



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 98-59
ОТФ

В.А. Петров¹, Р.А. Рютин²

**О СВЯЗИ СЕЧЕНИЙ
ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
И ИНКЛЮЗИВНОЙ АННИГИЛЯЦИИ**

¹ E-mail: petrov@mx.ihep.su

² E-mail: ryutin@th1.ihep.su

Протвино 1998

Аннотация

Петров В.А., Рютин Р.А. О связи сечений глубоконеупругого рассеяния и инклюзивной аннигиляции : Препринт ИФВЭ 98–59. – Протвино, 1998. – 19 с., 13 рис., библиогр.: 36.

Представлены аргументы в пользу того, что существующие экспериментальные данные по структурным функциям процессов $ep \rightarrow eX$ и $e^+e^- \rightarrow p(\bar{p})X$ не подтверждают так называемое “соотношение взаимности”, полученное в ГЛП приближении теории возмущений. Показано также, что асимптотическая связь этих процессов, найденная из более общих соображений, не противоречит имеющимся экспериментальным данным.

Abstract

Petrov V.A., Ryutin R.A. On a Relation between Cross Sections of Deep Inelastic Scattering and Inclusive Annihilation : IHEP Preprint 98–59. – Protvino, 1998. – p. 19, figs. 13, refs.: 36.

Arguments are presented that available experimental data on structure functions of processes $ep \rightarrow eX$ and $e^+e^- \rightarrow p(\bar{p})X$ do not confirm the so called “reciprocity relation” obtained in the LLA approach of the perturbation theory. It is also shown that the asymptotic relation of these processes obtained under more general considerations does not contradict experimental data.

Введение

До настоящего времени было получено множество экспериментальных данных по глубоконеупругому рассеянию (ГНР) $ep \rightarrow eX$ и инклюзивной аннигиляции (ИА) $e^+e^- \rightarrow p(\bar{p})X$. Много работ (к примеру [1]) было посвящено раскрытию важности изучения этих процессов для понимания таких фундаментальных явлений, как конфайнмент, проверки различного рода моделей (КХД, модель мешков, струнная модель, и т.д.), а также основных принципов квантовой теории поля (локальность, причинность и т.д.).

Большое значение имеет изучение аналитических свойств и асимптотического поведения сечений (структурных функций) ГНР и ИА. В этом направлении были получены некоторые соотношения между выше названными процессами. Главными из них являются: во-первых, соотношение аналитического продолжения из канала ГНР в канал ИА (“кроссинг-симметрия”), следующее из основных принципов КТП [2],[3],[4],[5]; во-вторых, “соотношение взаимности” [6], полученное в главном логарифмическом приближении (ГЛП) для большого числа моделей, в том числе и для КХД [7],[8]. С начала 80-х годов количество работ на данную тему значительно сократилось, и в основном это были чисто теоретические изыскания, не уделяющие должного внимания эксперименту (см., однако, работу [9]).

В настоящей работе наряду с обсуждением теории затронута связь полученных результатов с экспериментальными данными. Здесь использован материал по ИА: ARGUS ($\sqrt{Q^2} = 9.8$ ГэВ) [10], TASSO ($\sqrt{Q^2} = 14, 22, 34$ ГэВ) [11], TPC [12], HRS [13] ($\sqrt{Q^2} = 29$ ГэВ), TOPAZ ($\sqrt{Q^2} = 58$ ГэВ) [14], OPAL [15], DELPHI [16] ($\sqrt{Q^2} = 91.2$ ГэВ), и по ГНР: NMC [17], BCDMS [18], ZEUS [19], H1 [20], EMC [21], E665 [22], SLAC [23], а также параметризация MRS [24] для структурных функций. В результате тщательного анализа показано, что многие из считавшихся твердо установленными предсказаний не подтверждаются экспериментальными данными. В то же время получены некоторые другие соотношения между сечениями ГНР и ИА (рис.1) и также проверены экспериментально.

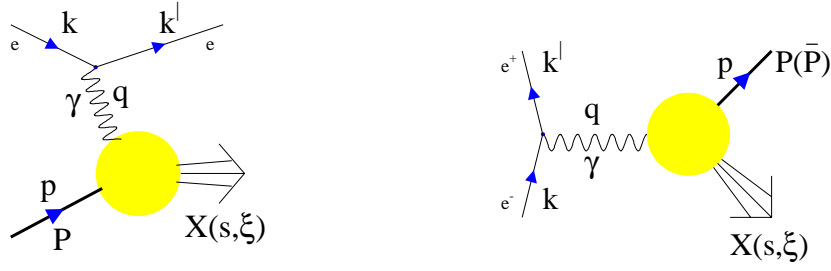


Рис. 1. Процесс ГНР. $s = (p + q)^2$ (левый рисунок). Процесс ИА. $s = (p - q)^2$ (правый рисунок).

О связи процессов

Аналитическое продолжение

Соотношение аналитического продолжения из канала ГНР в канал ИА рассмотрено во многих работах и с различными подходами к исследованию данного вопроса. В этой связи отметим лишь несколько статей, в которых достаточно подробно изучается проблема “кроссинга”.

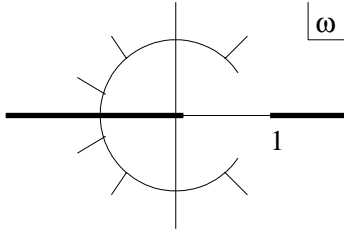


Рис. 2. Область аналитичности по ω , следующая из теории возмущений при учете аномальных порогов ($\omega = -q^2/(s - q^2)$, $\omega = x$ при $\omega > 0$).

Самый ранний подход заключается в использовании разложения T -произведения токов вблизи “светового конуса”, а также в предположении о независимости F_i и \bar{F}_i от Q^2 , т.е. о “скейлинге”, при достаточно больших Q^2 . Аналитические свойства, получающиеся из теории возмущений, изображены на рис. . Основываясь на вышесказанном, в работе [4] показано, что существуют две возможности:

1. $F_i(x)$ можно аналитически продолжить к $\bar{F}_i(x)$;
2. Нетривиальный “скейлинг” выполняется отдельно для каждого процесса, а какой-либо связи типа аналитического продолжения нет.

В первом случае имеется “кроссинг” в виде

$$\bar{F}(x) = -\Re F(x) + \rho(x), \quad (1)$$

где $\rho(x)$ выражается через спектральные функции $F(x)$ в области аннигиляции ($x > 1$) (рис.). Отсутствие или присутствие разреза вдоль вещественной оси в этой области определяют два типа аналитического продолжения. “Простой кроссинг” [2] выполняется, когда $\rho \equiv 0$, и выглядит следующим образом:

$$\bar{F}(x) = -F(x), \quad x > 1. \quad (2)$$

Другой тип — это (1) с $\rho \neq 0$. При этом в [4] отмечается, что даже если у $F(x)$ нет разреза при $x > 1$, т.е. $\Im F(x) = 0$, то все равно $\rho(x)$ не обязательно равна 0. Значит, может выполняться и такое соотношение

$$\bar{F}(x) = -F(x) + \rho(x), \quad x > 1. \quad (3)$$

Есть вероятность и того, что процессы не связаны аналитическим продолжением такого вида (случай 2.).

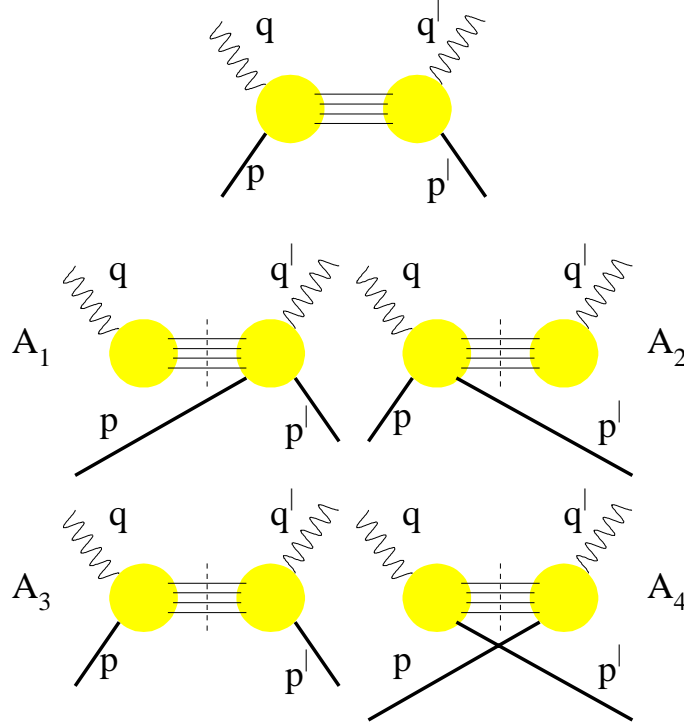


Рис. 3. Амплитуда при $t = (q - q')^2 \neq 0$, $s = (q + p)^2 = (q' + p')^2$, $u = (q - p')^2 = (q' - p)^2$. Диаграммы A_3 и A_4 дают при $t = 0$ вклады в структурные функции ГНР и ИА соответственно. Структурные функции вводятся обычным образом [2],[5],[6]: $F_2(x, q^2) = \nu W_2(x, q^2) = xW(x, q^2)$, считается выполненным соотношение Каллана-Гросса [25]: $F_2(x, q^2) = 2xF_1(x, q^2)$; здесь $x = Q^2/2M\nu$, $Q^2 = |q^2|$, $\nu = pq/M$, M – масса протона. Структурные функции для аннигиляции вводятся аналогично. Вместо x часто используется $z = 1/x < 1$ в области аннигиляции.

Второй подход более корректен в том смысле, что в нем не используется разложение T -произведения вблизи “светового конуса”, и основан на применении принципов причинности и спектральности. Этот подход изучен в работе [3] и состоит в нахождении структурных функций из амплитуды “комптоновского” рассеяния не вперед, т.е. при $t \neq 0$ (рис. 3). Отобрав нужные диаграммы, дающие вклад в структурные функции ГНР и ИА при $t = 0$, и сравнив аналитические выражения, приходим к так называемому “обобщенному кроссингу”:

$$\begin{aligned} \overline{W}_2(s, q^2) = & -\Re W_2(s, q^2) - \epsilon(s + M^2 - q^2) \cdot \\ & \cdot \theta(s - s_0) \theta(q^2 - q_t^2) g(q^2, q^2, s, 0). \end{aligned} \quad (4)$$

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

$$g(q^2, q'^2, s, t) = g(q'^2, q^2, s, t). \quad (5)$$

Отметим тот факт, что в данном подходе обе структурные функции \overline{W} и W выражаются через одну спектральную функцию g , т.е. можно говорить о существовании единой аналитической функции, граничными значениями которой являются наши структурные функции. К тому же получена связь структурных функций без предположения о “скейлинге”, т.е. не делается допущений о поведении по Q^2 и соотношение (4) должно выполняться для любых Q^2 .

Вопрос о существовании единой аналитической функции двух комплексных переменных, граничными значениями которой являются структурные функции ГНР и ИА, обсуждался в работе [26] в другом аспекте. Там рассматривалось, к каким следствиям это приведет, если амплитуды процессов удовлетворяют довольно общим предположениям о поведении при фиксированном s и $q^2 \rightarrow \pm\infty$, и было получено соотношение, подобное так называемому “соотношению взаимности” (см. ниже), а именно:

$$\lim_{q^2 \rightarrow \infty} \frac{W(-q^2, s)}{\overline{W}(q^2, s)} = 1. \quad (6)$$

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

$$\lim_{x \rightarrow 1} \frac{W(x, s)}{\overline{W}(x, s)} = 1. \quad (7)$$

Преимуществом этой связи по сравнению с “кроссингом” является то, что обе структурные функции взяты в своих физических областях. Это дает возможность непосредственной проверки (6), (7) в эксперименте с некоторыми оговорками (см. далее). Есть преимущество и по сравнению с “соотношением взаимности”, которое было получено в теории возмущений.

“Соотношение взаимности”

Связь процессов ГНР и ИА в их физических областях (рис. 4 и 5) была впервые получена в работе [6] на основе суммирования лестничных диаграмм теории возмущений (ГЛП) для векторной и псевдоскалярной моделей взаимодействия. Это так называемое “соотношение взаимности” и выглядит оно следующим образом:

$$\overline{W}\left(\frac{1}{x}, q^2\right) = xW(x, q^2), \quad (8)$$

где \overline{W} и W — введенные ранее структурные функции, получающиеся из амплитуды “комптоновского” рассеяния виртуального фотона на спинорной частице. Отмечалось также, что в случае рассеяния на виртуальной частице для псевдоскалярной модели соотношение остается в том же виде, а для векторной принимает более сложную форму:

$$\overline{W}_{virt}\left(\frac{1}{x}, q^2\right) = x \int_0^1 \frac{d\gamma}{\gamma} W_{virt}\left(\frac{1}{\gamma}, q^2\right) \cdot \varkappa(\ln(\gamma x)), \quad (9)$$

хотя в области $Q^2 \rightarrow \infty$ переходит в (8) с поправками порядка $o(M^2/Q^2)$. Для КХД аналогичное соотношение было получено в работах [7],[8].

После статьи [6] было много противоречивых дискуссий на тему “соотношения взаимности” [27]-[33]. Большинство авторов исходило из анализа различных типов диаграмм теории возмущений. Например, в работе [30] показано, что (8) нарушается в области $x \rightarrow 0$ из-за некоторых отличий в механизмах реакций ГНР и ИА. В статье [27] были приведены аргументы, основанные на рассмотрении определенных лестничных диаграмм, в пользу того, что “соотношение взаимности” имеет место лишь в окрестности $x \sim 1$ при условии, что $W(x) \sim (1-x)^n$ при $x \rightarrow 1$. При этом последние две статьи не прибегали к высшим логарифмическим поправкам теории возмущений.

Анализу того, что происходит при учете нелидирующих логарифмов, посвящены обзорные работы [28],[32]. В [31] рассмотрено влияние на “соотношение взаимности” непертурбативных эффектов. Исходя из последних трех работ, нужно отметить, что (8) может не иметь места вообще. Поэтому все эти выкладки нуждаются в экспериментальном подтверждении.

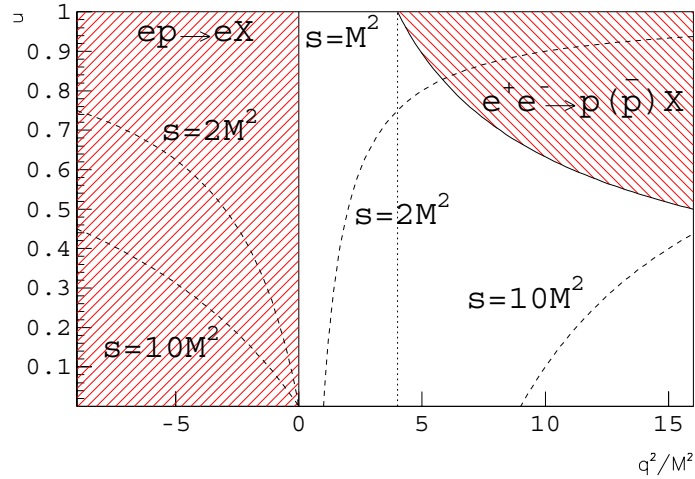


Рис. 4. Физические области в переменных q^2 и u , где $u = x$ (ГНР), $u = z$ (ИА). Штриховые линии — кривые $s = const$. При $s = M^2$ получается линия $u \equiv 1$. Пунктиром обозначена линия $q^2 = 4M^2$.

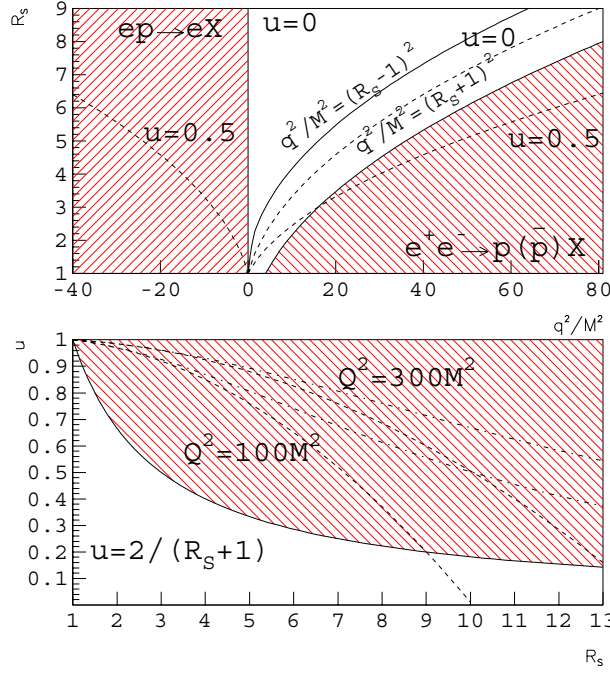


Рис. 5. Физические области в переменных s , q^2 (верхний рисунок) и s , $u = x$ (ГНР), $u = z$ (ИА) (нижний рисунок). На верхнем рисунке штриховыми линиями обозначены кривые $u = const$, на нижнем: $Q^2 = const$ штриховыми (ИА) и штрихпунктирными (ГНР) закрашена область ИА. $R_s = s/M^2$.

Анализ экспериментальных данных

Структурные функции и сечения

Для удобства запишем “соотношение взаимности” в терминах непосредственно измеряемых в эксперименте величин. Лучше всего выразить связь (8) через функции F_2 и \bar{F}_2 . Эти функции напрямую связаны с дифференциальными сечениями процессов ГНР и ИА. Из экспериментальной работы [17] известно, что

$$\frac{d^2\sigma(x, Q^2, E)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \frac{F_2(x, Q^2)}{x} \cdot \left\{ 1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \left(1 - \frac{2m^2}{Q^2}\right) \cdot \frac{y^2 + Q^2/E^2}{2(1 + R(x, Q^2))} \right\}, \quad (10)$$

где α — постоянная тонкой структуры; E, m — начальная энергия (в лаб. системе) и масса налетающего лептона (μ или e); $y = \nu/E$, $R = \sigma_L/\sigma_T$ — величина, характеризующая нарушение соотношения Каллана-Гросса [34]. Из формулы (10) F_2 выражается через экспериментально измеряемую величину. Для аннигиляции аналогичная формула легко получается из представления для сечения, имеющегося в работе [2]:

$$\bar{F}_2(z, q^2) = \left[\frac{1}{\beta\sigma_h} \frac{d\sigma^{e^+e^- \rightarrow p+X}}{dz} \right] \frac{2\mathcal{R}}{(3-\beta^2)z^2} = \frac{1}{z} \bar{W}(z, q^2), \quad (11)$$

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma_h}{\sigma_0}, \quad (12)$$

$$\sigma_0 = \sigma_0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3q^2}, \quad (13)$$

где σ_h — полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны, а $z = 1/x = 2pq/|q|^2$. Соотношение (8) запишется тогда в виде

$$F_2(x, q^2) = \frac{2z\mathcal{R}}{3-\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{\beta\sigma_h} \frac{d\sigma^{e^+e^- \rightarrow p+X}}{dz} \right] = z^3 \bar{F}_2(z, q^2). \quad (14)$$

Функция β сохранена в данном выражении для того, чтобы можно было приводить другие измеряемые величины к виду (14), хотя обычно полагают $\beta = 1$.

Перед анализом экспериментальных данных нужно заметить, что материал по процессу ИА собран только для небольшого числа значений Q^2 , так как энергия сталкивающихся пучков фиксирована, и приходится брать его с разных ускорителей. К тому же зачастую трудно найти одинаковые значения Q^2 для ГНР и ИА, поэтому здесь мы берем усредненные значения.

Из соображений наглядности и демонстрации различных тенденций используются интерполяционные функции. Для структурной функции $F_2(x, Q^2)$ взята *MRS*-параметризация [24], а для процесса аннигиляции — широко распространенная параметризация вида

$$\bar{F}_2(z, q^2) = Nz^a(1-z)^b(1+cz^d), \quad (15)$$

где коэффициенты N, a, b, c, d зависят от q^2 и получаются с помощью компьютерного анализа экспериментальных значений.

Нарушение “соотношения взаимности”

Приступим к анализу экспериментальных данных. На левой верхней картинке каждого из рис. 6–12 представлены структурные функции F_2 и \bar{F}_2 процессов ГНР и ИА. На правой верхней картинке можно видеть функции, характеризующие “соотношение взаимности”, и которые необходимо непосредственно сравнивать (см. (14)). Там же приведены интерполяционные кривые. Теперь о двух нижних картинках. Слева для сравнения показана разность функций $\Delta_{EXP} = x^3 \bar{F}_2 - F_2$ (т.е. соответствующих интерполяционных кривых), а также поправка второго логарифмического приближения КХД (Δ -QCD) для несинглетной части структурных функций. Она легко вычисляется с помощью уравнения эволюции

$$Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} F_{NS}(x, Q^2) = K_{NS}(x, \alpha_s) \otimes F_{NS}(x, Q^2), \quad (16)$$

где $F_{NS} = F_{2,NS}; \bar{F}_{2,NS}$ (аналогично для K_{NS}), а

$$f(x) \otimes g(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} f\left(\frac{x}{y}\right) \cdot g(y),$$

и поправки для ядра этого уравнения K_{NS}

$$\begin{aligned} \Delta K_{NS,2}(x) &\equiv K_{NS,2}(x) - x\bar{K}_{NS,2}\left(\frac{1}{x}\right) = \\ &= \left(\frac{\alpha_s}{4\pi}\right)^2 \cdot \left\{ -4C_F^2 \left[\left(-5 - x + \frac{6}{1-x}\right) \ln x + \right. \right. \\ &+ \left. \left(3 + 3x - \frac{4}{1-x}\right) \ln^2 x + 4\frac{1+x^2}{1-x} \ln x \ln |1-x| \right] + \\ &\left. + b_0 C_F \left[-6\frac{1+x^2}{1-x} \ln x + 7(1+x) - 2\pi^2 \delta(1-x) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

($C_F = 4/3, b_0 = 23/3$), полученной в работе [32]. На правом нижнем рисунке изображено отношение функций, входящих в “соотношение взаимности”. В дополнение скажем, что данные при значениях $\sqrt{Q^2} < 10$ ГэВ есть в работе [9].

На рис. 6 представлены данные для $\sqrt{Q^2} = 9,8$ ГэВ. Надо отметить, что ошибки для аннигиляции значительно больше, чем для ГНР, поэтому ничего конкретно подтверждающего “соотношение взаимности” мы не имеем. К тому же и интерполяционная кривая имеет тенденцию к росту (правый нижний рисунок) при больших x .

То же можно сказать и о рис. 7, 8, 10, 11, где более отчетливо видно нарушение соотношения. К тому же КХД-поправка близко подходит к интерполяционной кривой разности лишь в ограниченной области по x . Лучше в отношении ошибок и количества точек рис. 9, где тоже хорошо просматривается расхождение предсказаний с экспериментом. На рис. 11 для ГНР взята только интерполяционная кривая, однако мы знаем, что зависимость F_2 от Q^2 слабая, а кривая взята точно для $\sqrt{Q^2} = 58$ ГэВ, значит, ошибки не будут слишком большими (по крайней мере в области малых x). Большой интерес представляют недавно полученные данные с LEP при $\sqrt{Q^2} = 91,2$ ГэВ (рис. 12). Здесь уже с очень большой вероятностью можно сказать, что соотношение (8) не выполняется при всех x .

В некоторых работах [33] делались попытки объяснить причины нарушения рассматриваемого соотношения и в то же время получить некую улучшенную связь. Так, в той же статье [33] показывалось, что из-за разных механизмов реакций ГНР и ИА, а именно, в ГНР все происходит в ограниченной области (“мешке”); в аннигиляции же этот “мешок” получается из партонной струи, появляется фактор порядка $2 \div 4$, на который нужно разделить правую часть соотношения (14) (т.е. интерполяционные значения правых нижних картинок на рис. 6-12). При этом говорилось, что на самом деле, измеряемые функции могут отличаться от тех, что фигурируют в исходном “соотношении взаимности”. Можно согласиться с

последним утверждением, однако, если использовать данные и ввести поправочный коэффициент, то больших улучшений в области малых x мы не получим, что же касается области $x \rightarrow 1$, то для $\sqrt{Q^2} = 91,2$ ГэВ вроде бы заметно некоторое согласие, но утверждать что-либо определенное мы не можем.

Таким образом, опираясь на показанный экспериментальный материал, делаем следующие выводы:

- “Соотношение взаимности” не выполняется при всех значениях x .
- Что же касается выполнения его при $x \rightarrow 1$, то на это есть некоторая надежда, если использовать соотношение с поправкой порядка $2 \div 4$, однако это не совсем строгий подход.

В следующем разделе будет показано, как можно модифицировать связь (8), исходя из общих принципов КТП, и проверить ее экспериментально.

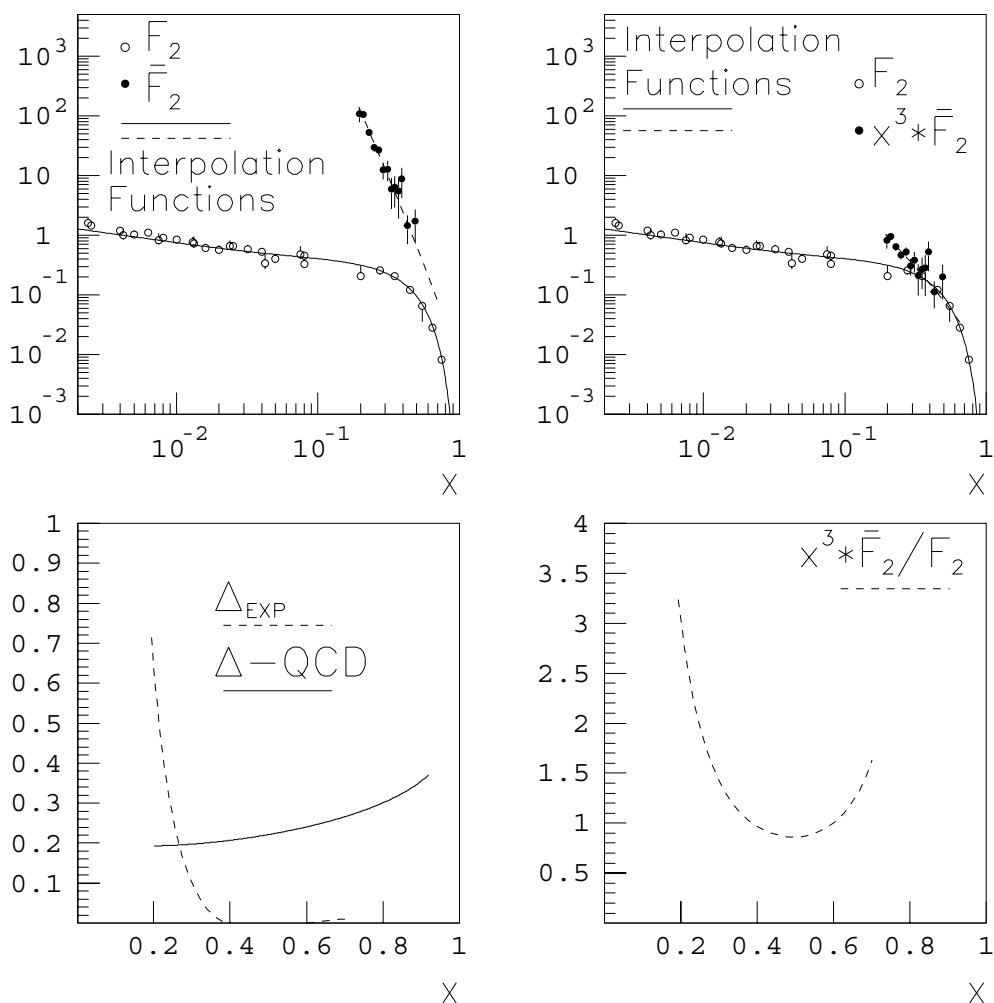


Рис. 6. Экспериментальные данные при $Q^2 = 96$ ГэВ².

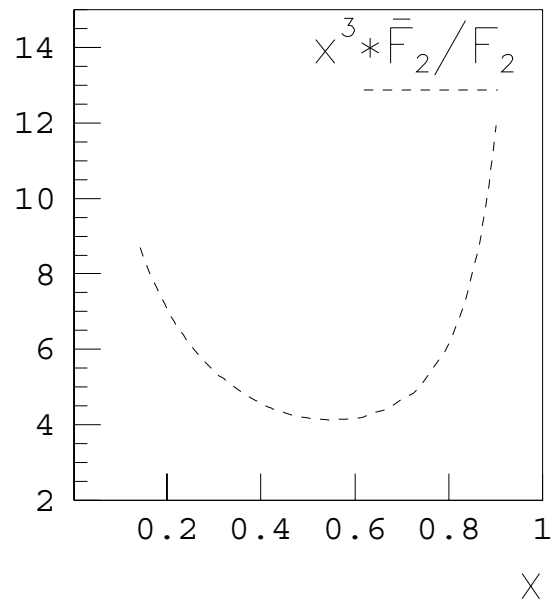
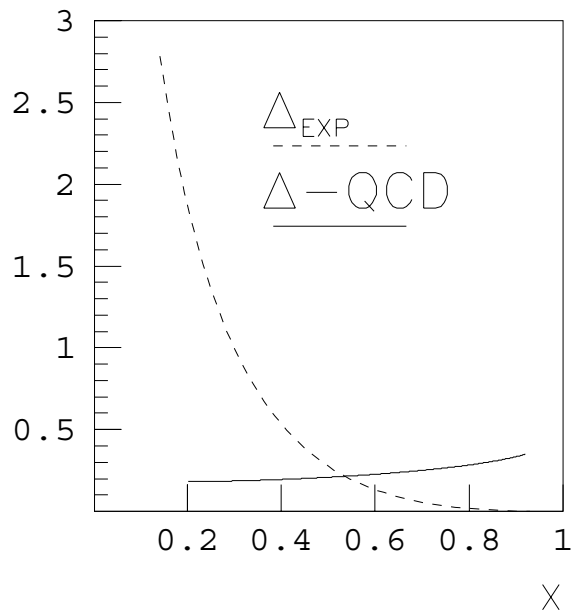
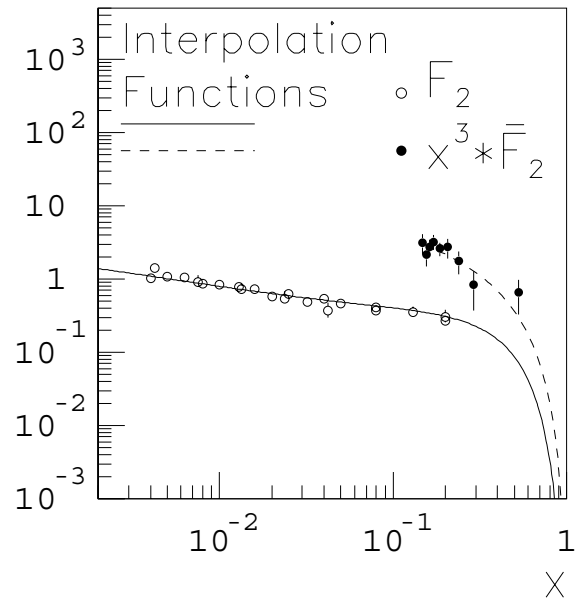
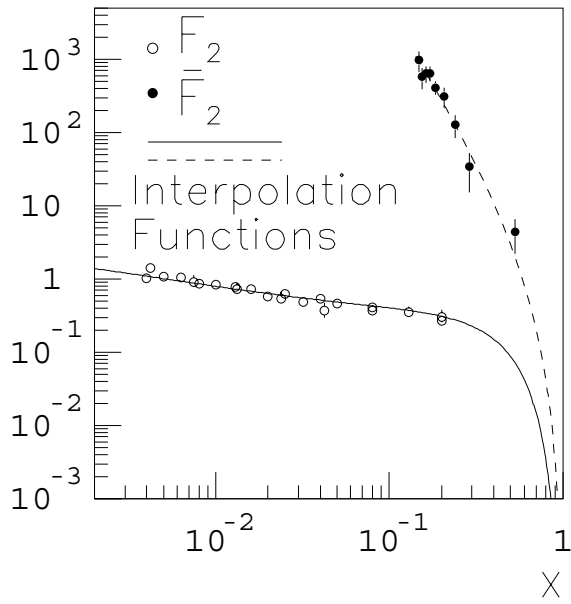


Рис. 7. Экспериментальные данные при $Q^2 = 196 \text{ ГэВ}^2$.

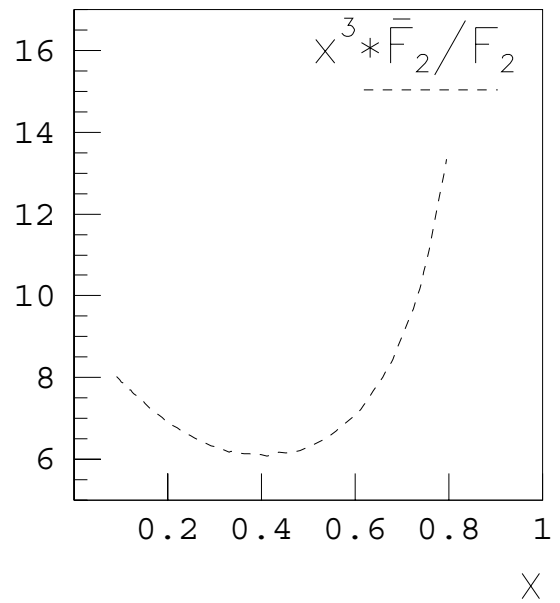
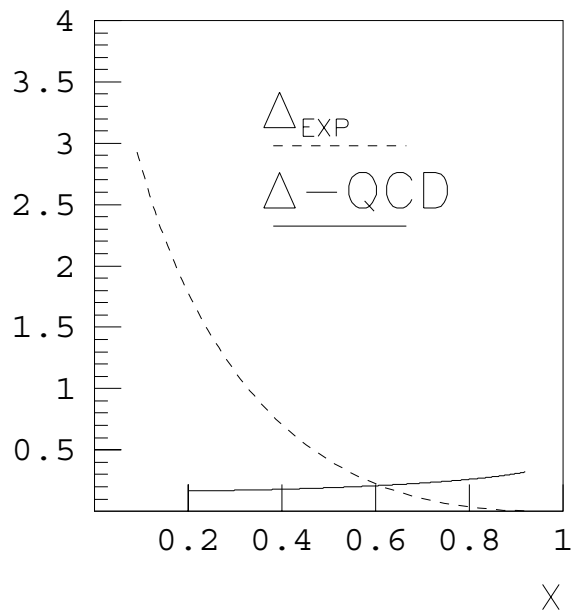
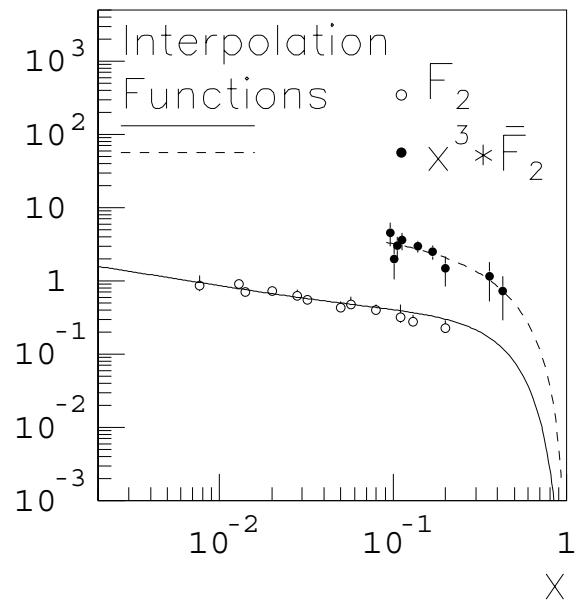
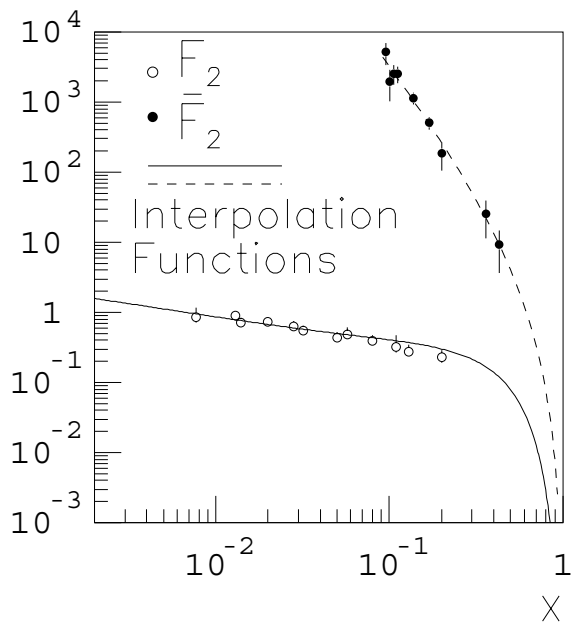


Рис. 8. Экспериментальные данные при $Q^2 = 484 \text{ ГэВ}^2$.

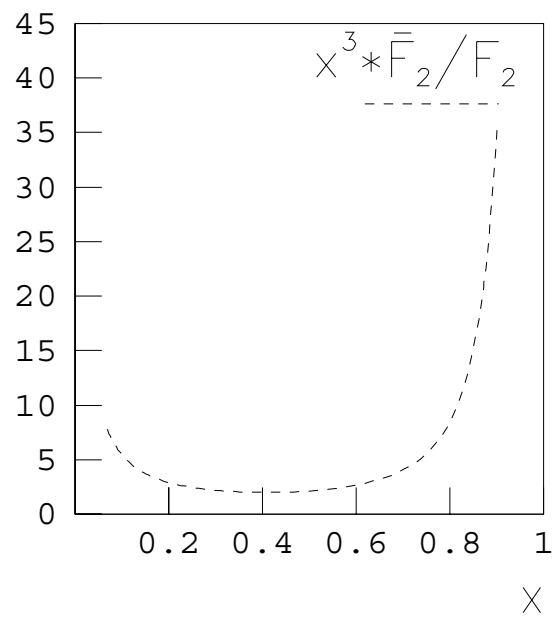
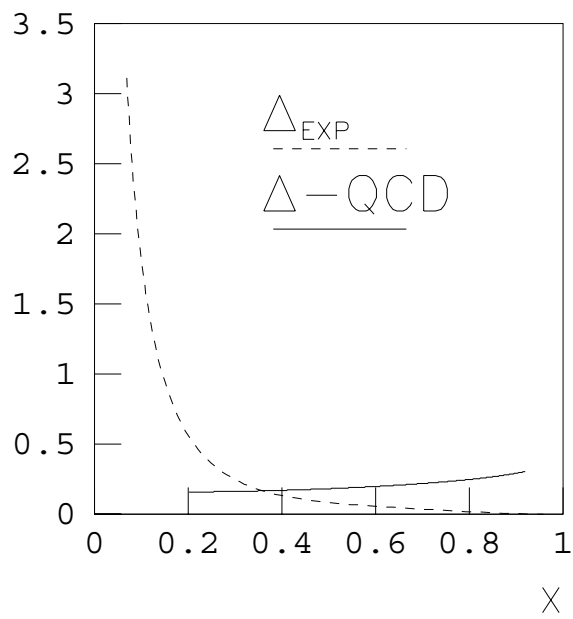
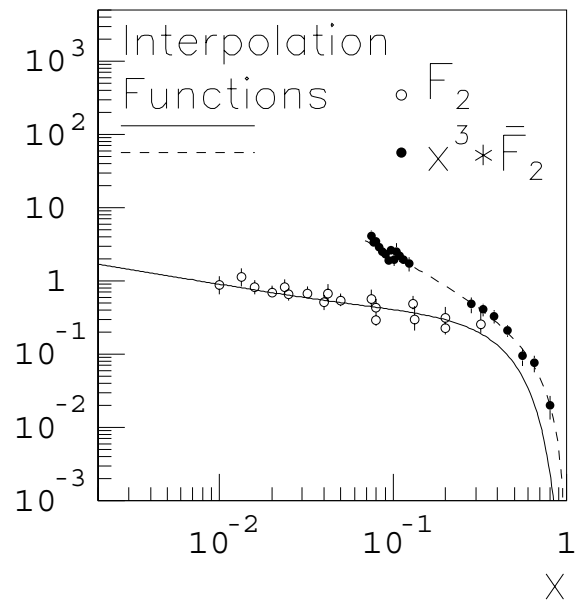
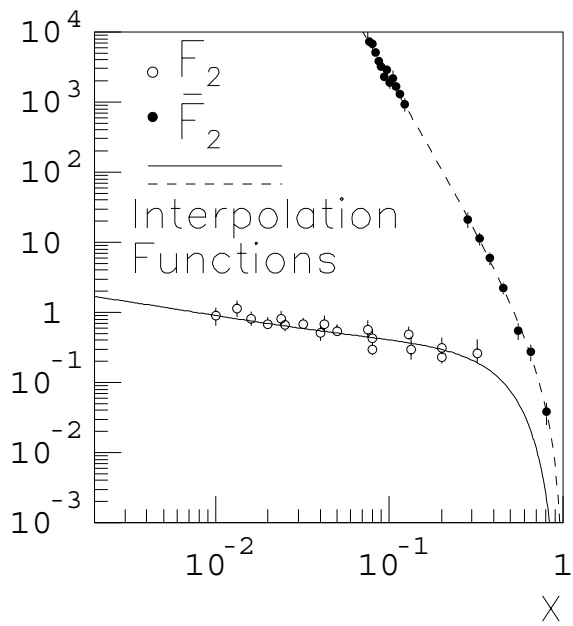


Рис. 9. Экспериментальные данные при $Q^2 = 841 \text{ ГэВ}^2$.

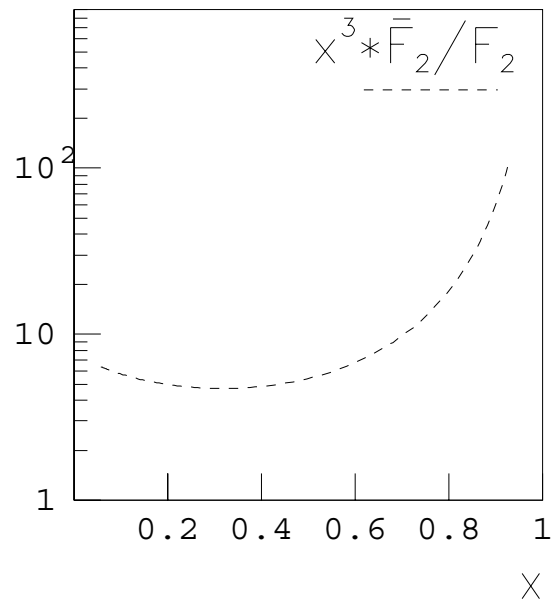
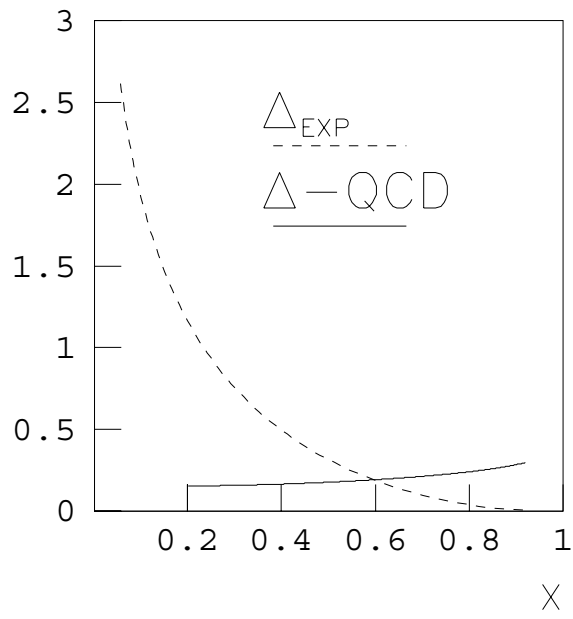
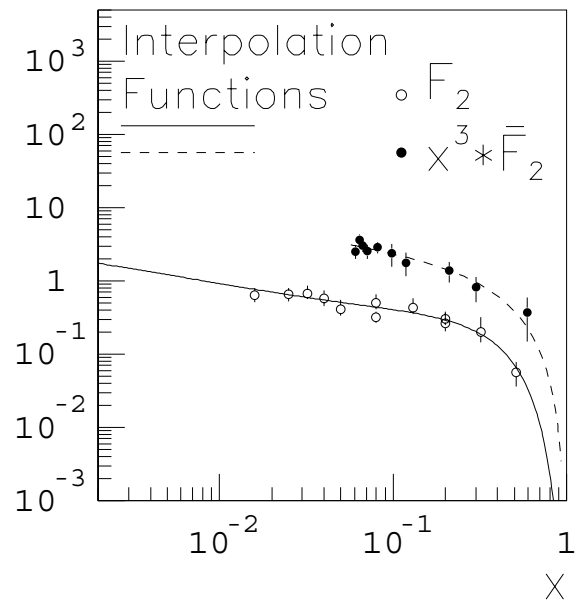
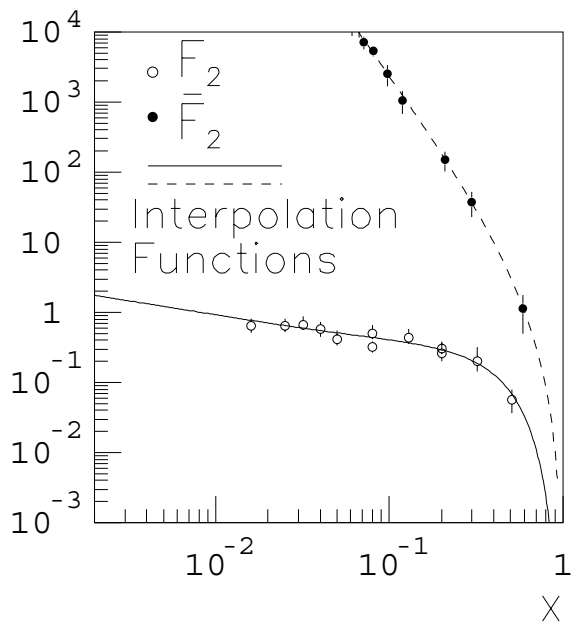


Рис. 10. Экспериментальные данные при $Q^2 = 1156 \text{ ГэВ}^2$.

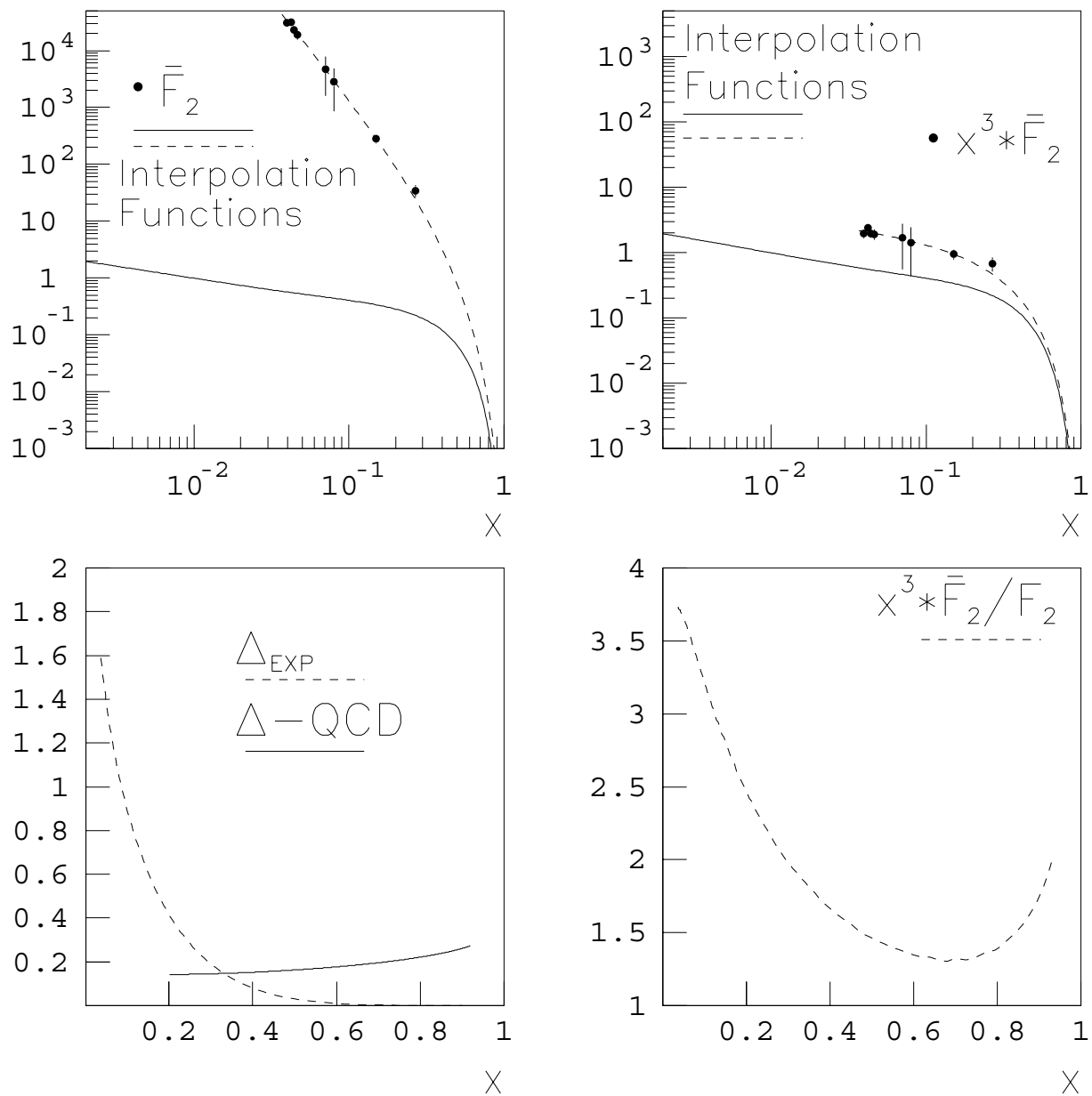


Рис. 11. Экспериментальные данные при $Q^2 = 3364 \text{ ГэВ}^2$.

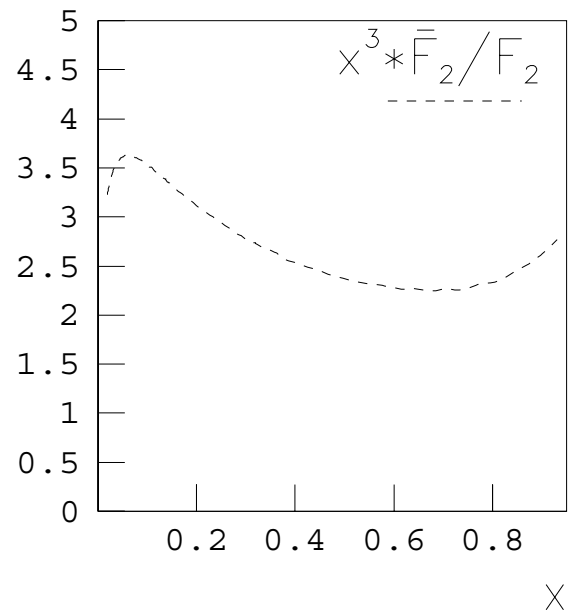
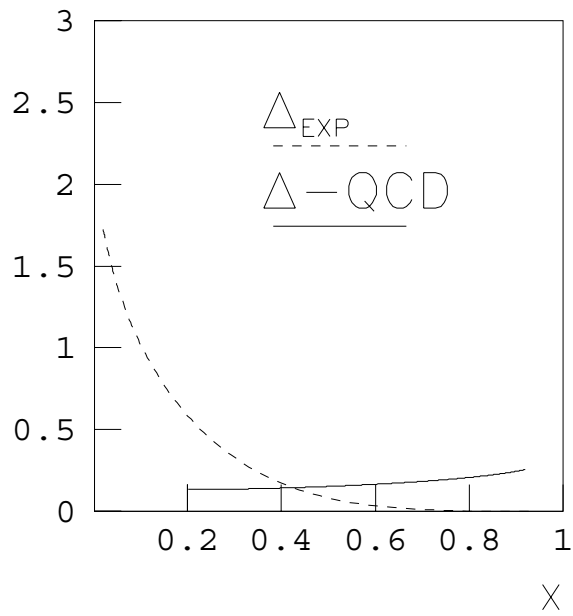
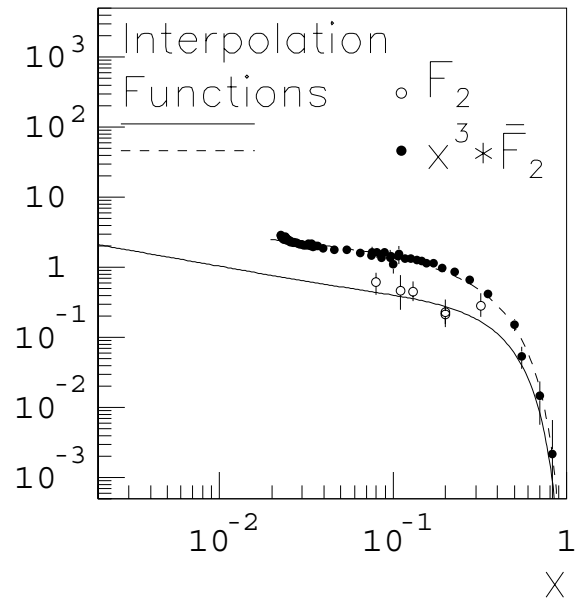
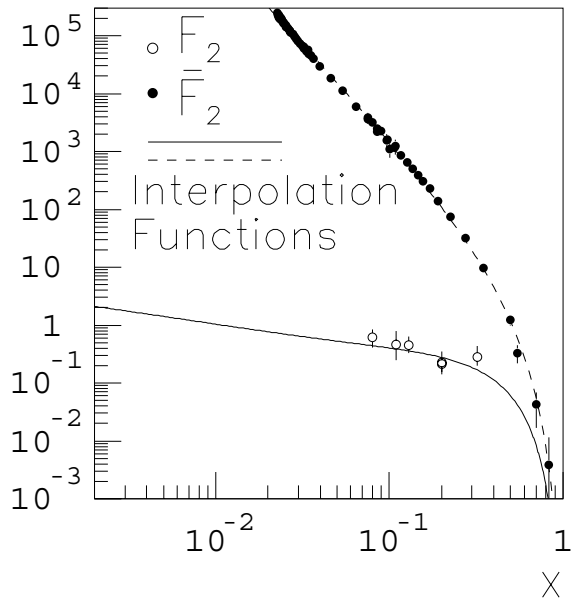


Рис. 12. Экспериментальные данные при $Q^2 = 8317 \text{ ГэВ}^2$.

Анализ модифицированного соотношения

Как уже отмечалось выше, в работе [26] было получено соотношение вида (6),(7), которое выполняется при фиксированном s . Здесь нужно выяснить, что, в конечном итоге, мы сравниваем. Сделаем это, опираясь на партонную модель. Исходя из формулы (10) и представления

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \left[\sum_{i=1}^{N_f} e_{q_i}^2 (f_{q_i}(x, Q^2) + f_{\bar{q}_i}(x, Q^2)) \right] \cdot \left\{ 1 - y + \frac{y^2}{2} \right\}, \quad (18)$$

получим

$$\frac{F_2}{x} = \sum_{i=1}^{N_f} e_{q_i}^2 (f_{q_i}(x, Q^2) + f_{\bar{q}_i}(x, Q^2)). \quad (19)$$

Сравнивая это выражение с аналогичным для функций фрагментации партонной модели [35], [36] ($N_C = 3$)

$$2z\bar{F}_1 \equiv z^2\bar{F}_2 = N_C \sum_{i=1}^{N_f} e_{q_i}^2 [\bar{D}_{q_i}^h(z) + \bar{D}_{\bar{q}_i}^h(z)], \quad (20)$$

находим, что надо исследовать соотношение

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \frac{x^3(s, Q^2) \cdot \bar{F}_2(s, Q^2)}{3F_2(s, Q^2)} = 1 \quad (21)$$

при фиксированном s , т.е. сравнивать функции F_2/x и $x^2\bar{F}_2/3$, когда $0 < x < 1$. Эта связь и проверяется экспериментально.

Основная сложность экспериментальной проверки связи (21) заключается в том, что из существующих данных для различных Q^2 и x нужно еще и выделять такие точки, в которых s принимает одно определенное значение (кривые $s = const$ на рис. 4). Это резко снижает количество точек. Тем не менее данных достаточно, и возможность некоей проверки есть, если воспользоваться еще и интерполяционными кривыми. Данные отбираются по простым правилам: для ГНР $s - M^2 = Q^2(1/x - 1) = const$, а для ИА $s - M^2 = Q^2(1 - z) = const$.

Полученные результаты представлены на рис. 13. Из них видно, что при достаточно больших Q^2 можно считать соотношение (21) выполненным. Исключение составляет, пожалуй, только левый верхний рисунок, на котором последняя точка находится гораздо выше ожидаемого значения. Однако здесь Q^2 еще не достаточно большое, и если взять не эту точку, а величину с интерполяционной кривой, то получим значение примерно в 1,5 раза ниже. Даже из простых соображений убывания на бесконечности это понятно. Основываясь на полученных результатах, делаем вывод, что экспериментальные данные не противоречат “модифицированному соотношению взаимности”. Это служит очередной проверкой основных принципов теории поля.

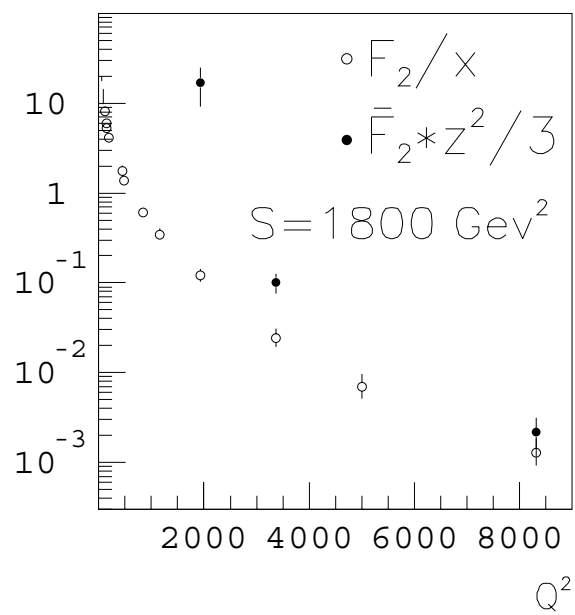
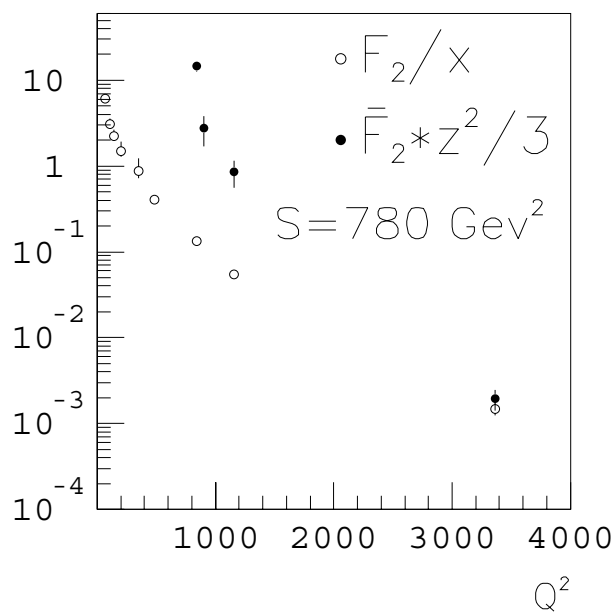
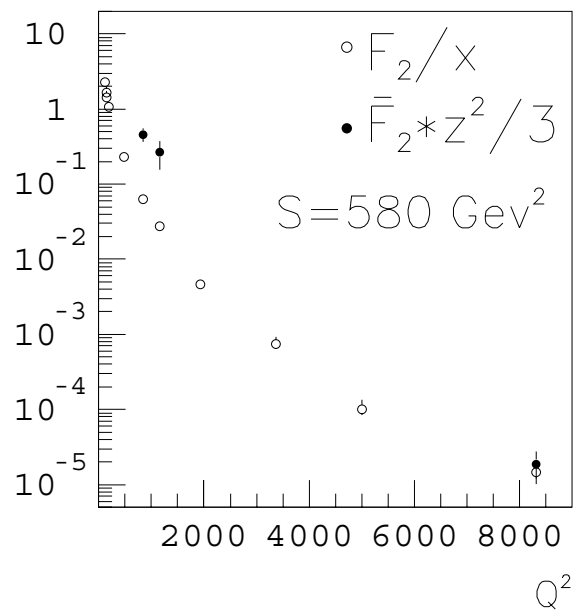
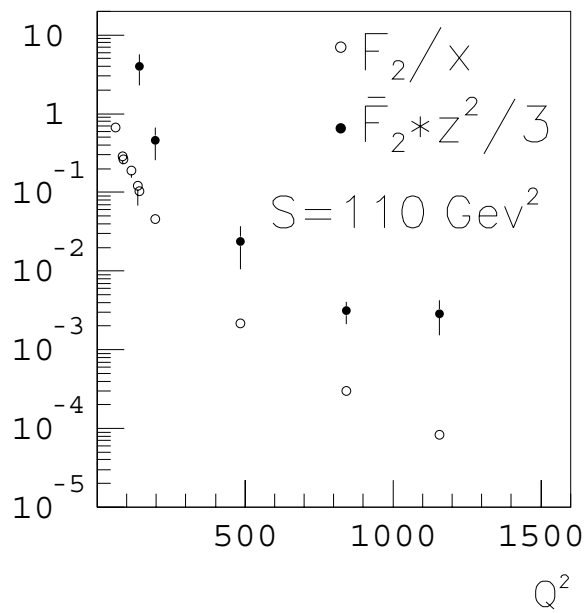


Рис. 13. Экспериментальные данные при фиксированном s .

Заключение

Подводя итоги проделанной работы, следует отметить, что:

- “Соотношение взаимности”, полученное в ГЛП теории возмущений, не согласуется с экспериментальными данными в области $\sqrt{Q^2} < 91,2$ ГэВ. Что касается его выполнения при $\sqrt{Q^2} \geq 91,2$ ГэВ и поправки в виде коэффициента порядка $2 \div 4$, то это всего лишь феноменологическая оценка, которая базируется на некоторых предположениях.
- Проверка модифицированной связи, полученной из основных принципов КТП, показывает, что существует возможность ее выполнения в области достаточно больших Q^2 . Чтобы удостовериться в этом окончательно, нужно исследовать данные в этой области с большей точностью.

Список литературы

- [1] *Skachkov N.B.* Preprint JINR Communication E2-90-301, JINR, Dubna, 1990.
- [2] *Drell S.D., Levy D., Yan T.M.* // Phys. Rev. 1969, V.187, P.2159; // Phys. Rev. 1970, V.D1, P.1035, 1617, 2402.
- [3] *Dahmen H.D., Steiner F.* Preprint TH-1595, CERN, 1972.
- [4] *Gatto R., Preparata G.* // Nucl. Phys. 1972, V.B47, P.313.
- [5] *Bjorken J.D.* // Phys. Rev. 1969, V.179, P.1547.
- [6] *Грибов В.Н., Лунатов Л.Н.* // ЯФ. 1972, т.15, с.781, 1218.
- [7] *Докшицер Ю.Л.* ЖЭТФ. 1977, т.73, с.1216.
- [8] *Pritchard D.J.* // Z. Phys. 1979, V.C2, P.205; Preprint DAMTP-78/20.
- [9] *Konoplyanikov V.F., Skachkov N.B.* Preprint JINR Communication E2-93-294, JINR, Dubna, 1993.
- [10] *Albrecht H. et al.* // Z. Phys. 1989, V.C44, P.547.
- [11] *Althoff M. et al.* // Z. Phys. 1983, V.C17, P.5; *Braunschweig W. et al.* // Z. Phys. 1989, V.C42, P.189.
- [12] *Aihara H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1984, V.52, P.577; // Phys. Rev. Lett. 1988, V.61, P.1263.
- [13] *Derrick M. et al.* // Phys. Rev. 1987, V.D35, P.2639.
- [14] *Itoh R. et al.* // Phys. Lett. 1995, V.345B, P.335.

- [15] *Akers R. et al.* // Z. Phys. 1994, V.C63, P.181.
- [16] *Abreu P. et al.* // Nucl. Phys. 1995, V.B444, P.3.
- [17] *Arneodo M. et al.* // Preprint CERN-PPE/95-138;
// Phys. Lett. 1995, V.364B, P.107.
- [18] *Benvenuti A.C. et al.* // Phys. Lett. 1989, V.223B, P.485.
- [19] *Derrick M. et al.* // Z. Phys. 1996, V.C72, P.399;
// Z. Phys. 1995, V.C65, P.379;
// Z. Phys. 1995, V.C69, P.607.
- [20] *Aid S. et al.* // Nucl. Phys. 1996, V.B470, P.3;
Ahmed T. et al. // Nucl. Phys. 1995, V.B439, P.471.
- [21] *Aubert J.J. et al.* // Nucl. Phys. 1985, V.B259, P.189.
- [22] *Adams M.R. et al.* // Phys. Rev. 1996, V.D54, P.3006.
- [23] *Whitlow L.W. et al.* Preprint SLAC-357 (Ph.D.), 1990.
- [24] *Martin A.D., Roberts R.G., Stirling W.J.*
// Phys. Rev. 1994, V.D50, P.6734;
// Phys. Rev. 1995, V.D51, P.4756.
- [25] *Callan C., Gross D.J.* // Phys. Rev. Lett. 1969, V.22, P.156;
// Phys. Rev. Lett. 1968, V.21, P.311.
- [26] *Петров В.А.* // ТМФ. 1977, т.33, вып.2.
- [27] *Gatto R., Menotti P., Vendramin I.* // Phys. Rev 1973, V.D7, P.2524.
- [28] *Curci G., Furmanski W., Petronzio R.* // Nucl. Phys. 1980, V.B175, P.27.
- [29] *Baulieu L., Floratos E.G., Kounnas C.* // Phys. Lett. 1979, V.89B, P.84.
- [30] *Рыжкин М.Т.* // Письма в ЖЭТФ 1981, т.33, с.288.
- [31] *Belitsky A.V.* // Phys. Lett. 1997, V.405B, P.312.
- [32] *Floratos E.G., Kounnas C., Lacaze R.* // Nucl. Phys. 1981, V.B192, P.417.
- [33] *Kawabe T.* Prog. Theor. Phys. 1981, V.65, P.1973.
- [34] *Gonzalez-Arroyo A.* // Phys. Lett. 1981, V.98B, P.288;
Preprint CPT-80/PE-1221.
- [35] *Altarelli G., Ellis R.K., Martinelli G., Pi S.Y.*
// Nucl. Phys. 1980, V.B160, P.301.
- [36] *Altarelli G.* // Phys. Rep. 1982, V.81, P.1.

Рукопись поступила 2 сентября 1998 г.

В.А.Петров, Р.А.Рютин.

О связи сечений глубоконеупругого рассеяния и инклюзивной аннигиляции.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 8.09.98. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 2,37. Уч.-изд.л. 1,8. Тираж 100. Заказ 290. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

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

