

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. М.В.ЛОМОНОСОВА**

**НАУЧНО - ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА**

**Е.М.Лейкин
Н.П.Новокшанов**

**СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АДРОНОВ В
МОДЕЛИ МСН.
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ АДРОННЫХ СЕЧЕНИЙ.**

(ЧАСТЬ 2)

Препринт НИИЯФ МГУ-2005-26/792

Москва 2005

E.M.Leikin, N.P.Novokshanov

e-mail: leikin@sinp.msu.ru

e-mail: novok@sinp.msu.ru

The statical and dynamical properties of hadrons in SNS model.

The thermodynamic features of hadronic cross sections. Part 2

Preprint MSU SINP –2005-26/792

Abstract

The expressions for the cross sections in SNS model can be transformed to Einstein formula for fluctuations of macroscopic parameters of thermodynamical systems which permits to determine the temperature of hadronic medium inside the proton that is close to the utmost Hagedorn temperature. The energy dependence of the temperature predicts the emergence of negative temperature of protons. This may be some indication of paramagnetic properties of the quark-gluon medium inside the proton.

Е.М.Лейкин, Н.П.Новокшанов

Статические и динамические свойства адронов в модели МСН.

Термодинамические аспекты адронных сечений. ЧАСТЬ 2

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005-26/792

Аннотация

Выражения для сечений, полученные в модели МСН, преобразуются к формуле Эйнштейна, описывающей флуктуации макроскопических параметров у термодинамических систем. Это позволяет определить температуру адронной среды внутри протона, которая близка к предельной температуре Хагедорна. На основе зависимости температуры от энергии предсказывается возникновение у протона отрицательных температур, что может служить указанием на парамагнитные свойства кварк-глюонной среды в протоне.

© НИИЯФ МГУ, 2005

СОДЕРЖАНИЕ

<u>ЧАСТЬ 2</u>	4
<u>ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ АДРОННЫХ СЕЧЕНИЙ</u>	4
<u>§3 Энергетическое поведение сечений</u>	4
1. <u>Низкие и средние энергии</u>	4
<u>Полное сечение pp-взаимодействия в двухглюонном приближении.</u>	4
<u>Упругое сечение</u>	8
<u>Сечение pp-взаимодействий.</u>	9
<u>Реальные фотоны</u>	9
<u>Виртуальные фотоны</u>	10
<u>Полное сечение pp-взаимодействия</u>	12
2. <u>Сверхвысокие энергии</u>	15
<u>§4 Феноменология модели МСН</u>	20
1. <u>Мягкий и жёсткий померон в модели МСН и ГНР.</u>	20
2. <u>Эволюция кварковых распределений при $x \rightarrow 1$.</u>	22
3. <u>Число кварков в протоне.</u>	24
4. <u>Кварковая аддитивность в модели МСН</u>	24
<u>§5 Термодинамические аспекты адронных сечений</u>	27
1. <u>Термодинамические свойства адронов</u>	27
2. <u>Сечения, энтропия, температура</u>	33
<u>Выводы</u>	38
<u>Литература</u>	43

ЧАСТЬ 2

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ АДРОННЫХ СЕЧЕНИЙ

§3 Энергетическое поведение сечений

1. Низкие и средние энергии

Полное сечение pp-взаимодействия в двухглюонном приближении.

Модель МСН на основе оптической теоремы приводит к выражению для полного сечения pp-взаимодействия

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}} = \sigma_{\text{tot}} = (3\beta_0)^2 (1 - x_0) q(x_0) K_{\text{H}}^{1/2}(s) / \lambda(s), \quad \text{где } x_0 = \Delta / 2M. \quad (116)$$

При описании дифференциальных сечений мы полагали параметр Δ константой. Этому предположению отвечает постоянное сечение (116), поскольку в пределе больших s отношение $K_{\text{H}}(s) / \lambda(s) \rightarrow \text{const}$. Если $\Delta = \Delta(s)$, то согласно (116)

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}}(s) = K_{\text{pp}} [\Delta(s) / 2M]^\alpha. \quad (117)$$

Восстановить энергетическую зависимость можно используя известный экспериментальный факт [54, 55], а именно, при исследованных в настоящее время энергиях¹ полные сечения pp- и γ p-взаимодействий ($\sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}}$ и $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma\text{p}}$) обнаруживают подобное поведение, т.е.

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}}(s) = \text{const} \sigma_{\text{tot}}^{\gamma\text{p}}(W^2). \quad (118)$$

Для получения энергетической зависимости параметра Δ , обратимся к полному сечению γ p-взаимодействия. Электромагнитный тензор протона (15) с точностью до константы совпадает с мнимой частью амплитуды комптоновского рассеяния виртуального фотона на протоне [56], а входящие в него структурные функции связаны с комптоновскими сечениями рассеяния поперечно-поляризованных σ_{T} и продольно-поляризованных σ_{L} фотонов на протоне

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{T}} &= 4\pi^2 \alpha_{\text{E}} W_1 / K_{\gamma} \\ \sigma_{\text{L}} &= 4\pi^2 \alpha_{\text{E}} [(1 + v^2 / q^2) W_2 - W_1] / K_{\gamma} \end{aligned} \quad (119)$$

В нормировке Ханда поток виртуальных фотонов K_{γ} можно представить в виде

$$K_{\gamma} = (2pq - Q^2) / 2M$$

Прежде чем воспользоваться известным соотношением между сечениями

$$\sigma_{\text{T}}(Q^2 = 0) = \sigma_{\text{tot}}^{\gamma\text{p}}, \quad (120)$$

¹ Имеется в виду область средних энергий $\sqrt{s} \sim 10 \div 60 \text{ ГэВ}$.

рассмотрим подробнее поведение сечения поперечных фотонов в рамках модели МСН. Подставляя в σ_T (119) СФ W_1 из (23) получим

$$\sigma_T = \frac{4\pi^2\alpha_E}{2pq - Q^2} \frac{2pq}{2pq + 2M\Delta} B^{-1}(\alpha+1, \beta+1) \left(\frac{Q^2 + \Delta^2}{2pq + 2M\Delta} \right)^\alpha (1-x)^\beta. \quad (121)$$

При $Q^2=0$ это выражение имеет смысл только для $\Delta \neq 0$. Действительно, согласно (22), $x = \Delta^2 / (W^2 - M^2)$ и поскольку $x \rightarrow x_B$ для $\Delta \equiv 0$, то $x_B \equiv 0$. Таким образом, в случае упругого γp -рассеяния, как и в случае упругого pp -рассеяния, x_B не равно 1, т.е. пренебрежение внутренним движением валентных кварков ($\Delta=0$) приводит к нефизическим значениям x_B .

Подставляя $Q^2=0$ в (121) на основании (117), (118) и (120) можно составить равенства

$$\sigma_{tot}^{pp}(s) = K_{pp} \Delta^\alpha = C \sigma_{tot}^{\gamma p}(W^2) = CK_{\gamma p} \Delta^{2\alpha} (W^2)^{-1-\alpha} \quad (122)$$

где C -некоторая константа. С учётом $\Delta_0 = 2Mx_0$ и $k_0 = x_0M$, из (121) следует

$$\Delta(s) = \text{const } s^{(1+\alpha)/\alpha} \quad (123)$$

Размерность в (123) соблюдается правильным выбором размерности константы. Пусть для простоты $s = s/s_0$, и $s_0 = M$. В результате, модель МСН согласно (117) и (123) приводит к следующей зависимости полного сечения pp -взаимодействия в двухглюонном приближении

$$\sigma_{tot}^{pp}(s) = K_{pp} s^{\frac{1+\alpha}{\alpha}} \quad (124)$$

где α -параметр кваркового распределения в (6). Подчеркнём, что полученное выражение, является следствием экспериментальных данных. Его физический смысл состоит в том, что энергия основных состояний кварковых квантовых осцилляторов в нуклоне зависят от энергии самого нуклона.

Найдём соотношения позволяющие сравнить результаты, полученные в модели МСН, с аналогичными величинами ТПР. Для этого, проведём «реджезацию» параметра Δ , т.е. приведём его к такому виду, чтобы он позволил воспроизвести энергетическую зависимость сечений.

Сравнение адронного сечения упругого pp -рассеяния, полученного в модели МСН (60,66) с выражением для дифференциального сечения ТРП позволяет выразить зависимость динамического параметра Δ , от инвариантных переменных s и t , а также определить связь этого параметра с характеристиками обменных реджеонов.

Энергетическая зависимость дифференциального сечения упругого pp -рассеяния с обменом полюсом Редже при $s \rightarrow \infty$ и фиксированном t имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} = F(t) s^{2\alpha_r(t)-2} \quad (125)$$

где $\alpha_r(t) = \alpha^0 + \alpha'(t)$ – реджевская траектория, отвечающая обмену реджеоном ($r=P, R$ – померон или реджеон), s_0 – масштабный фактор, $F(t)$ некоторая (невычисляемая в ТПР) функция. Обмену двумя реджевскими полюсами, отвечает аналогичное выражение с $\alpha = \alpha_c$, где α_c описывает разрез с точкой ветвления² [57]

$$\alpha_c(t) = \sum \alpha_i^0 - 1 + t \prod \tilde{\alpha}_i \sum \alpha_i'$$

Из сопоставления кварк-кваркового сечения (66) с (125) при $t=0$ для $\alpha_P(0) = 1 + \varepsilon$ и $\alpha_R(0) = 0,5$ найдём выражения для параметра Δ в случае обмена помероном и реджеоном

$$\Delta_P \propto s^\varepsilon \quad \text{и} \quad \Delta_R \propto s^{-1/2}.$$

Более общее выражение, характеризующее реджевское поведение Δ в процессах с обменом двумя глюонами или двумя морскими кварками (или же соответствующим им реджеоном), имеет вид

$$\Delta_r(s, t) = \Delta_0 s^{-\frac{\alpha_r(t)-1}{\alpha_R(0)}} \quad \text{и} \quad x_{мин}(s, t) = (\Delta_0 / 2M) s^{-\frac{\alpha_r(t)-1}{\alpha_R(0)}} \quad (126)$$

Из сравнения (123) и (126), нетрудно обнаружить как сходство, так и различие в энергетической зависимости параметра Δ , найденной двумя способами. Подчеркнём, что в случае модели МСН, результат основан на экспериментальном факте подобия в поведении полных сечений γp - и $p p$ -взаимодействий. Поэтому, можно считать, что модель МСН косвенно подтверждает правильность выражения (125) полученного в ТПР.

Исходя из смысла параметра Δ_0 естественно положить равенство его среднего значения среднему значению импульса валентного кварка, т.е. $\Delta_0 \sim 2 \langle |k| \rangle = 2 \langle xM \rangle$, где с учётом (6) $\langle x \rangle = B(\alpha+2, \beta+1) / B(\alpha+1, \beta+1)$. Тогда, учитывая свойства B -функции найдём

$$\Delta_0 \sim 2M(\alpha+1) / (\alpha+1+\beta+1) \quad (127)$$

Для $\alpha = -0,5$ и $\beta = 3$ получим $\Delta_0 \sim 0,22M$, что в разумных пределах согласуется со значением $\Delta = 0,28$, найденным из анализа упругого ер-рассеяния.

Принимая во внимание, что $\alpha = -\alpha_R(0)$, $\alpha_P(0) - 1 = \varepsilon$ и подставляя выражение (126) в (117), найдём полное сечение процесса с обменом помероном.

$$\sigma_{tot}(s) = A s^\varepsilon \quad (128)$$

² Все результаты классической теории Редже воспроизведены в обозначениях [57]

$$\text{где } A = \frac{1}{4B(-\alpha_R(0)+1, \beta+1)} (3\beta_P)^2 \left(\frac{-\alpha_R(0)+1}{2[-\alpha_R(0)+1+\beta+1]} \right)^{-\alpha_R(0)}$$

Таким образом, представляя в модели МСН параметр Δ в виде (126), мы получим для сечения выражение, обычное для ТПР.

Рассмотрим, физические следствия выражения (126).

Для $\Delta_0=0,28$ [8], $\alpha_P(0)-1=\varepsilon\sim 0,08$ и энергий столкновения характерных для коллайдеров, из (126) следует, что $x_{\min}\sim 0,01$, т.е. модель МСН на основе реджезованного параметра Δ демонстрирует особенности КПМ, а именно, в упругом рассеянии протонов могут участвовать валентные кварки с малыми значениями импульсов, характерными для морских кварков.

Для процессов с обменом помероном, как следует из (126), величина $\Delta(s,t)$ изменяется от значения Δ_0 при малых t , когда нуклон проявляет мягкую структуру, до 0 при t и s стремящихся к бесконечности, когда в упругих процессах проявляются валентные кварки нуклона с x , характерными для партонов в ГНР. С ростом, s для процессов с обменом помероном Δ уменьшается, а вместе с тем уменьшается и x_{\min} . При этом кинематическая граница смещается в область малых x , где $\alpha\rightarrow\alpha_R(0)$ [16]. В реджевских представлениях это отвечает переходу от "эффективной траектории" к лидирующей, а в модели МСН это отвечает эволюции импульсного распределения валентных кварков внутри нуклона. Таким образом, энергетическая зависимость полного сечения в (128) обусловлена энергетической зависимостью Δ_P , т.е. динамическими свойствами нуклонной структуры. Как видно из (126) различие в поведении Δ_P и Δ_R с ростом s приводит к тому, что в процессах с обменом глюонами (помероном) x уменьшается и протон все более структурируется, тогда как в процессах с обменом кварками (реджеоном) x_{\min} растет, и протон утрачивает структуру, т.е. становится бесструктурным. Другими словами, с ростом s внутренний импульс валентных кварков уменьшается и происходит "замораживание", эквивалентное переходу в систему бесконечного импульса. Таким образом, величина Δ в реджезованном виде (126) определяет переход из области мягких процессов в область жёстких процессов.

Допустим, что параметр Δ_0 одинаков в случае двухглюонных и двухкварковых обменов. Из соотношения (126) при условии $x_{\min}\ll 1$ следует, что энергетическая область, в которой основную роль играет двухкварковый обмен (т.е. обмен реджезованным бозоном) задаётся неравенством

$$s \frac{1}{\alpha_R(0)^{-1}} < \frac{2}{< x >}. \quad (129)$$

Таким образом, при $s_0 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$, $\alpha_R(0) = 0,5$, $\langle x \rangle \sim 0,2$ и $\beta = 3$ согласно (126), (129) двухкварковый обмен ограничен кинематической областью

$$s < 20 \text{ ГэВ}^2,$$

т.е. в силу (126) Δ_R фиксирует область энергий, в которой согласно ТПР возможны обмены бозонным реджеоном.

Упругое сечение

Эффективная связь кварка с двумя глюонами (52) выражается через переменную z (48)

$$G_2(t) = K(t + \Delta^2)^{-2} \rightarrow G_2(z) = K z^{-2\alpha_g} \quad (130)$$

Рассмотрим другую возможность интерпретации этого выражения. Отвлекаясь от физических представлений, на основе которых была получена функция $G_2(x)$, её можно считать априорной параметризацией, описывающей обмен двумя глюонами, выходящими из одного адрона. В этом случае $G_2(x)$ естественно рассматривать в качестве распределения (плотности) двухглюонных пар в протоне. Из сравнения (130) с распределением отдельных глюонов, пропорциональным z^{α_g} (α_g - отрицательно), можно сделать вывод, что вблизи $z=0$ глюоны находятся преимущественно в связанных между собой (попарно или более), «помероноподобных» состояниях. Подставив (130) в (66) и пренебрегая дикварковым компонентом получим

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = K_H \frac{(3\beta)^4 [x(1-x)q(x)]^2}{16\pi (2M\Delta)^2} \quad (131)$$

Подстановка в (131) $dt = 2M\Delta/(1-x)dx$ и $K_0 = 2M(3\beta_0)^4/16^2\pi$ даёт

$$\sigma_{el} = K_0 \Delta^{-1} \int_{x_{min}} [(1-x)q(x)]^2 dx \quad (132)$$

Интеграл по x сводится к константе, а Δ определяется выражениями (123) или (126). В ТПР упругому рассеянию отвечает обмен помероном. Поэтому, произведя подстановку $\alpha_r(0) = \alpha_p(0) = 1 + \varepsilon$ в (126) на основании (132) находим

$$\sigma_{el}^{pp} = K_S \frac{1+\alpha}{\alpha} \quad \text{или} \quad \sigma_{el}^{pp} = K_S \frac{\varepsilon}{\alpha_R(0)}. \quad (133)$$

Заметим, что упругое сечение pp -взаимодействия, так же как и полное сечение, представляет собой растущую функцию s . Оценка σ_{el} на основе (132) упрощается, если принять $\Delta = \Delta_0$. Тогда

$$\sigma_{el} = K_0 \Delta_0^{-1} B(2\alpha+1, 2(\beta+1)+1) B^{-2}(\alpha+1, \beta+1) (1-x_{min}) \quad (134)$$

Здесь $(1-x_{min})$ равно разнице двух интегралов (132) с разными нижними пределами интегрирования, а именно $\int_0 - \int_{x_{min}}$, а x_{min} - приблизительное значение неполной B -функции. B -функция в числителе имеет неопределенность при $2\alpha+1=0$ ($\alpha = \alpha_R(0) = -0,5$). Полагая $\alpha_R(0) = 0,5 - \varepsilon_R$ (ε_R - малая величина), получим из (134) (в пренебрежении x_{min}),

$$\sigma_{el} \approx 1/2 K_0 \Delta_0^{-1} B^{-2} (\alpha+1, \beta+1) \varepsilon_R^{-1} \quad (135)$$

и для $\beta_0 = 2 \text{ГэВ}^{-1}$, $\Delta_0 = 2M \langle x \rangle \sim 0,2$

$$\sigma_{el} = (10 \varepsilon_R)^{-1} \text{ мбарн} \quad (136)$$

Для характерных значений $\sigma_{el} \sim 10 \text{ мбарн}$ параметр ε_R имеет порядок 0,01. В результате реджевской параметризации Δ , модель МСН обнаруживает новый параметр малости - ε_R . Таким образом, различие в динамике кварков и глюонов внутри нуклона во время его взаимодействия, учитываемой на основе Δ , в модели МСН приводят к двум физически эквивалентным параметрам, один, характерен для процессов с двухглюонным обменом, так называемый параметр надкритичности померона, а другой для двухкварковых обменов – параметр ε_R ; первый определяет энергетическое поведение полного сечения, а второй – энергетическое поведение упругого сечения.

Сечение упругого pp-рассеяния с участием дикварков приводит к выражению для Δ , аналогичному (123) или (126). Таким образом, величина ξ характеризующая вклад дикварков в (66), определяется соотношением

$$\xi_{\text{н}} \sim s^{(n\alpha-\beta)/\alpha}.$$

Из интерпретации дикварка, как проявление процесса перерасеяния, следует что сечение перерасеяний растет с ростом энергии.

Сечение γp -взаимодействий.

Реальные фотоны

Ранее, на основании выражений для сечений γp -взаимодействий и СФ модели МСН, мы получили полное сечение рассеяния фотонов на протоне (121), которое удобнее представить в форме

$$\sigma_{tot}^{\gamma p}(W^2) = K_{\gamma p} \Delta^{2\alpha} (W^2)^{-1-\alpha}. \quad (137)$$

Подставляя в (137) явный вид Δ (123) или (126), где $\alpha_R(0) = 0,5$ (как и в случае pp-взаимодействия), мы получим два выражения для сечения

$$\sigma_{tot}^{\gamma p}(W^2) = K_{\gamma p} (W^2)^{1+\alpha}, \quad \sigma_{tot}^{\gamma p}(W^2) = K_{\gamma p} (W^2)^{-\alpha(4\varepsilon+1)-1} \quad (138)$$

с $K_{\gamma p} = 4\pi \alpha_E B^{-1} (\alpha+1, \beta+1)$.

Как уже отмечалось, при исследованных энергиях сечения σ_{tot}^{pp} и $\sigma_{tot}^{\gamma p}$ демонстрируют подобие. Это означает, что показатели степеней у s в (124) и у W^2 в (137) одинаковы, т.е.

$$\varepsilon = \frac{3\alpha}{1+4\alpha} - 1. \quad (139)$$

Для $\alpha = -0,75$, $\varepsilon = 0,12$. Анализ данных экспериментов H1 и ZEUS [58] дает для ε значения 0,1 и 0,15. Связь между α и ε представлена на рис.24. Как следует из (138) при $\alpha = -1$ $\varepsilon = 0$.

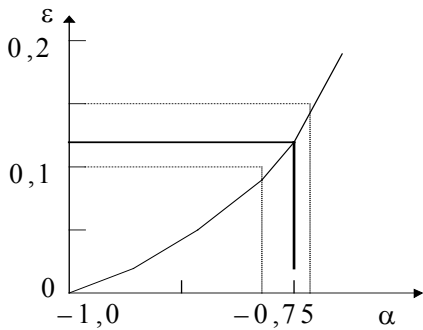


Рис. 24 Связь параметров α и ε . Выделены $\alpha = -0,75$ [8] и соответствующее значение $\varepsilon = 0,12$. Пунктирные линии отвечают $\varepsilon = 0,1$, $\varepsilon = 0,15$ [58] и соответствующим значениям α

Виртуальные фотоны

Легко убедиться, что выражения, аналогичные (137) и (138), при $Q^2=0$ справедливы и для полного сечения рассеяния виртуальных фотонов $\sigma^{\gamma^*p}_{tot} = (\sigma_T + \sigma_L)$

$$\sigma_{tot}^{\gamma^*p} = \frac{4\pi^2 \alpha_E}{K_\gamma} \left(\frac{1}{\nu} + \frac{\nu}{Q^2} \right) \nu W_2, \quad (139)$$

здесь ν - энергия фотона. Как и в сечениях γp - и pp -взаимодействий, неопределенность при $Q^2=0$ устраняется переходом от x_B к x . Из (139) при фиксированном Q^2 для больших W^2

$$\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W^2) = \text{const}(W^2)^{-\alpha-1}. \quad (140)$$

Для валентных кварков $\alpha \sim -0,5$, поэтому несинглетная часть W_2 (или F_2) уменьшается с энергией и в соответствии с (140) в области за $W^2 \sim Q^2/x_{\max}$, когда $x_{\max} \sim 0,2$, σ^{γ^*p} уменьшается (рис.25б), причем значение x_{\max} определяется параметрами α, β в выражении для $q(x)$.

Экспериментальные данные на рис.25а демонстрируют рост $\sigma^{\gamma^*p}_{tot}$ по закону $(W^2)^{0,5}$ за локальным максимумом при $W^2 \sim 5Q^2$. Такое поведение при $x < x_{\max}$ предполагает $\alpha = -1,5$, характерное для синглетной части структурной функции и глюонных распределений при $x \rightarrow 0$. В пертурбативной КХД при $x \rightarrow 0$ функция F_2 должна расти быстрее чем $\ln(1/x)$ т.е. $\alpha = -(1+\lambda)$ и $\lambda > 0$ [59], причем для глюонных распределений $\lambda = \alpha_S(12\ln 2)/\pi \approx 0,5$ [60]. Взаимное превращение кварков и глюонов внутри нуклона, наиболее интенсивное при $x \rightarrow 0$, приводит к сходству их распределений. Сравнение с экспериментальными данными (рис.25) показывает, что энергетическое поведение $\sigma^{\gamma^*p}_{tot}$ и $\sigma^{\gamma p}_{tot}$ в различных кинематических областях x и Q^2 воспроизводится: для $Q^2 \equiv 0, x \sim 0$, для $Q^2 \sim 0, x \sim 1$, а также $Q^2 \neq 0, x \rightarrow 1$ при $\alpha \approx -0,75$; -для $Q^2 \neq 0, x \rightarrow 0$ при $\alpha = -1,5$.

Таким образом, феноменологически эволюцию кварковых распределений можно представить в виде

$$q(x) = Ax^{\alpha(Q,x)}(1-x)^{\beta(Q)},$$

где параметризация $\beta(Q)$ имеет вид

$$\beta(Q^2) = 2,5 + \lg(1 + 2,5 \lg(1 + 0,25Q^2)). \quad (142)$$

Энергетическое поведение $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p}$ и поведение функции распределения $F_2(x, Q^2)$, приведены в работе [38] из первой части данной работы, с компиляциями из [8] и [61]. На рисунках, представляющих экспериментальные данные по ГНР и фоторождению, видно, что функция F_2 для $x=0,07$ воспроизводится если $\alpha \sim -0,5$; однако данные по фоторождению требуют $\alpha \sim -1,5$, что, в свою очередь, приводит к различию на несколько порядков сечений фоторождения. Расхождение устраняется, при учёте адронной структуры фотона.

При больших Q^2 в структурной функции фотона F_2^γ доминирует компонент, отвечающий точечноподобному фотону, который в приближении лидирующего логарифма при $x \rightarrow 0$ можно представить в виде

$$F_2^\gamma(x, Q^2) \propto x^{\alpha_\gamma} \ln(Q^2/\Lambda^2) \quad (143)$$

с $\alpha_\gamma \cong -0,6$ [62]. Из (141) с учётом (143) и $x^{\alpha_\gamma} \propto (W^2)^{-\alpha_\gamma}$, следует

$$\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p} \sim \frac{\nu F_2^\gamma W_2}{K_\gamma x} \sim (W^2)^{-\alpha-1-\alpha_\gamma}. \quad (144)$$

Если принять $\alpha_\gamma = \alpha \cong -0,75$, т.е. предположить проявление виртуальным фотоном мягкой адронной структуры, то модель опишет энергетическое поведение сечения фоторождения. Для квазиреальных фотонов ($Q^2 \sim 0$) при $x \rightarrow 0$ $\alpha_\gamma \rightarrow 0$, что следует из предсказания КХД для структурной функции фотона [70.]

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = 3 \sum e_q^4 \frac{\alpha_\gamma}{\pi} x(x^2 + (1-x))^2 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right),$$

где Λ -константа КХД. Изменение α_γ от 0 при $Q^2=0$ до $\alpha_\gamma = \alpha$ при $Q^2 \gg 1$ означает, что с ростом виртуальности фотон приобретает адроноподобные свойства. Выражение для сечения рассеяния «разрешённого» (адроноподобного) фотона на протоне с несинглетной структурной функцией воспроизводит данные по фоторождению, подобно сечению рассеяния «прямого» (точечноподобного) фотона на протоне с синглетной структурной функцией протона. При этом как для фотона, так и для протона при $x \rightarrow 0$ $\alpha_\gamma = \alpha \cong -0,75$. Наличие в адронах валентных и морских кварков расщепляет СФ на две составляющие: несинглетную (по ароматам), связанную с распределением валентных кварков, и синглетную, связанную с морскими кварками, т.е.

$$F_{1,2} = F_{NS} + F_S \quad (145)$$

Аналогично (145) структурную функцию протона в процессах рассеяния виртуального фотона на протоне можно представить в виде

$$F_2(x, Q^2) = F_{NS}(x, Q^2) [1 - \eta + \eta F(x, Q^2)] \quad (146)$$

где $F(x, Q^2) = F_S(x, Q^2) / F_{NS}(x, Q^2)$, или $F(x, Q^2) = f_\gamma$, η -вес процессов с разрешенным фотоном. В таком представлении F_2 не зависит от характера физической интерпретации функции F .

Таким образом, “аномальный” рост σ_{tot}^{pp} по закону $(W^2)^{0.5}$ за локальным максимумом при $W^2 \sim 5Q^2$ в модели МСН объясняется вкладом процессов с разрешённым фотоном, проявляющим мягкую адронную структуру.

Полное сечение pp-взаимодействия

При малых переданных импульсах упругое рассеяние протона на протоне происходит в результате обмена между валентными кварками двумя или большим числом партонов их кварк-глюонной струны. Доля протонного импульса, переносимого обменными партонами, выраженная через полную энергию (48), пропорциональна $z \sim s^{-1/2}$. В случае ГНР аналогичная величина x партона, на котором рассеивается электрон, пропорциональна $x \sim \nu^{-1}$, где ν – переданная энергия. Очевидно, что \sqrt{s} в случае упругого pp-рассеяния и ν в ГНР играют одну и ту же роль в определении кинематической области изменения переменных x и z . Это позволяет изучать физику малых $x \leftrightarrow z$ в процессах упругого рассеяния нуклонов. Кроме того, соотношение (48) качественно объясняет высокоэнергетическое поведение полного и упругого сечений pp-рассеяния. С ростом s , величина z обменного партона уменьшается, но поскольку при $z \rightarrow 0$ в соответствии с (50) в этой области начинают преобладать глюонные партоны, то соответственно преобладает обмен глюонами³. При достаточно больших s z достигает минимального значения, плотность глюонов перестает расти, наступает насыщение и сечение становится постоянным, что наблюдается экспериментально при энергиях порядка $10 \div 100$ ГэВ.

Параметр Δ одинаково выражается в случае двухглюонных и двухкварковых обменов. Из соотношения (126) при условии $x_{min} \ll 1$ следует, что энергетическая область, в которой основную роль играет двухкварковый обмен (т.е. обмен реджезованным бозоном), задаётся неравенством

$$\left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_R(0)-1} < \frac{2}{\langle x \rangle}. \quad (147)$$

При $s_0 \sim 1$ ГэВ², $\alpha_R(0) = 0,5$, $\langle x \rangle \sim 0,2$ и $\beta = 3$ согласно (126), двухкварковый обмен ограничен кинематической областью $s < 20$ ГэВ². Для таких

³ На языке реджистики, это означает, что выживают померонные обмены и вымирают реджеонные

обменов параметр Δ фиксирует область энергий, в которой согласно ТПР характерны обмены бозонным реджеоном.

Выражение для полного сечения pp-взаимодействия, включая двухглюонные и двухкварковые обмены, можно представить в виде суммы

$$\sigma_{tot}^{pp} = K_{pp} \left[(3\beta_P)^2 s^{\alpha_P(0)-1} + (3\beta_R)^2 s^{\alpha_R(0)-1} \right], \quad (148)$$

$$\text{где } K_{pp} = \frac{1}{4B(-\alpha_R(0)+1, \beta+1)} \left(\frac{-\alpha_R(0)+1}{2(-\alpha_R(0)+1+\beta+1)} \right)^{-\alpha_R(0)}.$$

Обозначив отношение эффективных констант связи, участвующих в обмене двух глюонов и двух кварков, через $B_{pp} = \beta_R/\beta_P$, выражению (148) можно придать простой вид

$$\sigma_{tot}^{pp} = K_{pp} (3\beta_P)^2 \left[s^\varepsilon + B_{pp} s^{\alpha_R(0)-1} \right]. \quad (149)$$

Таким образом, в модели МСН энергетическое поведение полного сечения pp-взаимодействия можно представить в традиционной форме

$$\sigma_{tot}(s) = Xs^\varepsilon + Ys^h \quad (150)$$

с параметрами $\varepsilon=0,0808$ и $h=0,4525$ [54] и соответствующими каждому процессу значениями X и Y . Первый член в (150) отвечает вкладу процессов с обменом двумя глюонами (помероном), а второй с обменом двумя кварками (реджеонами). Из сравнения (148) с (149)

$$X_{pp} = K_{pp} (3\beta_P)^2, \quad Y_{pp} = K_{pp} (3\beta_R)^2, \quad B_{pp} = Y_{pp}/X_{pp}. \quad (151)$$

При выводе этого выражения в модели МСН тип реакции не конкретизирован. Поэтому аналогично описываются сечения и других адронных процессов, например, πp и γp .

Используя значения параметров модели МСН, найденные из дипольного приближения для упругого формфактора протона $\alpha = -0,75$, $\beta = 2,8$, $\Delta = 0,28 \text{ ГэВ}$, дифференциального сечения $d\sigma/dt_{q-q}$, а также энергетического поведения полного сечения pp-взаимодействия, можно определить значение ξ - вклада в сечение рассеяния дикварков, а также эффективные константы связи валентных кварков с двумя участвующими в обмене глюонами и кварками (β_P и β_R).

Для получения согласия с экспериментальными данными (рис.11) на основе (66) определяется вклад в сечение дикварков ξ (табл.1). Затем, с использованием значений σ_{tot} и ρ заимствованных из [29] на

основе выражения (57) определяется константа β_R . Результаты приведены в Табл.1.

$\sqrt{s}, \text{ГэВ}$	$\sigma_{\text{tot}}^{pp}, \text{мбн}$	ρ	$\beta_P, \text{ГэВ}^{-1}$	ξ
23,5	39,45	0,002	1,84	0,002
30,7	40,31	0,051	1,86	0,002
44,7	41,98	0,061	1,90	0,002
52,8	42,68	0,072	1,92	0,002
62,5	43,58	0,082	1,94	0,002
550	60,82	0,129	2,30	0,002

Табл.1

Значение ξ согласуется с оценками, полученными в работах [23] и [63]. Значение эффективной двухглюонной связи с кварком согласуется с результатами работ [64], [65]. В модели МСН значение β_P зависит от параметров кваркового распределения α и β : эту связь демонстрирует Рис.27. Кроме того, как видно из Табл.1 с ростом энергии наблюдается увеличение β_P . Слабая зависимость β_P от структурных параметров β и α позволяет в широкой кинематической области использовать значение $\beta=2,8$ [8]. Параметр β_R определяется на основе (150) с $\varepsilon=0,808$, $h=0,4525$ [54].

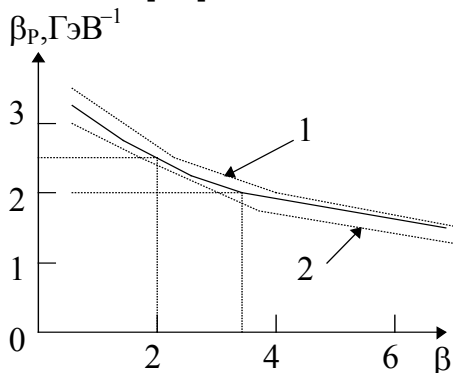


Рис.27 Связь β_P с параметром кваркового распределения β для разных значений α : сплошная линия $\alpha=-0,75$; 1 - $\alpha=-0,5$; 2 - $\alpha=-0,9$. Отмечены значения $\beta_P=2,0 \text{ГэВ}^{-1}$ [13,65] и соответствующее значение β , а также $\beta_P=2,5$ [65] и соответствующее значение β .

[13][65][65]

Предполагая универсальность проявлений мягкой структуры адронов, включая фотон, из (140), (150), (151) можно найти отношение β_R/β_P для различных адронных реакций (табл.2).

Тип реакции	X, мбн	Y, мбн	β_R/β_P
pp	21,7	98,39	
pp	21,7	56,08	1,6
pn	21,7	92,71	
pn	21,7	54,77	1,59
π^-p	13,63	36,02	
π^+p	13,63	27,56	1,42
γp	0,068	0,129	1,39

Табл.2

2.Сверхвысокие энергии

Получение энергетической зависимости параметра Δ на основе экспериментального подобию поведения полных сечений σ_{tot}^{pp} и σ_{tot}^{yp} позволяет в рамках модели МСН, не решая задачи на связанное состояние, установить зависимость от энергии взаимодействия внутриадронного импульса валентного кварка. Это, в свою очередь, позволяет описать энергетическое поведение полного сечения pp -взаимодействия.

Выпишем найденные сечения, учитывая отдельно вклады процессов с двухглюонным и двухкварковым обменами:

$$\sigma_{tot}^{pp}(s) = K_{pp} \left(s^{(1+\alpha)} + B_{pp}^2 s^{-(1+\alpha)} \right), \quad \sigma_{el}^{pp}(s) = K'_{pp} \left(s^{\frac{-(1+\alpha)}{\alpha}} + B_{pp}^2 s^{\frac{(\alpha+1)}{\alpha}} \right),$$

$$\sigma_{tot}^{yp}(W^2) = K_{yp} (W^2)^{1+\alpha}, \quad (152)$$

где $\varepsilon = (1+\alpha)$.

Из (152) видно, что в модели МСН энергетическое поведение сечений, обусловленное двухглюонным и двухкварковым обменами, взаимосвязаны через параметр α . Выражения для полного и упругого сечения (152) в пределе $s \rightarrow \infty$, при подстановке $\alpha = -0,5$ (стандартное значение параметра кваркового распределения) демонстрируют, что

$$\sigma_{el}^{pp}(s) \propto (\sigma_{tot}^{pp}(s))^2. \quad (153)$$

Таким образом, согласно модели МСН упругое сечение растёт быстрее полного, что имеет место на опыте. Заметим, что эйкональная модель, предсказывает противоположное поведение [66], тем самым, нарушая аналитичность амплитуды взаимодействия.

При релятивистских энергиях столкновения в результате лоренцевского сокращения продольного размера⁴ [67], [68] протон постепенно вырождается в двумерный объект (диск). Можно, показать, что параметр α в распределении валентных кварков (5), (6), связан с пространственной размерностью осциллятора: двумерному осциллятору отвечает $\alpha = -1$, трёхмерному пространственному (сферичному) осциллятору отвечает $\alpha = -2/3$. Отличие α от $-2/3$ (данные по упругому ep -рассеянию) свидетельствуют, что уже при энергиях СЛАК протон несферичен⁵ [69]. Таким образом, параметр α характеризует размерность, и его можно записать в виде $2/3 = 2/(2+d)$, где d -пространственная размерность нуклона. Собственное

⁴ В работе [67] предсказывается рост продольных размеров взаимодействия адронов, что не подтверждено экспериментом [68].

⁵ Возможная эллипсоидальная конфигурация адронов, обусловленная струнным механизмом связи кварков в адронах, рассматривалась в работе [69]

релятивистское движение валентных кварков внутри нуклона можно учесть, заменой $d \sim \gamma^{-1}$, где $\gamma(s) \sim \sqrt{s}$ - лоренц фактор протона. Это даёт

$$\alpha = -\frac{2}{2 + 1/\gamma(s)} \quad \text{и} \quad \varepsilon = \frac{1/\gamma(s)}{2 + 1/\gamma(s)}. \quad (154)$$

При $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ $1/\gamma(s) \rightarrow 0$. Поэтому $\alpha \rightarrow -1$ и $\varepsilon \rightarrow 0$. Замена α в (152) на (154), приводит к крайне важному результату: в отличие от реджевского поведения, состоящего в бесконечном росте сечения с увеличением энергии, в модели МСН рост сечения ограничен. Эффективно сжатие, обусловленное движением протона, для валентных кварков, движущихся внутри в направлении и против импульса протона, можно учесть заменой γ на $\gamma_{\text{эфф}}$: $\gamma^{-1} \rightarrow \gamma_{\text{эфф}}^{-1} = 2\theta s^{-\tau}$, где: θ и τ параметры подлежащие определению. Таким образом, сечения приобретают вид

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}}(s) = K_{\text{pp}} \left(S^{\frac{\theta s^{-\tau}}{1 + \theta s^{-\tau}}} + B_{\text{pp}} S^{\frac{3\theta s^{-\tau}}{1 + \theta s^{-\tau}}} \right),$$

$$\sigma_{\text{el}}^{\text{pp}}(s) = K_{\text{pp}}' \left(S^{\theta s^{-\tau}} + B_{\text{pp}}^2 S^{-3\theta s^{-\tau}} \right), \quad \sigma_{\text{tot}}^{\gamma\text{p}}(s) = K_{\gamma\text{p}} S^{\frac{\theta s^{-\tau}}{1 + \theta s^{-\tau}}}, \quad (155)$$

и $\alpha = -\frac{1}{1 + \theta s^{-\tau}}, \quad \varepsilon = \frac{\theta s^{-\tau}}{1 + \theta s^{-\tau}}.$

Сечения (155) имеют максимальные значения

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{макс}} = K_{\text{pp}} \exp\left(\frac{\theta}{e\tau}\right), \quad \sigma_{\text{el}}^{\text{макс}} = K_{\text{pp}}' \exp\left(\frac{\theta}{e\tau}\right), \quad (156)$$

при $s_{\text{макс}} = \exp(1/\tau)$.

Уравнение, связывающее параметры θ и τ , можно найти используя

значение σ_{tot} при энергии $\sqrt{s^*} = 1,8 \text{ ТэВ}$. В этом случае $\tau = \frac{\ln(\theta A)}{\ln s^*}$ и

$B\theta = \ln(A\theta)$ со значениями $A = \frac{1 - 3C}{C}$, где $C = \frac{\ln(\sigma^* / K_{\text{pp}})}{\ln(s^*)}$ и

$$B = \frac{\ln(s^*)}{e \ln(E n_{q/p}^{\text{макс}} / n_0)}.$$

Существованию единственного решения для θ отвечает условие $\xi^2 = A/B$ с $\xi = 1,7632$ (решение уравнения $x^x = e$). При этом

$$\theta = \xi/A, \quad \tau = \ln \xi / \ln s^*. \quad (157)$$

Отсюда, согласно (156)

$$s_{\text{макс}} = \exp(1,76 \ln s^*). \quad (158)$$

Таким образом, $s_{\text{макс}}$ можно выразить, используя экспериментально измеренное сечение при соответствующей энергии, в данном случае s^* . Легко убедиться, что для τ получится аналогичное выражение, если вместо σ_{tot} используется привязка к σ_{el} при энергии s^* , т.е. τ одинаково для упругого и полного сечения.

Значение B_{pp} в (155) можно найти по положению локального минимума в энергетическом поведении $\sigma_{\text{tot}}(s)$. Значение параметра K_{pp} можно определить при $\sqrt{s} \approx 3 \text{ ГэВ}$, пренебрегая при этих энергиях вкладом двухглюонных обменов. Равенство параметра θ в упругом и полном сечении приводит к выражению

$$K'_{\text{pp}} = \sigma_{\text{el}}(s^*) \exp(-1/D), \quad \text{где} \quad D = \frac{1}{\ln(\sigma^* / K_{\text{pp}})} - \frac{1}{3}.$$

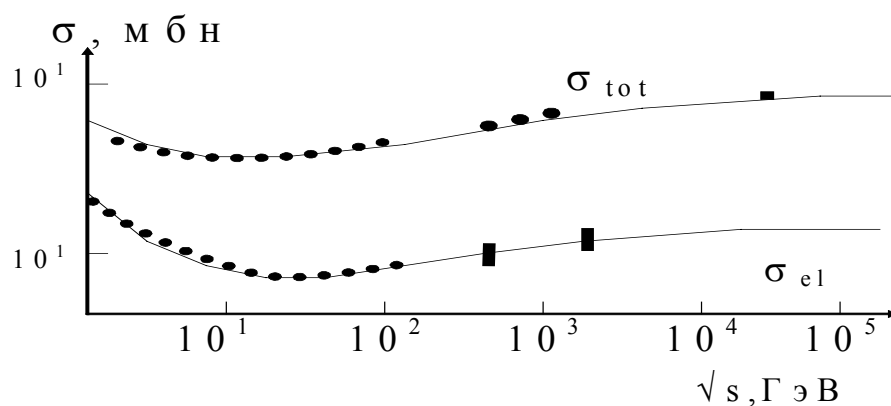
Таким образом, три экспериментальные точки: положение минимума σ_{tot} и его значения при $\sqrt{s} \approx 3 \text{ ГэВ}$ и $1,8 \text{ ТэВ}$ полностью определяют параметры, необходимые для описания энергетического поведения всех сечений (Табл.3). На Рис.28 приведено сравнение с экспериментальными данными полного и упругого сечений

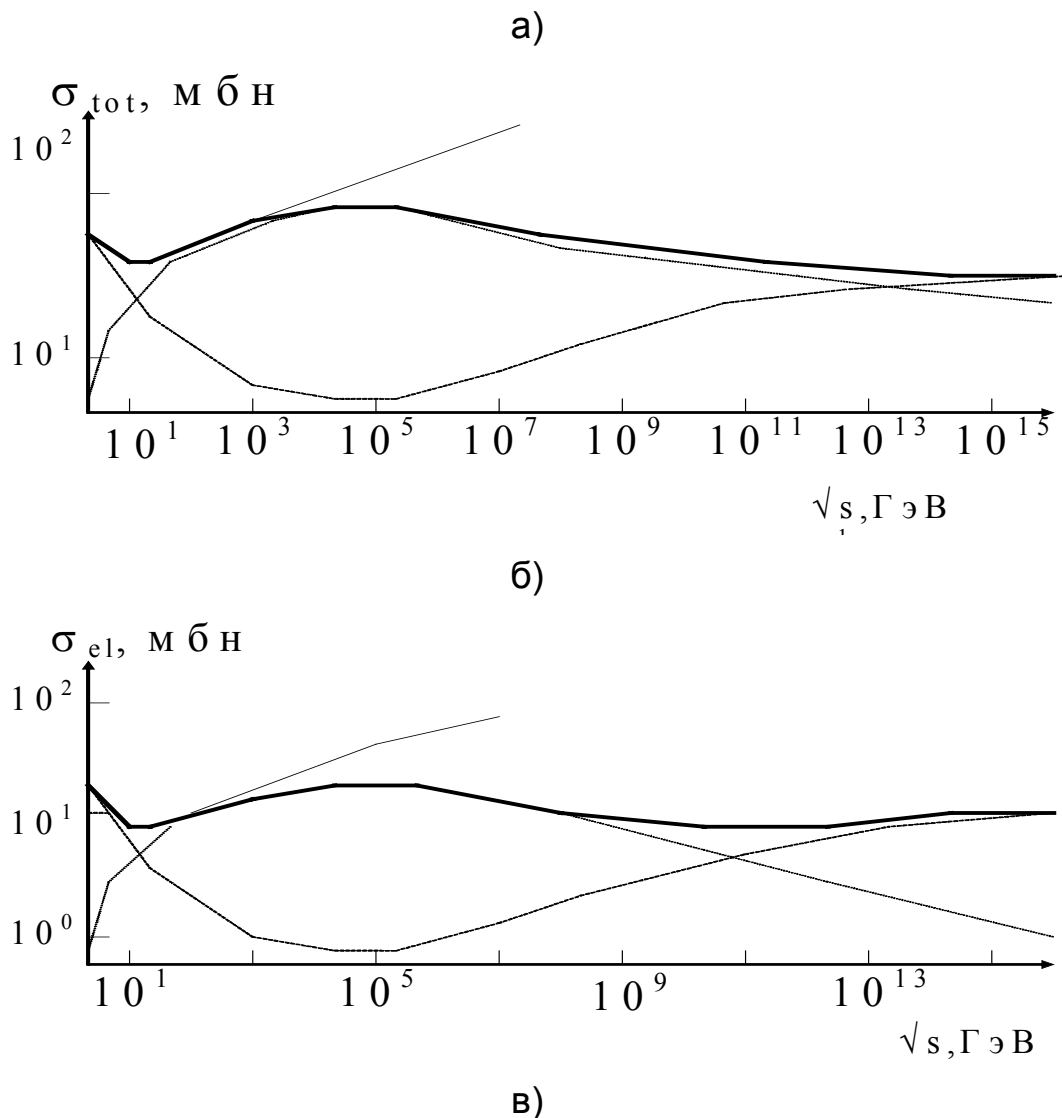
[70][71]

, вычисленных на основе (155) с параметрами из Табл.3.

	K_{pp}	B_{pp}	θ	τ	$\sqrt{s}_{\text{макс}}, \text{ ГэВ}$	$\sigma_{\text{макс}}, \text{ мбн}$
σ_{tot}	5,0	15,0	0,45	0,05	$\approx 10^5$	91,
σ_{el}	0,3	11,5	0,5	0,05	$\approx 10^4$	19,5
σ_{d}	-	-	-	-	$\approx 10^5$	9,0
σ_{dd}	-	-	-	-	$\approx 10^7$	5,5

Табл.3 Значения параметров.





в)

Рис.28 Сравнение с экспериментальными данными [85] упругого и полного сечений, вычисленных в модели МСН (жирные линии), а также с параметризациями (тонкие линии) взятыми из [70] для σ_{tot} и [71] для σ_{el} . Точками и пунктиром на рис.б,в показан вклад в сечения соответственно процессов с двухглюонным и двухкварковым обменами.

На рис.29 показана энергетическая зависимость параметра кваркового распределения α , и параметра модели МСН ε , соответствующего в реджистике надкритичности померона. Следует отметить, что в модели МСН асимптотика полного сечения определяется значением $W_{\mu\nu}(t=0)W^{\mu\nu}(t=0)$ и не зависит от эффективного пропагатора (58). Кроме того, как видно из описания упругого pp -рассеяния, вклад с обменом тремя и более глюонами незначителен. Таким образом, для наступления асимптотического режима в поведении полного и упругого сечений (реально уже при энергиях $\sqrt{s} > 10 \text{ ГэВ}$) важен не только закон изменения внутринуклонного импульса, но и доминирование обменом двумя глюонами.

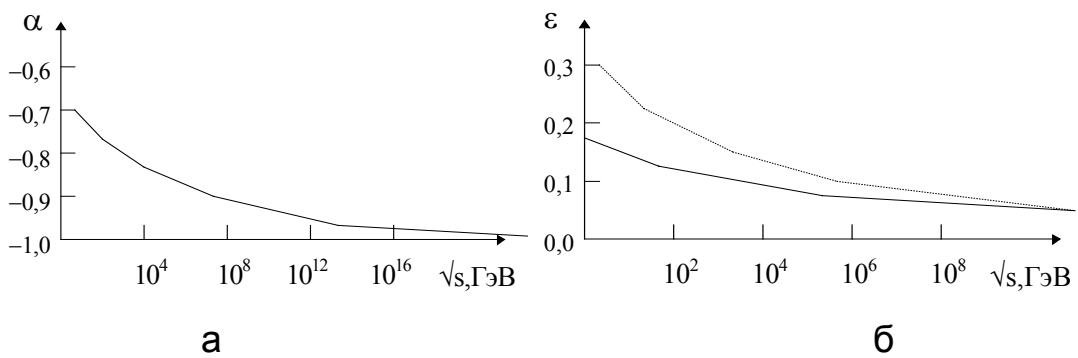


Рис.29 Зависимость от энергии:
 а - параметр кваркового распределения α ,
 б - показатель ε (σ_{el} - сплошная, σ_{tot} -пунктирная линии).

Выясним чем отличаются, вносящие вклад в полное сечение дифракционные события (σ_{dif}) от недифракционных (σ_{nondif}) $\sigma_{tot}=\sigma_{dif}+\sigma_{nondif}$, а события ДД (σ_d) от общей массы неупругих событий $\sigma_{inel}=\sigma_{tot}-\sigma_{el}$, в области где процессы с обменом кварками (реджеоном) исключены. При формулировке модели МСН цветовые степени свободы адронного тока нуклонов были не важны для описания сечений и инклюзивных характеристик. Учёт передачи цвета при обмене двумя глюонами означает, что в процессах рр-взаимодействия возможны два класса событий: без передачи цвета⁶ (рис.30а,б), когда все валентные кварки остаются в дифракционном кластере, ассоциированном с данным нуклоном; в этом случае говорят о ДД. В другом классе событий происходит передача цвета (Рис.30в,г).

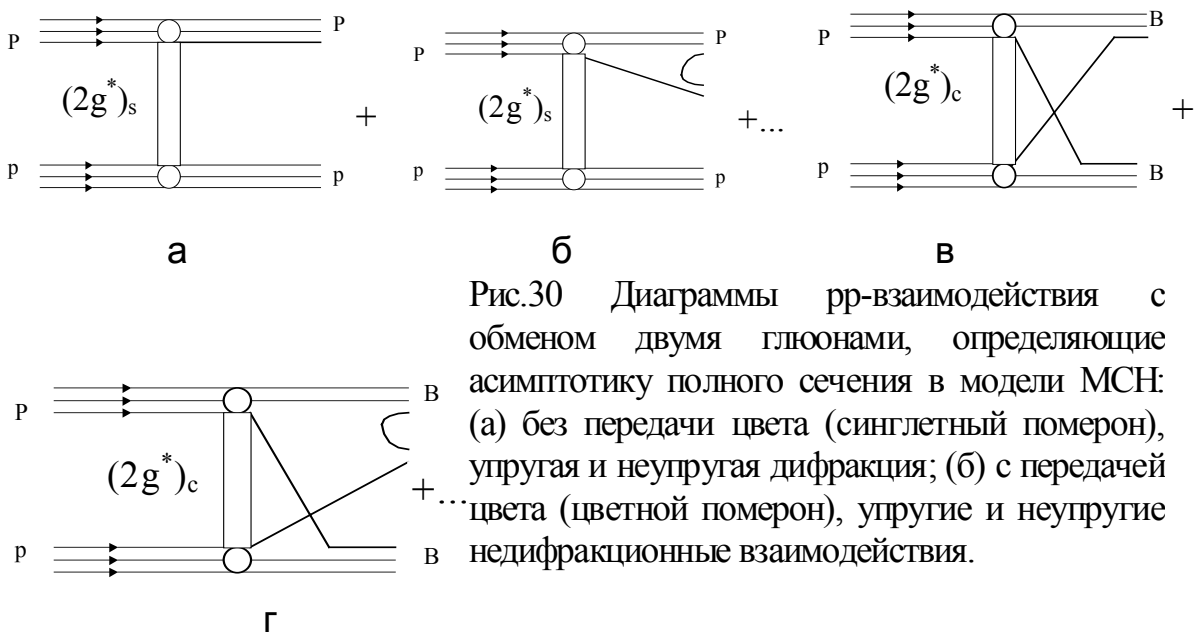


Рис.30 Диаграммы рр-взаимодействия с обменом двумя глюонами, определяющие асимптотику полного сечения в модели МСН: (а) без передачи цвета (синглетный померон), упругая и неупругая дифракция; (б) с передачей цвета (цветной померон), упругие и неупругие недифракционные взаимодействия.

В этом случае нельзя с определённой уверенностью говорить о кластерах, ассоциированных с данным нуклоном. Очевидно, что отношение сечений (вероятностей) этих процессов определяется $\sigma_{tot}/\sigma_{dif}=\sigma_{inel}/\sigma_d=8$,

⁶ Аналог обмена синглетным помероном P_s в реджистике.

где 8 – число различных глюонов. Следовательно (в пренебрежении двойной ДД) $\sigma_d \cong \sigma_{inel}/8$.

На рис.31 показаны вычисленные в модели МСН значения дифракционных сечений в сравнении с экспериментальными данными. Сечение двухвершинной ДД находится на основе факторизации упругого и дифракционных сечений.

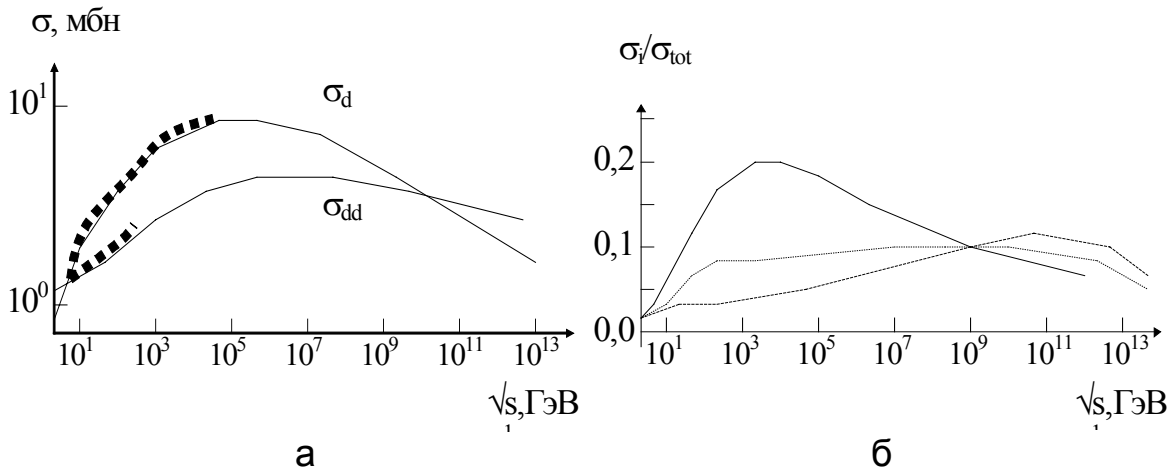


Рис.31 Сечения в модели МСН: а) сравнение σ_d и σ_{dd} (сплошные линии – модель МСН) с экспериментальными данными (компиляция из [72]); б) доли вкладов различных сечений в полное сечение: сплошная линия- σ_{el}/σ_{tot} , точки- σ_d/σ_{tot} , пунктирная линия- σ_{dd}/σ_{tot} .

Таким образом, модель МСН позволяет найти долю любого процесса в полном сечении.

§4 Феноменология модели МСН

1. Мягкий и жёсткий померон в модели МСН и ГНР.

В предыдущих разделах было показано, что энергетическая зависимость полных сечений pp и γp -взаимодействий определяется в модели МСН эволюцией внутренних импульсов валентных кварков протона, отражаемой динамическим параметром модели, а в реджевской теории с показателем надкритичности померонной траектории ε . Кроме того, в отличие от общепринятого объяснения энергетического поведения $\sigma_{tot}^{\gamma p}$, в модели МСН параметр кваркового распределения α не связан со свойствами померона.

Согласно модели МСН при возникновении виртуального фотона он с вероятностью η переходит по модели векторной доминантности в кварк-антикварковое состояние, и его “валентные” кварки обладают распределением, сходным с распределением валентных кварков протона и поэтому $\sigma_{tot}^{\gamma^* p} \sim (W^2)^{0,5}$. Таким образом, в модели МСН энергетическое поведение сечений σ_{tot}^{pp} , $\sigma_{tot}^{\gamma p}$, $\sigma_{tot}^{\gamma^* p}$ в одинаковой степени определяется несинглетной частью структурной функции

протона с $\alpha = -0,75$. При этом, как следует из (139), значение ε совпадает с интерсептом мягкого померона в ТПР.

В отличие от работы [73], где для описания зависимости $\sigma^{\gamma p}(W^2)$ используется зависимость α_p^0 от Q^2 , в модели использована $\alpha_\gamma(Q^2) = \alpha[Q^2/(Q_0^2 + Q^2)]$ [38] с $\alpha_\gamma(0) = 0$ и $\alpha_\gamma(Q^2 \gg 1) = \alpha$. В этом случае не возникает проблемы двойственности померона, т.е. проблемы связанной с существованием мягкого, непertурбативного померона с членами $qq, \pi\pi, \sigma\sigma$ и gg в лагранжиане [74] с $\alpha_p^0 = 1 + \varepsilon$ [75] и жесткого, бесструктурного, двухглюонного померона с $\alpha_p^0 = 1 + \lambda$ [76, 77]. В модели МСН, описание известных экспериментальных данных для различных адронных процессов обеспечивается единым эффективным двухглюонным обменом и параметром, отвечающим в ТПР надкритичности померона $\varepsilon \approx 0,12$.

При описания дифракционно подобных событий в процессах ер-рассеяния обычно используются представления о дифракционной структурной функции протона [78], построенной с учетом кварк-глюонной структуры померона и обобщения известной кинематики ГНР. Это отчасти позволяет избежать проблем поведения при малых t , когда существенна непertурбативная структура протона. Однако нетрудно заметить, что при этом возникает проблема доли протонного импульса померона. Формальная запись в виде [94.]

$$p_p = x_p / p$$

после возведения в квадрат обеих частей для $x_p / p \leq 1$ и $(p_p)^2 = t$ приводит к кинематическому ограничению $t \leq M^2$, тогда как реально может быть любое $t < s$, при том что $s \gg M$. Это демонстрирует некорректность такого упрощенного представления о помероне как фрагменте протона. В качестве корректной инвариантной переменной удобнее использовать долю полной энергии s , переносимую помероном

$$x_p \sim t/s.$$

В модели МСН, обмену помероном соответствует обмен двумя непertурбативными глюонами, но из разных адронов. Фактически, померон является не виртуальным квазисвязанным состоянием нескольких партонов, образующих некоторую кварк-глюонную структуру⁷, а эффективным t -канальным объектом с эффективной массой, ограничиваемой полной энергией столкновения. Это означает, что с точки зрения модели МСН дифракционные явления в ГНР возможны лишь для процессов с разрешенным фотоном (рис.3), т.е. дифракция в ГНР должна описываться аналогично дифракции в рр-рассеянии. С учётом сделанного выше замечания характеристикой двухглюонного обмена служит величина

$$x_p \sim t/W^2$$

⁷ Которую безуспешно пытаются изучать экспериментально, чему посвящено немало работ, например [..].

Таким образом, в модели МСН, сечение ер-рассеяния имеет вид

$$d\sigma^{ep}_H = K \frac{4\pi\alpha_E^2}{Q^2} d\sigma^{h^*p} \quad (159)$$

где $4\pi\alpha_E/Q^2$ -кроссинг симметричное сечение e^+e^- аннигиляции в адроны, h^* означает промежуточное состояние “разрешенного” фотона, без образования адрона (для аномальной вершины $K=1$) или с образованием адрона с $J^{PC}=1^-$ (в модели векторной доминантности $K=\sum(1/\gamma_V^2), V=\rho, \omega, \phi, \dots$). В случае упругого подпроцесса $h^*p \rightarrow h^*p$ по аналогии с выражением (81)

$$d\sigma^{h^*p} = \frac{\beta_r^2(t)}{\lambda^{1/2}(W^2, Q^2, M^2) \lambda^{1/2}(W^2, M^2, M^2)} H^*_{\mu\nu} W^{\mu\nu} dQ^2 dW^2$$

Тензор $H^*_{\mu\nu}$ выражается через структурные функции F_{h^*} виртуального адрона. Ограничиваясь рассмотрением адронов, состоящих из легких кварков, можно принять $F_{h^*} = F_{\gamma^*} = F_{\pi}$. Тогда

$$H^*_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \sim F_{\pi}^2 W_2$$

Из выражения для $d\sigma^{h^*p}$ следует, что значение параметра b в показателе экспоненты дифференциального сечения равно

$$b(s, t < 1) = -(\beta+1)/2\Delta \approx -\square\square$$

что согласуется с экспериментальными данными Н1 и ZEUS [58].

Таким образом, на основе модели МСН, используя выражения для $d\sigma^{h^*p}$, можно определить парциальные сечения образования резонансов в процессах фоторождения и парциальный вклад процессов с разрешённым фотоном, поскольку K в (159) связано со значением η в (146).

2 Эволюция кварковых распределений при $x \rightarrow 1$.

Введение динамического параметра Δ в описание структуры нуклонов приводит к расширению допустимых значений x в упругом рассеянии протонов. Так, при энергиях коллайдера в упругом рассеянии присутствуют значения x в диапазоне $1 > x > 0,01$. Эволюция структурной функции нуклона $F_2(x, Q^2) = vW_2(x)$ при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$, её синглетной и несинглетной частей, связана с эволюцией распределений морских и валентных кварков соответственно. Поведение $F_2(x, Q^2)$ при $x \rightarrow 1$ определяется в ГНР правилом кваркового счета [79]. В составных моделях в силу соотношения Дрелла-Яна-Веста в пределе больших Q^2 и $x \rightarrow 1$ возникает связь между упругим формфактором нуклона и $vW_2(x)$ [80], которую можно представить в степенном виде:

$$\begin{aligned} F(Q^2) &\sim t^{-N} \\ vW_2(x) &\sim (1-x)^{2N} \end{aligned} \quad (160)$$

В модели МСН появление такой связи оказывается тривиальным. Действительно, в соответствии с (39) при $t \rightarrow \infty$ и фиксированном M_x^2 ($x \rightarrow 1$)

$$F(t) \sim (xq(x)(1-x))^{1/2} \rightarrow t^{-(\beta+1)/2}$$

$$\nu W_2(x) \sim xq(x) \rightarrow (1-x)^\beta. \quad (161)$$

Из сравнения (150) и (161) следует, что для значения параметра $N=(\beta+1)/2$ гипотеза автомодельности [81] приводит при $t \rightarrow \infty$ к правилу кваркового счета

$$F(t) \sim t^{1-n}$$

где n -число составляющих (валентных) кварков. Для нуклона $n=3$ и следовательно, $\beta=3$. Однако, экспериментальное отношение упругих формфакторов нейтрона и протона при $x \rightarrow 1$

$$F^{en} / F^{ep} \sim 1/4$$

указывает, что распределения u и d кварков в действительности ведут себя при $x \rightarrow 1$ как

$$q_u(x) \sim (1-x)^3, \quad q_d(x) \sim (1-x)^4.$$

В работе [82] было показано, что для морских кварков при $x \rightarrow 1$ распределение

$$q_{\text{sea}}(x) \sim (1-x)^{5-7}.$$

Согласно (23) при $t \rightarrow \infty$ в упругом рассеянии $x \rightarrow 1$, т.е. растет вклад в сечение морских кварков и, следовательно, при достаточно жёсткой связи валентного кварка параметр β должен изменяться в пределах от 3 до 7. Это обстоятельство может быть одной из причин изменения характера поведения νW_2 (Рис.26). Зависимость νW_2 от переменной Бьоркена x_B согласно (23) имеет вид

$$\nu W_2(x_B) = x_B \frac{t(t+\Delta^2)}{(t+x_B 2M\Delta)^2} \left(x_B \frac{t+\Delta^2}{t+x_B 2M\Delta} \right)^\alpha \left(1-x_B \frac{t+\Delta^2}{t+x_B 2M\Delta} \right)^\beta. \quad (162)$$

В случае $\Delta=0$ для νW_2 справедливо обычное выражение

$$\nu W_2 = x_B q(x_B),$$

которое в отличие от (162) не содержит явной зависимости от t , наблюдаемой экспериментально (Рис.26). На Рис.26б показано поведение νW_2 (156) с Δ из (126). Для фиксированных значений β эволюция νW_2 существенна только в области $x \sim 0,3 \div 1$. Параметризация $\beta(t)$ в виде

$$\beta(t) = 2.5 + \lg(1 + 2.5 \lg(1 + 0.25t)),$$

обеспечивает хорошее согласия с данными (рис.26а). Таким образом, модель МСН обеспечивает описание эволюции распределения валентных кварков при $x \rightarrow 1$ на основе зависимости параметра β от переданного импульса.

3. Число кварков в протоне.

Как известно в кварк-конституентных и кварк-партонных моделях имеют дело с различным числом кварков в протоне. В конституентных моделях число кварков в протоне равно трем, а в партонных даже при $x > 10^{-4}$ число кварков достигает 30 [83]. Если число партонов столь велико, то как они заполняют протон? Согласно Бюркену [41] конституентные кварки представляют собой пузырьки с валентными кварками в киральном вакуумном конденсате из пионных облаков. Если считать эти пузырьки элементами пространственного фазового объема, занимаемыми релятивистскими валентными кварками, то можно получить простую оценку их полного числа. С учетом релятивизма и принципа Паули можно записать

$$n_{q/h} = (D/\delta x)^3 \quad (163)$$

где D -размеры протона, δx -размеры пузырька, $n_{q/h}$ -число кварков в адроне. Полагая, для простоты, что валентные кварки (со своими струнами) обладают равными энергиями $\delta E = m/n_{q/h}$ (m -масса адрона), имеют релятивистские импульсы и $\delta x = c\delta t$ (c -скорость света), то

$$n_{q/h} = (Dm/hc)^{3/4}. \quad (164)$$

Определяя D по полному сечению ($D_p = \pi^{-1}\sqrt{\sigma_{pp}}$)

$$n_{q/p} = [m_p \sigma_{pp} / \pi (hc)^2]^{3/8}. \quad (165)$$

В случае произвольного адрона

$$D_h = D_p (2\sqrt{\sigma_{hp}/\sigma_{pp}} - 1). \quad (166)$$

Из (163) и (166) в диапазоне энергий столкновения $\sqrt{s} = 6 \div 10^2 \text{ ГэВ}$

$$n_{q/p} = 3,5 \div 3,8 \quad n_{q/k} = 1,6 \div 1,9 \quad n_{q/\pi} = 0,7 \div 1,3.$$

Таким образом, проведенное рассмотрение показывает, что число релятивистских кварков в протоне близко к числу валентных кварков. Следует отметить, что кварковая аддитивность лучше проявляется при сравнении протона с K -мезоном, чем с π -мезоном.

4. Кварковая аддитивность в модели МСН

Модели адронов с релятивистскими кварками и аддитивные кварковые модели оперируют с одинаковым числом кварков, но обладающих существенно различными свойствами. Поэтому возникает вопрос о смысле аддитивности в случае моделей с релятивистскими кварками, к которым относится и феноменологическая модель МСН.

Обычно аргумент в пользу аддитивности кварковых сечений усматривается в величине экспериментального отношения полных сечений $\sigma_{\pi p}$ и σ_{pp}

$$\frac{\sigma_{\pi p}}{\sigma_{pp}} \approx \frac{n_{q/\pi}}{n_{q/p}} = \frac{2}{3} \quad (167)$$

Однако, этот факт плохо согласуется с кварк-партонными представлениями, где число кварков-партонов может значительно

превосходить число составляющих кварков. Эта неопределённость усиливается отсутствием аддитивности при учёте сечения $\sigma_{кр}$. Частично проблема решается, если считать, что эволюция, приводящая к сколь угодно большому числу кварков, не имеет отношения к такому фундаментальному свойству адронов, как энергетическое поведение их полных сечений. Об этом свидетельствует крайне малое сечение процессов ГНР. Как было показано, экспериментальные значения сечений $\sigma_{\pi p}$, σ_{pp} и массы адронов приводят к числу релятивистских кварков в мезоне и нуклоне близким к 2 и 3, соответственно. Для этих адронов, состоящих из лёгких кварков, в модели релятивистских кварков со струнными связями можно записать простые кинематические соотношения

$$n_{q/\pi} E_q + E_c = m \quad (168)$$

$$n_{q/p} \chi E_q + n_{q/p} \chi E_c = M$$

где $n_{q/\pi}$, $n_{q/p}$ - число релятивистских валентных кварков, E_q -энергия кварка, E_c -энергия струны, m -масса π -мезона. В (168) предполагается, что энергия кварка и струны в протоне отличаются от аналогичных величин в π -мезоне в χ раз. В случае осцилляторного потенциала энергию струны просто выразить через расстояние между кварками R и сечения

$$E_c = kR_\pi^2 \quad \text{и} \quad \chi E_c = kR_p^2 \quad (169)$$

$$\chi(s) = \frac{R_p^2}{R_\pi^2} = \left(2 \sqrt{\frac{\sigma_{\pi p}(s)}{\sigma_{pp}(s)}} - 1 \right)^{-2}$$

где k -константа, характеризующая натяжение струны. Отсюда

$$E_q = \frac{m}{n_{q/\pi} - 1} - \frac{M}{n_{q/p}(n_{q/\pi} - 1)} \chi^{-1},$$

$$E_c = \frac{n_{q/\pi} M}{n_{q/p}(n_{q/\pi} - 1)} \chi^{-1} - \frac{m}{n_{q/\pi} - 1}. \quad (170)$$

Использование в (169) значений $\sigma_{\pi p}$ и σ_{pp} , отвечающих $\sqrt{s}=100\text{ГэВ}$ [84], приводит к $E_q \approx 23\text{МэВ}$ и $E_c \approx 94\text{МэВ}$, которые хорошо согласуются с результатами для π -мезона полученными в [2]. Итак, в моделях с релятивистскими кварками “аддитивность” выражается соотношениями (168), а (167) выполняется фактически случайно. Действительно, решая (168) с учётом (169) относительно $\sigma_{\pi p}/\sigma_{pp}$ и подставляя значение E_q из [2], получим

$$\frac{\sigma_{\text{пр}}}{\sigma_{\text{рр}}} = \frac{1}{4} \left(\sqrt{\frac{n_{q/p} E_q}{M}} + 1 \right)^2 \approx \frac{1}{4} \left(\sqrt{\frac{1}{9}} + 1 \right)^2 = \frac{2}{3} \quad (171)$$

т.е. (167) выполняется, несмотря на фактическое отсутствие аддитивности в записи выражений (168) и (171). В модели МСН импульс (энергия) валентного кварка в покоящемся протоне определяется соотношениями (3) и (4). Полагая, что кварк в результате релятивистского вращения струны “размазан” по сфере, в силу чего можно положить $E_{q/p}^{\text{мин}} \approx E_{q/p}/2$, а оптическая точка определяет минимальное значение Δ , нетрудно найти на основе (170)

$$x_{\text{мин}}(s) = \frac{E_{q/p}}{M} = \frac{\chi E_q}{M} = \frac{m}{M} \chi - \frac{1}{3}. \quad (172)$$

Таким образом, модель МСН допускает двойное определение $x_{\text{мин}}$, как на основе реджевских представлений (126), так и на основе не имеющему ничего общего с реджистикой представления о кварк-глюонных релятивистских струнах (172). Явную зависимость $x_{\text{мин}}$ от s в (172) можно восстановить, на основе выражений (150) для $\sigma_{\text{пр}}$ и $\sigma_{\text{рр}}$ [54]

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{пр}} &= 13,63s^{0,0808} + 27,56s^{-0,45} \\ \sigma_{\text{рр}} &= 21,7s^{0,0808} + 56,08s^{-0,45}. \end{aligned} \quad (173)$$

На Рис.32 показано поведение $x_{\text{мин}}(s)$ в модели МСН, следующее из (126), и (172).

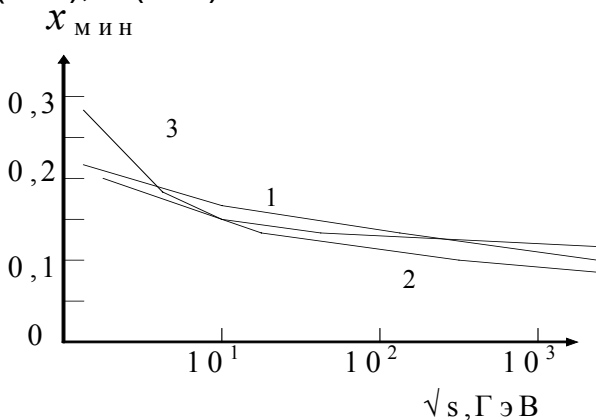


Рис.32 Поведение $x_{\text{мин}}(s)$ согласно модели МСН: кривая 1 - без учёта релятивистского сжатия нуклона, кривая 2 - с учётом релятивистского сжатия нуклона, и согласно реджевским представлениям - кривая 3.

Рис.32 можно рассматривать, как демонстрацию сходства в поведении $x_{\text{мин}}(s)$, полученного с учётом динамических изменений в структуре нуклона, состоящего из релятивистских кварков и реджевских представлений.

Выражение (172) даёт связь $x_{\text{мин}}$ с числом релятивистских валентных кварков

$$x_{\text{мин}} \sim \chi E_q / M = 1/n_{q/p} (1 + E_c / E_q). \quad (174)$$

Полагая $(1 + E_c / E_q) = E$, где E - безразмерная характеристика кварка и струны как единого целого для случая жёсткой связи кварка со струной $x_{\text{мин}} \sim 1/n_{q/p} E$ и с учётом первого члена из (150), получим

$$\sigma^{pp}_{tot}(s) \propto (En_{q/p}(s))^{-\alpha}. \quad (175)$$

С другой стороны, поскольку объём протона и полная энергия всех кварков пропорциональны

$$[\sigma^{pp}_{tot}(s)]^{3/2} \propto (En_{q/p}(s)) \quad (176)$$

Сравнение (175) и (176) даёт $\alpha = -2/3$. Как уже отмечалось, параметр кваркового распределения α является в сущности геометрической характеристикой, связывающей полное сечение с числом валентных кварков. При описании упругого ер-рассеяния $\alpha = -0,75$. Используя (150) с учётом (175) получим:

$$En_{q/p}(s) = n_0 s^{\theta s^{-\tau}}, \quad n_{q/p}^{max} = \frac{n_0}{E} \exp\left(\frac{\theta}{e\tau}\right) \quad (177)$$

где n_0 - константа. Итак, модель МСН приводит к фундаментальному результату: зависимости от энергии числа валентных кварков, участвующих во взаимодействии. На рис.33 приведены результаты полученные на основе (170).

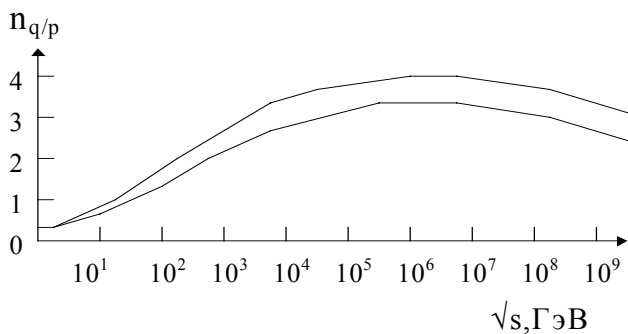


Рис.33 Энергетическая зависимость в оптической точке числа участвующих во взаимодействии валентных кварков протона. Точки- $E_c/E_q=4$, сплошная линия- $E_c/E_q=3$.

Таким образом, рост полного сечения согласно (176) связан с увеличением числа валентных кварков, участвующих во взаимодействии в оптической точке. Мы также видим, что в модели МСН возникает двойкая асимптотика: по полной энергии столкновения s , и по переданному импульсу t .

§5 Термодинамические аспекты адронных сечений

1. Термодинамические свойства адронов

Первые попытки применения термодинамического подхода к описанию взаимодействия адронов при высоких энергиях связаны с именами Э.Ферми, Л.Ландау, И.Померанчука. Они были инициированы наблюдавшимися в космических лучах процессами множественного рождения вторичных частиц. Однако, позднее идеи термодинамического подхода к адронным процессам не получили широкого развития. Между тем, даже вне проблемы образования кварк-глюонной плазмы, постепенно стало ясно, что адрон представляет собой систему с большой степенью свободы, что характерно для термодинамических систем.

На проявление у адронов термодинамических (статистических) свойств обратил внимание Хагедорн [85]. Уже на раннем этапе исследований сильных взаимодействий он заметил, что график зависимости плотности числа адронных состояний от массы адронов демонстрирует экспоненциальный рост (Рис.34).

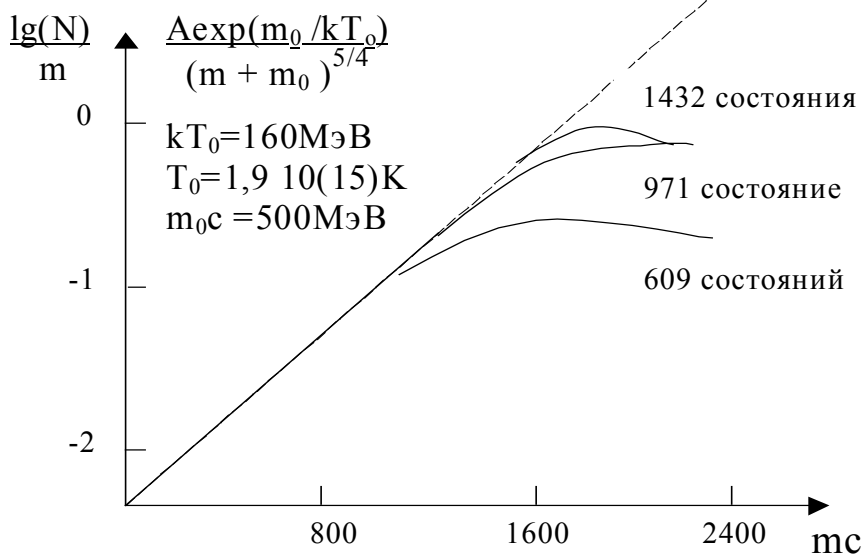


Рис.34. Зависимость числа адронных состояний (N) от массы адронов (m) [85].

Сохранение такой тенденции для сколь угодно больших масс должно означать [86] существование «предельной температуры» $T \sim 160$ МэВ⁸, выше которой невозможно нагреть никакую систему, а в случае роста более быстрого чем экспоненциальный в статистической механике не может существовать функции распределения. Таким образом, как отмечается в [104.], плотность числа адронных состояний с ростом массы адронов растёт с максимальной термодинамически допустимой скоростью.

О термодинамических свойствах кварк-глюонной среды вакуума с цветомагнитным взаимодействием [87], свидетельствует зависимость бегущей константы связи КХД α_s от инвариантного переданного импульса. С учётом перенормировки глюонного пропагатора

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2 / \Lambda^2)}, \quad \text{с} \quad \beta_0 = -\frac{1}{6\pi} \left(\frac{33}{2} - N_f \right), \quad (178)$$

где параметр $\Lambda \approx 120$ МэВ, а β_0 – коэффициент первого члена разложения функции Гелл-Манна, зависящий от числа кварковых ароматов N_f . Особую роль в характере физических свойств кварк-глюонной среды играет знак у β_0 . В работах [88], было показано, что отрицательное значение β_0 должно приводить к явлению асимптотической свободы, которая при рассмотрении цветомагнитных

⁸ Эту предельную температуру принято называть температурой Хагедорна и обозначать T_x . Значение T_x , отвечающее графику на рис.34, хорошо согласуется со значением энергии внутреннего релятивистского движения кварков, полученным из анализа упругого ер-рассеяния в модели МСН [8].

свойств КХД вакуума, является следствием конкуренции между диамагнетизмом Ландау и парамагнетизмом Паули. Дальнейший теоретический анализ, проведённый в работе [89], показал, что действительно асимптотическая свобода реализуется только в вакууме со свойствами парамагнитной среды, т.е. среды с отрицательной электрической поляризуемостью. Из лоренц-инвариантного соотношения между диэлектрической и магнитной проницаемостями $\epsilon\mu=1$, следует, что к парамагнитному вакууму ведёт $\beta_0 < 0$. При $\beta_0 > 0$ вакуум становится диамагнетиком.

Поскольку парамагнетизм вакуума является следствием самодействия калибровочного КХД поля, можно ожидать, что кварк-глюонная среда внутри адрона обладает не только термодинамическими свойствами, но и является парамагнетиком. В этом случае адекватным описанием микроскопической структуры адрона становится описание, основанное на квантовой статистике. Разработка этого подхода позволяет заложить в основание модели МСН более фундаментальные принципы. Укажем лишь на основные положения, важные в начале выбора направления дальнейшего развития модели.

Кварк-глюонную среду внутри адрона будем рассматривать в виде «большой» (макроскопической) замкнутой системы⁹, находящейся в статистическом равновесии. В такой картине протон представляет собой термостат с погружёнными в него тремя подсистемами по числу валентных кварков, а каждая подсистема помимо валентного кварка содержит «море» кварков и глюонов.

В определённых условиях, например во время взаимодействия, протон, как макроскопическая система, некоторое время может пребывать в так называемом неполном равновесии, т.е. в таком «возбуждённом» состоянии, когда равновесное состояние его подсистем устанавливается много быстрее, чем наступает равновесие между подсистемами. Причиной возникновения неполного равновесия может служить возникшее в процессе взаимодействия с другой системой изменение в распределении импульсов, т.е. изменение функций распределения кварков и глюонов, а также рекомбинационные процессы взаимного превращения кварков и глюонов.

В статистической физике неполное равновесие отождествляется с понятием макроскопического состояния. В этом случае для системы и её подсистем используется макроскопическое описание путём задания средних значений величин, таких как температура, энтропия и т.д. С квантовомеханической точки зрения особенностью таких подсистем является необычайная плотность уровней в спектре собственных значений энергии, поскольку число уровней в заданном интервале

⁹ Условие макроскопичности такой системы, обеспечивается бесконечным числом состояний в фазовом пространстве.

энергетического спектра растёт с увеличением числа частиц подсистемы по экспоненциальному закону. По этой причине подсистемы не могут находиться строго в стационарном состоянии и флуктуируют на величину порядка энергии взаимодействия между ними. Заметим, что по достаточно реалистической оценке кварк-глюонная подсистема может включать в себя ~ 100 партонов¹⁰, т.е. число её возможных состояний достаточно велико.

Принципиальной особенностью сложной квантово-механической системы при наличии взаимодействия между её подсистемами является отсутствие у неё волновой функции. Волновую функцию такой системы нельзя представить в факторизованном виде, поскольку состояниям подсистем нельзя сопоставить векторы гильбертового пространства, т.е. собственные волновые функции. В квантово-механическом смысле это означает, что в общем случае подсистемы находятся в смешанном состоянии. Таким образом, при описании взаимодействия нуклона с учётом его микроскопической структуры и структуры его подсистем, вместо волновых функций необходимо использовать матрицу плотности состояний (статистическую матрицу).

В общих чертах представить протон в виде термодинамической системы можно следующим образом. Пусть равновесное состояние протона, т.е. термостата, характеризуется температурой T . Энергетическое распределение его подсистем (конституентов) подчиняется распределению Гиббса $w(E) = ae^{-\beta E}$, где $\beta=1/kT$, k - постоянная Больцмана. Поскольку, заключённые в протонный термостат кварки-конституенты взаимодействуют между собой, их состояние описывается квантово-механическим статистическим оператором (матрицей плотности) $\hat{\rho} = e^{-\beta \hat{H}} / Z(\beta)$, где: \hat{H} - гамильтониан системы, а $Z(\beta) = \text{Sp} e^{-\beta \hat{H}}$ -статистическая сумма. В энергетическом представлении этот оператор приводит к матрице плотности в энергетическом представлении

$$\hat{\rho}_{mn} = \langle \psi_m | \hat{\rho} | \psi_n \rangle = e^{-\beta E_m} / Z(\beta) \delta_{mn}, \quad (179)$$

где E_m - собственные значения гамильтониана \hat{H} . Энергетическое распределение подсистем в чистом состоянии (в отсутствии взаимодействия между ними) описывается диагональными элементами матрицы плотности в виде

$$w(E_n) = e^{-\beta E_n} / Z(\beta),$$

со статистической суммой

¹⁰ С учётом ультрафиолетовой расходимости партонов глюонного сорта может быть «любое» количество.

$$Z(\beta) = \sum \exp(-\beta E_n).$$

Естественно рассмотреть проявление термодинамических свойств во взаимодействиях протонов. Заметим, что распределение Гиббса, для системы квантовых осцилляторов¹¹, приводит к импульсному распределению сходному с (5), на основе которого в модели МСН как раз и были получены дифференциальные и полные сечения различных процессов рр-взаимодействия. Это замечательное обстоятельство стимулирует рассмотрение статистических (термодинамических) свойств, присущих структуре протона.

Что представляет собой взаимодействие адронов с точки зрения термодинамики? Адроны – это замкнутые квантовые системы, до взаимодействия находящиеся в термолизованном, равновесном состоянии. В термодинамике такие системы описываются как макроскопическими параметрами: внешними – объёмом (сечением для адронов), давлением, и внутренними – энергией, температурой, энтропией, так и микроскопическими: - спектрами квантовых состояний, вероятностями, распределениями. При контакте адроны вступают во взаимодействие, которое представляет собой длящийся во времени процесс обмена либо только теплом (в обычном случае это фотоны инфракрасного спектра, в случае взаимодействия адронов это глюоны, а в ТПР – помероны), или теплом и веществом (в случае взаимодействия адронов вещество переносится кварками, а в ТПР – реджеонами). Исходя из описанной ранее картины упругих и дифракционных процессов эти процессы в термодинамическом представлении можно рассматривать как процессы с обменом только теплом. Поэтому ограничимся рассмотрением исключительно «тепловым взаимодействием» протонов посредством обмена глюонами.

Пусть два протона в системе центра масс столкновения характеризуются полными энергиями $E = \sqrt{s}/2$, а их взаимодействие сопровождается процессом обмена инвариантным переданным импульсом t ($\sqrt{t} \ll E$). При упругом рассеянии протонов неизменность внешних макроскопических параметров (объёма, температуры, сечения, полной энергии и т.д.) означает неизменность их равновесного состояния «во время» взаимодействия, а само взаимодействие представляет собой тепловой обмен.

В статистической физике термодинамическая система, находящаяся в равновесии способна испытывать флуктуации своих внешних макроскопических параметров относительно средних значений. При этом вероятность флуктуации любого параметра X на малую величину x ($X = \bar{X} \pm x$, $x \ll \bar{X}$, \bar{X} – среднее значение X) определяется плотностью вероятности $\rho(X)$ обнаружить систему в состоянии с

¹¹ Напомним, что распределение по множественности вторичных адронов в ДД протона, также указывает на осцилляторный характер его возбуждения.

данном значением X , которая зависит от энтропии согласно формуле Эйнштейна

$$\rho(x) = Ce^{H(X)}. \quad (180)$$

В случае протона одним из таких макроскопических параметров является полная энергия¹² E , причём её флуктуацией является инвариантный переданный импульс t , т.е.

$$\rho(E) = Ce^{H(E)} \quad (180')$$

В равновесном состоянии энтропия максимальна при $X=\underline{X}$. Разлагая $H(E+t)$ в ряд по t , и принимая во внимание соответствующие условия экстремума функции $H(X)$ в точке \underline{X} , для протона $H(E)$ в \underline{E} , найдём

$$\left. \frac{\partial H}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \rightarrow \left. \frac{\partial H}{\partial t} \right|_{t=0} = 0, \quad -\beta = \left. \frac{\partial^2 H}{\partial^2 x} \right|_{x=0} < 0 \rightarrow -b = \left. \frac{\partial^2 H}{\partial^2 t} \right|_{t=0} < 0 \quad (181)$$

Подставляя два первых члена разложение H в (180) получим

$$\rho(x) = Ce^{-\frac{\beta}{2}x^2}.$$

Соответственно для протона флуктуация E , описывается распределением $\rho(t)$

$$\rho(t) = \frac{d\sigma}{dt} = Ce^{-\frac{b}{2}t^2}, \quad (182)$$

где C -нормировочная константа, $\beta=\beta(\underline{X})$, $b=b(\underline{E}=\sqrt{s}/2)$. При соответствующем выборе константы C из (182) следует, что флуктуация полной энергии протона «в процессе» его упругого рассеяния описывается выражением, совпадающим с дифференциальным сечением. Ранее при обсуждении рис.10, мы упоминали, что воспроизведение наблюдаемого излома дифференциального сечения упругого pp -рассеяния в точке $t \approx 0,1$ ГэВ достигается параметризацией Орира

$$d\sigma / dt \propto e^{-at - bt^2}.$$

Как видно из рис.10 экспонента e^{-bt^2} определяет поведение сечения для значений переданного импульса $t > 0,1$. Таким образом, эффект сужения дифракционного конуса имеет термодинамическое происхождение и существенен вблизи $t \sim T_X$.

В квантовой теории поля, сечение (182) равняется квадрату модуля упругой амплитуды, мнимая часть которой при $t=0$ в силу оптической теоремы определяет полное сечение pp -взаимодействия. C

¹² В системе центра масс двух сталкивающихся протонов эта энергия равна $\sqrt{s}/2$.

другой стороны, в модели МСН амплитуда упругого pp-рассеяния выражается через функцию распределения кварков в протоне. Отсюда следует связь кварковых распределений протона с его термодинамическими величинами, в частности с энтропией.

Таким образом, полное сечение pp-взаимодействия и значение параметра наклона b определяются энтропией протона, а точнее коэффициентами её разложения как функции энергии в ряд Тейлора в оптической точке

2. Сечения, энтропия, температура

Для установления в явном виде связи сечений различных процессов pp-взаимодействия с энтропией, обратимся к выражениям (155). Экспоненциальная форма сечений позволяет свести их к единой универсальной функции от энергии столкновения $H(s)$ ¹³.

$$\ln \frac{\sigma_{tot}}{K_{pp}} \cong \ln \frac{\sigma_d}{K_{pp}'} \cong \ln \frac{\sigma_{el}}{K_{pp}'} = \frac{1}{s^\tau} \underbrace{\left(\ln \frac{1}{s^\tau} + \dots + \ln \frac{1}{s^\tau} \right)}_{\theta/\tau - (p\alpha)} = \sum \frac{1}{s^\tau} \ln \frac{1}{s^\tau} = H(s), \quad (183)$$

Полагая в (183) $N = \theta/\tau$ и осуществляя замену $\omega_i = s^{-\tau}$, перейдём к функции $H(\omega)$, обладающей свойствами энтропии

$$H(\omega) = \sum_i^N -\omega_i \ln \omega_i = \sum_i^N H_i = NH_i. \quad (184)$$

С учётом (184) энергетическую зависимость сечений в (155) можно представить в виде

$$\sigma(s) = Ke^{H(s)}. \quad (185)$$

Сравнивая (185) с (180), мы обнаруживаем, что сечения pp-взаимодействий (155) легко преобразуются в формулу Эйнштейна (180). При этом полная энергия s выступает в качестве макроскопического параметра.

Связь энтропии со статистической матрицей плотности в энергетическом представлении позволяет представить энтропию протонных подсистем в виде $H_i = \text{Sp}(\rho_{mn} \ln \rho_{mn})$, где индекс i обозначает число подсистем. Полагая для простоты H_i равными, и подставляя их в (185), получим сечение протона, состоящего из N подсистем

$$\sigma(s) = Ke^{N \text{Sp}(\rho_{mn} \ln \rho_{mn})}. \quad (186)$$

Отметим важное физическое различие формул (185) и (186), заключающееся в том, что (185) описывает сечение через

¹³ Как следует из (13) с ростом энергии столкновения вклад от кварковых обменом стремится к нулю, и сохраняются только процессы с обменом глюонов.

макроскопический параметр термодинамической системы, а (186) – через микроскопические характеристики квантовой системы.

Энергетический спектр подсистем (кварковых конститuentов, т.е. валентных кварков с кварк-глюонной струной) выразим через спектр нерелятивистского¹⁴ осциллятора, погружённого в термостат¹⁵, который описывается матрицей плотности (179). Из сравнения (183) и (186) с учётом (179) найдём связь между макроскопическими и квантово-механическими параметрами

$$\frac{1}{s\tau} \ln\left(\frac{1}{s\tau}\right) = Sp W_{mn} \ln W_{mn} = \sum_n \frac{e^{-\beta E_n}}{Z} \ln\left(\frac{e^{-\beta E_n}}{Z}\right). \quad (187)$$

Как следует из (187), феноменологический параметр τ , введённый при описании полного сечения с целью учёта лоренцевского сокращения объёма (макроскопического параметра кварк-глюонной системы) протона, определяется квантовой статистикой кварк-глюонной системы, образующей конститuent. Подставляя (187) в (186) получим сечение pp-взаимодействия, выраженное через энергетический спектр квантовых состояний подсистем протона

$$\sigma = K \exp\left(N \sum_n \frac{e^{-\beta E_n}}{Z} \ln\left(\frac{e^{-\beta E_n}}{Z}\right)\right), \quad (188)$$

где K-константа, N-число подсистем (конститuentов), $E_n = \hbar\omega(n+3/2)$, $\omega = \sqrt{k/m_q}$, k-коэффициент осцилляторного потенциала (натяжение струны), m_q -эффективная масса кварка. Таким образом, выражение для сечения (188) позволяет извлечь информацию об удерживающем потенциале.

Ранее, обсуждая рис.34, мы говорили о предельной температуре T_x до которой можно нагреть адрон, сохраняя его целостность. Ю.Б.Румер был первым, кто указал на возможность существования «особых» термодинамических систем с предельными и отрицательными температурами [90]. Он обратил внимание на то, что сходимость статистической суммы

$$Z = \sum_i g(E_i) e^{-E_i / kT}, \quad (189)$$

¹⁴ В таком представлении можно считать, что глюонная струна интегрирует в себе все релятивистские эффекты, связанные с валентным кварком.

¹⁵ Поскольку конститuentный кварк не является свободным и как подсистема взаимодействует с остальной частью адрона, то, строго говоря, он не имеет собственной волновой функции. Для такой подсистемы средние значения физических величин и их вероятности определяются через матрицу плотности.

обеспечивается плотностью числа состояний возрастающей с ростом энергии по степенному закону $g(E) \propto E^{(3N/2)-1}$. Однако, если для некоторой «особой» системы при больших энергиях $g(E)$ растёт не по степенному, а по показательному закону $g(E_i) \propto e^{\alpha E_i}$, то для сходимости ряда (189) необходимо выполнение условия $0 \leq T \leq 1/\alpha k$. Отсюда следует, что существует предельная температура $T_{пр} = 1/\alpha k$, выше которой такую систему нельзя нагреть. На основе рис.34, можно предположить, что адроны являются именно такими «особыми» системами, и для них естественно считать $T_{\chi} = T_{пр}$. Подставляя $s_{макс}^{\tau} = e$ из (156) в выражение (187), и принимая во внимание (189), нетрудно получить уравнение, связывающее предельную температуру протона с натяжением струны.

Для выяснения физического смысла суммы в (183) и (184), воспользуемся определением энтропии $H = \ln(\delta\Gamma)$, где $\delta\Gamma$ -статистическая сумма квантовых состояний. Из (183) и (184) следует, что

$$\frac{\sigma_{tot}}{K_{pp}} \cong \frac{\sigma_d}{K_{pp}^{//}} \cong \frac{\sigma_{el}}{K_{pp}^/} = \prod_i^N \delta\Gamma_i, \quad (190)$$

т.е. $\delta\Gamma = \prod \delta\Gamma_i$. Под $\delta\Gamma_i$ естественно подразумевать статистическую сумму подсистемы валентный кварк + струна, а $N = \theta/\tau$ равно количеству различных подсистем внутри протона. При этом возможны две интерпретации, приводящие к разным значениям N . Значения параметров θ и τ , найденные из экспериментальных данных по сечениям pp -взаимодействия [91], показывают, что $N \cong 6$, т.е. число подсистем совпадает с общим числом взаимодействующих валентных кварков¹⁶ [92]. Таким образом, можно положить $\theta/\tau = N$. Тогда имеем для pp -взаимодействия $N = 2n_{q/p} = 6$ ($n_{q/p}$, - число валентных кварков), а для πp - и γp -взаимодействий $N = 5$. Подставляя $\theta = N\tau$ в выражения (155) и принимая во внимание (183) и (185) сечения можно представить в виде

$$\sigma_{tot}^{pp}(s) = K_{pp} \left((s^{-\tau}) - (s^{-\tau}) \right)^{\frac{2n_{q/p}}{1+a}}, \quad \sigma_{el}^{pp}(s) = K_{pp}^* \left((s^{-\tau}) - (s^{-\tau}) \right)^{2n_{q/p}},$$

¹⁶ Интерпретация $H(\varpi)$ (183) как энтропии в теории информации [92] приводит к значению $N = n_{q/p} = 9$, т.е. N в этом случае равно числу возможных комбинаций попарных столкновений. Аналогичное значение N принимается в конституентных моделях при сравнении числа кварков в протоне и π -мезоне на основе сечений взаимодействий. Заметим, что качество описания сечений на основе (36) с такими значениями N , но с иным параметрам θ и τ , сохраняется.

$$\sigma_d^{pp}(s) = K_d^* \left((s^{-\tau}) - (s^{-\tau}) \right)^{2n_{q/p}},$$

$$\sigma_{tot}^{макс} = K_{pp} \exp(2n_{q/p} / 1,16e), \quad \sigma_{el}^{макс} = K_{pp} \exp(2n_{q/p} / e),$$

$$H_{pp}^{макс} = 2n_{q/p} / e,$$

$$\sigma_{\pi p}(s) = K_{\pi p} \left((s^{-\tau^*}) - (s^{-\tau^*}) \right)^{n_{q/p} + n_{q/\pi}},$$

$$\sigma_{\gamma p}(s) = K_{\gamma p} \left((s^{-\tau^*}) - (s^{-\tau^*}) \right)^{n_{q/p} + n_{q/\gamma}},$$

$$H_{\pi p}^{макс} = (n_{q/p} + n_{q/\pi}) / e, \quad H_{\gamma p}^{макс} = (n_{q/p} + n_{q/\pi}) / e. \quad (191)$$

где $a=1+2\tau n_{q/p}/e$, e =число Эйлера. Как следует из (191), для всех процессов зависимость сечения и энтропии от полной энергии столкновения определяется одним параметром $\tau=1/\ln s_{макс}$, а их максимальные значения в точке $s=s_{макс}$ зависят от числа участвующих во взаимодействии подсистем, т.е. числа составляющих кварков, которое, для протона, в оптической точке близко к трём. Значение $s_{макс}$ определяет некую критическую точку состояния адрона, физический смысл которой прояснится ниже..

Рисунок 28 представляет описание на основании формул (191) полного упругого и различных каналов дифракционных процессов рр-взаимодействия и демонстрируют согласие с экспериментальными данными, подтверждая продуктивность квантово-статистического подхода, заложенного в представление о структуре протона.

Таким образом, термодинамические представления приводят к универсальным выражениям для энтропии и сечений взаимодействия адронов h_1, h_2

$$\sigma_{tot}^{h_1 h_2}(s) \cong K_{tot}^{h_1 h_2} e^{H^{h_1 h_2}(s)}, \quad \sigma_{el}^{h_1 h_2}(s) = K_{el}^{h_1 h_2} e^{H^{h_1 h_2}(s)}, \quad (192)$$

$$H_{макс}^{h_1 h_2}(s) = (n_{q/h_1} + n_{q/h_2}) / e$$

На основании определения температуры T ($dH/dE=1/T$) из (185) с учётом (183) нетрудно получить

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\sqrt{s}} = \frac{1}{T} \quad (193)$$

Подставляя в выражение для сечения, получим соотношение между температурой и полной энергией взаимодействия¹⁷

$$T = \frac{s^{\tau+1/2}}{2n_{q/p}^2 \tau (1 - \tau \ln s)} \quad (194)$$

Знаменатель выражения содержит особую точку определяемую равенством $\tau \ln(s)=1$, в которой температура изменяет знак на противоположный. Поскольку это равенство достигается при $s=s_{\text{макс}}$ то, при $s>s_{\text{макс}}$ температура становится отрицательной. Ранее, мы говорили о возможности отрицательной температуры у «особых» термодинамических систем, рассмотренных в работе [90].

В протоне, мы имеем дело с кварк-глюонной средой, которая, в силу цветоманнитного взаимодействия (за счёт знака у β_0 в (178)), обладает свойствами парамагнетика. При определённых условиях, парамагнитная среда может иметь отрицательную температуру. Способы реализации такой возможности для квантовой системы магнитных моментов обсуждалась в [93] на примере парамагнитных диэлектриков. Суть происходящих явлений, сопровождающихся возникновением отрицательной температуры, состоит в том, что парамагнетик, намагничиваясь под воздействием адиабатически изменяющегося внешнего магнитного поля, переходит в неустойчивое состояние, в котором спины его частиц направлены против этого поля. Например, в процессе pp-взаимодействия в протоне такому намагничиванию подвергается квантовая система магнитных моментов морских кварков. На основе парамагнитных свойств кварк-глюонной среды в протоне мы получаем механизм, объясняющий рост его сечений и существование у них максимальных значений (рис.29). Естественно, что максимуму сечений отвечает полное намагничивание кварковой среды протона.

Таким образом, термодинамический подход к описанию внутренних свойств протона на основе модели МСН, позволяет предсказать его парамагнитные свойства, которые являются следствием бегущей константы связи и асимптотической свободы партонного газа из кварков и глюонов, и проявляются в конечном значении полного сечения. Заметим, что энергия ЛНС будет достаточно

¹⁷ В реджевской параметризации сечения с надкритичностью померона ε , связь температуры с энергией взаимодействия имеет вид $T=\sqrt{s}/2\varepsilon$. Величина надкритичности померона ε выступает как коэффициент линейной связи между энергией и температурой внутриадронной среды.

близка этой критической области. Любое отклонение экспериментального значения сечения от реджевского поведения в сторону уменьшения (рис.29), можно рассматривать как подтверждение термодинамического подхода в рамках модели МСН.

Выводы

Описание процессов взаимодействия и рождения адронов строилось обычно без учёта внутриадронной динамики. Настоящая работа посвящена созданию феноменологической модели, получившей название модели мягкой структуры нуклонов (МСН), в рамках которой учитываются динамические изменения внутри нуклона, сопровождающие процессы взаимодействия в области недоступной для современной теории - пертурбативной КХД. В основу модели положены представления, оправдавшие себя при разработке моделей адронов с релятивистским валентными кварками. Их использование оказалось весьма продуктивным и позволило не только воспроизвести результаты, полученные ранее в рамках реджевской феноменологии и кварк-партоновых моделей, но и значительно расширить область применения феноменологического подхода в нептурбативной области КХД, выйти за пределы известных моделей, дать объяснение ранее известным фактам, снять не получившие своего объяснения противоречия и получить ряд новых любопытных и неожиданных предсказаний.

Перечислим основные результаты работы.

1. Сформулирована модель мягкой структуры нуклонов, учитывающая динамические изменения происходящие внутри нуклона. Построены структурные функции нуклонов, используемые для описания процессов в области, где существенна нептурбативная структура нуклона.

2. Построено описание упругого и неупругого ер-взаимодействия. Вычислены статические характеристики нуклонов. Найдена их связь с дипольным коэффициентом в выражении для упругого формфактора и со значением внутринуклонных импульсов валентных кварков. Полученная в работе связь x с k_{\perp} обеспечивает способ измерения внутринуклонных импульсов кварков. Найденное в работе значение параметра Δ согласуется с расчётными значениями релятивистских импульсов кварков в релятивистской кварковой модели. Предсказано нарушение соотношения Каллана-Гросса при малых значениях Q^2 и больших значениях x_B . Показано, что в процессах упругого рассеяния валентные кварки нуклона могут рассеиваться некогерентно.

3. Построено описание мягких процессов упругого и неупругого электромагнитного и адронного рр-взаимодействия. Показано, что первый максимум в упругом спектре $d\sigma/dt$ обусловлен рассеянием кварка на кварке (двухглюонное приближение), провал в спектре

обусловлен отрицательным вкладом усиленной диаграммы, учитывающей взаимодействие между обменными глюонами (деструктивная интерференция двухглюонных и четырёхглюонных обменов), второй максимум в спектре обусловлен кварковыми корреляциями (рассеянием дикварка на дикварке). Падение спектра за вторым максимумом описывается распределением глюонов в нуклоне. Воспроизведён эффект сужения дифракционного конуса. Получены значения эффективной двухглюонной связи с кварком и соответствующей константы, согласующиеся со значением эффективной константы связи померона с кварком в других работах и предсказан её слабый рост с энергией столкновения. Найдено отношение эффективной двухкварковой связи с валентным кварком к эффективной двухглюонной связи с кварком, равное примерно 1,5. Получена оценка кварковых корреляций, согласующаяся с оценками других работ. Показано, что параметр кваркового распределения α в модели МСН служит геометрической характеристикой нуклона и полностью определяет значение параметра, известного в ТПР как надкритичность померона. Значение параметра надкритичности мягкого померона $\varepsilon \cong 0,12$. Построено единообразное описание процессов упругой и неупругой дифракции нуклонов. Показано, что спектры дифракционно возбуждённых масс нуклона в модели МСН в соответствующих кинематических областях совпадают с “одно-“ и “трёхреджеонным” поведением. Дано описание основных характеристик процессов дифракционной диссоциации при различных энергиях. Построено описание характеристик процессов множественного рождения адронов. Показано, что при ДД нуклона наиболее вероятна двухцепочечная топология. Показано, что в соотношении, связывающем среднюю множественность вторичных адронов с их полной энергией, коэффициент при логарифме есть среднее значение быстротного интервала между адронами и определяется только массой диссоциирующего адрона и массами вторичных адронов. Продемонстрирована универсальность процессов множественного рождения адронов в ДД и в e^+e^- -аннигиляции. Показано, что e^+e^- -аннигиляция аналогична дифракции ρ -мезона, в которой промежуточный фотон проявляет мягкую структуру, подобно разрешённому фотону в $e\rho$ -рассеянии. Показано, что скейлинг КНО-распределения в модели МСН возникает как следствие разрыва струны в пространстве быстрот на равные части (одинаковые в ДД и e^+e^- -аннигиляции), не зависящие от эффективной энергии струны, и обусловлен характерным для мягкой структуры адронов видом кварковых распределений. Показано, что нарушение скейлинга КНО-распределения обусловлено зависимостью параметра кварковых распределений α от энергии. Показано, что значение внутринуклонного релятивистского импульса валентных кварков, найденное из описания

упругого ер-рассеяния, приводит к факторизованным значениям дифракционных сечений, удовлетворяющим ограничению Памплина.

4. Модель описывает энергетическое поведение полного, упругого и дифракционных сечений pp-взаимодействия в области исследованных энергий. Показано, что рост сечений pp-взаимодействия связан с ростом эффективного числа участвующих в процессе валентных кварков при $t=0$, а также лоренцевским сокращением продольного размера нуклона. Показано, что в оптической точке при энергиях $\sqrt{s} \sim 10^{4-5}$ ГэВ валентные кварки, связанные со струнами, максимально свободны. Модель МСН предсказывает также прекращение роста полного, упругого и дифракционных сечений при энергиях $\sqrt{s} \sim 10^{4-5}$ ГэВ, т.е. в области энергий LHC. Показано, что проявление структурных свойств нуклона имеет две тенденции: с ростом энергии столкновения в точке $t=0$ более детально разрешается его конституентная структура, а с ростом переданного импульса более полно разрешается партонная структура кварк-глюонной струны. Показано, что при высоких энергиях полные сечения процессов γp - и $\gamma^* p$ -рассеяний, как и в случае pp-рассеяния, определяются распределением валентных кварков в протоне, а 10%-ый вклад процессов с разрешенным фотоном в сечение $\gamma^* p$ -рассеяния снимает проблему “жесткого” померона с надкритичностью $\varepsilon \sim 0,4$ и позволяет воспроизвести асимптотику $\sigma_{tot}^{\square p}$.

В основе результатов, полученных в рамках модели МСН, лежит представление о механизме взаимодействия адронов при высоких энергиях, представляющим собой процесс обмена глюонами при контактном взаимодействии. В ТПР этому процессу сопоставляется обмен неким объектом - помероном.

5. Дана энтропийная интерпретация сечений pp-взаимодействия. Показано, что максимумы сечений отвечают максимуму энтропии и числу релятивистских валентных кварков в протоне близкому 3. Полученная в работе связь сечений при $t=0$ с энтропией процесса взаимодействия адронов позволяет сопоставить обмену помероном в ТПР обмен энтропией в модели МСН. Полученные результаты указывают на возможность фазового перехода с образованием кварк-глюонной плазмы в области энергий превышающих примерно $10^4 \div 10^5$ ГэВ.

6. Исследования ГНР показали, что адроны в действительности представляют собой системы многочисленных партонов. Это приводит к выводу, что структуру адронов можно описать, исходя из двух различных концепций. Одна из них связана с дедуктивным подходом, который основан на использовании СФ и их эволюции. Суть этого подхода отражается в переходе по мере увеличения $Q^2(t)$ от описания как целого сложной системы с кварками-конституентами к описанию отдельных составляющих их партонов. Выражение (186) иллюстрирует

другой подход к описанию структуры адронов. Он носит индуктивный характер, поскольку считается, что конститuent представляет собой термодинамическую систему, состояния которой описываются матрицей плотности.

В целом, полученные результаты демонстрируют продуктивность феноменологии, основанной на учёте динамики микрокорпускулярной структуры адронов.

Вкратце перечислим основные моменты модели МСН. За основу была взята релятивистская модель с вращающейся кварк-глюонной струной и валентными кварками на её концах (Рис.2). Полная энергия валентного кварка k_0 составляет порядка 15% массы нуклона. В пренебрежении токовой массой кварка, это качественно согласуется с результатом релятивистской кварковой модели [2.].

Величине полного сечения σ_{pp}^{tot} , с учётом релятивистского фазового объёма одного кварка, отвечает конечное число составляющих кварков (конституентов)

$$n_{q/p} = [M\sigma_{pp}^{tot}/\pi(\hbar c)^2]^{3/8} \cong 3,5 \div 3,8$$

В модели МСН величина k_0 задаёт аномальный магнитный момент нуклона

$$\mu_p = \mu_q (k_{\perp}/M)^{-1/2}$$

Дипольному поведению дифференциального сечения упругого ер-рассеяния отвечает $k_0 \cong 150 \text{ МэВ}$, т.е. эффективная масса всех релятивистских кварков составляет половину массы покоя нуклона.

Величины σ_{pp}^{el} , σ_{pp}^d и σ_{pp}^{tot} задаются k_0 и эффективной константой связи кварка с двумя глюонами.

Из сходного энергетического поведения полных сечений σ_{pp}^{tot} и $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ следует связь между параметром α и степенным показателем энергетического поведения полного сечения ε (в ТПР надкритичностью померона)

$$\varepsilon = (\alpha + 1)$$

Увеличение энергии столкновения сопровождается лоренцевским сокращением продольных размеров адронов, ростом в оптической точке числа участвующих во взаимодействии валентных кварков, и ростом полного, упругого и дифракционных сечений. При энергиях, где проявляются все валентные кварки, сечения достигают максимальных значений. При этом энтропия процесса максимальна. Это эквивалентно равной вероятности любых попарных соударений валентных кварков, иными словами отсутствию межкварковых корреляций.

В итоге модель МСН позволяет описать:

- электростатические свойства нуклонов;
- упругое и неупругое ер-рассеяние с малыми переданными импульсами, в непертурбативной области;
- характеристики упругой и неупругой дифракции нуклона;

-поведение упругого, дифракционного и полного сечений pp-взаимодействия при высоких и сверхвысоких энергиях.

Модель МСН демонстрирует, что термодинамический подход к описанию внутренних свойств протона позволяет предсказать его парамагнитные свойства и на их основе объяснить поведение сечений. Модель предсказывает возможность возникновения в протоне отрицательной температуры. При этом модель подтверждает:

-протон представляет собой замкнутую макроскопическую равновесную термодинамическую кварк-глюонную систему, а его конституентные кварки (валентный кварк с кварк-глюонной струной) выступают в качестве макроскопических подсистем;

-сечение в процессах сильного взаимодействия служат мерой флуктуаций внутренней энергии протона;

-существование максимума сечений связано с магнитным насыщением парамагнитной среды внутри протона.

И, наконец, модель МСН обладает важным методологическим свойством «фальсификации»^[94], позволяющим отличить конструктивную гипотезу от спекулятивной, т.е. несмотря на успешное описание известных экспериментальных данных, её можно опровергнуть уже при энергии LHC. И наоборот, любое отклонение экспериментального значения сечения от реджевского поведения в сторону его уменьшения (рис.29), станет свидетельством в пользу модели модели МСН.

В заключение отметим, что достаточно продуктивное применение термодинамического подхода, продемонстрированное на примере описания основных характеристик взаимодействия адронов, оправдывает развитие модели МСН, исходя из принципов квантовой статистики. Это позволит описать наблюдаемые характеристики рассеяния адронов на основе происходящих в них в процессе взаимодействия явлений. Таким образом, возникнув из неразрешимых проблем термодинамики, квантовая механика вновь обращается к фундаментальным статистическим законам для описания объектов более высокого порядка малости, по отношению к которым она сама оказывается макроскопической.

53

- 54 Donnachi A., Landshoff P.V. // Phys.Lett. 1992.V.B296.P277.
- 55 Levy A. Preprint DESY 95-003, 1995
- 56 Drell S.D., Walecka S. // Ann.Phys. 1964.V.28.P.18.
- 57 Collins P.D.B. An Introduction To Regge Theory & High Energy Physics, Cambridge University Press, Cambridge, London°New York°Melbourne. 1977.
- 58 ZEUS Coll. //Z. Phys. C: Part. Fields. 1995.V.68.P.569;
H1 Coll. //Phys.Lett. B: 1995.V.348.P.681.
- 59 Грибов В.Н., Липатов Л.Н. // Я.Ф. 1972.Т.15.С.781.
- 60 Gluck M.,Reya E.,Vogt A.// Z.Phys.1990.V.C48.P.471.
// Z.Phys.1995.V.C67.P.433.
- 61 Review of Particle Properties// Phys.Rev.1994.V.D50.P.1327.
- 62 Witten E.// Nucl.Phys.1977.V.B120.P.189.
G.Grunberg. Invited talk given at VIIth international workshop on photon photon collisions.A717.0586.Mai1986.
- 63 Szczekowski M. Preprint CERN-PPE-150, 1992.
- 64 Волковицкий П Э. и др.// Я.Ф.1976.Т.24.С.1237.
- 65 Halzen F.et al.// Phys.Rev.1993.V.D47.P.295.
Collins J.C. et al.// Phys.Rev.1995.V.D51.P.3182.
- 66 Chou T.T.,Yang C.N.//Phys.Rev.Lett.1968.V.20.P.1213.
//Phys.Rev.1968.V.170.P.1521.
Amaldi U., Jacob M., Matthiae G.//Ann.Rev.Nucl.Sci.
1976.V.26.P.385.
- 67 Грибов В.Н., Иоффе Б.Л., и Померанчук И.Я.//Я.Ф.1967.
- 68 Петров В.А. Препринт ИФВЭ, 98-35,ОТФ.
- 69 Migdal A.B.//Nucl.Phys.,1988.A478.P.95-102.
- 70 Review of Particle Properties.//Phys.Rev.1996,V.D .P.193.
- 71 Review of Particle Properties.//Phys.Rev.1994,V.D50,P.1935.
- 72 Conta C. et.all.//Nucl.Phys.1980.V.B175.P.97.
- 73 Levy A. Preprint DESY 95-003, 1995
- 74 Manohar A.,Georgi H.// Nucl.Phys.1984.V.B234.P.189.
- 75 Donnachie A.,Landshoff P.V.// Nucl.Phys.1986.V.B267P.640.
- 76 Липатов Л.Н.// Я.Ф.1976.Т.23.С.338.
- 77 Липатов Л.Н.// ЖЭТФ.1986.Т.63.С.904.
Кураев Е.А.,Липатов Л.Н.// ЖЭТФ.1977.Т.45.С.199.
Балицкий Я.Я.,Липатов Л.Н.// Я.Ф.1978,Т.28.С.822.
- 78 Ingelman G., Schlein P.E.//Phys.Lett.1985.V.b152.P.256.
- 79 Blankenbecler R.,Brodsky S.J. //Phys.Rev.1974.V.D10.P.2973.
- 80 Drell S.D.,Yan T.M.// Phys.Rev.Lett.1970.V.24.P.181.
West G.B.// Phys.Reports 1975.V.18.P.263.
Gunion J.P.,Brodsky S.J.,Blankenbecler R.,

-
- // Phys.Rev.1973.V.D8.P.287.
- ⁸¹ Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkheldze A.N.,
// Lett.Nuovo Cimento 1973.V.7.P.719.
- ⁸² Farrar G.// Nucl.Phys.1974.V.B77.P.429.
Gunion J.F.// Phys.Rev.1974.V.D10.P.242.
- ⁸³ Bjorken J.D. Preprint SLAC-PUB-5608,1991.
SLAC-PUB-6949, 1995.
- ⁸⁴ Review of Particle Properties.//Phys.Rev.1996,V.D .P.193.
- ⁸⁵ Hagedorn R. Nuovo Cimento (Suppl), 3,147. 1965.
Huang K. Statistical Mechanics, John Wiley and Sons, Inc. New York,
1968.
- ⁸⁶ Hagedorn R.Nuov.Cim.,1968,v.A56,p.1027.
- ⁸⁷ Хуанг К. Кварки, лептоны и калибровочные поля. 1985. Москва.
«Мир».
- ⁸⁸ Huang K., Weinberg S.,Phys.Rev.Lett.,1970,v.25,p.895.
- ⁸⁹ Migdal A/B.//Nucl.Pphys.,1988,A479,.P.95
- ⁹⁰ Румер Ю.Б. ЖЭТФ 38.стр.1899..1960
- ⁹¹ Лейкин Е.М., Новокшанов Н.П. Препринт НИИЯФ МГУ.1999,99-20/578.
- ⁹² К.Шеннон. “Работы по теории информации и кибернетике”. М.ИЛ.1963.
- ⁹³ Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теор.физика.Т5.Статистическая физики.
“Наука”.Москва.1964.
- ⁹⁴ Кун Т.Структура научных революций.АСТ.М.2003.

**Евгений Моисеевич Лейкин
Николай Павлович Новокшанов**

**СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АДРОНОВ
В МОДЕЛИ МСН**

**ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ АДРОННЫХ СЕЧЕНИЙ
(ЧАСТЬ 2)**

Препринт НИИЯФ МГУ -2005-26/792

Работа поступила в ОНТИ 26.10.2005 .