



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На правах рукописи
2005–17

Рютин Роман Анатольевич

**МАСШТАБНЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ
И ДИФРАКЦИОННЫХ ПРОЦЕССАХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Протвино 2005

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г.Протвино).

Научный руководитель – доктор физико-математических наук В.А. Петров.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук В.И. Саврин (НИИЯФ МГУ, г. Москва), доктор физико-математических наук В.И. Крышкин (ИФВЭ, г. Протвино).

Ведущая организация – ИЯИ РАН (г. Москва).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2005 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 034.02.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142280, г. Протвино Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2005 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 034.02.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2005

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

При изучении физических величин, таких как сечения, средние множественности, структурные функции и т.д., мы сталкиваемся с присутствием различных пространственно-временных масштабов, связанных через соотношение неопределенностей с характерными энергетическими (массовыми) масштабами. Часто в одном и том же процессе мы имеем дело с двумя или с несколькими масштабными переменными: энергия и виртуальность фотона, виртуальность фотона и масса кварков, поперечный импульс протона и масса тяжелого бозона Хиггса и т.д. При этом энергетическая зависимость величин изменяется, и характер изменения определяется различием участвующих в описании процесса дополнительных масштабов.

Экспериментальные данные, полученные на современных ускорителях (HERA, TeVatron), говорят в пользу того, что изучение процессов, в которых проявляются указанные выше масштабные эффекты, а также их связи друг с другом, очень важно для понимания динамики взаимодействия.

Еще одним немаловажным аргументом является возрастающая роль исследований, напрямую связанных с постановкой эксперимен-

тов. Проверка моделей, области их применимости необходимы для критической оценки существующих предсказаний, а также для планирования и численного моделирования измерительных систем ускорителей.

Цель диссертационной работы — теоретическое исследование масштабных эффектов в наиболее характерных процессах при высоких энергиях:

- Взаимосвязь процессов глубоконеупругого рассеяния (ГНР)

$$e p \rightarrow e X \quad (1)$$

и инклюзивной e^+e^- -аннигиляции (ИА)

$$e^+ e^- \rightarrow p(\bar{p}) X. \quad (2)$$

- Оценка влияния массовых эффектов в процессе с открытым рождением тяжелых ароматов

$$l p \rightarrow l (Q\bar{Q}) X \Rightarrow \gamma p \rightarrow (Q\bar{Q}) X. \quad (3)$$

- Построение модели для процессов эксклюзивного рождения тяжелых векторных мезонов (ЭРВМ)

$$\gamma p \rightarrow V p \quad (V = J/\Psi, \Upsilon) \quad (4)$$

и эксклюзивных двойных дифракционных событий

$$p p(\bar{p}) \rightarrow p + M + p(\bar{p}), \quad (5)$$

где “+” означает большой промежуток по быстрой. Описание существующих экспериментальных данных с ускорителей HERA и TeVatron и получение предсказаний для сечений процессов на ускорителях LHC и TeVatron.

Научная новизна и практическая ценность работы состоят: во-первых, в обнаружении расхождения между предсказаниями, полученными на основе так называемого “соотношения взаимности” Грибова-Липатова и экспериментальными данными по ГНР и ИА;

во-вторых, в получении и проверке нового асимптотического соотношения между структурными функциями ГНР и ИА; в-третьих, в нахождении и проверке **модельно независимого** соотношения между структурными функциями с рождением тяжелых ароматов; в-четвертых, в построении обобщенного редже-эйконального подхода для процессов ЭРВМ и ЭДДС и предсказании сечений для большого количества процессов.

Практическая ценность данной работы состоит главным образом в том, что ее результаты позволяют критически оценить существующие предсказания для вышеупомянутых высокоэнергетических процессов, служат дальнейшему уточнению наших представлений о динамике взаимодействия на различных расстояниях, а также предоставляют важную информацию для подготовки новых экспериментов.

Получение модельно независимого соотношения для структурных функций с открытым рождением тяжелых ароматов вызвало увеличение интереса к данным исследованиям участников ведущих коллабораций в DESY (ZEUS, H1). Самые последние данные этих экспериментов подтверждают соотношение с высокой точностью.

Измерения эксклюзивных событий типа ЭРВМ и ЭДДС всегда были и будут наиболее продуктивными как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения. Об этом можно с уверенностью судить, опираясь на опыт таких коллабораций, как CDF (Fermilab). В связи с тем, что возможна полная реконструкция эксклюзивного процесса, даже при малом числе событий вероятность открытий новых явлений и частиц достаточно высока. Поэтому и возрастает практическая ценность исследования данных процессов.

Положения, выносимые на защиту:

- Результаты исследования взаимосвязи процессов ГНР и ИА.
- Результаты модельно независимых оценок структурных функций глубоконеупругого процесса с открытым рождением чарма.
- Построение тензорного обобщения редже-эйкональной модели с частицами вне “массовой оболочки” и описание процесса ЭРВМ.

- Применение построенной модели для описания ЭДДС и получение предсказаний для сечений данных процессов.

Апробация работы и публикации

Апробация диссертации прошла в ГНЦ ИФВЭ 18 ноября 2004 г. Основные результаты, представленные в диссертации, опубликованы в журналах “Ядерная физика”, “Physics Letters B”, “European Physical Journal C”, “Journal of High Energy Physics”, “Czechoslovak Journal of Physics”, докладывались на научных семинарах в лабораториях LAPP (Анси, Франция), INFN (Турин, Италия), на нескольких рабочих конференциях коллабораций CMS (ЦЕРН) и RDMS (Россия), а также на Международной конференции BLOIS-2003 (Июнь 2003, Хельсинки, Финляндия) [1–7].

Структура и объем диссертации. Работа изложена на 85 страницах печатного текста, состоит из введения, трех глав, заключения и приложения, содержит 30 рисунков, 5 таблиц и список цитируемой литературы, включающий 106 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность проводимых исследований, кратко изложены наиболее распространенные теоретические подходы, и проведено их сравнение с моделью данной работы, описана структура диссертации.

В первой главе изложено исследование взаимосвязи процессов ГНР и ИА как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения.

Известно несколько соотношений между структурными функциями F_i и \bar{F}_i указанных процессов, которые определяются из дифференциальных сечений известными формулами:

- ГНР

$$\frac{d^2\sigma(x, Q^2, E)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \frac{F_2(x, Q^2)}{x} \times$$

$$\times \left\{ 1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \left(1 - \frac{2m^2}{Q^2}\right) \cdot \frac{y^2 + Q^2/E^2}{2(1 + R(x, Q^2))} \right\}, \quad (6)$$

где α — постоянная тонкой структуры; E, m — начальная энергия (в лаб. системе) и масса налетающего лептона; $Q^2 = |q^2|$, $x = Q^2/2pq$, $y = pq/(M_p E)$, $R = \sigma_L/\sigma_T$ — мера нарушения соотношения Каллана-Гросса.

- ИА

$$\bar{F}_2(z, q^2) = \left[\frac{1}{\beta\sigma_0} \frac{d\sigma^{e^+e^- \rightarrow p+X}}{dz} \right] \frac{2}{(3 - \beta^2)z^2}, \quad (7)$$

$$\sigma_0 = \sigma_0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3q^2}, \quad (8)$$

где $z = 2pq/|q^2|$.

К первому типу относятся соотношения “кроссинга”, в которых одна из функций берется в своей физической области, а другая — в нефизической (см. рис. 1):

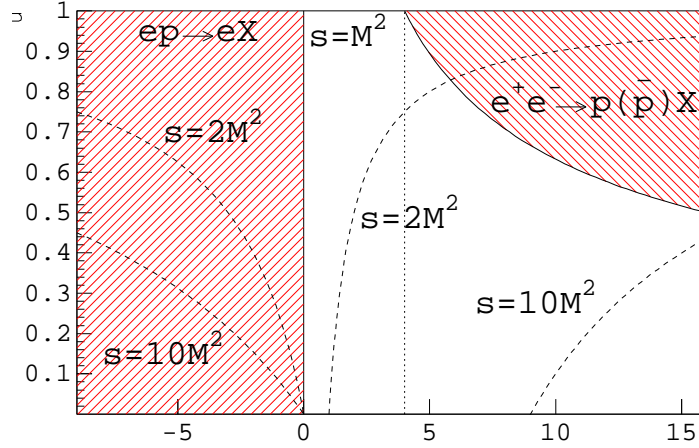


Рис. 1. Физические области в переменных q^2 и u , где $u = x$ (ГНР), $u = z$ (ИА). Штриховые линии — кривые $s = const$. При $s = M^2$ получается линия $u \equiv 1$. Пунктиром обозначена линия $q^2 = 4M^2$.

- простой “кроссинг” Дрелла-Леви-Яна в пределе больших Q^2

$$\bar{F}(u) = -F(1/u), \quad u < 1. \quad (9)$$

- обобщенный “кроссинг” Дамена-Штейнера

$$\begin{aligned} \bar{F}(s, q^2) = & -Re F(s, q^2) - \epsilon(s + M^2 - q^2) \cdot \\ & \cdot \theta(s - s_0) \theta(q^2 - q_t^2) g(q^2, q^2, s, 0). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $g(q^2, q'^2, s, t)$ — тройная спектральная функция “комптоновской” амплитуды по q^2, q'^2 и s при $t \neq 0$ ($q^2 = q'^2$ при $t = 0$), для которой выполняется соотношение

$$g(q^2, q'^2, s, t) = g(q'^2, q^2, s, t). \quad (11)$$

Ко второму типу относятся соотношения, где аргументы обеих функций берутся в своих физических областях:

- “соотношение взаимности” Грибова-Липатова

$$F_2(u, q^2) = u^3 \bar{F}_2(u, q^2), \quad 0 < u < 1. \quad (12)$$

- асимптотическое соотношение (Петров В.А., 1977)

$$\lim_{q^2 \rightarrow \infty} \frac{F(-q^2, s)}{\bar{F}(q^2, s)} = 1. \quad (13)$$

Так как s фиксировано, в рассматриваемом случае это же соотношение можно записать в виде

$$\lim_{u \rightarrow 1} \frac{F(u, s)}{\bar{F}(u, s)} = 1. \quad (14)$$

Исследование заключается в проверке “соотношения” взаимности и асимптотического соотношения с точки зрения соответствия существующим экспериментальным данным.

На рис. 2 показана часть результатов (остальные можно найти в оригинальной работе и публикациях) исследования “соотношения взаимности”. Величина $\Delta = u^3 \bar{F}_2 - F_2$, которая характеризует степень

нарушения исследуемого соотношения, может быть оценена теоретически в следующем логарифмическом приближении теории возмущений. На рисунках видно явное рассогласование экспериментального значения данной величины и теоретических оценок. Также показано, что величина $u^3 \bar{F}_2 / F_2$ не равна 1, как следует из соотношения Грибова-Липатова.

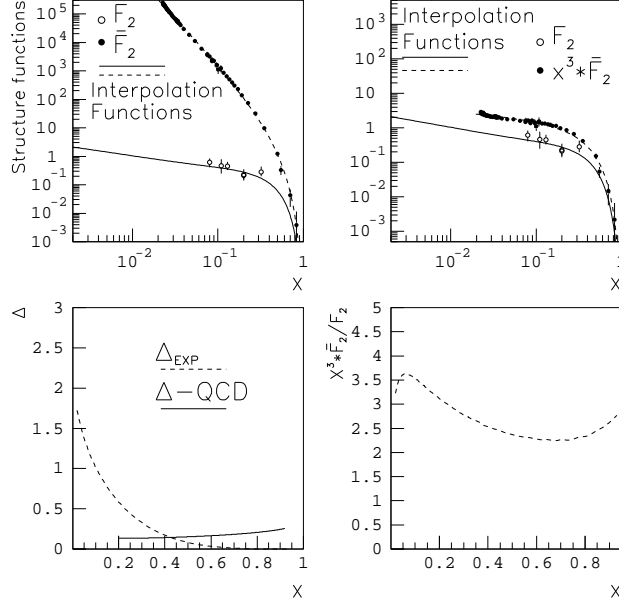


Рис. 2. Экспериментальные данные при $Q = 91.2$ ГэВ.

На рис. 3 изображены функции F_2/x и $z^2 \bar{F}_2/3$, соответствующие соотношению

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \frac{u(s, Q^2)^3 \cdot \bar{F}_2(s, Q^2)}{3F_2(s, Q^2)} = 1, \quad (15)$$

которое получается из асимптотического соотношения (13) путем достаточно простых рассуждений, основанных на партонной модели. Видно, что при больших значениях Q^2 соотношение не противоречит экспериментальным данным.

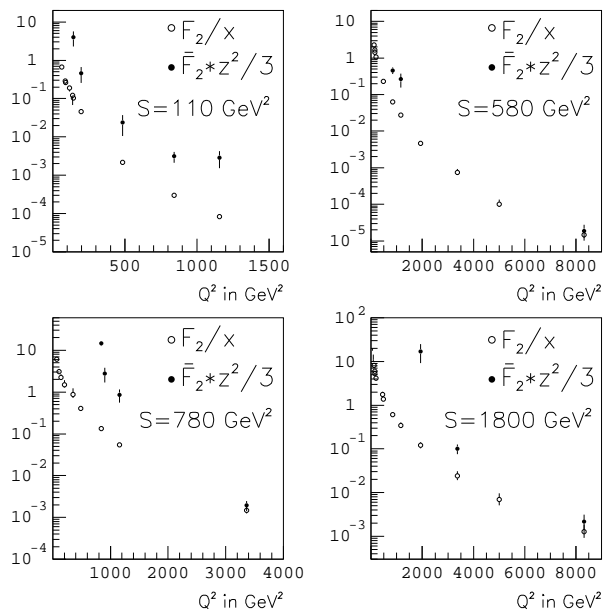


Рис. 3. Экспериментальные данные при фиксированном s .

Во второй главе исследуется проблема влияния массового масштаба на поведение измеряемых величин в рамках операторного разложения. Объектом исследования являются структурные функции глубоконеупругих процессов F_2^Q с рождением тяжелых кварков Q в области фрагментации тока и структурные функции F_2^q , соответствующие легким кваркам q .

Хорошо известно, что коэффициентные функции C_i и однону-клонные матричные элементы соответствующих композитных операторов (их можно отождествить с функциями распределения кварков и глюонов в нуклоне) f_i по отдельности зависят от выбранной схемы перенормировки. Обычно для вычисления коэффициентной функции предпочтение отдается $\overline{\text{MS}}$ -схеме ввиду большей сложности вычислений в рамках других схем, например схемы MOM.

Однако МОМ-схема все же имеет и свои достоинства. Одно из них — универсальность алгоритма вычисления коэффициентных функций для всех порядков по константе связи α_s .

Нас будет интересовать поведение F_2^c при больших Q^2 и малых x . Мы будем предполагать, что в этой области рождение тяжелых кварков происходит в основном на глюонах, а в эволюцию легких кварков и глюонов тяжелые кварки не включены.

Полагая, что существует масштаб μ_0^2 ($\Lambda_{\text{КХД}}^2 \ll \mu_0^2 \ll Q^2$), при котором функция распределения тяжелых кварков пренебрежимо мала по сравнению с функцией распределения глюонов, получаем соотношение

$$\frac{1}{x} F_2^{Q\bar{Q}}(x, Q^2, m_Q^2) = C_g\left(\frac{Q^2}{\mu_0^2}, \frac{m_Q^2}{\mu_0^2}\right) \otimes f_g(\mu_0^2)[x]. \quad (16)$$

Определим величину

$$\Delta F_2 = F_2^{q\bar{q}}(x, Q^2) - F_2^{Q\bar{Q}}(x, Q^2, m_Q^2). \quad (17)$$

В $F_2^{q\bar{q}}$ мы пренебрегаем массами легких кварков по сравнению с m_Q . Считая, что при малых x основной вклад в структурную функцию ГНП без рождения тяжелого аромата определяется через распределение глюонов, т.е. формулой, аналогичной (16), находим

$$\frac{1}{x} \Delta F_2 = \Delta C_g \otimes f_g(\mu_0^2)[x], \quad (18)$$

где

$$\Delta C_g = C_g\left(y, \frac{Q^2}{\mu_0^2}, 0\right) - C_g\left(y, \frac{Q^2}{\mu_0^2}, \frac{m_Q^2}{\mu_0^2}\right). \quad (19)$$

Используя полученное в диссертации выражение для глюонной коэффициентной функции в порядке $O(\alpha_s)$ в МОМ-схеме, получаем, что величина ΔF_2 при больших Q^2 стремится к конечному (зависящему лишь от x и массы тяжелого кварка) пределу $\Delta F_2(x, m_Q^2)$.

Исходя из явного выражения для ΔC_g , нетрудно убедиться, что для $y \leq 0.1$ (а именно область малых y важна при изучении поведения структурной функции при $x \ll 1$)

$$\Delta C_g > 0. \quad (20)$$

Также получено точное выражение для коэффициентной функции $C_g(y, \frac{Q^2}{\mu^2})$ для безмассового случая в порядке α_s для произвольных Q^2 и μ^2 . Из найденных выражений, в частности, следует, что

$$F_2^{q\bar{q}}(x, Q^2) \Big|_{Q^2=m_Q^2} > \Delta F_2(x, m_Q^2) > 0. \quad (21)$$

Используя вышеуказанные результаты, нетрудно показать, что скейлинговым поведением обладает следующая линейная комбинация измеряемых величин:

$$\begin{aligned} \Sigma_\alpha(x, Q^2) &\equiv F_2(x, Q^2) + \alpha F_2^c(x, Q^2, m_c^2) - \\ &- (4\alpha + 11) F_2^b(x, Q^2, m_b^2), \end{aligned} \quad (22)$$

где α — произвольная константа.

С целью исключить в формуле (22) вклад от b -кварков выберем $\alpha = -2.75$. Тогда мы получаем предсказание, что линейная комбинация

$$\Sigma = F_2 - 2.75 F_2^c \quad (23)$$

должна при $Q^2 \rightarrow \infty$ стремиться к некоторой функции, зависящей только от бьеркеновской переменной x (и массы тяжелых кварков).

Используя полученное нами в первом порядке по α_s явное выражение для ΔC_g , находим, что в области $m_Q^2 \ll Q^2$ указанная разность стремится к своему скейлинговому пределу следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} \Sigma &= \frac{1}{9} \left[7 \Delta C_g^{(1)}\left(\frac{m_c^2}{\mu_0^2}\right) - \Delta C_g^{(1)}\left(\frac{m_b^2}{\mu_0^2}\right) \right] \otimes f_g(\mu_0^2)[x] + \\ &+ \frac{m_b^2 - 7m_c^2}{Q^2} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu_0^2}\right) \cdot h \otimes f_g(\mu_0^2)[x], \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$h(y) = \frac{1}{9} y(1-y)[(2-3y)^2 + 3y^2]. \quad (25)$$

Поскольку $m_b^2 - 7m_c^2 > 0$, заключаем, что величина поправки в выражении для $\Sigma(x, Q^2)$ (24) должна стремиться к не зависящему от Q^2 пределу сверху.

Для сравнения с имеющимися экспериментальными данными была выбрана параметризация для $F_2^c(x, Q^2)$, качественно согласованная с выражением (24) для $\Sigma(x, Q^2, m_Q^2)$, и проведено фитирование данных с коллайдера HERA при $6.5 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 130 \text{ ГэВ}^2$.

На рис. 4 показана зависимость рассматриваемой величины Σ как функции Q^2 для двух выбранных нами значений переменной x , для которых имеется совокупность экспериментальных точек, полученных при различных Q^2 и при x , близких к выбранным нами значениям $x = 0.01$ и $x = 0.001$. Как видим, экспериментальные данные находятся в согласии с полученным нами результатом о стремлении линейной комбинации структурных функций к скейлинговому пределу.

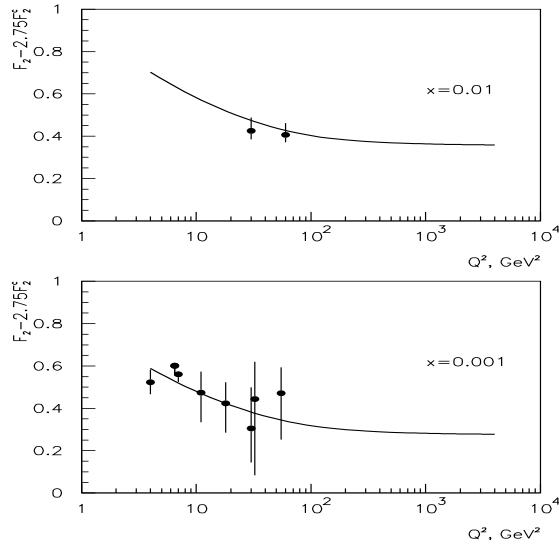


Рис. 4. Зависимость разности структурных функций от Q^2 для двух фиксированных значений x .

Как показано в работе, неравенства (21) позволяют получить следующую оценку для отношения измеряемых структурных функций:

$$\frac{F_2^c(x, Q^2)}{F_2(x, Q^2)} > 0.4 \left(1 - \frac{F_2(x, m_c^2)}{F_2(x, Q^2)} \right). \quad (26)$$

Важно подчеркнуть, что для получения этого неравенства не привлекалась никакая-либо параметризация для F_2^c , а также что оно не зависит от поведения функции распределения глюонов в нуклоне.

На рис. 5 приведена часть результатов, рассчитанных по формуле (26) для двух значений массы c -кварка, в сравнении с опубликованными данными коллаборации ZEUS. Несмотря на то, что эти кривые являются нижними оценками для отношения F_2^c/F_2 , они лежат весьма близко к экспериментальным точкам и “поджимают” их снизу.

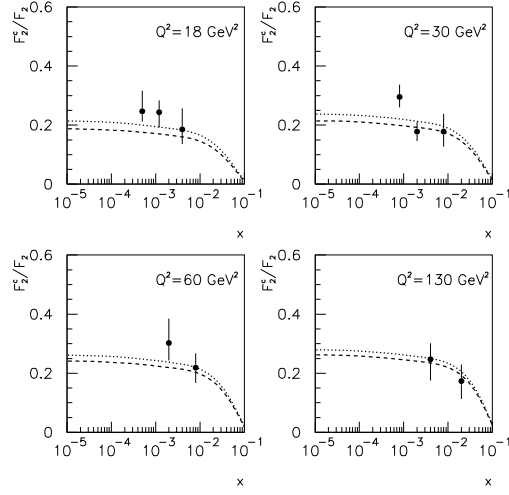


Рис. 5. Отношение F_2^c/F_2 как функция переменной x при фиксированных значениях Q^2 . Штрихованные кривые есть результат вычислений нижней границы для F_2^c/F_2 для массы c -кварка $m_c = 1.7$ ГэВ, точечные кривые — для массы $m_c = 1.3$ ГэВ. Экспериментальные точки взяты из данных коллабораций H1 и ZEUS.

Наши оценки показывают, что указанные теоретические кривые находятся в хорошем согласии и с новыми предварительными данными коллаборации ZEUS, в том числе для максимально измеренного этой коллаборацией значения $Q^2 = 565 \text{ ГэВ}^2$.

В третьей главе рассмотрены эксклюзивные двойные дифракционные события в адронных столкновениях.

Сначала проводится построение модели и описание данных по ЭРВМ. Амплитуда процесса $\gamma(q) + p(p) \rightarrow V(p_v) + p(p')$ может быть представлена в виде

$$M = \int \frac{d^4\kappa}{(2\pi)^4} \frac{1}{(\kappa_1^2 + i0)(\kappa_2^2 + i0)} A^{\alpha\beta, ab} T_{\alpha\beta, ab}, \quad (27)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \frac{R_{v0}}{\sqrt{16\pi M_v}} S p \left[\hat{O}(\hat{p}_v - M_v) \hat{\epsilon}_v \right] \quad (28) \\ \hat{O} &= e e_Q g^2 \frac{\delta^{ab}}{2\sqrt{3}} \left(\frac{(p_{v\alpha} - 2\kappa_{1\alpha} + \hat{\kappa}_1 \gamma_\alpha) \hat{\epsilon}_\gamma (p_{v\beta} + 2\kappa_{2\beta} - \gamma_\beta \hat{\kappa}_2)}{(-p_v \kappa_1 + \kappa_1^2 + i0)(p_v \kappa_2 + \kappa_2^2 + i0)} + \right. \\ &\quad \left. + 5 \text{ перестановок} \right), \quad (29) \end{aligned}$$

$p_v^2 = M_v^2$; e_Q — электрический заряд тяжелого кварка; R_{v0} — абсолютное значение радиальной волновой функции векторного мезона в начале координат; $\epsilon_{v,\gamma}$ — соответственно вектора поляризации векторного мезона и фотона. Перестановки взяты для всех калибровочных бозонов. Тензорное обобщение расширенного редже-эйконоального представления для амплитуды T процесса $g^* + p \rightarrow g + p$ можно записать в следующем виде:

$$T_{\alpha\beta, ab} = \delta_{ab} \left(G_{\alpha\beta} - \frac{P_{1\alpha} P_{2\beta}}{P_1 P_2} \right) T_{gp \rightarrow gp}^D, \quad (30)$$

$$G_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} - \frac{\kappa_{2\alpha} \kappa_{1\beta}}{\kappa_1 \kappa_2}, \quad (31)$$

$$P_1 = p - \frac{p \kappa_1}{\kappa_1 \kappa_2} \kappa_2, \quad P_2 = p - \frac{p \kappa_2}{\kappa_1 \kappa_2} \kappa_1, \quad (32)$$

Путем фитирования экспериментальных данных с HERA с помощью общей формулы редже-эйконального представления для амплитуды ЭРВМ было показано, что основной вклад в амплитуду $T_{gp \rightarrow gp}^D$ дается борновским членом “жесткого” померона

$$T_{gp \rightarrow gp}^D \simeq c_{gp} \left(e^{-i\frac{\pi}{2}} \frac{2p\kappa}{s_0 - \kappa^2} \right)^{\alpha_{P_3}(t)} e^{B_0^{(3)}t}, B_0^{(3)} = \frac{r_{gP_3}^2 + 0.5r_{pP_3}^2}{4}, \quad (33)$$

где $s_0 \simeq 1$ ГэВ — это масштабный параметр модели, который использовался в глобальном описании данных по $pp(p\bar{p})$ -рассеянию, таким же способом были получены параметры для “жесткого” померона

$$\begin{aligned} r_{pP_3}^2 &= 2.477 \pm 0.096 \text{ ГэВ}^{-2}, \\ \alpha_{P_3}(t) &= \alpha_{P_3}(0) + \alpha'_{P_3}(0)t, \\ \alpha_{P_3}(0) - 1 &= 0.203 \pm 0.004, \\ \alpha'_{P_3}(0) &= 0.094 \pm 0.003 \text{ ГэВ}^{-2}, \end{aligned} \quad (34)$$

которые остаются фиксированными при фитировании данных по ЭРВМ. Параметры же

$$\begin{aligned} r_{gP_3}^2 &= 2.54 \pm 0.41 \text{ ГэВ}^{-2}, \\ c_{gp} &= 3.5 \pm 0.4 \end{aligned} \quad (35)$$

определяются именно из данных по эксклюзивному рождению J/Ψ .

Исходя из полученных значений параметров, предполагая их слабую зависимость от энергетических переменных, была сделана оценка соотношения

$$\frac{\sigma_{\gamma p \rightarrow \Upsilon p}}{\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\Psi p}} \simeq (3.1 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}, \quad (36)$$

которая была произведена также экспериментальным путем коллаборацией ZEUS

$$\frac{\sigma_{\gamma p \rightarrow \Upsilon p}}{\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\Psi p}} = (4.8 \pm 2.2(\text{stat.}) \begin{matrix} +0.7 \\ -0.6 \end{matrix} (\text{sys.})) \cdot 10^{-3}. \quad (37)$$

Непротиворечивость предсказаний и экспериментальных данных является указанием на применимость подхода.

Далее в диссертационной работе построена модель ЭДДС в адронных столкновениях. “Мягкая” часть амплитуды ЭДДС строится из тех же элементов (30), что и амплитуда ЭРВМ. Это позволяет делать предсказания для более высоких энергий, основываясь на данных с HERA. Амплитуда “жестких” процессов $gg \rightarrow X$ определяется выражением

$$F^{\mu\nu}(q_1, q_2) = (g^{\mu\nu} - \frac{q_2^\mu q_1^\nu}{M_X^2}) F_{gg \rightarrow X}$$

$$|F_{gg \rightarrow X}|^2 \rightarrow 4\pi M_X \Gamma(X \rightarrow gg), \quad (38)$$

полная амплитуда процесса получается путем свертки нескольких элементов

$$T_{pp \rightarrow pXp} \simeq \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{8F^{\mu\nu}(q_1, q_2) T_{\mu\alpha}^D(p_1, q, q_1) T_{\nu\alpha}^D(p_2, -q, q_2) F_s(-q^2)}{(q^2 + i0)(q_1^2 + i0)(q_2^2 + i0)}, \quad (39)$$

где подавляющий фактор F_s , подобный судаковскому в КЭД, дается формулой

$$F_s(l^2) = \exp \left[-\frac{3}{2\pi} \int_{l^2}^{M_X^2/4} \frac{dp_T^2}{p_T^2} \alpha_s(p_T^2) \ln \left(\frac{M_X^2}{4p_T^2} \right) \right], \quad (40)$$

и дальнейшей унитаризации

$$T_X = T_{pp \rightarrow pXp}, \quad (41)$$

$$V(s, \vec{q}_T) = 4s(2\pi)^2 \delta^2(\vec{q}_T) + 4s \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}_T \vec{b}} \left[e^{i\delta_{pp \rightarrow pp}} - 1 \right],$$

$$T_X^{Unit.}(p_1, p_2, \Delta_1, \Delta_2) = \frac{1}{16ss'} \int \frac{d^2\vec{q}_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2\vec{q}'_T}{(2\pi)^2} V(s, \vec{q}_T) \cdot$$

$$\cdot T_X(p_1 - q_T, p_2 + q_T, \Delta_{1T}, \Delta_{2T}) \cdot V(s', \vec{q}'_T),$$

$$\Delta_{1T} = \Delta_1 - q_T - q'_T,$$

$$\Delta_{2T} = \Delta_2 + q_T + q'_T.$$

Функция $\delta_{pp \rightarrow pp}$ полностью определяется из данных по $pp(\bar{p})$ -рассеянию.

Используя полученные выражения для амплитуды и различные состояния X , была получена совокупность предсказаний для ускорителей LHC (TeVatron):

- Бозон Хиггса Стандартной модели: $\simeq 3$ фб ($\simeq 0.3$ фб) для массы бозона Хиггса порядка 100 ГэВ.
- Наблюдаемые состояния H^* и R^* модели Randall-Sundrum I со значением вакуумного ожидания поля R^* порядка 1 ТэВ и области масс 100–150 ГэВ: $1 \div 30$ фб ($0.1 \div 3$ фб). В рассматриваемом случае за счет смешивания состояний H (бозон Хиггса) и R (“радион”) величина сечений может увеличиться на порядок по сравнению со стандартной. Улучшается также статистическая значимость события в различных модах распадов.
- Важным с точки зрения нормировки параметров модели является процесс рождения двух струй. Этот процесс сейчас глубоко исследуется коллаборацией CDF. Сам по себе двухструйный процесс является уникальным с экспериментальной точки зрения, так как имеет большие сечения и дает возможность детального исследования глюонных струй. Были получены следующие оценки:

	<i>Tevatron</i>	<i>LHC</i>
$E_T > 7$ ГэВ	3.7 нб	28 нб
$E_T > 10$ ГэВ	0.8 нб	7 нб
$E_T > 25$ ГэВ	15 пб	150 пб
$E_T > 50$ ГэВ	600 фб	8 пб.

- В случае рождения тяжелого кваркония массы рождающихся частиц достаточно малы, судаковское подавление гораздо меньше, чем в случае с бозоном Хиггса, соответственно данный процесс можно наблюдать и на работающем ускорителе TeVatron, что опять же немаловажно для проверки теоретических расчетов:

	<i>TeVatron</i>	<i>LHC</i>
$\chi_{b,0}$	160 пб	1.3 нб
$\chi_{c,0}$	600 нб	4 μ б .

(42)

Также проведено исследование фона для рождения в ЭДДС бозона Хиггса Стандартной Модели. Оказалось, что при условии детектирования конечных протонов

$$\frac{\text{сигнал}(pp \rightarrow pHp \rightarrow pb\bar{b}p)}{\text{фон КХД}} \geq 3.8 \frac{\text{ГэВ}}{\Delta M}, \quad (43)$$

где ΔM — это разрешение по массе. Здесь масса бозона Хиггса взята 100 ГэВ.

Был рассмотрен вопрос влияния унитарных поправок на величину сечений. Наряду с тем, что они резко уменьшают сечения (к примеру, для $M_\chi = 100$ ГэВ, сечения уменьшаются в 15–20 раз в зависимости от кинематических обрезаний), они также значительно изменяют форму зависимости от азимутального угла между конечными протонами, а именно, сдвигают распределения в область малых углов. Этот факт может быть успешно использован на практике для проверки существующих феноменологических моделей дифракционного рассеяния.

В заключении кратко сформулированы **основные результаты диссертации**:

- Исследованы фундаментальные соотношения между процессами ГНР и ИА с точки зрения экспериментальных данных. Обнаружено расхождение существующих предсказаний с данными по ГНР и ИА. Предложено и проверено экспериментально новое асимптотическое соотношение.
- В рамках операторного разложения и различных схем перенормировки получено соотношение между структурными функциями с рождением тяжелых ароматов. Соотношение подтверждено экспериментальными данными.

- Произведено расширение редже-эйкональной модели для частиц вне массовой оболочки на тензорный случай.
- С помощью построенной модели дано описание эксклюзивного фоторождения тяжелых векторных мезонов. Получены параметры модели для дальнейших предсказаний.
- Показано, что модель может быть использована для описания ЭДДС в адронных столкновениях. Совпадение предсказаний для ускорителя TeVatron с численными оценками, полученными коллаборацией CDF, дает основание утверждать применимость данного описания.
- Даны предсказания для большого числа ЭДДС с рождением резонансов и струй. Эти предсказания важны с точки зрения установки и калибровки детекторов ускорителя ЛНС для постановки фундаментальных экспериментов, к которым относится, в частности, обнаружение бозона Хиггса. Проведено быстрое Монте-Карло моделирование с оценкой сигнала и фона для данного процесса.

Список литературы

- [1] V.A. Petrov, R.A. Ryutin. “Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Inclusive Annihilation: Asymptotic Crossing Relations versus Experimental Data” *Phys. Lett. B* **451**, 211 (1999).
- [2] В.А. Петров, Р.А. Рютин. “О связи сечений глубокоэластичного рассеяния и инклюзивной аннигиляции” *Phys. Atom. Nucl.* **63**, 109 (2000), *Yad. Fiz.* **63**, 121 (2000).
- [3] А.В. Киселев, В.А. Петров, Р.А. Рютин. “Массы кварков и специфический скейлинг в глубокоэластичном процессе” *ЯФ* **65** № **10**, 1 (2002), *Phys. Atom. Nucl.* **65**, 1900 (2002), *Yad. Fiz.* **65**, 1953 (2002),
- [4] A.V. Kisselev, V.A. Petrov, R.A. Ryutin. “Do Quark Mass Effects Survive in the High- Q^2 Limit of DIS?” *Eur. Phys. J. C* **26**, 597 (2003), hep-ph/0109271.

- [5] V.A. Petrov, R.A. Ryutin. “Exclusive Double Diffractive Higgs Boson Production at LHC” *Eur. Phys. J. C* **36**, 509 (2004), hep-ph/0311024.
- [6] V.A. Petrov, R.A. Ryutin. “Exclusive Double Diffractive Events: Menu for LHC” *JHEP* **0408**, 013 (2004), hep-ph/0403189.
- [7] V.A. Petrov, R.A. Ryutin, A.V. Prokudin. “From the exclusive photoproduction of heavy quarkonia at HERA to the EDDE at TeVatron and LHC” *Czech. Journ. of Phys.* **55**, 17 (2005), hep-ph/0404116.

Рукопись поступила 1 июня 2005 г.

Р.А. Рютин

Масштабные эффекты в глубоконеупругих и дифракционных процессах при высоких энергиях.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **ИТ_РХ**.

Редактор Н.В.Ежела.

Подписано к печати 7.06.2005. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 1,23. Уч.-изд.л. 1. Тираж 100. Заказ .
Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2005–17, И Ф В Э, 2005
