

МЕХАНИЗМЫ АННИГИЛЯЦИИ АНТИПРОТОНОВ И ДИНАМИКА БАРИОННОГО ОБМЕНА

Б. Г. Захаров

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Б. З. Копелиович

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрена смена механизмов аннигиляции антипротонов при изменении энергий от сверхвысоких до низких (сотни Мегаэлектрон-вольт). В теории возмущений КХД показано, что аннигиляция в асимптотике связана с глюонным декуплетным по цвету обменом, приводящим к образованию трехструнных конфигураций. Сечение этого процесса не зависит от энергии и составляет $(1-2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Анализ данных подтвердил наличие такого вклада с сечением $(1,5 \pm \pm 0,1) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. В промежуточной области энергий (десятки Гигаэлектрон-вольт) в аннигиляции доминируют процессы, связанные с замедлением одного из валентных кварков и переходом дикуарка из триплетного в секстетное цветовое состояние. Показано, что при низких энергиях сечение pp -взаимодействия вырастает настолько, что унитарные поправки вызывают аномальный рост радиуса взаимодействия.

A sequence of annihilation mechanisms is considered coming down from super-high energies to low (hundreds of MeV). Asymptotics of annihilation is connected, in the framework of QCD, with the colour decuplet gluonic exchange, which results in three-sheet topological configuration in final state. Corresponding cross section is energy-independent and is found to be about $(1-2) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$. The fit of experimental data on topological cross section of multiparticle production confirms theoretical estimation. In the intermediate energy region annihilation is dominated by mechanisms connected with the presence of slow valence quark in the baryon wave function and with destruction of the diquark-spectator by means of its conversion from the triplet to sextet colour state. It is shown that anomalously large interaction radius of pp -interaction at low energy is a result of unitary corrections caused by enormous value of pp cross-section.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из процессов, связанных с передачей барионного числа, является аннигиляция барионов, т. е. взаимодействие бариона и антибариона, при котором в конечном состоянии образуются только ме-

зоны. Поскольку эти каналы взаимодействия отсутствуют при соударении барионов, возникает вопрос: как связана барионная аннигиляция соотношением унитарности с амплитудой упругого рассеяния, соответствуют ей C -четные или C -нечетные обмены в перекрестном канале? Другой вопрос, также связанный с этим: почему сечение аннигиляции $\bar{p}p$, измеренное при энергиях $E \leq 12$ ГэВ, близко к разности полных сечений $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий. Это экспериментальное наблюдение привело к распространению наивной точки зрения, согласно которой аннигиляция связана унитарностью с ω -реджеоном, ответственным в реджевской феноменологии за разность сечений $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий. Такая естественная на первый взгляд интерпретация встречает серьезные трудности при более глубоком изучении вопроса. Обмен ω -реджеоном имеет кварковую структуру $\bar{q}q$. Разрезание ω -реджеона, т. е. рассмотрение неупругих процессов, связанных с ним унитарностью, показывает наличие неаннигиляционных каналов. Существуют, кроме того, процессы, например взаимодействие $\Delta^{++}\bar{\Delta}^-$, где возможен барионный обмен, т. е. аннигиляция. В то же время в упругом канале невозможен вклад ω -обмена из-за различия в кварковом составе сталкивающихся барионов.

Отождествление разности полных сечений $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий с аннигиляцией приводит еще к одному парадоксу. Известно, что разность парциальных амплитуд упругого $\bar{p}p$ - и pp -рассеяния имеет периферический характер. Это сразу видно, например, из того, что соответствующая разность дифференциальных сечений меняет знак при $|t| \approx 0,2$ ГэВ² (эффект «кроссовер»). С другой стороны, адроны, рожденные в $\bar{p}p$ -аннигиляции, имеют повышенный поперечный импульс, что говорит о центральном характере аннигиляции.

Таким образом, предположение об однозначной связи аннигиляции с ω -реджеоном не выдерживает критики, и наблюдаемое равенство разности полных сечений и сечения аннигиляции, видимо, является случайным (хотя энергетическая зависимость, как показано ниже, должна быть одинаковой).

Можно, конечно, пытаться встать на иную точку зрения — предположить, что традиционная реджевская феноменология ошибочно приписывает разность полных сечений $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий вкладу ω -обмена. Однако и эта возможность, как показано ниже, приводит к серьезным противоречиям.

Естественно, что все упомянутые проблемы можно решить лишь в рамках конкретного динамического подхода к описанию мягких адронных соударений при высоких энергиях. К сожалению, построение такого подхода, исходя из первых принципов КХД, пока невозможно. Тем не менее ее идеи оказываются весьма плодотворными для развития модельных подходов. В настоящее время наиболее успешной и популярной моделью мягких взаимодействий адронов при высоких энергиях является модель кварк-глюонных струн

(МКГС) [1—8]. В основе МКГС лежит схема топологического разложения (ТР) [9, 10] и представление о механизме рождения адронов в виде разрывов на секции цветowych трубок (струн), образующихся вследствие конфайнмента в вакууме при цветowych обменах между начальными частицами [11—13]. Для процессов без участия барионов ведущие члены ТР эквивалентны членам ведущего порядка в разложении по $1/N$ ($N = N_c$, $N_c/N_F = \text{const}$) в КХД [14]. В схеме ТР обмены вторичными реджеонами описываются планарными диаграммами, а обмен помероном — цилиндрической диаграммой. С учетом добавления к схеме ТР идеи конфайнмента в МКГС адронные состояния, связанные с разрезом каждого листа топологической диаграммы, представляются в виде продуктов распада одной триплетной струны. При этом для взаимодействия мезонов разрезу планарной реджеонной диаграммы ТР соответствует образование, при аннигиляции $q\bar{q}$ -пары из начальных частиц, одной триплетной струны, на концах которой находятся кварк и антикварк. Разрезу цилиндрической диаграммы ТР соответствует образование двух $q\bar{q}$ -струн.

Равенство числа кварков в барионе числу цветов не позволяет обосновать ТР амплитуд процессов с участием барионов исходя из $1/N$ -разложения в КХД [15—17]. На практике в МКГС при анализе этих процессов пара кварков в барионе (называемая дикварком D) в состоянии $\{\bar{3}\}$ по цвету рассматривается подобно антикварку в мезоне. В этом случае анализ реакций с участием барионов проводится аналогично случаю взаимодействия мезонов. Данный прием, однако, ни в коей мере не является обоснованным, так как не видно особых причин, по которым в процессе соударения должны быть подавлены переходы дикварков в секстетные цветowe состояния. Неудовлетворительность этого подхода особенно отчетливо проявляется в невозможности описать опытные данные по $p\bar{p}$ -аннигиляции. Действительно, в этой трактовке МКГС (ниже мы ее будем называть стандартной) в промежуточных состояниях, соответствующих разрезу померона и вторичного реджеона, имеется $D_{\{\bar{3}\}}\bar{D}_{\{\bar{3}\}}$ -струна, которая при разрывах за счет рождения $q\bar{q}$ -пар приводит к образованию бариона и антибариона в области фрагментации начальных бариона и антибариона. Мезонные каналы могут быть связаны только с разрезом диаграммы с обменом $\bar{D}D$ -реджеоном, которому в промежуточном состоянии соответствует $q\bar{q}$ -струна. Сечение $\bar{B}B$ -аннигиляции для этого механизма убывает с энергией как $s^{\alpha_{\bar{D}D}(0)-1}$, где $\alpha_{\bar{D}D}(0)$ — интерсепт $\bar{D}D$ -траектории (возможностью рождения $\bar{B}B$ -пар в триплетной струне мы пренебрегаем). Величину $\alpha_{\bar{D}D}(0)$ можно оценить либо из соотношений s -канальной факторизации Кайдалова [18], связывающих $\alpha_{\bar{D}D}(0)$ с интерсептами барионной и мезонной траекторий $\{2\alpha_B(0) = \alpha_{\bar{D}D}(0) + \alpha_{q\bar{q}}(0)\}$, либо из фитов функции распределения дикварков в барионе, которая зависит от $\alpha_{\bar{D}D}(0)$, в рамках

МКГС. Оба способа дают низкое значение интересента $\bar{D}D$ -траектории $\alpha_{\bar{D}D}(0) \ll -0,5$. Таким образом, сечение аннигиляции, связанное с $\bar{D}D$ -аннигиляцией, быстро убывает с энергией $\sim s^{-1,5}$. Поэтому данный механизм не способен объяснить наблюдаемую при энергиях около 10 ГэВ зависимость $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p} \propto s^{-1/2}$.

В связи с тем что наблюдаемое на опыте поведение $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p}$ не может быть связано с образованием $\bar{q}q$ -струны при аннигиляции дикварков, возникает вопрос: какие струнные конфигурации ответственны за $\bar{p}p$ -аннигиляцию? Такая постановка вопроса представляется разумной, если не отвергать основанное на идее конфайнмента представление о том, что мезоны в $\bar{p}p$ -аннигиляции рождаются

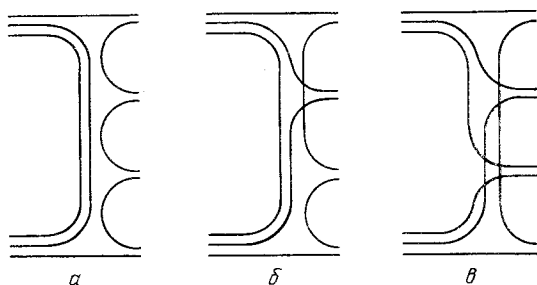


Рис. 1. Примеры кварковых диаграмм для аннигиляции барионов в подходе Эйлона и Харари [23]

в результате разрывов на секции трубок хромомэлектрического поля. Важно, конечно, выяснить, с какими t -канальными обменами связаны условием унитарности аннигиляционные каналы. В литературе имеются различные подходы к этим двум вопросам.

В настоящее время наиболее широко [1, 5, 6, 15, 16, 19—22] распространена точка зрения, согласно которой зависимость $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p} \propto s^{-1/2}$, наблюдаемая при $E_{\text{лаб}} \sim 10$ ГэВ, связана с образованием трех $\bar{q}q$ -струн. Распространению этой точки зрения способствовали результаты работы Эйлона и Харари [23], выполненной еще до появления МКГС. В [23] аннигиляция барионов описывалась кварковыми диаграммами с излучением мезонов одной, двумя и тремя кварковыми линиями (рис. 1). Предполагалось также, что излучение мезонов кварками для диаграмм типа рис. 1 происходит так же, как в случае реджеона с $\bar{q}q$ -структурой. Вычисление вкладов диаграмм типа рис. 1 в сечение аннигиляции проводилось в мультишериферическом подходе Чу — Шигнотти. Для интересептов, определяющих энергетическую зависимость вкладов механизмов рис. 1 в сечение $\bar{B}B$ -аннигиляции, были получены оценки:

$$\alpha^{(n)}(0) = 2\alpha_B(0) - \alpha_R(0); \quad (1)$$

$$\alpha^{(a)}(0) = 2\alpha_B(0) + 1 - 2\alpha_R(0); \quad (2)$$

$$\alpha^{(e)}(0) = 2\alpha_B(0) + 2 - 3\alpha_R(0). \quad (3)$$

Здесь $\alpha_B(0)$ — интерсепт барионной траектории; $\alpha_R(0)$ — интерсепт вторичной реджеонной траектории. Полагая $\alpha_B(0) = 0$, $\alpha_R(0) = 0,5$, авторы работы [23] получили $\alpha^{(a)}(0) = -0,5$, $\alpha^{(b)}(0) = 0$, $\alpha^{(e)}(0) = 0,5$. Таким образом, энергетическая зависимость вклада диаграмм типа рис. 1, *в* в сечении аннигиляции, доминирующего в асимптотике, совпадала с наблюдаемой на опыте зависимостью $\sigma_{\text{анн}}^{\bar{p}p}$ при $E_{\text{лаб}} \sim 10$ ГэВ. Разумеется, возможность использования мультипериферической модели при барионных обменах представляется сомнительной. Ниже мы покажем, что численные оценки

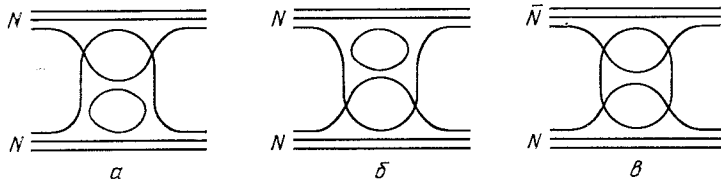


Рис. 2. Кварковые диаграммы для амплитуд NN -рассеяния (*a*, *б*) и $\bar{N}N$ -рассеяния (*в*), связанные условием унитарности с процессами $NN \rightarrow NN + nM$ и $\bar{N}N \rightarrow \bar{N}N + nM$ для $n = 1$

интерсептов для двух наиболее медленно убывающих с энергией вкладов в сечение аннигиляции, сделанные в [23], ошибочны.

Эйлон и Харари [23] привели также аргументы в пользу того, что аннигиляционные каналы в смысле условия унитарности соответствуют померонному обмену. Рассматривая вклады процессов $BB \rightarrow BB + nM$ и $\bar{B}B \rightarrow \bar{B}B + nM$ (M — мезон) в соотношение унитарности, они обнаружили, что число кварковых диаграмм с вакуумными квантовыми числами в t -канале для BB -рассеяния равно 2^n , а для $\bar{B}B$ -рассеяния $2^n - 1$. Соответствующий пример для $n = 1$ приведен на рис. 2. При $\alpha_R(0) = 0,5$ это различие в числе диаграмм приводит к разнице сечений BB - и $\bar{B}B$ -взаимодействий, убывающей как $s^{-1/2}$. Эйлон и Харари предложили отождествить недостающий вклад в сечение $\bar{B}B$ -взаимодействия с вкладом аннигиляционных каналов. Как отмечали сами авторы работы [23], их аргументация в пользу того, что аннигиляционные каналы можно включить в разрезание померона, носит качественный характер. К ее недостаткам следует также отнести то, что возможность компенсации разницы в сечениях процессов $BB \rightarrow BB + nM$ и $\bar{B}B \rightarrow \bar{B}B + nM$ вкладом аннигиляционных каналов в рамках мультипериферической модели выглядит случайной. Действительно, в рамках этой модели разница сечений неаннигиляционных процессов в BB - и $\bar{B}B$ -соударениях

не зависит от $\alpha_B(0)$, в то время как поведение сечения $\bar{B}B$ -аннигиляции существенным образом связано с $\alpha_B(0)$. Неясно также, почему предложенный в [23] механизм компенсации должен работать при $t \neq 0$, так как t -зависимость диаграмм типа рис. 2 и мультипериферических диаграмм с барионными обменами может быть различной.

В работах Росси и Венециано [15, 16] было предложено обобщение схемы ТР на случай процессов с участием барионов. В подходе [15, 16] $\bar{B}B$ -аннигиляция описывается диаграммами с обменом цветовым узлом (ЦУ), показанными на рис. 3. Траектория ЦУ в схеме

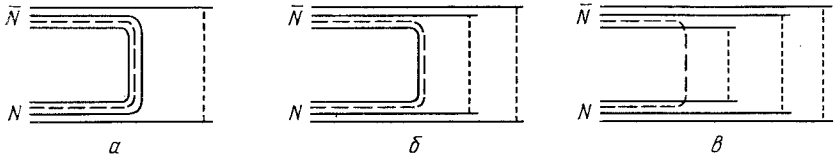


Рис. 3. Механизмы $\bar{B}B$ -аннигиляции в подходе Росси и Венециано [15, 16], связанные с обменом цветовым узлом (пунктирная линия)

ТР, развитой в [15, 16], является пересечением трех листов. Понятие ЦУ естественным образом возникает в струнной модели бариона с конфигурацией Y [24], а также из калибровочно-инвариантной записи оператора с квантовыми числами бариона [15, 16]:

$$B_{\alpha\beta\gamma} = \varepsilon^{i_1 i_2 i_3} \left[P \exp \left(ig \int_{p(x, x_1)} A_\mu dx^\mu \right) q_\alpha(x_1) \right]_{i_1} \times \\ \times \left[P \exp \left(ig \int_{p(x, x_2)} A_\mu dx^\mu \right) q_\beta(x_2) \right]_{i_2} \left[P \exp \left(ig \int_{p(x, x_3)} A_\mu dx^\mu \right) q_\gamma(x_3) \right]_{i_3}.$$

Здесь A_μ и q_α — операторы глюонных и кварковых полей; $p(x, x_i)$ — траектория интегрирования от точки x_i до координаты цветового узла.

Аннигиляционные механизмы рис. 3 связаны с разрезами между линиями ЦУ диаграмм рис. 4, соответствующих обменам новыми реджеонами M_4^J , M_2^J и M_0^J (мы используем обозначения Росси и Венециано [16]). Струнные конфигурации адронов, которые должны лежать на траекториях M_4^J , M_2^J и M_0^J , приведены в верхней части рис. 4.

К сожалению, метод топологической классификации аннигиляционных механизмов не подкреплён какой-либо схемой расчёта сечений. Значения интерсептов реджевских траекторий M_4^J , M_2^J и M_0^J Росси и Венециано полагали равными $-0,5$; 0 и $0,5$, основываясь при этом на оценках, выполненных в обсуждавшейся выше работе Эйлсона и Харари [23] [см. формулы (1) — (3)]. Таким образом, как и авторы работы [23], Росси и Венециано связывали наблюдаемую при

$E_{\text{лаб}} \sim 10$ ГэВ зависимость $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p} \propto s^{-1/2}$ с трехлиственными событиями. Важно, однако, что, в отличие от Эйлсона и Харари [23], Росси и Венециано [15, 16] считали трехлистные события связанными не с поперонным разрезом, а с разрезом реджеона M_0^J .

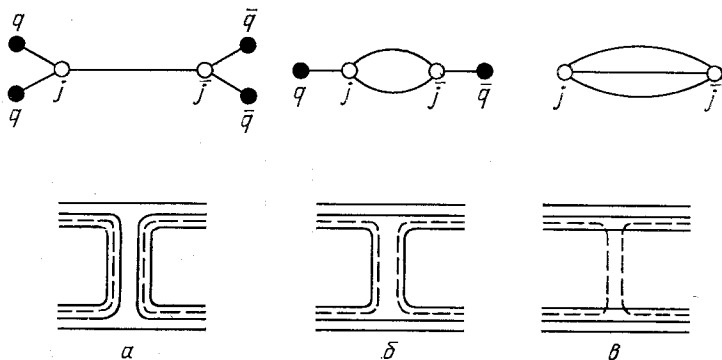


Рис. 4. Вклады в амплитуду $\bar{B}B$ -рассеяния от обменов M_4^J, M_2^J, M_0^J реджеонами, связанные условием унитарности с механизмами аннигиляции рис. 3. а — в

В топологическом подходе Росси и Венециано возникает ряд трудностей, если зависимость $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p} \propto s^{-1/2}$ связана с диаграммой рис. 3, в. Первая проблема вызвана тем, что в подходе [15, 16] свойства обычных $q\bar{q}$ -реджеонов должны существенно отличаться от предсказываемых в планарной модели реджеонов. Действительно, согласно [15, 16] разность полных сечений $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p} = \sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p} - \sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p}$ может быть записана как

$$\Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p} \simeq 2\sigma_{\omega} + \sigma_J, \tag{4}$$

где σ_{ω} и σ_J — вклады в $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p}$ соответственно, ω и всех $M_{4,2,0}^J$ -реджеонов. При выборе $\alpha_{M_0^J}(0) = 0,5$ можно отождествить σ_J с $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p}$, так как доминирующее в σ_J слагаемое $\sigma_{M_0^J}$ связано только с аннигиляционными событиями. Тогда наблюдаемое на опыте соотношение $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p} \approx \sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p}$ означает сильное подавление вклада ω -реджеона: $2\sigma_{\omega} \ll \Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p}$. С другой стороны, планарная модель реджеонов предсказывает связь $\sigma_{\omega} = 9\sigma_{\rho}$, которая приводит к оценке $2\sigma_{\omega} \approx (0,6 \div 0,8) \Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p}$. Для получения этой оценки σ_{ρ} можно определить или из данных по полным сечениям [25], или из соотношения факторизации $\sigma_{\rho}^{NN} = (\sigma_{\rho}^{\pi N})^2 / \sigma_{\rho}^{\pi\pi}$, где $\sigma_{\rho}^{\pi\pi}$ находится путем анализа данных о неупругих πN -взаимодействиях [26]. Таким образом, планарная структура $q\bar{q}$ -реджеонов, предполагаемая в схеме ТР, несов-

местима с моделью аннигиляции, предложенной в [15, 16], при выборе $\alpha_{M_0^J}(0) = 0,5$.

Подавление $\sigma_\omega \ll \sigma_J$, вытекающее из (4), находится также в противоречии с общепринятым объяснением наблюдаемого на опыте роста с энергией инклюзивных спектров в pp -взаимодействиях в центральной области быстрот. В МКГС [3] это явление связывается с забросом кварка в центральную область быстрот, т. е. с вкладом цилиндрического померонного графика с одним недоразвитым листом. Если не вводить неестественное предположение о том, что пара $\bar{C}U - CU$ аннигилирует с гораздо большей вероятностью, чем qq -пара, то неравенство $\sigma_\omega \ll \sigma_J$ означает, что CU забрасывается в центральную область быстрот гораздо чаще, чем валентный кварк. Однако при этом в центральной области быстрот образуется трехструнная конфигурация с повышенной плотностью частиц, что приводит не к росту, а к падению с энергией инклюзивных спектров. Заметим, что возможность заброса CU через большой интервал быстроты рассматривалась в [22] в связи с вопросом о механизме компенсации Эйлера — Харари. Однако указанная трудность с объяснением энергетического роста инклюзивных спектров не была замечена.

В модели Росси и Венециано [15, 16] при выбранных авторами значениях интерсептов новых реджеонов возникает еще одна трудность. Действительно, если $\alpha_{M_0^J}(0) = 0,5$, то из условия $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p} \approx \approx \sigma_{\text{анн}}^{\bar{p}p}$ следует, что различие амплитуд упругого $\bar{p}p$ - и pp -рассеяния в основном связано с вкладом от обмена M_0^J -реджеоном. Наблюдаемое на опыте [20, 27] превышение средних поперечных импульсов адронов в аннигиляционных каналах по сравнению с неаннигиляционными говорит о центральном характере аннигиляции в плоскости прицельных параметров. Из этого следует, что вклад от обмена M_0^J -реджеонами [и соответственно разница амплитуд упругого $\bar{p}p$ - и pp -рассеяния $\Delta T_{pp}(b) = T_{\bar{p}p}^-(b) - T_{pp}(b)$] в представлении прицельных параметров должен также быть сконцентрирован в области небольших значений прицельных параметров. Анализ данных по дифференциальным сечениям упругого $\bar{p}p$ - и pp -рассеяния, однако, свидетельствует о том, что $\Delta T_{pp}(b)$ имеет периферический характер [20]. В [15, 16] предлагалось устранить это противоречие введением смешивания qq - и M_0^J -реджеонов. Однако никаких расчетов, подтверждающих это предположение, не было выполнено. Данная проблема характерна для любых моделей аннигиляции, в которых различие сечений pp - и pp -взаимодействий связывается с pp -аннигиляцией. Она подробно обсуждалась в обзоре Рашбрука и Вебера [20] в связи с моделями, в которых аннигиляционные каналы связаны с разрезом ω -реджеона, имеющего $\bar{N}N$ -структуру. Никакого решения этой проблемы в [20] не было найдено.

Изложенные выше критические замечания относительно подхода Росси и Венециано [15, 16] не могут быть обоснованы, если наблюдаемая экспериментально зависимость $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p} \propto s^{-1/2}$ связана не с механизмом рис. 3, в, а с механизмом рис. 3, б. В этом случае нельзя отождествить $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p}$ и $\sigma_{M_2^J}$, так как диаграмма рис. 4, б кроме разреза с аннигиляционными каналами имеет и разрезы с неаннигиляционными каналами. В разд. 3 мы приведем аргументы в пользу того, что наличие двухлистного аннигиляционного механизма с кварковым обменом приводит к отрицательному вкладу в $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p}$.

В заключение обсуждения подхода [15, 16] отметим одно существенное упущение: роль носителя барионного числа приписывалась ЦУ. На этом основании в [15, 16] считалось, что разрез померона, приводящий к струнным конфигурациям M_4^J и $\bar{q}q$, не содержит аннигиляционных каналов. Однако, как отмечали сами авторы работ [15, 16], струнная конфигурация M_4^J может в результате аннигиляции $\bar{C}U$ и $C\bar{U}$ распадаться на мезоны. Таким образом, и разрез померонной диаграммы может содержать аннигиляционные события. Ниже путем расчетов в теории возмущений (ТВ) КХД будет показано, что значительная часть наблюдаемого при $E_{\text{л.э.б}} \sim 10$ ГэВ сечения $\bar{p}p$ -аннигиляции связана с образованием M_4^J - и $\bar{q}q$ -струнных конфигураций, соответствующих разрезу померона. Причем энергетическая зависимость этого вклада в $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p}$ автоматически оказывается совпадающей с энергетической зависимостью σ_{ω} .

В работе Готсмана и Нуссинова [28] было впервые выдвинуто предположение, что сечение $\bar{B}B$ -аннигиляции может не убывать при асимптотических энергиях. Они исходили из того, что глюонные поля в адронах локализованы внутри цветовых струн с радиусом 0,2 — 0,3 фм. В барионе струны образуют конфигурацию Y , соединяясь в ЦУ. Если при соударении адронов их цветовые струны пересекаются, то в результате изменения полей в области пересечения возможна перестройка исходных струнных конфигураций двух адронов. Так, например, в $\bar{B}B$ -соударении при пересечении двух триплетных струн из бариона и антибариона $Y\bar{Y}$ -конфигурации могут перейти в M_4^J - и $\bar{q}q$ -конфигурации (рис. 5, а). Процессы такого типа соответствуют разрезанию померона. Если при соударении \bar{B} и B пересекаются узел и антиузел, то возможно превращение $Y\bar{Y}$ -конфигурации в три $\bar{q}q$ -струны (рис. 5, б). Авторы работы [28] предположили, что по аналогии с помероном в этом случае сечение также не зависит от энергии. Для оценки $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{B}B}$ они предположили, что характерный размер области, занятой ЦУ, порядка диаметра цветовой струны. Полагая, что вероятность образования трех $\bar{q}q$ -струн при пересечении узла и антиузла ~ 1 , Готсман и Нуссинов [28] по-

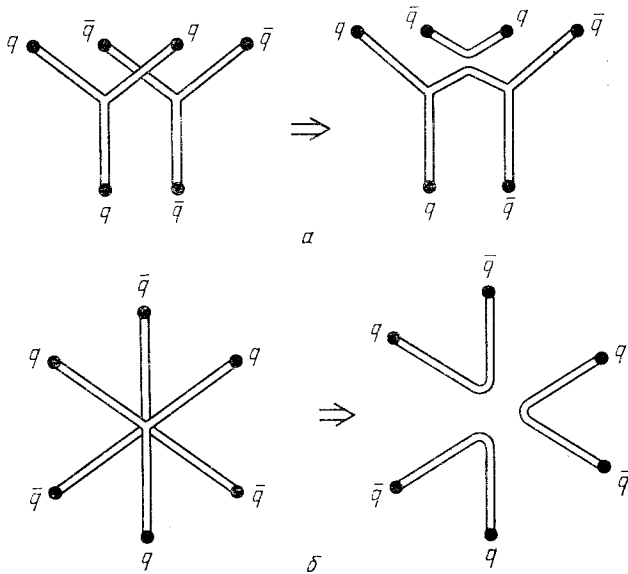


Рис. 5. Геометрическая схема перестройки струнных конфигураций в модели Готсмана и Нуссинова [28]:

a — неаннигиляционный канал; b — аннигиляционный канал

лучили оценку: $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{B}B} \sim (1 - 2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Хотя эта процедура совершенно необоснованна, как и аналогия с помероном, выводы авторов и даже количественный результат оказались правильными, как это будет видно далее из сравнения с расчетами в ТВ КХД.

Предположение о том, что сечение аннигиляции, связанное с образованием трех qq -струн, в асимптотике не зависит от энергии, было высказано также в работе Сукатме [29]. Каких-либо серьезных аргументов в пользу этого предположения не приводилось. Автор просто исходил из интуитивных соображений, что энергетическая зависимость сечения образования каких-либо струнных конфигураций связана исключительно с кварковыми обменами между барионом и антибарионом. В [29] было отмечено, что образование трех qq -струн должно проявиться в различии топологических сечений $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий при $n \sim \frac{3}{2} \langle n \rangle$. Статистический анализ распределений по множественности, выполненный ниже (см. разд. 2), подтверждает это.

Сукатме [29] предположил, что аннигиляция в асимптотике связана с разрезанием оддерона (под оддеронным обменом в литературе [30—33] понимается C -четный обмен с нулевыми флейворными числами и интерсептом, близким к единице). Однако против связи аннигиляционных каналов с разрезом оддерона свидетельствует

анализ графиков ТВ КХД для оддеронной амплитуды $\bar{B}B$ -рассеяния в главном логарифмическом приближении. В этом приближении в вершине взаимодействия оддерона с барионом к бариону подсоединяются три глюона [34]. Поэтому при разрезании оддерона в промежуточном состоянии всегда имеется $3q$ -система в состоянии $\{8\}$ по цвету. На непертурбативной стадии процесса $\bar{B}B$ -взаимодействия движение $(3q)_{\{8\}}$ -кластера должно приводить к образованию в вакууме октетной цветовой трубки. При разрывах этой трубки путем рождения двух $q\bar{q}$ -пар (либо пары глюонов) в области фрагментации начального бариона должен образоваться барион. Таким образом, видно, что разрез оддерона не должен содержать аннигиляционных каналов. В пользу этого вывода свидетельствует также то, что сечение трехлистных событий, извлеченное из анализа данных по разности топологических сечений $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий, который будет сделан ниже, оказывается на порядок больше вклада оддерона в $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$, получаемого из упругих и полных сечений $\bar{p}p$ - и pp -столкновений [32, 35, 36].

Из проведенного выше обсуждения различных подходов в аннигиляции барионов видно, что всем им присущи серьезные трудности. Ввиду этого поиск новых подходов представляется весьма актуальным. В данном обзоре мы изложим результаты выполненных авторами в последнее время исследований процесса аннигиляции барионов [37—40] и реакции $ph \rightarrow pX$ с забросом протона в центральную область быстрот [41], природа которого, как будет видно ниже, тесно связана с механизмами $\bar{p}p$ -аннигиляции. Откладывая подробное изложение исходных положений нашего подхода до разд. 1, отметим только, что его основным моментом является учет в МКГС с помощью ТВ КХД процессов с переходами дикварков из триплетных в секстетные цветные состояния. Эти переходы приводят к образованию струнных конфигураций, отсутствующих в стандартном варианте МКГС, в котором дикварки рассматриваются подобно антикваркам.

Содержание обзора разбито на пять разделов. В разд. 1 изложены основные положения нашего подхода к $\bar{B}B$ -аннигиляции и классифицированы механизмы аннигиляции, связанные с переходами $D_{\{3\}} \rightarrow D_{\{6\}}$. Доминирующий в асимптотике механизм аннигиляции связан с обменом между барионом и антибарионом парой глюонов в декуплетном цветовом состоянии [38]. Сечение $\bar{B}B$ -аннигиляции для этого механизма слабо убывает с ростом энергии. Существуют также три предасимптотических механизма аннигиляции, сопровождаемых обменом глюоном [40]. Два из них связаны условием унитарности с помероном, а один — с непланарными поправками к вторичным реджеонам. Энергетическая зависимость трех предасимптотических механизмов $\bar{B}B$ -аннигиляции автоматически оказывается совпадающей с зависимостью от энергии, соответствующей $\bar{q}q$ -реджеонам.

В случае $\bar{p}p$ -аннигиляции это соответствует наблюдаемой при $E_{\text{лаб}} \sim \sim 10$ ГэВ зависимости $\sigma_{\text{анн}}^{\bar{p}p} \propto s^{-1/2}$.

Расчет сечения аннигиляции, вызванной обменом парой глюонов в декуплетном цветовом состоянии для $\bar{p}p$ -соударений, проводится в разд. 2. Для энергий порядка нескольких десятков гигаэлектронвольт (когда можно пренебречь рождением морских $\bar{B}B$ -пар) вклад этого механизма в $\sigma_{\text{анн}}^{\bar{p}p}$, как показывают выполненные расчеты, должен составлять около 10^{-27} см². Во второй половине разд. 2 проводится анализ данных по разности топологических сечений в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях, в которой могло бы проявиться образование трехлистных событий при декуплетном обмене в $\bar{p}p$ -соударениях. Результаты выполненного анализа свидетельствуют о наличии механизма образования трехлистных событий с постоянным сечением около $1,5 \cdot 10^{-27}$ см², что хорошо согласуется с расчетами в ТВ КХД.

Оценка сечения $\bar{N}N$ -аннигиляции для предасимптотических механизмов, связанных с одноглюонным обменом, выполняется в разд. 3. Суммарный вклад трех предасимптотических механизмов в $\sigma_{\text{анн}}^{\bar{p}p}$ в пределах теоретических неопределенностей согласуется с опытными данными в изученном интервале энергий $E_{\text{лаб}} < 12$ ГэВ. В разд. 3 проводится также обсуждение качественных особенностей предасимптотических механизмов аннигиляции. Показано, что центральный характер аннигиляции является следствием малости размера дикварка. Центральный характер аннигиляции для рассматриваемых механизмов не вступает в противоречие с периферическим характером $\Delta T_{pp}(b)$. Напротив, наличие аннигиляции увеличивает периферичность $\Delta T_{pp}(b)$.

В разд. 4 рассматривается процесс $ph \rightarrow pX$ с забросом протона через большой интервал быстроты. Как и в предасимптотических механизмах аннигиляции, в этом процессе важную роль играют переходы $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$ при обмене глюоном. Результаты расчетов хорошо согласуются с опытными данными, которые не удается описать в МКГС без учета расщепления дикварков. Показано, что переходы $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$ важны также в процессах образования адронов в области фрагментации протона в ph - и особенно в pA -соударениях. Обсуждается также роль декуплетного обмена в передаче барионного числа через большой интервал быстроты. Эти обмены приводят как к забросу «валентного» протона (сечение этого процесса мало), так и к передаче барионного числа через большой интервал быстроты в своеобразном механизме рождения морских $\bar{B}B$ -пар, отсутствующем в схеме $1/N$ -разложения.

В разд. 5 обсуждается $\bar{p}p$ -аннигиляция в области низких энергий от нескольких сотен мегаэлектронвольт до нескольких гигаэлектронвольт. В этой области энергий становятся важны процессы с аннигиляцией дикварков и механизм, связанный с рекомбинацией валент-

ных кварков. Быстрый рост сечения $\bar{p}p$ -взаимодействия при уменьшении энергии делает значительными унитарные поправки. Так же как ожидается при сверхвысоких энергиях, унитаризация амплитуды рассеяния при низких энергиях придаст ее зависимости от прицельного параметра форму «черного диска». Именно с этим связан anomalously большой радиус $\bar{p}p$ -взаимодействия при низких энергиях. Выбор эйконоальной формы унитаризации амплитуды позволил с высокой точностью описать широкий набор данных.

Раздел 6 посвящен выводам.

1. ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ КХД И МЯГКАЯ АДРОНИЗАЦИЯ

Двухступенчатый подход. В основе нашего рассмотрения $\bar{B}B$ -аннигиляции лежит предположение о возможности разделения процесса аннигиляции на две фазы. Первая фаза соответствует формированию в процессе соударения в результате цветных обменов определенной струнной конфигурации, которая способна адронизироваться в чисто мезонные состояния. Вторая фаза включает в себя адронизацию этой струнной конфигурации путем разрывов струн на секции. В пользу возможности рассматривать в мягких адронных взаимодействиях стадию адронизации цветных струн независимо от процесса их образования свидетельствует хорошее согласие с опытными данными соотношений s -канальной факторизации А. Б. Кайдалова [18] для интерсептов и наклопов вторичных реджеонных траекторий. Вывод этих соотношений существенным образом основан на предположении о возможности разделения процесса рождения адронных состояний, соответствующих разрезанию вторичных реджеонов, на стадию образования qq -струны и стадию ее адронизации.

Таким образом, в предлагаемом подходе задача определения сечения $\bar{B}B$ -аннигиляции сводится к вычислению сечения образования струнных конфигураций, способных распасться на мезоны (конечно, с учетом парциальных вероятностей распада в мезонные состояния). В варианте МКГС, рассматривающем дикварки как бесструктурные объекты, находящиеся в состоянии $\{\bar{3}\}$ по цвету, как мы видели, отсутствуют механизмы, способные описать данные по $\sigma_{\text{анн.}}^{\bar{p}p}$. Поэтому можно ожидать, что неучитываемые в обычной МКГС струнные конфигурации должны быть связаны с переходами дикварков из триплетных в секстетные цветные состояния. Для вычисления сечений процессов образования струнных конфигураций, вызванных переходами $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$, будем использовать борновское приближение ТВ КХД*. Очевидно, что характерные импульсы глюонов, вызывающих переходы $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$, должны определяться обратным размером

* Мы предполагаем, что барионы состоят из трех валентных кварков, т. е. не содержит секстетных дикварков. Это подтверждается выполнением на опыте s -канальных факторизационных соотношений [18], использующих эту картину.

дикварка, так как глюоны с длиной волны, много большей размера дикварка, не могут различить внутреннюю цветовую структуру дикварка. Поэтому условия применимости ТВ КХД для расчетов сечений таких процессов более благоприятны, чем в случае двухглюонной модели померона [41, 42, 43], в которой характерные импульсы глюонов определяются обратным размером адрона. Двухглюонная модель померона, несмотря на спекулятивный характер использования ТВ КХД ($\alpha_s \approx 0,5 \div 0,7$), дает вполне разумные количественные результаты для полных сечений [41, 42, 43], дифференциальных сечений упругого рассеяния и сечений дифракционной диссоциации [43]. Поэтому можно надеяться, что применение ТВ КХД не приведет

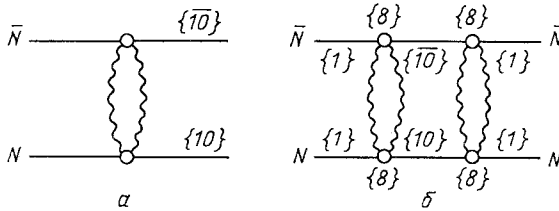


Рис. 6. Теоретико-возмущенческая диаграмма для процесса $\bar{B}B \rightarrow (3q)_{\{10\}} (3q)_{\{10\}}$, приводящего на непертурбативной стадии к образованию декуплетной цветовой струны (а), и диаграмма четырехглюонного обмена, имеющая разрез с $(3q)_{\{10\}} (3q)_{\{10\}}$ промежуточным состоянием (б), связанная соотношением унитарности с диаграммой а

к большим погрешностям в определении сечений процессов с переходами $D_{\{3\}} \rightarrow D_{\{6\}}$. Дополнительным аргументом в пользу этого служит также то, что результаты расчетов оддеронной амплитуды NN -рассеяния в борновском приближении (трехглюонный обмен) [31, 44, 45], которая, как и вероятности переходов $D_{\{3\}} \rightarrow D_{\{6\}}$, чувствительна к размеру дикварка [44, 45], хорошо согласуются с результатами феноменологических подгонок вклада оддеронного обмена в NN -рассеянии [35, 36].

Взаимодействие с обменом кулоновским глюоном между кварками из бариона и антикварками из антибариона происходит практически мгновенно в противоположность процессу мягкой адронизации цветных струн, требующему значительного времени [46]. Поэтому предлагаемый двухступенчатый подход к $\bar{B}B$ -аннигиляции, по существу, диктуется самим характером процесса. Важно, что процедура разбиения процесса $\bar{B}B$ -аннигиляции на две временные фазы инвариантна относительно продольных преобразований Лоренца.

Механизмы $\bar{B}B$ -аннигиляции. Первым рассмотрим механизм аннигиляции, доминирующий при высоких энергиях. Этот механизм связан с обменом парой глюонов в декуплетном цветовом состоянии (рис. 6, а). Так как цветовая волновая функция (ВФ) $3q$ -системы

в состоянии $\{10\}$ по цвету полностью симметрична, то диаграмма рис. 6, *a* соответствует процессу с переходом любой пары кварков в барионе из триплетного в секстетное цветовое состояние. Разлет в разные стороны $(3q)_{\{10\}}$ и $(\bar{3}q)_{\{\bar{10}\}}$ кластеров на пертурбативной стадии процесса $\bar{B}B$ -взаимодействия должен привести к образованию в вакууме декуплетной цветовой трубки. В главном по $1/N$ -приближении адронизацию этой трубки можно представить как адронизацию трех qq -струн. Таким образом, механизм рис. 6, *a* может приводить к трехлистым событиям. Ввиду того что процесс адронизации происходит с единичной вероятностью, вычисленное в ТВ КХД сечение процесса $\bar{B}B \rightarrow (\bar{3}q)_{\{\bar{10}\}} (3q)_{\{10\}}$ (мы будем обозначать его $\sigma_{\{10\}}$) можно отождествить с сечением трехлистных событий. До энергий в несколько десятков гигаэлектрон-вольт можно пренебречь возможностью рождения морских $\bar{B}B$ -пар при адронизации qq -струн. В этом случае сечение образования трехлистных событий равно сечению аннигиляции.

Сечение процесса $\bar{B}B \rightarrow (\bar{3}q)_{\{\bar{10}\}} (3q)_{\{10\}}$, связанное с вкладом диаграммы рис. 6, *a*, не зависит от энергии, что, как и постоянство σ_{tot} в двухглюонной модели померона [11, 42, 43], является следствием векторности глюона. Таким образом, механизм рис. 6, *a* приводит к постоянному сечению образования трехлистных конфигураций и соответственно медленно убывающему с энергией сечению $\bar{B}B$ -аннигиляции (учет рождения морских $\bar{B}B$ -пар приводит к убыванию сечения аннигиляции по закону $s^{-(0,05-0,1)}$) [37].

Диаграмма рис. 6, *a* связана с разрезом по промежуточным состояниям $(\bar{3}q)_{\{\bar{10}\}} (3q)_{\{10\}}$ диаграммы четырехглюонного обмена для амплитуды $\bar{B}B$ -рассеяния (рис. 6, *b*). Такие промежуточные состояния невозможны для $B\bar{B}$ -рассеяния. Это, естественно, не означает, что $\sigma_{\{10\}}$ можно отождествить с $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{B}B}$, так как для определения $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{B}B}$ следовало бы учесть все разрезы как для амплитуды $\bar{B}B$ -рассеяния, так и для амплитуды $B\bar{B}$ -рассеяния. В настоящее время такая программа не выполнена. Однако проведенные ниже расчеты диаграммы рис. 4, *a* показывают, что $\sigma_{\{10\}}$ существенно превышает вклад оддеронного обмена в $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$ до энергий ISR, получаемый в результате фитирования экспериментальных данных по дифференциальным и полным сечениям $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -рассеяния в феноменологических моделях [32, 35, 36]. Поэтому есть основания полагать, что для данного механизма $\bar{B}B$ -аннигиляции выполняется гипотеза Эйлера—Харари, т. е. сечение аннигиляции в $\bar{B}B$ -взаимодействиях компенсируется сечением неупругих событий в $B\bar{B}$ -взаимодействиях.

Особенностью мягкой ВФ быстрого бариона является возможность появления валентного кварка в центральной области быстрот [2 — 4]. При этом распределение кварков по быстройтам связано с интерсеп-

том $\bar{q}q$ -реджеона [2—4]. Возможность заброса валентных кварков через большой интервал быстроты приводит к появлению предасимптотических механизмов аннигиляции, вызванных обменом одним глюоном между барионом и антибарионом. Этим механизмам соответствуют процессы, изображенные на рис. 7. Предполагается наличие в ВФ сталкивающейся $\bar{B}B$ -пары валентных $\bar{q}D$ ($\bar{D}q$) (рис. 7, а) или qq (рис. 7, б)-систем или $\bar{q}q$ -аннигиляции (рис. 7, в). Кроме того, оба (рис. 7, б, в) или один (рис. 7, а) дикварк переходят в секстетное

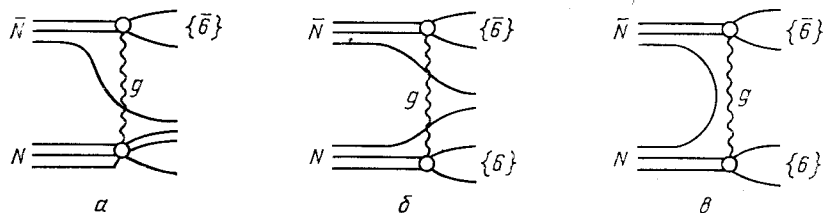


Рис. 7. Диаграммы, соответствующие предасимптотическим механизмам аннигиляции с расщеплением дикварков в результате одноглюонного обмена

цветовое состояние в результате глюонного обмена. На рис. 8 приведены струнные конфигурации, которые должны образоваться на непертурбативной стадии процесса $\bar{B}B$ -взаимодействия из конечных состояний, соответствующих диаграммам рис. 7, описывающим первую фазу $\bar{B}B$ -взаимодействия. При изображении струнных конфигураций на рис. 8 использован удобный язык триплетных струн. Однако

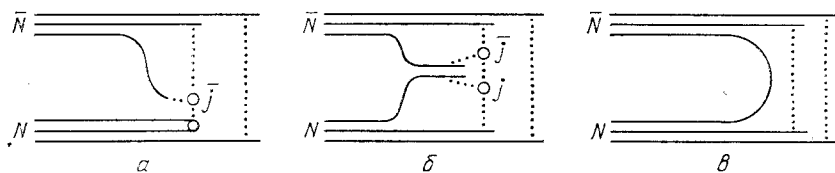


Рис. 8. Струнные конфигурации, образующиеся на непертурбативной стадии $\bar{B}B$ -взаимодействия для механизмов рис. 7, а — в

ниже мы приведем аргументы в пользу того, что замена секстетной струны двумя триплетными не является принципиальной. Очевидно, что струнная конфигурация рис. 8, в должна приводить к аннигиляционным каналам, если пренебречь рождением морских $\bar{D}D$ -пар (что допустимо при промежуточных энергиях). Иная ситуация с конфигурациями рис. 8, а, б. Покажем, что для них также существует вероятность распада на мезоны.

Из соображений минимальности энергии струн ясно, что положение ЦУ в струнных конфигурациях M_4^j на рис. 8, а, б в шкале бы-

строт должно быть вблизи кварков (или антикварков). Струнные конфигурации M_4^J на рис. 8, *a, б* являются существенно несимметричными и имеют (при выбранных нами условиях для быстрот валентных кварков) короткую перемычку между двумя ЦУ. Очевидно, что возможна ситуация, когда после разрывов длинных концов струн оставшееся состояние M_4^J окажется слишком легким для образования $\bar{B}B$ -пары и распадется на мезоны. Именно эта ситуация соответствует аннигиляции.

Отличительной чертой трех рассматриваемых предасимптотических механизмов аннигиляции является то, что суммарная длина пути в шкале быстрот, проходимая валентными кварками для того,

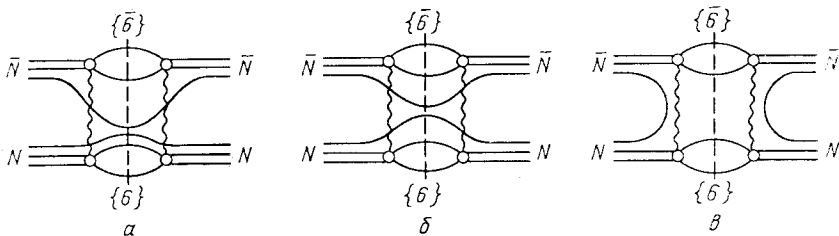


Рис. 9. Вклады в мнимую часть амплитуды $\bar{B}B$ -рассеяния, связанные условием унитарности с механизмами $\bar{B}B$ -аннигиляции рис. 7

чтобы образовать струнные конфигурации, распадающиеся на мезоны, растет как $\ln s$. По этой причине энергетическая зависимость сечений аннигиляции для этих механизмов должна иметь вид $\sim s^{\alpha_R(0)-1}$. В случае $\bar{p}p$ -аннигиляции это соответствует зависимости $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p} \propto s^{-1/2}$, наблюдаемой на опыте*.

Механизмы рис. 7, *a, б* связаны условием унитарности с диаграммами рис. 9, *a, б*, соответствующими померонному обмену. Таким образом, для них выполняется гипотеза Эйлера — Харари. В разд. 3 мы обсудим вопрос, с какими конечными состояниями в $B\bar{B}$ -взаимодействии связана компенсация аннигиляционных каналов. Диаграмма рис. 7, *в* соответствует симметричному разрезанию диаграммы рис. 9, *в*, которую можно рассматривать как непланарную поправку к обмену вторичным реджеоном. Важно отметить, что вклад диаграммы рис. 9, *в* в $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{B\bar{B}}$ не обязан совпадать с ее вкладом в $\sigma_{\text{ann}}^{B\bar{B}}$, так как она может быть разрезана различными способами. Как будет показано в разд. 3, ее вклад в $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p}$ оказывается отрицательным.

* Заметим, что эта зависимость от энергии сечения аннигиляции никак не связана с вкладом планарных реджеонов в разность полных сечений $\bar{B}B$ - и $B\bar{B}$ -процессов. Последний, например, отсутствует в сечении взаимодействия $\bar{\Delta}^+ \Delta^{++}$ (из-за экзотических квантовых чисел в s -канале), а сечение аннигиляции зависит от энергии как $s^{-1/2}$.

При этом $\bar{B}B$ -аннигиляция играет роль абсорбционной поправки к затравочной реджеонной амплитуде в центральной области прицельных параметров. Это позволяет разрешить противоречие между периферичностью $\Delta T_{pp}(b)$ и центральным характером $\bar{p}p$ -аннигиляции.

В проведенном обсуждении механизмов аннигиляции мы замечаем цветные струны высших представлений ($\{10\}$ и $\{6\}$) триплетными струнами, фигурирующими в схеме $1/N$ -разложения. Однако это упрощение не является принципиальным. В случае предасимптотических механизмов образующиеся секстетные цветные струны, как и две триплетные струны, рвутся при рождении из вакуума двух qq -пар. При этом для диаграмм рис. 7, а, б вместо возможности распада на мезоны M_k^J -состояний речь должна идти о распаде на мезоны $(3q\bar{3}q)$ -кластеров, которые могут образовываться после разрывов секстетных струн. Выбранные нами ограничения на быстроты кварков в механизмах рис. 7, а, б и в этом случае обеспечивают возможность возникновения легкой $(3q\bar{3}q)$ -системы, которая затем распадается на мезоны. Возможно, конечно, рождение $\bar{B}B$ -пар при распадах $(2q\bar{2}q)$ -кластеров, образующихся при разрывах на секции секстетной струны. Однако вероятность их распада на $\bar{B}B$ -пару должна быть гораздо меньше вероятности распада на мезоны. Во-первых, образование достаточно тяжелого $(2q\bar{2}q)$ -кластера маловероятно. Так, оценки с использованием вероятности разрыва триплетной струны, определяемой по отношению Γ/M для мезонных резонансов [12, 13], дают для средней массы $(2q\bar{2}q)$ -системы величину порядка двух масс ρ -мезона. Во-вторых, даже если условие $m_{(2q\bar{2}q)} > 2m_B$ окажется выполненным, вероятность распада $(2q\bar{2}q) \rightarrow \bar{B}B$ должна быть мала ввиду необходимости рождения дополнительной qq -пары и малости фазового объема по сравнению с мезонными модами распада. Поэтому рождение морских $\bar{B}B$ -пар приводит только к незначительному изменению энергетической зависимости вклада механизмов рис. 7 в $\sigma_{\text{анн}}^{\bar{B}B}$. Причем в интересном для нас случае $\bar{p}p$ -аннигиляции, изученном до $E_{\text{лаб}} = 12$ ГэВ [20], возможностью рождения морских $\bar{B}B$ -пар можно вовсе пренебречь ввиду малости энергий.

Для асимптотического механизма $\bar{B}B$ -аннигиляции дополнительным источником морских $\bar{B}B$ -пар является распад $(3q\bar{3}q)$ -кластеров, которые могут образоваться при разрывах декуплетной цветовой трубки. Однако и в этом случае малый фазовый объем для моды $\bar{B}B$ (масса этих кластеров должна быть $\sim 3m_\rho$) делает гораздо более вероятными распады на мезоны. Поэтому, даже если динамика разрывов декуплетной струны существенно отличается от независимых разрывов трех триплетных струн, отличие энергетической зависи-

мости вклада в $\sigma_{\text{ann}}^{\overline{B}B}$ от механизма рис. 6, *a* должно быть небольшим *. Заметим, что это изменение не оказывает влияния на проявление механизма рис. 6, *a* в разнице топологических сечений $\overline{p}p$ - и pp -взаимодействий, так как в этом случае не важно, является канал аннигиляционным или нет.

Ввиду приведенных соображений мы будем дальше пользоваться языком триплетных струн из-за его простоты и наглядности. Более того, приближение независимых триплетных струн, видимо, является достаточно точным. Так, ярко выраженный в $\overline{p}p$ -аннигиляции (по сравнению с неаннигиляцией) рост средних поперечных импульсов мезонов с увеличением фейнмановской переменной (эффект «чайки») находит естественное объяснение, если мезоны являются продуктами распада двух триплетных струн (см. разд. 3) **.

Общим свойством механизмов аннигиляции, связанных с диаграммами рис. 6, *a* и 7, является то, что их сечения стремятся к нулю при уменьшении отношения r_D^2/r_B^2 (r_D и r_B — радиусы дикварка и бариона). Таким образом, формально эти механизмы аннигиляции можно рассматривать как эффекты, связанные с поправками по малому параметру r_D^2/r_B^2 к идеализированной МКГС с точечными дикварками. Для симметричной пространственной ВФ протона $r_D^2/r_B^2 = 3/4$. Однако результаты анализа глубоконеупругого рассеяния [48—50], процессов с большими p_{\perp} [51—53], расчеты в модели инстантонного вакуума [54] свидетельствуют, что в ВФ нуклона со значительной вероятностью присутствуют дикварки, для которых $r_D^2/r_B^2 \sim 0,1 \div 0,3$. Это обстоятельство значительно улучшает условия применимости ТВ КХД для анализа механизмов $\overline{N}N$ -аннигиляции, связанных с конечностью размера дикварка.

2. АННИГИЛЯЦИЯ БАРИОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Формулы для $\sigma_{\{10\}}$. Ввиду того что цветовые ВФ начальных барионов на диаграмме рис. 6, *a* антисимметричны, а цветовые ВФ конечных трехкварковых систем симметричны, расчет диаграммы рис. 6, *a* сводится к расчету диаграмм типа рис. 10. Сечение, соответствующее графикам рис. 10, можно записать в виде

* В принципе, на энергетическую зависимость вклада в $\sigma_{\text{ann}}^{\overline{B}B}$ механизмов рис. 6, *a* и 7 может влиять туннельное рождение конститuentных глюонов в хромоэлектрическом поле декуплетной и секстетной трубок, так как их рождение может приводить к неаннигиляционным каналам. Однако, как показывают оценки с использованием формулы Швингера, для вероятности рождения частиц в постоянном поле ввиду большой массы конститuentного глюона ($M_g \approx 0,7 \text{ ГэВ}/c^2$ [47]) роль этих процессов пренебрежимо мала.

** Хотя секстетная струна энергетически выгоднее, чем две триплетные [46], последние могут распадаться независимо, так как они образуют V -образную конфигурацию в пространстве из-за большого внутреннего ферми-импульса кварков в дикварке.

$$\sigma_{\{10\}} = \frac{\alpha_s^4}{2^8 \pi^2} \int \prod_{i=1}^4 \frac{d^2 \mathbf{q}_i}{(q_i^2 + M_g^2)} \delta^{(2)} \left(\sum_{j=1}^4 \mathbf{q}_j \right) \times$$

$$\times \sum_{\alpha_1, \dots, \alpha_4=1}^8 R^{\alpha_1 \dots \alpha_4}(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4) \bar{R}^{\alpha_1 \dots \alpha_4}(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4), \quad (5)$$

где

$$R^{\alpha_1 \dots \alpha_4}(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4) =$$

$$= \sum_{\substack{i_1 \neq i_2 \\ i_3 \neq i_4}} \sum_{\{10\}} \langle \Psi_{STR}^+ \Psi_C^{\{1\}} | \hat{\lambda}_{i_1}^{\alpha_1} \hat{\lambda}_{i_2}^{\alpha_2} \exp(i\mathbf{q}_1 \mathbf{r}_{i_1} + i\mathbf{q}_2 \mathbf{r}_{i_2}) | \Psi_{STR}^- \Psi_C^{\{10\}} \rangle \times$$

$$\times \langle \Psi_{STR}^- \Psi_C^{\{10\}} | \hat{\lambda}_{i_3}^{\alpha_3} \hat{\lambda}_{i_4}^{\alpha_4} \exp(i\mathbf{q}_3 \mathbf{r}_{i_3} + i\mathbf{q}_4 \mathbf{r}_{i_4}) | \Psi_{STR}^+ \Psi_C^{\{1\}} \rangle. \quad (6)$$

Здесь M_g — масса глюона, введенная для феноменологического учета конфайнмента; $\hat{\lambda}^\alpha$ — цветовые матрицы Гелл-Манна; α_s — константа связи КХД; Ψ_{STR}^+ , Ψ_{STR}^- — трехкварковые ВФ по спину, изоспи-

ну и пространственным координатам по схемам Юнга $\square \square \square \quad u \quad \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array}$;

$\Psi_C^{\{1\}}$, $\Psi_C^{\{10\}}$ — синглетная и декуплетная цветовые ВФ; \mathbf{r}_i — пространственные координаты кварков в с.ц.и. трехкварковых систем; \mathbf{q}_i — поперечные импульсы глюонов. Индексы i_1, \dots, i_4 в (6) нумеруют кварки в трехкварковых ВФ; знак суммы по $\{10\}$ означает суммирование по всем состояниям трехкварковой системы в декуплетном цветовом состоянии. Формула для $R^{\alpha_1 \dots \alpha_4}$ получается из (6) заменой $\hat{\lambda}^\alpha \rightarrow (\hat{\lambda}^\alpha)^T$. В силу симметричности выражений, стоящих в обкладках в формуле (6), суммирование по Ψ_{STR}^- в (6) можно заменить суммированием по Ψ_{STR}^+ с произвольной схемой Юнга трехкварковой системы. Тогда (6) можно переписать в виде

$$R^{\alpha_1 \dots \alpha_4}(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4) = \sum_{\substack{i_1 \neq i_2 \\ i_3 \neq i_4}} \langle \Psi_{STR}^+ | \exp(i \sum_{j=1}^4 \mathbf{q}_j \mathbf{r}_{i_j}) | \Psi_{STR}^+ \rangle \times$$

$$\times \sum_{\{10\}} \langle \Psi_C^{\{1\}} | \hat{\lambda}_{i_1}^{\alpha_1} \hat{\lambda}_{i_2}^{\alpha_2} | \Psi_C^{\{10\}} \rangle \langle \Psi_C^{\{10\}} | \hat{\lambda}_{i_3}^{\alpha_3} \hat{\lambda}_{i_4}^{\alpha_4} | \Psi_C^{\{1\}} \rangle. \quad (7)$$

Выражение (7) с учетом антисимметричности $\Psi_C^{\{10\}}$ и симметричности $\Psi_C^{\{1\}}$ можно представить в виде

$$R^{\alpha_1 \dots \alpha_4}(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4) = 6R(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4) C^{\alpha_1 \dots \alpha_4}, \quad (8)$$

$$C^{\alpha_1 \dots \alpha_4} = \sum_{\{10\}} \langle \Psi_C^{\{1\}} | \hat{\lambda}_1^{\alpha_1} \hat{\lambda}_2^{\alpha_2} | \Psi_C^{\{10\}} \rangle \langle \Psi_C^{\{10\}} | \hat{\lambda}_1^{\alpha_3} \hat{\lambda}_2^{\alpha_4} | \Psi_C^{\{1\}} \rangle, \quad (9)$$

где

$$R(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4) = F(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_3, \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_4, 0) + F(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_4, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3) + \\ + F(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3, \mathbf{q}_4) - F(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_4, \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3, 0) - F(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_3, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_4) - \\ - F(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_4, \mathbf{q}_3). \quad (10)$$

Здесь $F(\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3)$ — трехчастичный формфактор

$$F(\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3) = \langle \Psi_{STR}^+ | \exp(i \sum_{j=1}^3 \mathbf{Q}_j \mathbf{r}_j) | \Psi_{STR}^+ \rangle. \quad (11)$$

Для $R^{\alpha_1 \dots \alpha_4}$ справедливы формулы (8), (9) с заменой в (9) $\hat{\lambda}^\alpha \rightarrow (\hat{\lambda}^\alpha)^T$. Из (10) видно, что $R(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4)$ обращается в нуль, если хотя бы один из импульсов глюонов равен нулю, что обеспечивает инфракрасную стабильность $\sigma_{\{10\}}$. Используя (10), можно также показать, что $R(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4)$ стремится к нулю, если среднее расстояние между какими-либо кварками в барионе стремится к нулю.

Для вычисления $\sigma_{\{10\}}$ необходимо знать цветовой фактор

$$C = \sum_{\alpha_1, \dots, \alpha_4=1}^8 C^{\alpha_1 \dots \alpha_4} \bar{C}^{\alpha_1 \dots \alpha_4}. \quad (12)$$

Расчет выражения (12), который кратко изложен в приложении, дает $C = 160/9$. Таким образом, с использованием (5) и (8) можно записать формулу для $\sigma_{\{10\}}$ в виде

$$\sigma_{\{10\}} = \frac{5\alpha_s^4}{2\pi^2} \int \prod_{i=1}^4 \frac{d^2\mathbf{q}_i}{(q_i^2 + M_g^2)} \delta^{(2)}\left(\sum_{j=1}^4 \mathbf{q}_j\right) R^2(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_4). \quad (13)$$

Для расчета $\sigma_{\{10\}}$ в $\bar{N}N$ -столкновениях использовались две модельные перелативистские ВФ нуклонов. В первом случае (будем обозначать его цифрой 1) использовалась симметричная осцилляторная пространственная ВФ, для которой

$$F_1(\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3) = \exp\{-[\mathbf{Q}_1^2 + \mathbf{Q}_2^2 + \mathbf{Q}_3^2 - \mathbf{Q}_1\mathbf{Q}_2 - \mathbf{Q}_1\mathbf{Q}_3 - \mathbf{Q}_2\mathbf{Q}_3] \times \\ \times \langle r_p^2 \rangle / 6\} \quad (14)$$

$\langle r_p^2 \rangle$ — среднеквадратичный электромагнитный радиус протона). Во втором случае, учитывающем возможность динамического усиления в ВФ нуклона компоненты с компактным ud -дикварком в состоянии $S = T = 0$ [50 — 54], Ψ_{STR}^+ параметризовалась в виде

$$(\Psi_{STR}^+)_2 = A (\Psi_{1,23} + \Psi_{2,31} + \Psi_{3,12}). \quad (15)$$

Здесь A — нормировочный множитель; $\Psi_{i,jk}$ — компонента ВФ с кварками j, k в состоянии $S = T = 0$. Пространственная часть ВФ $\Psi_{i,jk}$ бралась в осцилляторном виде

$$\Psi_{i,jk}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{3/4} \left(\frac{2\beta}{\pi}\right)^{3/4} \exp(-\alpha\rho^2 - \beta\tau^2), \quad (16) \\ \rho = \mathbf{r}_i - (\mathbf{r}_j + \mathbf{r}_k)/2, \quad \tau = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k.$$

При расчете $F_2(\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3)$ и нормировочного коэффициента A в (15) мы пренебрегали интерференционными членами вида $\langle \Psi_{1,23} | \exp(i \sum_j \mathbf{Q}_j \mathbf{r}_j) | \Psi_{2,31} \rangle$, $\langle \Psi_{1,23} | \Psi_{2,31} \rangle$. Это оправдывается, с одной стороны, спин-изоспиновым подавлением интерференционных членов на фактор 0,5, а с другой — малой величиной пространственного интеграла перекрытия в случае компактных дикварков. Последовательный учет интерференционных слагаемых в перелятивистском подходе, по-видимому, вообще не имеет смысла, так как расчеты в модели инстантонного вакуума [54] и фит барионных траекторий в струнной модели [55] показывают, что масса скалярного ud -дикварка $\sim 0,2$ ГэВ/ c^2 , в то время как масса составляющего кварка $\sim 0,3$ ГэВ/ c^2 .

Значения параметров α , β в (16) связаны со среднеквадратичным зарядовым радиусом протона и среднеквадратичным радиусом дикварка $\langle r_D^2 \rangle$:

$$\alpha = \frac{2\varepsilon^2 + (1-\varepsilon)^2}{4 \langle r_p^2 \rangle (1 - \langle r_D^2 \rangle / 3 \langle r_p^2 \rangle)}, \quad \varepsilon = \left(1 + \frac{m_q}{m_D}\right)^{-1}, \quad \beta = \frac{3}{16 \langle r_D^2 \rangle}. \quad (17)$$

Расчет $F_2(\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3)$ с использованием ВФ (15), (16) дает

$$F_2(\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3) = \frac{1}{3} \{F_{1,23} + F_{2,31} + F_{3,12}\}; \quad (18)$$

$$F_{i,jk} = \exp \left\{ -\frac{1}{8\alpha} [\varepsilon \mathbf{Q}_i + (1-\varepsilon)(\mathbf{Q}_j + \mathbf{Q}_k)]^2 - \frac{(\mathbf{Q}_j - \mathbf{Q}_k)^2}{32\beta} \right\}. \quad (19)$$

Поскольку нерелятивистский формализм для описания нуклона как связанного состояния кварка с $m_q \sim 0,3$ ГэВ/ c^2 и дикварка с $m_D \sim 0,2$ ГэВ/ c^2 , конечно, не является обоснованным, формулы (18), (19) следует рассматривать как удобную параметризацию, способную отразить тот факт, что дикварк является компактным объектом.

Результаты расчетов. Для определения α_s в формуле (13) использовалась следующая процедура. Сначала находилась величина α_s из условия равенства сечения процесса $NN \rightarrow N_{\{8\}}N_{\{8\}}$, вычисленного в борновском приближении, экспериментальному сечению σ_{in}^{NN} . Под σ_{in}^{NN} здесь мы понимаем сечение неупругих взаимодействий без учета сечения дифракционной диссоциации. Это представляется естественным, так как разлет в разные стороны двух нуклонов в состоянии $\{8\}$ по цвету приводит к образованию в вакууме октетной цветовой трубки, с разрывами которой и связано множественное рождение адронов*. В борновском приближении $\sigma(NN \rightarrow N_{\{8\}}N_{\{8\}})$

* В работе [38] нормировка α_s проводилась из условия $\sigma(NN \rightarrow N_{\{8\}}N_{\{8\}}) = \sigma_{\text{tot}}^{NN}$. Ввиду того что промежуточные состояния для разреза диаграммы двухглюонного обмена не содержат упругого и дифракционного каналов, более разумным представляется использовать для нормировки α_s в этой процедуре не σ_{tot}^{NN} , а σ_{in}^{NN} . При этом величина $\sigma_{\{10\}}$ уменьшается на фактор $\sim 1,5$.

вычисляется по формуле

$$\sigma(NN \rightarrow N_{\{8\}}N_{\{8\}}) = 8\pi\alpha_s^2 \int \frac{d\mathbf{q}^2}{(q^2 + M_g^2)^2} [1 - F(\mathbf{q})]^2, \quad (20)$$

где

$$F(\mathbf{q}) = \langle N | \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] | N \rangle$$

— двухкварковый формфактор нуклона. Формулы для $F(\mathbf{q})$ получаются из формул (14), (18) для $F(\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3)$, если в них положить

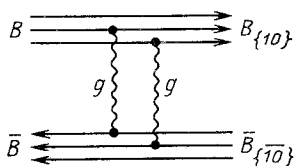


Рис. 10. Диаграммы, определяющие сечение процесса $\bar{B}B \rightarrow (3q)_{\{10\}}$ в борновском приближении теории возмущений

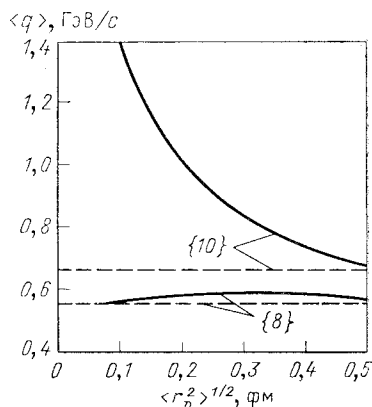


Рис. 11. Средний поперечный импульс глюонов в варианте 1 ($|p\rangle = |uid\rangle$) — штриховые линии и в варианте 2 ($|p\rangle = |uD\rangle$) — сплошные кривые. Обозначение {8} и {10} указывают на то, что усреднение производилось для σ_{tot} или $\sigma_{\{10\}}$ соответственно

$\mathbf{Q}_1 = \mathbf{q}, \mathbf{Q}_2 = -\mathbf{q}, \mathbf{Q}_3 = 0$. С учетом этого для ВФ 1 и 2 расчет по формуле (20) дает

$$\sigma_1(NN \rightarrow N_{\{8\}}N_{\{8\}}) = 8\pi\alpha_s^2 J \left(\frac{\langle r_p^2 \rangle}{2}, \frac{\langle r_p^2 \rangle}{2}, M_g^2 \right); \quad (21)$$

$$\sigma_2(NN \rightarrow N_{\{8\}}N_{\{8\}}) = \frac{8\pi\alpha_s^2}{9} [4J(a, a, M_g^2) + 4J(a, b, M_g^2) + J(b, b, M_g^2)], \quad (22)$$

где

$$a = \frac{1}{8\alpha} + \frac{1}{32\beta}; \quad b = \frac{1}{8\beta}; \quad J(x, y, z) = \int_0^\infty \frac{dt(1 - e^{-xt})(1 - e^{-yt})}{(t+z)}$$

При численных расчетах фиксируем $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 0,8$ фм, $M_g = m_\pi$. Для определения α_s примем $\sigma_{\text{in}}^{\text{NN}} = 30 \cdot 10^{-27}$ см². Полученное из условия $\sigma(NN \rightarrow N_{\{8\}}N_{\{8\}}) = \sigma_{\text{in}}^{\text{NN}}$ значение α_s обозначим индексом {8}.

Значение α_s для случая диаграммы рис. 10 находим по однопетлевой формуле

$$\alpha_s^{\{10\}} = \alpha_s^{\{8\}} [\ln \langle q \rangle_{\{10\}} / \Lambda / \ln \langle q \rangle_{\{8\}} / \Lambda]. \quad (23)$$

В (23) $\langle q \rangle_{\{8\}, \{10\}}$ — средние поперечные импульсы глюонов, существенные в формулах (20) и (13) соответственно. Значение параметра Λ фиксировалось по $\alpha_s^{\{8\}}$ формулой однопетлевого приближения $\alpha_s^{\{8\}} = 6\pi / (33 - 2N_F) / \ln \langle q \rangle_{\{8\}} / \Lambda$. Для определения $\langle q \rangle_{\{8\}, \{10\}}$ мы использовали два способа: непосредственный расчет $\langle q \rangle$ и определение «среднего импульса» по результату расчета $\langle \ln q \rangle$.

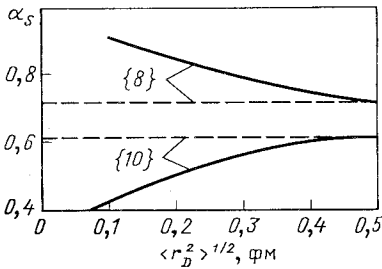


Рис. 12. Зависимость α_s в вариантах 1 и 2 от радиуса дикварка

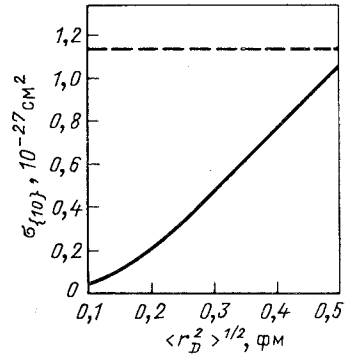


Рис. 13. Сечение трехлистрного процесса $\sigma_{\{10\}}$ в вариантах 1 и 2

На рис. 11 приведены кривые для $\langle q \rangle$ в первом случае. Второй вариант определения $q_{\{10\}}$ приводит к несколько меньшим значениям. Однако предсказания α_s , получаемые по формуле (23), которые приведены на рис. 12, практически не отличаются от первого случая.

Результаты расчетов $\sigma_{\{10\}}$ с использованием значений $\alpha_s^{\{10\}}$, приведенных на рис. 12, показаны на рис. 13. Как видно из рис. 13, $\sigma_{\{10\}} \approx 1.2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ при $\langle r_D^2 \rangle^{1/2} \approx 0.6 \text{ фм}$. Сечение $\sigma_{\{10\}}$ убывает с уменьшением размера дикварка, что связано как с уменьшением самого интеграла в (13), так и с уменьшением $\alpha_s^{\{10\}}$ из-за роста $\langle q \rangle_{\{10\}}$.

Отметим, что результаты расчетов $\sigma_{\{10\}}$ для вариантов 1 и 2 близки друг к другу при $\langle r_D^2 \rangle^{1/2} \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, что подтверждает малость интерференционных членов.

С целью исследования зависимости $\sigma_{\{10\}}$ от выбора значения M_g мы провели расчеты также при $M_g = 0$. Форма кривых при этом качественно не меняется, а абсолютные значения опускаются на 20–30 % по сравнению с рис. 13. Для изучения зависимости $\alpha_{\{10\}}$ от $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ и $\varepsilon = (1 + m_q/m_D)^{-1}$ были проведены расчеты для варианта 1 с $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 0.7 \text{ фм}$ и для варианта 2 с $m_D = 2m_q$. В обоих случа-

ях отличие от кривых на рис. 13 не превышает 30—60 %. Проведенный анализ зависимости $\sigma_{\{10\}}$ от выбора параметров модели позволяет надеяться, что наши предсказания для $\sigma_{\{10\}}$ верны с точностью до коэффициента ~ 2 .

При радиусе дикварка $\sim 0,3 \div 0,4$ фм [48—54] $\sigma_{\{10\}}^{(2)} \approx \sigma_{\{10\}}^{(1)}/2$. В этом случае результирующее значение $\sigma_{\{10\}}$ не очень чувствительно к вероятности найти в нуклоне компактный дикварк. Если эта вероятность $\sim 0,5$ [48, 53], $\sigma_{\{10\}}$ должно быть около 10^{-27} см². Это значение определяет сечение образования трех $(q\bar{q})$ -струн. Для получения из него $\sigma_{\text{ann}}^{N\bar{N}}$ при энергиях $E_{\text{лаб}} \geq 10 \div 20$ ГэВ, когда возможно рождение $N\bar{N}$ -пар при распаде струн, необходимо учесть поправочный фактор $\exp[-(W_N/W_\pi)\langle n_\pi \rangle]$. W_N/W_{π^\pm} — отношение вероятностей рождения нуклонов и пионов в процессах множественного рождения в центральной области быстрот, равное $\sim 0,03$ при энергиях FNAL, ISR; $\langle n_{\pi^\pm} \rangle \sim 2 \ln(s/s_0)$ — средняя множественность пионов.

Полученная оценка $\sigma_{\{10\}} \sim 10^{-27}$ см² существенно превышает вклад оддеронного обмена в $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$ при энергиях порядка энергий ISR, определенный фитированием экспериментальных данных по упругим и полным сечениям $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий в феноменологических подходах [32, 35, 36]. Так, для модели дипольного оддерона [35, 36] $\sigma_{\text{odd}}/\sigma_{\{10\}} \approx 10^{-3}$. В случае модели максимального оддерона [32] $\sigma_{\text{odd}}/\sigma_{\{10\}} \approx 0,1$. Поэтому можно думать, что трехлистные события в $\bar{p}p$ -взаимодействии, связанные с механизмом рис. 6, а должны компенсироваться другими каналами в pp -взаимодействии.

Анализ данных по топологическим сечениям. Экспериментальные данные [20] о $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p}$ ограничены энергиями $E_{\text{лаб}} < 12$ ГэВ. В этой области сечение $\geq 10^{-26}$ см² и быстро падает с ростом энергии*. Однако существуют данные по разности топологических сечений $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействия

$$\Delta\sigma_n = \sigma_n^{\bar{p}p} - \sigma_n^{pp}$$

при $E_{\text{лаб}} \sim 10 \div 100$ ГэВ [58] и $\sqrt{s} = 53$ ГэВ [59].

Мы попытаемся путем анализа данных по $\Delta\sigma_n$ выяснить, существует ли в $\bar{p}p$ -взаимодействиях не зависящий от энергии вклад трехлистных событий. Надежда выделить его в $\Delta\sigma_n$ связана с тем,

* В работе [56] была предложена процедура определения $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p}$ по эксклюзивным сечениям $\bar{p}p$ -аннигиляции. Анализ данных при $p_{\text{лаб}} = 32$ ГэВ/с [57] показал, что наблюдаемая при $p_{\text{лаб}} \sim 10$ ГэВ/с зависимость $\sigma_{\text{ann}}^{\bar{p}p} \propto s^{-1,2}$ сохраняется и при этих энергиях. Однако и с учетом этой информации выделение постоянного вклада около 10^{-27} см² невозможно из-за большого сечения $\bar{p}p$ -аннигиляции и больших экспериментальных погрешностей.

что его энергетическая зависимость и средняя множественность существенно отличаются от вклада в $\Delta\sigma_n$ разрезов вторичных реджеонов. Ввиду отмечавшейся выше малости вклада в $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$ оддеронного обмена можно ожидать, что связанный с трехлистным механизмом положительный вклад в $\Delta\sigma_n$ в области больших множественностей $(n \sim \frac{3}{2} \langle n \rangle_{pp})$ должен компенсироваться отрицательным вкладом при средних множественностях. Возможность того, что компенсация связана с событиями с еще большей множественностью $(n > \frac{3}{2} \times \langle n \rangle_{pp})$, представляется неестественной по следующей причине.

«Хвост» распределения по n определяется событиями с дополнительными $\bar{q}q$ -струпами, образующимися за счет наличия в ВФ сталкивающихся частиц морских $\bar{q}q$ -пар [6, 7]. Ввиду зарядовой симметрии $\bar{q}q$ -пар в ВФ быстрого нуклона можно ожидать, что их влияние на $\Delta\sigma_n$ при больших n будет мало. Можно привести еще один аргумент в пользу компенсации положительного вклада в $\Delta\sigma_n$ при $n \sim \frac{3}{2} \langle n \rangle_{pp}$ отрицательном при $n \sim \langle n \rangle_{pp}$. Если принять (опираясь на результаты фитирования вклада оддеронного обмена в $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$ [32, 35, 36]), что в ТВ КХД в порядке $\alpha_s^4 \Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp} \ll \sigma_{\{10\}}$, то вклад разреза по промежуточному состоянию $\{10\}$ $\{10\}$ диаграммы рис. 6, б должен компенсироваться в случае амплитуды pp -рассеяния вкладами разрезов, в которых $3q$ -системы находятся в состоянии $\{8\}$ по цвету. Разлет $\{3q\}_{\{8\}}$ -систем должен приводить к образованию октетной цветовой трубки, т. е. к двухлистным событиям.

Анализ данных по $\Delta\sigma_n$ проводился следующим образом. Экспериментальные данные [58] о $\Delta\sigma_n$ при каждом значении n фитировались как функция энергии полиномами в интервале 10—100 ГэВ. Найденные значения с погрешностями при нескольких энергиях показаны на рис. 14.

Далее при фиксированных значениях энергии распределения $\Delta\sigma_n$ фитировались суммой двух гауссовых распределений:

$$\Delta\sigma_n = \sum_{i=1}^2 \frac{\alpha_i}{\beta_i} \left(\frac{\gamma_i}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\gamma_i \left(\frac{n}{\beta_i} - 1 \right)^2 \right]. \quad (24)$$

Предполагается, что первый член этой суммы эффективно соответствует вкладам от разрезания ω -реджеона (топологическая структура которого весьма сложна и обсуждается в следующем разделе), упомянутых выше двухлистных диаграмм, компенсирующих вклад аннигиляции в σ_{tot}^{pp} и пр. Известно (см., например, [60]), что гауссова параметризация хорошо описывает КПО-распределения как в e^+e^-

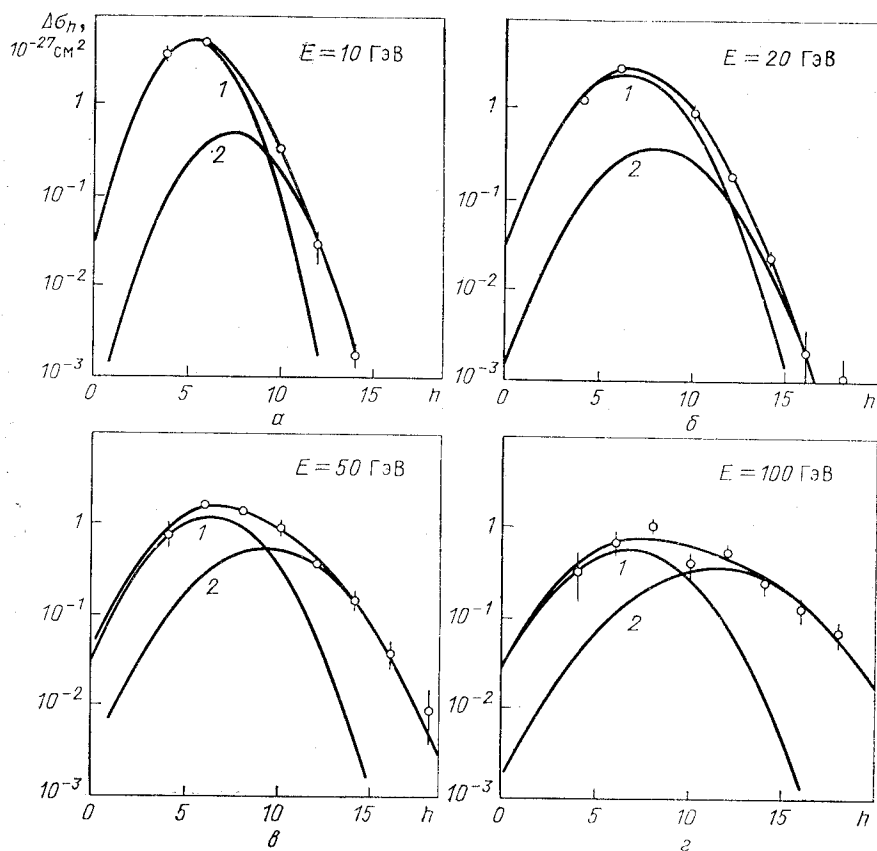


Рис. 14. Разность топологических сечений $\Delta\sigma_n = \sigma_n^{\bar{p}p} - \sigma_n^{pp}$ как функция n при различных энергиях. 1 и 2 — вклады первого и второго слагаемых в (24). Третья кривая соответствует их сумме

аннигиляции, где $\gamma \approx 4$, так и в неупругих pp -соударениях, где $\gamma \approx 1$.

Поскольку два слагаемых в (24) отвечают диаграммам с разной топологией, то можно ожидать, что

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \approx \frac{\beta_2}{\beta_1}. \quad (25)$$

При фитировании эта связь фиксировалась.

Фитирование с пятью параметрами показало, что параметр α_2 , равный площади под вторым пиком, слабо зависит от энергии, в то время как параметр α_1 убывает примерно как $1/\sqrt{s}$.

Далее набор параметров α_1 , найденных при различных энергиях в интервале 10–100 ГэВ, фитировался следующей энергетической

зависимостью:

$$\alpha_1(s) = \frac{\omega}{s\Phi} - \rho. \quad (26)$$

Здесь первый член отвечает ω -обмену и другим убывающим как $\sim 1/\sqrt{s}$ вкладам. Отрицательный, не зависящий от энергии член в (26) соответствует вкладу двухлистной диаграммы, компенсирующей аннигиляцию. Поэтому накладывалось требование $\rho \approx \langle \alpha_2 \rangle$, где усреднение проводится по энергии. В результате найдено: $\omega = 134 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$; $\Phi = 0,56$ (что хорошо соответствует разности неупругих сечений $\bar{p}p$ и pp); $\rho = 3 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$.

После того как параметр α_1 фиксировался формулой (26), процедура фита при каждой энергии опять повторялась уже с четырьмя свободными параметрами. Результаты приведены в табл. 1 и на

Таблица 1. Результаты фита с помощью выражения (24) экспериментальных данных о разности топологических сечений множественного рождения частиц в $\bar{p}p$ - и pp -соударениях

$E, \text{ ГэВ}$	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$\alpha_2, 10^{-27} \text{ см}^2$ $\pm \Delta\alpha_2, 10^{-27} \text{ см}^2$	2,4 0,4	2,2 0,4	2,9 0,5	3,8 0,5	4,0 0,7	4,5 0,8	4,5 0,9	4,2 0,9	4,0 1,0	3,3 0,9
β_1 $\pm \Delta\beta_1$	5,35 0,05	6,4 0,1	6,8 0,1	6,5 0,2	6,3 0,3	6,1 0,4	6,0 0,4	6,0 0,5	6,1 0,7	6,7 0,8
γ_1 $\pm \Delta\gamma_1$	5,26 0,24	4,3 0,3	3,8 0,5	4,3 0,8	3,6 1,1	3,3 1,3	2,7 1,3	2,4 1,3	2,3 1,3	3,2 1,6
β_2/β_1 $\pm \Delta\beta_2/\beta_1$	1,40 0,03	1,25 0,04	1,22 0,08	1,45 0,05	1,5 0,1	1,5 0,2	1,6 0,2	1,6 0,3	1,6 0,3	1,7 0,2

рис. 14, где отдельно показаны вклады первого, второго слагаемых в (24) и их сумма.

Из табл. 1 видно, что отношение средних множественностей во втором и первом пиках слабо зависит от энергии и близко к ожидаемому значению $\beta_2/\beta_1 = 1,5$. Ширина пиков, определяемая параметром γ_1 , также слабо зависит от энергии и близка к значению $\gamma \approx 4$, наблюдаемому в e^+e^- -аннигиляции [60].

Заметим, что для каждого из двух вкладов в (24) выполняется КНО-скейлинг, который резко нарушен для суммарного распределения на рис. 14.

Наиболее интересными являются результаты фита для параметра α_2 , определяющего площадь под вторым пиком. Из табл. 1 видно, что α_2 слабо зависит от энергии и его среднее значение равно $\langle \alpha_2 \rangle = (3 \pm 0,2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Естественно приписать этот вклад декуплетному глюонному обмену $\sigma_{\{10\}}$, рассмотренному выше. В таком

случае найденное из экспериментальных данных значение

$$\sigma_{(10)}^{pp} = (1,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

неплохо согласуется с оценкой, полученной выше в ТВ КХД.

Очень интересным является поведение $\Delta\sigma_n$ при сверхвысоких энергиях. Параметр α_1 согласно (26) должен изменить знак, поскольку доминирующим станет не зависящий от энергии отрицательный вклад двухлистной диаграммы, компенсирующий аннигиляцию. Следовательно, при таких энергиях $\Delta\sigma_n$ должно стать отрицательным в области небольших n и положительным при больших

значениях n . На рис. 15 показаны данные [59] ISR при энергии в с.д.и. $\sqrt{s} = 52,7$ ГэВ. Они действительно подтверждают ожидаемое характерное поведение. Более того, используя результаты низкоэнергетического фита, можно предсказать и величину $\Delta\sigma_n$. Параметр α_1 фиксирован выражением (26). Параметры γ_1 и β_2/β_1 фиксируем средними значениями из табл. 1 при $E > 50$ ГэВ: $\gamma_1 = 2,8 \pm 0,6$; $\beta_2/\beta_1 = 1,6 \pm 0,1$. Единственный зависящий от энергии и плохо известный параметр β_1 варьировался. Результат при $\beta_1 = 8,9 \pm 0,6$ показан на рис. 15.

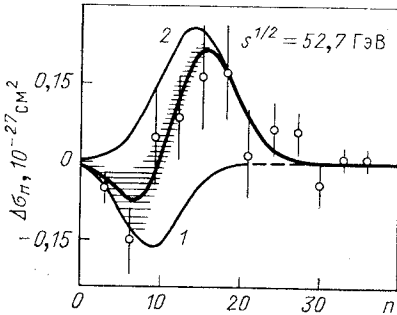


Рис. 15. То же, что на рис. 10, при энергии $\sqrt{s} = 52,7$ ГэВ. Затрихованная область — коридор ошибок. Данные из работы [59]

Таким образом, сравнение с данными ISR [59] подтверждает наличие вклада трехлистных событий с не зависящим от энергии сечением $\sim 1,5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. При этом данные ISR [59] явно демонстрируют компенсацию сечений с большими n в pp -соударениях и сечений с малыми n в pp -соударениях.

Представляет интерес также энергетическая зависимость параметра β_1 , определяющего среднюю множественность под первым пиком. Для энергий ≤ 100 ГэВ сечение, связанное с этим пиком, в основном должно определяться вкладом ω -реджеона [первый член в формуле (26)]. Фит значений β_1 , приведенных в табл. 1, по формуле $\beta_1 = a + b \ln s$ дает $a = 3,5 \pm 0,2$ и $b = 0,85 \pm 0,7$. Важно, что параметр b , определяющий энергетическую зависимость средней множественности под первым пиком, оказался в 2 раза меньше, чем для средней множественности в pp -соударениях. Это подтверждает, что первый пик в промежуточной области энергий отвечает планарным диаграммам (ω -обмен). Цилиндрическая диаграмма (помeron) может давать близкую по значению среднюю множественность (что действительно имеет место) из-за относительного сдвига в шкале быстрот двух струн [4]. Однако, несмотря на это, величина параметра b должна быть в 2 раза больше, чем для планарной диаграммы.

3. $\bar{N}N$ -АННИГИЛЯЦИЯ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Вклад аннигиляционных каналов в померон. Оценки сечений для трех перечисленных в разд. 1 преасимптотических механизмов аннигиляции будем проводить для случая $\bar{N}N$ -взаимодействия. Рассмотрим сначала механизмы рис. 7, а, б, соответствующие разрезанию померона. В отсутствие последовательной теории, описывающей процессы образования и распада струн, можно сделать лишь грубую оценку вероятности распада струнных конфигураций M_4^J в мезонный канал для механизмов рис. 8, а, б. В качестве ограничения на инвариантную массу пар $q\bar{D}$, $\bar{D}q$, qq на рис. 8, а, б примем $M(q\bar{D}, \bar{D}q, qq) \ll 1 \text{ ГэВ}/c^2$. Будем считать, что плотность вероятности распада в аннигиляционный канал, проинтегрированная в этих пределах, порядка единицы.

Начнем с расчета вклада в сечение аннигиляции диаграммы рис. 7, а, который запишем в виде

$$\sigma_{\text{анн}}^{(7, a)} = 2P_{q\bar{D}}(M) \sigma_{\{6\}}. \quad (27)$$

Здесь $P_{q\bar{D}}(M)$ — вероятность найти в ВФ начального состояния $\bar{N}N$ -пару валентных $q\bar{D}$ с инвариантной массой $M_{q\bar{D}} \leq M$; $\sigma_{\{6\}}$ — сечение $\bar{D}N$ -взаимодействия, переводящего триплет $\bar{D}_{\{3\}}$ в антисекстет $\bar{D}_{\{\bar{6}\}}$. При этом если трактовать нуклон как систему qD , то следует наложить дополнительное условие, чтобы дикварк оставался в состоянии $D_{\{\bar{3}\}}$. Фактор 2 в (27) учитывает вторую диаграмму на рис. 7, а, отличающуюся заменой $\bar{N} \rightleftharpoons N$.

Сечение $\sigma_{\{6\}}$ в одноглюонном приближении имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{\{6\}} = & \frac{\alpha_s^2}{4} \int \frac{d^2\mathbf{q}}{(\mathbf{q}^2 + M_g^2)^2} \sum_{\{6\}, \{3\}} \left\langle \bar{D}_{\{3\}} \left| \sum_{i=1}^2 (\hat{\lambda}_i^\alpha)^T e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_i} \right| \bar{D}_{\{\bar{6}\}} \right\rangle \times \\ & \times \left\langle \bar{D}_{\{\bar{6}\}} \left| \sum_{j=1}^2 (\hat{\lambda}_j^\beta)^T e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_j} \right| \bar{D}_{\{3\}} \right\rangle \left\langle N \left| \sum_{k=1}^3 \hat{\lambda}_k^\alpha e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_k} \right| qD_{\{\bar{3}\}} \right\rangle \times \\ & \times \left\langle qD_{\{3\}} \left| \sum_{l=1}^3 \hat{\lambda}_l^\beta e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_l} \right| N \right\rangle. \end{aligned} \quad (28)$$

Суммирование по спин-изоспиновым частям ВФ-состояний $\bar{D}_{\{\bar{6}\}}$ и $D_{\{3\}}$ может быть проведено в (28) без учета ограничений, накладываемых принципом Паули, поскольку выражения в обкладках в (28) симметричны относительно перестановок кварков.

Сумма по цветовым индексам дикварков записывается в виде

$$\sum_{\{6\}} \langle i, j | \{6\} \rangle \langle \{6\} | k, l \rangle = \frac{1}{2} (\delta_k^i \delta_l^j + \delta_l^i \delta_k^j), \quad (29)$$

$$\sum_{\{3\}} \langle i, j | \{3\} \rangle \langle \{3\} | k, l \rangle = \frac{1}{2} (\delta_k^i \delta_l^j - \delta_l^i \delta_k^j),$$

где i, j, k, l — цветовые индексы кварков.

Используя эти формулы и соотношение

$$\langle i, j | \{3\}_k \rangle = \sqrt{1/2} \varepsilon_{ijk}, \quad (30)$$

преобразуем (28) к виду

$$\sigma_{\{6\}} = \frac{4\pi\alpha_s^2}{3} \int_0^\infty \frac{d\mathbf{q}^2 [1 - F_2^D(\mathbf{q})]}{(\mathbf{q}^2 + M_g^2)^2} \times \\ \times \left\{ \frac{3}{2} [1 - F_2^N(\mathbf{q}) F_1^D(\mathbf{q})] + \frac{1}{2} [F_2^D(\mathbf{q}) - F_2^N(\mathbf{q}) F_1^D(\mathbf{q})] \right\}. \quad (31)$$

Здесь $F_{1,2}^D(\mathbf{q})$ — одно- и двухкварковый формфакторы дикварка, определяемые как

$$F_1^D(\mathbf{q}) = \langle D_{\{3\}} | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_1} | D_{\{3\}} \rangle, \quad F_2^D(\mathbf{q}) = \langle D_{\{3\}} | e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)} | D_{\{3\}} \rangle. \quad (32)$$

Нуклон в данном случае трактуется как система qD , и двухчастичный формфактор $F_2^N(\mathbf{q})$ имеет вид

$$F_2^N(\mathbf{q}) = \langle N | e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_D)} | N \rangle. \quad (33)$$

Выражение (31) инфракрасно-стабильно. Это связано с тем, что длинноволновый глюон не в состоянии разрешить внутреннюю структуру дикварка. Поэтому ниже для упрощения формул будем считать $M_g = 0$. Расчеты показывают, что при выборе $M_g = m_\pi$ результаты меняются очень мало.

Для вычисления $F_{1,2}^D(\mathbf{q})$ и $F_2^N(\mathbf{q})$ используем ВФ дикварка и нуклона как системы qD в форме нерелятивистского осциллятора:

$$F_i^D(\mathbf{q}) = \exp(-\alpha_i^D \mathbf{q}^2) \quad (\alpha_1^D = r_D^2/6, \alpha_2^D = 2r_D^2/3), \quad (34)$$

$$F_2^N(\mathbf{q}) = \exp(-\alpha_2^N \mathbf{q}^2) \quad (\alpha_2^N = 2/3 (r_p^2 - r_D^2/3)). \quad (35)$$

Здесь r_D^2 — средний квадрат радиуса кварка.

Для вычисления $F_2^N(\mathbf{q})$ предположим доминирование в ВФ нуклона компоненты с $m_D \approx m_q$ [55]. Можно показать, однако, что величина $\sigma_{\{6\}}$ нечувствительна к форме ВФ нуклона.

Подставив (34), (35) в (31), получим

$$\sigma_{\{6\}} = \frac{4}{3} \pi \alpha_s^2 \left\{ \frac{3}{2} J(\alpha_2^D, \alpha_1^D + \alpha_2^N) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} I(\alpha_2^D, \alpha_2^D, \alpha_1^D + \alpha_2^N - \alpha_2^D) \right\}, \quad (36)$$

где

$$J(a, b) = a \ln \left(\frac{a+b}{a} \right) + b \ln \left(\frac{a+b}{b} \right);$$

$$I(a, b, c) = (a+b) \ln \left(\frac{a+b+c}{a+b} \right) +$$

$$+ (a+c) \ln \left(\frac{a+b+c}{a+c} \right) - a \ln \left(\frac{a+b+c}{a} \right).$$

В (36) α_i^D отличается от $\alpha_i^{\bar{D}}$, поскольку мы предполагаем далее учесть распределение по размеру дикварка в нуклоне.

Чтобы зафиксировать α_s в (34), как и в случае расчета $\sigma_{\{10\}}$, сначала определим α_s из условия $\sigma(NN \rightarrow N_{\{8\}}N_{\{8\}}) = \sigma_{\text{in}}$ (при $Mg = 0$ это приводит к $\alpha_s \approx 0,5$). Затем учтем по однопетлевой формуле изменение α_s , связанное с изменением средних импульсов глюонов при переходе от случая $\sigma(NN \rightarrow N_{\{8\}}N_{\{8\}})$ к случаю $\sigma_{\{6\}}$ (учет этого обстоятельства может быть важен, если дикварк имеет малый радиус).

Все вычисления будем проводить с двумя типами ВФ нуклона. В первом случае (обозначаемом I) положим $r_D = 0,7$ фм, что соответствует симметричной осцилляторной ВФ нуклона. Во втором случае (II) предположим существование 50% -ной примеси компоненты с компактным дикварком [48—53] с $r_D = 0,4$ фм. В этих двух случаях

$$\sigma_{\{6\}} \approx \begin{cases} 0,31\sigma_{\text{in}}^{NN} \approx 9 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ (I),} \\ 0,23\sigma_{\text{in}}^{NN} \approx 7 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ (II).} \end{cases} \quad (37)$$

Верхние и нижние значения здесь и далее соответствуют расчетам в вариантах I и II.

Далее, для вычисления аннигиляционного сечения (27) нужно оценить вероятность $P_{qD}^-(M)$. Используем следующую параметризацию для распределения \bar{q} в \bar{N} по переменной $x_+ = \frac{1}{2} (x + (x^2 + x_{\perp}^2)^{\frac{1}{2}})$, где $x_{\perp}^2 = 4m_{\perp}^2/s$, $m_{\perp}^2 = m_q^2 + \langle p_{q\perp}^2 \rangle$:

$$f_q^-(x_+) = C x_+^{-\alpha_R(0)} (1 - x_+)^{\beta-1}. \quad (38)$$

Здесь $\beta = 1 + \alpha_R(0) - 2\alpha_N(0)$, $\alpha_R(0) = 0,5$, $\alpha_N(0) = -0,5$.

Нормировочный фактор C фиксируется условием единичной вероятности обнаружения q в нуклоне:

$$C^{-1} = \frac{\Gamma[1 - \alpha_R(0)] \Gamma(\beta)}{\Gamma[\beta - \alpha_R(0) + 1]} = \frac{1}{1 - \alpha_R(0)} \left(\frac{m_q^2 + p_{q\perp}^2}{s |x_q^{\min}|} \right)^{1 - \alpha_R(0)}. \quad (39)$$

Здесь x_q^{\min} — минимальное значение фейнмановской переменной антикварка, заброшенного в область фрагментации нуклона (полага-

ем $x_{\bar{N}} = 1$). В этой области доминируют конфигурации с лидирующим дикварком, поэтому положим $x_{\bar{q}}^{\min} \approx -0,5$. К сожалению, невозможно пока корректно описать систему $\bar{q}qD$ и, в частности, корреляции их импульсов в области фрагментации нуклона. Тем не менее (39) слабо зависит от $x_{\bar{q}}^{\min}$ и качественно правильно отражает уменьшение фазового пространства кварков в начальных $\bar{N}N$ -взаимодействиях при уменьшении энергии.

Перепишем (38) при $x_+ \rightarrow 0$ в шкале быстрот в с.л.и.:

$$W_{\bar{q}}(y_{\bar{q}}) = C ((m_{\perp}/\sqrt{s}) e^y)^{1-\alpha_R(0)}. \tag{40}$$

Пренебрегая корреляцией импульсов \bar{q} и D , записываем вероятность $P_{\bar{q}D}^-(M)$ в виде

$$P_{\bar{q}D}^-(M) = \int_{y_{\bar{q}}^{\min} + \delta(M)}^{y_{\bar{q}}^{\min}} dy W_{\bar{q}}(y), \tag{41}$$

где

$$\delta(M) = \text{arch} ((M^2 - m_{q\perp}^2 - m_{D\perp}^2)/(2m_{q\perp}m_{D\perp})). \tag{42}$$

Минимальное значение быстроты антикварка $y_{\bar{q}}^{\min}$ определяется из условия $(m_q + m_D) \exp |y_{\bar{q}}^{\min}| / \sqrt{s} \approx 1$, которое, в свою очередь, следует из требования ограниченности фейнмановской переменной системы $\bar{q}D$: $|x_{\bar{q}D}^-| < 1$ [с учетом лидирования дикварка в распределении по импульсам в нуклоне считаем в (41), что $|y_D| > |y_{\bar{q}}|$].

Положив $M = 1 \text{ ГэВ}/c^2$, $m_{q\perp} \approx m_{D\perp} \approx 0,3 \text{ ГэВ}/c^2$ [54, 55], получим

$$P_{\bar{q}D}^-(M = 1 \text{ ГэВ}/c^2) \approx 1,7 \sqrt{s_0/s}, \tag{43}$$

$$s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2.$$

Подставив (37) и (43) в (27), получим сечение аннигиляции, см²:

$$\sigma_{\text{ann}}^{(7, a)} \approx \begin{cases} 30 \cdot 10^{-27} \sqrt{s_0/s} \text{ (I)}, \\ 24 \cdot 10^{-27} \sqrt{s_0/s} \text{ (II)}. \end{cases} \tag{44}$$

Обратимся теперь к диаграмме рис. 7, б. Вклад в сечение аннигиляции запишем в виде, аналогичном (27):

$$\sigma_{\text{ann}}^{(7, b)} \approx P_{\bar{q}q}^-(M) \sigma_{\{\bar{6}, 6\}}. \tag{45}$$

Здесь $P_{\bar{q}q}^-(M)$ — вероятность флуктуации в ВФ системы сталкивающихся $\bar{N}N$, в которой валентная пара $\bar{q}q$ имеет массу $M_{\bar{q}q} \leq M$.

$\sigma_{\{\bar{6}, 6\}}$ — сечение процесса $\bar{D}_{\{\bar{3}\}} D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow \bar{D}_{\{\bar{6}\}} D_{\{6\}}$, усредненное по три-

летным цветовым индексам начальных $\bar{D}_{\{3\}}$ и $D_{\{3\}}$:

$$\sigma_{\{\bar{6}, 6\}} = \frac{1}{9} \sum_{n, m=1}^3 \sigma_{\{\bar{6}, 6\}}^{n, m}, \quad (46)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{\{\bar{6}, 6\}}^{n, m} = & \frac{\alpha_s^2}{4} \int \frac{d^2 \mathbf{q}}{q^4} \sum_{\{\bar{6}\}, \{\bar{6}\}} \langle D_{\{\bar{3}\}_n} | \sum_{i=1}^2 \hat{\lambda}_i^\alpha e^{i \mathbf{q} \mathbf{r}_i} | D_{\{6\}} \rangle \times \\ & \times \langle D_{\{6\}} | \sum_{j=1}^2 \hat{\lambda}_j^\beta e^{-i \mathbf{q} \mathbf{r}_j} | D_{\{\bar{3}\}_n} \rangle \langle \bar{D}_{\{3\}_m} | \sum_{k=1}^2 (\hat{\lambda}_k^\alpha)^T e^{i \mathbf{q} \mathbf{r}_k} | \bar{D}_{\{\bar{6}\}} \rangle \times \\ & \times \langle \bar{D}_{\{\bar{6}\}} | \sum_{l=1}^2 (\hat{\lambda}_l^\beta)^T e^{i \mathbf{q} \mathbf{r}_l} | \bar{D}_{\{3\}_m} \rangle. \end{aligned} \quad (47)$$

Суммирование по пространственным и спин-изоспиновым частям ВФ $D_{\{6\}}$ и $\bar{D}_{\{\bar{6}\}}$ можно проводить, как и в (28), без учета принципа Паули. Учитывая также, что цветовая ВФ состояния $\{3\}$ — антисимметрична, а состояния $\{6\}$ — симметрична, (47) записываем в виде

$$\sigma_{\{\bar{6}, 6\}}^{n, m} = \frac{\pi \alpha_s^2}{4} C_{nm} \int_0^\infty \frac{dq^2}{(q^2 + M_g^2)^2} [1 - F_2^D(\mathbf{q})][1 - F_2^{\bar{D}}(\mathbf{q})]. \quad (48)$$

Фактор C_{nm} можно вычислить, используя (29) и (30):

$$C_{nm} = 5 + 9\delta_{nm}. \quad (49)$$

Так же как и в случае $\sigma_{\{6\}}$, выражение (48) для $\sigma_{\{\bar{6}, 6\}}$ инфракрасно-стабильно, что позволяет положить $M_g = 0$. При использовании такой же процедуры нормировки α_s , как в расчете $\sigma_{\{6\}}$, вычисления по формуле (48) дают

$$\sigma_{\{\bar{6}, 6\}} = \begin{cases} 8 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ (I)}, \\ 5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ (II)}. \end{cases} \quad (50)$$

Далее, фактор $P_{qq}^-(M)$ в (45) оценивается по формуле

$$P_{qq}^-(M) = \int_{|y_q, \bar{q}| < Y} W_{\bar{q}}(y_{\bar{q}}) W_q(y_q) \theta(\varepsilon - |y_q - y_{\bar{q}}|) dy_{\bar{q}} dy_q, \quad (51)$$

где $\varepsilon = 2 \operatorname{arch}(M/2m_{q\perp})$; $W_{\bar{q}}(y)$ определено в (40); $W_q(y) = W_{\bar{q}}(-y)$; $Y = \ln(x_0 \sqrt{s}/m_\perp)$, $x_0 \approx 1/3$. Фактор x_0 естественно возникает при замене гладкого распределения (38) в области фрагментации нуклона выражением (40) в шкале быстрой.

Интеграл (51) вычисляется с помощью замены переменных интегрирования на $(y_{\bar{q}} \pm y_q)$. Ограничение $|y_{\bar{q}, \bar{q}}| < Y$ учтем приближительно, уменьшив пределы интегрирования по переменной $(y_{\bar{q}} + y_q)/2$ на величину $\langle |\Delta y| \rangle$ — среднее значение быстрого интервала между \bar{q} и q :

$$\langle |\Delta y| \rangle = \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} d\Delta y \Delta y \exp[(1 - \alpha_R(0)) \Delta y] \times \times \left[\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} d\Delta y \exp[1 - \alpha_R(0) \Delta y] \right]^{-1}. \tag{52}$$

Проведя описанную процедуру расчетов, найдем

$$P_{\bar{q}q}^-(M) = 4C \left(\frac{M^2 - 4m_{q\perp}^2}{s} \right)^{1/2} \times \times \left\{ \ln \left(\frac{2x_0 \sqrt{s}}{M + (M^2 - 4m_{q\perp}^2)^{1/2}} \right) + \left(\frac{M - 2m_{q\perp}}{M + 2m_{q\perp}} \right)^{1/2} \right\}. \tag{53}$$

Наконец, объединив (45), (50) и (53), найдем вклад диаграммы рис. 7,б в сечение $\bar{N}N$ -аннигиляции, см⁻²:

$$\sigma_{\text{ann}}^{(7, б)} \approx \begin{cases} 28 \cdot 10^{-27} \sqrt{s_0/s} \text{ (I)}, \\ 18 \cdot 10^{-27} \sqrt{s_0/s} \text{ (II)}. \end{cases} \tag{54}$$

Из (44) и (54) видно, что суммарный вклад диаграмм рис. 7, а, б объясняет значительную часть наблюдаемого на опыте сечения аннигиляции.

Как уже говорилось, вклад диаграмм рис. 7,а,б в полное сечение $\bar{N}N$ -взаимодействия, показанный на рис. 8,а,б, есть часть померона, т. е. удовлетворяет гипотезе Эйлера — Харари [23]. Соответ-

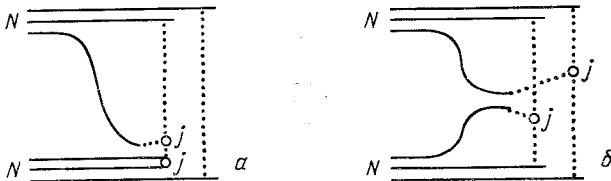


Рис. 16. Струнные конфигурации, образующиеся в NN -соударениях, с которыми связана компенсация аннигиляционных каналов в NN -соударениях, являющихся частью разреза померона (см. рис. 7, а, б)

ствующая часть померонного вклада в сечение NN -взаимодействия связана условием унитарности с процессами, показанными на рис. 16, а, б. Эти каналы NN -взаимодействия, компенсирующие аннигиляционные вклады механизмов рис. 7,а,б в разность полных

сечений $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{NN}$, соответствуют образованию пары NN с малой эффективной массой в области фрагментации одного из нуклонов (рис. 16, а) или в центральной области (рис. 16, б).

Непланарные аннигиляционные поправки к реджеонам. Рассмотрим теперь аннигиляционный механизм с кварковым обменом (см. рис. 7, в). В этом механизме образуется комбинация двух qq -струн (см. рис. 8, в), которые в основном распадаются на мезоны. Поэтому не возникает необходимости оценки парциальных вероятностей распада на мезоны, как это было для механизмов аннигиляции, связанных с разрезом померона. Однако оценка сечения аннигиляции соответствующего диаграмме на рис. 7, в, затрудняется отсутствием последовательной динамической схемы qq -реджеонов. Мы оценим вклад аннигиляционного разреза диаграммы рис. 9, в в σ_{ann}^{NN} при двух различных предположениях относительно структуры реджеонного обмена, назовем их А и Б.

В варианте А будем считать, что кварки, которыми обмениваются адроны, испускают и поглощают глюоны, и этот процесс описывается планарной диаграммой [61].

В варианте Б будем считать, что цветовой индекс кварка не меняется вдоль кварковой линии, глюоны не излучаются. Кварковый обмен выделяет некоторую редкую конфигурацию в ВФ нуклона [46, 62].

В варианте А в главном по $1/N$ -приближении можно пренебречь изменением триплетных цветовых индексов \bar{D} и D после двухглюонного обмена на диаграмме рис. 9, в. Вклад в амплитуду NN -рассеяния диаграммы рис. 9, в запишем в виде

$$\Delta_{\{\bar{6}, 6\}} T_R(b) = -\Gamma_{\{\bar{6}, 6\}}(b) T_R^{01}(b). \quad (55)$$

Здесь $\Gamma_{\{\bar{6}, 6\}}(b)$ — функция профиля упругой амплитуды $\bar{D}D$ -рассеяния, вычисленная в двухглюонном приближении с промежуточным состоянием $\{\bar{6}\}$ — $\{6\}$. Обозначение $\Delta_{\{\bar{6}, 6\}} T_R(b)$ подчеркивает тот факт, что это — поправка к затравочной реджевской амплитуде T_R^0 . В (55) считается, что центры тяжести нуклона и дикварка в плоскости прицельных параметров совпадают, поскольку последний несет основную долю импульса нуклона.

Параметризуем функции $\Gamma_{\{\bar{6}, 6\}}(\mathbf{b})$ и $T_R^0(\mathbf{b})$ в гауссовой форме:

$$\Gamma_{\{\bar{6}, 6\}}(\mathbf{b}) = (\sigma_{\{\bar{6}, 6\}}/8\pi\lambda_{\{\bar{6}, 6\}}) \exp(-\mathbf{b}^2/4\lambda_{\{\bar{6}, 6\}}); \quad (56)$$

$$T_R^0(\mathbf{b}) = T_R^0(0) \exp(-\mathbf{b}^2/4\lambda_R). \quad (57)$$

Параметр $\lambda_{\{\bar{6}, 6\}}$ можно оценить как $\lambda_{\{\bar{6}, 6\}} \approx r_D^2/3$. Точное значение $\lambda_{\{\bar{6}, 6\}}$ несущественно, так как радиус дикварка мал по сравнению с радиусом взаимодействия при реджеонном обмене.

Перепишем (55) в импульсном представлении при $q = 0$ в виде

$$\Delta_{\{\bar{6}, 6\}} T_R(q=0) = -K_{\{\bar{6}, 6\}}^R T_R^0(q=0),$$

где

$$K_{\{\bar{6}, 6\}}^R = \sigma_{\{\bar{6}, 6\}} / 8\pi (\lambda_R + \lambda_{\{\bar{6}, 6\}}). \quad (58)$$

Из феноменологического анализа [63] данных при энергиях 10—20 ГэВ следует, что $\lambda_\omega \approx 11$ (ГэВ/с) $^{-2}$, $\lambda_f \approx 5$ (ГэВ/с) $^{-2}$. Соответственно из (50) и (58) получаем

$$K_{\{\bar{6}, 6\}}^f \approx \begin{cases} 0,1 & \text{(I)} \\ 0,066 & \text{(II)} \end{cases}, \quad (59)$$

$$K_{\{\bar{6}, 6\}}^\omega \approx \begin{cases} 0,065 & \text{(I)} \\ 0,045 & \text{(II)} \end{cases}. \quad (60)$$

Эту поправку к реджеонному вкладу в амплитуду рассеяния можно связать с сечением аннигиляции с помощью правил разрезания АГК [64]:

$$\sigma_{\text{ann}}^{(f, \omega)} = 2K_{\{\bar{6}, 6\}}^f \sigma_f^0 + 2K_{\{\bar{6}, 6\}}^\omega \sigma_\omega^0. \quad (61)$$

Для вычисления сечения аннигиляции необходимо теперь оценить затравочные реджеонные вклады σ_f^0 и σ_ω^0 в полное сечение. Начнем с σ_ω^0 . Из экспериментальных данных известен лишь эффективный вклад ω -реджеона

$$\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp} = 2\sigma_\omega^{\text{eff}} = 2(\sigma_\omega^0 - \sigma_\omega^{\text{abs}}), \quad (62)$$

где $\sigma_\omega^{\text{abs}}$ включает в себя помимо $\Delta_{\{\bar{6}, 6\}} \sigma_\omega$ другие поправки, рассмотренные ниже.

Наличие морских глюонов делает возможным также промежуточные состояния дикварков $\{\bar{6}\} - \{\bar{3}\}$ и $\{3\} - \{6\}$ на рис. 9, в. Но в отличие от состояния $\{\bar{6}\} - \{6\}$, рассмотренного выше, эти поправки не дают вклада в аннигиляцию, а связаны соотношением унитарности с процессами, где нуклон или антинуклон забрасывается в центральную область. Экранирующая поправка к затравочной амплитуде T_ω^0 , обусловленная графиком рис. 9, в, с промежуточными состояниями дикварков $\{\bar{6}\} - \{\bar{3}\}$ и $\{3\} - \{6\}$ может быть вычислена по формуле (58) с заменой $\sigma_{\{\bar{6}, 6\}}$ на $2\sigma_{\{3, 6\}}$. Сечение процесса $\bar{D}_{\{3\}} D_{\{3\}} \rightarrow \bar{D}_{\{\bar{6}\}} D_{\{3\}}$, усредненное по цветовым индексам началь-

ных состояний, запишем в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{\{3, 6\}} &= \frac{\alpha_s^2}{36} \sum_{n, m} \int \frac{d^2\mathbf{q}}{(\mathbf{q}^2 + M_g^2)^2} \times \\ &\times \sum_{\{6\}, \{3\}} \langle \bar{D}_{\{3\}n} | \sum_{i=1}^2 \hat{\lambda}_i^\alpha e^{i\mathbf{q}r_i} | \bar{D}_{\{6\}} \rangle \langle \bar{D}_{\{6\}} | \sum_{j=1}^2 \hat{\lambda}_j^\beta e^{i\mathbf{q}r_j} | \bar{D}_{\{3\}m} \rangle \times \\ &\times \langle D_{\{3\}m} | \sum_{k=1}^2 (\hat{\lambda}_k^\alpha)^T e^{-i\mathbf{q}r_k} | D_{\{3\}'} \rangle \langle D_{\{3\}'} | \sum_{l=1}^2 (\hat{\lambda}_l^\beta)^T e^{-i\mathbf{q}r_l} | D_{\{3\}m} \rangle. \end{aligned} \quad (63)$$

Мы вынуждены оставить здесь массу глюона M_g , эффективно учитывающую конфайнмент, поскольку выражение для $\sigma_{\{3, 6\}}$ в отличие от $\sigma_{\{6\}}$ и $\sigma_{\{6, 6\}}$ инфракрасно расходится.

Используя соотношения (29) и (30), запишем (63) в виде

$$\sigma_{\{3, 6\}} = \frac{2\pi\alpha_s^2}{3} \int_0^\infty \frac{dq^2}{(q^2 + M_g^2)^2} [1 + F_2^D(\mathbf{q})] [1 - F_2^{\bar{D}}(\mathbf{q})]. \quad (64)$$

Положив здесь для простоты $F_2^D(\mathbf{q}) = F_2^{\bar{D}}(\mathbf{q})$ и воспользовавшись параметризацией (34), найдем

$$\sigma_{\{3, 6\}} = \frac{8}{9} \pi \alpha_s^2 r_D^2 \exp\left(-\frac{4}{3} r_D^2 M_g^2\right) \text{Ei}\left(-\frac{4}{3} r_D^2 M_g^2\right). \quad (65)$$

Зафиксировав $M_g = m_\pi$, из нормировки на $\sigma_{\text{in}}^{\text{NN}}$ получим $\alpha_s = 0,7$. Тогда из (58) и (65)

$$K_{\{3, 6\}}^\omega = \begin{cases} 0,14 \text{ (I)}, \\ 0,1 \text{ (II)}. \end{cases} \quad (66)$$

Кроме этого, имеются поправки от обычных ω^{P} -ветвлений (без расщепления триплетных дикварков), которые дают $K^{\omega^{\text{P}}} \approx 0,25$. Добавив сюда (60) и (66), найдем из (62) относительный вклад затравочного ω -реджеона

$$\sigma_\omega^0 / \Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp} = \begin{cases} 0,9 \text{ (I)}, \\ 0,83 \text{ (II)}. \end{cases} \quad (67)$$

Соотношение между затравочными f - и ω -реджеонами зависит от степени нарушения обменного вырождения. Фит экспериментальных данных в квазиэikonальной модели [63] дает сильное нарушение: $\sigma_f / \sigma_\omega \approx 2,7$. В этом случае вклад механизма, соответствующего рис. 7, в, согласно (59)–(61) в варианте А равен

$$(\sigma_{\text{ann}}^{(7, b)} / \Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp})_A \approx \begin{cases} 0,6 \text{ (I)}, \\ 0,36 \text{ (II)}. \end{cases} \quad (68)$$

В варианте Б сопровождающие глюоны отсутствуют, поэтому в промежуточном состоянии на рис. 9, в возможна только система

$\{\bar{6}\} - \{6\}$. Другим отличием от варианта А является цветовой фактор $7/4$, который следует ввести в правую часть выражения (58). В этом можно убедиться, воспользовавшись формулой (49) для коэффициентов C_{nm} . Процедура, аналогичная варианту А, приводит к оценке

$$(\sigma_{\text{ann}}^{(7, b)}/\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp})_{\text{в}} \approx \begin{cases} 0,95 \text{ (I),} \\ 0,55 \text{ (II).} \end{cases} \quad (69)$$

Следует подчеркнуть, что оценки (68), (69) имеют теоретическую неопределенность около 100 %. Например, они сильно зависят от степени нарушения $\omega - f$ -обменного вырождения. Феноменологический подход [65], основанный на расчетах [66] померонной амплитуды в теории возмущений КХД, хорошо описывает данные ускорителей и космических лучей по полным сечениям и недавно полученные данные $S\bar{p}pS$ -коллайдера для фазы упругого рассеяния. Результаты анализа демонстрируют слабое нарушение обменного вырождения: $\sigma_f/\sigma_{\omega} \approx 1,2$. В таком случае значение величин в правых частях соотношений (68), (69) следует уменьшить вдвое.

Учитывая, что на опыте $\sigma_{\text{ann}}^{pp} \approx \Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$, из (68), (69) видим, что механизм рис. 7, в может вносить значительный вклад в сечение $\bar{p}p$ -аннигиляции в области промежуточных энергий. Интересно, что наличие этого механизма аннигиляции не только не увеличивает $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$, но, напротив, приводит к отрицательному вкладу в разницу сечений $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий.

Обсуждение результатов анализа предасимптотических механизмов $\bar{N}N$ -аннигиляции. Суммируя оценки (44), (54) и (68) [или (69)], видим, что механизмы, связанные с диаграммами рис. 7, а, б, в, дают вклад в сечение $\bar{p}p$ -аннигиляции, качественно согласующийся с экспериментальными данными при $E_{\text{лаб}} \lesssim 12$ ГэВ ($(\sigma_{\text{ann}}^{pp})_{\text{exp}} \simeq C (s_0/s)^{0,56}$, $C \approx 70 \cdot 10^{-27}$ см², $s_0 = 1$ ГэВ² [20]). Наблюдаемое на опыте приблизительное равенство σ_{ann}^{pp} и $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$ с точки зрения рассмотренных механизмов представляется случайным. Действительно, уменьшение размера дикварка приведет к уменьшению σ_{ann}^{pp} , но практически не скажется на $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$. Однако важно, что энергетическая зависимость сечения аннигиляции для механизмов рис. 7, а, б, в должна совпадать с энергетической зависимостью $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$. Следует сказать, что на опыте наряду с соотношением $\sigma_{\text{ann}}^{pp} \approx \Delta\sigma_{\text{tot}}^{pp}$ при $n \geq 4$ неплохо выполняется и более сильное соотношение $(\sigma_{\text{ann}}^{pp})_n \approx \Delta\sigma_n$ [20, 67]. Корректный анализ отношения $(\sigma_{\text{ann}}^{pp})_n$ к $\Delta\sigma_n$ в предлагаемой схеме при энергиях 10—20 ГэВ вряд ли возможен, так как энергии отдельных струн малы и на распределения по множественности существенно влияет природа конечных адронных состояний, которые различны в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях.

Важно отметить, что рассмотренные выше три преасимптотических механизма аннигиляции позволяют решить уже упоминавшуюся старую проблему, состоящую в кажущемся противоречии центрального характера $p\bar{p}$ -аннигиляции и периферичности разности амплитуд $p\bar{p}$ - и pp -рассеяния в плоскости прицельных параметров $[\Delta T_{pp}(b)]$ [20]. Действительно, механизмы $p\bar{p}$ -аннигиляции, связанные с разрезанием померона, не дают вклада в $\Delta T_{pp}(b)$. Общий эффект механизма рис. 7, *в*, как видно из (55), (56), сводится к дополнительной экранировке затравочной реджеонной амплитуды в центральной области прицельных параметров ($b \lesssim r_D$), что делает $\Delta T_{pp}(b)$ еще более периферической*. При этом центральный характер аннигиляции объясняется тем, что для всех трех механизмов вероятности переходов $D_{\{3\}} \rightarrow D_{\{6\}}$ не малы только при центральных соударениях со значениями прицельного параметра $b \lesssim r_D$ (помним, что в b -плоскости центр масс дикварка близок к центру масс нуклона, так как почти весь продольный импульс нуклона приходится на дикварк). В отличие от аннигиляционных каналов в неаннигиляционных неупругих взаимодействиях характерные значения прицельного параметра определяются не размером дикварка, а размером нуклона, что делает их более периферичными.

При анализе экспериментальных данных вывод о более центральном характере аннигиляционных событий по сравнению с неаннигиляционными делается из того, что средние поперечные импульсы адронов в первом случае оказываются больше, чем во втором [20]. Это различие с точки зрения механизмов рис. 7 должно быть связано с более высоким поперечным импульсом концов струн для конфигураций рис. 8 по сравнению со струнными конфигурациями неаннигиляционных событий, не сопровождающихся расщеплением дикварков. Это является следствием того, что импульс глюонов и ферми-импульс кварков в дикварке, из которых складывается поперечный импульс концов струн, для аннигиляционных механизмов определяется обратным размером дикварка, а в случае неаннигиляционных событий без разрушения дикварков импульс глюона и ферми-импульс кварков (или дикварков) в нуклоне определяются обратным размером нуклона. На данный эффект существенное влияние может оказывать наличие в ВФ нуклона компоненты с компактным ud -дикварком [48—53].

Повышенная величина $\langle p_{\perp} \rangle$ в аннигиляционных событиях обычно [20] объясняется тем, что аннигиляция связана с мультипериферическими диаграммами с обменом барионами с $m \simeq 1$ ГэВ/ c^2 . Мультипериферическая модель, однако, не может объяснить зависимость

* Возможно, что именно с пренебрежением этой дополнительной экранировкой связана необходимость введения больших значений коэффициентов, дивергентного усиления ω^P -ветвлений для описания эффекта кроссовера в $p\bar{p}$ -рассеянии в квазиэikonальной модели [63].

$\langle p_{\perp} \rangle$ от фейнмановской переменной x . Характерной особенностью аннигиляционных событий в $\bar{p}p$ -взаимодействии при $p_{\text{лаб}} \ll \ll 12$ ГэВ/с [20] является быстрый рост $\langle p_{\perp} \rangle$ при увеличении x . Поперечный импульс меняется от значений $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,2 \div 0,3$ ГэВ/с при $x \approx 0$ до $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,8 \div 0,9$ ГэВ/с при $x \approx 0,5$. Несколько меньший рост $\langle p_{\perp} \rangle$ с x наблюдался также в эксклюзивных аннигиляционных каналах в $\bar{p}p$ -аннигиляции при $p_{\text{лаб}} = 32$ ГэВ/с [27]. Как известно [68], рост $\langle p_{\perp} \rangle$ с x наблюдается и в неаннигиляционных процессах. Однако в этом случае эффект значительно слабее ($\langle p_{\perp} \rangle$ достигают $\sim 0,4 \div 0,5$ ГэВ/с при $x \sim 0,5$ [69]). Эффект «чайки» находит естественное объяснение в модели цветных струн. Действительно, адроны в областях фрагментации начальных частиц образуются в результате распадов на секции V -образной конфигурации двух триплетных струн, что приводит к росту $\langle p_{\perp} \rangle$ с увеличением x . Проведенные выше оценки вкладов в $\sigma_{\text{анн}}^{\bar{N}N}$ от механизмов рис. 7, а, б, в показывают, что вероятность того, что адроны в области фрагментации N (или \bar{N}) образуются в результате распада конфигурации с ЦУ в области фрагментации N (или \bar{N}) (диаграмма рис. 8, а), невелика (около 20 %). Поэтому, как и в случае неаннигиляционных событий, их рождение в первом приближении можно представить как процесс адронизации V -образной конфигурации триплетных струн. При этом, ввиду более высоких поперечных импульсов концов струн в аннигиляционных событиях по сравнению с неаннигиляционными, зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от x в первом случае должна быть более крутой. Расчеты зависимости $\langle p_{\perp} \rangle$ от x в $N\bar{N}$ -взаимодействиях проводились в рамках МКГС в работе [8]. Было получено неплохое описание опытных данных. Для аннигиляционных механизмов рис. 7 расчеты $\langle p_{\perp} \rangle(x)$ были выполнены в [70]. Было показано, что при учете компоненты ВФ нуклона с компактным дикварком можно воспроизвести эффект чайки в $\bar{p}p$ -аннигиляции.

В заключение обсуждения преасимптотических механизмов $\bar{p}p$ -аннигиляции коснемся вопроса об отношении средних множественностей в аннигиляционных и в неаннигиляционных каналах. Экспериментально замечено (при $E_{\text{лаб}} \sim 10$ ГэВ), что средняя множественность в $\bar{p}p$ -аннигиляции превышает среднюю множественность в pp -взаимодействиях: $\langle n \rangle_{\text{анн}} / \langle n \rangle_{pp} \approx 1,5$. Обычно это считается [1, 15, 16, 20—22] важным аргументом в пользу доминирования механизма аннигиляции с трехлистной топологией (см. рис. 3, в). Покажем, однако, что наблюдаемое на опыте отношение $\langle n \rangle_{\text{анн}} / \langle n \rangle_{pp}$ лучше согласуется с двухлиственными механизмами аннигиляции.

Воспользуемся результатами фита [5] данных о e^+e^- -аннигиляции и глубоконеупругом рассеянии для средних множественностей частиц, рожденных при адронизации qq - и Dq -струн:

$$\langle n \rangle_{qq} = 2,1 + 0,85 \ln(s/s_0), \quad \langle n \rangle_{Dq} = 0,8 + 0,9 \ln(s/s_0), \quad s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2. \quad (70)$$

Видно, что при невысоких энергиях $\langle n \rangle_{\bar{q}q}$ заметно превышает $\langle n \rangle_{Dq}$. Используя (70) для $E_{\text{лаб}} \approx 10$ ГэВ, в случае трехлистрного механизма аннигиляции можно получить $\langle n \rangle_{\text{анн}} / \langle n \rangle_{pp} \approx 1,9$ (с учетом того, что разрезу померона в pp -рассеянии соответствуют две Dq -струны). Таким образом, для трехлистрного механизма аннигиляции предсказывается величина $\langle n \rangle_{\text{анн}} / \langle n \rangle_{pp}$, заметно превышающая наблюдаемую на опыте. Напротив, для механизмов рис. 8, для которых множественность должна быть близка к множественности двух $\bar{q}q$ -струн, получается $\langle n \rangle_{\text{анн}} / \langle n \rangle_{pp} \approx 1,55$, что хорошо согласуется с экспериментом.

4. ЗАБРОС БАРИОННОГО ЧИСЛА ЧЕРЕЗ БОЛЬШОЙ ИНТЕРВАЛ БЫСТРОТЫ

Вывод формулы для сечения инклюзивного процесса $\bar{p}h \rightarrow pX$ в центральной области быстрой. При оценках вклада в $\sigma_{\text{анн}}^{pp}$ предасимптотических механизмов $\bar{p}p$ -аннигиляции значительные неопределенности возникают за счет погрешностей в оценках парциальных

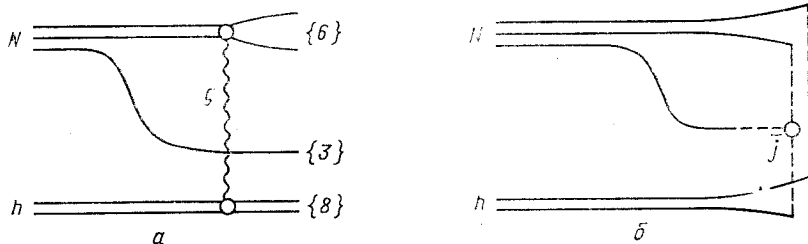


Рис. 17. Механизм заброса барионного числа в центральную область быстрой, связанный с расщеплением дикварка и наличием медленного валентного кварка в волновой функции нуклона:

а — диаграмма теории возмущений для первой стадии Nh -взаимодействия; б — струнная конфигурация, образующаяся на непертурбативной стадии Nh -взаимодействия

вероятностей распадов конфигурации M_4^j в мезоны (для диаграмм рис. 7, а, б), незнания цветовой структуры $\bar{q}q$ -реджеонов и степени нарушения обменного вырождения ω - и f -реджеонов (для диаграммы рис. 7, в). Поэтому качественное согласие суммарного вклада механизмов рис. 7 в сечение $\bar{p}p$ -аннигиляции с наблюдаемым на опыте $\sigma_{\text{анн}}^{pp}$ при $E_{\text{лаб}} \sim 10$ ГэВ еще не может рассматриваться как убедительное подтверждение правильности оценок сечений образования струнных конфигураций с дикварками в секстетных цветовых состояниях. Для проверки предлагаемой схемы генерации новых струнных конфигураций очень подходит сравнение расчетных и экспериментальных инклюзивных сечений процессов типа $\bar{p}h \rightarrow pX$ с забросом протона в центральную область быстрой.

В нашем подходе существует механизм заброса протона в центральную область быстрот в ph -соударениях, близкий по своей природе к связанным с разрезанием померона предасимптотическим механизмам аннигиляции. Этот механизм описывается диаграммой рис. 17, а, на которой изображен процесс с переходом $D_{\{3\}} \rightarrow D_{\{6\}}$ в результате обмена глюоном между дикварком и адроном h при условии, что валентный кварк в ВФ ph -системы находится в центральной области быстрот. Этот механизм приводит к образованию струнной конфигурации, изображенной на рис. 17, б. Ее распад сопровождается образованием бариона в центральной области быстрот. Действительно, если медленный валентный кварк на диаграмме рис. 17, а находится в пространстве быстрот на значительном расстоянии от областей фрагментации начальных частиц, то быстроту протона, образующегося при адронизации струнной конфигурации рис. 17, б, можно отождествить с быстротой кварка. Тогда инклюзивное сечение процесса $ph \rightarrow pX$ в центральной области быстрот, связанное с механизмом рис. 17, а можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{dy}(ph \rightarrow pX) \approx K \tilde{\sigma}_{\{6\}} W_q(y). \quad (71)$$

Здесь K — спин-изоспиновый фактор; $W_q(y)$ — распределение по быстрой для валентного кварка в ВФ ph -системы; $\tilde{\sigma}_{\{6\}}$ — сечение процесса $D_{\{3\}}h \rightarrow D_{\{6\}}h_{\{8\}}$. Заметим, что при вычислении $\tilde{\sigma}_{\{6\}}$ должны учитываться все октетные состояния адрона h . Поэтому для $h = N$ $\tilde{\sigma}_{\{6\}}$ не совпадает с входящим в (27) сечением $\sigma_{\{6\}}$, при расчете которого нуклон рассматривался как $qD_{\{3\}}$ -система в начальном и конечных состояниях. Простое вычисление с использованием (29), (30) приводит к следующей формуле для $\tilde{\sigma}_{\{6\}}$:

$$\tilde{\sigma}_{\{6\}} = \frac{4\pi\alpha_s^2 n_h}{3} \int_0^\infty \frac{dq^2}{(q^2 + M_g^2)^2} [1 - F_D(q)] [1 - F_h(q)], \quad (72)$$

где

$$F_h(q) = \langle h | \exp[iq(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] | h \rangle$$

— двухкварковый формфактор адрона h . Выражение (72), как и формулы $\sigma_{\{6\}}$, $\sigma_{\{6,6\}}$, инфракрасно-стабильно. Поэтому для оценки $\tilde{\sigma}_{\{6\}}$ можно положить в (72) $M_g = 0$. Используя для нормировки α_s в (72) такую же процедуру, как в разд. 2, 3, из формулы (72) для вариантов модельной ВФ нуклона I и II можно получить

$$\sigma_{\{6\}}(h = p, \bar{p}) = \begin{cases} 15 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ (I),} \\ 11 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ (II).} \end{cases} \quad (73)$$

Величина $W_q(y)$ определяется формулой (40). При анализе данных по процессу $ph \rightarrow pX$ мы, однако, будем вычислять нормировочный фактор C , входящий в (40), не по формуле (39), а по более точной формуле, учитывающей влияние дополнительных $\bar{q}q$ -пар в ВФ ph -системы [6, 7]:

$$C_{\text{eff}} = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{\sigma_{\text{in}}^n}{\sigma_{\text{in}}}. \quad (74)$$

Здесь σ_{in}^n — вклад в σ_{in} , связанный с разрезанием n померонов, который, следуя [6, 7], будем вычислять в эйконоальной модели; C_n — нормировочный фактор в формуле для распределения валентных кварков при наличии дополнительных $n - 1$ $\bar{q}q$ -пар в ВФ нуклона, формула для C_n получается из (39) заменой $\beta \rightarrow \beta - n + 1$ [6, 7]. При энергиях ISR формула (74) приводит к увеличению C_{eff} по сравнению с предсказанием формулы (39) примерно на 15%. Отметим, что при использованном способе определения $W_q(y)$ этот фактор в формуле (71) фактически можно считать извлекаемым из экспериментальных данных. Действительно, в МКГС рост инклюзивных спектров в центральной области быстрот, связанный с диаграммами типа недоразвитого цилиндра, оказывается жестко связанным с вероятностью обнаружения валентного кварка в центральной области быстрот. В то же время расчеты показывают, что при использованном подходе к определению $W_q(y)$ рост инклюзивных спектров при $y \approx 0$ для $\bar{p}p$ - и pp -соударений воспроизводится хорошо.

Спин-изоспиновый фактор K , входящий в (71), оценим при следующих упрощающих предположениях:

а) будем учитывать только образование октетных и декуплетных по $SU(3)_F$ состояний барионов при адронизации струнной конфигурации рис. 17, б;

б) вероятность рождения $s\bar{s}$ -пар будем считать подавленной на фактор $1/3$ по сравнению с вероятностью рождения нестранных $\bar{q}q$ -пар;

в) отношение функций распределения валентных u - и d -кварков в ВФ протона примем равным двум.

При этих предположениях получается $K \approx 0.5$.

Окончательная формула для вклада механизма рис. 17, а в инклюзивное сечение процесса $ph \rightarrow pX$ при $y \sim 0$ для $h = p$, \bar{p} имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dy}(ph \rightarrow pX) \simeq \left(\sqrt{\frac{s_0}{s}} \right)^{1-\alpha_R(0)} \times \\ \times \left\{ \exp[y(1-\alpha_R(0))] + \varepsilon \exp[-y(1-\alpha_R(0))] \right\} \begin{cases} 4,7 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ (I)}, \\ 3,5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ (II)}, \end{cases} \quad (75)$$

где

$$\varepsilon = \begin{cases} 0, & h = \bar{p} \\ 1, & h = p \end{cases}, \quad s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2.$$

Формула для инклюзивного сечения процесса $p\bar{p} \rightarrow \bar{p}X$ получается из (75) заменой $y \rightarrow -y$ (мы считаем, что для начального протона $y > 0$).

Наряду с рассмотренным механизмом заброса барионов в центральную область быстрот, природа которого тесно связана с предасимптотическими механизмами аннигиляции, существует также механизм заброса барионов через большой интервал быстроты, который, как и асимптотический механизм $B\bar{B}$ -аннигиляции, связан с обменом

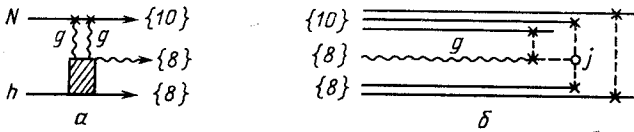


Рис. 18. Механизм заброса барионного числа в центральную область быстрот, связанный с декуплетным цветовым обменом:

a — диаграмма теории возмущений для пертурбативной стадии Nh -взаимодействия; *b* — струнная конфигурация, образующаяся на непертурбативной стадии процесса Nh -взаимодействия для механизма рис. *a*

парой глюонов в состоянии $\{10\}$ по цвету. Этот механизм описывается диаграммами типа рис. 18, *a*. Разлет кварков и глюона, соответствующих конечному состоянию теоретико-возмущенческих диаграмм вида рис. 18, *a*, на непертурбативной стадии процесса должен приводить к образованию струнной конфигурации рис. 18, *b*. Ее адронизация сопровождается появлением бариона в центральной области быстрот. Оценки вклада механизма рис. 18, *a* в $\frac{d\sigma}{dy}(p\bar{p} \rightarrow pX)$, выполненные в [41], дают значение, не превышающее $\sim 0,1 \cdot 10^{-27} \text{см}^2$. Для энергий ISR сечение, предсказываемое формулой (75), превосходит это значение на фактор $\sim 10-20$. Поэтому ниже при анализе данных ISR мы не будем учитывать механизм рис. 18, *a*.

Заброс протонов через большой интервал быстроты в ph -соударениях. Сравнение с экспериментом. Формула (75) не учитывает вклад в сечение процесса $ph \rightarrow pX$ от протонов, которые образуются в результате рождения морских $p\bar{B}$ -пар в центральной области быстрот. Поэтому предсказания формулы (75) следует сравнивать не с наблюдаемым на опыте сечением $\frac{d\sigma}{dy}(ph \rightarrow pX)$, а с разностью экспериментальных сечений процессов $ph \rightarrow pX$ и $ph \rightarrow \bar{p}X$. На рис. 19 приведены точки для $\Delta \frac{d\sigma}{dy}(pp) = \frac{d\sigma}{dy}(pp \rightarrow pX) - \frac{d\sigma}{dy}(pp \rightarrow \bar{p}X)$ при $y = 0$, полученные из данных ISR [71]. Предсказания

формулы (75) для вариантов ВФ нуклона I и II, также приведенные на рис. 19, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Об этом говорит и подгонка данных при помощи параметризации $\Delta \frac{d\sigma}{dy}(pp) |_{y=0} = b \left(\frac{s}{1 \Gamma^2 \text{Б}^2} \right)^{-\beta/2}$, которая дает $b = (8,7 \pm 6,4) \times 10^{-27} \text{ см}^2$; $\beta = 0,46 \pm 0,21$. Эти значения близки к ожидаемым для механизма рис. 17, а [см. формулу (75)].

Представляет интерес также проверка предсказываемой формулой (75) зависимости сечения заброса протона от y . В работе [72]

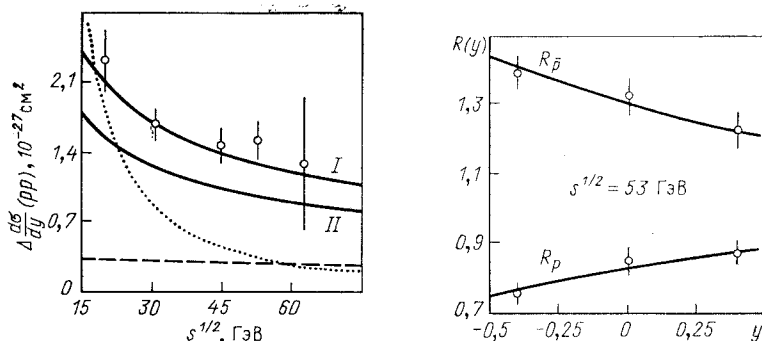


Рис. 19. Разница сечений рождения p и \bar{p} при $y = 0$ в pp -соударении при энергиях ISR [71]:

кривые I и II соответствуют выражению (75); пунктирная линия показывает вклад от фрагментации дикварка [73] в протон; штриховая указывает вклад, связанный с различием вероятностей фрагментации кварка в p и \bar{p}

Рис. 20. Данные [72] для отношения $R_{p(\bar{p})}(y)$, определенного в (76):

кривые показывают результаты фита с помощью выражения (77) при значениях параметров (78)

были измерены инклюзивные сечения образования протонов и антипротонов в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях в интервале $-0,4 < y < 0,4$. Результаты были представлены в виде отношения

$$R_{p(\bar{p})} = \frac{d\sigma(p\bar{p} \rightarrow p(\bar{p})X)/dy}{d\sigma(pp \rightarrow p(\bar{p})X)/dy}. \quad (76)$$

Для проверки предсказываемой в (75) зависимости от y обработаем данные работы [72] следующим образом. Параметризуем в (76) инклюзивные сечения в виде (считаем, что быстрота начального протона больше нуля):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy}(p\bar{p} \rightarrow \bar{p}X) &= \delta\alpha + \beta e^{-\tau y}; \\ \frac{d\sigma}{dy}(pp \rightarrow \bar{p}X) &= \alpha; \\ \frac{d\sigma}{dy}(p\bar{p} \rightarrow pX) &= \delta\alpha + \beta e^{\tau y}; \\ \frac{d\sigma}{dy}(pp \rightarrow pX) &= \alpha + \beta(e^{\tau y} + e^{-\tau y}). \end{aligned} \quad (77)$$

Здесь первые члены соответствуют морским протонам и антипротонам. Фактор δ введен для учета возможного отличия сечений рождения морских частиц в $\bar{p}p$ - и pp -соударениях. Последние слагаемые в (77) соответствуют заброшенным протонам и антипротонам. Подгонка свободных параметров в (77) из сравнения с полученными в [72] значениями $R_{p, \bar{p}}$ дает

$$\tau = 0,76 \pm 0,22; \delta = 1,01 \pm 0,02; \beta/\alpha = 0,3 \pm 0,03. \quad (78)$$

Факторы $R_{p, \bar{p}}$, вычисленные с этими значениями параметров и полученные по экспериментальным сечениям в [72], приведены на рис. 20. Видно, что функциональная зависимость от y воспроизводится хорошо. Важно, что при этом значении параметра τ оказалось в пределах погрешностей, согласующимся с ожидаемым из (75) $\tau = 1 - \alpha_R(0) \approx 0,57$ [считаем $\alpha_R(0) = \alpha_\omega(0)$]. Значение параметра δ в пределах погрешностей также согласуется с отношением инклюзивных сечений заряженных частиц в $\bar{p}p$ -и pp -взаимодействиях.

Таким образом, экспериментальные данные [71, 72] хорошо согласуются с механизмом заброса протонов, связанным с диаграммой рис. 17, а. В то же время поведение $\Delta \frac{d\sigma}{dy}(pp)$, наблюдавшееся в [71], не удалось бы описать в стандартной МКГС без учета переходов $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$. Расчеты спектров протонов в этом варианте МКГС выполнялись в [73], где, однако, не проводилось сравнение с данными [71]. При отсутствии переходов $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$ отличие $\Delta \frac{d\sigma}{dy}(pp) |_{y=0}$ от нуля связано с отличием функций фрагментации $D_B^p(z)$ от $D_B^{\bar{p}}(z)$ и $D_q^p(z)$ от $D_q^{\bar{p}}(z)$. На рис. 19 приведены вклады этих двух механизмов в $\Delta \frac{d\sigma}{dy}(pp) |_{y=0}$, вычисленные с функциями фрагментации из работы [73] (считается, что переходов $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$ нет). Мы не описываем технику расчетов, так как она изложена в [73]. Отметим только, что так как речь идет об области $y \sim 0$, то в отличие от [73] мы учитывали заброс протонов из обоих начальных протонов в случае pp -соударений. Как видно из рис. 19, вклад механизма, связанного с фрагментацией дикварков, быстро убывает с энергией ($\sim s^{-1}$). Вклад механизма, связанного с фрагментацией кварков, медленно убывает с энергией (в асимптотике $\sim s^{-1/4}$), но его абсолютное значение значительно меньше. Таким образом, в стандартной МКГС не удастся описать данные работы [71].

Следует сказать, что в подходе, учитывающем переходы $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$, необходимо учитывать и вклады в $\Delta \frac{d\sigma}{dy}(pp) |_{y=0}$, не связанные с расщеплением дикварка. Выполненные выше расчеты $\tilde{\sigma}_{\{6\}}$ говорят о том, что вероятность отсутствия переходов $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$

в процессе соударения составляет $\sim 0,5-0,6$. Поэтому к вкладу механизма рис. 17 в $\Delta \frac{d\sigma}{dy}(pp)|_{y=0}$ следует добавить примерно половину $\Delta \frac{d\sigma}{dy}(pp)|_{y=0}$, вычисленного в МКГС без переходов $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$. С учетом этой добавки несколько лучшее согласие с экспериментом имеет вариант с ВФ нуклона II. Роль процессов без расщепления дикварков становится пренебрежимо мала для $\sqrt{s} \geq 30$ ГэВ. Мы считаем, однако, что суммирование вклада механизма рис. 17 с вкладом механизмов без расщепления дикварков, вычисленного с функциями фрагментации из работы [73], вряд ли имеет смысл. Дело в том, что в стандартном варианте МКГС, по-видимому, приходится выбирать функцию фрагментации дикварка в протон излишне мягкой, чтобы имитировать эффекты, связанные с переходами $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$. Поэтому реально вклад механизмов без расщепления дикварков в $\Delta \frac{d\sigma}{dy}(pp)|_{y=0}$ при энергиях ISR может оказаться гораздо меньше, чем изображенный на рис. 19.

Еще одним свидетельством в пользу связи процессов с забросом протонов через большой интервал быстроты с расщеплением дикварков является наблюдаемое на опыте [74, 75] различие сечений процессов $\pi^+p \rightarrow pX$ и $\pi^-p \rightarrow \bar{p}X$ в области фрагментации пиона. На невозможность описания этого явления в стандартном варианте МКГС было обращено внимание в работе [76]. В нашем подходе этот эффект может быть связан с диаграммой типа рис. 17, а при условии, что валентный кварк забрасывается в область фрагментации пиона. Естественно, при этом уже нет оснований для использования формулы (71). Однако ясно, что данный механизм должен приводить к убыванию с энергией разницы $\Delta \frac{d\sigma}{dx}(\pi p) = \frac{d\sigma}{dx}(\pi^+p \rightarrow pX) - \frac{d\sigma}{dx}(\pi^-p \rightarrow \bar{p}X)$ при фиксированном X по закону $\sim s^{-1/2}$. Фитирование $\Delta \frac{d\sigma}{dx}(\pi p)|_{x=0,5}$ по данным работ [74, 75] зависимостью $\sim s^{-\beta}$ дает $\beta = 0,56 \pm 0,11$, что хорошо соответствует механизму типа рис. 17, а.

Расщепление дикварков и инклюзивные сечения в области фрагментации нуклонов. Выполненные выше оценки сечения процесса $D_{\{\bar{3}\}}h \rightarrow D_{\{6\}}h_{\{8\}}$ свидетельствуют о том, что в 40—50 % всех неупругих событий в ph -взаимодействиях происходит переход дикварка из антитриплетного в секстетное цветовое состояние. В связи с этим становится ясно, что принятая в стандартной МКГС картина рождения адронов в области фрагментации протона в виде фрагментации дикварка (в состоянии $\{\bar{3}\}$ по цвету) и кварка не соответствует действительности. Может возникнуть естественный вопрос: каким образом в стандартной МКГС удастся описать спектры частиц в области фрагментации протона (см., например, [6—8, 73, 76]). Нам пред-

ставляется, что это связано просто с имеющимся произволом в выборе функций фрагментации дикварка, от которых в основном и зависят спектры вторичных частиц в области X , не очень близких к нулю. Так, в подходе, использующем для определения функций фрагментации дикварка каскадные уравнения [77], имеется произвол в выборе ядер этих уравнений. В методе Кайдалова [4, 78] функции фрагментации $D_D^B(z)$, $D_D^M(z)$ выбираются на основе использования плавной экстраполяции между двумя редже-асимптотиками $z \rightarrow 0$ и $z \rightarrow 1$. При этом учитываются также правила сумм для импульса и барионного числа. Однако в этой схеме всегда можно выбрать другую плавную экстраполяцию, не нарушив правил сумм. Таким образом, оба метода не позволяют ответить на вопрос: как убывает с уменьшением z вероятность обнаружения протона при фрагментации дикварка (мы сейчас не обсуждаем морских $\bar{B}B$ -пар, которые рождаются в центральной области быстрот). В результате основным критерием для выбора функций фрагментации дикварков в барионы и мезоны является возможность описания экспериментальных спектров. При этом необходимость имитации эффектов, связанных с переходами $D_{\{3\}} \rightarrow D_{\{6\}}$, заставляет брать функции фрагментации дикварка в барионы более мягкими, а функции фрагментации дикварка в мезоны, наоборот, более жесткими. Действительно, в силу того, что медленный валентный кварк несет в среднем около 10 % импульса нуклона [4], не учитываемый в стандартной МКГС механизм рис. 7 приводит в основном к образованию мягких барионов. Поэтому при учете в МКГС переходов $D_{\{3\}} \rightarrow D_{\{6\}}$, очевидно, нет необходимости забрасывать барионное число в мягкую область спектра путем выбора медленно убывающих с $z \rightarrow 0$ функций фрагментации $D_D^B(z)$. Напротив, в случае мезонных спектров механизм рис. 17 служит эффективным средством образования жестких мезонов, что делает возможным использование более мягких функций фрагментации дикварков в мезоны. К сожалению, отсутствие теории адронизации струнных конфигураций с цветовым узлом не позволяет провести последовательный анализ экспериментальных данных по спектрам вторичных частиц в области фрагментации протона в подходе, учитывающем расщепление дикварков.

Мы тем не менее попытались качественно оценить влияние диаграммы рис. 17 на мезонные спектры в области $x \geq 0,5$, поскольку может возникнуть вопрос: не приведет ли учет диаграммы рис. 17 к явному противоречию с данными по спектрам мезонов в жесткой области? Учитывая, что на кварк приходится около 10 % импульса нуклона, спектры мезонов в жесткой части ($x \geq 0,5$) для струнной конфигурации рис. 17, б можно приблизительно вычислить, рассматривая фрагментацию двух кварков. Функцию распределения кварков в дикварке мы параметризовали в виде

$$f_{q/D}(x) = Ax^n (1-x)^n. \quad (79)$$

При расчете спектров мезонов мы брали функцию распределения дикварков в нуклоне и функции фрагментации кварков в мезоны такими же, как в работах [6—8]. Сравнение расчетных спектров π -мезонов (учитывались также и процессы без переходов $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$) с данными работы [74] показывает, что противоречие с экспериментальными спектрами пионов в жесткой области не возникает, если в (79) положить $n \approx 2,5$. Распределение (79) при этом значении n для $1 - x \geq 0,05$ с точностью $\sim 20 \div 30$ % совпадает с распределением кварков по x в дикварке для релятивистской двухчастичной ВФ вида

$$\Psi_D(x, p_{\perp}) \sim \frac{1}{\sqrt{x(1-x)}} \exp \left[-\frac{\alpha(m_q^2 + p_{\perp}^2)}{x(1-x)} \right] \quad (80)$$

с параметрами $m_q = 0,27$ ГэВ/ c^2 и $\alpha \simeq 1,5 \div 2$ ГэВ $^{-2}$. Расчет формфактора дикварка с ВФ (80) показывает, что при этих значениях m_q и α радиус дикварка составляет около 0,4—0,5 фм. Это значение представляется разумным в свете имеющихся указаний на присутствие в ВФ нуклона компоненты с компактным дикварком [48—54]. Таким образом, учет переходов $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$ в МКГС не приводит к противоречию с экспериментальными данными по спектрам пионов.

Переходы $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$ в pA -соударениях. Процессы с переходами дикварков из триплетных в секстетные цветовые состояния могут оказаться еще более важными в случае соударений протонов с ядрами. Действительно, для достаточно толстого ядра последовательность цветовых перезарядок должна привести к тому, что оба кварка в дикварке перейдут в неполяризованное в цветовом пространстве состояние. Тогда отношение вероятностей обнаружения дикварка в состояниях $\{\bar{3}\}$ и $\{6\}$ по цвету будет 1 : 2. Увеличение вероятности перехода $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$ для ядерных мишеней по сравнению с протонной должно привести к тому, что спектры протонов в процессах $pA \rightarrow pX$ будут сдвинуты в мягкую область спектра по сравнению с процессом $pp \rightarrow pX$. Эффект смягчения спектров протонов в случае перехода к ядерным мишеням («nuclear stopping power») действительно наблюдается на эксперименте [79]. В последнее время он интенсивно обсуждался в литературе [79—83]. Однако на важность учета переходов $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$ до сих пор не обращалось внимания. Сильное «торможение» протонов в pA -взаимодействиях иногда [79, 83] рассматривается как указание на возможное возникновение больших удельных плотностей энергии в ядерной мишени, что может привести к образованию фазы кварк-глюонной плазмы. Однако если смягчение спектров протонов в pA -соударениях по сравнению с pN -соударениями связано с переходами $D_{\{\bar{3}\}} \rightarrow D_{\{6\}}$, то никаких потерь энергии кварков, составляющих протон, не происходит (мы не учитываем потери, связанные с натяжением образующихся струн, и оторыми на временах порядка времени соударения можно пренеб-

речь). В этом случае тормозится только барионное число, а не протон как целое.

Новый механизм рождения $\bar{B}B$ -пар в центральной области быстрот. Выше мы видели, что в реакциях с забросом бариона через большой интервал быстроты наряду с механизмом рис. 17, *a* может играть роль также механизм, связанный с обменом парой глюонов в состоянии $\{10\}$ по цвету (см. рис. 18, *a*). Оказывается, что декуплетный обмен также приводит к своеобразному механизму рождения

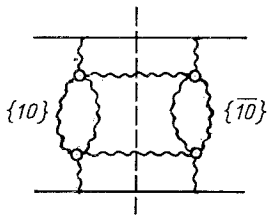


Рис. 21. Включение декуплетных цветовых обменов в пертурбативный померон КХД

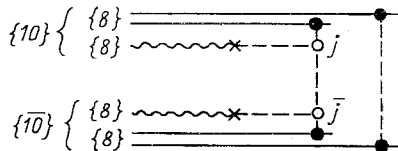


Рис. 22. Струнная конфигурация, образующаяся на непертурбативной стадии взаимодействия адронов, соответствующая теоретико-возмущенческой диаграмме рис. 21

морских $\bar{B}B$ -пар в центральной области быстрот с передачей барионного числа через большой интервал быстроты. Этот эффект связан с включением в лестничную диаграмму пертурбативного померона [66] обменов парой глюонов в состоянии $\{10\}$ по цвету (рис. 21). Теоретико-возмущенческое состояние, соответствующее разрезу диаграммы рис. 21, должно приводить на непертурбативной стадии процесса взаимодействия адронов к образованию в вакууме струнной конфигурации, изображенной на рис. 22. Ее адронизация будет сопровождаться образованием в центральной области быстрот пары бариона и антибариона, быстроты которых близки к быстротам *s*-канальных глюонов на графике рис. 21. Обычно рассматриваемый в МКГС механизм рождения $\bar{B}B$ -пар за счет туннельного рождения из вакуума $\bar{D}D$ -пар приводит к образованию бариона и антибариона, разделенных небольшим быстротным интервалом. В отличие от этого механизма адронизация струнной конфигурации рис. 22 может приводить к рождению бариона и антибариона на большом относительном расстоянии в шкале быстрот. Это свойство может быть сигнатурой механизма рождения $\bar{B}B$ -пар, связанного с обменом парой глюонов в декуплетном цветовом состоянии.

5. НИЗКИЕ ЭНЕРГИИ

Унитаризация амплитуды упругого $\bar{p}p$ -рассеяния. Одним из загадочных явлений, наблюдаемых в $\bar{p}p$ -взаимодействии при низких энергиях (сотни мегаэлектрон-вольт), является сильный рост радиуса

взаимодействия. В то время как в упругом pp -рассеянии при этих энергиях доминирует S -волна, в $\bar{p}p$ -рассеянии дает вклад еще довольно много волн, и параметр наклона достигает огромных значений ~ 40 (ГэВ/с) $^{-2}$. Этот эффект нельзя объяснить никакими близкими t -канальными особенностями.

При уменьшении начальной энергии $\bar{p}p$ -соударения сечение взаимодействия (обусловленное в основном аннигиляционными каналами) вырастает настолько, что становятся существенными унитарные поправки. Посмотрим, к чему это приводит на примере взаимодействия адронов при сверхвысоких энергиях, где имеет место аналогичная ситуация, хотя рост сечения связан с другими причинами.

Рост сечений взаимодействия адронов при высоких энергиях наиболее просто описывается в реджевской феноменологии введением полюса Померанчука в j -плоскости правее единицы [84]. Расчеты в теории возмущений КХД [66] действительно показывают, что вакуумная особенность (более сложная, чем простой полюс [65]) находится правее единицы. При этом парциальная амплитуда

$$f(\mathbf{b}) = f(0) \exp(-\mathbf{b}^2/2B) \quad (81)$$

(\mathbf{b} — прицельный параметр) растет с энергией, нарушая унитарность, поскольку

$$f(0) = iav^A. \quad (82)$$

Здесь $v = 2m_N E/s_0$; E — начальная энергия в л.с.; $s_0 = 1$ ГэВ 2 ; $\Delta = \alpha_P(0) - 1$ — превышение интерсепта померона над единицей.

Простейший способ унитаризовать амплитуду — суммирование в эйкональном приближении графиков с различным числом померонов [84].

Амплитуда рассеяния приобретает вид

$$F(\mathbf{b}) = i \{1 - \exp[if(\mathbf{b})]\}. \quad (83)$$

Подстановка (81) в (83), как легко убедиться, приводит к быстро-растущему при асимптотических энергиях нуклону

$$B_{\text{eff}} = \frac{1}{2} B \Delta \ln v.$$

При этом «затравочный» нуклон B мог бы совсем не зависеть от энергии. Амплитуда (83) при $f(0) \gg 1$ отвечает рассеянию на «черном» диске с радиусом $R^2 = 2B\Delta \ln v$.

Оказывается, что аналогичная картина имеет место в $\bar{p}p$ -рассеянии при низких энергиях [37]. Амплитуда рассеяния с высокой точностью — мнимая. При уменьшении энергии растущий вклад ω -обмена и аннигиляционных каналов приводит к нарушению унитарности в амплитуде (81). В результате зависимость от \mathbf{b} амплитуды (83) становится существенно не гауссовой. Действительно, для амплитуды, имеющей гауссову форму, легко получить, что

$$\text{Im } f(0) = 4\sigma_{\text{cl}}/\sigma_{\text{tot}}. \quad (84)$$

Результаты подстановки экспериментальных данных [58] в правую часть (84) показаны на рис. 23. Видно, что при импульсе $P_{\text{лаб}} < 10$ ГэВ/с гауссова форма парциальной амплитуды (81) противоречит унитарности. Если же провести унитаризацию амплитуды (81) способом (83), полное сечение взаимодействия приобретает вид

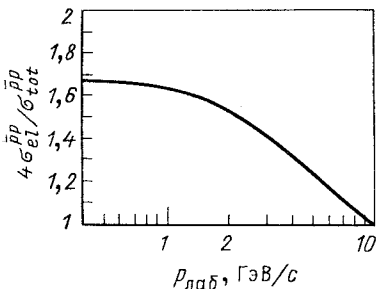


Рис. 23. Результат вычисления величины $h\sigma_{el}^{pp}/\sigma_{tot}^{pp}$ по экспериментальным данным для $\bar{p}p$ -соударений [58]

$$\sigma_{tot} = 4\pi B \{ \gamma + \ln [\text{Im} f(0)] - \text{Ei} [- \text{Im} f(0)] \}. \quad (85)$$

Здесь $\gamma = 0,5772$ — постоянная Эйлера; $\text{Ei}(-z)$ — интегральная показательная функция.

Выполним фит экспериментальных данных [58] по полным сечениям σ_{tot}^{pp} сначала при высоких энергиях $p_{\text{лаб}} > 10$ ГэВ/с, где амплитуда $\bar{p}p$ -рассеяния определяется вкладами померонного обмена (82), обмена вторичными реджеонами ω, f, ρ, A_2 :

$$\text{Im} f_R(0) = b/\sqrt{v}, \quad (86)$$

а также аннигиляционными графиками рис. 9, в, имеющими ту же энергетическую зависимость, что и (86).

При фитировании для простоты будем считать, что эти вклады в (81) имеют одинаковую зависимость от b^2 с параметром наклона

$$B = B_0 + 2\alpha'_p \ln v. \quad (87)$$

Величина B_0 определяется фактором нуклона и может быть связана со среднеквадратичным радиусом $B_0 = 2 \langle r_N^2 \rangle / 3 \approx 10,8$ ГэВ⁻². В то же время фит данных по наклону дифференциального сечения $\bar{p}p$ -рассеяния [65] приводит к $B_0 = 8,9 \div 10,15$ ГэВ⁻². Мы фиксировали $B_0 = 10$ ГэВ⁻². Параметры Δ и α'_p также фиксировались [65]. Соответствующие значения, а также результаты фита для параметров a и b приведены в табл. 2.

Таблица 2. Значения параметров, определяющих затравочную амплитуду $\bar{p}p$ -рассеяния

Δ	α'_p , ГэВ ⁻²	B_0 , ГэВ ⁻²	a	b	c	d	e	h	g
0,1*	0,13*	10*	0,39 ±0,001	3,71 ±0,03	23,73 ±0,05	0,0046 ±0,0002	2,68 ±0,02	1,95 ±0,05	0,75 ±0,03

Примечание. Звездочкой отмечены фиксированные параметры.

При более низких энергиях становится существенной аннигиляция, связанная с планарным графиком рис. 3,а. Энергетическая зависимость его вклада в полное сечение определяется реджевской траекторией, на которой лежат связанные состояния дикварка — антидикварка ($D\bar{D}$). Интерсепт траектории дается формулой (1). Соответствующий вклад в амплитуду запишем в виде

$$\text{Im} f_{D\bar{D}}(0) = c v^{2\alpha_N(0) - \alpha_R(0) - 1}. \quad (88)$$

Этот вклад хорошо определяется в области импульсов от 1 до 10 ГэВ/с. Использование реджевской зависимости при столь низких энергиях

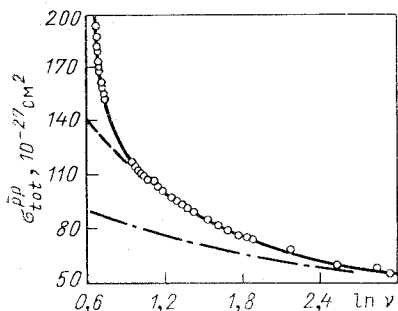


Рис. 24. Полное сечение $\bar{p}p$ -рассеяния:

сплошная линия — результат фита; штрих-пунктирная — при $c = d = 0$; штриховая — при $d = 0$. Экспериментальные точки из [58, 86]

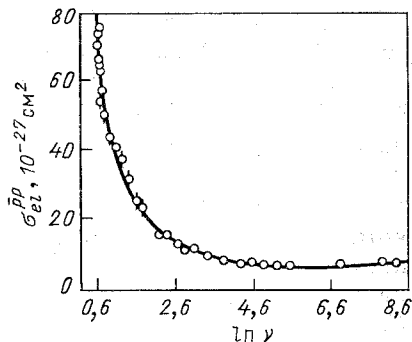


Рис. 25. Полное сечение упругого $\bar{p}p$ -рассеяния. Дашные из компиляции [58]. Кривая — результат расчета с параметрами из табл. 2

для этого графика вполне допустимо. Для функции Грина системы $\bar{q}q$ в промежуточном состоянии важна полная энергия в с.ц.и., которая в данном случае велика даже на пороге.

При импульсе ниже 1 ГэВ/с важным становится механизм аннигиляции, связанный с рекомбинацией валентных кварков, который, видимо, доминирует на пороге [85]. Этот вклад параметризуем в форме

$$\text{Im} f_{\text{гес}}(0) = d/k^e, \quad (89)$$

где $k = (Em_N/2 - m_N^2)^{1/2}$ — импульс в с.ц.и. $\bar{p}p$ -соударения. Значения параметров c , d , e , найденные из фитирования данных, приведены в табл. 2.

На рис. 24 расчетная кривая сравнивается с экспериментальными данными [58, 86]. Показан также ход кривых без учета вкладов $f_{\text{гес}}$ и $f_{D\bar{D}}$. Видно, что вклад (89) важен лишь при $p_{\text{лаб}} \leq 1$ ГэВ.

Существенно, что энергетическая зависимость $\bar{\sigma}_{\text{tot}}^{pp}$ в интервале 1—10 ГэВ, фиксированная вкладом (88), оказалась правильной. Это доказывает то, что в этой области важным является обмен дикварком.

Следствия унитаризации. Поскольку экспериментально известно (см. ниже), что реальная часть амплитуды $\bar{p}p$ -рассеяния мала, сечение $\bar{\sigma}_{\text{el}}^{pp}$ можно выразить через $\text{Im}F$:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{\text{el}}^{pp} &= \int d^2\mathbf{b} |F(\mathbf{b})|^2 = \\ &= 2\pi B \{ \gamma + \ln [\text{Im} f(0)/2] + \text{Ei} | -2 \text{Im} f(0) | - 2\text{Ei} | - \text{Im} f(0) | \}. \end{aligned} \quad (90)$$

Результаты расчета $\bar{\sigma}_{\text{el}}^{pp}$ с параметрами, фиксированными выше, сравниваются на рис. 25 с экспериментальными данными [58]. Согласие является важным подтверждением правильности выбранной зависимости (83) парциальной амплитуды от \mathbf{b} . Возможность вычислить $\bar{\sigma}_{\text{el}}^{pp}$ при низких энергиях, зная лишь $\bar{\sigma}_{\text{tot}}^{pp}$, является нетривиальной. Например, если форму амплитуды $F(\mathbf{b})$ считать гауссовой, то для вычисления $\bar{\sigma}_{\text{el}}^{pp}$ необходимо еще знать параметр наклона, который при низких энергиях в $\bar{p}p$ -рассеянии велик и значительно превышает размер нуклона (см. далее). Здесь же используется лишь известный параметр наклона «затравочной» амплитуды $f(\mathbf{b})$. $B_0 \approx 10$ ГэВ⁻².

Эффективный параметр наклона $B_{\text{eff}} = d \ln (d\bar{\sigma}_{\text{el}}/d\mathbf{q}^2)/d\mathbf{q}^2 |_{\mathbf{q}^2=0}$ для амплитуды (83) имеет вид

$$B_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \langle \mathbf{b}^2 \rangle = \frac{8\pi B^2}{\bar{\sigma}_{\text{tot}}^{pp}} \int_0^{\text{Im} f(0)} \frac{dx}{x} [\gamma + \ln x - \text{Ei}(-x)].$$

Результаты расчета, как видно из рис. 26, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [87—90]. Таким образом, большой радиус $\bar{p}p$ -взаимодействия при малых энергиях есть результат унитаризации аннигиляционной амплитуды, т. е. взаимного экранирования процессов с большим сечением.

Параметр наклона характеризует лишь среднеквадратичный радиус взаимодействия. Непосредственное сравнение расчетов с данными о дифференциальном сечении упругого $\bar{p}p$ -рассеяния является более серьезной проверкой настоящего подхода.

Зная парциальную амплитуду (83), легко вычислить

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{с.п.и}}} = B^2 k^2 \left| \int_0^{\text{Im} f(0)} \frac{dx}{x} (1 - e^{-x}) J_0(qb) \right|^2. \quad (91)$$

Здесь k — импульс в с.ц.и. $\bar{p}p$; $J_0(z)$ — функция Бесселя; $q^2 = = 2k^2(1 - \cos \theta)$; $b = 2B \ln [\text{Im} f(0)/x]$.

Результаты расчета $d\sigma/d\Omega$ сравниваются на рис. 27 с данными работы [91]. Удивительно, что формулы, применимые лишь в области дифракционного рассеяния, так хорошо описывают данные вплоть до углов $\sim 90^\circ$.

Рассмотрим теперь вклад членов (82), (86), (88), (89) в реальную часть амплитуды $\bar{p}p$ -рассеяния вперед. Вклад первых двух мал, у померона — из-за того, что интерсепт близок к единице, у вторичных реджеонов — из-за сокращений в реальной части, связанных

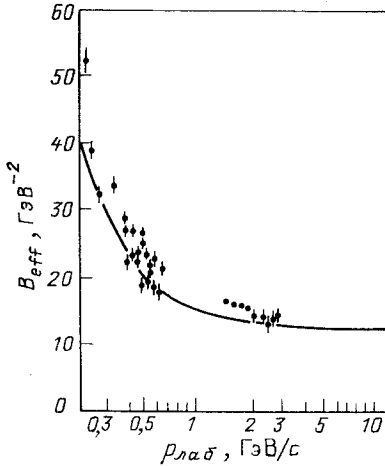


Рис. 26. Параметр наклона $\bar{p}p$ -рассеяния. Данные из работ [87—90]. Кривая — расчет с параметрами из табл. 2

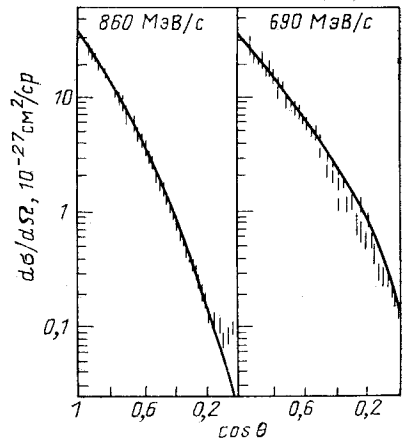


Рис. 27. Дифференциальные сечения упругого $\bar{p}p$ -рассеяния. Данные из работы [91]. Кривая — расчет с параметрами из табл. 2

с обменным вырождением $\omega - f$, $\rho - A_2$. Вклад траекторий (88) в реальной части не сокращается. Действительно, отношение $\rho_{D\bar{D}} = \text{Re } f_{D\bar{D}}(q) / \text{Im } f_{D\bar{D}}(q) |_{q=0}$, определяемое сигнатурными множителями, равно

$$\rho_{D\bar{D}} = \frac{1}{2} \left[\text{tg} \frac{\pi \alpha_{D\bar{D}}(0)}{2} - \text{ctg} \frac{\pi \alpha_{D\bar{D}}(0)}{2} \right]. \quad (92)$$

Как уже говорилось, $\alpha_{D\bar{D}}(0) = 2\alpha_N(0) - \alpha_R(0) = -1,3$, если $\alpha_N(0) = -0,4$ (из спектра масс барионов). Соответственно $\rho_{D\bar{D}} = 0,73$. Отметим, что величина $\rho_{D\bar{D}}$ очень чувствительна к значению $\alpha_N(0)$. Так, если положить $\alpha_N(0) = -0,35$, то $\rho_{D\bar{D}} = 1,38$.

Вклад $D\bar{D}$ -обмена в реальную часть полной амплитуды дается выражением

$$\rho_{D\bar{D}} = \frac{4\pi B}{\sigma_{tot}^{pp}} \int_0^{\text{Im} f(0)} \frac{dx}{x} e^{-x} \sin [x \rho_{D\bar{D}} \text{Im} f_{D\bar{D}}(0) / \text{Im} f(0)]. \quad (93)$$

Результаты расчета показаны на рис. 28 для интервала значений $\alpha_N(0) = -0,35 \div -0,4$. Видно, что имеется хорошее согласие с экспериментальными данными [87—89, 92]. Энергетическая зависимость ρ характерна для режима «черного» диска. Действительно, при уменьшении энергии в районе нескольких гигаэлектрон-вольт «включается» вклад графика на рис. 3,а. Соответственно реальная часть возрастает. При дальнейшем уменьшении энергии ниже 1 ГэВ становится существенным вклад других аннигиляционных механизмов, экранирующих $f_{D\bar{D}}$.

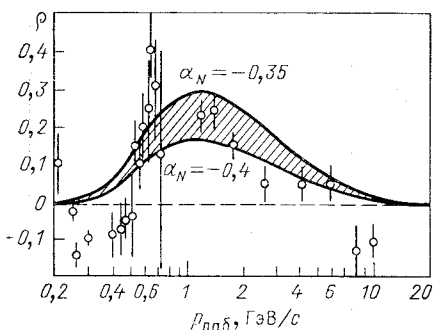


Рис. 28. Отношение реальной части к мнимой амплитуды $\bar{p}p$ -рассеяния вперед. Данные из работ [87—89, 92]. Кривая — расчет с параметрами из табл. 2

Поэтому ρ быстро падает.

То, что нам удалось вычислить реальную часть амплитуды рассеяния, зная лишь полное сечение, является еще одним подтверждением важности $D\bar{D}$ -обмена в области $p_{\text{лаб}} \geq 1$ ГэВ/с. Заметим, что

этот результат не является следствием аналитичности, а лишь выбранной формы амплитуды $F(\mathbf{b})$. Дисперсионные соотношения не дают однозначных предсказаний в этой области (см., например, [93]).

Таким образом, проведенный анализ показал, что динамической причиной большого радиуса $\bar{p}p$ -взаимодействия при низких энергиях является унитаризация амплитуды рассеяния. Описав лишь данные по полному сечению и зафиксировав радиус затравочного взаимодействия равным электромагнитному радиусу нуклона, нам удалось с высокой точностью вычислить сечение упругого рассеяния, параметр наклона, реальной части амплитуды рассеяния. Все это надежно доказывает, что парциальная амплитуда $\bar{p}p$ -рассеяния при низких энергиях имеет форму «черного» диска.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы было получено огромное количество новой экспериментальной информации о взаимодействии антипротонов от самых высоких до самых низких энергий. В этом обзоре мы рассмотрели иерархию механизмов аннигиляции, связанную с изменением

энергий от сверхвысоких до низких — сотен мегаэлектрон-вольт. Основные результаты проведенного обсуждения состоят вкратце в следующем.

1. В теории возмущений КХД найден асимптотический механизм аннигиляции, связанный с декуплетным по цвету глюонным обменом и образованием трехструнной конфигурации в конечном состоянии. Вычислено сечение этого процесса, $\sigma_{\{10\}} \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-27}$ см², которое не зависит от энергии.

2. Путем статистического анализа экспериментальных данных о разности топологических сечений $\Delta\sigma_n = \bar{\sigma}_n^{pp} - \sigma_n^{pp}$ в интервале энергии 10—1500 ГэВ показано, что в области повышенной множественности действительно существует не убывающий с энергией вклад в $\bar{\sigma}_{\text{анн.}}^{pp}$, равный $(1,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-27}$ см².

3. Вклад асимптотического трехлиственного механизма аннигиляции в полное сечение $\bar{p}p$ -взаимодействия, видимо, компенсируется в области меньших значений n за счет вклада двухлистных диаграмм. Данные IRS подтверждают такую компенсацию.

4. В промежуточной области энергий — десятки гигаэлектрон-вольт — доминируют механизмы, связанные с наличием в волновых функциях барионов валентных кварков с малым значением x . При этом дикварк-спектатор расщепляется путем цветовой перезарядки из триплетного по цвету состояния в секстетное. Те механизмы, которые связаны с забросом барионного числа через большой интервал быстроты (с последующей аннигиляцией), являются частью померона, т. е. удовлетворяют гипотезе Эйлера — Харари. Нарушение последней связано с непланарной поправкой к ω -реджеону. Это, видимо, единственный аннигиляционный механизм, дающий вклад в разность полных сечений $\bar{p}p$ и pp -взаимодействия.

5. Развал дикварка с малым радиусом требует большой передачи поперечного импульса (порядка $1/r_D$). Это, а также повышенные внутренние импульсы кварков в дикварке приводят при его развале к образованию струй с большими поперечными импульсами. Этим естественно объясняется то, что в аннигиляционных событиях значительно усилен эффект «чайки», т. е. растущая зависимость среднего поперечного импульса адронов от фейнмановской переменной x . В неаннигиляционных каналах в значительной части событий (50—60 %) дикварк не разваливается, и поперечные импульсы концов струн определяют обратным размером не дикварка, а нуклона.

6. При уменьшении начальной энергии сечение $\bar{p}p$ -аннигиляции вырастает настолько, что становятся существенными унитарные поправки. Их учет приводит к уменьшению парциальной амплитуды упругого рассеяния в центральной области, что проявляется, в частности, в значительном росте радиуса взаимодействия. Таким образом, данные о низкоэнергетическом $\bar{p}p$ -рассеянии впервые продемонстрировали эффекты унитаризации, аналогичные тем, что ранее пред-

сказывались теорией [65, 84] для взаимодействия адронов при сверхвысоких энергиях.

7. Механизмы, ответственные за аннигиляцию при высоких энергиях, обеспечивают также заброс барионного числа через большой интервал быстроты. В отличие от распространенной точки зрения, согласно которой переносчиком барионного числа является дикварк, на достаточно больших интервалах быстроты барионное число передается всего лишь одним валентным кварком (см. рис. 17) и даже глюонами (см. рис. 18). Проведенный анализ данных ISR по различию сечений образования p и \bar{p} в центральной области быстрот показал, что эти данные невозможно описать в стандартном варианте МКГС, но в то же время они хорошо соответствуют предсказанию механизма заброса барионного числа одним валентным кварком.

8. Предложен новый механизм рождения барионов. Включение декуплетного обмена в лестничную диаграмму пертурбативного померона приводит к образованию струнных конфигураций, содержащих пару цветовых узлов, при адронизации которых рождается $B\bar{B}$ -пара, разделенная большим интервалом быстроты. Этим данный механизм принципиально отличается от стандартного способа образования барионов путем рождения из вакуума дикварк-антидикварковых пар. В последнем случае рожденные барион и антибарион имеют близкие быстроты.

9. Важным следствием предложенного механизма заброса барионного числа через большой интервал быстроты с помощью одного валентного кварка является передача поляризации одного из сталкивающихся нуклонов рожденному бариону. В то же время заброс бариона через большой интервал быстроты с помощью скалярного дикварка, очевидно, не сопровождается передачей поляризации. В стандартном варианте МКГС передача поляризации возможна лишь путем заброса векторного дикварка, вес которого в волновой функции нуклона, по-видимому, подавлен. Кроме того, этот механизм вообще запрещен в таком важном процессе, как заброс барионного числа с рождением прямых Λ -гиперонов. Необходимо, конечно, учесть также Λ , образованные от распада Σ^0 -и возбужденных Σ^* -гиперонов, которые невозможно на опыте отличить от прямых Λ . Количественные оценки, выполненные в предположении о том, что трехкварковые состояния образуются в S -волне, и с учетом $SU(6)$ -симметрии трехкварковых систем и доминирования распада $\Sigma^* \Rightarrow \Lambda\pi$, показали, что учет непрямых Λ -гиперонов не приводит к значительному изменению поляризации.

10. Расчет вероятности расщепления дикварка за счет перехода из антитриплетного цветового состояния в секстетное в теории возмущений КХД показал, что в ph -взаимодействиях эта вероятность велика (40—50 %). Этот вывод существенно отличается от физической картины, принятой в стандартной МКГС, модели LUND и др., где учитывается только фрагментация кварков и триплетных дикварков. Возможность описания экспериментальных данных в этих моделях,

видимо, достигается за счет искажения феноменологических функций фрагментации дикварков. Однако, как мы отмечали в п. 8, в случае заброса барионного числа через большой интервал быстроты не удастся описать данные таким образом.

11. При взаимодействии бариона с ядром многократные перераспределения увеличивают вероятность перехода дикварка в секстетное состояние по сравнению с рассеянием на нуклоне. Это приводит к сильному смягчению спектра лидирующих барионов. Этот эффект действительно наблюдается на опыте и обычно интерпретируется как следствие повышенной диссипации энергии при взаимодействии с ядром («nuclear stopping power»). Однако с точки зрения рассматриваемого механизма происходит торможение не бариона, а барионного числа. Интересно, что тот же механизм — расщепление дикварков, приводит к ужесточению спектра пионов, что естественно, поскольку энергия кварков падающего бариона практически не меняется в процессе взаимодействия.

В заключение перечислим вкратце эффекты, экспериментальное изучение которых представляется наиболее насущным для проверки разбиваемого здесь подхода.

а. Хотя с увеличением энергии возрастают трудности выделения аннигиляционных событий, важно получить данные о сечении $p\bar{p}$ -аннигиляции при возможно максимальных энергиях. Уже при энергии 100—200 ГэВ относительный вклад декуплетного цветового обмена может стать значительным.

б. При высоких энергиях (выше энергии ISR) необходимы высокоточные данные о разности топологических сечений $\bar{p}p$ и pp -взаимодействий.

в. Желательно провести сравнительный анализ импульсных спектров пионов в $p\bar{p}$ -взаимодействиях в аннигиляционных каналах и неаннигиляционных событиях с забросом барионов в центральную область быстрот (могут быть также использованы данные о pp -взаимодействии). Кроме того, представляет большой интерес сравнение зависимостей среднего поперечного импульса рожденных мезонов от фейнмановской переменной x (эффект «чайка») для этих двух случаев.

г. Важно изучить экспериментально различие инклюзивных сечений образования протонов и антипротонов в pp -соударениях в центральной области быстрот при энергиях как выше, так и ниже энергии ISR. Это позволит наблюдать выход на новый механизм заброса барионного числа с помощью валентного кварка (при энергиях около 100 ГэВ), а также смену этого механизма асимптотическим, связанным с декуплетным глюонным обменом (при энергии несколько тераэлектрон-вольт).

д. Для обнаружения нового механизма рождения $p\bar{p}$ -пар, разделенных большим интервалом быстроты, необходимы измерения быстротных корреляций p и \bar{p} , рожденных в центральной области быстрот в процессах множественного рождения.

с. Для наблюдения передачи поляризации через большой интервал быстрот желательны изучение процесса образования Λ -гиперонов в центральной области быстрот в экспериментах с поляризованными пучком или мишенью.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Использував формулу (i, j — цветовые индексы)

$$\sum_{(10)} \langle i_1 i_2 i_2 | \Psi_c^{(10)} \rangle \langle \Psi_c^{(10)} | j_1 j_2 j_3 \rangle = \frac{1}{6} [\delta_{j_1}^{i_1} \delta_{j_2}^{i_2} \delta_{j_3}^{i_3} + (\text{перест. } j_1 j_2 j_3)],$$

из формулы (9) получим

$$C^{\alpha_1, \dots, \alpha_4} = \frac{1}{36} \langle \Psi_c^{(1)} | \hat{\lambda}_1^{\alpha_1} \hat{\lambda}_2^{\alpha_2} [\hat{\lambda}_1^{\alpha_3} \hat{\lambda}_2^{\alpha_4} + \hat{\lambda}_3^{\alpha_3} \hat{\lambda}_1^{\alpha_4} + \hat{\lambda}_2^{\alpha_3} \hat{\lambda}_3^{\alpha_4} - \hat{\lambda}_2^{\alpha_3} \hat{\lambda}_1^{\alpha_4} - \hat{\lambda}_1^{\alpha_3} \hat{\lambda}_3^{\alpha_4} - \hat{\lambda}_3^{\alpha_3} \hat{\lambda}_2^{\alpha_4}] | \Psi_c^{(1)} \rangle. \tag{П.1}$$

Аналогичным образом с учетом замены в (9) $\bar{\lambda} \rightarrow \hat{\lambda}^T$ для $\hat{C}^{\alpha_1, \dots, \alpha_4}$ можно получить

$$\bar{C}^{\alpha_1, \dots, \alpha_4} = \frac{1}{36} \langle \Psi_c^{(1)} | [\hat{\lambda}_1^{\alpha_3} \hat{\lambda}_2^{\alpha_4} + \hat{\lambda}_3^{\alpha_3} \hat{\lambda}_1^{\alpha_4} + \hat{\lambda}_2^{\alpha_3} \hat{\lambda}_3^{\alpha_4} - \hat{\lambda}_2^{\alpha_3} \hat{\lambda}_1^{\alpha_4} - \hat{\lambda}_1^{\alpha_3} \hat{\lambda}_3^{\alpha_4} - \hat{\lambda}_3^{\alpha_3} \hat{\lambda}_2^{\alpha_4}] \hat{\lambda}_1^{\alpha_1} \hat{\lambda}_2^{\alpha_2} | \Psi_c^{(1)} \rangle. \tag{П.2}$$

При подстановке выражений (П.1), (П.2) в (12) возникает 36 членов, из которых независимы следующие 7 членов:

$$C_1 = (1212) (2121); C_2 = (1212) (1221); C_3 = (1231) (1321);$$

$$C_4 = (1231) (3112); C_5 = (1231) (3121); C_6 = (1212) (1321), C_7 = (1212) (2321),$$

где использовано сокращение

$$(i_1 i_2 i_3 i_4) (j_1 j_2 j_3 j_4) \equiv \frac{1}{6^4} \sum_{\alpha_1, \dots, \alpha_4=1}^8 \langle \Psi_c^{(1)} | \hat{\lambda}_{i_1}^{\alpha_1} \hat{\lambda}_{i_2}^{\alpha_2} \hat{\lambda}_{i_3}^{\alpha_3} \hat{\lambda}_{i_4}^{\alpha_4} | \Psi_c^{(1)} \rangle \times \langle \Psi_c^{(1)} | \hat{\lambda}_{j_1}^{\alpha_4} \hat{\lambda}_{j_2}^{\alpha_3} \hat{\lambda}_{j_3}^{\alpha_2} \hat{\lambda}_{j_4}^{\alpha_1} | \Psi_c^{(1)} \rangle.$$

Фактор C (12) выражается через C_{1-7} следующим образом:

$$C = 2C_1 - 2C_2 + 4C_3 + 4C_4 - 8C_5 + 8C_6 - 8C_7. \tag{П.3}$$

Вычисление факторов $C_1 - C_7$ проводилось с использованием тождества Фирца

$$\sum_{\alpha=1}^8 \left(\hat{\lambda}^\alpha \right)_k^i \left(\hat{\lambda}^\alpha \right)_m^n = -\frac{2}{3} \delta_k^i \delta_m^n + 2\delta_m^i \delta_k^n,$$

которое позволяет провести суммирование по $\alpha_1, \dots, \alpha_4$ в формулах для $C_1 - C_7$. Суммирование по цветовым индексам кварков выполняется при использовании цветовой ВФ

$$\langle i_1 i_2 i_3 | \Psi_c^{(1)} \rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \varepsilon_{i_1 i_2 i_3}.$$

Подстановка получаемых в результате громоздких вычислений значений факторов $C_1 - C_7$ в (П.3) дает приведенное в тексте значение $C = 160/9$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cohen-Tannoudji G., Hassouni A. E., Kalinowski J., Pesehanski R.//Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 3397—3412.
2. Кайдалов А. Б.//Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 494—498.
3. Kaidalov A. B.//Phys. Lett. 1982. Vol. 116B. P. 459—463.
4. Кайдалов А. Б.//Элементарные частицы. X школа физики ИТЭФ. М.: Энергоатомиздат, 1983. Вып. 2. С. 3—32.
5. Capella A., Tran Thanh Van J.//Phys. Lett. 1982. Vol. 114B. P. 450—456.
6. Кайдалов А. Б., Тер-Мартirosян К. А.//ЯФ 1984. Т. 39. С. 1545—1554.
7. Кайдалов А. Б., Тер-Мартirosян К. А.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 211—220.
8. Veselov A. I., Piskunova O. I., Ter-Martirosyan K. A.//Phys. Lett. 1985. Vol. 158B. P. 175—179.
9. Veneziano G.//Phys. Lett. 1974. Vol. 52B. P. 220—224; Nucl. Phys. 1974. Vol. B74. P. 365—377.
10. Chew G. F., Rosenzweig C.//Phys. Repts. 1978. Vol. 41. P. 264—327.
11. Low F. E.//Phys. Rev. 1975. Vol. D12. P. 163—173.
12. Casher A., Neuberger H., Nussinov S.//Phys. Rev. 1979. Vol. D20. P. 179—188.
13. Gurvich E. G.//Phys. Lett. 1979. Vol. 87B. P. 386—388.
14. Veneziano G.//Nucl. Phys. 1976. Vol. B117. P. 519—545.
15. Rossi G. C., Veneziano G.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B123. P. 507—545.
16. Rossi G. C., Veneziano G.//Phys. Repts. 1980. Vol. 63. P. 149—222.
17. Witten E.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B160. P. 57—88.
18. Kaidalov A. B.//Z. Phys. C. 1982. Vol. 12. P. 63—66.
19. Webber B. R.//Nucl. Phys. 1976. Vol. B117. P. 445—467.
20. Rushbrooke J. G., Webber B. R.//Phys. Repts. 1978. Vol. 44. P. 1—92.
21. Sukhatme U. P.//Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 45. P. 5—7.
22. Волковичий П. Э.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 268—270.
23. Eilon Y., Parrari H.//Nucl. Phys. 1974. Vol. B80. P. 349—366.
24. Arty V.//Nucl. Phys. 1975. Vol. B85. P. 442—460.
25. Горин Ю. П., Денисов С. П., Дюлков С. В. и др.//ЯФ. 1973. Т. 17. С. 309—327.
26. Захаров Б. Г., Сергеев В. Н.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 707—711.
27. Проскуряков А. С., Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Препринт ИФВЭ 82-51. Серпухов, 1982.
28. Gotsman E., Nussinov S.//Phys. Rev. 1980. Vol. D22. P. 624—628.
29. Sukhatme U. P. Elastic and Diffractive scattering at the Collider and beyond//Proc. of the 1st Intern. Workshop on Elastic and Diffractive scattering. Chateau of Blois, France/Ed. by B. Nicolescu., J. Tran Thanh Van. Editions Frontieres, 1985. P. 237—246.
30. Joynson D., Leader E., Lopez C., Nicolescu B.//Nuovo cimento. 1975. Vol. 30A. P. 345—384.
31. Fukugita M., Kwicinski J.//Phys. Lett. 1979. Vol. 83B. P. 119—122.
32. Gauron P., Nicolescu B.//Phys. Lett. 1983. Vol. 124B. P. 429—434.
33. Епковский Л. Л., Струминский Б. В., Шелковенко А. П.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1200—1212.
34. Jaraszewicz T., Kwicinski J.//Z. Phys. C. 1982. Vol. 12. P. 167—172.
35. Шелковенко А. Н. Препринт ИФВЭ 88-491. Серпухов, 1988.
36. Мартынов Е. С. Препринт ИТР-89-19Е. Киев, 1989.
37. Копелиович Б. З.//ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1742—1749.
38. Захаров Б. Г., Копелиович Б. З.//ЯФ. 1988. Т. 48. С. 214—223.
39. Kopeliovich B. Z., Zakharov V. G.//Phys. Lett. 1988. Vol. 211B. P. 221—225.
40. Захаров Б. Г., Копелиович Б. З.//ЯФ. 1989. Т. 49. С. 1087—1100.
41. Kopeliovich B. Z., Zakharov V. G.//Z. Phys. C. 1989. Vol. 43. P. 241—250.
42. Gunion J. F., Soper D. E.//Phys. Rev. 1977. Vol. D15. P. 2617—2621.
43. Левин Е. М., Рыскин М. Г.//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 1114—1122.
44. Рыскин М. Г.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 611—619.

45. Захаров В. Г.//ЯФ. 1989. Т. 49. С. 1386—1397.
46. Абрамовский В. А., Гедалин Э. В., Гурвич Е. Г., Канчели О. В. Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика. Тбилиси: Мецниереба, 1986.
47. Mandula J. E., Ogilvie M.//Phys. Lett. 1987. Vol. B185. P. 127—130; Diekmann R. N.//Phys. Repts. 1988. Vol. 159. P. 101—185; De Castro A. S., De Carvalho H. F., Antunes A. S. B.//Nuovo cimento. 1989. Vol. 101A. P. 423—435.
48. Abbot L. F., Berger E. L., Blakenbecker R., Kane G. L.//Phys. Lett. 1979. Vol. 88B. P. 157—162.
49. Frederiksson S., Larsson T. I.//Phys. Rev. 1983. Vol. D28. P. 255—256.
50. Ekelin S., Frederiksson S.//Phys. Lett. 1985. Vol. 162B. P. 373—378.
51. Frederiksson S., Jandel M., Larsson T.//Z. Phys. C. 1982. Vol. 14. P. 35—40.
52. Ekelin S., Frederiksson S.//Phys. Lett. 1984. Vol. 149B. P. 509—513.
53. Breakstone A., Crawley H. B., Dallavalle G. M. e.a.//Z. Phys. C. 1985. Vol. 28. P. 335—342.
54. Бетман П. Г., Лаперашвили Л. В.//ЯФ. 1985. Т. 41. С. 463—471.
55. Kobzarev I., Kondratyuk K., Martemyanov V., Schepkin M. Preprint ИТЕР 86-67. М., 1986.
56. Смирнова Л. Н.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 1303—1306.
57. Проскуряков А. С., Мурзин В. С., Сарычева Л. И. и др.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 1413—1419.
58. Flaminio V., Moorhead W. G., Morrison D. R. O., Rivoir N. Compilation of cross-sections III: p and \bar{p} induced reactions. CERN-HERA 84-01. Geneva, 1984.
59. Camilleri L.//Phys. Repts. 1987. Vol. 144. P. 53—115.
60. Liu Lian-Sou, Meng Ta-Chung//Phys. Rev. 1983. Vol. D27. P. 2640—2647.
61. Григорян А. А., Иванов Н. Я., Кайдалов А. Б.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 1490—1494.
62. 'tHooft G.//Nucl. Phys. 1974. Vol. B75. P. 461—470.
63. Волковичский Э. П., Липидус А. М., Лисин В. И., Тер-Мартirosян К. А.//ЯФ. 1976. Т. 24. С. 1237—1249.
64. Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В.//ЯФ. 1973. Т. 18. С. 595—616.
65. Kopeliovich V. Z., Nikolaev N. N., Potashnikova I. K.//Phys. Rev. 1989. Vol. D39. P. 769—779.
66. Кураев Э. А., Липатов Л. Н., Фадин В. С.//ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 377—389.
67. Robertson R. M., Barnes V. E., Carmony D. D. e.a.//Phys. Rev. 1980. Vol. D21. P. 3064—3068.
68. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. М.: Атомиздат, 1974.
69. Adjinenko I. V., Belokopytov Yu. A., Bialkowska H.//Phys. Lett. 1987. Vol. 197B. P. 457—461.
70. Захаров В. Г., Копелиович Б. З.//Материалы XXIII Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1988. С. 3—51.
71. Alper V., Boggild H., Booth P. e.a.//Nucl. Phys. 1975. Vol. B100, P. 237—290.
72. Akesson T., Albrow H. G., Almeded S. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B228. P. 409—423.
73. Kaidalov A. B., Piskunova O. I.//Z. Phys. C. 1986. Vol. 30. P. 145—150.
74. Brenner A. E., Carey D. C., Elias J. E. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. D26. P. 1497—1503.
75. Abreu M. G., Armstrong T., Baubillier H. e.a.//Z. Phys. C. 1984. Vol. 25. P. 115—120.
76. Шабельский Ю. М.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 186—196.
77. Kinoshita K., Noda H., Tashiro T.//Progr. Theoret. Phys. 1982. Vol. 68. P. 2086—2103.

78. Кайдалов А. Б.// ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1452—1461.
79. Busza W.//Lect. Not. Phys. 1985. Vol. 221. P. 77—92.
80. Busza W., Goldhaber A. S.//Phys. Lett. 1984. Vol. 139B. P. 235—238.
81. Bowling G., Goldhaber A. S.//Phys. Rev. 1986. Vol. D34. P. 778—782.
82. Date S., Gyulassy H., Sumiyoshi H.//Phys. Rev. 1985. Vol. D32. P. 619—636.
83. Gyulasy M.//Z. Phys. C. 1988. Vol. 38. P. 361—375.
84. Dubovikov M. S., Kopeliovich B. Z., Lapidus L. I., Ter-Martirosyan K. A.//Nucl. Phys. 1976. Vol. B123. P. 147—172.
85. Maruyama M., Tamotsu V.//Progr. Theoret. Phys. 1985. Vol. 73. P. 1211—1222.
86. Beart C. I., Birsa R., Bos K. e.a. Preprint CERN-EP/84-140, 1984.
87. Bruckner W., Döbbeling H., Güttner F. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 158B. P. 180—185.
88. Cresti M., Peruzzo L., Sartori G.//Phys. Lett. 1983. Vol. 123B. P. 209—213.
89. Ashford V., Sainio M. E., Sakitt M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 518—521.
90. Parker D. L., Oh B. J., Smith G. A. e.a.//Nucl. Phys. 1971. Vol. B32. P. 29—44.
91. Eisenhändler E., Gibson W. R., Hojvat G. e.a.//Nucl. Phys. 1976. Vol. B113. P. 1—33.
92. Iwasaki H., Aihara H., Chiba J. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A433. P. 580—604.
93. Кондратьев Л. А., Сапожников М. Г.//Физика атомного ядра. Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1985. С. 297—330.