



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На правах рукописи

2000–48

Прокудин Алексей Владимирович

**ВЛИЯНИЕ ЖЕСТКОГО МАСШТАБА
НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ
ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН**

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Протвино 2000

УДК 539.1.01

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

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

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук Ю.С. Вернов (ИЯИ РАН РФ, г. Москва), кандидат физико-математических наук В.В. Ежела (ИФВЭ, г. Протвино).

Ведущая организация – НИИЯФ МГУ (г. Москва).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2000 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 034.02.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142284, г. Протвино Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2000 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 034.02.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2000

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Проблема влияния жёсткого масштаба на энергетические зависимости физических величин имеет большую историю. В физике высоких энергий мы сталкиваемся в основном с энергетической зависимостью сечений. Для полных сечений Гейзенберг ещё в 1952 году на основе простой модели показал, что сечения могут расти как $\ln^2 s$. На основе аксиоматического подхода это поведение в виде ограничения на максимально быстрый рост сечений было строго доказано Фруассаром и Мартэном.

В 1970 году на Серпуховском ускорителе был открыт рост сечений во взаимодействиях K^+p , который впоследствии был подтверждён в pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Рост сечений не имеет однозначной трактовки, хотя в исследованиях непертурбативных методов КХД и в некоторых струнных моделях он предсказывается. Тем не менее такое поведение остаётся пока экспериментальным фактом, не имеющим твёрдо установленного теоретического объяснения.

На электрон-протонном ускорителе **HERA** была получена возможность изучения рассеяния виртуальных фотонов γ^* на протоне p , при этом виртуальность фотона Q^2 можно было менять. При изучении полных сечений экспериментально был обнаружен очень интересный эффект: сечения ускоряют свой рост, когда растёт виртуальность фотона.

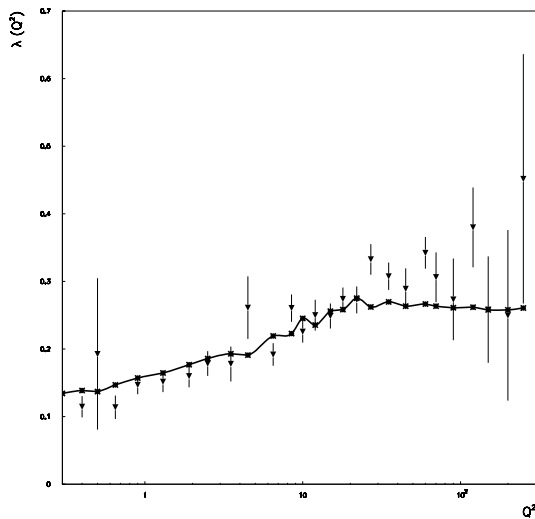


Рис. 1. Эффективный интерсепт как функция виртуальности фотона.

введение новых (“жестких”) померонов. Это кажется вполне убедительным, если взглянуть на извлечение λ из экспериментальных данных (рис. 1).

Таким образом, возникает задача проверки того, действительно ли нужно вводить новые траектории, или траектории Редже универсальны, и описание подобных эффектов основано на другом механизме.

Цель диссертационной работы:

- Извлечение параметров редже-эйкональной модели из данных по адрон-адронным процессам рассеяния и получение фундаментальных траекторий Редже.
- Изучение расширения редже-эйконального подхода на случай процессов с виртуальными частицами и применение его для описания данных **HERA**.
- Предсказания асимптотического поведения полных сечений и структурных функций для процессов с участием виртуальных частиц.

Такое явление не предсказывалось в теории и требовало объяснения. Наиболее простая параметризация такого поведения — это $\sigma_{tot}^{\gamma^*p} \sim W^{2\lambda(Q^2)}$. Если же обратиться к распространённой интерпретации λ как интерсепта наиболее правого полюса в J -плоскости амплитуды, то становится ясным — такая параметризация означает, что траектории Редже являются неуниверсальными, и для описания данных **HERA** необходимо

Научная новизна и практическая ценность работы:

1. Построено расширение редже-эйконального подхода для процессов с участием виртуальных частиц, учитывающее принципы унитарности и аналитичности.
2. Показано, что влияние жёсткого масштаба на энергетическую зависимость сечений сильное, в частности логарифмическая асимптотика может быть заменена на степенную в присутствии такого масштаба. Это не противоречит ограничению Фруассара-Мартэна, поскольку при переходе на массовую оболочку восстанавливается логарифмическое асимптотическое поведение.
3. Доказано, что современные экспериментальные данные по жёстким процессам не требуют введения новых неуниверсальных траекторий, и успешно описываются с помощью универсальных траекторий Редже.
4. Получено описание имеющихся данных HERA с параметрами траекторий, взятыми из описания адронных процессов. Представлены предсказания на поведение структурной функции протона в различных кинематических областях.

Ценность полученных результатов состоит не только в том, что данная модель свидетельствует в пользу универсальности траекторий Редже и хорошо описывает данные, но и в том, что аналитически получены такие эффекты, как “раздевание” померона при больших Q^2 и асимптотические формулы для структурной функции протона и сечений эксклюзивного рождения векторных мезонов.

Апробация работы

Материалы, составляющие содержание диссертации, опубликованы в работах [1-6]. Результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинарах и конференциях.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, двух глав, заключения и семи приложений. Объем диссертации 124 страницы. Список литературы включает около 180 наименований.

Содержание диссертации

Во Введении обосновывается актуальность проблем, рассмотренных в диссертации. Обсуждаются основные известные результаты, достигнутые в области изучения подобных эффектов изменения энергетического поведения при наличии дополнительных масштабов. Излагается структура диссертации.

В первой главе изучается редже-эйкональная модель для нуклонных процессов pp , $\bar{p}p$ и извлекаются параметры траекторий Редже, описывающие данные процессы. В результате исследования получено, что для описания данных по нуклонному рассеянию при $t \neq 0$ необходимо введение оддеронной траектории. Параметры траекторий померона и оддерона имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} \alpha_{\mathbb{P}}(0) - 1 &= 0.0938 \pm 0.003, & \alpha'_{\mathbb{P}}(0) &= 0.2762 \pm 0.02; \\ \alpha_{\mathbb{O}}(0) - 1 &= 0.0934 \pm 0.005, & \alpha'_{\mathbb{O}}(0) &= 0.0682 \pm 0.03. \end{aligned} \quad (1)$$

Результаты по фитированию данных в случае присутствия оддерона и померона, когда траектории не вырождены

На рис. 2–5 штриховая линия соответствует предсказаниям модели для pp , сплошная линия — для $\bar{p}p$.

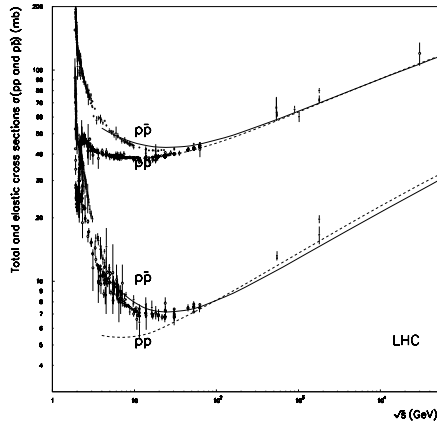


Рис. 2. Полное и упругое сечения рассеяния.

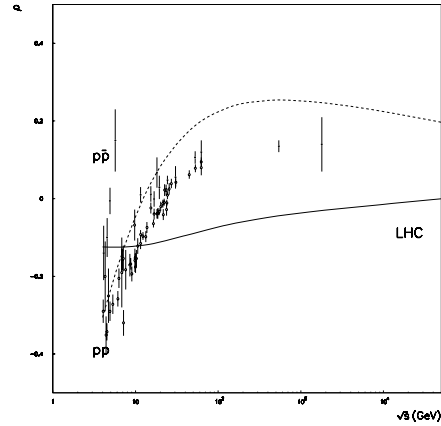


Рис. 3. Отношение реальной и мнимой частей амплитуды рассеяния вперед.

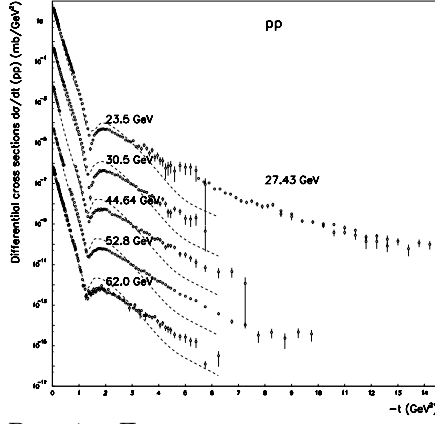


Рис. 4. Дифференциальное сечение pp .

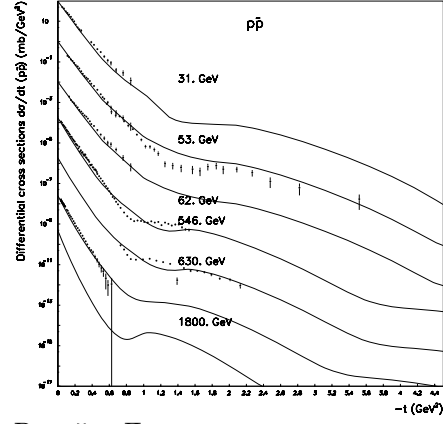


Рис. 5. Дифференциальное сечение $p\bar{p}$.

Во второй главе проводится обобщение редже-эйконального подхода на случай присутствия частиц вне массовой оболочки. При этом мы получаем следующие соотношения для амплитуд вне массовой оболочки:

$$T^{**}(s, b) = \delta^{**}(s, b) - \frac{\delta^*(s, b)\delta^*(s, b)}{\delta(s, b)} + \frac{\delta^*(s, b)\delta^*(s, b)}{\delta(s, b)\delta(s, b)}T(s, b), \quad (2)$$

$$T^*(s, b) = \frac{\delta^*(s, b)}{\delta(s, b)}T(s, b), \quad (3)$$

где $\delta^{*(*)}(s, b)$ суть эйкональные функции для процессов с одной (двумя) частицами вне массовой оболочки.

В данном подходе эйконал — это основная функция рассеяния, из которой мы впоследствии будем конструировать сечения и структурные функции. Выбирается следующая параметризация:

$$\delta_{\pm}^*(s, b) = \xi_{\pm} \frac{c_*(Q^2)}{s_0 + Q^2 - m^2} \left(\frac{s + Q^2 - m^2}{s_0 + Q^2 - m^2} \right)^{\alpha(0)-1} e^{-\frac{b^2}{\rho_*^2}}, \quad (4)$$

где

$$\rho_*^2 = 4\alpha'(0) \ln \frac{s + Q^2 - m^2}{s_0 + Q^2 - m^2} + r_N^2 + r_*^2(Q^2), \quad (5)$$

и

$$\delta_{\pm}^{**}(s, b) = \xi_{\pm} \frac{c_{**}(Q^2)}{s_0 + Q^2 - m^2} \left(\frac{s + Q^2 - m^2}{s_0 + Q^2 - m^2} \right)^{\alpha(0)-1} \frac{e^{-\frac{b^2}{\rho_{**}^2}}}{4\pi\rho_{**}^2}, \quad (6)$$

где

$$\rho_{**}^2 = 4\alpha'(0) \ln \frac{s + Q^2 - m^2}{s_0 + Q^2 - m^2} + r_N^2 + r_{**}^2(Q^2), \quad (7)$$

а r_N , r_* и r_{**} — “радиусы”, связанные с соответствующими вершинами.

Мы предполагаем, что коэффициенты $c_*(Q^2)$, $c_{**}(Q^2)$ слабо (не степенным образом) зависят от Q^2 . ξ_{\pm} суть сигнатурные факторы. Отсюда следует что при фиксированных $x \simeq \frac{Q^2}{s+Q^2}$ нарушение скейлинга слабое.

Далее на основе данного формализма мы находим асимптотические формулы для полного и упругого сечений в различных кинематических регионах.

Полное сечение

- **Реджевский режим** ($s \gg Q^2$):

$$\sigma_{tot}^{**} \rightarrow \frac{(s/Q^2)^{\Delta}}{Q^2} \left[c_{**} - \frac{c_*^2}{c} \left(\frac{s_0}{Q^2} \right)^{1+\Delta} \frac{\rho^2}{\rho_*^2} \right]. \quad (8)$$

- **Бьёркеновский режим** ($s \simeq Q^2(1-x)/x$, x -фиксирован):

$$\sigma_{tot}^{**} \rightarrow \frac{c_{**}(Q^2)}{Q^2} \left(\frac{1}{x} \right)^{\Delta} - \frac{c_*^2}{2c} \cdot \frac{1}{Q^2} \cdot \left(\frac{1}{x} \right)^{\Delta} \cdot \left(\frac{s_0}{Q^2} \right)^{1+\Delta} \cdot \frac{\ln \frac{Q^2(1-x)}{s_0 x}}{\ln \frac{1}{x}}. \quad (9)$$

Теперь можно показать интересное явление, которое наблюдается в нашей модели, — так называемое “раздевание” померона.

Предположим, что структурная функция описывается формулой вида

$$F_2^p(x, Q^2) = f(Q^2) \left(\frac{1}{x} \right)^{\Delta_{\text{eff}}(Q^2)}, \quad (10)$$

где $\Delta_{\text{eff}}(Q^2)$ — эффективный интерсепт, который, конечно, не соответствует траектории Редже, поскольку зависит от виртуальности

фотона Q^2 . Теперь, используя (9), получаем, что в нашей модели при фиксированных (и достаточно малых) x

$$\Delta_{\text{eff}}(x, Q^2) \simeq \Delta + \frac{(s_0/Q^2)^{1+\Delta}}{\ln^2 1/x} f(x, Q^2), \quad (11)$$

где

$$f(x, Q^2) = \frac{c_*(Q^2) \ln Q^2/s_0}{2 c c_{**}(Q^2) - \frac{c_*(Q^2)(s_0/Q^2)^{1+\Delta} \ln Q^2/s_0 x}{\ln 1/x}}. \quad (12)$$

Из уравнения видно, что правая часть в (11) стремится к Δ с ростом Q^2 , и тем самым мы получаем следующий эффект: с ростом виртуальности фотона Q^2 унитарные поправки уменьшаются, и при достаточно малых x структурная функция протона может быть описана борновским членом эйконального разложения, так что эффективный интерсепт в (10) будет равен интерсепту померона.

Мы видим, что эффективный интерсепт в нашей модели зависит также от x и $\Delta_{\text{eff}}(x, Q^2 \rightarrow \infty) \sim 0.1$.

Таким образом, мы получаем способ измерения интерсепта померона и проверки нашей модели.

Как мы видим, полное сечение имеет степенное поведение в пределе Редже, что не означает нарушения ограничения Фруассара–Мартэна, так как это ограничение не может быть получено для данного случая. Если же мы восстановим условия массовой оболочки для частиц, то мы восстановим и “нормальное” логарифмическое асимптотическое поведение $\sigma \sim \ln^2 \frac{s}{s_0}$. В пределе Бьёркена мы имеем сильное (степенное) нарушение скейлинга во втором члене, который, однако, не представляет собой вклад высших твистов, поскольку имеет нецелую степень.

Интересно отметить, что если бы вся зависимость от виртуальности в эйконале строго факторизовалась, то полное сечение и вне массовой оболочки подчинялось бы (в смысле зависимости от s) ограничению Фруассара–Мартэна. Однако в общем случае такая факторизация отсутствует.

Упругое сечение

- Реджевский режим

$$\sigma_{el}^* \rightarrow 16\pi\alpha'(0)\Delta\left(\frac{c_*}{c}\right)^2\left(\frac{\mu^2}{Q^2}\right)^{2+2\Delta}\left(\ln\frac{s}{\mu^2}\right)^2. \quad (13)$$

- Бьёркеновский режим

$$\sigma_{el}^* \rightarrow 8\pi\alpha'(0)\left(\frac{c_*}{c}\right)^2\left(\frac{\mu^2}{Q^2}\right)^{2+2\Delta}\frac{(\ln(Q^2/x))^2}{\ln(1/x)}. \quad (14)$$

Интересно отметить, что

$$\frac{\sigma_{el}^*}{\sigma_{tot}^{**}} \rightarrow 0 \quad (15)$$

в отличие от предела $1/2$ для случая всех частиц на массовой оболочке.

В разделе “МОДЕЛЬ ДЛЯ $F_2^p(x, Q^2)$ ” мы формулируем модель для структурной функции протона $F_2(x, Q^2)$ и описываем экспериментальные данные при $x < 10^{-2}$. При этом также описывается эффективный интерсепт (рис. 1) и Q -наклон.

Далее, в параграфе “ Q^2 -зависимость структурной функции”, используя пертурбативную КХД, мы получаем Q^2 -зависимость коэффициентов $c_*(Q^2)$, $c_{**}(Q^2)$:

$$\begin{aligned} c_{**}(Q^2) &= c_1^{**}\left(\frac{Q_0^2+Q^2}{Q_0^2}\right)^{d_1} + c_2^{**}\left(\frac{Q_0^2+Q^2}{Q_0^2}\right)^{d_2}, \\ c_*(Q^2) &= c_1^*\left(\frac{Q_0^2+Q^2/2}{Q_0^2}\right)^{d_1} + c_2^*\left(\frac{Q_0^2+Q^2/2}{Q_0^2}\right)^{d_2}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $Q_0^2 = 1.0$ (Гэв²), а c_1^{**} , c_2^{**} , c_1^* , c_2^* , c_0 , d_1 , d_2 суть численные параметры, $d_1 \simeq 0.74$; $d_2 \simeq -0.01$.

В следующем разделе мы повторно описываем $F_2(x, Q^2)$, эффективный интерсепт и Q -наклон, используя коэффициенты, полученные в предыдущем разделе (см. рис. 6).

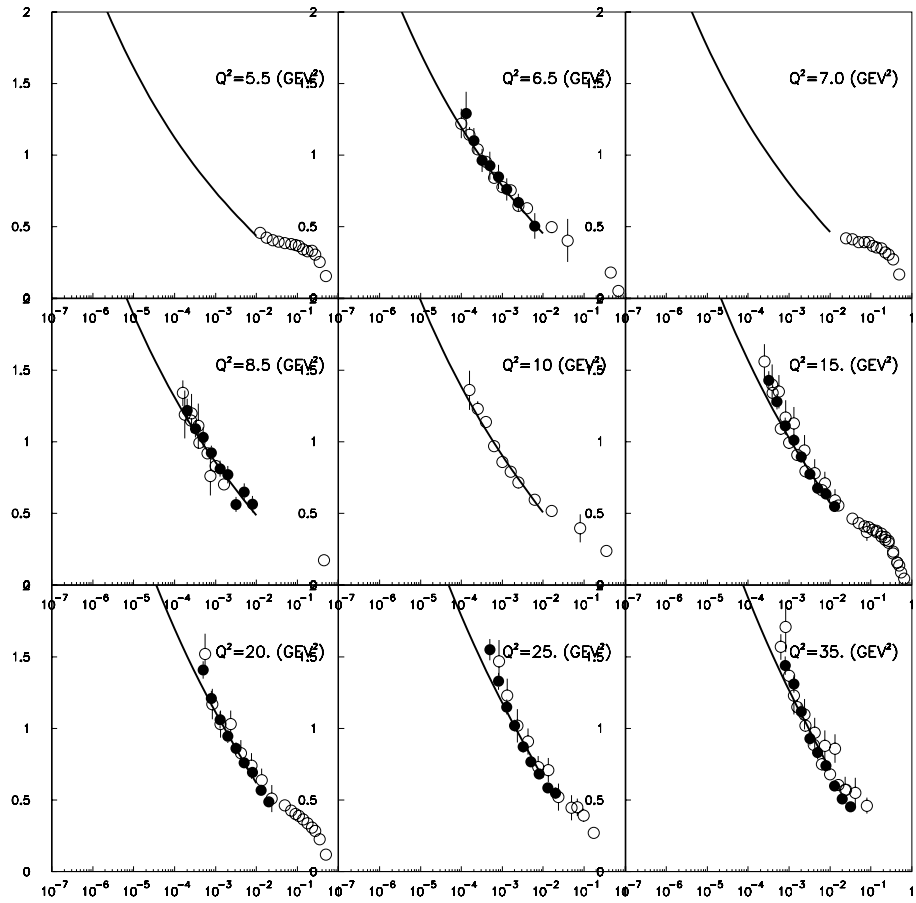


Рис. 6. Экспериментальные данные по протонной структурной функции $F_2^p(x, Q^2)$ при средних Q^2 и предсказания модели.

В разделе “ЭКСКЛЮЗИВНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ ВИРТУАЛЬНЫМИ ФОТОНАМИ” мы описываем экспериментальные данные по рождению векторных мезонов $V = \rho_0, J/\Psi$ в процессе $\gamma^*p \rightarrow Vp$ (см. рис. 7 и 8).

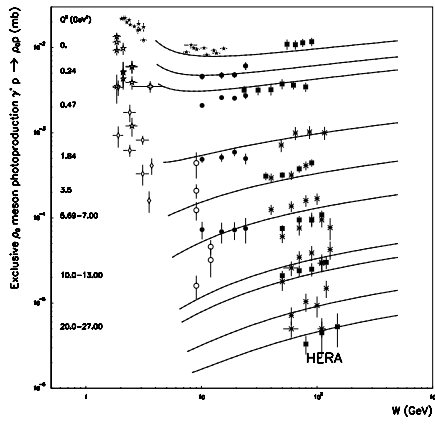


Рис. 7. Сечение $\sigma_{\gamma^* p \rightarrow \rho^0 p}(W, Q^2)$ как функция W .

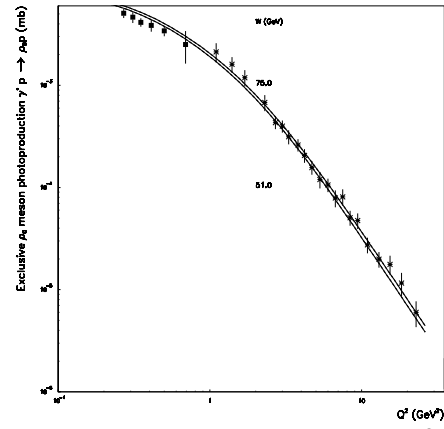


Рис. 8. Сечение $\sigma_{\gamma^* p \rightarrow \rho^0 p}(W, Q^2)$ как функция Q^2 .

В разделе “ФОТОН-ФОТОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ” мы описываем имеющиеся данные по сечению рассеяния виртуальных фотонов $\sigma_{\gamma^* \gamma^*}(Y)$, где $Y = \frac{\ln \hat{s}/\hat{s}_0}{\sqrt{Q_1 Q_2}}$, $\sqrt{\hat{s}} = W_{\gamma\gamma}$ (рис. 9).

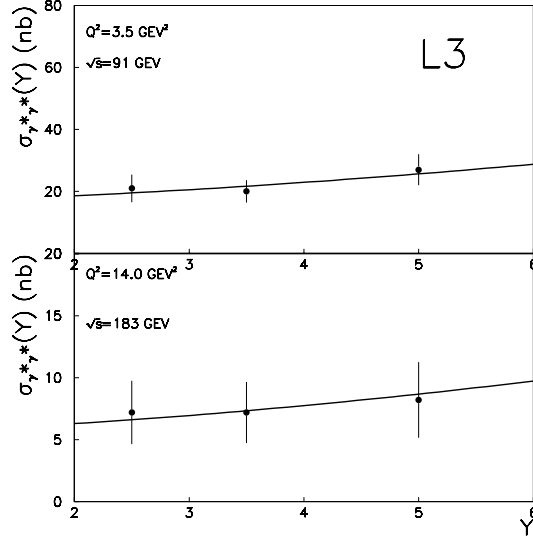


Рис. 9. Сечение $\sigma_{\gamma^* \gamma^*}(Y, Q^2)$ как функция Y .

В **Заключении** перечислены основные результаты, полученные в диссертационной работе.

В **Приложении** перечисляются основные определения, постулаты аксиоматической S -матрицы.

В **Приложении А** приводится вывод используемого преобразования Фурье-Бесселя. В **Приложении Б** вычисляется сечение эксклюзивного рождения векторных мезонов. В **Приложении В** вычисляется полное сечение рассеяния виртуального фотона на протоне. В **Приложении Г** выводятся асимптотические формулы для полного и упругого сечений при условии, что все частицы находятся на массовой оболочке. В **Приложении Д** вычисляется разложение дифференциального сечения по функциям Бесселя для процессов с частицами на массовой оболочке. В **Приложении Е** вычисляется разложение дифференциального сечения по функциям Бесселя для процессов с частицами вне массовой оболочке.

Список литературы

- [1] Прокудин А.В. Эксклюзивное фоторождение векторных мезонов реальными и виртуальными фотонами. - В сб.: Труды Первой Открытой научной конференции для молодых учёных. – Дубна, 1997, с.84.
- [2] Петров В.А., Прокудин А.В. Пригоден ли мягкий померон для описания данных с HERA? // *Яд.Физ.* 1999. Н.9. Т.62, с. 1-6.
- [3] Прокудин А.В. Справляется ли мягкий померон с данными HERA?. – В сб.: Труды Второй Открытой научной конференции для молодых учёных. – Дубна, 1998, с.98.
- [4] Petrov V.A., Prokudin A.V. Does the “Soft Pomeron” Cope with the HERA Data? – hep-ph/9711320, Report IHEP 97-69.
- [5] Petrov V.A., Prokudin A.V. Regge Eikonal Approach versus Experimental Data. – In: Proceedings of EDS-99, Protvino, Russia, World Scientific Publishing 2000, p.95.
- [6] Petrov V.A., Prokudin A.V. Description of the Proton Structure Function $F_2^p(x, Q^2)$ in the Framework of Extended Regge-Eikonal Approach. – hep-ph/9912248, Report IHEP 2000-9.

Рукопись поступила 10 ноября 2000 г.

А.В. Прокудин.

Влияние жёсткого масштаба на энергетические зависимости физических величин.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 13.11.2000. Формат $60 \times 84/16$. Офсетная печать.
Печ.л. 0,66. Уч.-изд.л. 0,57. Тираж 100. Заказ 223. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

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

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2000–48, И Ф В Э, 2000
