^2 = 0$  до [0.05] ГэВ<sup>2</sup>. К фоторождению отнесем пик в нуле, для остальных событий будем считать  $Q^2$  ненулевым.

<sup>1</sup>В отсутствие дополнительных предположений, см. ниже.

## 4.2 Разделение по эксклюзивности и распределение по переменной $t$ .

После "технических" катов, описанных в предыдущей подсекции, весь саплл был разделен на 2 части по эксклюзивности событий. Строго говоря, эксклюзивным называется событие, в котором произошла только интересующая нас реакция и ничего больше, в частности, не произошло развала ядра мишени. Таким образом, эксклюзивные события характеризуются отсутствием "лишних" частиц на выходе. Но в эксперименте низка эффективность регистрации частиц с энергией меньше 10 ГэВ, в частности, не наблюдаются осколки ядер мишени (если таковые имеются) — их импульс слишком мал. Поэтому введем переменную

$$z = \frac{P_{J/\psi}}{P_\gamma}, \quad (3)$$

где  $P_{J/\psi}$  — модуль трехмерного импульса пары из положительного и отрицательного мюонов,  $P_\gamma$  — модуль трехмерного импульса фотона, испускаемого налетающим мюоном. Эта переменная есть доля импульса, уносимая парой мюонов, в частности, это доля импульса, уносимая резонансом, если он родился в результате взаимодействия. Событиям с  $z \approx 1$  отвечают эксклюзивные события (действительно, в них весь импульс, который потерял входящий мюон, "расходуется" на образование пары). Распределение по  $z$  приведено на рис.7(a). Видно, что оно имеет пик в области  $z \approx 1$ . Тогда эксклюзивными мы называем события, в которых  $z > 0.95$ . Такое разделение дает 200 тыс. неэксклюзивных и 140 тыс. эксклюзивных событий. В области масс  $J/\psi$  аналогичное распределение приведено на рис.7(b). Фитированием экспонентой и фоном (в качестве фона взят кубический полином), получаем, что примесь неэксклюзивных событий в пике составляет  $6 \pm 1\%$ . В дальнейшем для определения сечения использовались только эксклюзивные события. Процедура Монте-Карло (см. ниже) показывает, что в зависимости от  $W$  такое обрезание отбрасывает 10 – 20% эксклюзивных событий.

Рассмотрим теперь распределение по переменной  $t$  — минус квадрату переданного импульса в нуклонной вершине. На рис.8 приведено  $t$ -распределение для событий из области масс  $J/\psi$ . В области положительных  $t$  число событий экспоненциально спадает с наклоном  $\alpha_{J/\psi} = -2.16 \pm 0.05$ . Для сравнения посмотрим на аналогичную гистограмму для Бете-Гайтлеровского рождения мюонных пар мюоном на рис.9 (см. детальное обсуждение ниже). Видно, что распределение разделяется на две области с экспоненциальными наклонами  $\alpha'_{BH} = -14 \pm 1.5$  (при малых  $t$ ) и  $\alpha_{BH} = -2.25 \pm 0.12$  (при больших  $t$ ). Предположим сейчас, что область с маленьким наклоном соответствует дифракционному рождению пар на ядрах. Сравнивая распределения для обоих процессов, можно прийти к выводу, что рождение резонанса происходит недифракционно, с развалом ядра.

Итак, выделенные события теперь можно описать следующим образом. Это события недифракционного рождения резонанса  $J/\Psi$  на ядрах, но с

маленькой активностью "вперед". Мы делаем предположение, что, хотя события не являются дифракционными вообще, их можно рассматривать как дифракционное рождение резонанса на нуклонах. *Проще говоря, спор о том, чувствует ли гамма-квант все ядро целиком, либо отдельно по нуклонам. Предположение важно, поскольку заряд, который стоит в вершине, при подсчете сечения возводится в квадрат, никакой "масштабируемости" (типа  $\sigma \propto A$ ) не будет. Само по себе, это не плохо (добавится только некоторая техническая работа по пересчету), но надо понимать, что ставить в вершине,  $Z^2(^6\text{Li}) = 9$ . Только при таком рассмотрении возможно говорить о переменной  $W$ , потому что ее вычисление подразумевает, что масса объекта в нуклонной вершине известна; изменение массы влечет изменение  $W_{\text{max}}$ , например.*

Небольшое техническое замечание. Разумеется, есть некоторая неопределенность: априори мы не знаем, какой из двух выходящих (положительных) мюонов был на входе. Более того, даже на диаграммном уровне выходящие мюоны „перепутываются“. Но надо учитывать, что доля событий, в которых обе комбинации прошли отбор, составляет порядка 80%, а в области резонанса разделение может быть проведено, поскольку для них требуется не только быть „эсклюзивными“ (в нашем смысле), но и иметь инвариантную массу пары в области массы резонанса. Конкретно, доля двухзаходных событий такого типа составила 10%. Поэтому при дальнейшем анализе мы не будем заострять внимание на том, является какое-либо распределение однозаходным или двухзаходным — все они будут считаться однозаходными.

## 5 Определение полного сечения.

В работе было получено дифференциальное сечение процесса рождения  $\mu^+p \rightarrow \mu^+J/\psi p$  (в действительности на нуклоне) как функции  $W$  и как функции  $W$  и  $Q^2$ , а также процесса  $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ , как функции  $W$  — квадрата инвариантной массы в системе центра масс системы  $\gamma A$ . Определение сечения рождения резонанса мюоном было проведено двумя способами: с использованием известного (измеряемого в эксперименте) полного потока  $\mu^+$  и с использованием калибровочного процесса с известным сечением. В качестве калибровочного процесса был выбран процесс Бете-Гайтлера рождения мюонной пары мюоном  $\mu^+A \rightarrow \mu^+A\mu^+\mu^-$ , как имеющий электромагнитное происхождение и хорошо выделяемый в экспериментальных данных.

### 5.1 Определение сечения с использованием полного потока мюонов.

Для определения сечения  $\sigma$  подобным образом необходимо знать число событий с образованием  $J/\psi$ , полный поток мюонов, падающих на мишень, плотность и состав мишени. А именно, обозначим число частиц, упавших на мишень, через  $N_0$ . Пусть на единичной площадке, расположенной перпендикулярно пучку, находится  $n$  нуклонов. Тогда число взаимодействий

определяется соотношением

$$N = N_0 \sigma n. \quad (4)$$

Количество нуклонов мишени на единицу площади можно рассчитать, если известна толщина и состав мишени. Данные по составу приведены выше. Из них получаем, что доля ядер  ${}^6\text{Li}$  и  $D$  составляет 0.3,  $\text{He}$  — 0.4. Тогда можно вычислить среднюю молярную плотность  $\bar{\mu} = 4$  г/моль. Теперь учтем, что

$$n = \frac{N_{tot}}{S} = \frac{L \bar{\rho} N_A}{\bar{\mu}}, \quad (5)$$

где  $N_{tot}$  — полное число ядер мишени,  $L$  — ее длина,  $N_A$  — постоянная Авогадро. Отсюда получаем  $n = 8.78 \cdot 10^{24}$  1/см<sup>2</sup> для плотности ядер и  $n = 3.50 \cdot 10^{25}$  1/см<sup>2</sup> для плотности нуклонов.

Как уже было сказано, в эксперименте измеряется полный поток мюонов, падающих на мишень. Поток для рассматриваемых периодов приведен в Таблице 4. Ошибка измерения полного потока составляет 2%. Поскольку мюоны летят не строго по оси пучка, эффективная длина пути частицы в мишени отлична от  $L$ . Она была измерена и оказалась более  $0.99L$ .

Для определения числа событий была применена процедура выделения событий, наблюдаемых в эксперименте, фитированием массового спектра с последующим перевзвешиванием с использованием эффективностей, полученных из Монте-Карло. Массовые спектры для разных бинов по  $W$  приведены на рис.16.

Процедура Монте-Карло проводилась следующим образом. Для генерации использовался генератор дифракционного рождения резонансов DIPSI ([8]) на нуклонах, модернизированный в эксперименте COMPASS с учетом кинематики<sup>2</sup>; обсуждение применимости такого подхода см. выше. Эти события подавались на вход модели установки ComGEANT. Затем они реконструировались программой реконструкции CORAL и подвергались тому же анализу, что и реальные данные.

Генератором DIPSI были получены 2 сампла со следующими параметрами: спектр по  $Q^2 \in [0.0, 5.0]$  пропорционален  $1/Q^2$  (учет  $Q_{min}^2$  автоматический), по  $Y \in [0.001, 0.999]$  — пропорционален  $1/Y$ ; массовое окно  $M_{J/\psi} \in [3.0, 3.2]$ ; спектр по  $p_t^2 \in [0.0, 5.0]$  экспоненциальный с наклоном 4.5; в нуклонной вершине используется двухглюонный экспоненциальный форм-фактор с наклоном 2.5; релятивистский сдвиг  $\eta = 1.0$  (см. ([8]), параметр в определении кинематики не участвует).

Для того, чтобы понять, насколько хорошо MC описывает экспериментальные данные, рассмотрим распределения, приведенные на рис.10,11. На рис.10 показаны результаты восстановления продольных импульсов для положительных мюонов ( $a$  и  $b$ ) и отрицательного мюона ( $c$ ), а также восстановленная масса протона ( $d$ ). На рис.11( $a$ ) показана восстановленная масса резонанса  $J/\psi$ . Она уже, чем экспериментальная. В частях ( $b$ ) и ( $c$ ) того же

<sup>2</sup>DIPSI использовался для установки HERA, в эксперименте COMPASS понадобился учет  $Q_{min}^2$ .



рисунка сравниваются распределения для  $W$  и  $Q^2$ . От них в аксептанс зависит существенно, и эти Монте-Карло распределения хорошо повторяет реальные данные. В части (d) сравниваются распределения для переменной  $t$ .  $MC$ -данные смещены в сторону меньших квадратов переданного импульса (по абсолютной величине). Но от этой переменной аксептанс зависит слабо, что было проверено путем генерации сэмплов с различным распределением по  $t$ . *Основная проблема с генерацией этого  $t$  заключается в том, что оно как-то неправильно режется на уровне генератора, надо переписывать кусок, который делает кинематику события; кроме просто генерации нужного наклона там есть еще (неявное) обрезание из-за выкидывания "нефизичных" событий.*

Первый сэмпл включал в себя 150 тыс. событий во всей области по  $W$ . После протаскивания через цепочку  $MC$  были определены эффективности восстановления событий в каждом диапазоне по  $W$  делением числа восстановленных событий на число исходных. Результаты приведены в Таблице 5.

При проведении подобной процедуры для выделения дифференциального сечения возникает источник ошибки, связанный с „перетеканием“ событий в соседние бины, который может сыграть роль, если число реальных событий в разных областях по  $W$  существенно различно. Для ее оценки был сгенерирован второй сэмпл. Он был разбит на 9 подсэмплов с различными  $W$  с шагом  $1 \text{ ГэВ}^2$  в диапазоне от 8 до  $17 \text{ ГэВ}^2$  (т.е. в первом подсампле все события имели  $W$  в диапазоне [8; 9], во втором — [9; 10], ..., в девятом — [16; 17]  $\text{ГэВ}^2$ ). В каждом подсампле содержалось от 25 до 15 тыс. исходных событий. Это было сделано с учетом эффективностей восстановления в различных диапазонах по  $W$  так, чтобы после восстановления число  $MC$  событий превышало число  $RD$  событий не менее чем в 10 раз. Затем каждый подсэмпл проходил процедуру  $MC$  отдельно; в результате были получены  $9 \times 9$  (а в действительности только  $9 \times 3$ , см. ниже) массовых распределений по  $W$  для реконструированных событий. Таким образом стала известна эффективность восстановления событий в каждом диапазоне по  $W$ .

Используем эту информацию следующим образом. Представим себе аксептанс установки как матрицу, действующую в линейном пространстве столбцов, которые составлены из чисел событий в разных диапазонах по  $W$  на входе установки. Тогда каждый подсэмпл — это (базисный) столбец (вектор), у которого ненулевым является только один из элементов. Матрица переводит этот столбец в другой столбец, у которого, вообще говоря, отлично от нуля более одного элемента. Результатом действия матрицы на базисный вектор фиксируется один столбец матрицы; соответственно, всей статистикой  $MC$  матрица, описывающая аксептанс, определяется полностью. Если теперь подействовать обратной матрицей на измеренный в эксперименте столбец, содержащий числа событий с  $W$  в данных диапазонах, то мы получим числа событий в этих диапазонах на входе установки.

В результате такой процедуры каждая ячейка на входе  $MC$  дала сигнал в трех ячейках на выходе  $MC$ , потому что в действительности „размазывание“ по  $W$  не сильное; в (двух соседних) ячейках, со смещенным относительно исходного  $W$ , оказалось порядка 5% событий. Матрица из коэффициентов

восстановления представлена Таблице 1, ее столбцы — это, как было описано ранее, результаты восстановления отдельных подсмплов. Значения в таблице надо использовать, предварительно поделив на 100. Указана только статистическая ошибка.

Выделение событий с образованием  $J/\psi$  в реальных данных проводилось фитированием массовых спектров в различных ячейках по  $W$  суммой двух гауссовых функций плюс линейный фон в массовом окне [2.8,3.4] ГэВ; к МС данным применялась та же процедура. В случае фитирования реальных данных накладывалось дополнительное ограничение на отношение ширины гауссовых функций — оно удерживалось равным аналогичному отношению для МС. Результаты фитирования представлены в Таблице 2. Указана только статистическая ошибка.

Чтобы подсчитать ошибки для такой процедуры, надо учесть влияние ошибок в определении прямой матрицы на обратную. Такое вычисление было проделано численно: генерировались прямые матрицы с коэффициентами, распределенными по Гауссу со средним, равным измеренным выше коэффициентам восстановления и стат. полушириной, затем они обращались и наблюдались распределения для коэффициентов обратной матрицы. Оказалось, что при обращении матрицы ошибки не растут: коэффициенты обратной матрицы снова имели гауссово распределение с тем же средним и той же полушириной в пределах 10% точности для недиагональных элементов, что и для прямой матрицы (сравнение проводилось поэлементно). Обратная матрица приведена в Таблице 3, в качестве ошибок взяты ширины численно полученных распределений. На рис.13 приведено отношение числа событий, восстановленных обоими способами; видно, что в пределах погрешности оно равно единице.

Сечение процесса  $\mu p \rightarrow \mu p J/\psi$ , соответствующее восстановленному вторым способом числу реальных событий, показано в Таблице 6. Ошибки включают неопределенность в определении эффективности установки, ошибку в измерении потока мюонов и статистическую ошибку в определении числа событий, которые все полагались независимыми.

## 5.2 Определение сечения с использованием калибровочного процесса.

Сечение исследуемого процесса также может быть определено следующим образом. Выберем процесс с близкой кинематикой и известным сечением. Тогда отношение числа зарегистрированных событий калибровочного процесса к числу событий исследуемого равно отношению их сечений. Чтобы избежать неопределенностей, связанных с процедурой Монте Карло, калибровочный процесс надо сравнивать с исследуемым по "достаточно маленьким" областям в многомерном пространстве параметров (в которых акцептанс можно считать примерно постоянным), от которых зависит акцептанс

установки<sup>3</sup>; это гарантирует, что он сократится в результате. Примем, что в нашем случае аксептанс существенно зависит только от переменных  $Q^2$  и  $W$ .

В качестве калибровочного процесса был выбран процесс Бете-Гайтлера резонансного рождения мюонных пар мюоном. В первом приближении это чисто электромагнитный процесс, сечение которого может быть точно вычислено теоретически. Но следует учитывать, что в эксперименте COM-PASS рождение пар происходит не на точечной частице, а на нуклонах, поэтому должен быть принят во внимание нуклонный формфактор. Для этого использовался дипольный формфактор.

Вычисления производились следующим образом. С помощью программы ComPHER ([9], [10]) вычислялось сечение процесса  $\mu^+p \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+p$  в различных областях по  $Q^2$  и  $W$  и строилось распределение по переменной  $t$  (квадрат переданного импульса в нуклонной вершине). При этом налагались следующие обрезания

1. Поперечный импульс конечных мюонов  $P_t^{min} = 0.1$  ГэВ/ $c$ .
2. Минимальная энергия конечных мюонов  $E^{min} = 10$  ГэВ.
3. Выполнение условия эксклюзивности (см. выше).
4. Инвариантная масса события попадает в интервал  $[1.5, 2.7]$  ГэВ/ $c^2$ .
5.  $t > 0.3$  ГэВ<sup>2</sup>/ $c^2$ .

Условие на поперечный импульс нужно, чтобы избежать полюсов в матричном элементе. Обрезание по энергии проводится потому, что спектрометр плохо измеряет импульсы меньше  $E^{min}$ . Выбор интервала масс сделан так, что с одной стороны он достаточно близок к области масс  $J/\psi$ , а с другой стороны, свободен от событий с образованием резонансов, в нем есть только исследуемое Бете-Гайтлеровское рождение пар.

Последнее условие (обрезание по переменной  $t$ ) введено, чтобы разделить дифракционные и недифракционные события. На рис.14 приведено распределение по  $t$ , фитированное двумя экспонентами. В результате получено, что дифракционная часть имеет наклон, равный  $\alpha_{diff} = -14 \pm 1.5$ , и содержит  $N_{diff} = 1900 \pm 150$  событий; недифракционная часть имеет наклон, равный  $\alpha_{ndiff} = -2.25 \pm 0.12$ , содержит  $N_{ndiff} = 2000 \pm 200$  событий. Вновь, относительно прошедших отбор событий мы предполагаем, что это события с дифракционным рождением на нуклонах, а не на целых ядрах. Тогда заряд в вершине полагается равным единице, а сам процесс рождения рассматривается как процесс без развала нуклона. Такое разделение важно, поскольку в дифракционное сечение входит квадрат заряда ядра, т.е. множитель порядка 5 (множители 9, 4, 1 с весами). При этом нет возможности оставить только дифракционные события: разделение происходит по

---

<sup>3</sup>Если бы распределения по этим переменным совпадали у калибровочного и исследуемого процессов, то достаточно было бы считать отношение чисел событий в любой области, но такого трудно ожидать в двух, вообще-то различных, процессах.

переменной  $t$ , но на ней дифракционные события "сидят" около нуля, и там же находится большая часть недифракционных событий; с другой стороны последние хорошо отделяются выбором больших  $t$ . Делая это последнее обрезание, мы оставляем 1086 событий рождения Бете-Гайтлеровских пар. *Вообще-то можно их отделить, если фитировать распределение по  $t$  после разделения по остальным переменным; другое дело, что если есть 200 событий, и их надо еще потом поделить на 2 части двумя экспонентами, то придется как-то побороться с ошибками.*

При вычислениях нуклон полагался массивной заряженной точечной частицей со спином  $1/2$ , масса и заряд которой выбирались равными массе и заряду протона. Диаграммы процессов показаны на рис.15. Диаграммы, где нуклон взаимодействует с двумя фотонами, отброшены. Они дают малый вклад в наше сечение уже для точечных частиц ( $> 0.5\%$ ), и формфактор входит в них дважды, еще больше подавляя их вклад. Для оставшихся диаграмм  $t$  может быть однозначно вычислен (поскольку при такой генерации известен импульс нуклона после взаимодействия) и занесен на гистограмму. Перевзвесим теперь полученные распределения, используя дипольный формфактор

$$F(t) = \frac{G_e^2 + bG_m^2}{1 + b}, \quad (6)$$

где электрическая и магнитная части определяются следующим образом

$$G_e = \frac{1}{\left(1 + \frac{t}{0.71}\right)^2}$$

$$G_m = 2.79G_e$$

$$b = \frac{t}{4m_p}$$

В результате получится распределение по  $t$  для реальных событий, а новая площадь под графиком (в единицах, где площадь до перевзвешивания равнялась вычисленному сечению) даст реальное сечение.

Плоскость параметров  $W$  и  $Q^2$  была разбита на 16 частей таким образом, чтобы в каждой части оказалось примерно равное число событий. Затем для каждой области было вычислено теоретическое сечение как написано выше и измерено отношение чисел событий с образованием резонанса и Бете-Гайтлеровских пар (как обычно, выделение резонанса проводилось фитированием массового спектра, спектры для разных бин по  $W$  и  $Q^2$  представлены на рис.12). Теоретическое сечение рождения пар приведено в Таблице 7. Ошибка в определении составила 2%. Сечение изучаемого процесса, использующее этот результат, приведено в Таблице 8. Учтена статистическая ошибка в определении чисел событий обоих типов, а также систематическая ошибка в определении теоретического сечения.

Видно, что сечение, вычисленное таким способом систематически в ячейках по  $W$  ниже (примерно в 4.5 раза), чем сечение вычисленное первым способом с использованием потока мюонов. Проблема, видимо, в том, что не понято до конца, на чем происходит рождение мюонных пар. *Спекулятивно*

можно "исправить" положение двумя способами: убрать формфактор (это множитель порядка 1/5 для каждой бины по  $W$  и  $Q^2$ ), либо поставить в вершине взвешенную сумму квадратов зарядов (это также даст множитель 5). Первый путь не годится, потому что в любом случае формфактор, протонный или ядерный, должен быть. Второй путь также не годится буквально, поскольку мы специально выбрали область с большими  $t$ , чтобы оставить только взаимодействие на нуклонах. В дальнейшем надо исследовать влияние взаимодействия на ядра и поставить правильный заряд в вершине.

### 5.3 Переход от процесса $\mu^+A \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+A$ к процессу $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ .

Для того, чтобы осуществить пересчет величины сечения, надо учесть два фактора. Во-первых, рождение резонанса происходит не на протоне, а на ядре. Это учитывается с использованием результатов работы ([7]), где было измерено отношение сечений образования  $J/\psi$  на различных мишенях. В нашем случае этот фактор составил 0.93.

Во-вторых, надо перейти к рождению резонанса на фотоне, используя приближение Вайцзеккера-Вильямса и вычисляя эквивалентный поток фотонов. Измеряемое сечение  $\mu p$ , являющееся взвешенной суммой сечений рождения на продольно и поперечно поляризованном фотонах может быть выражено через поток фотонов  $\Gamma$  и эффективное сечение рождения  $\sigma_{\gamma^*p}^{eff}(x, y, Q^2)$ , которое может быть сравнено с результатами других экспериментов. Мы используем выражение для потока фотонов ([11])

$$\Gamma = \frac{\alpha(1 + (1 - y)^2)}{2\pi Q^2 x}$$

При таком преобразовании для сечения, измеренного только как функция  $W$  (полученного подсчетом мюонного потока), возникает следующая проблема. Максимальное отношение весов, с которыми входят события из разных областей по  $Q^2$  и  $x$  (либо  $Q^2$  и  $W$ , поскольку это не более чем смена координат) порядка 300. Вследствие этого сигнал на массовой гистограмме оказывается сильно зашумлен, и систематическая ошибка фитирования составляет 20% для бинов с  $W > 10$  ГэВ. Пересчет производился для метода, использующего мюонный поток.

Окончательное значение сечения рождения получается делением на вероятность распада по мюонному каналу —  $5.88 \pm 0.10\%$  ([6]). Результаты измерений представлены в Таблице 9.

## 6 Результаты работы и сравнение с аналогами.

На рис.17 представлены экспериментальные результаты в сравнении с аналогами: результатами группы H1 (HERA), экспериментов E401, E516. Видно, что в области перекрытия они находятся в согласии. „Завал“ сечения при маленьких  $W$  может быть объяснен малой статистикой в этой области

(и наличием неизвестных пока погрешностей) и требует дальнейшего исследования; в соответствии с теорией Реддже начиная с некоторого момента зависимость от  $W$  должна исчезнуть.

В дальнейшем необходимо разобраться с калибровочным процессом (в частности, определить, на чем происходит взаимодействие), сделав Монте-Карло. Также надо включить экспериментальную статистику за 2005 год.

## Список литературы

- [1] G.Mallot et al, Nucl. Instruments and Methods A518(2004)121.
- [2] ZEUS Coll., S.Chekanov et al., Nucl. Phys. B695:3-37, 2004.
- [3] ZEUS Collab., J.Breitweg et al., Eur. Phys. J. C6:603-627, 1999.
- [4] H1 Collab., A. Aktas et al., Eur. Phys. J. C46 (2006) 585-603.
- [5] H1 Collab., C. Adloff et al., Phys. Lett. B539 (2002) 25.
- [6] Particle Data Group, K.Hagiwara et al., Phys. Rev. D66, 010001, 2002.
- [7] D. Sokoloff et al., Phys. Rev. Lett. 57, 3003-3006, 1986.
- [8] M.Arneodo, L.Lamberti, M.Ryskin, DIPSI:a Monte Carlo generator for elastic vector meson production in charged lepton-proton scattering, Comput. Phys. Commun. 100:195-214, 1997.
- [9] E.Boos et al. [CompHEP Collaboration], CompHEP 4.4: Automatic computations from Lagrangians to events, Nucl. Instrum. Meth. A534(2004), p250.
- [10] A.Pukhov and et al., CompHEP - a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 3.3.
- [11] H1 Collab., C. Adloff et al., Nucl. Phys. B497:3-30, 1997.

	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17
8-9	<b>0.6±0.05</b>	0.065±0.02							
9-10	0.03±0.01	<b>2.0±0.1</b>	0.18±0.03						
10-11		0.12±0.025	<b>5.15±0.15</b>	0.21±0.025					
11-12			0.23±0.03	<b>6.30±0.15</b>	0.47±0.06				
12-13				0.28±0.03	<b>16.0±0.3</b>	0.53±0.06			
13-14					0.42±0.05	<b>21.3±0.4</b>	0.48±0.06		
14-15						0.73±0.07	<b>27.0±0.4</b>	0.55±0.06	
15-16							0.53±0.06	<b>32.0±0.45</b>	0.7±0.15
16-17								0.73±0.07	<b>17.1±0.7</b>

Таб. 1: Матрица восстановления.

W	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17
N(RD) <sub>2003</sub>	2±1.4	29±5.4	51±7	72±8.5	157±12.5	217±15	177±13	139±12	65±8
N(RD) <sub>2004</sub>	12±3.5	44±6.5	96±10	173±13	259±16	277±17	242±16	287±17	80±9
N(RD) <sub>tot</sub>	14±4	73±8.5	147±12	245±16	416±20	494±22	419±20	426±21	145±12

Таб.2: Число зарегистрированных событий (вверху). Таб.3: Обращенная матрица восстановления (внизу).

	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17
8-9	<b>167±13</b>	-5.4±1.5							
9-10	-2.3±0.9	<b>50±2.4</b>	-1.7±0.3						
10-11		-1.1±0.25	<b>19.5±0.5</b>	-0.65±0.08					
11-12			-0.72±0.095	<b>15.9±0.35</b>	-0.46±0.06				
12-13				-0.28±0.03	<b>6.26±0.13</b>	-0.16±0.02			
13-14					-0.12±0.02	<b>4.70±0.08</b>	-0.083±0.01		
14-15						-0.12±0.012	<b>3.70±0.06</b>	-0.06±0.007	
15-16							-0.062±0.007	<b>3.13±0.045</b>	-0.13±0.03
16-17								-0.13±0.015	<b>5.86±0.24</b>



Периоды 2003 года	Поток $\mu^+$ , E+12	Периоды 2004 года	Поток $\mu^+$ , E+12
P1A	2.97	W22	5.12
P1B	2.46	W23	3.44
P1C	2.79	W26	3.49
P1D	3.44	W27	1.99
P1E	4.06	W28	2.22
P1F	3.15	W29	2.05
P1I+P1J	9.55	W30	3.22
		W31	3.08
		W32	4.52
		W37	4.98
		W38	5.27
		W39	2.96
		W40	2.19
<i>Sum</i> <sub>2003</sub>	28.4	<i>Sum</i> <sub>2004</sub>	44.5

Таб. 4: Поток мюонов в 2003-2004 гг.

W GeV/ $Q^2$ GeV <sup>2</sup>	0-0.5	0.5-1.0	1.0-2.0	2.0-5.0
0-12	0.218	0.184	0.195	0.223
12-14	0.204	0.196	0.191	0.226
14-16	0.212	0.212	0.192	0.218
16-18	0.192	0.201	0.203	0.212

Таб. 7: Теоретическое сечение рождения мюонных пар  $\sigma_{BH}$  pb.

W GeV/ $Q^2$ GeV <sup>2</sup>	0-0.5	0.5-1.0	1.0-2.0	2.0-5.0
0-12	14.5±2.4	1.9±0.5	0.73±0.17	0.31±0.7
12-14	4.45±0.5	0.65±0.15	0.75±0.16	0.28±0.05
14-16	2.35±0.25	0.74±0.1	0.36±0.05	0.465±0.07
16-18	0.51±0.1	0.23±0.05	0.31±0.07	0.36±0.08

Таб. 8: Сечение реакции  $\mu p \rightarrow \mu p J/\psi$ , определенное по калибровочному процессу,  $\sigma_{J/\psi}$  pb.

$W$	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17
$Eff, \%$	$0.88 \pm 0.06$	$2.8 \pm 0.1$	$7.0 \pm 0.2$	$13.3 \pm 0.3$	$19.1 \pm 0.4$	$26.5 \pm 0.4$	$32.0 \pm 0.5$	$37.5 \pm 0.5$	$19.8 \pm 0.8$

Таб. 5: Эффективность восстановления событий, полученная делением бинов по  $W$ .

$W$	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17
$\sigma, [pb]$	$14 \pm 4$	$23 \pm 3$	$17 \pm 2$	$24.6 \pm 2.9$	$15.8 \pm 1.7$	$14.7 \pm 1.6$	$9.9 \pm 1.0$	$8.6 \pm 0.9$	$5.3 \pm 0.7$

Таб. 6: Сечение реакции  $\mu p \rightarrow \mu p J/\psi$ , полученное с использованием потока мюонов.

$W$	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17
$\sigma_{\pm stat. \pm syst., [nb]}$	$4.9 \pm 0.5 \pm 0.5$	$9.4 \pm 0.9 \pm 1.9$	$7.5 \pm 0.7 \pm 1.6$	$9.8 \pm 1.0 \pm 2.0$	$6.2 \pm 0.6 \pm 1.2$	$10.9 \pm 1.1 \pm 2.0$	$8.5 \pm 0.8 \pm 1.6$	$6.7 \pm 0.7 \pm 1.3$

Таб. 9: Сечение реакции  $\gamma^* p \rightarrow p J/\psi$ , полученное с использованием потока мюонов.

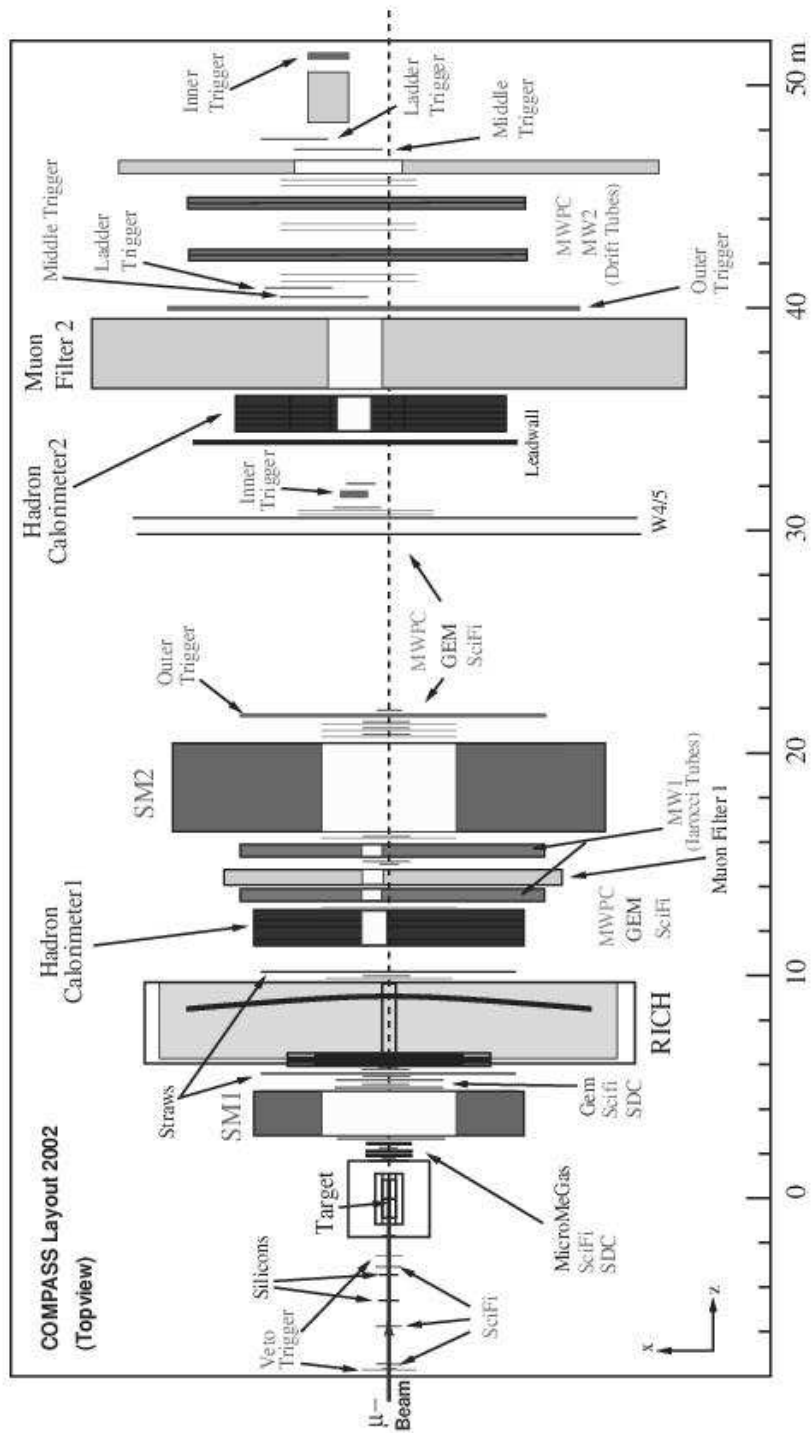


Рис. 1: Схема экспериментальной установки.

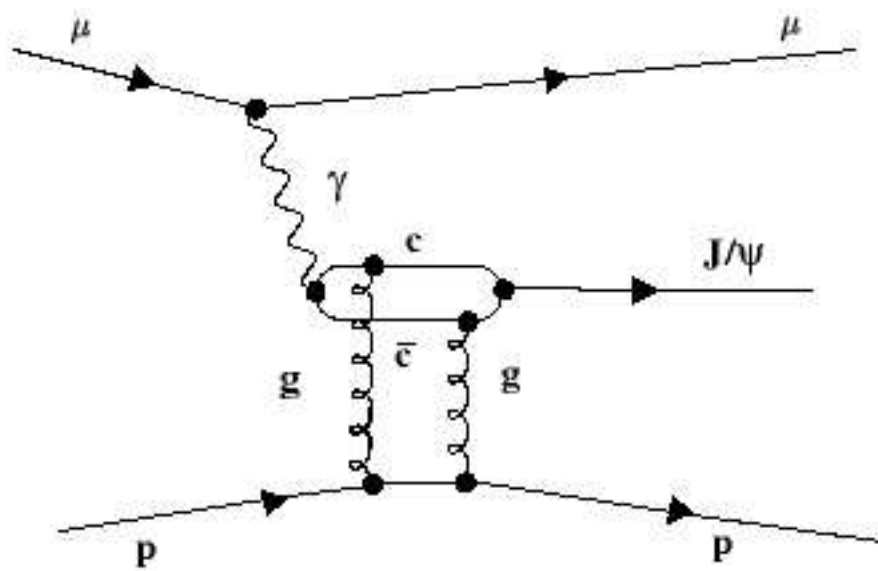


Рис. 2: Фейнмановская диаграмма процесса.

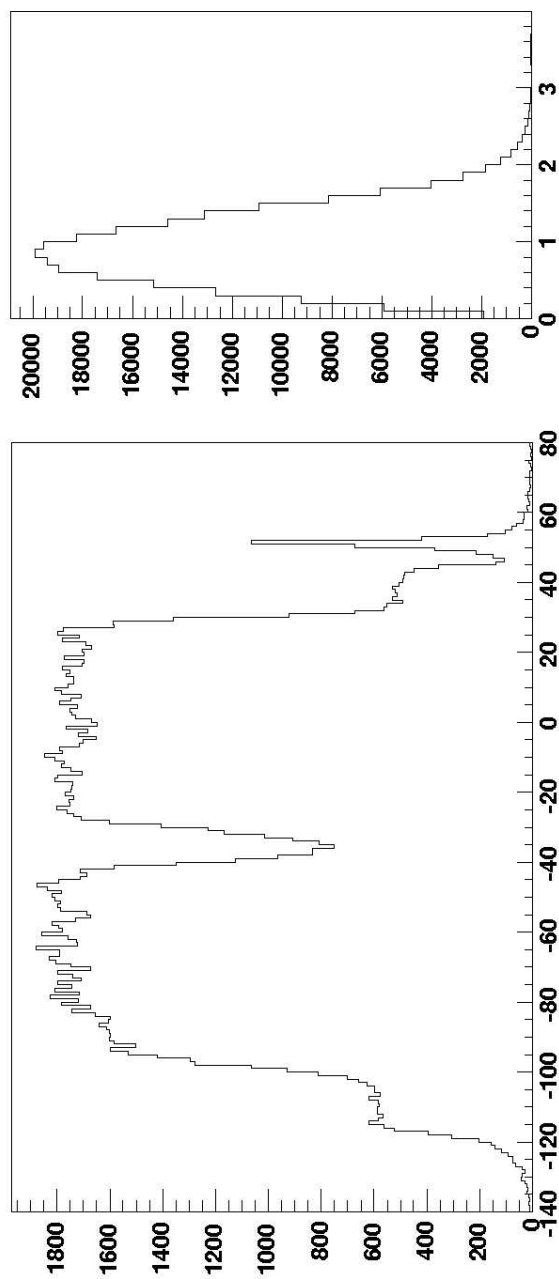


Рис. 3: Распределения по координате вершины: по  $Oz$  (слева) и по  $R$  (справа).

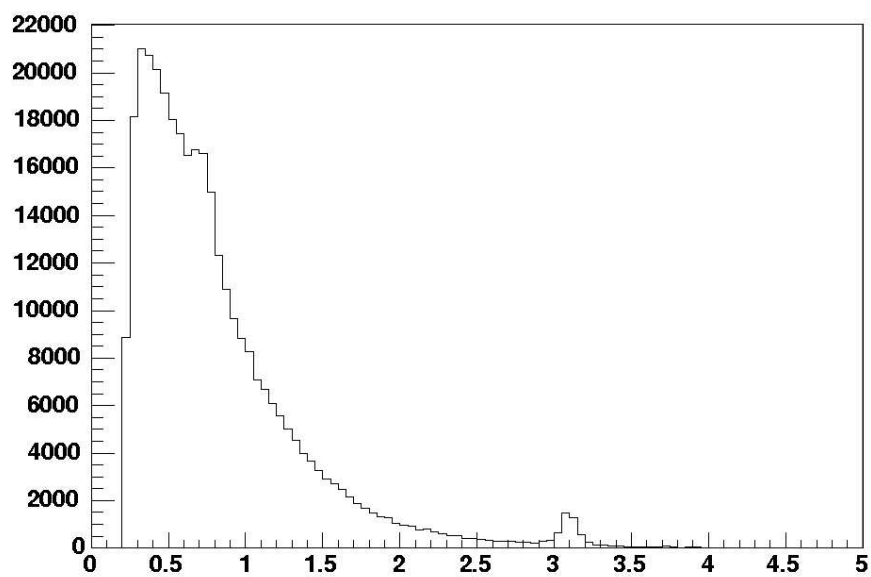


Рис. 4: Двухзаходный массовый спектр.

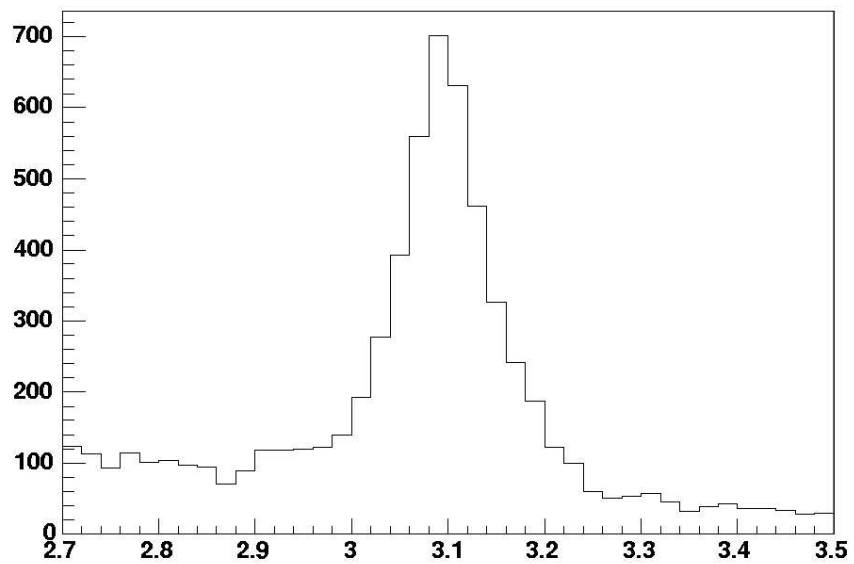


Рис. 5: Двухзаходный массовый спектр (область масс  $J/\psi$ ).

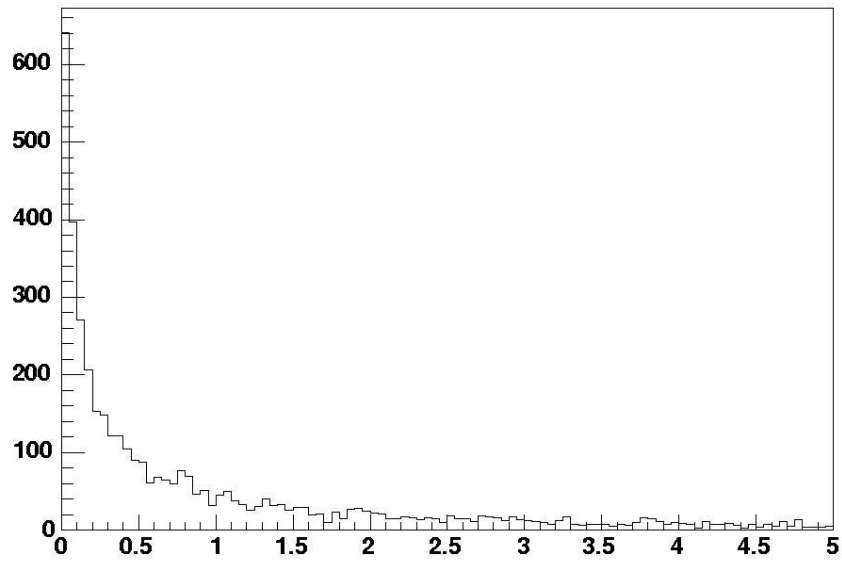


Рис. 6: Распределение по  $Q^2$  в области масс  $J/\Psi$ .

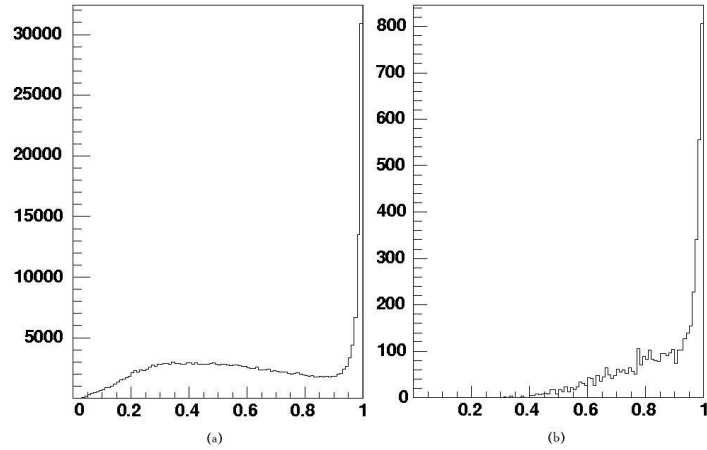


Рис. 7: Распределение по  $z$  — разделение по эксклюзивности: вся статистика (a) и события из массовой области  $J/\psi$  (b).

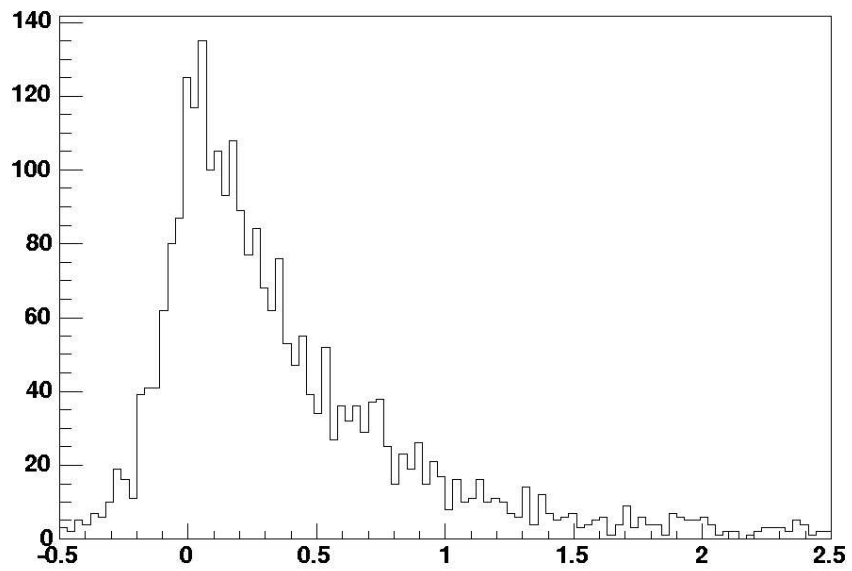


Рис. 8:  $t$ -распределение для событий из массовой области  $J/\psi$ .

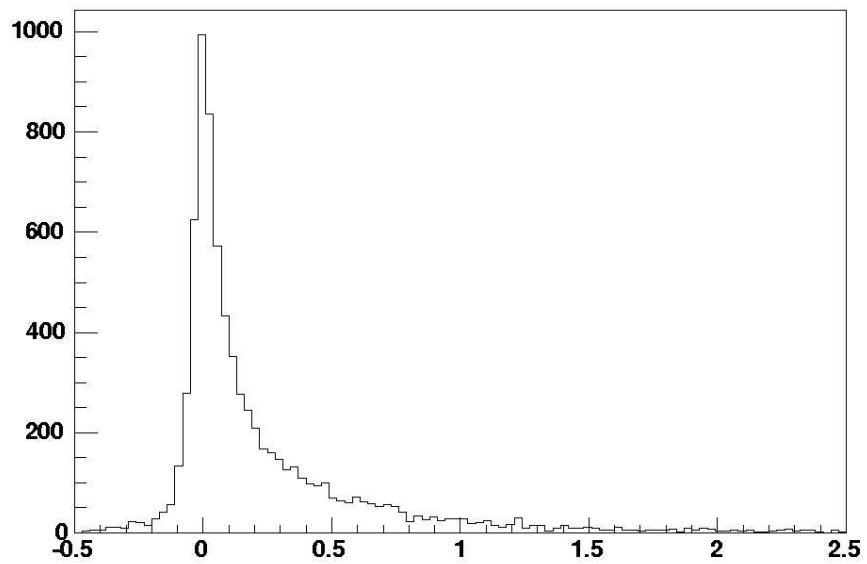


Рис. 9:  $t$ -распределение для событий из массовой области  $BH$ .



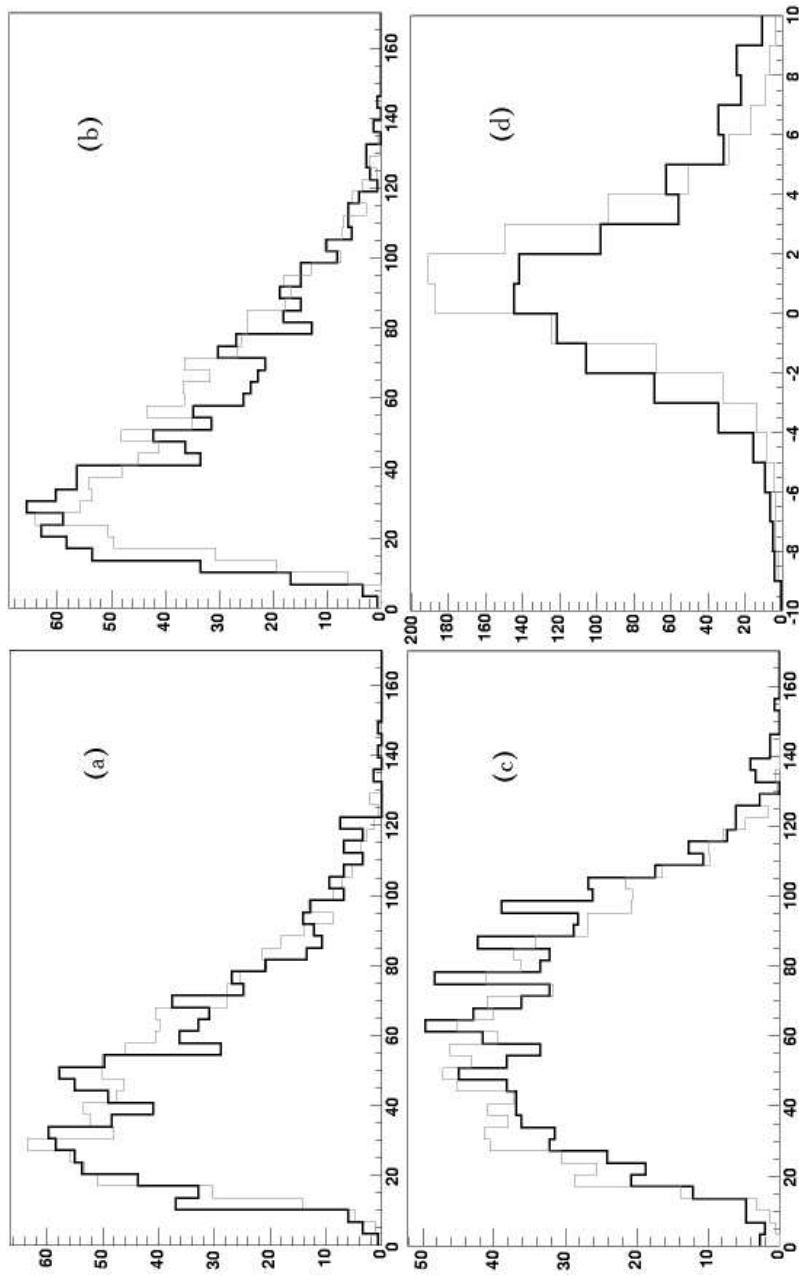


Рис. 10: Сравнение  $MC$  и  $RD$ : импульсы положительных мюонов ( $a$  и  $b$ ), импульс отрицательного мюона ( $c$ ) и восстановленная масса протона ( $d$ ). Тонкая линия соответствует  $MC$ , жирная —  $RD$ .

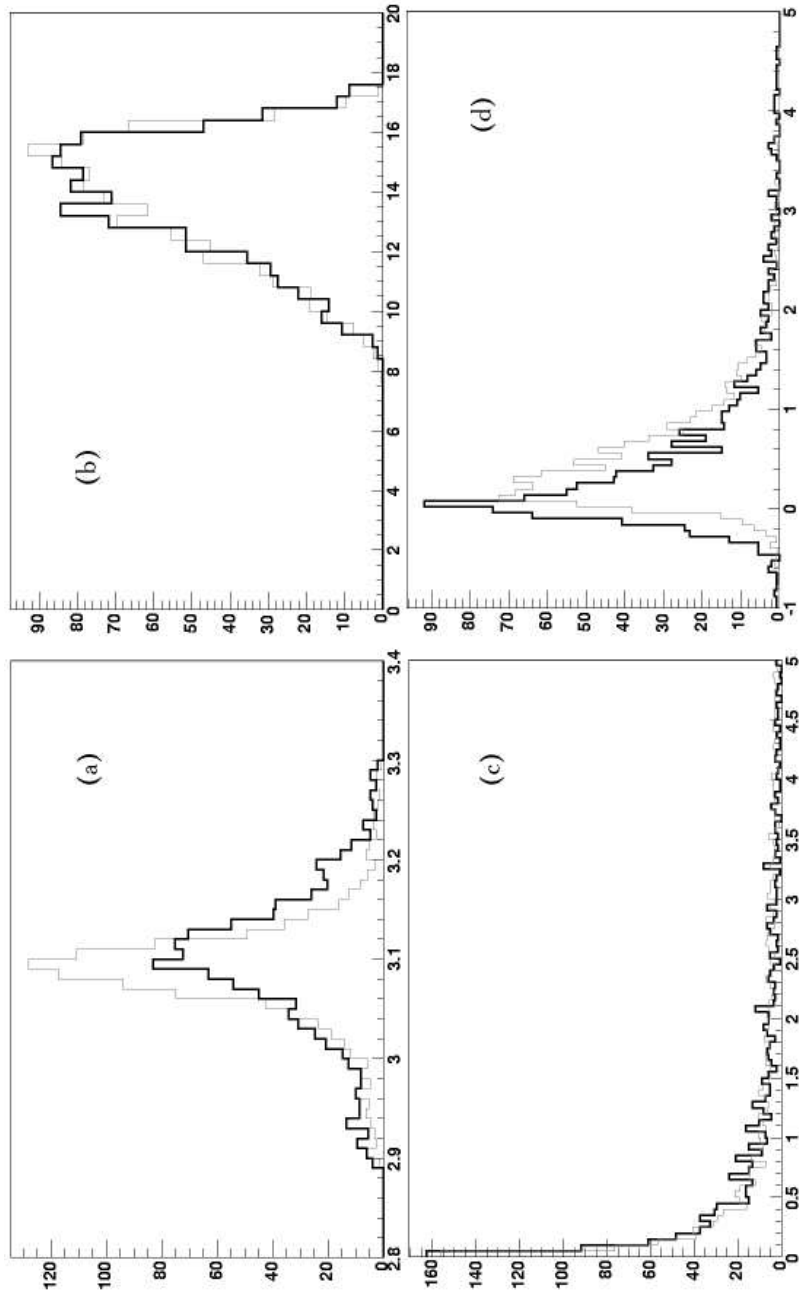


Рис. 11: Сравнение  $MC$  и  $RD$ : восстановленный сигнал  $J/\psi$  (a), переменная  $W$  (b), переменная  $Q^2$  (c) и переменная  $t$  (d). Тонкая линия соответствует  $MC$ , жирная —  $RD$ .

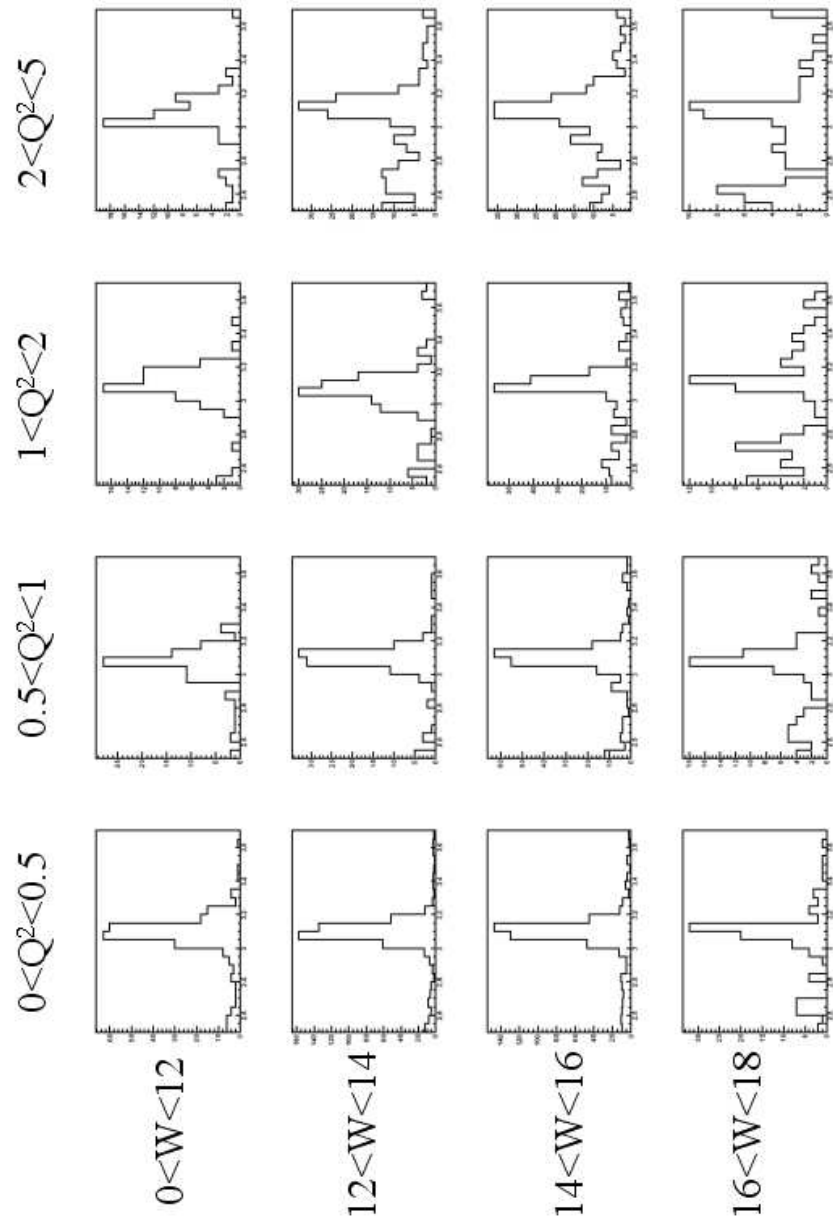


Рис. 12: Массовые спектры в области  $J/\psi$ .

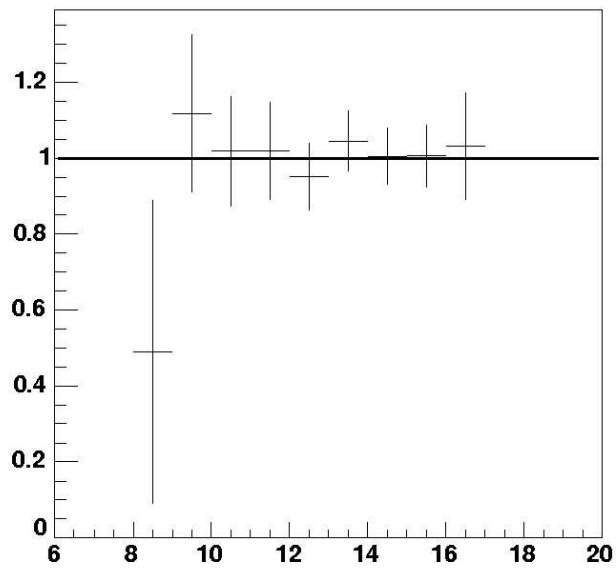


Рис. 13: Отношение числа событий, восстановленных первым и вторым способами в методе, использующем мюонный поток.

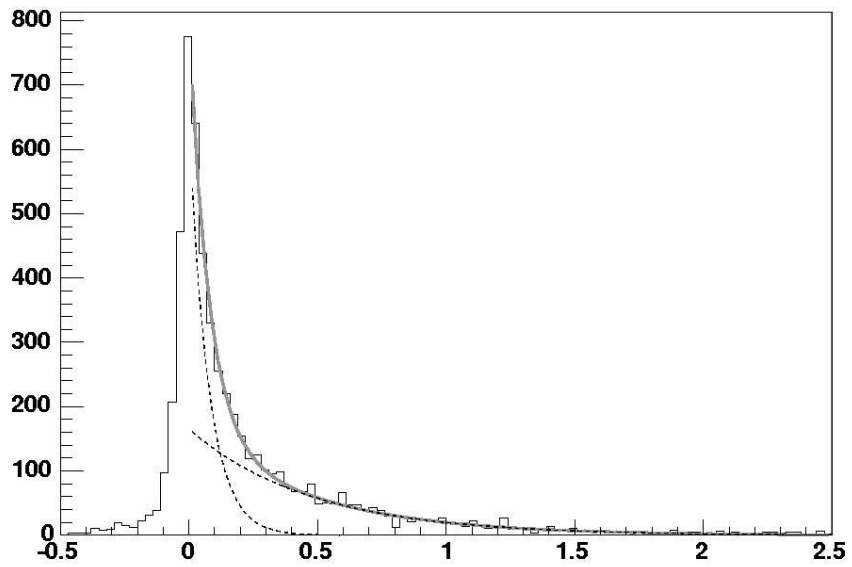


Рис. 14:  $t$ -распределение и разделение по дифракционности.

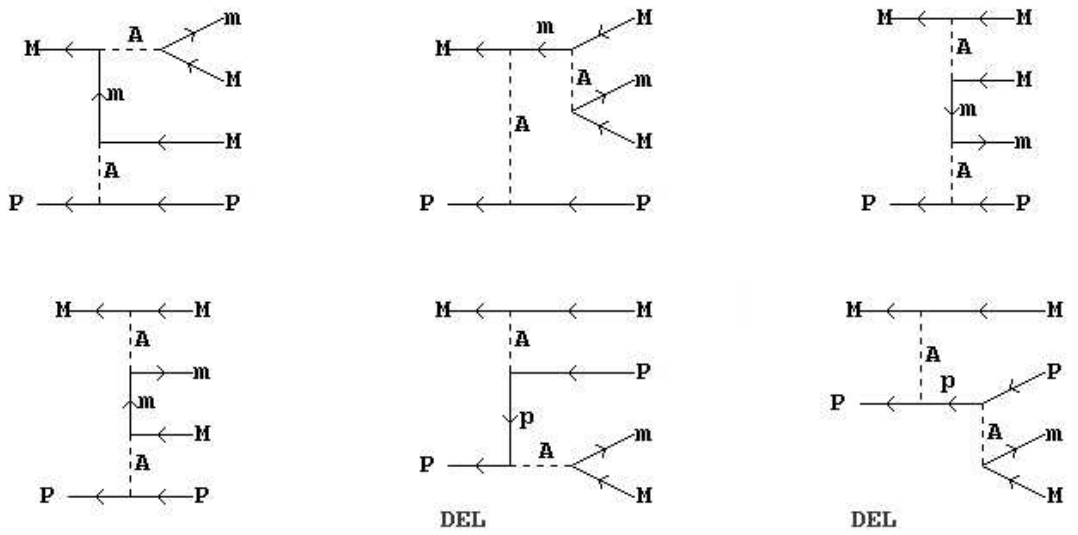


Рис. 15: Диаграммы для рождения мюонных пар.

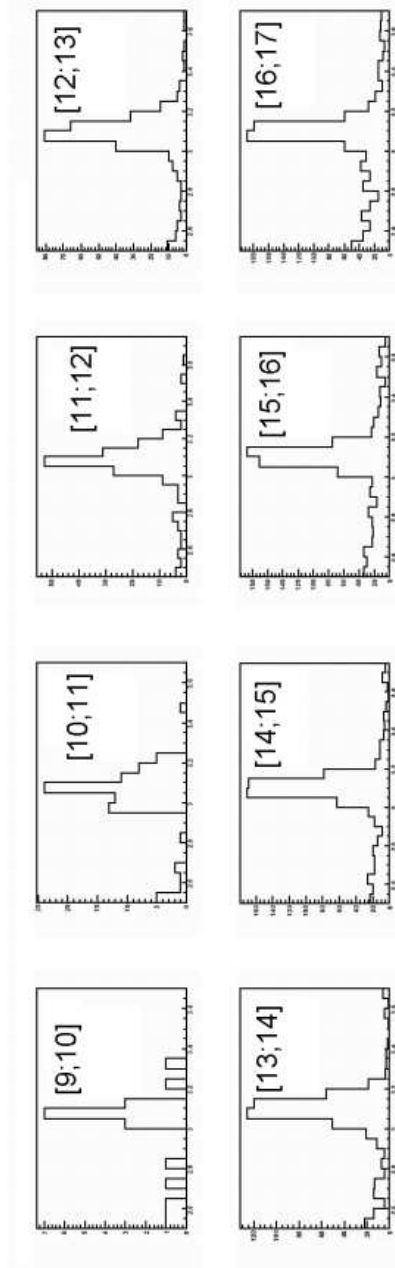


Рис. 16: Массовые спектры в области  $J/\psi$ .

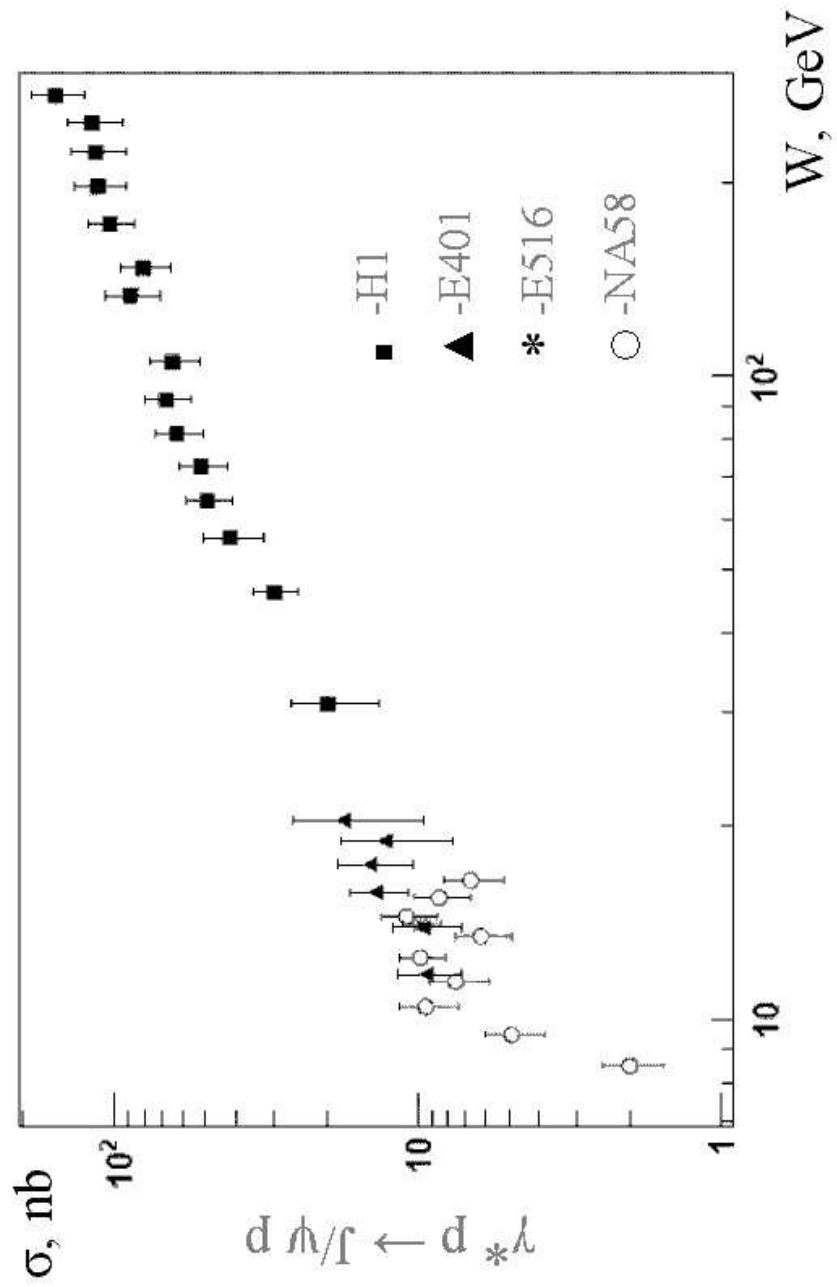


Рис. 17: Сравнение с аналогами.