

Н. П. Зотов, И. И. Катков, А. В. Липатов

**Исследование неупругого
электророждения J/ψ -мезонов
на коллайдере HERA
в полужестком подходе КХД**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005 - 18/784

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

Н. П. Зотов, И. И. Катков, А. В. Липатов

**Исследование неупругого
электророждения J/ψ -мезонов
на коллайдере HERA
в полужестком подходе КХД**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005 - 18/784

N. P. Zotov, I. I. Katkov, A. V. Lipatov

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

**Study of inelastic electroproduction of J/ψ mesons at
HERA collider in the semihard approach of QCD**

Preprint SINP MSU - 2005 - 18/784

Abstract. In this paper theoretical calculations in the framework of the semihard (k_T -factorisation) approach are compared to the latest experimental results by the ZEUS Collaboration on the inelastic electroproduction of J/ψ mesons, measured in the kinematic region $2 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$, $50 < W < 250 \text{ GeV}$, $0.2 < z < 0.9$, $-1.6 < y_{\psi \text{ lab}} < 1.3$ at HERA collider, and the dependence of the calculations on the two widely used unintegrated gluon densities is studied.

Н. П. Зотов, И. И. Катков, А. В. Липатов

Исследование неупругого электророждения

**J/ψ -мезонов на коллайдере HERA в полужестком
подходе КХД**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005 - 18/784

Аннотация. В данной работе проводится сравнение теоретических расчетов в рамках полужесткого (k_T -факторизационного) подхода с последними экспериментальными результатами коллаборации ZEUS по неупругому электророждению J/ψ -мезонов, полученными в кинематической области $2 < Q^2 < 80 \text{ ГэВ}^2$, $50 < W < 250 \text{ ГэВ}$, $0.2 < z < 0.9$, $-1.6 < y_{\psi \text{ lab}} < 1.3$ на коллайдере HERA. Исследуется зависимость теоретических результатов от двух широко используемых параметризаций интегрированных глюонных распределений.

© Н. П. Зотов, И. И. Катков, А. В. Липатов, 2005

© НИИЯФ МГУ, 2005

1 Введение

В процессах неупругого рождения чармония $ep \rightarrow e' J/\psi X$ проявляется тесная взаимосвязь пертурбативных и непертурбативных аспектов КХД. Образование пары очарованных кварков $c\bar{c}$ описывается хорошо известным процессом фотон-глюонного слияния $\gamma^* g \rightarrow c\bar{c}$ и может быть рассчитано по теории возмущений в рамках КХД. Тем самым такого рода процессы чувствительны к распределению глюонов в протоне. Однако общая картина усложняется непертурбативными эффектами, связанными как с начальными распределениями глюонов в протоне, так и с формированием связанного состояния пары $c\bar{c}$, т.е. наблюдаемого состояния чармония.

Прежде чем сформировать наблюдаемый чармоний, пара кварков $c\bar{c}$ может находиться либо в синглетном, либо в октетном по цвету состоянии. В модели цветовых синглетов (CSM) [1] $c\bar{c}$ -пара образует бесцветное состояние с квантовыми числами чармония при испускании жесткого глюона. В рамках так называемого нерелятивистской КХД (NRQCD) [2] в рождение чармония дают вклад как синглетные, так и октетные состояния $c\bar{c}$ -пары, причем переходы из состояний, различающихся цветовой мультиплетностью и угловым моментом, параметризуются набором непертурбативных матричных элементов, которые подчиняются иерархии разложения по относительным скоростям кварков в связанном состоянии и определяются путем подгонки теоретических расчетов к экспериментальным данным. Поскольку предполагается, что пертурбативные процессы рождения $c\bar{c}$ -кварков и соответствующие непертурбативные эффекты формирования J/ψ -мезонов факторизованы, то также предполагается, что непертурбативные матричные элементы универсальны. Таким образом непертурбативные матричные элементы, полученные из анализа экспериментальных данных по адронному рождению чармония или анализа

распадов B -мезонов, могут использоваться также для теоретического расчета процессов электроорождения J/ψ -мезонов.

В рамках альтернативного так называемого полужесткого, или k_T -факторизационного, подхода предполагается, что по мере роста энергии \sqrt{s} сталкивающихся частиц в с.ц.м. предположения стандартной партонной модели о коллинеарной факторизации сечений подпроцессов и структурных функций адронов могут нарушаться. При условии $\Lambda_{\text{QCD}} \ll \mu \ll \sqrt{s}$, где $\mu \sim m_Q$ есть характерный масштаб жесткого подпроцесса, а m_Q — масса тяжелого кварка, заметную роль начинают играть вклады порядка $\alpha_s^n \ln^n(1/x)$, $x \sim x_{Bj} \sim m_Q/\sqrt{s}$. Суммирование таких вкладов приводит к неинтегрированным (т.е. зависящим от поперечного импульса \mathbf{q}_T) глюонным распределениям, которые удовлетворяют уравнениям эволюции Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (BFKL) [3]. Сечение физических процессов определяется сверткой неинтегрированных глюонных распределений с матричным элементом жесткого подпроцесса вне массовой оболочки [4]–[6]. По сравнению с обычной партонной моделью, т.е. коллинеарном подходом, расчеты в рамках полужесткого подхода приводят к ряду наблюдаемых эффектов, таким как уширение спектров поперечных импульсов, а также к характерным поляризационным свойствам чармония, обусловленных тем, что начальный глюон находился вне массовой оболочки.

В то время как результаты расчетов в модели цветowych синглетов (в рамках коллинеарного подхода) оказались более чем на порядок ниже соответствующих экспериментальных данных, учет октетных вкладов в рамках нерелятивистской КХД позволил получить согласие с экспериментальными данными по рождению J/ψ -мезонов в адронных взаимодействиях на ускорителе Tevatron (установка CDF) при больших поперечных импульсах [7]. С учетом октетных вкладов также воспроизводится распределение по поперечному импульсу J/ψ -мезонов [8], полученное в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях на LEP2 [9]. Од-

нако поляризационные свойства J/ψ -мезонов, измеренные в адронных взаимодействиях на установке CDF [10], не соответствуют предсказаниям, полученным в нерелятивистской КХД [11]. Аналогичные трудности возникают при анализе поляризационных свойств чармония в процессах e^+e^- -аннигиляции, изучавшихся на установках BaBar [12] и Belle [13]. Сечения рождения и спектры импульсов J/ψ -мезонов, измеренные на этих же установках также не могут быть объяснены ни в CSM, ни в стандартном подходе NRQCD и требуют “комбинированного” учета как пертурбативных, так и непертурбативных поправок [14], связанных с описанием процесса обесцвечивания $c\bar{c}$ -пары при переходе в конечный мезон путем испускания жесткого или мягких глюонов. Модель цветовых октетов противоречит и другим экспериментальным данным, полученным коллаборацией Belle [15]. Так для отношения сечения ассоциативного рождения $J/\psi + c\bar{c}$ к инклюзивному сечению рождения J/ψ -мезонов было получено значение, приблизительно равное 0.6, тогда как CSM дает для этого отношения значение 0.2, а учет октетных по цвету вкладов делает это отношение еще меньше [14].

Теоретические результаты, полученные в модели цветовых синглетов в коллинеарном подходе с учетом высших поправок (NLO) теории возмущений, описывают фоторождение J/ψ -мезонов при энергиях коллайдера HERA. Однако неопределённости теоретического предсказания велики и превосходят неопределенности измерений [16, 17]. Экспериментальные данные не противоречат и предсказаниям, полученным в рамках нерелятивистской КХД при условии значительно уменьшенных октетные вклады в пределах больших неопределенностей, связанных, в основном, с величинами непертурбативных матричных элементов.

Экспериментальные данные по электророждению J/ψ -мезонов, полученные коллаборацией H1 [18], сравнивались с теоретическим расчетом в низшем порядке (LO) теории возму-

щений в рамках нерелятивистской КХД с учетом и без учета октетных вкладов [19]. Лучшее согласие с экспериментом было получено в случае учета октетных вкладов: без их учета результаты расчетов лежат ниже экспериментальных данных в 2–3 раза. Однако при малых поперечных импульсах включение данных вкладов приводит к переоценке экспериментальных данных почти в 2 раза. Форма спектра по переменной z также не описывается в случае учета октетных вкладов.

Таким образом применимость нерелятивистской КХД к процессам инклюзивного рождения чармония и классификация октетных вкладов по относительным скоростям рожденных кварков по-прежнему остаются открытыми проблемами. В то же самое время в полужестком (k_T -факторизационном) подходе ожидается, что вклады октетных состояний значительно меньше или в них совсем нет необходимости по сравнению с расчетами в коллинеарном приближении. Однако теоретические результаты содержат значительные неопределенности, связанные с поведением (неинтегрированных) глюонных распределений, зависимостью константы связи от энергетического масштаба, поправками высших порядков теории возмущений и непертурбативными эффектами.

Полужесткий подход успешно применялся для описания целого ряда процессов [4], [20]–[34]. В работах [35, 36, 37] было показано, что в рамках данного подхода могут быть описаны данные по неупругому рождению J/ψ -мезонов, опубликованные коллаборациями ZEUS и H1, а также была проанализирована зависимость полных и дифференциальных сечений от различных наборов неинтегрированных функций распределения глюонов и ключевого параметра физики малых x — интерсепта померона. В данной работе проводится сравнение теоретических расчетов в рамках полужесткого подхода с последними экспериментальными результатами коллаборации ZEUS по неупругому электророждению J/ψ -мезонов [38], а также исследуется зависимость теоретических результатов от двух широко

используемых параметризаций неинтегрированных глюонных распределений. В разделе 2 приведены основные формулы полужесткого подхода КХД. В разделе 3 дано краткое описание анализа экспериментальных данных на установке ZEUS. В разделе 4 даётся сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными.

2 Рождение J/ψ -мезонов в полужестком подходе КХД

Обозначим через p_e и p_p 4-импульсы начальных электрона и протона. В дальнейших расчетах мы будем использовать разложение Судакова, которое для процесса $ep \rightarrow e' J/\psi X$ имеет вид:

$$\begin{aligned} p_\psi &= \alpha_1 p_e + \beta_1 p_p + p_{\psi T}, & p_g &= \alpha_2 p_e + \beta_2 p_p + p_{gT}, \\ q_1 &= x_1 p_e + q_{1T}, & q_2 &= x_2 p_p + q_{2T}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$p_\psi^2 = m_\psi^2, \quad p_g^2 = 0, \quad q_1^2 = q_{1T}^2 = -Q^2, \quad q_2^2 = q_{2T}^2. \quad (2)$$

Здесь p_ψ и p_g — 4-импульсы J/ψ -мезона и конечного глюона, q_1 и q_2 — 4-импульсы начальных виртуальных фотона и глюона, $p_{\psi T}$, p_{gT} , q_{1T} , q_{2T} — поперечные 4-импульсы соответствующих частиц, m_ψ — масса J/ψ -мезона. Пренебрегая массами начальных частиц, в с.ц.м. электрона и протона мы можем записать следующие соотношения:

$$p_e = \sqrt{s}/2 (1, 0, 0, 1), \quad p_p = \sqrt{s}/2 (1, 0, 0, -1), \quad (3)$$

где $p_e^2 = p_p^2 = 0$, $(p_e \cdot p_p) = s/2$. Переменные Судакова имеют вид:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{m_\psi T}{\sqrt{s}} \exp(y_\psi), & \alpha_2 &= \frac{|\mathbf{p}_{gT}|}{\sqrt{s}} \exp(y_g), \\ \beta_1 &= \frac{m_\psi T}{\sqrt{s}} \exp(-y_\psi), & \beta_2 &= \frac{|\mathbf{p}_{gT}|}{\sqrt{s}} \exp(-y_g), \end{aligned} \quad (4)$$

где $m_{\psi T}^2 = m_\psi^2 + \mathbf{p}_{\psi T}^2$, y_ψ и y_g — быстроты J/ψ -мезона и конечного глюона соответственно в с.ц.м. сталкивающихся частиц. Используя закон сохранения энергии-импульса, легко получить, что

$$x_1 = \alpha_1 + \alpha_2, \quad x_2 = \beta_1 + \beta_2, \quad \mathbf{q}_{1T} + \mathbf{q}_{2T} = \mathbf{p}_{\psi T} + \mathbf{p}_{g T}. \quad (5)$$

Выражение для дифференциального сечения процесса $ep \rightarrow e' J/\psi X$ в рамках полужесткого подхода КХД имеет вид [37]:

$$d\sigma(ep \rightarrow e' J/\psi X) = \frac{1}{128\pi^3} \frac{\Phi(x_2, \mathbf{q}_{2T}^2, \mu^2)}{(x_2 s)^2 (1-x_1)} \frac{dz}{z(1-z)} dy_\psi \times \quad (6)$$

$$\times \sum |M|_{\text{SHA}}^2(eg^* \rightarrow e' J/\psi g') d\mathbf{p}_{\psi T}^2 dQ^2 d\mathbf{q}_{2T}^2 \frac{d\phi_1}{2\pi} \frac{d\phi_2}{2\pi} \frac{d\phi_\psi}{2\pi},$$

где $\Phi(x_2, \mathbf{q}_{2T}^2, \mu^2)$ — неинтегрированная глюонная функция распределения; $z = (\mathbf{p}_\psi \cdot \mathbf{p}_p)/(\mathbf{q}_1 \cdot \mathbf{p}_p)$; $\sum |M|_{\text{SHA}}^2(eg^* \rightarrow e' J/\psi g')$ — квадрат матричного элемента жесткого подпроцесса рассеяния $eg^* \rightarrow e' J/\psi g'$, вычисленный в рамках полужесткого подхода КХД; ϕ_1 , ϕ_2 и ϕ_ψ — азимутальные углы начального виртуального фотона, начального виртуального глюона и J/ψ -мезона соответственно. В формуле (6) знак суммы означает усреднение по поляризациям начальных и суммирование по поляризациям конечных частиц.

В рассматриваемой модели цветовых синглетов J/ψ -мезоны описываются нерелятивистскими волновыми функциями системы $c\bar{c}$ -кварков в синглетном по цвету состоянии с орбитальным моментом $L = 0$, спином $S = 1$ и массой $m_\psi = 2m_c$, где m_c — масса c -кварков. Амплитуда подпроцесса фотон-глюонного слияния $\gamma g^* \rightarrow J/\psi g'$ может быть получена из амплитуды подпроцесса $\gamma g^* \rightarrow c\bar{c} g'$ заменой [39]

$$v(p_{\bar{c}}) \bar{u}(p_c) \rightarrow \hat{J}(p_\psi) = \frac{\psi(0)}{2\sqrt{m_\psi}} \hat{\varepsilon}(p_\psi) (\hat{p}_\psi + m_\psi) \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad (7)$$

где $\hat{\varepsilon}(p_\psi) = \varepsilon_\mu(p_\psi) \gamma^\mu$, $\varepsilon(p_\psi)$ — 4-вектор поляризации J/ψ -мезона, $1/\sqrt{3}$ — цветовой множитель, $\psi(0)$ — значение нерелятивистской волновой функции J/ψ -мезона в нуле. Используя стандартные правила Фейнмана для КХД, запишем амплитуду подпроцесса $\gamma g^* \rightarrow J/\psi g'$ в следующем виде:

$$M = e_c g^2 \varepsilon_\mu(q_1) \varepsilon_\sigma(q_2) \varepsilon_\rho(p_g) \times \\ \times \text{Sp} \left[\hat{J}(p_\psi) \gamma^\mu \frac{\hat{p}_c - \hat{q}_1 + m_c}{(p_c - q_1)^2 - m_c^2} \gamma^\sigma \frac{-\hat{p}_{\bar{c}} - \hat{p}_g + m_c}{(-p_{\bar{c}} - p_g)^2 - m_c^2} \gamma^\rho \right] + \\ + 5 \text{ перестановок всех калибровочных бозонов. } \quad (8)$$

Здесь $\varepsilon_\mu(q_1)$ и $\varepsilon_\mu(q_2)$ — 4-векторы поляризаций начальных фотона и глюона, $\varepsilon_\mu(p_g)$ — 4-вектор поляризации конечного глюона, а $p_c = p_{\bar{c}} = p_\psi/2$. Суммирование по поляризациям начального фотона, конечного реального глюона и J/ψ -мезона выполняется обычным образом:

$$\sum \varepsilon^\mu(q_1) \varepsilon^{*\nu}(q_1) = -g^{\mu\nu}, \\ \sum \varepsilon^\mu(p_g) \varepsilon^{*\nu}(p_g) = -g^{\mu\nu}, \quad (9) \\ \sum \varepsilon^\mu(p_\psi) \varepsilon^{*\nu}(p_\psi) = -g^{\mu\nu} + \frac{p_\psi^\mu p_\psi^\nu}{m_\psi^2}.$$

При вычислении $\sum |M|_{\text{ША}}^2 (eg^* \rightarrow e'J/\psi g')$ в качестве суммы по поляризациям начального виртуального фотона $\sum \varepsilon^\mu(q_1) \varepsilon^{*\nu}(q_1)$ мы используем полный лептонный тензор (включающий в себя также фотонный пропагатор и вершинный фактор) в форме:

$$\sum \varepsilon^\mu(q_1) \varepsilon^{*\nu}(q_1) = 2 \frac{e^2}{Q^2} \left(-g^{\mu\nu} + \frac{4p_e^\mu p_e^\nu}{Q^2} \right). \quad (10)$$

Суммирование по поляризациям начальных виртуальных глюонов производится в соответствии с формулой [3]–[6]:

$$\sum \varepsilon^\mu \varepsilon^{*\nu} = \frac{q_T^\mu q_T^\nu}{\mathbf{q}_T^2}. \quad (11)$$

Расчёт квадрата матричного элемента жесткого подпроцесса $eg^* \rightarrow e'J/\psi g'$ в рамках теории полужестких процессов был выполнен при помощи системы аналитических вычислений REDUCE.

В качестве неинтегрированных функций распределения глюонов мы будем использовать две широко известные параметризации этих функций: так называемые JB- и KMS-параметризации.

Первая из них (JB-параметризация) была получена из решения уравнений ВФКЛ в работе [40]. Предложенный в [40] метод получения неинтегрированных глюонных распределений основан на прямом решении уравнений ВФКЛ в лидирующем приближении при фиксированной константе связи КХД, в которых в качестве начального условия используется коллинеарная глюонная плотность $xG(x, \mu^2)$. Технически в этом случае неинтегрированные глюонные распределения вычисляются как свертка коллинеарного глюонного распределения $xG(x, \mu^2)$ (в данном случае из набора GRV [41]) с универсальным весовым фактором:

$$\Phi(x, \mathbf{q}_T^2, \mu^2) = \int_x^1 \varphi(\eta, \mathbf{q}_T^2, \mu^2) \frac{x}{\eta} G\left(\frac{x}{\eta}, \mu^2\right) d\eta, \quad (12)$$

$$\varphi(\eta, \mathbf{q}_T^2, \mu^2) = \begin{cases} \frac{\bar{\alpha}_s}{\eta \mathbf{q}_T^2} J_0\left(2\sqrt{\bar{\alpha}_s \ln(1/\eta) \ln(\mu^2/\mathbf{q}_T^2)}\right), & \text{если } \mathbf{q}_T^2 \leq \mu^2, \\ \frac{\bar{\alpha}_s}{\eta \mathbf{q}_T^2} I_0\left(2\sqrt{\bar{\alpha}_s \ln(1/\eta) \ln(\mathbf{q}_T^2/\mu^2)}\right), & \text{если } \mathbf{q}_T^2 > \mu^2, \end{cases}$$

где J_0 и I_0 — функции Бесселя вещественного и мнимого аргумента соответственно.

Параметр $\bar{\alpha}_s$, входящий в формулу (12), связан с интерсептом померона $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$ через величину Δ ($\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + \Delta$). Этот факт позволяет получать дополнительную информацию

о параметре Δ не только из дифракционных процессов, но также и из процессов инклюзивного рождения тяжелых кварков и кваркониев [28]. Отметим важность получения оценки величины Δ при энергиях существующих ускорителей, поскольку значение Δ связано с учетом поправок высших порядков в ядро уравнения BFKL. В лидирующем порядке теории возмущений $\Delta = \bar{\alpha}_S 4 \ln 2 \simeq 0.53$, но в следующем порядке $\Delta = \bar{\alpha}_S 4 \ln 2 - N \bar{\alpha}_S^2 < 0$, т.к. $N \sim 18$ [42, 43]. Однако процедуры суммирования [43, 44], предложенные в последние годы, приводят к положительному значению $\Delta \sim 0.2 - 0.3$. В работе [37] исследовалась чувствительность теоретических результатов для процессов рождения J/ψ -мезонов к значению этого параметра. В настоящей работе мы будем использовать фиксированное значение $\Delta = 0.35$, при котором описывается широкий набор экспериментальных данных при энергиях коллайдера HERA [28, 34].

Параметризация KMS неинтегрированных глюонных функций распределения [45] была получена с помощью численного решения объединенного уравнения DGLAP-BFKL с учетом всех лидирующих логарифмических вкладов (т.е. как вкладов вида $\alpha_s^n \ln^n(1/x)$, так и вида $\alpha_s^n \ln^n(\mu^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)$), при этом было использовано выражение для бегущей константы связи КХД (входящей в уравнения DGLAP-BFKL) в однопетлевом приближении. Кроме того, в процессе эволюции глюонного каскада было введено дополнительное кинематическое ограничение [46, 47], позволяющее эффективно учесть около 70% NLO-поправок к значению параметра Δ .

Численный анализ объединенного уравнения DGLAP-BFKL, проведенный в работах [45, 46], позволяет заключить, что учет дополнительных логарифмических вкладов порядка $\alpha_s^n \ln^n(\mu^2/\Lambda^2)$ и упомянутого кинематического ограничения приводит к изменению общей нормировки функций распределения глюонов $f_g(x, \mathbf{q}_T^2)$, а также к более мягкому (по сравне-

нию с предсказаниями уравнения ВФКЛ) поведению глюонных распределений в области малых значений переменной x .

3 Неупругое электророждение J/ψ -мезонов в эксперименте ZEUS

Данные коллаборации ZEUS по электророждению J/ψ при соударении протонного пучка с энергией 820 ГэВ или 920 ГэВ и позитронного или электронного пучка с энергией 27.5 ГэВ, соответствующие интегральной светимости 109 пб^{-1} , были получены в кинематической области $2 < Q^2 < 80 \text{ ГэВ}^2$, $50 < W < 250 \text{ ГэВ}$, $0.2 < z < 0.9$, $-1.6 < y_{\psi \text{ lab}} < 1.3$ [38], где W — энергия системы γ^*p в с.ц.м., определяемая из соотношения $W^2 = (p_p + q_1)^2$, а $y_{\psi \text{ lab}}$ — быстрота J/ψ в лабораторной системе отсчета¹.

Основными величинами, требуемыми для экспериментальной реконструкции кинематики события, являются энергия и угол рассеянного позитрона, а также импульсы J/ψ и полной адронной системы в конечном состоянии. Параметры рассеянного позитрона измерялись в урановом калориметре установки ZEUS [48] и уточнялись с помощью адрон-электронного сепаратора (HES), а при малых углах рассеяния также с помощью стрипового сцинтилляционного детектора (SRTD). Комбинированная информация от трековых камер и калориметра использовалась для реконструкции адронной системы.

Качество реконструкции оценивалось с помощью программ монте-карловского моделирования событий и отклика детектора. Моделирование по методу Монте-Карло использовалось для оценки эффективности детектора, триггера и реконструк-

¹В эксперименте ZEUS используется правая система координат определенная так, что ось Z задается направлением протонного пучка, а ось X направлена к центру ускорительного кольца; в с.ц.м. γ^*p за направление оси Z выбирается направление фотона.

ции, а также введения соответствующих корректирующих факторов в каждом интервале изучавшихся кинематических переменных. Поскольку данные содержат в себе события с двумя разными энергиями в с.ц.м. (300 ГэВ и 318 ГэВ), то моделирование использовалось также для коррекции сечений к единой энергии $\sqrt{s} = 318$ ГэВ. Соответствующие поправки не превосходили 7%. Результаты моделирования (связка генераторов HERACLES [49] и RAPGAR [50]) использовалось для приведения измеренных сечений к борновским, то есть была проведена оценка радиационных поправок. Интегрально поправка составила -2% , будучи в отдельных кинематических интервалах всюду менее 7% по абсолютной величине.

J/ψ -мезоны реконструировались, используя мюонную моду распада, относительная вероятность которой $5.88 \pm 0.10\%$ [51]. Один из мюонов распада идентифицировался в мюонных камерах установки, а другой — в калориметре. Каждый из идентифицированных мюонов отождествлялся с треком, реконструированным в центральном трековом детекторе.

После наложения всех ограничений на отбираемые события подгонкой методом максимального правдоподобия в спектре инвариантных масс мюонных пар было реконструировано около 340 J/ψ -мезонов.

Переменная $z = (p_\psi \cdot p_p) / (q_1 \cdot p_p)$ (т.н. “неупругость” события) в системе покоя протона есть доля энергии обменного фотона, переданная чармонию. При экспериментальной реконструкции этой переменной среднее значение разрешения составляло 10% . Следует подчеркнуть, что данная переменная чувствительна к различным механизмам рождения J/ψ : ожидается, что синглетные вклады играют основную роль при промежуточных значениях z , тогда как вклады октетных и дифракционных процессов преобладают при значениях z близких к единице. При малых z ожидается значительная доля J/ψ -мезонов, образовавшихся в результате распада B -мезонов, каскадных распадов более тяжелых состояний чармония и процессов рожде-

ния, связанных с КХД-структурой фотона. С уменьшением z соотношение сигнал-фон в спектре инвариантных масс ухудшается.

Известно, что в случае электророждения ($Q^2 > 2 \text{ ГэВ}^2$) процессы, связанные с КХД-структурой фотона, а также дифракционные процессы подавлены. Однако и при больших Q^2 дифракционные процессы остаются серьёзным источником фона. Особенно трудно с экспериментальной точки зрения отделение дифракционных процессов, идущих с диссоциацией протона. Поэтому помимо ограничения $z < 0.9$ требовалось, чтобы энергия в калориметре (за вычетом вкладов от мюонов распада J/ψ) в конусе с осью вдоль направления протонного пучка и с углом при вершине 35° , была больше 1 ГэВ. Эффективно это соответствует требованию большой массы адронной системы, наблюдаемой в конечном состоянии. Тем самым интегральная примесь событий с протонной диссоциацией, оценивавшаяся с помощью моделирования по методу Монте-Карло (генераторы EPSOFT [52], DIGFVM [53]), снижается до $\sim 30\%$.

С целью дальнейшего уменьшения дифракционной примеси и с учётом того, что дифракционные события характеризуются малой множественностью треков, требовалось, чтобы помимо треков мюонов распада и трека, отождествленного с рассеянным позитроном (если таковой имелся), в событии имелся хотя бы ещё один трек. После этого оценка примеси составила около 5% в среднем и на уровне 30–40% в интервале $0.75 < z < 0.9$. Данная примесь вычиталась из измеренных сечений в соответствии с предсказаниями, полученными с помощью моделирования Монте-Карло.

Примесь J/ψ -мезонов от распадов ψ' -мезонов может составлять, как это было показано в экспериментальном анализе неупругого фоторождения J/ψ [17], около 15%, что согласуется с теоретическими ожиданиями [54]. Оценка, проведённая в данном анализе неупругого электророждения J/ψ , также согласуется с этой величиной. Предполагается, что соответству-

ющие дифференциальные распределения совпадают с распределениями, имеющими место в процессах прямого рождения J/ψ -мезонов, то есть учёт примеси сводится к перенормировке сечений. Дифференциальные распределения J/ψ -мезонов от распадов B -мезонов были получены как результат монте-карловского моделирования (генератор RARGAR), нормированного на измеренное в коллаборации ZEUS сечение электророждения рождения b -кварков [55]. Интегрально данная примесь составила около 6%, будучи при этом около 20% при малых значениях переменной z , больших квадратах поперечного импульса J/ψ в с.д.м. $\gamma^* p$ $\mathbf{p}_{\psi T}^{*2}$ и виртуальностях Q^2 . При сравнении данных с результатами теоретических расчётов (см. раздел 4) обе примеси добавлялись к результатам этих расчётов.

При вычислении систематических ошибок измеренных сечений был проведён анализ возможных источников систематических погрешностей. Было установлено три основных источника таких погрешностей. Неопределённости, связанные с определением эффективностей мюонных камер, составили 6% от полного сечения, Разные формы спектров в моделях Монте-Карло (генераторы ERLPSI [56] и CASCADE [57]), использовавшихся для оценки эффективности реконструкции событий и соответствующей коррекции экспериментальных данных, привели к неопределённости в 5%. Дополнительные 3% вносились процедурой вычитания дифракционной примеси.

Неопределённость, связанная с экспериментальным определением интегральной светимости, величиной 2%, а также неопределённость 1.7%, с которой известна относительная вероятность мюонной моды распада мезонов J/ψ [51], сводятся к неопределённости общей нормировки и они не были учтены в систематических ошибках.

Измерения, представленные в данной работе, были проведены в более широкой кинематической области, чем аналогичные измерения, выполненные ранее на коллайдере HERA коллаборацией H1 [18]. В данном анализе [38] впервые для процессов

электророждения $e p \rightarrow e' J/\psi X$ представлено измерение параметров адронной системы X : инвариантной массы M_X и быстроты y_X .

4 Результаты

В этом разделе мы представим результаты теоретических расчетов, выполненных в рамках полужесткого подхода КХД, а также проведем их сравнение с последними экспериментальными данными коллаборации ZEUS [38].

Пределы интегрирования по Q^2 , быстрой y_ψ и переменной z в формуле (6) связаны с границами кинематической области, в которой коллаборацией ZEUS были получены экспериментальные данные [38] (см. раздел 3). Область интегрирования по поперечному импульсу начального глюона \mathbf{q}_{2T}^2 разбивается на две части: при $\mathbf{q}_{2T}^2 > Q_0^2$ расчет проводится по формуле (6), а при $\mathbf{q}_{2T}^2 \leq Q_0^2$ расчет проводится по формулам обычной партонной модели, т.е. при $\mathbf{q}_{2T}^2 \equiv 0$.

В дальнейших расчётах с использованием неинтегрированной функции распределения глюонов KMS в качестве глюонного распределения $xG(x, Q_0^2)$ при $\mathbf{q}_{2T}^2 \leq Q_0^2$ мы будем использовать параметризацию начального непертурбативного глюонного распределения, которая была предложена авторами работы [45] в следующей форме:

$$xG(x, Q_0^2) = A(1 - x)^\alpha. \quad (13)$$

Численные значения параметров $A = 1.57$, $\alpha = 2.5$ и $Q_0^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ были получены [45] при описании структурной функции протона $F_2(x, Q^2)$. Важно отметить, что значение константы связи α_s , которая входит в непертурбативную часть, содержащую распределение $xG(x, Q_0^2)$, берется при фиксированном значении $Q^2 = Q_0^2$. В расчетах с использованием неинтегрированной функции распределения глюонов JB в качестве распре-

деления $xG(x, Q_0^2)$ при $q_{2T}^2 \leq Q_0^2$ мы будем брать выражение из стандартного набора GRV при $Q_0^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$.

Результаты наших дальнейших теоретических расчетов зависят от выбора значений волновой функции J/ψ -мезонов в нуле $\psi(0)$, массы очарованного кварка m_c и характерного энергетического масштаба μ^2 в бегущей константе связи $\alpha_s(\mu^2)$. Следуя работе [54], в расчетах мы будем использовать значение $|\psi(0)|^2 = 0.0876 \text{ ГэВ}$.

В настоящее время вопрос выбора значения массы очарованного кварка m_c остается открытым. С одной стороны, в нерелятивистском приближении КХД для волновой функции J/ψ , которое используется в модели цветowych синглетов, $m_c = m_{\psi}/2 = 1.55 \text{ ГэВ}$. Как было показано в наших предыдущих работах [35, 37], при таком выборе m_c могут быть описаны последние экспериментальные данные коллаборации H1 [16, 18] для процессов неупругого фото- и электророждения J/ψ -мезонов в рамках полужесткого подхода и модели цветowych синглетов. Однако, с другой стороны, существуют некоторые основания для использования в расчетах несколько меньшего значения массы c -кварка $m_c = 1.4 \text{ ГэВ}$ [58, 59]. Кроме того, численные значения параметров A , α и Q_0^2 , которые используются вместе с неинтегрированной функцией распределения глюонов KMS, также были получены при $m_c = 1.4 \text{ ГэВ}$. Поэтому в настоящей работе мы будем использовать значение $m_c = 1.4 \text{ ГэВ}$ для массы очарованного кварка. Более детально вопрос о влиянии массы c -кварка на результаты теоретических расчетов сечений рождения J/ψ -мезонов в рамках полужесткого подхода обсуждается в работе [36].

При вычислениях в LO- или NLO-приближениях обычной партонной модели характерный энергетический масштаб μ^2 обычно выбирается равным $\mu^2 = m_{\psi T}^2 = m_{\psi}^2 + \mathbf{p}_{\psi T}^2$ [19]. Однако при расчетах в рамках полужесткого подхода КХД в качестве энергетического масштаба подпроцесса также может быть использовано значение виртуальности начального глюона [4].

Как было показано в предыдущих работах [32, 35, 36, 37], при таком выборе масштаба μ^2 в рамках полужесткого подхода могут быть описаны экспериментальные данные для широкого класса процессов рождения тяжелых кварков и кваркониев при энергиях коллайдеров HERA и Tevatron. Кроме того, численное решение объединенного уравнения DGLAP-BFKL (неинтегрированная функция распределения глюонов KMS) также было получено при выборе значения масштаба $\mu^2 = \mathbf{q}_{2T}^2$ [45]. В настоящей работе мы будем использовать значение $\mu^2 = m_\psi^2 + \mathbf{p}_{\psi T}^2$, которое применяется в коллинеарном подходе, для расчёта с неинтегрированным глюонным распределением JB.

Результаты расчётов в сравнении с последними экспериментальными данными коллаборации ZEUS [38], изображены на рис. 1, 2 и 3. На рис. 3 показаны также экспериментальные результаты коллаборации H1 [18]. Сплошные гистограммы отвечают расчётам с использованием неинтегрированного глюонного распределения KMS при $m_c = 1.4$ ГэВ и $\mu^2 = \mathbf{q}_{2T}^2$, пунктирные — расчётам с использованием неинтегрированной функции распределения глюонов JB при $m_c = 1.4$ ГэВ и $\mu^2 = m_\psi^2 + \mathbf{p}_{\psi T}^2$.

Расчёты, полученные с использованием обеих параметризаций глюонных распределений хорошо описывают как формы экспериментальных спектров, так и их нормировку. Это справедливо как для спектров, характеризующих кинематику события в целом (z , Q^2 , W), распределений по переменным, характеризующим кинематику J/ψ -мезонов ($\mathbf{p}_{\psi T}^{*2}$, y_ψ^*), так и для параметров адронной системы, наблюдаемой в конечном состоянии (M_X^2 , y_X). Следует отметить, что в случае распределения KMS расчёт даёт несколько завышенное в сравнении с данными сечение при малых W , а также более мягкий спектр поперечных импульсов.

Тот факт, что теоретические расчёты в полужёстком подходе приводят к согласующимся результатам при различных значениях параметра μ^2 , свидетельствует в пользу универсальности неинтегрированных глюонных распределений, взятых в

форме KMS и JB. Отметим согласие теоретических расчётов в полужёстком подходе и экспериментальных данных при описании спектров по переменной z , которые не описываются в случае учёта октетных вкладов в коллинеарном подходе в рамках нерелятивистской КХД [19, 38]. Сравнение теоретических расчётов с измеренными в эксперименте характеристиками адронной системы X выявило дополнительные противоречия, возникающие при учёте октетных вкладов [38]. В то же время соответствующие распределения описываются в полужёстком подходе без этих вкладов.

5 Заключение

В данной работе в рамках полужесткого подхода КХД был рассмотрен процесс неупругого электророждения J/ψ -мезонов на коллайдере HERA. Мы исследовали зависимость теоретических результатов от двух широко используемых параметризаций неинтегрированных глюонных распределений. Мы провели сравнение с последними экспериментальными результатами коллабораций ZEUS и H1.

Результаты, полученные с использованием неинтегрированной функции распределения глюонов KMS, в целом находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Показано, что новые экспериментальные данные могут быть описаны также с помощью глюонного распределения JB при выборе масштаба $\mu^2 = m_\psi^2 + \mathbf{p}_{\psi T}^2$ (который обычно используется в коллинеарном подходе) и $m_c = 1.4$ ГэВ. Это является важным указанием на универсальность неинтегрированных глюонных распределений. Дальнейшее теоретическое и экспериментальное исследование неупругого электророждения J/ψ будет способствовать как более однозначному определению роли непертурбативных вкладов в сечения при $Q^2 < Q_0^2 \sim 1$ ГэВ², так и установлению адекватности данным различных неинтегри-

рованных глюонных распределений. Для дискриминации различных механизмов рождения J/ψ -мезонов важно дальнейшее исследование z -спектров, параметров адронной системы, наблюдаемой в конечном состоянии и поляризационных свойств чармония [35].

Авторы выражают благодарность П. Ф. Ермолову за внимание и поддержку, а также Л. К. Гладилину за интерес к данной работе, критические замечания и полезные обсуждения. Авторы благодарны дирекции лаборатории DESY (Гамбург, Германия) за гостепреимство и поддержку.

Работа авторов была поддержана грантом Президента РФ по ведущим научным школам НШ-1685.2003.2 и грантом РФФИ №03-02-16894.

Список литературы

- [1] E. Berger, D. Jones, Phys. Rev. D **23**, 1521 (1981).
- [2] G. Bodwin, E. Braaten, and G. Lepage, Phys. Rev. D **51**, 1125 (1995); D **55**, 5853 (1997).
- [3] Э.А. Кураев, Л.Н. Липатов, В.С. Фадин, ЖЭТФ **44**, 443 (1976); **45**, 199 (1977);
Ю.Ю. Балицкий, Л.Н. Липатов, ЯФ **28**, 1597 (1978).
- [4] Е.М. Левин, М.Г. Рыскин, Ю.М. Шабельский, А.Г. Шуваев, ЯФ **53**, 1059 (1991).
- [5] S. Catani, M. Ciafaloni, and F. Hautmann, Nucl. Phys. B **366**, 135 (1991).
- [6] J.C. Collins and R.K. Ellis, Nucl. Phys. B **360**, 3 (1991).
- [7] E. Braaten and S. Fleming, Phys. Rev. Lett. **74**, 3327 (1995);
E. Braaten and T.C. Yuan, Phys. Rev. D **52**, 6627 (1995).

P.L. Cho and A.K. Leibovich, Phys. Rev. D **53**, 150 (1996);
D **53**, 6203 (1996).

- [8] M. Klasen, B. Kniehl, L. N. Mihaila, M. Steinhauser, Phys. Rev. Lett. **89**, 032001 (2002).
- [9] J. Abdallah et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. B **565**, 76 (2003).
- [10] T. Affolder *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **85**, 2886 (2000)
- [11] E. Braaten, B. Kniehl, J. Lee, Phys. Rev. D **62**, 094005 (2000).
- [12] B. Aubert *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. Lett. **87**, 162002 (2001).
- [13] K. Abe *et al.* (BELLE Collab.), Phys. Rev. Lett. **88**, 52001 (2002).
- [14] S. Fleming *et al.*, Phys. Rev. D **68**, 094011 (2003).
- [15] K. Abe *et al.* (BELLE Collab.), Phys. Rev. Lett. **89**, 142001 (2002).
- [16] C. Adloff *et al.* (H1 Collab.), Eur. Phys. J. C **25**, 25 (2002).
- [17] S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collab.), Eur. Phys. J. C **27**, 173 (2003).
- [18] C. Adloff *et al.* (H1 Collab.), Eur. Phys. J. C **25**, 41 (2002).
- [19] B. Kniehl, L. Zwirner, Nucl. Phys. B **621**, 337 (2002).
- [20] M.G. Ryskin and Yu.M. Shabelski, Z. Phys. C **69**, 269 (1996).
- [21] М.Г. Рыскин, Ю.М. Шабельский, А.Г. Шуваев, ЯФ **64**, 2080 (2001).

- [22] V.A. Saleev and N.P. Zotov, *Mod. Phys. Lett. A* **9**, 151 (1994).
- [23] V.A. Saleev and N.P. Zotov, *Mod. Phys. Lett. A* **11**, 25 (1996).
- [24] A.V. Lipatov and N.P. Zotov, *Mod. Phys. Lett. A* **15**, 695 (2000).
- [25] A.V. Lipatov, V.A. Saleev, and N.P. Zotov, *Mod. Phys. Lett. A* **15**, 1727 (2000).
- [26] S.P. Baranov, A.V. Lipatov, and N.P. Zotov, in *Proceedings of the 9th International Workshop on DIS and QCD (DIS'2001), Bologna, Italy, 2001*; hep-ph/0106229.
- [27] S.P. Baranov, *Phys. Lett. B* **428**, 377 (1998).
- [28] S.P. Baranov and N.P. Zotov, *Phys. Lett. B* **458**, 389 (1999); *B* **491**, 111 (2000).
- [29] S.P. Baranov and M. Smižanská, *Phys. Rev. D* **62**, 014012 (2000).
- [30] P. Hägler, R. Kirschner, A. Schäfer, *et al.*, *Phys. Rev. D* **62**, 071502 (2000).
- [31] H. Jung, *Phys. Rev. D* **65**, 034015 (2002); hep-ph/01110034.
- [32] P. Hägler, R. Kirschner, A. Schäfer, *et al.*, *Phys. Rev. D* **63**, 077501 (2001);
F. Yuan and K.-T. Chao, *Phys. Rev. D* **63**, 034006 (2001);
hep-ph/0009224.
- [33] H. Jung, in *Proceedings of Photon'2001, Ascona, Switzerland*, hep-ph/01110345.
- [34] S.P. Baranov, H. Jung, L. Jonsson, *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **24**, 425 (2002); hep-ph/0203025.

- [35] A.V. Lipatov and N.P. Zotov, *Eur. Phys. J. C* **27**, 87 (2003).
- [36] Н. П. Зотов, А. В. Липатов, *ЯФ* **66**, 1807 (2003); hep-ph/0208237.
- [37] Н. П. Зотов, А. В. Липатов, *ЯФ* **66**, 1437 (аннот.) (2003).
- [38] I. Katkov, in *Proc. XI Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering (DIS2003), St. Peterburg, Russia, 2003*; S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collab.), contributed paper 565 to the International Europhysics Conference on High Energy Physics (EPS03), Aachen, Germany, 2003; preprint DESY 05-071; hep-ex/0505008.
- [39] B. Guberina *et al.*, *Nucl. Phys. B* **174**, 317 (1980).
- [40] J. Blümlein, in *Proc. of the Int. Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD, 1995*, edited by J. Laporte, Y. Siors; preprint DESY 95-121; hep-ph/9506403.
- [41] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt, *Z. Phys. C* **67**, 433 (1995).
- [42] V. S. Fadin and L. N. Lipatov, *Phys. Lett. B* **429**, 127 (1998); M. Ciafaloni and G. Camici, *Phys. Lett. B* **430**, 349 (1998).
- [43] G. D. Salam, *JHEP* **9807:019** (1998); hep-ph/9806482.
- [44] S. J. Brodsky, V. S. Fadin, V. T. Kim, L. N. Lipatov, and G. B. Pivovarov, hep-ph/9901229.
- [45] J. Kwiecinski, A.D. Martin, and A.M. Stasto, *Phys. Rev. D* **56**, 3991 (1997).
- [46] J. Kwiecinski, A. Martin, A. Sutton, *Phys. Rev. D* **52**, 1445 (1995); *Z. Phys. C* **71**, 585 (1996).
- [47] J. Kwiecinski, A. Martin, J. Outhwaite, *Eur. Phys. J. C* **9**, 611 (2001).

- [48] ZEUS Collab., *The ZEUS Detector. Status report (unpublished)*, DESY, 1993, edited by U. Holm; available on <http://www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html>
- [49] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H.-J. Möhring, *Comp. Phys. Comm.* **69**, 155 (1992).
- [50] H. Jung, *Comp. Phys. Comm.* **86**, 147 (1995).
- [51] S. Eidelman *et al.* *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2004).
- [52] M. Kasprzak, Ph.D. Thesis, Warsaw University, Warsaw, Poland (1996), report DESY F35D-96-16; also L. Adamczyk report DESY-THESIS-1999-045
- [53] B. List and A. Mastroberardino, in *Proc. Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics*, Hamburg, Germany, 1999; report DESY-PROC-1999-02; available on www.desy.de/~heramc/.
- [54] M. Krämer *et al.*, *Phys. Lett. B* **348**, 657 (1995); M. Krämer, *Nucl. Phys. B* **459**, 3 (1996); hep-ph/9508409.
- [55] S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collab.), *Phys. Lett. B* **599**, 173 (2004).
- [56] H. Jung *et al.* *Z. Phys. C* **60**, 721 (1993).
- [57] H. Jung and G. P. Salam, *Eur. Phys. J. C* **19**, 351 (2001).
- [58] S. Fleming, T. Mehen, *Phys. Rev. D* **57**, 1846 (1998).
- [59] P. Ball, M. Beneke, V. Braun, *Phys. Rev. D* **52**, 3929 (1995).

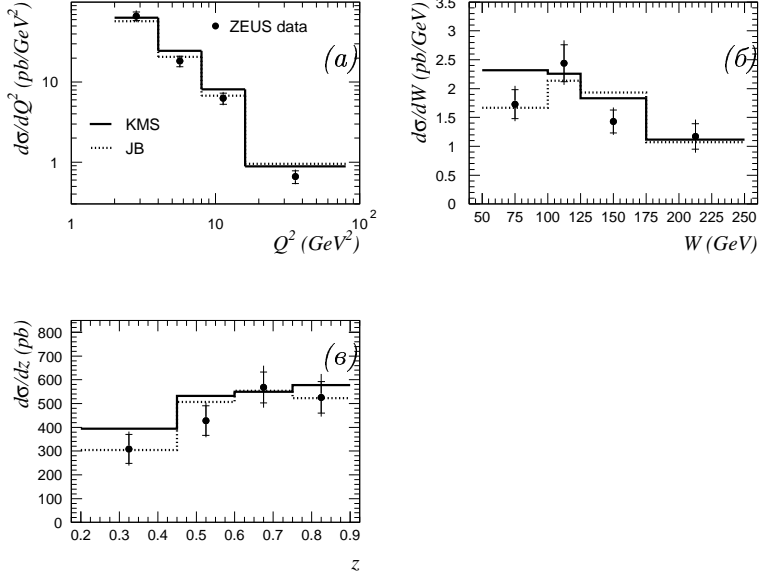


Рис. 1: Дифференциальные сечения электророждения J/ψ в кинематической области $2 < Q^2 < 80 \text{ ГэВ}^2$, $50 < W < 250 \text{ ГэВ}$, $0.2 < z < 0.9$ и $-1.6 < y_{\psi \text{ lab}} < 1.3$ в зависимости от виртуальности фотона Q^2 (а), энергии с.ц.м. γ^*p W (б) и “неупругости” события z (в). Экспериментальные данные коллаборации ZEUS [38]. Описание гистограмм, соответствующих теоретическим расчетам в полужестком подходе КХД, см. в тексте статьи. К результатам расчётов добавлены оценки примесей от распадов ψ' - и B -мезонов в соответствии с описанием, данным в разделе 3.

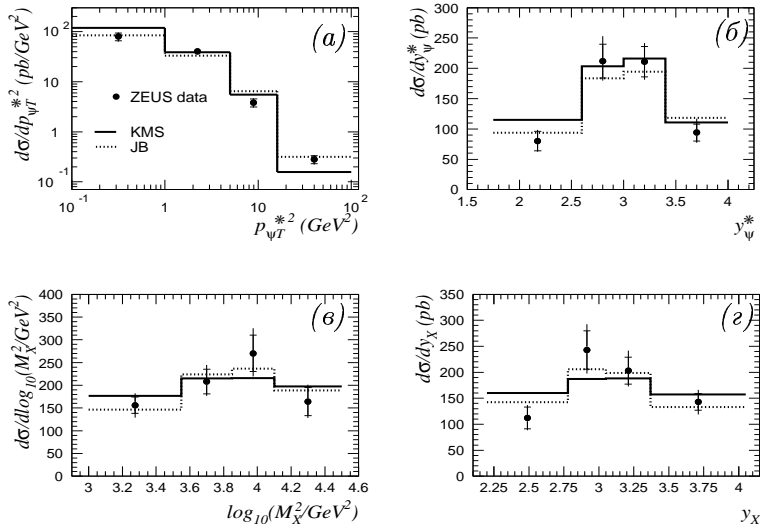


Рис. 2: Дифференциальные сечения электророждения J/ψ в кинематической области $2 < Q^2 < 80 \text{ ГэВ}^2$, $50 < W < 250 \text{ ГэВ}$, $0.2 < z < 0.9$ и $-1.6 < y_{\psi \text{ lab}} < 1.3$ в зависимости от квадрата поперечного импульса J/ψ в с.ц.м. $\gamma^* p \mathbf{p}_{\psi T}^{*2}$ (a), быстроты J/ψ в с.ц.м. $\gamma^* p y_{\psi}^*$ (б), логарифма квадрата инвариантной массы системы X , наблюдаемой в конечном состоянии (за исключением мезона J/ψ и рассеянного лептона), M_X^2 (в) и быстроты X -системы y_X (z). Экспериментальные данные коллаборации ZEUS [38]. Описание гистограмм, соответствующих теоретическим расчётам в полужёстком подходе КХД, см. в тексте статьи. К результатам расчётов добавлены оценки примесей от распадов ψ' - и B -мезонов в соответствии с описанием, данным в разделе 3.

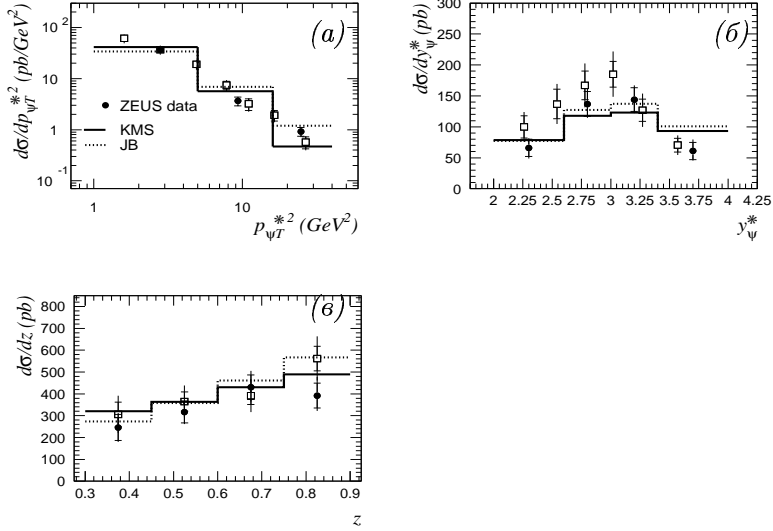


Рис. 3: Дифференциальные сечения электророждения J/ψ в кинематической области $2 < Q^2 < 100 \text{ ГэВ}^2$, $50 < W < 225 \text{ ГэВ}$, $0.3 < z < 0.9$ и $\mathbf{p}_{\psi T}^{*2} > 1 \text{ ГэВ}^2$ в зависимости от квадрата поперечного импульса J/ψ в с.ц.м. $\gamma^* p \mathbf{p}_{\psi T}^{*2}$ (а), быстроты J/ψ в с.ц.м. $\gamma^* p y_{\psi}^*$ (б) и “неупругости” события z (в). Экспериментальные данные коллабораций ZEUS [38] (точки) и H1 [18] (квадраты). Описание гистограмм, соответствующих теоретическим расчетам в полужестком подходе КХД, см. в тексте статьи. К результатам расчётов добавлены оценки примесей от распадов ψ' - и B -мезонов в соответствии с описанием, данным в разделе 3.

Николай Петрович Зотов,
Игорь Игоревич Катков,
Артем Владимирович Липатов

Исследование неупругого электророждения
 J/ψ -мезонов на коллайдере HERA в полужестком
подходе КХД

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005 - 18/784

Работа поступила в ОНТИ 2005 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

Заказное. Подписано в печать 2005 г. Формат 60x90/16
Бумага офсетная №2. Усл. печ. л.
Тираж 30 экз. Заказ №

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО
http://abiturcenter.ru/print
в полном соответствии с качеством
предоставленного оригинал-макета