

И. И. Катков, В. А. Кузьмин

**Применение метода вероятностной функции
фазового пространства
к изучению рождения J/ψ -мезонов
на электрон-протонном коллайдере HERA
в эксперименте ZEUS**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2006 - 1/800

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА

И. И. Катков, В. А. Кузьмин

**Применение метода вероятностной функции
фазового пространства
к изучению рождения J/ψ -мезонов
на электрон-протонном коллайдере HERA
в эксперименте ZEUS**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2006 - 1/800

I. I. Katkov, V. A. Kuzmin

e-mail: katkov@hep.sinp.msu.ru, kuzmin@sinp.msu.ru

**Application of the phase space probability method in the study of J/ψ -mesons
production in the ZEUS detector at the electron-proton collider HERA**

Preprint SINP MSU - 2006 - 1/800

Abstract. Basic principles of the phase space probability method are described. The performance of the method is studied for muon identification in the (depleted) uranium-scintillator calorimeter of the ZEUS detector which is in operation at the electron-proton collider HERA. The method provides lepton identification with high efficiency and low hadron contamination.

И. И. Катков, В. А. Кузьмин

**Применение метода вероятностной функции фазового пространства к изучению
рождения J/ψ -мезонов на электрон-протонном коллайдере HERA в эксперименте
ZEUS**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2006 - 1/800

Аннотация. В данной работе излагаются основные принципы метода вероятностной функции фазового пространства. Изучаются характеристики метода в применении к задаче идентификации мюонов в ураново-сцинтилляционном калориметре установки ZEUS, работающей на электрон-протонном коллайдере HERA. Метод отличается высокой эффективностью идентификации лептонов и низкий процент адронной примеси.

© И. И. Катков, В. А. Кузьмин, 2005
© НИИЯФ МГУ, 2005

1 Введение

При анализе событий, получаемых на ускорителях высокой энергии (УВЭ), возникает задача восстановления картины взаимодействия, для которой необходима идентификация частиц по откликам в детекторе. Современный детектор — это сложнейшая многокомпонентная система для измерения как топологических, так и энергетических характеристик события, зарегистрированного детектором после взаимодействия. Каждое событие, зарегистрированное детектором, можно рассматривать как точку многомерного фазового пространства, число измерений которого соответствует числу каналов снимаемой информации.

Теоретически изучение количественных характеристик различных физических процессов возможно, если возможно выделение области фазового пространства, соответствующие этим физическим явлениям. Однако число информационных каналов современного детектора для регистрации событий на УВЭ достигает нескольких десятков тысяч, что принципиально затрудняет практическую работу в пространстве такой размерности.

Тем не менее методы идентификации по положению точки-события широко используются в экспериментальной физике высоких энергий для идентификации, например, только отдельных частиц, когда размерность фазового пространства за счет выбора переменных обычно порядка десяти или нескольких десятков. Наиболее часто для этих целей используется метод искусственных нейронных сетей (ИНС) [1], дающий хорошие результаты для широкого класса задач идентификации. При этом мы не можем всегда быть уверенными, что найденное решение с помощью ИНС данной конфигурации будет наилучшим, которое можно получить данным методом. Это особенно важно, когда мы хотим выделить слабый сигнал на фоне сильного шума, когда в фазовом пространстве сигнал и шум имеют общие области перекрытия.

Очень быстрое развитие компьютерной техники последние десятилетия открывает новую возможность прямого вычисления многомерной функции пространственного распределения того или иного события, используя для этого компьютерное моделирование тех процессов, которые мы наблюдаем экспериментально. В этой работе мы используем метод вероятностной функции фазового пространства (МВФФП) [2] для идентификации мюонов в событиях, полученных на электрон-протонном ускорителе HERA [3, 4] и зарегистрированных установкой ZEUS. Мы представим результаты измерения неупругого электророждения J/ψ -мезонов, в которых J/ψ -мезоны реконструировались в мюонной моде распада [5]. В ходе анализа данных установки ZEUS было проведено исследование эффективности идентификации мюонов как с помощью МВФФП в ураново-сцинтилляционном калориметре, так и независимо в мюонных камерах установки. Сравнение данных результатов с полученными ранее на установке H1 [6], также работающей на ускорителе HERA, позволяет оценить надежность применения МВФФП на реальных экспериментальных данных. Результаты, полученные с помощью МВФФП, раскрывают потенциал этого метода для задач идентификации частиц.

2 Метод построения вероятностной функции фазового пространства

Предположим, что в нашем распоряжении имеется детектор, который может регистрировать события разных типов. Каждое событие определяется набором m чисел:

$$X_1, X_2, \dots, X_m, \quad (1)$$

и может рассматриваться как точка X m -мерного фазового пространства. Для каждого типа событий существует функция распределения вероятности: $F_a(X)$ такая, что

$$\int_V F_a(X) dX = 1, \quad (2)$$

где a обозначает тип процесса, а интегрирование идет по всей области изменения переменных X . Если данный детектор был спроектирован для регистрации событий типа a , то их место в

m -мерном фазовом пространстве должно быть обособлено от событий других типов. Другими словами, должна существовать область пространства, где функция F_a должна быть значительно больше суммы аналогичных функций для остальных типов событий. Назовем все события, которые не являются событиями типа a , событиями типа b . Далее предположим, что мы имеем набор событий, зарегистрированных детектором, где мы знаем о каждом событии — какому типу оно принадлежит. Такой набор данных может быть получен как экспериментальным путем — регистрацией заведомо известных событий, так и математическим моделированием работы детектора. Итак, пусть N_a событий из этого набора принадлежат типу a , а остальные N_b являются событиями типа b . Рассмотрим элемент объема

$$\Delta V = \Delta X_1 \Delta X_2 \dots \Delta X_m \quad (3)$$

в окрестности точки X . Пусть в него попало n_a и n_b событий соответственно типа a и типа b из нашего набора событий. Введем функцию

$$P(X, \Delta V) = \begin{cases} \frac{n_a N_b}{n_a N_b + n_b N_a} & n_a + n_b \neq 0 \\ 0 & n_a + n_b = 0 \end{cases} \quad (4)$$

Функция P положительна и достигает максимума, равного единице, при $N_b \rightarrow \infty$ и нулевого значения при $N_b = 0$. Если события типа a и b независимы, то при $N_a, N_b \rightarrow \infty$ и $\Delta V \rightarrow \infty$ функция P определяет вероятность для события с координатой X оказаться событием типа a . В действительности мы всегда имеем дело с конечными числами и не можем построить точную функцию распределения вероятности по известным нам событиям. Однако мы можем разбить наше фазовое пространство с помощью, например, многомерной решетки, и вычислить функцию P для каждой отдельной ячейки. Можем ли мы использовать формулу (4) для вычисления соответствующей вероятности внутри ячеек? Очевидно, да, для описания исходного набора событий, и возможно нет, если мы хотим использовать наш первоначальный набор при работе с другими событиями. Ситуация полностью аналогична той, когда мы “переоцениваем” тренировочные данные в методе ИНС. Вводя решетку в фазовое пространство, мы разбиваем его на ячейки, которые могут содержать события из нашего набора или нет. Это может произойти как по причине конечности чисел N_a и N_b так и просто из-за того, что данное место не является областью определения для функции распределения событий данного типа. Чтобы избежать “переоценки” исходного (тренировочного) набора событий мы введем сглаживание функции P для данной ячейки решетки, используя информацию из соседних ячеек:

$$P^{cor} = \begin{cases} \sum_{k=1}^L \frac{1}{2} \left(\frac{l1 \cdot P1_k + l2 \cdot P2_k}{2L \cdot (l1 + l2)} + P \right) & n_a + n_b \leq n_{min} \\ P & n_a + n_b > n_{min} \end{cases}, \quad (5)$$

где $P1_k$ и $P2_k$ значения функции P в соседних ячейках, чьи центры лежат на прямой, проходящей через центр рассматриваемой ячейки, а $l1, l2$ — соответствующие расстояния от центра данной ячейки до центров соседних. Очевидно, что число таких пар в пространстве размерности m равно $L = (3^{(m-1)} - 1)/2$. После такой коррекции мы будем использовать функцию P^{cor} , полученную на тренировочном наборе для определения принадлежности события из другого набора типу a . Выбрав пороговое значение P_{cut} и вычислив P^{cor} для ячейки, внутри которой находится фазовая точка события X , мы отнесем данное событие к типу a , если

$$P^{cor} > P_{cut}. \quad (6)$$

3 Первичная обработка калориметрической информации

Детектор ZEUS на электрон-протонном ускорителе HERA работает в магнитном поле сверхпроводящего магнита. Трековый детектор окружен хорошо сегментированным ураново-сцинтилляционным калориметром (UCAL), который в свою очередь окружен еще одним вспомогательным

калориметром (ВАС) и системой мюонных камер. Детальное описание детектора эксперимента ZEUS может быть найдено, например, в [7]. В настоящей работе для идентификации мюонов используется скомпенсированный ураново-сцинтилляционный калориметр (УСК) установки ZEUS [8]. Слово компенсация в названии обозначает, что отклик калориметра для адронов и электронов одной энергии одинакова.

Механически УСК состоит из трех частей: передней (FCAL), покрывающей телесный угол $3^\circ < \theta < 37^\circ$; средней (BCAL), соответствующей углам $37^\circ < \theta < 129^\circ$; и задней (RCAL), покрывающей диапазон углов $129^\circ < \theta < 176^\circ$ ¹⁾. Ячейки каждой из частей калориметра сгруппированы в “башни” с поперечным размером около 20×20 см². В продольном направлении калориметр состоит из электромагнитной (ЕМС) и двух адронных (НАС1, НАС2) секций (в задней части калориметра — одна секция). Схематически структура УСК вместе с используемой в эксперименте ZEUS системой координат показаны на рис. 1.

Съем информации производится с каждой ячейки с помощью двух фотоумножителей и считывающей электроники. Глубина калориметра составляет 7 пробегов взаимодействия в передней части, 5 в средней и 4 в задней. Глубина электромагнитных ячеек — 25 радиационных длин. Уровень шумов УСК определяется в основном естественной радиоактивностью рабочего вещества — обедненного урана — и в среднем составляет порядка 15 МэВ для электромагнитной ячейки и 30 МэВ для ячейки адронной секции. Для подавления шумов вводятся пороги в 60 МэВ для ЕМС- и 110 МэВ для НАС-ячеек. Превышение этих пороговых значений наблюдается в среднем в пяти ЕМС- и двух НАС-ячейках из общего числа 5918 ячеек.

Первичная обработка информации от калориметра направлена на понижение размерности фазового пространства, в котором событие представлено точкой. Она заключается в анализе всех энерговыделений в УСК, зарегистрированных после $e p$ -взаимодействия. Вначале все ячейки калориметра с энерговыделением группируются в так называемые “острова” по следующему алгоритму. Ищется ячейка с максимальной энергией. К этой ячейке добавляются все соседние с ненулевым энерговыделением, если они касаются друг друга хотя бы одной плоскостью. Это множество ячеек (может состоять и из одного элемента) определяет “остров”, который далее исключается из рассмотрения, и описанная процедура повторяется пока не исчерпаются все ячейки с энерговыделением. Для каждого “острова” находится геометрический центр энерговыделения как сумма геометрических центров энерговыделений каждой ячейки “острова”, взятых с весом пропорционально выделенной в этих ячейках энергии.

Следующий шаг заключается в объединении отдельных “островов” в энергетические кластеры. Так как мы изучаем частицы приходящие из точки взаимодействия, то в энергетический кластер объединяются все “острова”, которые попадают внутрь конуса угла 2α , вершина которого совпадает с точкой взаимодействия. Процедура кластеризации начинается с “острова” с наибольшей энергией. Угол α возрастает от 3° для направлений перпендикулярных поверхности калориметра до 9° при угле наклона 45° . Этот интервал определяется геометрической структурой УСК, форма ячеек которого близка к параллелепипеду (средняя часть калориметра) или является им (передняя и задняя части). В случае когда частица входит в калориметр под большим углом к его поверхности, она может оставлять след в виде отдельных “островов”, которые касаются друг друга только углами ячеек. Процедура кластеризации необходима, чтобы объединить такие “острова” в кластеры.

4 Выбор фазового пространства и построение вероятностной функции для мюонов

В предыдущем разделе мы описали алгоритм формирования энергетических кластеров в калориметре. Наша задача состоит в определении их природы, а точнее, в идентификации тех кластеров,

¹⁾В эксперименте ZEUS используется правая система координат с осью Z , направленной по протонному пучку, осью Y , совпадающей с вертикалью и осью X , направленной к центру ускорительного кольца. Полярный угол θ измеряется от положительного направления оси Z . Центр системы координат помещен в номинальную точку взаимодействия.

которые были образованы оказавшимися в калориметре мюонами. В работе [2] было показано, что метод вероятностной функции фазового пространства МВФФП дает лучшие результаты по идентификации мюонов в УСК установки ZEUS, чем ИНС, что предопределило использование этого метода в настоящей работе.

Следующий шаг — это выбор фазового пространства, которое будут заполнять калориметрические кластеры различной природы. Энерговыведение в калориметре имеет пространственную структуру, которая отражает природу вызвавшей его частицы. Поэтому выбор переменных должен в первую очередь учитывать этот факт. Отклик калориметра на прохождение мюонов определяется в основном их ионизационными потерями в уране. Энерговыведение происходит в узкой полосе вдоль траектории движения мюонов в веществе калориметра. В качестве переменных, отражающих продольные характеристики кластера, мы будем использовать величины энерговыведений в различных секциях УСК (E_{emc} , E_{hac1} , E_{hac2}), а для оценки поперечных размеров кластера — числа ячеек калориметра с энерговыведением в этих секциях (N_{emc} , N_{hac1} , N_{hac2}). Выбранные таким образом величины при прочих равных условиях зависят от направления движения первичной частицы, главным образом от полярного угла θ , который мы также будем использовать. Чтобы построить в семимерном фазовом пространстве функцию (5) для идентификации мюонов, нужно иметь достаточное число событий как с кластерами, образованными мюонами, так и с кластерами от других частиц. Такой “тренировочный” набор событий был получен с помощью Монте-Карло моделирования, которое использует пакет программ GEANT [9] для изучения эффективности работы детектора ZEUS. Моделирование учитывает все известные особенности отдельных компонент детектора и используемой триггерной системы. Настройка моделирования отклика различных компонент детектора и, в частности, УСК была проведена с использованием специальных экспериментов [10]. Для тренировочного набора было смоделировано порядка 10^6 событий прохождения через детектор одиночных мюонов и адронов. Все частицы вылетали из номинальной точки взаимодействия и имели энергии в интервале 1–40 ГэВ.

Вероятность большого энерговыведения мюоном очень мала, поэтому мы имеем возможность ограничить рабочую область (область определения) в фазовом пространстве. На рис. 2 представлены распределения энергии регистрируемой от мюонов в различных секциях калориметра по результатам моделирования. Более 99% мюонов выделяют в электромагнитной секции менее 1.6 ГэВ и менее 3.0 ГэВ в адронных. На рис. 3 представлены распределения для трех других переменных — числа ячеек мюонного кластера в различных секциях калориметра. Если выбрать пороговое значение равное 6-ти, то оно сохранит практически все мюонные события. Исходя из этого была выбрана рабочая область в фазовом пространстве, которая была поделена на ячейки, как это показано в таблице 1.

Для переменных θ , N_{emc} , N_{hac1} , N_{hac2} использовалась решетка с одинаковым расстоянием между узлами. Для энергий эти расстояния переменны. Наименьшие интервалы используются при малых значениях энерговыведения.

переменная	θ	E_{emc}	E_{hac1}	E_{hac2}	N_{emc}	N_{hac1}	N_{hac2}
минимальное значение	5°	0	0	0	1	1	1
максимальное значение	175°	3.5 ГэВ	6.5 ГэВ	6.5 ГэВ	6	6	5
число интервалов	34	7	7	7	6	5	5

Таблица 1. Рабочая область фазового пространства и структура решетки в нем.

На рис. 4 показана эффективность (efficiency) и надежность (purity) идентификации мюонов методом вероятностной функции фазового пространства при использовании вышеописанной семимерной решетки. В данном случае эффективность определяется как отношение числа смоделированных событий с мюоном, в которых выполнено условие (6), к полному числу смоделированных событий с мюоном. В свою очередь надежность определяется как отношение числа смоделированных событий с мюоном, в которых выполнено условие (6), к сумме этого числа и числа смоделированных событий с адроном, в которых также выполнено условие (6). Для расчета эффективности и надежности использовался независимый (по отношению к тренировочному) на-

бор событий. Пороговое значение $P_{cut} = 0.6$. Как и ожидалось из-за разных эффективных глубин калориметра, лучшие результаты мы имеем для переднего калориметра, а в заднем калориметре в силу отсутствия второй адронной секции результаты хуже, чем в других частях калориметра. При этом в передней части калориметра в используемом фазовом пространстве существует область, в которой при сохранении 60% от полного числа смоделированных событий с мюоном примесь событий с адроном составляет менее 0.5%.

5 Изучение эффективности МВФФП

Конечной целью анализа данных экспериментов при высоких энергиях в большинстве случаев является восстановление сечений. Общее выражение для вычисления сечения в нашем случае имеет вид:

$$\sigma = N/(B\mathcal{L}\mathcal{A}), \quad (7)$$

где σ — искомое сечение, N — число реконструированных событий интересующей нас природы в изучаемой выборке данных, B — относительная вероятность изучаемой моды распада (например, для распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ относительная вероятность есть $5.88 \pm 0.10\%$ [11]), \mathcal{L} — интегральная светимость соответствующая выборке, \mathcal{A} — так называемый акцептанс установки.

Акцептанс есть корректирующий фактор, учитывающий конечную эффективность детектора, триггера и реконструкции при восстановлении числа N . Акцептанс вычисляется с помощью уже упомянутого в разд. 4 моделирования по методу Монте-Карло как отношение числа восстановленных событий, в которых был смоделирован изучаемый сигнал, к полному числу таких событий и включает в себя, в частности, и эффективность идентификации частиц. Таким образом правильное вычисление акцептанса зависит от того, насколько точно моделирование воспроизводит характеристики установки и реконструкции событий. В случае идентификации частиц важно иметь методику оценки эффективности этой идентификации, применимую как к смоделированным событиям, так и реальным данным. В ходе анализа экспериментальных данных установки ZEUS по неупругому электроррождению чармония $ep \rightarrow e'\gamma^*p \rightarrow e'J/\psi X$ было проведено исследование эффективностей идентификации мюонов распада J/ψ с использованием такой методики.

Идея состоит в использовании двухтрековых (квазиупругих) событий глубоко-неупруго рассеяния²⁾, полученных в результате полностью инклюзивного или дифракционного на уровне триггера отбора, в которых инвариантная масса пары треков близка к номинальной массе J/ψ , причем один из треков (“первый”) идентифицируется как мюон независимо от другого (“второго”) трека. Поскольку вклады от фоновых событий при таком отборе подавлены (см. рис. 5), то частота, с которой “второй” трек идентифицируется как мюон методом вероятностной функции фазового пространства, и есть оценка эффективности МВФФП. Отбор событий для изучения эффективностей как на уровне триггера, так и на уровне окончательной реконструкции осуществляется таким образом, что соответствующая выборка событий независима от той, что используется для вычисления сечений неупругого электроррождения J/ψ -мезонов.

В анализе используется статистика, накопленная на установке ZEUS в 1996–2000 г.г. при стабильной работе мюонных камер, которой соответствует интегральная светимость $L \approx 109$ пбн⁻¹ (подробнее см. разд. 6). В 1998 г. была проведена модернизация ускорителя и экспериментальной установки, в связи с чем эффективности оценивались отдельно для данных, полученных в 1996–1997 г.г. ($L \approx 33$ пбн⁻¹) и 1998–2000 г.г. ($L \approx 76$ пбн⁻¹).

При отборе квазиупругих событий помимо отбора на уровне триггера требовалось, чтобы в центральном трековом детекторе было реконструировано только два или три трека (три, если один из треков соответствует рассеянному электрону). Все треки должны быть надежно реконструированы и отождествлены с восстановленной вершиной события. Каждый из треков, не ассоциированный с рассеянным электроном, должен иметь импульс по абсолютной величине больший 1 ГэВ, а в паре они должны давать инвариантную массу в интервале $2.95 \text{ ГэВ} < M < 3.25 \text{ ГэВ}$. Также требовалось, чтобы быстрота, соответствующая паре треков, находилась в

²⁾В событиях глубоко-неупругого рассеяния, или электроррождения, в отличие от фоторождения, в УСК установки ZEUS на электрон-протонном ускорителе HERA наблюдается рассеянный электрон e' .

интервале $-1.6 < y_{\psi \text{ lab}} < 1.3$, что соответствует центральной области трекера установки с хорошим акцептансом.

Переменная z , определяемая как доля энергии обменного фотона γ^* переданная чармонию (в данном случае — паре треков) в системе покоя протонного пучка, для квазиупругих событий принимает значения близкие к единице. В связи с этим накладывалось требование $z > 0.8$, снижая вероятность отбора событий, в которых не все треки были реконструированы ввиду ограниченного акцептанса трекового детектора.

На рис. 5 показаны спектры инвариантных масс для тех событий, которые прошли описанный выше отбор, а также содержат хотя бы один мюон (“первый” трек), идентифицированный в мюонных камерах установки и зафиксированный триггером. При этом алгоритмы идентификации мюона, как на уровне триггера, так и на уровне окончательной реконструкции, не используют информацию от УСК.

Теперь, используя пары треков, с помощью которых строились спектры масс на рисунке рис. 5, эффективность ε рассчитывается следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{\text{“вторые” треки, идентифицированные МВФФП}}{\text{все “вторые” треки}} \quad (8)$$

Таким образом в каждой в паре ищется тот трек, который был идентифицирован в мюонных камерах, т.е. “первый”, и в зависимости от того, идентифицирован другой (“второй”) трек с помощью МВФФП (при наличии требования $P > 0.4$; см. формулу (6)) или нет, изменяется числитель формулы (8). В том случае, когда оба трека были идентифицированы в мюонных камерах, рассуждения повторяются для каждого. В этом случае появляется неоднозначность, связанная с необходимостью отождествления информации на уровне триггера и на уровне окончательной реконструкции. Однако неоднозначность не влияет существенно на окончательный результат.

Определение (8) можно понимать как интегрально, так и дифференциально, т.е. в интервалах по тем или иным кинематическим переменным. На рис. 6 показана дифференциальные зависимости эффективности ε от полярного угла θ и абсолютной величины импульса p (“второго”) трека. Точками вместе со статистическими погрешностями показаны результаты, полученные в данных. Пунктирными гистограммами показаны зависимости, полученные применением той же процедуры к смоделированным событиям. Результаты приведены для статистики 1998–2000 г.г. Для моделирования событий использовалась специально настроенная для работы в условиях эксперимента ZEUS программа [12].

Следует отметить, что МВФФП дает хорошие результаты ($\varepsilon \approx 85\%$) даже для низкоэнергетичных мюонов с величиной импульса в интервале $1 < p < 1.8$ ГэВ. Относительно низкая эффективность во втором интервале распределения по полярному углу обусловлена наличием промежутка между передним и средним УСК ($\theta \approx 37^\circ$).

	МВФФП ($P > 0.4$, $p > 1$ ГэВ)	средние μ -камеры и триг. ($p_T > 1.4$ ГэВ)	задние μ -камеры и триг. ($p > 1.8$ ГэВ)
$\varepsilon_d(96-97)$	0.93 ± 0.03	0.47 ± 0.04	0.43 ± 0.07
$\varepsilon_{\text{МК}}(96-97)$	0.952 ± 0.008	0.540 ± 0.018	0.637 ± 0.029
$\varepsilon_d(98-00)$	0.92 ± 0.02	0.37 ± 0.03	0.41 ± 0.04
$\varepsilon_{\text{МК}}(98-00)$	0.930 ± 0.003	0.545 ± 0.005	0.655 ± 0.007
$\varepsilon_d/\varepsilon_{\text{МК}}(96-97)$	0.98 ± 0.03	0.87 ± 0.08	0.68 ± 0.11
$\varepsilon_d/\varepsilon_{\text{МК}}(98-00)$	0.98 ± 0.02	0.68 ± 0.05	0.63 ± 0.05

Таблица 2. Интегральные эффективности идентификации мюонов МВФФП и в мюонных камерах в данных (ε_d) и событиях, смоделированных по методу Монте-Карло ($\varepsilon_{\text{МК}}$).

Описанную процедуру можно повторить, поменяв МВФФП и мюонные камеры ролями, и оценить тем самым эффективность идентификации мюонов в мюонных камерах установки и соответствующем триггере. На рис. 7 показаны спектры инвариантных масс для событий, прошедших квазиупругую селекцию, в которых хотя бы один мюон был идентифицирован МВФФП.

Сравнивая величину сигнала и фона в окрестности номинальной массы мезона J/ψ на рис. 5 и рис. 7 можно судить о соотношении эффективностей и надежностей идентификации мюонов с помощью МВФФП и в мюонных камерах установки. Дифференциальные зависимости эффективности средних мюонных камер от поперечного импульса p_T и задних мюонных камер от абсолютной величины импульса p мюонного трека в данных и в смоделированных событиях показаны на рис. 8.

Полученные результаты позволяют заключить, что МВФФП на изолированных мюонах дает высокие показатели эффективности, которые хорошо воспроизводятся моделированием, как интегрально, так и дифференциально. Отношение интегральных эффективностей в данных и смоделированных событиях при $p > 1$ ГэВ и $P > 0.4$ составляет 0.983 ± 0.016 (взвешенное среднее значений для статистик 1996–1997 г.г. и 1998–2000 г.г.), причем соответствующую погрешность можно заключить в систематическую ошибку измерения сечений. В случае идентификации мюонов в мюонных камерах (и триггере) установки эффективность значительно ниже, хотя при этом выше надежность, т.е. ниже примесь адронов. Чтобы воспроизвести показатели эффективности мюонных камер в данных, требуется введение дополнительных поправок в моделирование событий.

Информация, полученная в результате исследования эффективности и надежности идентификации мюонов на установке ZEUS, использовалась при выборе стратегии отбора мюонов распада для анализа неупругого электророждения мезонов J/ψ .

6 Неупругое электророждение J/ψ -мезонов

Доминирующим механизмом неупругого электророждения мезонов J/ψ считается процесс фотон-глюонного слияния, $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$. Помимо непосредственного рождения J/ψ в процессе электрон-протонного взаимодействия, существуют вклады каскадных распадов мезонов $\psi(2S)$ и B -мезонов. Подавление вклада дифракционных процессов (см. рис. 9) является достаточно сложной задачей, поскольку часть образовавшихся в конечном состоянии частиц не регистрируются детектором, покидая его через ускорительный канал.

Данные эксперимента ZEUS по электророждению J/ψ -мезонов, $ep \rightarrow e' \gamma^* p \rightarrow e' J/\psi X \rightarrow e' \mu^+ \mu^- X$, при соударении протонного пучка с энергией $E_p = 820$ ГэВ или 920 ГэВ и электронного (или позитронного ³⁾), пучка с энергией $E_e = 27.5$ ГэВ соответствующие интегральной светимости 109 пбн^{-1} , были получены в кинематической области $2 < Q^2 < 80 \text{ ГэВ}^2$, $50 < W < 250 \text{ ГэВ}$, $0.2 < z < 0.9$, $-1.6 < y_{\psi \text{ lab}} < 1.3$ [5], где $Q^2 = -q^2$ — виртуальность обменного фотона γ^* , W — энергия системы $\gamma^* p$ в с.ц.м., определяемая из соотношения $W^2 = (p_p + q)^2$, $z = (p_\psi \cdot p_p)/(q \cdot p_p)$ (p_p — 4-импульс начального протона, q — 4-импульс обменного фотона γ^* , p_ψ — 4-импульс J/ψ -мезона).

Отбор событий на уровне триггера установки основывался на требовании присутствия кластера в УСК, соответствующего рассеянному электрону, а также идентификации в мюонных камерах установки по крайней мере одного мюонного кандидата, отождествленного с треком. Дальнейшие требования налагались с целью повышения надежности реконструкции рассеянного электрона, т.е. снижения примеси событий фоторождения; отбора неупругих событий, характеризующихся, в отличие от дифракционных событий и событий с дифракционной диссоциацией протона, большими величинами массы адронной системы в конечном состоянии и большими множественностями треков; отбора событий с J/ψ -мезоном, идентифицируемого по наличию пары разнозаряженных мюонов.

Основными реконструируемыми кинематическими параметрами события являются энергия (E'_e) и полярный угол (θ'_e) рассеянного электрона, а также 4-импульсы J/ψ -мезона и полной адронной системы в конечном состоянии. Параметры фиксируемого в УСК рассеянного электрона уточнялись с помощью адрон-электронного сепаратора (HES), а при малых углах рассеяния еще и с помощью стрипового сцинтилляционного детектора (SRTD). Комбинированная информация от

³⁾В настоящей работе для нас несущественно какой именно пучок — электронный или позитронный — использовался. Поэтому далее мы ограничиваемся упоминанием только об электронах.

трекового детектора и УСК использовалась для реконструкции адронной системы. Используемые для определения кинематической области переменные восстанавливались следующим образом (см. также [13]):

$$Q^2 = 2E_e E'_e (1 + \cos \theta'_e), \quad y_\Sigma = \Sigma_{\text{had}} / (\Sigma_{\text{had}} + \Sigma_e),$$

$$W^2 = y_\Sigma s - Q^2, \quad z = \Sigma_\psi / (2 E_e y_\Sigma).$$

Моделирование показало, что таким образом при реконструкции обеспечивается наилучшее разрешение. В этих формулах величина Σ с соответствующим индексом есть разность $E - p_z$ для полной адронной системы (had), рассеянного электрона (e) и мезона J/ψ .

Оптимальное соотношение сигнал-фон в спектре инвариантных масс отобранных пар мюонов достигается в случае, если один из мюонов идентифицируется в средних или задних мюонных камерах установки (на этой идентификации также основывается триггерный отбор), а другой — с помощью МВФФП при $P > 0.4$. В случае мюона идентифицированного с помощью МВФФП в УСК на импульс соответствующего ему трека налагается условие $p > 1$ ГэВ. Чтобы обеспечить эффективность идентификации в мюонных камерах не ниже 30% на импульсы мюонных треков налагаются следующие требования: $p_T > 1.4$ ГэВ для мюона в средних камерах, $p > 1.8$ ГэВ для мюона в задних камерах.

После наложения всех перечисленных выше ограничений на характеристики отбираемых событий в спектре инвариантных масс мюонных пар было реконструировано около 340 J/ψ -мезонов. Число мезонов определялось подгонкой методом максимального правдоподобия, причем функция правдоподобия строилась для дискретного набора измеренных масс и соответствующих им кинематических переменных. Для описания сигнала использовалась “модифицированная” функция Гаусса, для описания нерезонансного фона — линейная функция. Модифицированная функция Гаусса имеет вид:

$$\exp[-0.5 \cdot x^{1+1/(1+0.5 \cdot x)}]$$

Функция была введена для учета отклонения от гауссовых форм резонансных сигналов на хвостах распределений. Чтобы избежать переоценки фона при подгонке, из рассмотрения исключался интервал инвариантных $3.6 < M < 3.8$ ГэВ в окрестности номинальной массы мезона $\psi(2S)$. При вычислении дифференциальных распределений по кинематическим переменным процедура подгонки повторялась в каждом интервале распределения.

Далее, полные и дифференциальные сечения вычислялись по формуле (7). Акцептанс вычислялся с помощью Монте-Карло моделирования неупругого электророждения J/ψ -мезонов. При этом дифракционная примесь вычиталась из восстановленного в каждом интервале числа J/ψ -мезонов. Доля дифракционной примеси определялась подгонкой суммы распределений по множественности треков, полученной с помощью неупругого и дифракционного Монте-Карло генераторов, к распределению, наблюдаемому в данных. Полученные сечения приводились к борновским, т.е. учитывались радиационные поправки также определенные с помощью моделирования. Энергия протонного пучка ускорителя была поднята до 920 ГэВ после проведенной в 1998 г. модернизации. Поскольку таким образом данные содержат в себе события с двумя разными энергиями в системе центра масс (300 ГэВ и 318 ГэВ), то с помощью поправок, полученных моделированием событий с двумя энергиями, измеренные сечения были приведены к единой энергии $\sqrt{s} = 318$ ГэВ. Измеренные таким образом сечения показаны на рис. 10.

Сечения были вычислены также в кинематической области $2 < Q^2 < 100$ ГэВ², $50 < W < 225$ ГэВ, $0.3 < z < 0.9$, $p_T^{*2} > 1$ ГэВ² (p_T^{*2} — квадрат поперечного импульса J/ψ в системе γ^*p), использовавшейся ранее для изучения неупругого электророждения мезонов J/ψ на установке H1 [6]. На рис. 11 в этой кинематической области сопоставлены результаты экспериментов ZEUS и H1. В пределах статистических и систематических погрешностей измерения находятся в хорошем согласии друг с другом.

7 Заключение

В настоящей работе описан метод построения вероятностной функции многомерного фазового пространства в применении к задаче идентификации частиц и исследованы надежность и эффективность идентификации мюонов в УСК установки ZEUS, как с помощью моделирования, так и в реальных данных. Так, в передней части калориметра существует область фазового пространства, в которой при сохранении более 60% от полного числа смоделированных событий с мюоном примесь событий с адроном составляет менее 0.5%. С ростом эффективности надежность остается высокой: при сохранении 95% мюонов в задней части калориметра адронная примесь не превышает 5%. Мы описали также методику измерения эффективности, применимую к данным, на основании которой установили, что в данных для мюонов с импульсом больше 1 ГэВ интегрально $\epsilon > 90\%$ при $P_{cut} = 0.4$ и даже для низкоэнергетичных мюонов с импульсами $1 < p < 1.8$ ГэВ эффективность составляет около 85%, что хорошо воспроизводится моделированием.

Информация, полученная в результате исследования эффективности и надежности идентификации мюонов на установке ZEUS, использовалась при выборе стратегии отбора мюонов распада для описанного в данной работе анализа неупругого электророждения мезонов J/ψ в кинематической области $2 < Q^2 < 80 \text{ ГэВ}^2$, $50 < W < 250 \text{ ГэВ}$, $0.2 < z < 0.9$, $-1.6 < y_{\psi \text{ lab}} < 1.3$. Измерения были также проведены в кинематической области $2 < Q^2 < 100 \text{ ГэВ}^2$, $50 < W < 225 \text{ ГэВ}$, $0.3 < z < 0.9$, $p_T^{*2} > 1 \text{ ГэВ}^2$ и при этом с использованием МВФФП получены сечения, согласующиеся с полученными ранее независимым экспериментом. Результаты, полученные в настоящей работе с помощью МВФФП, раскрывают высокий потенциал этого метода для задач идентификации частиц.

Благодарности

Авторы выражают благодарность П. Ф. Ермолову за внимание и поддержку, а также Л. К. Гладилину за полезные обсуждения. Авторы также благодарны дирекции лаборатории DESY (Гамбург, Германия) за гостеприимство и поддержку.

Работа авторов была поддержана грантом Президента РФ по ведущим научным школам НШ-1685.2003.3, грантами РФФИ и Федерального агентства по науке и инновациям.

Список литературы

- [1] B. Müller and J. Reinhardt, *Neural Networks, An Introduction*, Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [2] V. A. Kuzmin, *Identification of leptons by ZEUS calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A 453**, 336 (2000).
- [3] B. H. Wiik, *Electron-Proton Colliding Beams, The Physics Programme and the Machine*, in Proc. 10th SLAC Summer Institute, ed. A. Mosher 1982, p. 233; Proc. XXVI Int. Conf. High Energy Physics, Dallas, 1992.
- [4] H. Abramowicz and A. Caldwell, *HERA Collider Physics*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1275 (1999); hep-ex/9903037; Preprint DESY 98-192.
- [5] ZEUS Collab. (S. Chekanov *et al.*), *Measurement of inelastic J/ψ production in deep inelastic scattering at HERA*, Eur. Phys. J. **C 44**, 13 (2005).
- [6] H1 Collab. (C. Adloff *et al.*), *Inelastic lepton production of J/ψ mesons at HERA*, Eur. Phys. J. **C 25**, 41 (2005).
- [7] ZEUS Collab., U. Holm (ed.), *The ZEUS detector*, Status Report (unpublished), DESY, 1993, available on <http://www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html>.

- [8] M. Derrick *et al.*, *Design and construction of the ZEUS barrel calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A 309**, 77 (1991); A. Andresen *et al.*, *Construction and beam test of the ZEUS forward and rear calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A 309**, 101 (1991); A. Caldwell *et al.*, *Design and Implementation of a High-Precision Readout System for the ZEUS Calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A 321**, 356 (1992); A. Bernstein *et al.*, *Beam Tests of the ZEUS Barrel Calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A 336**, 23 (1993).
- [9] R. Brun *et al.*, GEANT3, Technical Report CERN-DD/EE/84-1, CERN, 1987.
- [10] Y. Iga, *Simulation of the ZEUS Calorimeter*, Preprint DESY 95-005.
- [11] Particle Data Group (S. Eidelman *et al.*), *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. **B 592**, 1 (2004).
- [12] T. Abe, *Measurement of Exclusive J/ψ Electroproduction in High-Energy ep Collisions at HERA*, Ph.D. thesis, University of Tokyo.
- [13] U. Bassler and G. Bernardi, *Structure Function Measurements and Kinematic Reconstruction at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A 426**, 583 (1999); hep-ex/9801017; Preprint DESY 97-137.

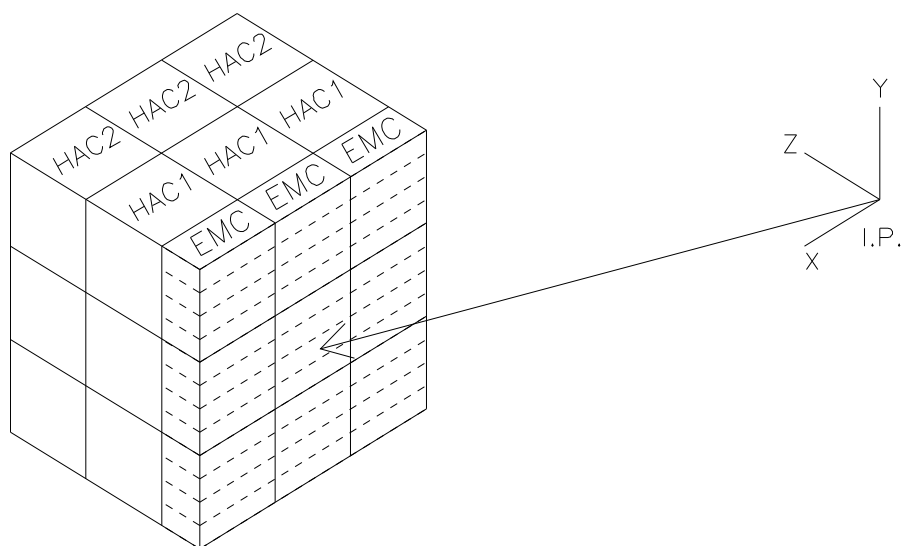


Рис. 1. Геометрическая структура калориметра и система координат установки ZEUS.

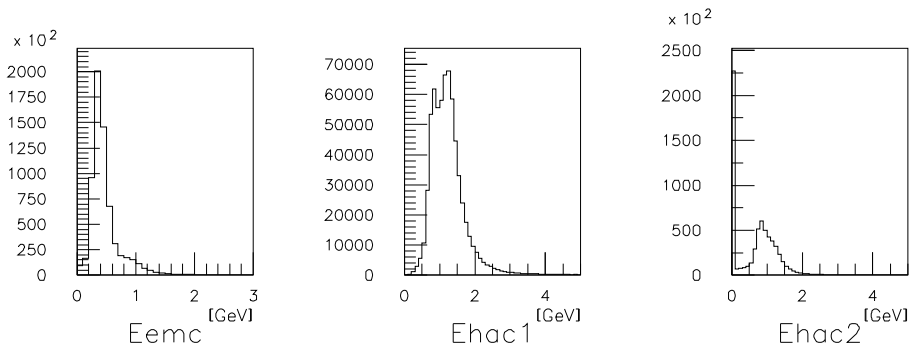


Рис. 2. Энерговывделение мюонов, регистрируемое различными секциями УСК.

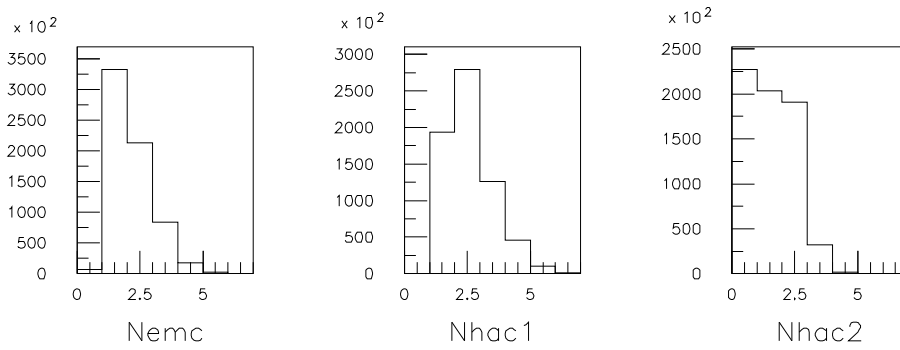


Рис. 3. Число ячеек с энерговывделением от мюонов в различных секциях УСК.

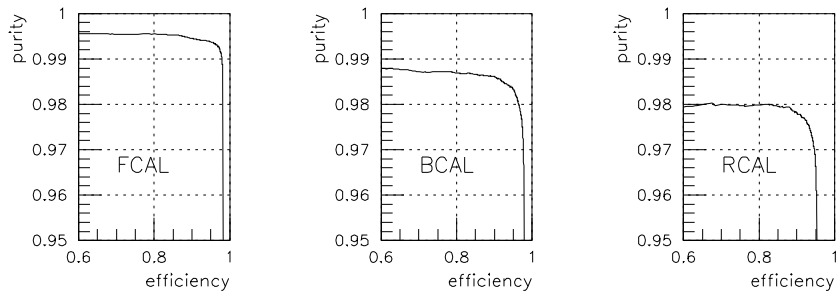


Рис. 4. Эффективность (efficiency) и надежность (purity) идентификации мюонов с помощью МВФФП для разных частей УСК.

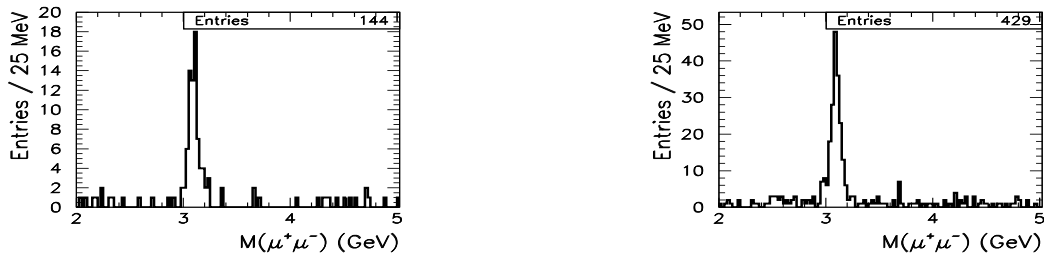


Рис. 5. Спектр инвариантных масс треков, отобранных для анализа эффективности МВФФП в данных 1996–1997 г.г. (слева) и 1998–2000 г.г. (справа) после квазиупругого отбора.

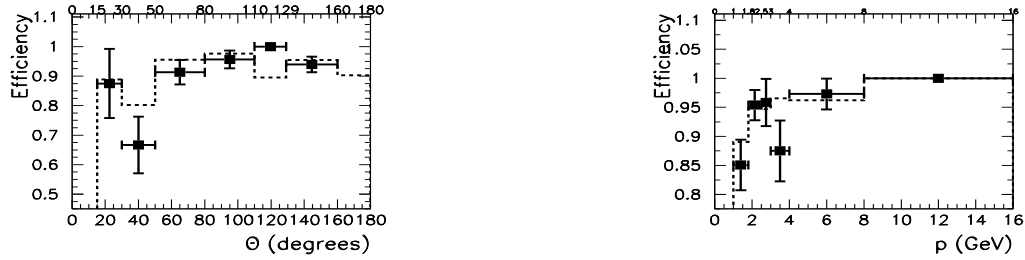


Рис. 6. Зависимость эффективности МВФФП от полярного угла (слева) и абсолютной величины импульса (справа) в данных (точки) и в смоделированных событиях (гистограммы) для статистики 1998–2000 г.г.



Рис. 7. Спектр инвариантных масс треков, отобранных для анализа эффективности мюонных камер и триггера в данных 1996–1997 г.г. (слева) и 1998–2000 г.г. (справа) после квазиупругого отбора.



Рис. 8. Зависимость эффективности средних мюонных камер от поперечного импульса p_T (слева) и задних мюонных камер от абсолютной величины импульса p (справа) в данных (точки) и в смоделированных событиях (гистограммы) для статистики 1998–2000 г.г.

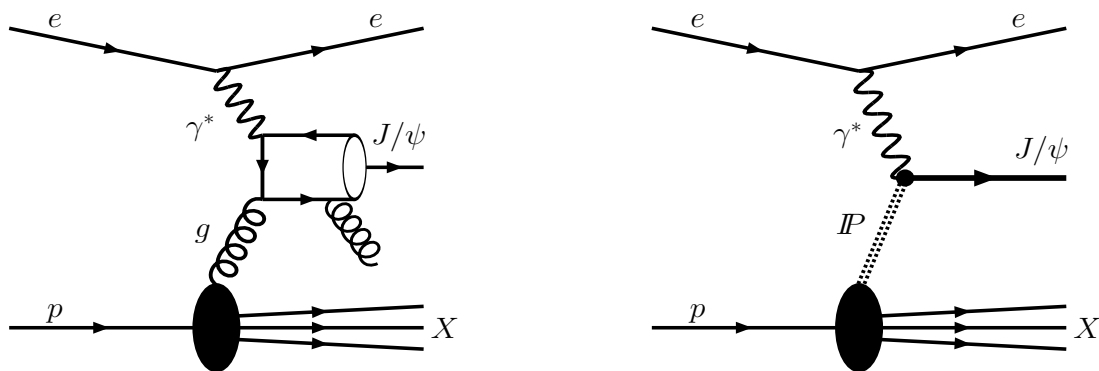


Рис. 9. Диаграммы процессов рождения J/ψ -мезонов: фотон-глюонное слияние (слева) и дифракционное рассеяние через обмен помероном (справа).

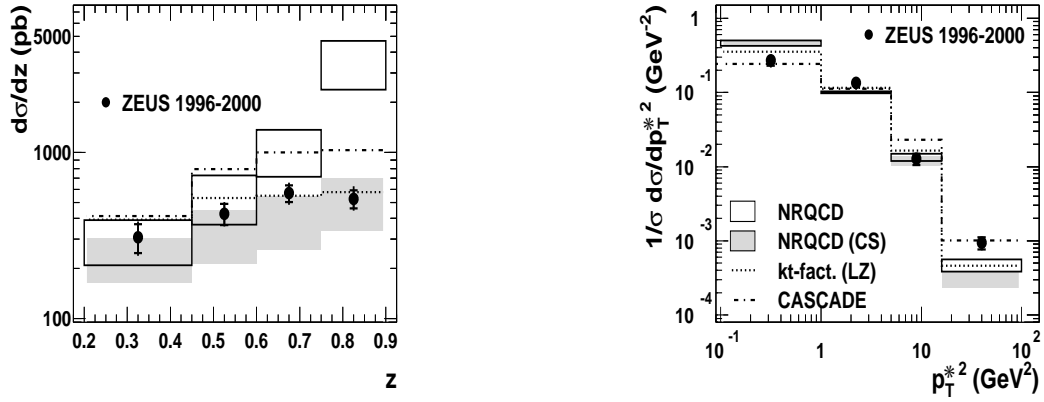


Рис. 10. Дифференциальные сечения неупругого рождения J/ψ -мезонов в процессах глубоко-неупругого рассеяния в кинематической области $2 < Q^2 < 80 \text{ ГэВ}^2$, $50 < W < 250 \text{ ГэВ}$, $0.2 < z < 0.9$, $-1.6 < y_{\psi \text{ lab}} < 1.3$. Данные эксперимента ZEUS показаны в сравнении с теоретическими предсказаниями в рамках нерелятивистской КХД (NRQCD) и полужесткого (k_T -факторизационного) подхода. Подробнее см. в работе [5].

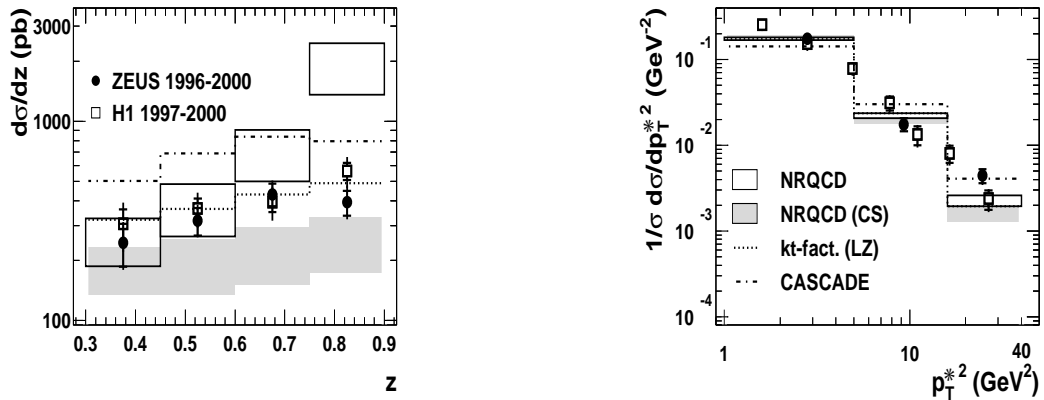


Рис. 11. Дифференциальные сечения неупругого рождения J/ψ -мезонов в процессах глубоко-неупругого рассеяния в кинематической области $2 < Q^2 < 100 \text{ ГэВ}^2$, $50 < W < 225 \text{ ГэВ}$, $0.3 < z < 0.9$, $p_T^{*2} > 1 \text{ ГэВ}^2$. Данные экспериментов ZEUS и H1 показаны в сравнении с теоретическими предсказаниями в рамках нерелятивистской КХД (NRQCD) и полужесткого (k_T -факторизационного) подхода. Подробнее см. в работе [5].

Игорь Игоревич Катков,
Валентин Александрович Кузьмин

Применение метода вероятностной функции фазового пространства к изучению
рождения J/ψ -мезонов на электрон-протонном коллайдере HERA в эксперименте
ZEUS

Препринт НИИЯФ МГУ - 2006 - 1/800

Работа поступила в ОНТИ 16.01.2006 г.

Издательство УНЦ ДО
ИД №00545 от 06.12.1999

117246, Москва, ул. Обручева, 55-А, УНЦ ДО

т\ф (095) 718-6966, -7767, -7785 (КОММ.)

e-mail: izdat@abiturcenter.ru

<http://abiturcenter.ru/izdat>