

МОДЕЛЬ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН:
МЯГКИЕ И ПОЛУЖЕСТКИЕ
АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Г.И.Лыкасов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Г.Г.Аракелян

Ереванский физический институт, Ереван, Армения

М.Н.Сергеенко

Институт физики Академии наук Белоруссии, Минск, Белоруссия

ВВЕДЕНИЕ	817
ТОПОЛОГИЧЕСКОЕ $1/N$ -РАЗЛОЖЕНИЕ И ЕГО СВЯЗЬ С ТЕОРИЕЙ РЕДЖЕ	822
Топологическое $1/N$ -разложение в КХД	823
Модель цветной трубки и кварк-глюонных струн	827
Распределение кварков в адроне	827
Фрагментация кварков и дикварков в адроны	832
РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ В МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН	834
АДРОНОРОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ С ОТКРЫТЫМ ЧАРМОМ В МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН	843
Рождение частиц с открытым чармом с учетом вкладов от распадов резонансных состояний	843
Проблема внутреннего чарма в МКГС	850
ПОЛУЖЕСТКИЕ АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ И МОДЕЛЬ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН	851
Основной Формализм	851
Померон как обмен двумя глюонами и поперечные импульсы кварков	853
Анализ результатов и сравнение с данными	857
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	861

Приложение А	863
Приложение Б. Функции распределения кварков и дикварков в адронах начального пучка и мишени	864
Приложение В. Функции фрагментации кварков и дикварков в D -мезоны	866
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	866

МОДЕЛЬ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН: МЯГКИЕ И ПОЛУЖЕСТКИЕ АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Г.И.Лыкасов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Г.Г.Аракелян

Ереванский физический институт, Ереван, Армения

М.Н.Сергеенко

Институт физики Академии наук Белоруссии, Минск, Белоруссия

Излагаются основные принципы модели кварк-глюонных струн (МКГС), представляющей непertурбативный подход в квантовой хромодинамике (КХД) для описания адронных процессов. Показывается связь s -канального топологического $1/N$ -разложения амплитуды адрон-адронного рассеяния, где N — число ароматов или цветов кварков, с ее t -канальным разложением по реджевским полюсам. Такой подход применяется к анализу мягких адронных процессов. Дается краткий обзор попыток расширения области применимости МКГС для описания инклюзивных спектров резонансов, а также полужестких адронных процессов. Обсуждается, в частности, новая модификация МКГС, в которой обмен помероном рассматривается как обмен двумя непertурбативными глюонами с динамически генерируемой массой; в рамках этой версии МКГС анализируются мягкие и полужесткие процессы, а также рождение очарованных частиц в адронных соударениях. Показаны преимущества и недостатки такого подхода по сравнению с другими пертурбативными моделями КХД.

The basic properties of the quark-gluon string model (MQGS) are presented. It is a nonperturbative QCD approach for the description of hadron processes at high energies. The relation of the s -channel topological expansion over $1/N$ of the hadron-hadron scattering amplitude to its t -channel one over Regge poles is shown, here N is the number of flavours or colours. This approach is applied to the analysis of soft hadron processes. The short review about the development of the MQGS for the description of inclusive spectra of produced resonances and semi-hard hadron processes also is presented. The new version of the MQGS is discussed where the pomeron exchange in t -channel is considered as the exchange of two nonperturbative gluons in s -channel assuming the dynamical generated gluon mass. Soft, semi-hard hadron processes and charm particles production are analyzed within the framework of this new version of MQGS. The advantages and defects of this approach in the comparison of other QCD models are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Определяющую роль для современной теории фундаментальных взаимодействий играют глубоконеупругие взаимодействия частиц. Если лептон-адронные соударения используются для изучения распределения кварков в

адронах, то e^+e^- -столкновения служат для исследования закономерностей адронизации кварков. Адрон-адронные процессы при больших передачах импульса позволяют исследовать природу сильных взаимодействий кварков с различными ароматами как обмен цветными квантами — глюонами.

Единого подхода для описания адрон-адронных взаимодействий в настоящее время не существует. Это связано с тем, что адронные взаимодействия очень разнородны по своим свойствам как в разных энергетических областях, так и в разных кинематических интервалах. Проблема состоит еще в том, что мы имеем дело с нестатической системой, и любые предсказания поведения такой системы сильно зависят от ее пространственно-временной эволюции.

Многие закономерности рождения адронов в адрон-адронных взаимодействиях можно объяснить количественно в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики, которая добилась значительных успехов в описании элементарных процессов взаимодействия цветных кварков и глюонов в условиях асимптотической свободы. При этом используется так называемое лидирующее логарифмическое приближение (ЛЛП), которое в простой полуклассической форме сформулировано в виде уравнения Альтарелли — Паризи [1]. Но адрон представляет собой очень сложный объект, непрерывно изменяющий конфигурацию как по числу возникающих и исчезающих $q\bar{q}$ -пар, так и по числу глюонов. Учесть все элементарные процессы в адроне необычайно трудно. Более того, при высоких энергиях основную долю всех адронных взаимодействий составляют мягкие процессы. Возможности теории возмущений КХД для описания таких процессов очень ограничены; достаточно напомнить об известных трудностях, связанных с конфайнментом кварков, в основе которого лежат сильные непертурбативные эффекты.

Одной из наиболее популярных моделей конфайнмента кварков является модель цветных трубок, которые могут начинаться и оканчиваться только на кварках и антикварках или дикварках. Каждая такая трубка рассматривается как реальный физический объект, имеющий конечную энергию на единицу длины. Подобная картина обуславливает линейный рост потенциала взаимодействия между кварками [2].

Конфайнмент в неабелевых калибровочных теориях сильных взаимодействий наиболее очевидным образом проявляется в рамках предложенной Вильсоном формулировки теории на пространственно-временной решетке [3]. Примечательно, что на решетке в пределе сильной связи конфайнмент получается автоматически, и теория приводит к картине взаимодействия кварков, находящихся на концах струн с конечной энергией на единицу длины. Последние исследования и расчеты на решетке связаны с демонстрацией сохранения этого явления в непрерывном пределе [4].

В настоящее время широко используется подход для описания взаимодействия адронов, допускающий простую параметризацию пространственно-временной эволюции локально-равновесной кварк-глюонной системы, кото-

рая содержит только продольные переменные. В таком подходе в с.ц.и. реакции фронты сталкивающихся адронов движутся со скоростью света, причем в промежуточной области используется некоторая интерполяция между этими пределами. Такая картина является достаточно грубым приближением. Очевидно, что в процессе взаимодействия адроны разрушаются, и необходимо рассматривать скорее кварк-глюонные степени свободы, нежели адронные. Кварк-глюонная система в общем случае неравновесна: допускается представление о независимых струнах, являющихся сильно неравновесными системами.

Мягкие взаимодействия не могут быть вычислены в рамках КХД; однако часто игнорируется тот факт, что существуют очень успешные феноменологические подходы (см. [5]) для описания адрон-адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий в пределе очень высоких энергий, основанные на теории Редже. Такие модели находятся полностью в рамках релятивистской квантовой теории, причем некоторые особенности этих моделей могут быть воспроизведены в КХД путем изучения лестничных диаграмм.

Таким образом, в физике адронов высоких энергий есть не менее фундаментальный, чем сама КХД, подход — реджеонная теория. Существует несколько достаточно хорошо разработанных моделей, основанных на этой теории: модель кварк-глюонных струн [6], дуальная партонная модель (ДПМ) [7] и модель VENUS [5]. Все эти модели оказались успешными при описании экспериментальных данных, и они рассматриваются в настоящее время как наиболее реалистичский подход для описания адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях; они являются более чем просто экстраполяцией известной физики, как часто цитируется, поскольку в принципе этот подход включает и перерассеяние. Большинство из этих моделей (как, например, ДПМ и VENUS) учитывают полужесткое рассеяние и способны воспроизвести данные вплоть до энергий LHC. Все эти модели идентичны в отношении упругого рассеяния и весов определенных неупругих процессов, однако сами неупругие процессы определяются по-разному.

Необходимость адекватного (с учетом экспериментальных условий) и трудоемкого сопоставления больших объемов экспериментальной информации с результатами теории привела к созданию многочисленных моделей и программ-генераторов столкновений адронов и атомных ядер [8–11]. Они основываются на успехах стандартной теории сильных и электрослабых взаимодействий и различных феноменологических подходах. Все существующие в настоящее время модели адрон-адронных взаимодействий и известные программы-генераторы можно разделить на три группы: модели, основанные на теории Грибова — Редже (МКГС, ДПМ, VENUS), модели, основанные на классической теории струн (FRITIOF, SRM, ATTLA, SPM), модели, основанные на пертурбативной КХД (ISAJET, PYTHIA, EUROJET, COJETS/WIZJET, FIELDAJET, HIJING, PCM) [5]. Среди программ-генераторов особо широ-

кую известность получили программы ISAJET [8] и программы Лундского университета, в частности, PYTHIA [9] и FRITIOF [10].

Интенсивно развиваются в настоящее время монте-карловские версии модели кварк-глюонных струн (см. [11] и ссылки в ней). Эти программы претендуют на описание всей области переданных импульсов, от жесткого рассеяния кварков и глюонов до образования и распада адронов, что объясняет их популярность.

В течение достаточно длительных поисков выяснилось, что основная проблема теории множественных процессов сводится к описанию их виртуальной фазы, пространственные размеры которой превышают размеры нуклона и возрастают с энергией сталкивающихся частиц. То обстоятельство, что трансформация виртуальных частиц в реальные происходит на расстояниях порядка размеров атомных ядер, позволяет использовать взаимодействие с атомными ядрами как инструмент для изучения пространственно-временной картины адронизации в процессах множественного рождения частиц. В настоящем обзоре мы не рассматриваем адрон-ядерные взаимодействия, поскольку это отдельный и достаточно значительный предмет исследования.

Одной из важных и малоизученных задач физики адронов является адронорождение частиц, содержащих тяжелые кварки. Реалистические оценки сечений рождения тяжелых кварков в адронных столкновениях необходимы также для планирования экспериментов на существующих и будущих ускорителях; огромные затраты на создание ускорителей и детектирующих установок требуют тщательного прогнозирования экспериментальной ситуации. Обычно такие оценки делаются на основе партонной модели в рамках теории возмущений КХД. Однако известны результаты экспериментов, противоречащие партонной модели, в рамках которой невозможно добиться большего выхода очарованных частиц в K -пучках по сравнению с π -пучками [12]. Кроме того, партонные модели систематически занижают сечения рождения c - и b -кварков при сравнительно небольших поперечных импульсах [13].

Переход тяжелых кварков в адроны описывался разными моделями. В [12] описание было выполнено с помощью рекомбинационной модели [14–16], учитывающей взаимодействие вновь рожденных тяжелых Q -кварков с кварками из начальных адронов; такой учет взаимодействия с валентными кварками позволил описать рождение лидирующей компоненты очарованных частиц. Функция рекомбинации в этой модели выражена через интерсепт $\alpha_i(0)$ лидирующей реджевской траектории, связанной с кварком q_i . В другой феноменологической модели [17] сделана оценка выхода очарованных частиц в реджевском подходе и получено достаточно точное описание рождения D - и B -мезонов при использовании функций фрагментации, которые также выражались через пересечения лидирующих траекторий Редже.

Успешное описание различных характеристик процессов адронорождения тяжелых кварков может быть получено в рамках подхода, основанного

на топологическом $1/N_f$ -разложении амплитуд в КХД [18–21] и тесно связанных с ним моделях струны и цветной трубки [22–24], т.е. в рамках МКГС.

Основные составляющие модели кварк-глюонных струн — структурные функции кварков и функции фрагментации кварков в адроны — выражаются в терминах пересечений траекторий полюсов Редже. Наибольшая неопределенность расчетов сечений выходов тяжелых ароматов в рамках МКГС связана, в основном, с отсутствием надежной информации о поведении реджевских траекторий тяжелых $Q\bar{Q}$ -кваркониев. В предположении о линейности $Q\bar{Q}$ -траекторий интереспты оказываются низкими $\alpha_{\Psi}(0) \simeq -2, 2$, $\alpha_{\Upsilon}(0) \simeq -16$, поэтому вклад периферического механизма очень быстро убывает с ростом массы кварка. В этой связи важное значение приобретает определение поведения реджевских $Q\bar{Q}$ -траекторий в области $0 \leq t \leq m_{Q\bar{Q}}^2$ и оценка интересптов $\alpha_{Q\bar{Q}}(0)$ траекторий.

МКГС успешно применялась для описания процессов образования адронов, проинтегрированных по поперечному импульсу рождающейся частицы, содержащих не только легкие u -, d -, и s -кварки, но позволила объяснить многие характерные черты адронорождения очарованных частиц (см. обзоры [25, 26], а также работы [27–36]). С использованием метода $1/N_f$ -разложения и модели реджизованного однопионного обмена в работе [37] были вычислены спектры Λ_c -барионов в pp -столкновениях.

В данном обзоре рассматриваются модификации МКГС, учитывающие зависимость спектров от спина рождающейся частицы, а именно рождение резонансных состояний [32, 35, 36], а также зависимость распределений частиц по поперечному импульсу рождающейся частицы с учетом поперечного движения кварков в сталкивающихся адронах [38–45].

В первом разделе кратко излагаются основные принципы $1/N$ -разложения в КХД и его связь с теорией Редже. Дается обзор работ, относящихся к построению модели кварк-глюонных струн, основанной на этой связи. Приводится схема получения редже-асимптотики функций распределения кварков в сталкивающихся адронах и функций фрагментации в образующиеся адроны. Отмечаются особенности взаимодействия структурных объектов по сравнению с рассеянием точечных частиц и возникающие при этом трудности описания адронных процессов. Дается краткая характеристика мягких адронных процессов и рассматриваются некоторые модели периферических взаимодействий адронов.

Во втором разделе МКГС применяется для анализа процессов рождения бозонных резонансов, содержащих легкие u -, d -, s -кварки [32]. С использованием модели реджеон-фотонной аналогии получены соотношения, связывающие спектры мезонов с высшими спинами со спектрами векторных (ρ, K^*) и псевдоскалярных (π, K) мезонов.

Третий раздел посвящен модификации МКГС, описывающей адронорождение частиц с открытым чармом с учетом вкладов от распадов соответствующих S -волновых резонансов [35,36].

Четвертый раздел посвящен новому подходу в рамках МКГС для описания мягких и полужестких адронных процессов, основанному на двухглюонной модели померона [44,45]. В предложенной модели померон рассматривается как обмен двумя глюонами с динамически генерируемой массой, т.е. в пропагатор глюона вводится параметр обрезания по k_{\perp} , который логарифмически исчезает при больших k_{\perp} . Предложенная версия МКГС применяется для количественной оценки сечений рождения π - и D -мезонов в pp -взаимодействиях при различных начальных энергиях [44,45]. Из сравнения расчетов для двух значений интерсепта реджевской Ψ -траектории $\alpha_{\Psi}(0) \simeq 0$ и $\alpha_{\Psi}(0) = -2, 2$ с экспериментальными данными при энергии $\sqrt{s} = 27,4$ ГэВ показано, что хорошее описание спектров как по фейнмановской переменной x_F , так и по поперечному импульсу p_{\perp} достигается при значении пересечения реджевской Ψ -траектории, близком к нулю, $\alpha_{\Psi}(0) \simeq 0$.

В заключении кратко сформулированы основные результаты исследования.

1. ТОПОЛОГИЧЕСКОЕ $1/N$ -РАЗЛОЖЕНИЕ И ЕГО СВЯЗЬ С ТЕОРИЕЙ РЕДЖЕ

Трудности, связанные с ростом КХД-константы связи $\alpha_s(Q^2)$ в мягких процессах, привели к развитию альтернативных способов расчета взаимодействия адронов. В качестве малых параметров в КХД можно рассматривать величины $1/N_f$ и $1/N_c$, где N_f — число ароматов кварков (u, d, s, \dots), а N_c — число цветов [18,19]. Близким к действительности является случай, когда отношение N_f/N_c фиксировано ($N_f/N_c \propto 1$) и проводится разложение по величине $1/N_f$ или $1/N_c$. Такой подход получил название дуальной топологической унитаризации (ДТУ) [20,21], т.к. он был предложен независимо от КХД для учета условия унитарности в рамках дуального подхода; позднее была установлена его связь с КХД [20].

В процессах с небольшими переданными импульсами эффективно участвуют только легкие кварки u, d, s , и число N_f близко к 3, т.е. параметр разложения примерно равен $1/3$. Однако фактически для амплитуд с определенными квантовыми числами в t -канале разложение проводится по величине $1/N_f^2 \simeq 0, 1$.

При описании множественных процессов такой подход позволяет установить соответствие между фейнмановскими диаграммами реакции $a+b \rightarrow c+X$ и определенными геометрическими образами — планарными диаграммами, цилиндрическими, диаграммами с "ручками" и более сложными топологи-

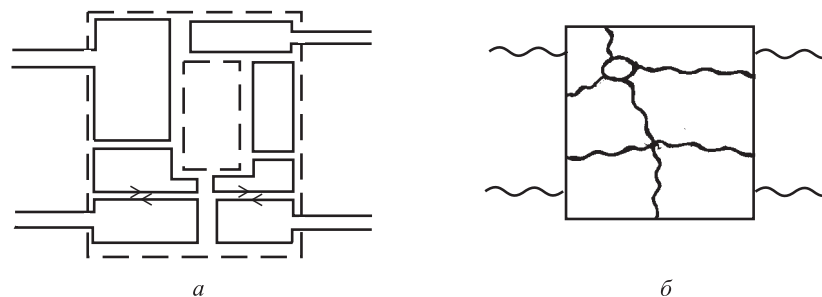


Рис. 1. Планарная диаграмма с внешними "ногами" (а) и эквивалентная ей фейнмановская диаграмма (б)

ями. Суммирование по всем возможным в каждом случае типам диаграмм позволяет получить амплитуды мягких процессов в виде ряда по $1/N$.

1.1. Топологическое $1/N$ -разложение в КХД. Предложенный 'т Хофтом подход [18] использует теорию возмущений, однако не по хромодинамической константе α_s , а по $1/N_c$. При этом предполагается, что $\alpha_s \cdot N_c = \text{const}$, а число ароматов N_f фиксировано. Лагранжиан КХД записывался в таком виде, который наглядно можно проиллюстрировать следующим образом. Глюон рассматривается как кварк-антикварковая система, т.е. изображается в виде двух противоположно направленных кварковых линий. Кварк тоже изображается в виде двух линий (сплошной и штриховой на рис.1,а), но одинаково направленных, одна из которых соответствует определенному цвету, а другая — аромату. Исходя из этих правил фейнмановские диаграммы тоже изображаются иначе.

Различают диаграммы "планарного" и "непланарного" типа. К первым относятся диаграммы вида рис.1,а, с внешними глюонными линиями. Для таких диаграмм все линии можно без самопересечения разместить на плоскости внутри контура, ограниченного кварковыми линиями, которые определяют границу диаграммы. Для наглядности на рис.1,б приведена эквивалентная ей обычная фейнмановская диаграмма КХД, где волнистые линии изображают глюоны, а сплошные — кварки и антикварки. Диаграмма n -го порядка G_n , где n — число внешних "ног" или внешних глюонных линий, исходящих из границы (на рис.1 $n = 4$), пропорциональна следующему выражению [3]:

$$G_n \propto (g^2)^{2h-2+b} (g^2 N_c)^{l_c} (g^2 N_f)^{l_f}, \quad (1)$$

где введены следующие обозначения: g — константа связи, l_c , l_f — числа цветовых и ароматовых петель, h — число "ручек", характеризующих степень непланарности диаграмм, b — число границ.

В подходе 'т Хофта [18] предполагалось, что $g^2 N_c$ и N_f фиксированы некоторыми постоянными. В работах же Венициано [19, 20] делалось более

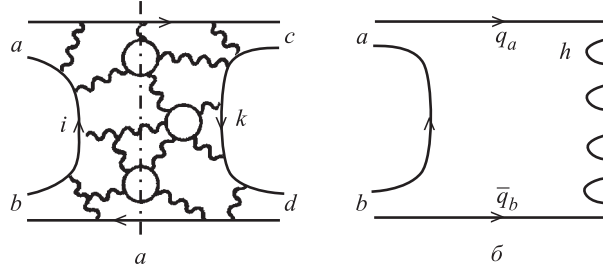


Рис. 2. Планарные диаграммы для бинарного (а) и множественного (б) процессов

сильное предположение: фиксировались $g^2 N_c$ и $g^2 N_f$. Тогда в подходе Венециано

$$G_n \propto (g^2)^{2h+b} \propto \left(\frac{1}{N_c}\right)^{2h+b} \propto \left(\frac{1}{N_f}\right)^{2h+b}. \quad (2)$$

В топологическом разложении Венециано диаграммы классифицируются по числу "ручек" и "границ". Чтобы получить амплитуду, например, бинарного процесса ($n = 4$, см. рис.2), надо просуммировать по всем h и b , т.е. по вкладам, соответствующим разным топологиям: планарный, цилиндрический и т.д. Заметим, что требование $g^2 N_f = \text{const}$ (порядка единицы) приводит к тому, что порядок диаграммы n не меняется, если в нее включить кварк-антикварковую петлю. Главный вклад топологического разложения указанной выше амплитуды будут давать, согласно ([18]), диаграммы с $h = 0$ и $b = 1$, т.е. диаграммы "планарного" типа без "ручек" и с одной "границей". Примеры таких диаграмм приведены на рис.2,а для мезон-мезонного рассеяния. Разрезанию такой диаграммы в s -канале также соответствует "планарная" диаграмма для амплитуды множественного рождения частиц, изображенная на рис.2,б (здесь и в дальнейшем для упрощения рисунков внутренние линии кварков и глюонов в отличие от рис.2,а не изображены). Амплитуды подобных бинарных процессов ведут себя как

$$T_{ab \rightarrow cd}^{(h=0, b=1)} \propto \frac{1}{N_f} \propto \frac{1}{N_c}. \quad (3)$$

Графики более высокой топологии, когда $h = 0, b = 2$, так называемые "цилиндрические" диаграммы (пример таких диаграмм для упругого рассеяния приведен на рис.3,а), ведут себя в зависимости от N_c или N_f следующим образом:

$$T_{ab \rightarrow ab}^{(h=0, b=2)} \propto \frac{1}{N_f^2} \propto \frac{1}{N_c^2}. \quad (4)$$

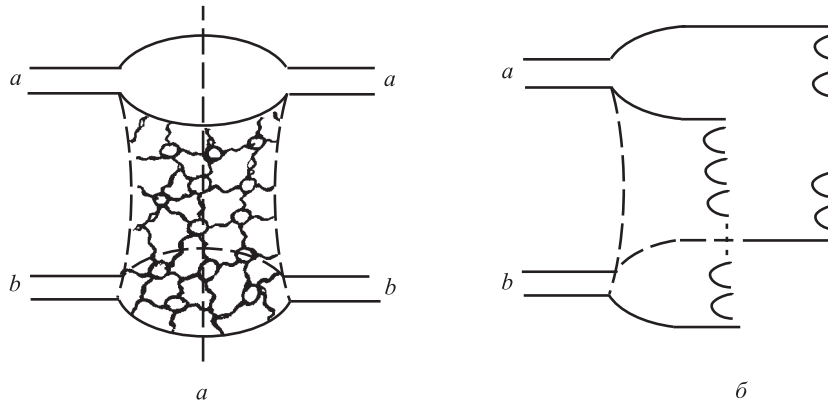


Рис. 3. Цилиндрические диаграммы: *а*) упругого процесса (померон); *б*) множественного процесса

Разрезанию такой диаграммы в s -канале соответствует "цилиндрическая" диаграмма множественного рождения частиц, изображенная на рис.3.б. Диаграммы следующего порядка топологии — графики "двойного цилиндра", $h = 1$ и $b = 2$, убывают уже как $1/N_f^4 = 1/N_c^4$. Другие диаграммы "цилиндрического" типа можно изобразить в виде многих "цилиндров". Последние убывают как $1/N^6, 1/N^8, \dots$, т.к. $h = 2, 3, \dots$, т.е. каждый дополнительный цилиндр дает одну "ручку", а число границ неизменно, $b = 2$.

В работах [18–22] был предложен так называемый дуально-топологический подход, суть которого состоит в следующем. Планарным диаграммам с $h = 0$ и $b = 1$ (рис.2.а) в s -канале ставятся в соответствие диаграммы одно-реджеонного обмена в t -канале, графикам цилиндрического типа с $h = 0$ и $b = 2$ (рис.3.а) — диаграммы однопомеронного обмена для упругого рассеяния $ab \rightarrow ab$ в t -канале. Другим диаграммам цилиндрического типа в s -канале с $h = 1, 2, 3, \dots$ и $b = 2$ ставятся в соответствие графики многопомеронного обмена для упругого рассеяния в t -канале. Так, планарным диаграммам разрезанного типа (рис.2.б) соответствует процесс множественного рождения при столкновении мезонов a и b , состоящих из валентных кварков и антикварков. Линия, определяющая левую "границу" разрезанной диаграммы рис.2.б, соответствует аннигиляции валентных кварков, антикварков, принадлежащих сталкивающимся адронам (мезонам). Правая "граница" диаграммы рис.2.б изображает $q\bar{q}$ -пары, которые затем фрагментируют в адроны. Между левой и правой "границами" диаграммы рис.2.б находится "сеть" глюонных линий и $q\bar{q}$ -петель, как на рис.2.а, где они не изображены.

Физически диаграмму рис.2.б, разрезанную в s -канале, можно трактовать [6] следующим образом. При столкновении двух мезонов кварк одного

мезона аннигилирует с антикварком другого, а другая $q\bar{q}$ -пара взаимодействует между собой и разлетается (в с.ц.и. сталкивающихся адронов) в разные стороны. Между этими двумя кварками в хромостатическом поле образуется струна [6], которая затем рвется, в результате чего в хромодинамическом вакууме рождаются $q\bar{q}$ -пары. Возникает вопрос, как можно вычислить диаграмму рис.2,а, которая в разрезанном виде в s -канале представлена на рис.2,б. На помощь приходит вышеуказанное соответствие между s -канальным топологическим и t -канальным разложением по полюсам Редже амплитуды бинарного процесса (так называемый принцип дуальности). При высоких энергиях и небольших передачах импульса поведение диаграмм рис.2 в t -канале определяется самыми правыми в j -плоскости полюсами Редже с данными квантовыми числами. Предполагается, что эти полюсы с хорошей точностью совпадают с наблюдаемыми на опыте так называемыми вторичными полюсами Редже (ρ , A_2 , f , ω , ...). Множественное рождение адронов при столкновении частиц a и b (рис.2,б) происходит за счет мультипериферического механизма в t -канале [6]. Сечение такого процесса уменьшается с ростом s как $(1/s^{1-\alpha_R(0)})$, где интерсепт редже-траектории $\alpha_R(0) \simeq 0,5$. Поэтому планарные диаграммы типа рис.2 убывают с s как $1/\sqrt{s}$.

Цилиндрические же диаграммы типа приведенных на рис.3 соответствуют графикам померонного обмена в t -канале, которые в теории надкритического померона не убывают, а даже растут как s^Δ , где $\Delta = \alpha_P(0) - 1 > 0$ [6, 33]. Интерсепт надкритического померона $\alpha_P(0) \simeq 1,27$ [6] вместо обычного померона $\alpha_P(0) = 1$. Поэтому главный вклад в множественное рождение адронов в бинарных адронных реакциях дают цилиндрические диаграммы типа приведенных на рис.3. Физически эти диаграммы можно трактовать аналогично планарным графикам рис.2,б: так, при столкновении двух протонов высоких энергий между кварком одного нуклона и дикварком другого и, соответственно, оставшимися дикварком и кварком этих нуклонов, как между триплетом и антитриплетом по цвету, после цветового взаимодействия образуются две синглетные по цвету струны. При удалении концов струн друг от друга последние рвутся, в результате чего из вакуума образуются $q\bar{q}$ -пары, фрагментирующие затем в адроны.

Физическая трактовка цилиндрических диаграмм, соответствующих многопомеронным t -канальным обменам, аналогична приведенной выше, только вместо двух струн образуются $2n$ синглетных по цвету струн между кварками и дикварками (две струны) и морскими кварками и антикварками ($2n - 2$ струны), где n — число померонных обменов в t -канале.

Изложенная связь s -канального топологического $1/N$ -разложения амплитуды бинарного процесса с ее t -канальным разложением по полюсам Редже позволяет, исходя из правильной редже-асимптотики, вычислить распределения кварков в адронах и их функции фрагментации. На этой основе открывается возможность проанализировать все мягкие адронные процессы мно-

жественного рождения адронов, т.е. процессы с малыми переданными импульсами.

Картина сильных взаимодействий адронов, основанная на топологическом разложении, позволяет понять многие свойства сильных взаимодействий при высоких энергиях [18–20]. Однако она является полуфеноменологической теорией. Значительно большую предсказательную силу теория $1/N$ -разложения приобретает, если диаграммам топологического разложения сопоставить определенную пространственно-временную картину взаимодействия кварков и глюонов, используя для описания эффектов конфайнмента модели цветной трубки и струны.

1.2. Модель цветной трубки и кварк-глюонных струн. Основы фрагментационной модели цветной трубки изложены в работе [6] и состоят в следующем. В области существования цветного поля кварков флуктуации глюонного поля подавлены, но энергия вакуума препятствует выходу цветных силовых линий кварков во внешнюю среду. Это приводит к хромодинамическому вакууму вокруг кварков, и адрон рассматривается как пузырек в глюонном вакууме, что одновременно означает и конфайнмент, т.к. все силовые линии между кварками замкнуты внутри пузырька [22–24].

Столкновение двух адронов-пузырьков a и b , сопровождающееся аннигиляцией валентных кварков, в модели цветной трубки представляется следующим образом. Чтобы два кварка q , \bar{q} из разных адронов аннигилировали, их относительные импульсы должны быть малы. Тогда при высокой энергии сталкивающихся адронов необходимо, чтобы в них реализовались редкие конфигурации кварков-партонов, когда разность быстрот кварка и антикварка в начальном адроне(мезоне) велика. В терминах быстрот это означает:

$$y_q - y_{\bar{q}} \simeq \frac{1}{2} \ln \frac{s}{m_{\perp}^2}, \quad (5)$$

где $m_{\perp}^2 = m_q^2 + p_{q\perp}^2$, \sqrt{s} — энергия в с.ц.и.; полный интервал быстрот, занятый кварками в сталкивающихся адронах, равен полному кинематически разрешенному интервалу $y_{\max} = \ln(s/m_{\perp}^2)$.

1.3. Распределение кварков в адроне. Распределение кварков в МКГС определяется из правильной редже-асимптотики планарных и цилиндрических диаграмм при $x \rightarrow 1$ и $x \rightarrow 0$, где x приближенно равняется доле продольного импульса кварка от импульса начального адрона, т.е. $x \sim p_{qz}/p_h$, или, точнее, x — переменная светового фронта $x = (E_q + p_{qz})/(E_h + p_{hz})$. Их функции фрагментации также определяются редже-асимптотикой, но при этом накладываются еще некоторые условия. В действительности речь идет о распределении кварков на концах $q - \bar{q}$ -струны. Рассмотрим вначале планарную диаграмму рис.2,б для бинарного процесса множественного рождения $ab \rightarrow hX$ в с.ц.м. двух сталкивающихся адронов a и b , когда частица h рождается быстрой, т.е. процесс с большим x . В этом случае при $x \rightarrow 1$ между

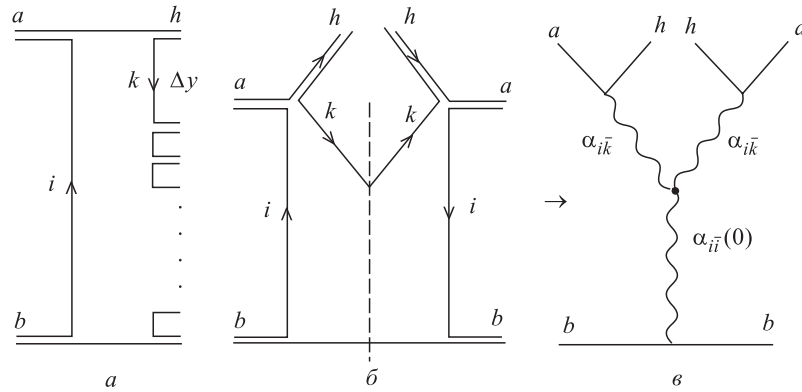


Рис. 4. *а*) Планарная диаграмма для образования лидирующего адрона; *б*) ее вклад в инклюзивное сечение; *в*) трехреджеонный график, соответствующий диаграмме (*б*) при $x \rightarrow 1$

адроном h и остальными частицами возникает большой интервал быстрот Δy , как это изображено на рис.4,*а*. Соответствующая диаграмма упругого рассеяния приведена на рис.4,*б*, штриховая линия показывает разрезание этой диаграммы. Соответствующий ей трехреджеонный график в t -канале приведен на рис.4,*в*. Подробное изложение этой проблемы приведено в [6, 46], здесь мы остановимся лишь на основных принципах построения кварковых распределений в адроне в рамках МКГС.

Рождение быстрой частицы h при столкновении мезонов a и b , соответствующее планарной диаграмме рис.4,*а*, физически можно трактовать следующим образом. При столкновении этих мезонов, состоящих из пар валентных кварков и антикварков ($q - \bar{q}$), медленный антикварк частицы a , обозначенный как i , аннигилирует с медленным кварком частицы b . Кварк q_a взаимодействует с антикварком \bar{q}_b , после чего они разлетаются, и между ними образуется так называемая бесцветная струна, поскольку q и \bar{q} — триплет и антитриплет цветовой группы $SU(3)$. Далее эта струна рвется по мере разлета ее концов, и в хромостатическом поле, согласно механизму Швингера [22], образуются кварк-антикварковые пары, фрагментирующие затем в адроны. Образование частицы h можно представить себе как "подхват" быстрым кварком q_a медленного антикварка k (см. рис.4,*а*) из цепочки кварков и антикварков, образующихся при разрыве струны. Так как адрон h быстрый, его $x \rightarrow 1$, то быстрое время интервал Δy между ним и другими адронами довольно большой. Построение распределения быстрого кварка в адроне a эквивалентно нахождению вероятности замедлить другой антикварк i в этом адроне. Такую вероятность можно найти из соответствия s -канальной

планарной диаграммы t -канальной диаграмме с обменом реджеоном R [6]:

$$w_i \sim \sigma_{ab}^{\text{tot}} \sim \text{Im} f_{ab}^{\text{el}}(t=0) \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_R(0)-1}, \quad (6)$$

где $\alpha_R(0)$ — интерсепт редже-траектории, соответствующей в данном случае обмену кварк-антикварковой парой $q_i - \bar{q}_i$ в s -канале, поэтому его можно обозначить как $\alpha_{i\bar{i}}(0)$. Переходя к переменной x , доле продольного импульса быстрого кварка q_a , и учитывая, что $1-x \sim 1/s$, эту вероятность можно записать в виде

$$w_i \sim (1-x)^{1-\alpha_{i\bar{i}}(0)} \equiv x_i^{1-\alpha_{i\bar{i}}(0)}. \quad (7)$$

Здесь $x_i = 1-x$ — доля продольного импульса медленного антикварка \bar{q}_i в адроне a . Аналогично находится вероятность замедлить кварк (антикварк) k при образовании адрона h (рис.4, a), что эквивалентно вероятности найти быстрый кварк q_a с долей импульса x на конце $q - \bar{q}$ -струны, так как $x \simeq 1-x_k$, т.е.

$$w_k \sim (1-x)^{1-\alpha_{k\bar{k}}(0)} = x_k^{1-\alpha_{k\bar{k}}(0)}, \quad (8)$$

где $\alpha_{k\bar{k}}(0)$ — интерсепт редже-траектории, соответствующий обмену кварка k и антикварка \bar{k} . Переходя в (7) и (8) от x_i, x_k к быстротам y_i, y_k , $y_{i,k} = \ln(2p_a x_{i,k}/m_{qt})$, где p_a — импульс начального адрона a , m_{qt} — поперечная масса валентного конститuentного кварка q_a , получаем для w_i и w_k следующие выражения [6]:

$$w_i(\Delta y_i) = C \exp(-\beta_i \Delta y_i); w_k(\Delta y_k) = C \exp(-\beta_k \Delta y_k), \quad (9)$$

где $\Delta y_i = y_a - y_i$, $\Delta y_k = y_a - y_k$, $\beta_i = 1 - \alpha_{i\bar{i}}(0)$, $\beta_k = 1 - \alpha_{k\bar{k}}(0)$; здесь y_a — быстрота адрона a , y_i, y_k — быстроты кварков i и k (см. рис.4, a), C — некая константа. Заметим, что в выражениях (6)–(9) пренебрегалось поперечными импульсами k_t -кварков. Если же их учесть, то в эти выражения войдут вместо интерсептов траектории Редже, зависящие от k_t^2 , т.е. $\alpha_R(-k_t^2)$, которые при малых k_t^2 могут быть представлены в виде: $\alpha_R(-k_t^2) \simeq \alpha_R(0) - k_t^2 \alpha'_R(0)$. Учитывая это и переходя в (9) в пространство прицельных параметров \mathbf{b} , получаем для фурье-образов $w_i(\Delta y_i, \mathbf{b})$ и $w_k(\Delta y_k, \mathbf{b})$ следующие выражения:

$$w_i(\Delta y_i, \mathbf{b}) = \frac{C}{4\pi\alpha'\Delta y_i} \exp(-\beta_i \Delta y_i) \exp(-\mathbf{b}^2/4\alpha'\Delta y_i), \quad (10)$$

$$w_k(\Delta y_k, \mathbf{b}) = \frac{C}{4\pi\alpha'\Delta y_k} \exp(-\beta_k \Delta y_k) \exp(-\mathbf{b}^2/4\alpha'\Delta y_k). \quad (11)$$

Заметим, что $\Delta y_i, \Delta y_k \gg 1$, так как мы интересуемся распределением кварка q_a на конце струны при больших x и, соответственно, малых x_i и x_k , т.е. при $x \rightarrow 1$ (рис.4, a). Таким образом, выражения (9) и (10), (11)

дают нам вероятность замедлить валентный кварк i (антикварк \bar{i}) в адроне a (рис.4, a) и вероятность рождения медленного кварка k (антикварка \bar{k}) после разрыва струны в зависимости от x (9) или Δy и \mathbf{b} . Отсюда легко определить асимптотику кварковых распределений на концах $q - \bar{q}$ -струны. Но при этом необходимо связать интерсепт $\alpha_{k\bar{k}}(0)$ с $\alpha_{i\bar{i}}(0)$ и $\alpha_{ik}(0)$, так как последние значения, как будет показано ниже, известны. В [6] был обоснован так называемый принцип факторизации в МКГС амплитуды бинарного процесса $ab \rightarrow cd$, изображенного на рис.2: вероятность образования различных конечных адронов c, d зависит только от типа кварков k , возникающих при разрыве струны и не зависит от типа "аннигилирующих кварков" i . Вследствие этого мнимая часть амплитуды бинарного процесса $ab \rightarrow cd$ в \mathbf{b} -пространстве оказывается факторизованной в s -канале [6]:

$$\text{Im } f_{ab \rightarrow cd}(\xi, \mathbf{b}) \sim w_{ab}^i(\xi, \mathbf{b}) w_{cd}^k(\xi, \mathbf{b}). \quad (12)$$

Здесь $\xi = \ln(s/s_0)$, w_{ab}^i и w_{cd}^k — те же вероятности, что и w_i, w_k , но для бинарного процесса $ab \rightarrow cd$. Для упругого рассеяния $ab \rightarrow ab$, используя условие унитарности, имеем

$$w_{ik}(\xi, \mathbf{b}) w_{ki}(\xi, \mathbf{b}) \sim w_i(\xi, \mathbf{b}) w_k(\xi, \mathbf{b}), \quad (13)$$

где $w_{ik}(\xi, \mathbf{b})$ — вероятность замедлить оба кварка i и k , см. рис.4, a, b с данным прицельным параметром \mathbf{b} . Подставляя теперь выражения (10), (11) для w_i, w_k , а также аналогичное выражение для w_{ik} в (13), получаем следующие очень важные соотношения для интерсептов редже-траекторий и их наклонов:

$$\alpha_{i\bar{i}}(0) + \alpha_{k\bar{k}}(0) = 2\alpha_{ik}(0), \quad (14)$$

$$(\alpha'_{i\bar{i}}(0))^{-1} + (\alpha'_{k\bar{k}}(0))^{-1} = 2(\alpha'_{ik}(0))^{-1}, \quad (15)$$

где $\alpha_{ik}(0)$ — интерсепт редже-траектории, соответствующей обмену парой кварка i и антикварка \bar{k} в s -канале, см. рис.4, b . Из (14) имеем

$$-\alpha_{k\bar{k}}(0) = \alpha_{i\bar{i}}(0) - 2\alpha_{ik}(0). \quad (16)$$

Теперь непосредственно перейдем к построению асимптотики кварковых распределений на концах $q - \bar{q}$ -струны при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$. Распределение валентного кварка $q(x)$ в адроне a при $x \rightarrow 0$ можно связать с вероятностью найти в a медленный кварк i , определяемой выражением (7):

$$x_i q(x_i) = w_i(x_i) \sim x_i^{1-\alpha_{i\bar{i}}(0)}. \quad (17)$$

Отсюда получаем при $x \rightarrow 0$:

$$q_a(x) \sim x^{-\alpha_{i\bar{i}}(0)} = x^{-\alpha_R(0)}. \quad (18)$$

Как указывалось выше, $\alpha_{i\bar{i}}(0) = \alpha_R(0)$ — интерсепт вторичной реджеонной траектории. Асимптотика $q(x)$ при $x \rightarrow 1$ определяется вероятностью рождения медленного кварка k (антикварка \bar{k}) после разрыва $q - \bar{q}$ -струны (рис.4,б), т.е. согласно (8) при $x \rightarrow 1$ имеем

$$q_a(x) = q_k(1-x) = \frac{w_k(x_k)}{x_k} \sim (1-x)^{-\alpha_{k\bar{k}}(0)}, \quad (19)$$

или, используя соотношение (16), выражение (19) можно еще записать в следующем виде:

$$q_a(x) \sim (1-x)^{\alpha_R(0) - 2\alpha_{ik}(0)}. \quad (20)$$

Таким образом, асимптотика распределения валентных кварков в адроне a , точнее, на концах кварк-антикварковой струны при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$ определяется выражениями (18) и (19). Если в качестве адрона a взять, например, π -мезон, то α_{ik} будет соответствовать реджеонной траектории, т.е. $\alpha_{ik}(0) = \alpha_R(0)$. Тогда асимптотика кваркового распределения в π -мезоне при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$ будет определяться выражениями

при $x \rightarrow 0$

$$q_\pi(x) \sim x^{-\alpha_R(0)} = x^{-1/2}, \quad (21)$$

при $x \rightarrow 1$

$$q_\pi(x) \sim (1-x)^{-\alpha_R(0)} = (1-x)^{-1/2}. \quad (22)$$

Асимптотика кваркового распределения в нуклоне при $x \rightarrow 1$ определяется вероятностью замедлить дикварк qq в нуклоне (рис.4,а), т.е. согласно (7):

$$w_{qq}(x_{qq}) \sim x_{qq}^{1 - \alpha_{(qq)(\bar{q}\bar{q})}(0)}, \quad (23)$$

где $x_{qq} = 1-x$ — доля импульса дикварка в нуклоне, $\alpha_{(qq)(\bar{q}\bar{q})}(0)$ — интерсепт редже-траектории, содержащей дикварк и антидикварк, которая удовлетворяет соотношению (14), т.е. [6]:

$$\alpha_{(qq)(\bar{q}\bar{q})}(0) + \alpha_{k\bar{k}}(0) = 2\alpha_{3q}(0). \quad (24)$$

Тогда, используя (23), имеем при $x \rightarrow 1$:

$$q_N(x) = \frac{w_{qq}(x_{qq})}{x_{qq}} = C_1 x_{qq}^{-\alpha_{(qq)(\bar{q}\bar{q})}(0)} = C_1 (1-x)^{\alpha_{k\bar{k}}(0) - 2\alpha_{3q}(0)}. \quad (25)$$

В этом случае $\alpha_{k\bar{k}}(0) = \alpha_R(0)$, а $\alpha_{3q} = \bar{\alpha}_B(0)$ — усредненный интерсепт барионной траектории [6]. А поведение $q_N(x)$ при $x \rightarrow 0$ также определяется, как и для π -мезона, выражением (21).

Заметим еще раз, что здесь приводятся лишь принципы получения редже-асимптотики кварковых распределений в адроне, в частности π -мезоне и нуклоне при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$. Подробное изложение этой проблемы можно найти

в работах [6]. Если подставить в (25) значения интерсептов $\alpha_R(0) = 1/2$ и $\bar{\alpha}_B(0) \simeq -0,5$, которые следуют из экспериментальных данных, как указывается в [6], то при $x \rightarrow 1$ имеем

$$q_N(x) \sim (1-x)^{3/2}. \quad (26)$$

Асимптотика распределения валентных кварков в нуклоне при $x \rightarrow 0$, в принципе, совпадает с аналогичным распределением, наблюдаемым в глубоконеупругом лептон-нуклонном рассеянии (ГНР). А при $x \rightarrow 1$ согласно (26) она принципиально отличается от соответствующего поведения, наблюдаемого в ГНР [47]. Это может быть связано с тем, что в МКГС кварки составляющие, а в ГНР — точечные или токовые, как в КХД.

1.4. Фрагментация кварков и дикварков в адроны. Асимптотика функций фрагментации кварков в адроны при $x \rightarrow 1$ также определяется трехреджеонным графиком в t -канале (рис.4,а) или его аналогичной s -канальной диаграммой рис.4,б. Подробности вывода такой асимптотики приведены в [6], здесь мы только вкратце изложим принцип ее получения.

Предположим, что в процессе $a+b \rightarrow c+X$ образуется лидирующий адрон c , т.е. с долей импульса $z = p_c/p_a \rightarrow 1$. Тогда инклюзивный релятивистски-инвариантный спектр такого адрона $f_c \equiv E_c d\sigma/d^3p$ при таком z определяется трехреджеонным графиком в t -канале, соответствующая диаграмма которого приведена на рис.4,а. Как хорошо известно [6], это z -поведение при $z \rightarrow 1$ представляется в виде

$$f_c(z, p_t) \sim g(p_t^2)(1-z)^{\alpha_{i\bar{i}}(0)-2\alpha_{ik}(p_t^2)}, \quad (27)$$

где $g(p_t^2)$ — некая функция, зависящая от квадрата поперечного импульса рождающегося адрона p_t^2 . С другой стороны, спектр (27) можно представить в виде

$$f_c(z, p_t) \equiv D_{q_a}^c(z, p_t^2)z, \quad (28)$$

где $D_{q_a}^c(z, p_t^2)$ — так называемая функция фрагментации кварка q_a в адрон c . В пределе $z \rightarrow 0$ ($y_{q_a} - y_c \gg 1$) функция $f_c(z, p_t^2)$ не зависит от z , т.е. при $z \rightarrow 0$

$$D_{q_a}^c(z, p_t^2) \sim \frac{g(p_t^2)}{z}. \quad (29)$$

Сравнивая (27)—(29), имеем

$$D_{q_a}^c(z, p_t^2) = \frac{g(p_t^2)}{z}(1-z)^{\alpha_{i\bar{i}}(0)-2\alpha_{ik}(p_t^2)}. \quad (30)$$

Выражение (30) — общий вид функции фрагментации (ФФ) кварка q_a в адрон c . Для простоты рассмотрим ФФ, проинтегрированные по p_t^2 . Поведение

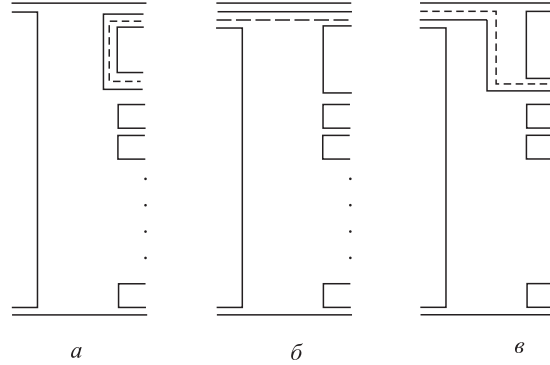


Рис. 5. Планарные диаграммы образования барионов в МКГС в пределе $x \rightarrow 1$

$D_{q_a}^c(z)$ при $z \rightarrow 1$ можно получить из (30), разложив $\alpha_{i\bar{k}}$ в ряд по p_t^2 , заменив p_t^2 на его среднее значение \bar{p}_t^2 и воспользовавшись соотношением (14):

$$D_{q_a}^c(z, p_t^2) \sim (1-z)^{-\alpha_{k\bar{k}}(0)+\lambda}, \quad (31)$$

где $\lambda = 2\alpha'_{i\bar{k}}\bar{p}_t^2$. Выражение (31) — асимптотика ФФ при $z \rightarrow 1$ для разрешенной фрагментации, т.е. для случая, когда кварк q или дикварк qq входит в состав адрона c .

Рассмотрим несколько примеров при $z \rightarrow 1$ [46]:

$$D_u^{\pi^+}(z) = D_d^{\pi^-}(z) \sim (1-z)^{-\alpha_\rho(0)+\lambda}, \quad (32)$$

$$D_u^{K^+}(z) = D_{\bar{u}}^{K^-}(z) \sim (1-z)^{-\alpha_\phi(0)+\lambda}, \quad (33)$$

$$D_{ud}^p(z) = D_{ud}^n(z) \sim (1-z)^{-\alpha_\rho(0)+\lambda}. \quad (34)$$

В случае образования барионов кварком или мезонов дикварком (см. диаграммы рис.5) в качестве состояния k выступает дикварк, т.е. два кварка и так называемый цветной узел, обозначенный на рис.5 пунктиром, введенный в [48] при описании барионов в КХД. Траектории $\alpha_{qq(\bar{q}\bar{q})}$, содержащие дикварк и антидикварк, удовлетворяют соотношению (24).

В частности, интерсепт траектории $\alpha_{qqq}(0)$ для легких (u, d) кварков можно записать в виде

$$\alpha_{ud\bar{u}\bar{d}}(0) = 2\alpha_N(0) - \alpha_\rho(0). \quad (35)$$

С помощью (24), (31) и (35) можно получить $\Phi\Phi$ кварков в барионы и дикварков в мезоны при $z \rightarrow 1$. Например [46],

$$D_u^p(z) = D_d^n(z) \sim (1-z)^{\alpha_\rho(0)-2\alpha_N(0)+\lambda}, \quad (36)$$

$$D_{ud}^{K^+}(z) \sim D_{uu}^{K^+}(z) \sim (1-z)^{\alpha_\rho(0)-2\alpha_N(0)+\lambda}. \quad (37)$$

Более подробно о таких $\Phi\Phi$, а также об асимптотике $\Phi\Phi$ при $z \rightarrow 1$ для случаев, когда адрон c не содержит начального кварка или дикварка, так называемой "запрещенной" фрагментации, можно прочесть в [46]. Суть построения асимптотики $\Phi\Phi$ при "запрещенной" фрагментации состоит в следующем. В таких случаях адрон c рождается не сразу, не в первой $q - \bar{q}$ -цепочке, а в последующих цепочках, при рождении медленных $q - \bar{q}$ -пар, и поэтому в асимптотике $\Phi\Phi$ при $z \rightarrow 1$ появляется, как показано в [46], дополнительный фактор $(1-z)^{1-\alpha_{q\bar{q}}(0)}$, связанный с замедлением каждого кварка. Например,

$$D_u^{\pi^-}(z) \sim (1-z)^{-\alpha_\rho(0)+2(1-\alpha_\rho(0))+\lambda}, \quad (38)$$

$$D_u^{K^-}(z) \sim (1-z)^{-\alpha_\rho(0)+(1-\alpha_\rho(0))+(1-\alpha_\phi(0))+\lambda}. \quad (39)$$

Таким образом, асимптотика $\Phi\Phi$ при $z \rightarrow 1$ определяется интерсептами вторичных редже-траекторий и их производными при $p_t^2 = 0$, значения которых можно взять из экспериментальных данных. Заметим, что такая асимптотика $\Phi\Phi$ также принципиально отличается от аналогичного поведения $\Phi\Phi$, полученного из ГНР или жестких адронных процессов, как и функции распределения кварков в адроне [47].

2. РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ В МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

В последнее время появилось большое количество данных по инклюзивному адронорождению резонансов с различными квантовыми числами. В частности, имеются относительно хорошо измеренные данные по x - и p_\perp -спектрам векторных мезонов, измерены также некоторые характеристики рождения резонансов с высшими ($J \geq 2$) спинами. Для правильного описания этих данных необходимо более детальное развитие существующих схем мягкого взаимодействия. Одной из важнейших проблем на этом пути является включение спиновых переменных в кварк-партонные модели, применяемые для описания процессов множественного рождения [10, 47, 49].

Рассмотрим обобщение МКГС на случай рождения бозонных резонансов [32], лежащих на ведущей траектории векторно-тензорной VT-группы

($\rho, a_2, f, K^* \dots$). Предлагаемый подход основан на так называемой реджеон-фотонной аналогии, дающей возможность учесть спин J наблюдаемых резонансов. Для этого необходимо рассмотреть функции фрагментации кварков и дикварков $G_{q(qq)}^J(z)$ в бозонные резонансы с произвольным спином J . Функции $G_{q(qq)}^J(z)$ при $z \rightarrow 1$ выражаются через вычеты вторичных реджеонских траекторий, соответствующих, в рамках подхода ДТУ, вкладу планарных диаграмм. Используя предсказания МКГС для спиновой структуры планарных диаграмм [50], можно получить соотношения между вычетами ведущих траекторий VT-группы. Согласно этим предсказаниям взаимодействие реджеонов VT-группы с адронами имеет универсальный вид, аналогичный случаю электромагнитного взаимодействия. Гипотеза доминантности взаимодействия электромагнитного типа в планарной части адронных амплитуд (или реджеон-фотонная аналогия) совместно с предсказаниями дуальной модели Венециано [51] для вершин реджеон — частица позволяют фиксировать величины $G_{q(qq)}^J(z)$ при $z \rightarrow 1$. В результате получается простое соотношение, определяющее зависимость сечения рождения резонанса от его спина J .

Выражение для инвариантного инклюзивного спектра адронов в МКГС записывается в виде (см., например, [25, 28]):

$$\frac{d\sigma^h}{dy} \equiv x_R \frac{d\sigma^h}{dx} = \int E \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}} d^2p_\perp = \sum_n \sigma_n(s) \varphi_n^h(s, x), \quad (40)$$

где y — быстрота, $x = 2p_z/\sqrt{s}$ — фейнмановская переменная, p_z — продольный импульс рожденного адрона, \sqrt{s} — полная энергия двух сталкивающихся адронов в с.ц.и., σ_n — сечение рождения n -померонного ливня (или $2n$ кварк-глюонных струн, распадающихся на адроны) [6, 27], $\varphi_n^h(s, y)$ — распределение адронов в n -померонном ливне, $x_R = (x_\perp^2 + x^2)^{1/2}$, $x_\perp^2 = 4(\langle p_\perp^2 \rangle + m_h^2)/s$; $m_h, \langle p_\perp \rangle$ — масса и средний поперечный импульс вторичного адрона соответственно. Сечения σ_n испускания n померонных ливней вычислялись по формулам (модель "квазиэйконала") [52]:

$$\sigma_n = \frac{\sigma_P}{nz} \left(1 - e^{-z} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{z^k}{k!} \right), \quad n \geq 1, \quad (41)$$

$$z = \frac{2C_P \gamma_P}{R_P^2 + \alpha'_P \ln(s/s_0)} \left(\frac{s}{s_0} \right)^\Delta, \quad (42)$$

$$\sigma_P = 8\pi \gamma_P \left(\frac{s}{s_0} \right)^\Delta, \quad (43)$$

где σ_P — вклад померона в полное сечение, $\Delta = \alpha_P(0) - 1$ — превышение интерсепта померона над 1 (надкритический померон), параметры γ_P и

R_p^2 определяют величину связи померона с адроном, параметр C_p учитывает отклонение от эйконального приближения; значения остальных параметров будут приведены ниже при вычислении сечений для конкретных реакций. Полное сечение взаимодействия адронов в МКГС есть сумма сечений $\sigma_n(s)$ рождения любого числа померонных ливней:

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n(s), \quad (44)$$

$$\sigma_{\text{in}}(s) = \sigma_0^{DD} + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n(s), \quad \sigma_0^{DD} = (1 - 1/c)\sigma_0(s), \quad (45)$$

σ_0^{DD} — сечение дифракционной диссоциации.

$$\begin{aligned} \varphi_n^{\pi(K)p \rightarrow h}(x_F) &= f_q^h(x_+, n) f_q^h(x_-, n) + f_q^h(x_+, n) f_{qq}^h(x_-, n) + \\ &+ 2(n-1) f_{sea}^h(x_+, n) f_{sea}^h(x_-, n), \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} \varphi_n^{pp \rightarrow h}(x_F) &= f_{qq}^h(x_+, n) f_q^h(x_-, n) + f_q^h(x_+, n) f_{qq}^h(x_-, n) + \\ &+ 2(n-1) f_{sea}^h(x_+, n) f_{sea}^h(x_-, n), \end{aligned} \quad (47)$$

$$x_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\left[\frac{4m_{\perp}^2}{s} + x_F^2 \right]^{\frac{1}{2}} \pm x_F \right). \quad (48)$$

Функции $f_{qq}^h(x_{\pm}, n)$, $f_q^h(x_{\pm}, n)$, $f_{sea}^h(x_{\pm}, n)$, которые появляются в (46) и (47), определяют инклюзивные спектры вторичных частиц и выражаются через свертки импульсных распределений дикварков, валентных и морских кварков(антикварков) в сталкивающихся адронах, $u(x)$, и функций фрагментации дикварков и кварков в рождающиеся адроны $G^h(z)$. Вклады от начальной частицы и протона мишени зависят, соответственно, от переменных x_+ и x_- . Для случая pp -столкновений эти свертки имеют вид [25]:

$$\begin{aligned} f_{qq}^h(x_{\pm}, n) &= \frac{2}{3} \int_{x_{\pm}}^1 u_{ud}(x_1, n) G_{ud}^h(x_{\pm}/x_1) dx_1 + \\ &+ \frac{1}{3} \int_{x_{\pm}}^1 u_{uu}(x_1, n) G_{uu}^h(x_{\pm}/x_1) dx_1, \end{aligned} \quad (49)$$

$$\begin{aligned} f_q^h(x_{\pm}, n) &= \frac{2}{3} \int_{x_{\pm}}^1 u_u(x_1, n) G_u^h(x_{\pm}/x_1) dx_1 + \\ &+ \frac{1}{3} \int_{x_{\pm}}^1 u_d(x_1, n) G_d^h(x_{\pm}/x_1) dx_1, \end{aligned} \quad (50)$$

$$\begin{aligned}
 f_{sea}^h(x_{\pm}, n) &= \frac{1}{2 + \delta} \left[\int_{x_{\pm}}^1 u_{\overline{u}}(x_1, n) \frac{G_{\overline{u}}^h(x_{\pm}/x_1) + G_u^h(x_{\pm}/x_1)}{2} dx_1 + \right. \\
 &+ \int_{x_{\pm}}^1 u_{\overline{d}}(x_1, n) \frac{G_{\overline{d}}^h(x_{\pm}/x_1) + G_d^h(x_{\pm}/x_1)}{2} dx_1 + \\
 &\left. + \delta \int_{x_{\pm}}^1 u_{\overline{s}}(x_1, n) \frac{G_{\overline{s}}^h(x_{\pm}/x_1) + G_s^h(x_{\pm}/x_1)}{2} dx_1 \right]. \quad (51)
 \end{aligned}$$

Параметр $\delta \sim 0, 2 - 0, 3$ определяет подавление странного кварка в море.

Аналогично для $\pi^- p$ -столкновений

$$\begin{aligned}
 f_q^h(x_+, n) &= \int_{x_+}^1 u_d(x_1, n) G_d^h(x_+/x_1) dx_1, \\
 f_{\overline{q}}^h(x_+, n) &= \int_{x_+}^1 u_{\overline{u}}(x_1, n) G_{\overline{u}}^h(x_+/x_1) dx_1. \quad (52)
 \end{aligned}$$

Выражения для Kp -взаимодействия имеют ту же структуру, что и в (52).

Свойства функций фрагментации в рамках МКГС обсуждались в разд.1 [6,46]. Поведение функций фрагментации $G_{q(qq)}^h(z) = z D_{q(qq)}^h(z)$ в двух асимптотических пределах $z \rightarrow 0$ и $z \rightarrow 1$ могут быть определены реджевскими асимптотиками:

$$G_{q(qq)}^h(0) = b^h, \quad (53)$$

$$G_{q(qq)}^h(z \rightarrow 1) \sim (1 - z)^\gamma. \quad (54)$$

Здесь γ определяется интерсептами соответствующих реджевских траекторий. Для наших целей наиболее важно рассмотрение константы b^h , которая является значением функции $G_{q(qq)}^h(z)$ при $z \rightarrow 0$ и не зависит от сорта начального кварка q (дикварка qq). Константа b^h определяется динамикой фрагментации струны, когда пара $q\overline{q}$ рождается из вакуума в центральной области спектра. Например, из $SU(3)$ -симметрии следует, что $b^{\rho^+} = b^{\rho^-} = b^{\rho^0} = b^\rho, b^\omega = b^\rho \dots$ Прямые вычисления этих констант не могут быть проведены в рамках МКГС. Ниже мы приведем оценки на отношение этих констант, полученные в рамках реджеон-фотонной аналогии.

Основное предположение, использованное нами, заключается в том, что форма x_F -спектров резонансов, рождающихся при разрыве кварк-глюонной струны, не зависит от спина J наблюдаемого резонанса, т.е. все состояния, лежащие на реджевской траектории $\alpha_{ik}(M_J^2)$, при одинаковых начальных условиях имеют одинаковую форму x -зависимости. В рамках сделанного предположения функции фрагментации кварков (дикварков) в различные резонансы

ρ - и K^* -семейств могут быть выражены через функции фрагментации в ρ - или K^* -мезоны [32]:

$$G_{q(qq)}^J(x) = R_J G_{q(qq)}^{\rho, K^*}(x), \quad (55)$$

где величина R_J не зависит от переменной x .

Полный список функций фрагментации в векторные мезоны приведен в приложении А. В параметризации (55) величины R_J выражаются через константы b^J : $R_J = (b^J/b^V)^2$. Из анализа данных по рождению ρ -мезонов в πN -столкновении в рамках МКГС [53] получены значения

$$b^\rho \approx 0,27, \quad b^{K^*} \approx 0,15. \quad (56)$$

Вернемся теперь к рассмотрению функций фрагментации для состояний с большими спинами. Подробный вывод отношения R_J в рамках реджеон-фотонной аналогии приведен в [32]. Здесь мы только коротко рассмотрим основные результаты на примере реакции $\pi N \rightarrow JX$. В трехреджеонном пределе имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^J}{dx}(x \rightarrow 1) / \frac{d\sigma^V}{dx}(x \rightarrow 1) &= R_J = (b^J/b^V)^2 = \\ &= \sum_{\lambda=-J}^J |g_{0\lambda}^{\pi\alpha_V J}(0)|^2 / \sum_{\lambda=-1}^1 |g_{0\lambda}^{\pi\alpha_V V}(0)|^2, \end{aligned} \quad (57)$$

где величины $g_{0\lambda}^{\pi\alpha_V J}$ являются s -канальными спиральными вычетами реджевских траекторий α_V VT-группы. Гипотеза реджеон-фотонной аналогии дает возможность вычислить соотношения между вычетами $g_{0\lambda}^{\pi\alpha_V J}$. Обсудим более детально эту гипотезу. Впервые ρ -мезон-фотонная аналогия была предложена Стодольским и Сакураи [54] для описания характеристик рождения Δ -изобары в реакциях $\pi p \rightarrow \pi\Delta$ и $Kp \rightarrow K\Delta$. Предполагалось, что спиновая структура этих процессов имеет электромагнитную форму. Некоторые результаты в поддержку рассматриваемой гипотезы были получены в [50, 55]. Анализ вклада планарных диаграмм в полные сечения адрон-адронного взаимодействия показал, что вычеты лидирующих реджевских траекторий удовлетворяют соотношениям, типичным для векторных токов [55]. В частности, взаимодействие π -, K -мезонов и нуклонов с ρ -траекторией аналогично изовекторной компоненте электромагнитного тока. Аналогично взаимодействия с ω - и φ -траекториями подобны, соответственно, нестранной и странной компонентам изоскалярного тока.

Амплитуда кварк-кваркового взаимодействия изучалась в рамках мультипериферического механизма в работе [50]. Этот механизм дает возможность объяснить положение в j -плоскости вторичных реджевских траекторий с различными квантовыми числами, а также предсказывает спиновую структуру

взаимодействия этих траекторий с кварками. Спиновая структура, описывающая взаимодействие кварков с траекториями VT-группы, имеет электромагнитный характер:

$$M_{qq}^{V-T} \sim \bar{q}_3 \gamma^\mu q_1 \bar{q}_4 \gamma_\mu q_2. \quad (58)$$

Кажется естественным обобщить реджеон-фотонную аналогию для случая произвольных спинов. Мы предполагаем, что взаимодействие реджеонов VT-группы с произвольными адронами определяется сохраняющимся векторным током. В случае перехода $\pi \xrightarrow{\alpha\chi} J$ этот ток имеет следующий вид:

$$j^\mu(\lambda) = iF_J \epsilon^{\alpha\beta\gamma\mu} \varphi_{\alpha\nu_1 \dots \nu_{J-1}}(k, \lambda) p_\beta k_\gamma q^{\nu_1} \dots q^{\nu_{J-1}}, \quad (59)$$

где p и k — 4-импульсы начального пиона и конечного резонанса соответственно. В (59) $q = k - p$, $\varphi_{\alpha\nu_1 \dots \nu_{J-1}}(k, \lambda)$ — волновая функция резонанса со спином J и спиральностью λ . В системе с бесконечным импульсом (СБИ) $p^{0,3} \rightarrow \infty$, спиральный вычет $g_0^{\pi\alpha\nu J} / \lambda^J(q)$ связан с током (59) соотношением

$$g_0^{\pi\alpha\nu J}(q) e^{-i\varphi\lambda} = j^{0,3}(\lambda) / 2p^{0,3}. \quad (60)$$

Используя выражения (59) и (60), можно получить

$$\sum_{\lambda=-J}^J |g_0^{\pi\alpha J} / \lambda^J(q)|^2 = |F_J|^2 (J+1)! (J-1)! 2^{J-3} p_t^{2(J-1)} \bar{q}_\perp^2 / (2J)! \quad (61)$$

Обсудим зависимость величины F_J от спина J . Для этого рассмотрим распад резонанса со спином J на псевдоскаляр и вектор, т.е. вершинную функцию $J \rightarrow \pi V$ на массовой поверхности. Используя формулу (59), легко получить следующее выражение для ширины $\Gamma_{J \rightarrow \pi V}$ распада $J \rightarrow \pi V$:

$$\begin{aligned} \Gamma_{J \rightarrow \pi V} &= \frac{p_t}{8\pi M_J^2} \frac{1}{(2J+1)} \sum_{\lambda', \lambda} |j^\mu(k, \lambda) \xi_\mu(q, \lambda')|^2 = \\ &= \frac{2^J (J+1)! (J-1)!}{8\pi (2J+1)!} |F_J|^2 p_t^{2J+1}. \end{aligned} \quad (62)$$

Сравнение (62) с предсказаниями модели распада резонансов [56] приводит к следующему результату:

$$|F_J|^2 = \frac{2^{J-1}}{(J-1)! s_0^{J-1}} |F_V|^2, \quad (63)$$

где $s_0 = (\alpha'_V)^{-1}$.

Отметим, что подобная зависимость величины F_J от спина J следует из аналитической зависимости дуальной амплитуды Венециано [51]. Окончательно, предполагая, что отношение $|F_J|^2 / |F_V|^2$ не зависит от поправок

схода с массовой поверхности, легко получить выражение для отношения $R_J(t)$ в (57):

$$R_J(t) = \sum_{\lambda=-J}^J |g_0^{\pi\alpha_V J}(q)|^2 / \sum_{\lambda=-1}^1 |g_0^{\pi\alpha_V V}(q)|^2 = \frac{(J+1)!}{(2J)!} \left(\frac{4p_t^2}{s_0}\right)^{J-1}. \quad (64)$$

Полученные соотношения (57),(64) позволяют выразить величины b^J , определяющие вероятность формирования резонансов со спином J , через интерсепты $\alpha_V(0)$ траектории, которой принадлежит резонанс J :

$$R_J \equiv R_J(0) = (b^J/b^V)^2 = \sigma^J/\sigma^V = \frac{(J+1)!}{(2J)!} (J - \alpha_V(0))^{J-1}. \quad (65)$$

В (65) учитывалось, что $J = \alpha_V(0) + \alpha'_V M_J^2$ и $\mu^2 \ll M_J^2$.

Из соотношений (65) следует, что

$$\begin{aligned} (b^{f_2})^2 &= (b^{a_2})^2 \approx 0, 38(b^\rho)^2, \\ (b^{\omega_3})^2 &= (b^{\rho_3})^2 \approx 0, 21(b^\rho)^2, \\ (b^{f_4})^2 &\approx 0, 13(b^\rho)^2. \end{aligned} \quad (66)$$

Аналогично для резонансов семейства $K^* - K^{**}$ имеем

$$\begin{aligned} (b^{K_2^*})^2 &\approx 0, 44(b^{K^*})^2, \\ (b^{K_3^*})^2 &\approx 0, 25(b^{K^*})^2, \\ (b^{K_4^*})^2 &\approx 0, 16(b^{K^*})^2. \end{aligned} \quad (67)$$

Далее, используя предсказания модели для распада резонансов [55, 56], получаем соотношения между вероятностями рождения псевдоскалярных и векторных мезонов:

$$\begin{aligned} (b^\rho/b^\pi)^2 &= \langle \vec{k}_\perp^2 \rangle_\pi / 4m_q^2, \\ (b^{K^*}/b^K)^2 &= \langle \vec{k}_\perp^2 \rangle_K / 4m_q^2, \end{aligned} \quad (68)$$

где $m_q = 0, 415 \pm 0, 015$ ГэВ — поперечная масса конститuentного кварка [56]. Учитывая, что $\langle \vec{k}_\perp^2 \rangle_\pi \approx 0, 12$ ГэВ² и $\langle \vec{k}_\perp^2 \rangle_K \approx 0, 21$ ГэВ², и используя приведенные в (56) значения b^ρ и b^{K^*} [53], получаем

$$b^\pi \approx 0, 65, \quad b^K \approx 0, 27. \quad (69)$$

Эти значения хорошо согласуются со значениями, полученными в [27, 29] из анализа данных по рождению псевдоскалярных мезонов.

Экспериментальные данные по рождению векторных мезонов в πp - и $p p$ -столкновениях [57–61] сравниваются с нашими предсказаниями на рис.6 и 7.

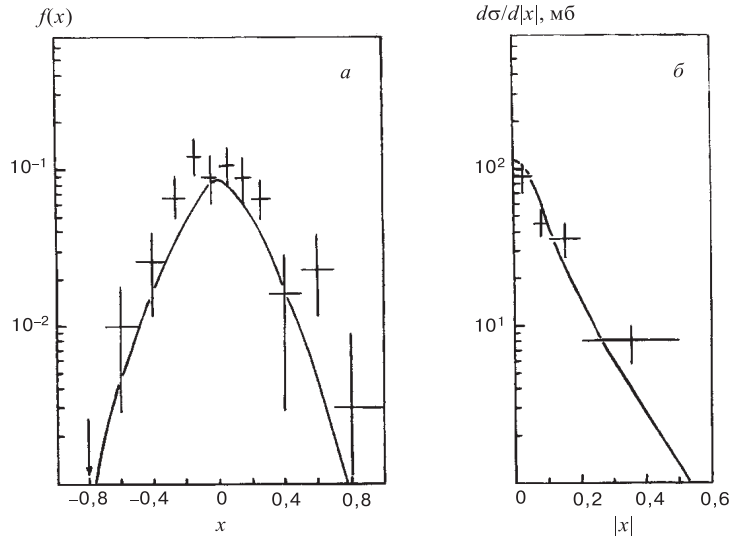


Рис. 6. Инклюзивные спектры ρ^0 -мезона в pp -столкновениях при а) $p_L = 147$ ГэВ/с [57] и б) 405 ГэВ/с [58], $f(x) = \frac{2}{\sigma_{in}\sqrt{s}} \int E \frac{d^2\sigma}{dx dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2$

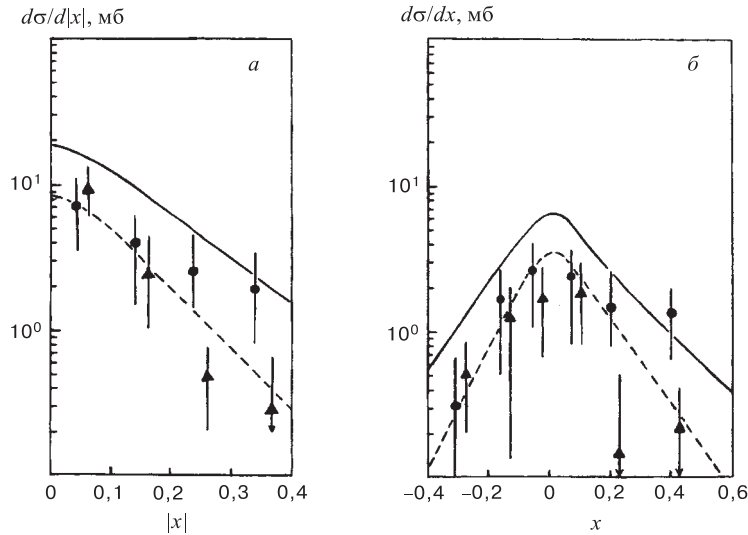


Рис. 7. Предсказания МКГС и данные [59] по рождению заряженных $K^{*\pm}$ -мезонов в π^+p - и pp -столкновениях, 147 ГэВ/с: а) (●) $pp \rightarrow K^{*+}X$, сплошная линия, (▲) $pp \rightarrow K^{*-}X$, пунктир; б) (●) $\pi^+p \rightarrow K^{*+}X$, сплошная линия, (▲) $\pi^+p \rightarrow K^{*-}X$, пунктир

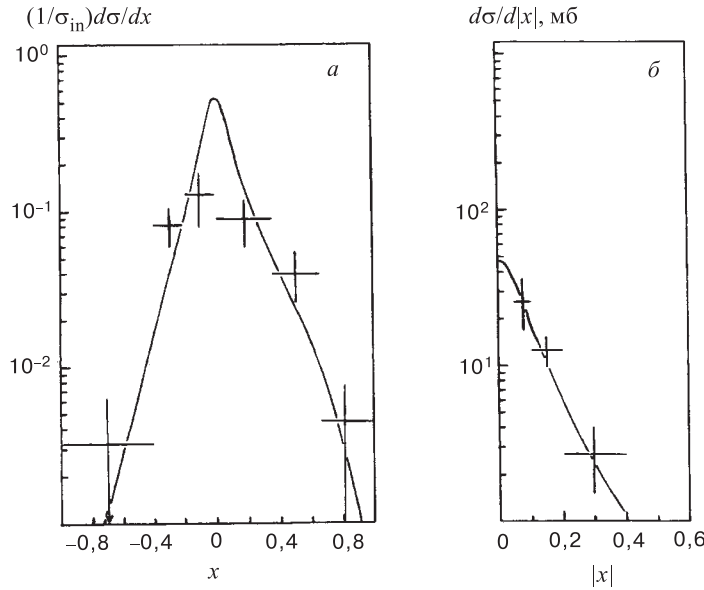


Рис. 8. Сравнение наших предсказаний с данными по рождению $f_2(1270)$ -мезона в процессах а) 250 ГэВ/с, $K^+p \rightarrow f_2X$ [60] и б) 405 ГэВ/с, $pp \rightarrow f_2X$ [58]

Таблица 1. Соотношения между сечениями процессов $pp \rightarrow JX$

σ^J/σ^ρ	Теория	Эксперимент
f_2/ρ^0	0,38	$0,38 \pm 0,19$
ρ_3^0/ρ^0	0,21	$0,19 \pm 0,12$
f_4/ρ^0	0,13	$0,17 \pm 0,12$

Как видно, МКГС хорошо воспроизводит x -спектры векторных мезонов в широкой области x при высоких энергиях ($p_L \geq 100$ ГэВ/с).

Что касается спектров состояний с высшими спинами, то здесь экспериментальная ситуация значительно хуже. На рис.8 сравниваются наши вычисления с данными по рождению резонансов со спином $J \geq 2$ [58, 60]. Как видно, рассматриваемый подход приводит к хорошему описанию распределений по x $f_2(1270)$ -мезона в Kp - и pp -столкновениях, хотя точность существующих данных не позволяют уточнить некоторые теоретические детали.

В [61] представлены данные по интегральным сечениям $\rho^0(770)$ -, $f_2(1270)$ -, $\rho_3^0(1690)$ - и $f_4(2050)$ -мезонов в pp -взаимодействиях при энергии 405 ГэВ. В табл.1 приведены теоретические и экспериментальные отношения сечений σ^J/σ^ρ . Хорошее согласие наших предсказаний наблюдается вплоть до спина $J = 4$.

3. АДРОНОРОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ С ОТКРЫТЫМ ЧАРМОМ В МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

3.1. Рождение частиц с открытым чармом с учетом вкладов от распадов резонансных состояний. В этом разделе изложена модификация МКГС для вычисления спектров очарованных частиц с учетом распадов S -волновых резонансов, таких, как 1^- -мезоны (D^* и D_s^*), $1/2^+$ (Σ_c и Ξ'_c)- и $3/2^+$ (Σ_c^* , Ξ_c^* и Ω_c^*)-гипероны [35, 36]. Параметры модели определялись из сравнения с экспериментальными данными. Вклады от распадов резонансов в спектры стабильных частиц учитывались согласно их парциальным ширинам [62].

Будем рассматривать только спектры, проинтегрированные по поперечному импульсу p_\perp рождающейся частицы. Мы учитываем распад S -волновых очарованных резонансов в стабильные очарованные частицы с испусканием также π -мезонов или γ -квантов [62]. Кинематика таких распадов описывалась согласно [63]. При сделанных предположениях инвариантное сечение рождения адрона h

$$x \frac{d\sigma^h}{dx} = x \frac{d\sigma^{h\text{dir}}}{dx} + \sum_R \int_{x_-^*}^{x_+^*} x_R \frac{d\sigma^R}{dx_R} \Phi(x_R) dx_R. \quad (70)$$

Здесь $x \frac{d\sigma^{h\text{dir}}}{dx}$ — сечение прямого рождения адрона h , а $x_R \frac{d\sigma^R}{dx_R}$ — сечение рождения резонанса R . Функция $\Phi(x_R)$ описывает двухчастичный распад резонанса R в адрон h . После интегрирования по поперечному импульсу как адрона h , так и резонанса R функция $\Phi(x_R)$ имеет вид

$$\Phi(x_R) = \frac{M_R}{2p^*} \frac{1}{x_R^2}. \quad (71)$$

В формулах (70) и (71) x_R является фейнмановской переменной резонанса R :

$$x_+^* = \frac{M_R \tilde{x}}{E^* - p^*}, \quad x_-^* = \frac{M_R \tilde{x}}{E^* + p^*}, \quad \tilde{x} = \sqrt{x^2 + x_\perp^2}, \quad x_\perp = \frac{2\sqrt{\langle p_\perp^2 \rangle + m^2}}{\sqrt{s}}, \quad (72)$$

m — масса рожденного адрона h , M_R — масса резонанса, E^* и p^* — энергия и 3-импульс адрона h в системе покоя резонанса, $\langle p_\perp^2 \rangle$ является средним поперечным импульсом адрона h . Формулы для инвариантного сечения рождения адрона h приведены в разд.2. Здесь мы только приведем выражения для функций $f_q^h(x, n)$ для Σ^- пучка, выраженные через соответствующие функции s - ($f_s^h(x, n)$) и d - ($f_d^h(x, n)$) кварков

$$f_q^{h(\Sigma^-)}(x, n) = \frac{1}{3} f_s^{h(\Sigma^-)}(x, n) + \frac{2}{3} f_d^{h(\Sigma^-)}(x, n),$$

$$f_q^{h(\Xi^-)}(x, n) = \frac{2}{3}f_s^{h(\Xi^-)}(x, n) + \frac{1}{3}f_d^{h(\Xi^-)}(x, n). \quad (73)$$

В рамках аддитивной кварковой модели дикварк в S -волновом барионе может иметь спин(изоспин) 0 и 1. Таким образом, дикварковая функция $f_{qq}^h(x)$ может быть выражена через скалярную (0) и векторную (1) дикварковые функции с весами, определяемыми $SU(6)$ симметричными функциями [64]:

$$\begin{aligned} f_{qq}^{h(p)} &= \frac{1}{3}f_{uu}^{h(p)}(x, n) + \frac{1}{2}f_{(ud)_0}^{h(p)}(x, n) + \frac{1}{6}f_{(ud)_1}^{h(p)}(x, n), \\ f_{qq}^{h(\Sigma^-)} &= \frac{1}{3}f_{dd}^{h(\Sigma^-)}(x, n) + \frac{1}{2}f_{(ds)_0}^{h(\Sigma^-)}(x, n) + \frac{1}{6}f_{(ds)_1}^{h(\Sigma^-)}(x, n), \\ f_{qq}^{h(\Xi^-)} &= \frac{1}{3}f_{ss}^{h(\Xi^-)}(x, n) + \frac{1}{2}f_{(ds)_0}^{h(\Xi^-)}(x, n) + \frac{1}{6}f_{(ds)_1}^{h(\Xi^-)}(x, n). \end{aligned} \quad (74)$$

Мы предполагаем, что функции распределения скалярных и векторных дикварков $u_{qq}(x, n)$, входящие в кварковые функции $f_i^h(x, n)$, одинаковы. Однако различные дикварки фрагментируют в барионы различным образом. Так, например, прямое рождение Λ_c в pp -столкновениях определяется скалярной (и изоскалярной) дикварковой функцией $f_{(ud)_0}$, а прямое рождение Σ_c^- и Σ_c^{*-} -гиперонов определяется векторной дикварковой функцией $f_{(ud)_1}$.

Мы также предполагаем, что спин дикварка не влияет на расщепление дикварка. В случае фрагментации дикварка в мезоны это предположение приводит к равенству $f_{(qq)_0}^M(x, n) = f_{(qq)_1}^M(x, n)$, и уравнения (74) сводятся к выражениям

$$\begin{aligned} f_{qq}^{M(p)}(x, n) &= \frac{1}{3}f_{uu}^{M(p)}(x, n) + \frac{2}{3}f_{ud}^{M(p)}(x, n), \\ f_{qq}^{M(\Sigma^-)}(x, n) &= \frac{1}{3}f_{dd}^{M(\Sigma^-)}(x, n) + \frac{2}{3}f_{us}^{M(\Sigma^-)}(x, n), \\ f_{qq}^{M(\Xi^-)}(x, n) &= \frac{1}{3}f_{ss}^{M(\Xi^-)}(x, n) + \frac{2}{3}f_{ds}^{M(\Xi^-)}(x, n), \end{aligned} \quad (75)$$

которые совпадают с [65] для дикварков в протоне и Σ^- -гипероне.

Полный список функций распределения кварков и дикварков в π -мезонах, p^- , Σ^- , и Ξ^- -гиперонах, использованных в данном анализе, приведен в приложении Б. Далее мы предполагаем, что функции фрагментации кварков и дикварков не зависят от спина подхватываемого кварка (или дикварка). Из этого предположения следует равенство функций фрагментации соответствующего кварка или дикварка в Σ_c^- и Σ_c^{*-} , $\Xi_c'^-$ и Ξ_c^{*-} -барионах, D^- и D^{*-} -мезонах. Способ параметризации функций фрагментации, рассмотренный в данном разделе, слегка отличается от рассматривавшегося ранее способа (см.

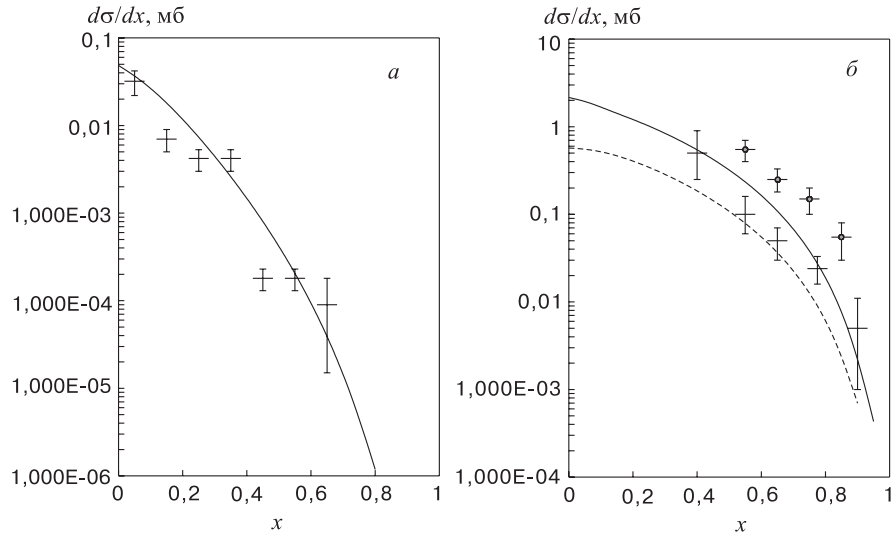


Рис. 9. Сравнение вычислений в МКГС с экспериментальными данными по спектрам Λ_c в реакциях а) $\pi^-p \rightarrow \Lambda_c X$ при $P_i = 230$ ГэВ/с [79], б) $pp \rightarrow \Lambda_c X$ при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ/с [66, 67]

обзоры [25, 26], а также [29, 33]). Мы представляем функцию фрагментации в виде суммы двух членов. Первый является произведением двух полиномов, каждый из которых соответствует сумме всех возможных асимптотических и преасимптотических членов во фрагментационной ($x \rightarrow 1$, разложение по степеням $(1-x)$) и центральной ($x \rightarrow 0$, разложение по степеням x) областях. Второй представляет собой случай, когда ни целиком, ни одна из составляющих фрагментируемого объекта не входит в рождающийся барион. В случае нелидирующей фрагментации соответствующие функции содержат только второй член. Полный список функций фрагментации кварков и ди-кварков в $\Lambda_c, \Sigma_c, \Sigma_c^-, \Xi_c, \Xi_c', \Xi_c^*, \Omega_c, \Omega_c^*$ -барионы и D, D^*, D_s, D_s^* -мезоны приведен в [35].

В рамках предложенной модификации МКГС было описано большое количество экспериментальных данных по инклюзивным спектрам адронорждения очарованных мезонов и барионов [66–82].

Спектры Λ_c -барионов в π^-p -столкновениях при 230 ГэВ/с [66] и pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ/с [67, 68] приведены, соответственно, на рис.9. Пунктирной кривой на рис.9,б показан вклад прямого рождения Λ_c . Как видно, согласие с данными по π^-p -рассеянию хорошее. Что касается данных [67, 68] в pp -столкновениях, то видно заметное различие между данными групп [67] и [68]. Эта неопределенность не позволяет однозначно

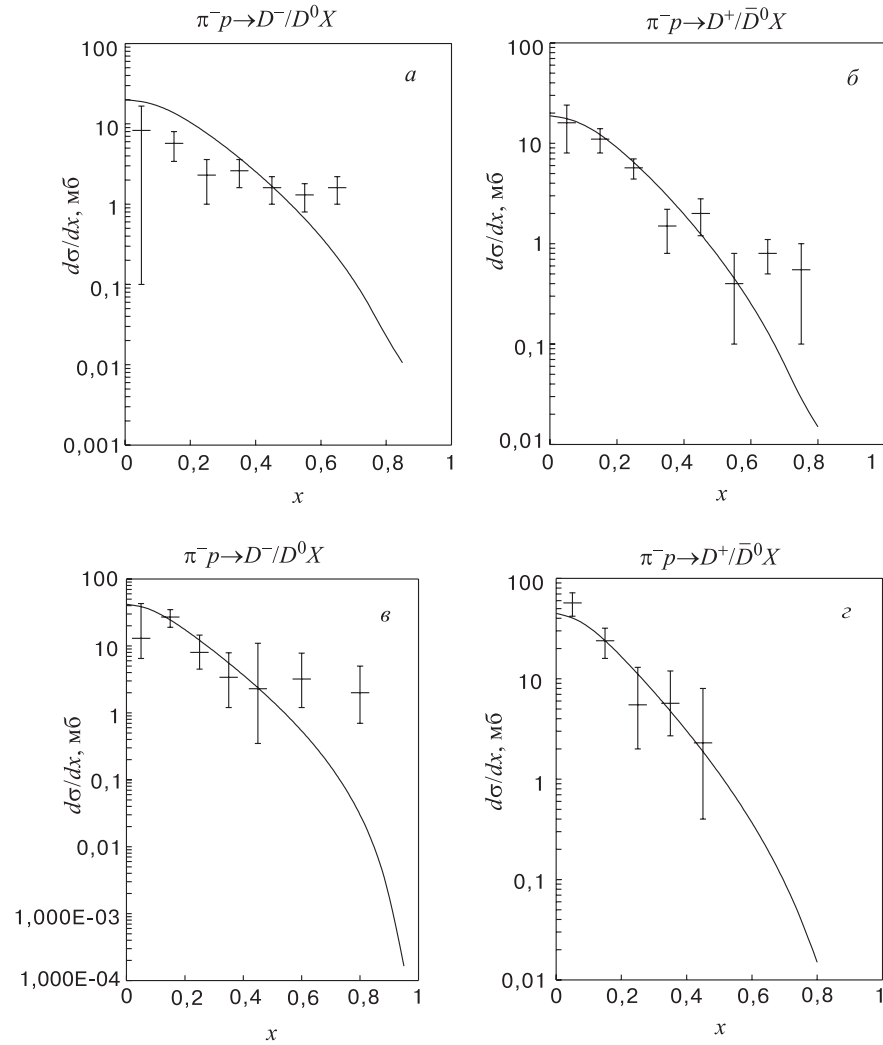


Рис. 10. Сравнение результатов модельных вычислений с экспериментальными данными по рождению лидирующих (D^-/D^0) и нелидирующих (D^+/\bar{D}^0) очарованных мезонов в π^-p -взаимодействии: а) лидирующий, 200 ГэВ/с [74], б) нелидирующий, 200 ГэВ/с [74], в) лидирующий, 360 ГэВ/с [69], з) нелидирующий, 360 ГэВ/с [69]

фиксировать параметры модели. На рис.10 экспериментальные данные по x_F -зависимости лидирующих (D^- и D^0) и нелидирующих (D^+ и \bar{D}^0) очарованных мезонов в π^-p -взаимодействии при 200 ГэВ/с [69] и 360 ГэВ/с [70] сравниваются с теоретическими расчетами.

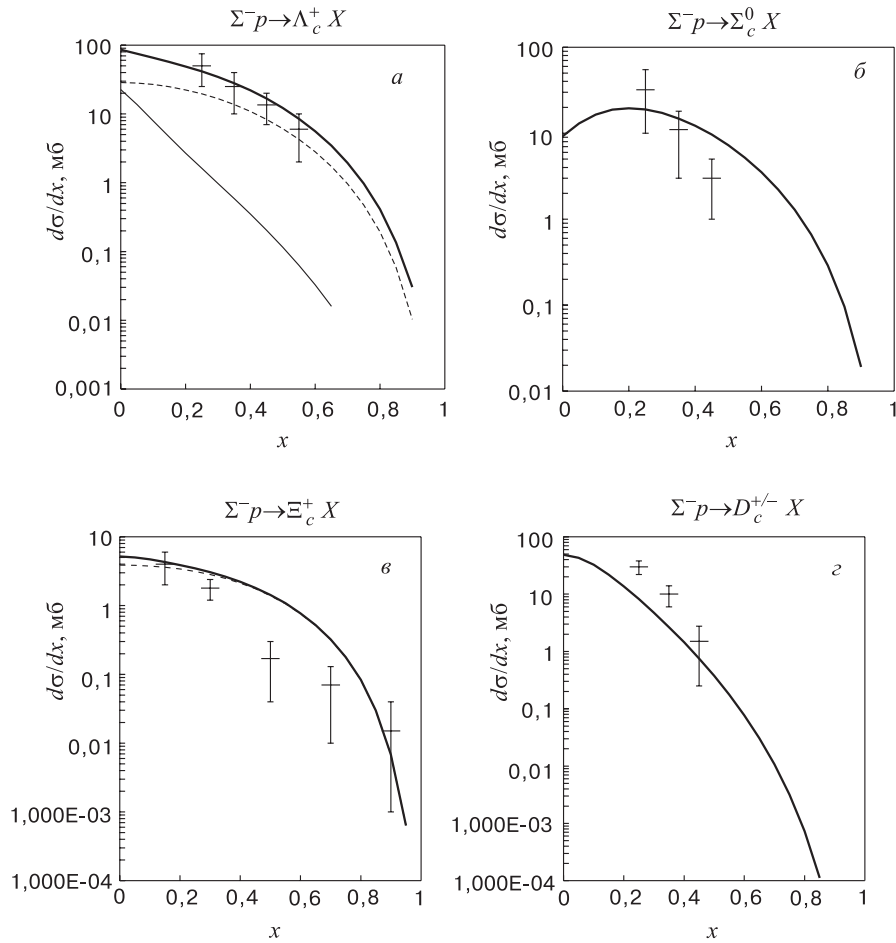


Рис. 11. Сравнение результатов модельных вычислений с предварительными экспериментальными данными [78] по инклюзивным спектрам: а) Λ_c (жирная линия — все Λ_c , тонкая — прямые Λ_c и пунктирная — от распада Σ_c^0), б) Σ_c^+ , в) Ξ_c^+ (жирная линия — все, тонкая — от Ξ_c^{*0}), з) $D^+ + D^-$ в $\Sigma^- p$ -столкновениях при 330 ГэВ/с

В табл.2 приведены данные по полным сечениям рождения Λ_c^+ -бариона в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях и результаты вычисления по модели, в табл.3 — сечения для D -мезонов, в табл.4 — для D^* -мезонов.

Предсказания для инклюзивных спектров Λ_c^+ , Σ_c^0 , Ξ_c^+ и $D^{+/-}$ в $\Sigma^- p$ -столкновениях сравниваются на рис.11 с предварительными данными WA89 при 330 ГэВ/с [78]. Экспериментальные данные Λ_c^+ и Σ_c^0 (рис.11,а,б) были нормированы с использованием данных по полным сечениям, приведенных

Таблица 2. Сравнение экспериментальных сечений по рождению Λ_c в pp - и πp -взаимодействиях с результатами наших вычислений

Реакция	Ссылка	P_L , ГэВ/с или \sqrt{s} , ГэВ	$\sigma_{\text{эксп}}$, мкб	$\sigma_{\text{теор}}$, мкб
$pp \rightarrow \Lambda_c X$ все x	[67]	63 ГэВ	40 ± 18 204 ± 11 2046 ± 836	660
$pp \rightarrow \Lambda_c X$ $ x > 0,5$	[68]	63 ГэВ	$101 \pm 18 \pm 26$	84
$\pi^- N \rightarrow \Lambda_c X$ $x_c > 0$	[66]	230 ГэВ/с	$4,9 \pm 1,4 \pm 0,7$	6,8

Таблица 3. Сравнение экспериментальных сечений по рождению D -мезонов в pp - и πp -взаимодействиях с результатами наших вычислений

Реакция	Ссылка	P_L , ГэВ/с	$\sigma_{\text{эксп}}$, мкб	$\sigma_{\text{теор}}$, мкб
$pp \rightarrow D^+ X$	[74]	400	$5,7 \pm 1,5$	4,16
$pp \rightarrow D^- X$	[74]	400	$6,2 \pm 1,1$	5,54
$pp \rightarrow D^0 X$	[74]	400	$10,5 \pm 1,9$	7
$pp \rightarrow \bar{D}^0 X$	[74]	400	$7,9 \pm 1,5$	12,3
$pp \rightarrow D^+/D^- X$	[75]	800	33 ± 7	22,2
$pp \rightarrow D^0/\bar{D}^0 X$	[75]	800	26^{+21}_{-13}	45,4
$pp \rightarrow D^+/D^- X$	[76]	800	26 ± 14	22,2
$pp \rightarrow D^0/\bar{D}^0 X$	[76]	800	22^{+4}_{-7}	45,4
$pN \rightarrow D/\bar{D} X$ $x_F > 0$	[69]	200	$1,5 \pm 0,7 \pm 0,1$	5,6
$\pi^- N \rightarrow D^+/D^- X$	[69]	200	$1,7^{+0,4}_{-0,3} \pm 0,1$	3,5
$\pi^- N \rightarrow D^0/\bar{D}^0 X$	[69]	200	$3,3^{+0,5}_{-0,4} \pm 0,3$	5,3
$\pi^- N \rightarrow D^-/D^0 X$	[69]	200	$2,3^{+0,4}_{-0,3} \pm 0,1$	4,7
$\pi^- N \rightarrow D^+/\bar{D}^0 X$	[69]	200	$3,2^{+0,5}_{-0,4} \pm 0,2$	4,2
$\pi^- p \rightarrow D^+/D^- X$	[70, 71]	360	$5,7 \pm 1,5$	7,76
$\pi^- p \rightarrow D^0/\bar{D}^0 X$	[70, 71]	360	$10,1 \pm 2,2$	11,0

Таблица 4. Экспериментальные данные и результаты вычислений по модели для рождения D^* - и D_s -мезонов в πp - и pp -столкновениях

Реакция	Ссылка	P_L , ГэВ/с	$\sigma_{\text{эксп}}$, мкб	$\sigma_{\text{теор}}$, мкб
$pp \rightarrow D^{*+}/D^{*-} X$	[74]	400	$9,2 \pm 2,4$	7,14
$pp \rightarrow D^{*0}/\bar{D}^{*0} X$	[74]	400	$5,8 \pm 2,7$	8,8
$\pi^- p \rightarrow D^{*+}/D^{*-} X$	[72]	360	$5,0^{+2,3}_{-1,8}$	5,0
$\pi^- p \rightarrow D^{*0}/\bar{D}^{*0} X$	[72]	360	$7,3 \pm 2,9$	4,5
$\pi^- N \rightarrow D^{*+}/D^{*-} X$	[69]	200	$2,4 \pm 0,4 \pm 0,2$	2,6
$pp \rightarrow D_s^+/D_s^- X$ $x_F > 0$	[74]	400	$< 2,5$	2,8

Таблица 5. Экспериментальные данные [78, 79] по полным сечениям в $\Sigma^- p$ -столкновениях и результаты наших вычислений

Частица	Область x_F	$\sigma_{\text{эксп}}$, мкб	$\sigma_{\text{теор}}$, мкб
D^-	$> 0,1$	$2,9 \pm 0,8 \pm 0,6$	2,18
Λ_c^+	$> 0,2$	$9,3 \pm 4,3 \pm 2,5$	10,0
Σ_c^0	$> 0,2$	$4,8 \pm 2,6 \pm 1,5$	5,2
Ξ_c^0	$> 0,2$		6,0
Ξ_c^+	$> 0,2$		0,9

Таблица 6. Сравнение экспериментальных данных [78] по отношениям сечений в $\Sigma^- p$ -столкновениях с результатами наших вычислений

Отношение	Область x_F	Эксп. значение	Предсказания модели
Λ_c/D^-	$> 0,2$	$11,34 \pm 7,1$	12,5
Σ_c^{++}/Σ_c^0	$> 0,2$	$< 0,52$	0,001
Σ_c^0/Λ_c	$> 0,2$	$0,45 \pm 0,31$	0,52
D^+/D^-	$> 0,1$	$0,47 \pm 0,14$	0,55

в [78]. Для нормировки данных $D^{+/-}$ (рис.11,з) мы использовали дифференциальные распределения [79], данные по полному сечению D^- и отношению сечений D^+/D^- [78]. Для спектров Ξ_c^+ (рис.11,б) экспериментальные данные [78], ввиду отсутствия полных сечений, были нормированы на теоретическую кривую. Сравнение данных по полным сечениям и отношениям

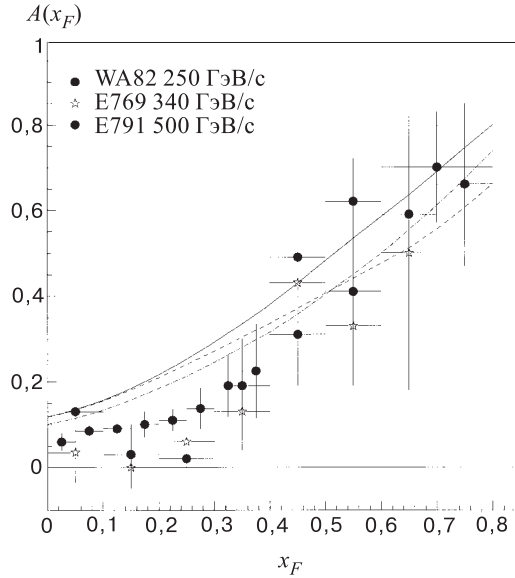


Рис. 12. Сравнение теоретических вычислений с экспериментальными данными [80, 81] по зависимости асимметрии рождения лидирующих (D^-) и нелидирующих (D^+) мезонов от x_F в $\pi^- p$ -взаимодействии при 340 ГэВ/с (подробности в тексте)

сечений для гиперонного пучка сделано в табл.5 и 6. В табл.5 также приведены предсказания для полных сечений рождения Ξ_c^+ и Ξ_c^0 .

3.2. Проблема внутреннего чарма в МКГС. Приведенные в предыдущем разделе результаты были вычислены без учета вклада внутреннего чарма в π -мезоне или протоне. Как показывают расчеты спектров и полных сечений в рамках МКГС (см., например, ссылки в [25]), существующая точность экспериментальных данных по рождению адронов с открытым чармом не требует привлечения этой гипотезы. Гипотеза "внутреннего чарма" была предложена Бродским [83] для описания спектров рождения тяжелых адронов при больших $x \rightarrow 1$. В рамках МКГС c -кварки могут быть включены только в виде морских пар. Впервые это было сделано в работе [26] при описании спектров D -мезонов и Λ_c -барионов. Однако появившиеся недавно данные по асимметрии рождения лидирующих/нелидирующих адронов в $\pi^- p$ -столкновении [80–82]

$$A(x) = \frac{d\sigma^{D^-}/dx - d\sigma^{D^+}/dx}{d\sigma^{D^-}/dx + d\sigma^{D^+}/dx} \quad (76)$$

стали более критическими для определения количественного вклада внутреннего чарма в МКГС. В работе [84] показано, что анализ данных по асимме-

трии требует изменения значений параметров, полученных ранее при сравнении только с данными по сечениям [33, 34], и сделано заключение о малости вклада c -кваркового моря в МКГС. В работе [85] поведение асимметрии $A(x)$ было описано в рамках модификации МКГС, рассмотренной в данном разделе с использованием функций фрагментации, приведенных в приложении В. Результаты вычислений сравниваются с экспериментальными данными WA82 [80], E769 [81] и E791 [82] на рис.12. Сплошной линией на рис.12 показан результат расчета без учета вклада очарованного моря, пунктирной — вклад с учетом моря c -кварков. Очарованное море учитывалось аналогично вкладу странного моря (ф-ла (51)) со значениями параметров $a^D = 0,0072$, $a_1 = 2$ и $\delta_c = 0,005$. Нами была также рассмотрена возможность другой параметризации функции $G_d^{D^-}$:

$$G_d^{D^-}(z) = (1 - z)^{-\alpha_\psi(0)+\lambda}(1 + a_1^D z^4). \quad (77)$$

Результат вычисления поведения асимметрии с функцией (77) показан на рис.12 штрихпунктирной линией. Как видно, вклад очарованного моря сильно связан с параметризацией функции фрагментации и не может быть однозначно определен из существующих данных по рождению D -мезонов.

4. ПОЛУЖЕСТКИЕ АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ И МОДЕЛЬ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

4.1. Основной формализм. Мягкие адронные процессы, как показано, в частности, выше, весьма успешно описываются в рамках объединения реджевской модели с квантово-хромодинамическими представлениями.

В последние годы предпринимаются интенсивные попытки расширения области применимости этого непertурбативного подхода для описания полужестких и жестких адронных процессов. Так, уже имеется двухкомпонентная модель ДТУ [86–88]. Эта модель содержит две компоненты: мягкую, основанную на теории надкритического померона (“мягкий” померон), и жесткую, описываемую пертурбативной квантовой хромодинамикой (“жесткий” померон), а также дифракционные процессы. В этой модели (так же, как и в МКГС) разрезанный померон представляется в виде двух кварк-глюонных цепочек (или струн), которые связывают конститuentы адрона. В первом приближении протон состоит из одного валентного кварка и одного валентного дикварка, а взаимодействие между адронами приводит к натяжению двух струн между этими конститuentами. Множественности вторичных частиц вычисляются в рамках схемы унитаризации с использованием правил Абрамовского — Грибова — Канчели (АГК) [89]. Что касается жесткого померона, то в этой модели он представляется двумя пертурбативными глюонами в жестком рассеянии кварков $2 \rightarrow 2$. Механизм жесткого рассеяния включается

тогда, когда поперечные импульсы глюонов больше 2 или 3 ГэВ/с; затем эти глюоны расщепляются в $q\bar{q}$ -пары. Партоны на концах жесткой или полужесткой цепочки имеют поперечные импульсы, предсказываемые пертурбативной квантовой хромодинамикой.

Множественное рождение частиц является непертурбативным по своей природе и, к сожалению, в настоящее время не может быть изучено в рамках теории возмущений КХД. В адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях доминирует обмен помероном; и в реджевских моделях множественного рождения используется концепция обмена помероном. Ожидается, что эти модели могут быть объяснены с помощью пертурбативной КХД. В настоящее время существует несколько попыток вывести померон, используя аппарат теории возмущений КХД [90–92]. При этом главная проблема состоит не столько в величине константы связи, сколько в инфракрасных сингулярностях, возникающих в пропагаторах кварков и глюонов.

Обмен феноменологическим помероном может быть понят как обмен двумя глюонами [90, 92]. Однако расчеты амплитуды упругого рассеяния кварков по теории возмущений КХД приводят к сингулярности при нулевом переданном 4-импульсе $t = 0$. Происхождение этой сингулярности обусловлено полюсом в пропагаторе глюона при $q^2 = 0$, поэтому ясно, что поведение сечения при малых t не может быть объяснено в рамках теории возмущений КХД. Однако сингулярность в двухглюонных расчетах адрон-адронного рассеяния устраняется, если пропагатор глюона ограничен при $q^2 = 0$ [91].

Поведение пропагатора глюона при малых q^2 менее сингулярное, чем полюс, имеет место при рассмотрении эффектов вакуума КХД, которые приводят к конфайнменту [91]. Так, в модели Ландшофа — Нахтмана [91] померон конструируется как обмен двумя непертурбативными глюонами; при этом под непертурбативным понимается глюон, пропагатор которого не имеет полюса при $q^2 = 0$. В другой работе [93] для пропагатора глюона было получено приближенное решение уравнения Дайсона — Швингера в аксиальной калибровке, поведение которого при $q^2 = 0$ оказалось менее сингулярным, чем полюс в этой точке. Использование этого пропагатора [93] в модели Ландшофа — Нахтмана приводит, как показано в [91], к хорошему согласию расчетов с экспериментальными данными.

Другое приближенное решение уравнения Дайсона — Швингера было получено в [94]. В этом решении пропагатор глюона регуляризуется динамически генерируемой массой глюона. В отличие от ранее полученного решения уравнения Дайсона — Швингера [93] пропагатор с динамической массой глюона асимптотически удовлетворяет уравнению ренормгруппы и действительно ограничен при $q^2 = 0$ (как результат наличия эффективной массы глюона). Использование этого пропагатора в рамках модели Ландшофа — Нахтмана показывает, что померон эффективно ведет себя аналогично обмену фотоном, причем константа связи определяется массой глюона. Этот подход по-

зволлил вычислить полные и упругие дифференциальные сечения ($d\sigma/dt$) для pp -рассеяния и получить хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными для массы глюона $m_g = 370$ МэВ и $\Lambda_{QCD} = 300$ МэВ [95].

В данном разделе изучается возможность модификации МКГС для описания полужестких адронных процессов [44, 45]. Для этого померон представляется как обмен двумя глюонами с динамически генерируемой массой [91]. Пропагатор соответствующего непертурбативного глюона итеративно используется в n -померонных цепочках для вычисления распределений кварков по поперечному импульсу на концах кварк-глюонных струн. Этот процесс последовательного учета все большего и большего числа померонных обменов приводит к увеличению результирующего поперечного импульса вторичного адрона. Введенная таким образом зависимость от поперечных импульсов частиц не изменяет стандартной МКГС, описывающей распределения частиц по продольному импульсу, и, в то же время, расширяет область применимости модели до значений поперечного импульса $4 \div 5$ ГэВ/с. Модифицированная МКГС используется для описания инвариантных сечений и распределений по поперечному импульсу вторичных мезонов при различных начальных энергиях.

4.2. Померон как обмен двумя глюонами и поперечные импульсы кварков. В модели Ландшофа — Нахтмана [91] обмен помероном между двумя кварками ведет себя так же, как диаграмма с обменом одним фотоном. Константа связи померона с кварком дается выражением

$$\beta_0^2 = \frac{1}{36\pi^2} \int d^2q [g^2 D(q^2)]^2, \quad (78)$$

где $D(q^2)$ — пропагатор глюона. Преимуществом использования ограниченного при $q^2 = 0$ пропагатора является то, что интеграл (78) сходится. Это не имеет места для большинства решений уравнения Дайсона — Швингера, полученных другими авторами [93, 96]. Феноменологическая величина $\beta_0 = 2 \text{ ГэВ}^{-1}$ определяется из полного сечения и соответствует массе глюона $m_g = 1, 2\Lambda_{QCD}$, $\Lambda_{QCD} = 300$ МэВ [95]. Для таких значений параметров оказалось возможным описать экспериментальные данные о протон-протонном рассеянии вперед [95].

Глюон с голой массой приводит к нарушению условия унитарности и калибровочной инвариантности. Эту проблему удается обойти в случае динамически генерируемой массы глюона [95]. На то, что глюон ведет себя как массивная частица, указывают также вычисления на решетках [97]. Приближенное решение уравнения Дайсона — Швингера в частичной калибровке не приводит к генерации динамической массы глюона [93, 96]. В то же время в [94] был определен калибровочно-инвариантный набор диаграмм для уравнения Дайсона — Швингера, который дает ограниченное при $q^2 = 0$

выражение для пропагатора глюона. Это решение имеет правильное асимптотическое поведение пропагатора при больших q^2 и удовлетворяет уравнению ренормгруппы.

В фейнмановской калибровке пропагатор глюона с динамической массой дается выражением $D_{\mu\nu} = -ig_{\mu\nu}D(q^2)$ [94], где

$$D^{-1}(q^2) = b_0 g^2 [q^2 + m^2(q^2)] \ln(S^2/\Lambda^2), \quad (79)$$

$$S^2 = q^2 + 4m^2(q^2), \quad m^2(q^2) = m_g^2 \left[\frac{\ln((q^2 + 4m_g^2)/\Lambda^2)}{\ln(4m_g^2/\Lambda^2)} \right]^{-\frac{12}{11}}.$$

В приведенном выражении (79) величина m_g есть масса глюона, $b_0 = (33 - 2n_f)/48\pi^2$ — лидирующий коэффициент β -функции в уравнении ренормгруппы, постоянная связи g фиксирована. Решение (79) действительно при выполнении условия: $m_g > \Lambda/2$.

Образование вторичного адрона представим следующим образом. Налетающий протон и нуклон мишени разделяются на кварк и дикварк с противоположно направленными поперечными импульсами. В момент цветового взаимодействия между кварком налетающего протона и дикварком нуклона-мишени происходит обмен "мягким" массивным глюоном. Независимо от этого во второй цепочке происходит аналогичный обмен вторым массивным глюоном. Затем после такого обмена глюонами две образовавшиеся струны распадаются на вторичные адроны. При рождении n поперечных ливней (или $2n$ кварк-антикварковых цепочек) такой процесс n -кратно повторяется. В результате кварк (дикварк) на концах каждой струны приобретает не равные нулю поперечные импульсы, тем большие, чем больше происходит глюонных обменов. Математически процедура вычисления распределения кварка (дикварка) после первого обмена двумя глюонами может быть представлена следующим образом.

Представим функции распределения кварков (дикварков) в начальных протонах в факторизованном виде:

$$\tilde{f}_\tau(x, \vec{k}_\perp) = f_\tau(x) g_0(\vec{k}_\perp), \quad (80)$$

где распределения кварков по поперечному импульсу выберем в виде гауссовского распределения, нормированного на единицу:

$$g_0(\vec{k}_\perp) = \frac{\gamma}{\pi} \exp(-\gamma \vec{k}_\perp^2). \quad (81)$$

После обмена глюоном с динамической массой в первой цепочке распределение кварков будет иметь вид

$$g_1(\vec{k}_{1\perp}) = \int g_0(\vec{k}_\perp) D^2[(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_\perp)^2] d^2 k_\perp. \quad (82)$$

Во второй цепочке распределение кварков будет иметь аналогичный вид. После обмена вторым глюоном распределение кварков будет выражаться уже через функцию $g_1(\vec{k}_{1\perp})$:

$$g_2(\vec{k}_{2\perp}) = \int g_1(\vec{k}_{1\perp}) D^2[(\vec{k}_{2\perp} - \vec{k}_{1\perp})^2] d^2 k_{1\perp}. \quad (83)$$

Повторяя эту итерационную процедуру, мы получаем функцию распределения кварков в n -й цепочке, выраженную через функцию $g_{n-1}(\vec{k}_{n-1\perp})$, и, в конечном счете, через функцию $g_0(\vec{k}_{0\perp})$:

$$\begin{aligned} g_n(\vec{k}_{n\perp}) &= \int g_{n-1}(\vec{k}_{n-1\perp}) D^2[(\vec{k}_{n\perp} - \vec{k}_{n-1\perp})^2] d^2 k_{n-1\perp} = \\ &= \int d^2 k_{n-1\perp} D^2[(\vec{k}_{n\perp} - \vec{k}_{n-1\perp})^2] \int d^2 k_{n-2\perp} D^2[(\vec{k}_{n-1\perp} - \vec{k}_{n-2\perp})^2] \dots \times \\ &\quad \times \int d^2 k_{0\perp} D^2[(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_{0\perp})^2] g_0(\vec{k}_{0\perp}). \end{aligned} \quad (84)$$

Очевидно, что в n -померонной цепочке кварковые функции также будут факторизованы:

$$\tilde{f}_\tau^{(n)}(x_n, \vec{k}_{n\perp}) = f_\tau^{(n)}(x_n) g_{\tau \rightarrow h}^{(n)}(\vec{k}_{n\perp}). \quad (85)$$

Перейдем теперь к построению инвариантного инклюзивного спектра рожденных адронов с учетом его зависимости как от x , так и от поперечного импульса p_\perp . Выражение для инвариантного инклюзивного спектра адронов может быть записано в следующем виде [38–41]:

$$E \frac{d\sigma}{d^3 \vec{p}} = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n(s) \varphi_n(x, p_\perp); \quad (86)$$

$\varphi_n(x, p_\perp)$ — распределение адронов по фейнмановской переменной x и поперечному импульсу p_\perp , образованных от распада n -померонной цепочки.

Функции $\varphi_n(x, p_\perp)$ представлялись в виде [39, 41]:

$$\varphi_n(x, p_\perp) = \int_{x_+}^1 dx_1 \int_{x_-}^1 dx_2 \Psi_n(x, p_\perp; x_1, x_2), \quad (87)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_n(x, \vec{p}_\perp; x_1, x_2) &= F_{qq}^{(n)}(x_+, \vec{p}_\perp; x_1) F_{qv}^{(n)}(x_-, \vec{p}_\perp; x_2) / F_{qv}^{(n)}(0, \vec{p}_\perp) + \\ &\quad + F_{qv}^{(n)}(x_+, \vec{p}_\perp; x_1) F_{qq}^{(n)}(x_-, \vec{p}_\perp; x_2) / F_{qq}^{(n)}(0, \vec{p}_\perp) + \\ &\quad + 2(n-1) F_{qs}^{(n)}(x_+, \vec{p}_\perp; x_1) F_{qs}^{(n)}(x_-, \vec{p}_\perp; x_2) / F_{qs}^{(n)}(0, \vec{p}_\perp); \end{aligned} \quad (88)$$

x_1, x_2 — координаты кварков (дикварков) в сталкивающихся адронах, $x_{\pm} = x_{\pm}(n) = 0,5[\sqrt{(x_n^2 + x_1^2)} \pm x_n]$, $x_{\perp} = 2\sqrt{(m_h^2 + \vec{p}_{\perp}^2)}/s$; m_h — масса вторичного адрона, \sqrt{s} — полная энергия сталкивающихся адронов в с.ц.и.,

$$F_{\tau}^{(n)}(x_{\pm}, \vec{p}_{\perp}; x_{1,2}) = \int d^2 k_{\perp} \tilde{f}_{\tau}^{(n)}(x_{1,2}, \vec{k}_{\perp}) \tilde{G}_{\tau \rightarrow h}(\frac{x_{\pm}}{x_{1,2}}, \vec{k}_{\perp}; \vec{p}_{\perp}), \quad (89)$$

$$F_{\tau}^{(n)}(0, \vec{p}_{\perp}) = \int_0^1 dx \int d^2 k_{\perp} \tilde{f}_{\tau}^{(n)}(x, \vec{k}_{\perp}) \tilde{G}_{\tau \rightarrow h}(0, \vec{p}_{\perp}) = \tilde{G}_{\tau \rightarrow h}(0, \vec{p}_{\perp}). \quad (90)$$

Распределение $\varphi_n^h(s, y)$ зависит от способа деления начальной энергии между n поперечными ливнями. Мы рассмотрим два простых способа такого деления. В первом из них энергия делится равномерно, и роль фейнмановской переменной в n -поперонной цепочке играет величина $x_n = nx$. Распределение $\varphi_n^h(s, y)$ в этом случае [27]:

$$\varphi_n^h(s, y) = n\varphi_1^h(\xi_n, x), \quad (91)$$

$$\xi_n = \xi - 2 \ln n, \quad \xi = \ln(s/s_0), \quad s_0 = 1 \text{ ГэВ.}$$

Вторая версия основана на последовательном испускании ливней лидирующим адронным состоянием. Поэтому функции $\varphi_n^h(\xi, y)$ в этом случае имеют вид

$$\Phi_n^h(s, y) = \sum_{k=1}^n \Phi_1^h(\xi_k, x_k), \quad (92)$$

$$\xi_k = \xi - 2(k-1) \ln \frac{1}{1-x_0}, \quad x_k = \frac{x}{(1-x_0)^{k-1}},$$

где x_0 — параметр потерь энергии; при энергиях SPS $x_0 \simeq 0,15$.

Аналогично этому поперечный импульс конечного адрона \vec{p}_{\perp} тоже может делиться между n кварк-глюонными цепочками по-разному. Один из таких способов был предложен в [98], согласно которому \vec{p}_{\perp} равномерно делится между этими цепочками, как и x . Согласно второму способу, предложенному в [38,39], поперечный импульс адрона \vec{p}_{\perp} может последовательно наращиваться от одной цепочки к другой. Этот способ деления \vec{p}_{\perp} между кварк-глюонными струнами становится особенно понятным в рамках рассмотренного подхода, когда перед образованием кварк-глюонной струны кварк и дикварк или кварк и антикварк взаимодействуют между собой. Фактически итерационная процедура вычисления распределения кварка (дикварка) $g_n(k_{n\perp})$ по поперечному импульсу $k_{n\perp}$ после n глюонных обменов есть отражение последовательного деления поперечного импульса между кварк-глюонными цепочками.

Далее мы в основном будем использовать этот способ последовательного деления x и p_t между померонными ливнями.

Функции фрагментации представлялись в виде [39–41]:

$$\tilde{G}_{\tau \rightarrow h}(z_n, \vec{k}_{n\perp}; \vec{p}_\perp) = G_{\tau \rightarrow h}(z_n, \vec{p}_\perp) g_{\tau \rightarrow h}^n(\vec{k}_{n\perp}), \quad (93)$$

$$g_{\tau \rightarrow h}^{(n)}(\vec{k}_{n\perp}) = \frac{\gamma_n}{\pi} \exp(-\gamma_n \vec{k}_{n\perp}^2), \quad (94)$$

$$\vec{k}_{n\perp} = \vec{p}_\perp - z_n \vec{k}_{n\perp}, \quad z_n = \frac{x_\pm(n)}{x_{1,2}}. \quad (95)$$

Подставив теперь функции (84)–(95) в (89), (90), после интегрирования по $d^2 k_\perp$ мы получаем для $F_\tau^{(n)}$ следующее простое выражение:

$$F_\tau^{(n)}(x_\pm(n), \vec{p}_\perp; x_{1,2}) = \tilde{f}_\tau^{(n)}(x_{1,2}) G_{\tau \rightarrow h}\left(\frac{x_\pm(n)}{x_{1,2}}, \vec{p}_\perp\right) \tilde{I}_n(z_n, \vec{p}_\perp), \quad (96)$$

в котором функция $\tilde{I}_n(z_n, \vec{p}_\perp)$ содержит зависимость от поперечного импульса:

$$\begin{aligned} \tilde{I}_n(z_n, \vec{p}_\perp) &= \int d^2 k_\perp \int \prod_{i=1}^n g_{i-1}(\vec{k}_{i-1,\perp}) \times \\ &\times D^2[(\vec{k}_{i\perp} - \vec{q}_{i-1,\perp})^2] d^2 q_{i\perp} \frac{\gamma_n}{\pi} \exp[-\gamma_n(\vec{p}_\perp - z_n \vec{k}_{n\perp})^2]. \end{aligned} \quad (97)$$

4.3. Анализ результатов и сравнение с данными. На рис.13 показана зависимость $\langle p_\perp \rangle$ от N , которая анализируется в рамках МКГС с введенной зависимостью кварковых распределений и функций фрагментации от поперечных импульсов кварков k_\perp , подробности вычисления этой наблюдаемой величины приведены в [45]. Используемый в нашей модели механизм двухглюонного обмена дает рост зависимости $\langle p_\perp \rangle$ (N); однако для полного описания этой характеристики необходимо расширение области применимости модели для значений поперечных импульсов, больших $4 \div 5$ ГэВ/с, где вклад полужестких эффектов становится все более существенным. Кроме того, формулы для сечений σ_n получены при учете лишь неусиленных графиков реджеонной теории [52]. Учет диаграмм "усиленного" типа приводит к появлению членов $1/x$ в распределениях для "морских" кварков, вклад которых особенно велик при $x \simeq 0$, где рождается наибольшее число адронов. Кроме того, в области больших p_\perp увеличивается вклад новых механизмов, таких, как жесткое рассеяние партонов, которые не учитывались в данной модели.

Рассмотрим теперь распределения π -мезонов с большими p_\perp , образованных в pp -столкновениях при высоких энергиях. Результаты расчетов инвариантных спектров $F(x, \vec{p}_\perp)$ и соответствующие экспериментальные данные [100, 101] представлены на рис.14 и 15. Из рисунков видно, что рассмотренная в этом разделе версия МКГС дает хорошее описание данных при

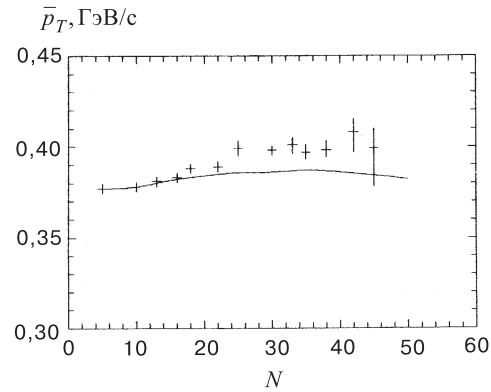


Рис. 13. Корреляция среднего поперечного импульса $\langle p_t \rangle$ и множественности N заряженных адронов. Экспериментальные данные — из работы [99] при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ/с, $\eta_{\max} = 2$. Теоретическая кривая вычислена в модификации МКГС, приведенной в разделе 5

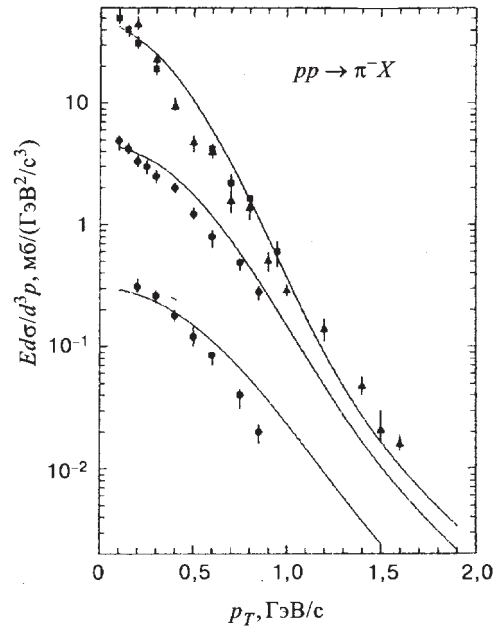


Рис. 14. Инвариантный инклюзивный спектр π^- -мезонов в pp -столкновении при $\sqrt{s} = 19,5$ ГэВ/с [100]. Приведены распределения по поперечному импульсу p_{\perp} для значений $x = 0, 0,3$ и $0,6$. Кривые — расчеты в модифицированной МКГС

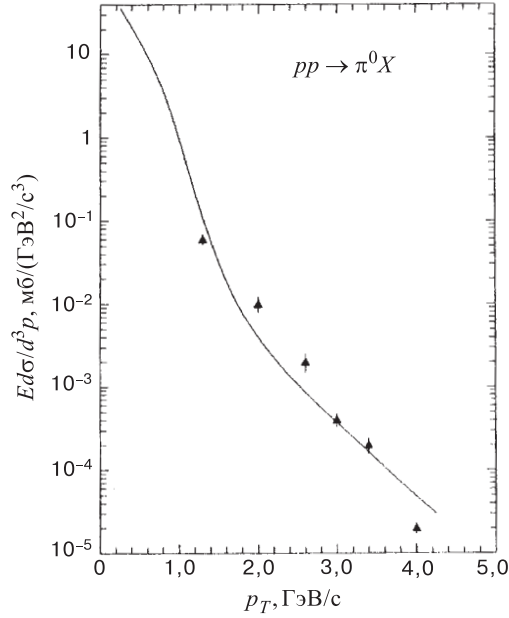


Рис. 15. Инвариантный инклюзивный спектр π^0 -мезонов в pp -столкновении при $\sqrt{s} = 62,4$ ГэВ/с [101]. Кривая — расчет в рамках модифицированной МКГС

$p_{\perp} \leq 4,0$ ГэВ/с. Имеется выполаживание спектров при $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ/с, что характерно для полужестких процессов. Завышение сечений при $p_{\perp} \geq 3$ ГэВ/с связано, возможно, с тем, что в модели используются значения реджевских траекторий и их производных при $t = 0$, тогда как для продвижения в область больших значений p_{\perp} необходимо учитывать зависимость траекторий от инвариантной переменной t , $\alpha(t)$, поскольку $t = t(p_{\perp}, x_F)$.

Результаты вычисления зависимости инклюзивных спектров D -мезонов от x_F и p_{\perp}^2 приведены на рис.16 и 17 вместе с экспериментальными данными [77]. Данные по зависимости асимметрии рождения лидирующих (D^-) и нелидирующих (D^+) мезонов от p_{\perp}^2 в πp -столкновении [80–82] сравниваются с предсказаниями модели на рис.18. В [39] нами изучалась зависимость сечений рождения D -мезонов от интерсепта реджевской траектории чармония $\alpha_{\Psi}(0)$. В настоящих расчетах использовалось значение интерсепта $\alpha(0) = 0$ [102], что свидетельствует о нелинейности реджевских траекторий $\alpha(t)$ при $t \leq 0$ [103]. В расчетах, приведенных в данном разделе, использовались следующие значения параметров a_0 , a_1 , входящих в функции фрагментации c -кварков: $a_0 = 10^{-4}$, $a_1 = 5$ [34].

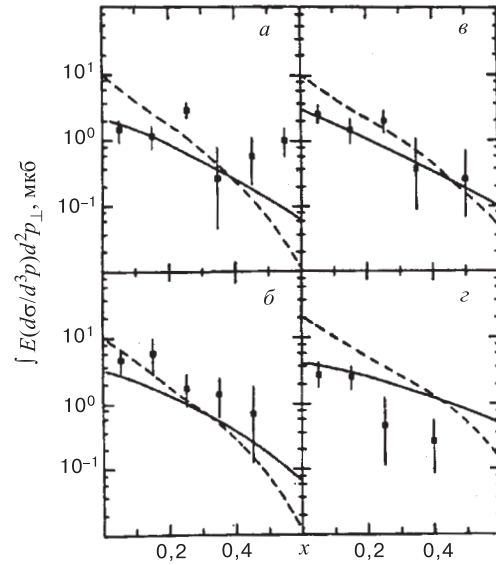


Рис. 16. Зависимость от x инвариантного инклюзивного сечения реакции $pp \rightarrow DX$ при $\sqrt{s} = 27,4$ ГэВ/с: а) D^+ , б) D^0 , в) D^- , г) \bar{D}^0 [77]

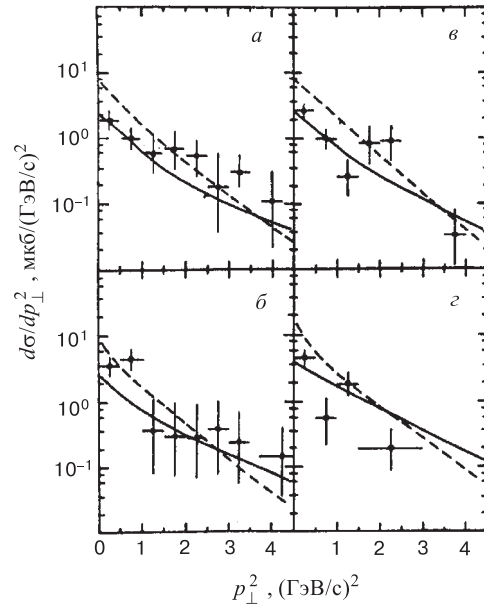


Рис. 17. Зависимость от p_{\perp}^2 дифференциальных сечений реакций рождения различных D -мезонов в pp -столкновениях [77]. Обозначения те же, что и на рис.16

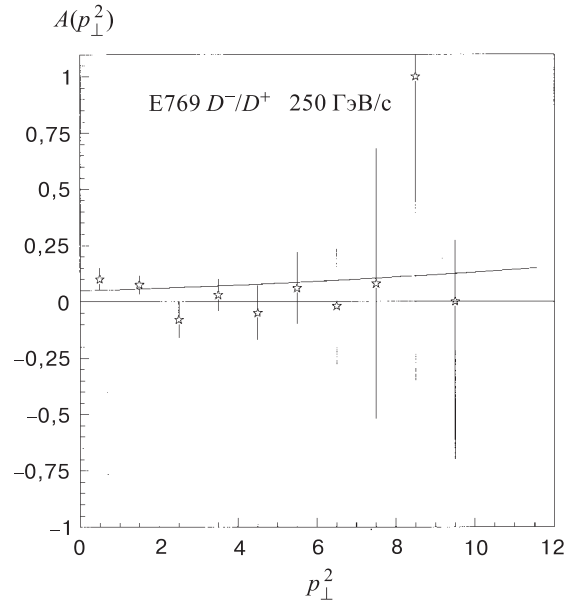


Рис. 18. Сравнение теоретических вычислений с экспериментальными данными [80, 81] по зависимости от p_{\perp}^2 асимметрии рождения лидирующих (D^-) и нелидирующих (D^+) мезонов в π^-p -взаимодействии

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена модификация модели кварк-глюонных струн, учитывающая поперечное движение кварков в сталкивающихся адронах, а также зависимость функций фрагментации от поперечных импульсов кварков и вторичных адронов. Предложен способ введения зависимости от поперечного импульса, основанный на представлении померона как обмена двумя глюонами с динамически генерируемой массой глюона. Это позволило определить распределения по поперечному импульсу кварков в кварк-глюонных цепочках и расширить область применимости МКГС до значений поперечных импульсов вторичных адронов $p_{\perp} \simeq 4$ ГэВ/с.

В рамках модели вычислены корреляция $\langle p_{\perp} \rangle (N)$ и инвариантные инклюзивные спектры адронов $F(x, \vec{p}_{\perp})$ при различных начальных энергиях. Как было показано нами ранее в [40], эти характеристики адронных процессов чувствительны к различным способам деления энергии и поперечного импульса между кварк-глюонными цепочками. Предложенный способ введения p_{\perp} -зависимости в МКГС аналогичен последовательному делению энергии, что, по-видимому, близко соответствует физике процесса. Как показывает вычисление корреляции среднего поперечного импульса адронов $\langle p_{\perp} \rangle$ и

их множественности N , предложенный способ введения p_{\perp} -зависимости эффективно приводит к учету полужестких эффектов, о чем свидетельствует рост зависимости $\langle p_{\perp} \rangle (N)$ от N . Проявление этого эффекта в МКГС позволило использовать предложенную версию МКГС для описания распределений D -мезонов не только по фейнмановской переменной x , но также и по поперечному импульсу p_{\perp} . Сравнение расчетов в рамках предложенной версии МКГС с данными о выходах D -мезонов в pp -взаимодействиях свидетельствует в пользу периферического механизма, что подтверждается хорошим согласием расчетов с данными.

Предложенная версия МКГС дает хорошее описание данных при $p_{\perp} \leq 4,0$ ГэВ/с. Имеется выполаживание спектров при $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ/с, что характерно для полужестких процессов. Однако модель дает завышенные значения дифференциальных сечений ds/dp_{\perp}^2 при $p_{\perp} \geq 3$ ГэВ/с. Для улучшения описания p_{\perp} -распределений в этой области нужно, по-видимому, вместо значений реджевских траекторий в нуле, т.е. параметров $\alpha(0)$ и $\alpha'(0)$ в кварковых функциях и функциях фрагментации, использовать сами реджевские траектории $\alpha(t)$ и их производные $\alpha'(t)$, т.е. учитывать зависимость траекторий от инвариантной переменной t . Кроме того, необходимо уточнить распределения кварков (антикварков, дикварков) по поперечному импульсу в сталкивающихся адронах, поскольку в рассматриваемой модификации МКГС использовано гауссовское распределение, справедливое, как известно, лишь при небольших поперечных импульсах p_{\perp} .

Также рассмотрена модификация МКГС, описывающая рождение бозонных резонансов. Показано, что сочетание МКГС и реджеон-фотонной аналогии позволяет получить соотношения между спектрами рождения резонансов с высшими спинами. Предложенная модель дает хорошее согласие с экспериментальными данными.

Для описания спектров адронорождения очарованных частиц предложена модификация МКГС, учитывающая также вклад в рождение основных состояний (D -мезоны, Λ_c^- , Ξ_c^- , Ω_c^- -барионы) распадов соответствующих S -волновых резонансов, таких, как 1^- -мезоны (D^*), $1/2^+$ (Σ_c и Ξ_c')- и $3/2^+$ (Σ_c^* , Ξ_c^* и Ω_c^*)- гипероны.

Авторы выражают благодарность А.В.Ефремову и А.Б.Кайдалову за полезные обсуждения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 98-02-17463, 99-02-17727). Один из авторов (А.Г.Г.) благодарит за частичную поддержку INTAS (грант 93-0079), а также Армянский фонд фундаментальных исследований (грант 94-681).

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Приведем полный список функций фрагментации кварков и дикварков, использованных для описания инклюзивных спектров векторных мезонов. В случае рождения ρ^\pm -мезона имеем [46]:

$$\begin{aligned}
 G_u^{\rho^+}(z) &= G_d^{\rho^-}(z) = b^\rho(1-z)^{-\alpha_R(0)+\lambda}, \\
 G_u^{\rho^-}(z) &= G_d^{\rho^+}(z) = b^\rho(1-z)^{-\alpha_R(0)+\lambda+2(1-\alpha_R(0))}, \\
 G_s^{\rho^+}(z) &= G_s^{\rho^-}(z) = G_s^{\rho_s^+}(z) = G_s^{\rho_s^-}(z) = b^\rho(1-z)^{-\alpha_R(0)+\lambda+1}, \\
 G_{uu}^{\rho^+}(z) &= b^\rho(1-z)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)+\lambda}, \\
 G_{uu}^{\rho^-}(z) &= b^\rho(1-z)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)+\lambda+1}, \\
 G_{ud}^{\rho^+}(z) &= G_{ud}^{\rho^-}(z) = b^\rho(1-z)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)+\lambda}[1+(1-z)^2]/2,
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

где $\lambda \approx 0,5$, $\alpha_R(0) \approx 0,5$, $\alpha_N(0) \approx -0,5$, $b^\rho \approx 0,27$ [35].

Функции фрагментации кварков и дикварков в ρ^0 -мезон имеют вид

$$\begin{aligned}
 G_u^{\rho^0}(z) &= G_d^{\rho^0}(z) = \frac{1}{2}[G_u^{\rho^+}(z) + G_u^{\rho^-}(z)], \\
 G_s^{\rho^0}(z) &= G_{\bar{s}}^{\rho^0}(z) = G_s^{\rho_s^\pm}(z), \\
 G_{ud}^{\rho^0}(z) &= G_{ud}^{\rho_s^\pm}(z), \\
 G_{uu}^{\rho^0}(z) &= G_{dd}^{\rho^0}(z) = b^\rho(1-z)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)+\lambda}(1-z/2).
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

Что касается рождения $\omega(783)$ -мезона, в рассматриваемом подходе $G_{q(qq)}^\omega(z) = G_{q(qq)}^{\rho^0}(z)$.

Согласно результатам [46], функции $G_q^{K^*}(z)$ записываются в виде

$$\begin{aligned}
 G_u^{K^{*+}}(z) &= G_d^{K^{*0}}(z) = b^{K^*}(1-z)^{-\alpha_\varphi(0)+\lambda}(1+b_1^K z), \\
 G_u^{K^{*-}}(z) &= G_{\bar{d}}^{K^{*0}}(z) = G_d^{K^{*+}}(z) = G_u^{K^{*0}}(z) = G_{\bar{d}}^{K^{*0}}(z) = \\
 &= G_d^{K^{*-}}(z) = b^{K^*}(1-z)^{-\alpha_\varphi(0)+\lambda+1}, \\
 G_{\bar{u}}^{K^{*-}}(z) &= G_u^{K^{*+}}(z); \quad G_{\bar{u}}^{K^{*+}}(z) = G_u^{K^{*-}}(z), \\
 G_{\bar{d}}^{K^{*-}}(z) &= G_d^{K^{*+}}(z); \quad G_{\bar{d}}^{K^{*+}}(z) = G_d^{K^{*-}}(z), \\
 G_{\bar{s}}^{K^{*0}}(z) &= G_s^{K^{*+}}(z) = G_{\bar{s}}^{K^{*0}}(z) = G_s^{K^{*-}}(z) = bz^{1-\alpha_\varphi(0)}(1-z)^{-\alpha_R(0)+\lambda} + \\
 &+ b^{K^*}(1-z)^{-\alpha_R(0)+\lambda+2(1-\alpha_\varphi(0))},
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

$$G_s^{K^{*-}}(z) = G_s^{\bar{K}^{*0}}(z) = G_s^{K^{*+}}(z) = G_s^{K^{*0}}(z) = b^{K^*} (1-z)^{-\alpha_R(0)+\lambda+2(1-\alpha_\varphi(0))}.$$

Для функций фрагментации дикварков имеем

$$G_{uu}^{K^{*+}}(z) = b^{K^*} (1-z)^{2\alpha_R(0)-\alpha_\varphi(0)-2\alpha_N(0)+\lambda}(1+b_2^K z),$$

$$G_{ud}^{K^{*+}}(z) = b^{K^*} (1-z)^{2\alpha_R(0)-\alpha_\varphi(0)-2\alpha_N(0)+\lambda}[1+b_2^K z + (1-z)^2]/2,$$

$$G_{uu}^{K^{*-}}(z) = G_{uu}^{\bar{K}^{*0}}(z) = G_{uu}^{K^{*0}}(z) = b^{K^*} (1-z)^{-\alpha_\varphi(0)-2\alpha_N(0)+\lambda+2}, \quad (\text{A.4})$$

$$G_{ud}^{K^{*-}}(z) = G_{ud}^{\bar{K}^{*0}}(z) = b^{K^*} (1-z)^{-\alpha_\varphi(0)-2\alpha_N(0)+\lambda+2}(1-z/2),$$

$$G_{ud}^{K^{*0}}(z) = b^{K^*} (1-z)^{-\alpha_\varphi(0)-2\alpha_N(0)+\lambda+2}(1+b_2^K z/2),$$

где $\alpha_\varphi(0) \approx 0$, $b^{K^*} \approx 0,15$, $b_1^K \approx 2$, $b_2^K \approx 5$, $b \approx 0,4$.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б. ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАРКОВ И ДИКВАРКОВ В АДРОНАХ НАЧАЛЬНОГО ПУЧКА И МИШЕНИ

Функции распределения кварков (дикварков) в адроне h параметризованы в стандартном виде

$$f_i^n(x, n) = C_i x^{\alpha_i} (1-x)^{\beta'_i}, \quad (\text{B.1})$$

где $\beta'_i = \beta_i + 2(n-1)(1-\alpha_\rho^0)$. Коэффициент C_i в (B.1) определяется условием нормировки $\int_0^1 f_i^n(x, n) dx = 1$ и равен

$$C_i = \frac{\Gamma(1+\alpha)\Gamma(1+\beta')}{\Gamma(2+\alpha+\beta)}. \quad (\text{B.2})$$

Здесь $\Gamma(\alpha)$ — гамма-функция.

Величины α и β выражаются в терминах интерсептов реджевских траекторий и приводятся в табл.7. Мы используем значения $\alpha_\rho^0 = 0,5$, $\alpha_\phi^0 = 0$, $\alpha_N^0 = -0,5$.

Распределение c -кварковых пар в π -мезоне параметризовалось в виде

$$f_{c(\bar{c})}^{(n)} = C_{c\bar{c}}^{(n)} \delta_{c(\bar{c})} x_1^{-\alpha_\psi(0)} (1-x_1)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)+(\alpha_R(0)-\alpha_\psi(0))+n-1}, \quad (\text{B.3})$$

где x_1 — доля импульса $c(\bar{c})$ -кварков и $\delta_{c(\bar{c})}$ — вес очарованных пар в кварковом море.

Таблица 7

n	π^-		p		Σ^-		Ξ^-	
i	α	β	α	β	α	β	α	β
u			$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+2(\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0)$
d	$-\alpha_\rho^0$	$-\alpha_\rho^0$	α_ρ^0 $-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+1$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+2(\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0)$
\bar{u}	$-\alpha_\rho^0$	$-\alpha_\rho^0$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+2(\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0)$
\bar{d}	$-\alpha_\rho^0$	$-\alpha_\rho^0$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+1$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+2(\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0)$
s	$-\alpha_\varphi^0$	$-\alpha_\varphi^0$	$-\alpha_\varphi^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0$	$-\alpha_\varphi^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$	$-\alpha_\varphi^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0$
\bar{s}	$-\alpha_\varphi^0$	$-\alpha_\varphi^0$	$-\alpha_\varphi^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0$	$-\alpha_\varphi^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+2(\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0)$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+3(\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0)$
uu			$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$					
dd			$+1$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$	$-\alpha_\varphi^0$		
ud			$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$	$-\alpha_\rho^0$				
us					$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$	$-\alpha_\rho^0$	$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$	$-\alpha_\varphi^0$
ds					$+\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0$		$+\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0$	
ss							$\alpha_\rho^0 - 2\alpha_N^0$ $+2(\alpha_\rho^0 - \alpha_\varphi^0)$	$-\alpha_\rho^0$

**ПРИЛОЖЕНИЕ В. ФУНКЦИИ ФРАГМЕНТАЦИИ КВАРКОВ И
ДИКВАРКОВ В D -МЕЗОНЫ**

Функции фрагментации кварков и дикварков в очарованные мезоны имеют вид

$$\begin{aligned}
 G_u^{\overline{D^0}} &= G_d^{D^-} = a_0(1-z)^{\lambda-\alpha_\psi(0)}(1+a_1z^2), \\
 G_u^{D^-} &= G_u^{D^+} = G_u^{D^0} = G_d^{D^+} = G_d^{D^0} = G_d^{\overline{D^0}} \\
 &= a_0(1-z)^{\lambda-\alpha_\psi(0)+2\cdot(1-\alpha_R(0))}, \\
 G_{uu}^{D^+} &= G_{uu}^{D^-} = G_{uu}^{D^0} = G_{ud}^{D^+} = G_{ud}^{D^0} \\
 &= a_0(1-z)^{\lambda-\alpha_\psi(0)+2\cdot(\alpha_R(0)-\alpha_N(0))+1}, \\
 G_{uu}^{\overline{D^0}} &= a_0(1-z)^{\lambda-\alpha_\psi(0)+2\cdot(\alpha_R(0)-\alpha_N(0))}\left(\frac{1+a_1}{2}z^2 + \frac{(1-z)^2}{2}\right), \\
 G_{ud}^{\overline{D^0}} &= a_0(1-z)^{\lambda-\alpha_\psi(0)+2\cdot(\alpha_R(0)-\alpha_N(0))}\left(\frac{1}{2} + \frac{1+a_1}{2}z^2\right).
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

Значения параметров приведены в соответствующих разделах. Функция фрагментации c -кварка в D -мезоны

$$G_{c(\bar{c})}^D(z) = \frac{a_f^D}{a_0^D} z^3 (1-z)^{-\alpha_R(0)+\lambda}, \tag{B.3}$$

где a_f^D порядка единицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Altarelli G., Parizi G. — Phys. Lett., 1977, v.B126, p.298.
2. Kogut J., Susskind L. — Phys. Rev., 1974, v.D9, p.3501.
3. Wilson K. — Phys. Rev., 1974, v.D10, p.2445.
4. Кройц М. — Кварки, глюоны и решетки. М., 1987.
5. K. Werner — Phys. Rep., 1993, v.232, p.87.
6. Кайдалов А.Б. — В кн.: Элементарные частицы. М., 1980, вып.2, с.38; ЯФ, 1981, т.33, с.1369; Phys. Lett., 1982, v.116B, p.459; в кн.: Элементарные частицы. М., 1983, вып.2. с.3.
7. Capella A. Sukhatme U., Tan C.-I., Tran Thanh Van J. — Phys. Rep., 1994, v.236, p.225.
8. Raige P.E., Protopopescu S.D. — BNL-Report, BNL-37066, 1986.
9. Bengtsson H.U., Ingelman G. — Comp. Phys. Comm., 1985, v.34, p.251.
10. Anderson B., Gustafson G., Nilsson-Almqvist B. — Nucl. Phys., 1987, v.B28, p.289.
11. Amelin N.S. et al. — Nucl.Phys., 1992, v.A544; Phys.Rev., 1993, v.C47, p.2229.

12. Батунин А.В., Лиходед А.К., Толстенков А.Н. — ЯФ, 1985, т.42, с.424.
13. Левин Е.М. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.1059.
14. Das K.P., Hwa R.C. — Phys. Lett., 1977, v.68B, p.459.
15. Tashiro T. et al. — Z. Phys., 1987, v.C35, p.21.
16. Бадалян Р.Г. — ЯФ, 1988, т.47, с.220.
17. Киселев В.В. и др. — ЯФ, 1989, т.49, с.1100.
18. 't Hooft G. — Nucl. Phys., 1974, v.B72, p.461.
19. Veneziano G. — Phys. Lett., 1974, v.52B, p.220.
20. Ciafaloni M., Marchesini G., Veneziano G. — Nucl. Phys., 1975, v.B98, p.472.
21. Chew G.F., Rozenzweig C. — Phys. Rep., 1978, v.41, p.363.
22. Casher A., Kogut J., Susskind L. — Phys. Rev., 1974, v.D10, p.732.
23. Artru X., Mennesier G. — Nucl. Phys., 1974, v.70B, p.93.
24. Casher A., Neuberger H., Nussinov S. — Phys. Rev., 1979, v.D20, p.179.
25. Shabelski Yu.M. — Sov.Sci.Rev.A., 1993, v.Phys.17, part 2, p.1; 1984, v.40, p.135.
26. Shabelski Yu.M. — Surveys in High Energy Physics, 1995, v.9, p.1.
27. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. — ЯФ, 1984, т.39, с.1545; ЯФ, 1984, т.40, с.211 (Sov. J. Nucl. Phys., 1984, v.39, p.979).
28. Kaidalov A.B., Piskounova O.I. — Z.Phys., 1986, v.C30, p.145.
29. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. — ЯФ, 1985, т.41, с.1287 (Sov.J. Nucl. Phys., 1985, v.41, p.816).
30. Шабельский Ю.М. — ЯФ, 1986, т.43, с.1612.
31. Шабельский Ю.М. — ЯФ, 1986, т.44, с.186; ЯФ, 1987, т.45, с.223; ЯФ, 1989, т.49, с.1084.
32. Arakelyan G.H., Grigoryan A.A., Ivanov N.Ya., Kaidalov A.B. — Z. Phys. C.-Particles and Fields, 1994, v.63, p.137.
33. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. — ЯФ, 1986, т.43, с.1545.
34. Пискунова О.И. — ЯФ, 1993, т.56, с.176;
Piskunova O.I. — Phys.At.Nucl., 1993, v.56, p.1094.
35. Arakelyan G.H., Volkovitski P.E. — Z. Phys., 1995, v.A353, p.87.
36. Arakelyan G.H., Volkovitski P.E. — In: Proc. Conf. NAN'95, Phys. of Atom and Nuclei, 1996, v.59, p.1710.
37. Боресков К.Г., Кайдалов А.Б. — ЯФ, 1983, т.37, с.174.
38. Лыкасов Г.И., Славин Н.В. — ЯФ, 1989, т.49, с.1446.
39. Lykasov G.I., Sergeenko M.N. — Z. Phys., 1991, v.C52, p.635.
40. Лыкасов Г.И., Сергеев М.Н. — ЯФ, 1991, т.54, с.1691.
41. Lykasov G.I., Sergeenko M.N. — Z. Phys., 1992, v.C52, p.697.
42. Лыкасов Г.И., Сергеев М.Н. — ЯФ, 1992, т.55, с.1691.
43. Lykasov G.I., Sergeenko M.N. — Z. Phys., 1992, v.C58, p.697.
44. Лыкасов Г.И., Сергеев М.Н. — ЯФ, 1996, т.59, с.503.
45. Lykasov G.I., Sergeenko M.N. — Z. Phys., 1996, v.C70, p.455.

46. **Kaidalov A.B.** — *Yad. Fiz.*, 1987, v.45, p.1452 (*Sov. J. Nucl. Phys.*, 1987, v.45, p.902).
47. **Field R.D., Feynman R.P.** — *Phys.Rev.*, 1977, v.D15, p.2590; *Nucl.Phys.*, 1978, v.B136, p.1.
48. **Rossi G.C., Venezianno G.** — *Nucl.Phys.*, 1977, v.B123, p.507.
49. **Capella A., Sukhatme U., Tan C.I., Tran Thanh Van J.** — *Phys. Lett.*, 1979, v.81B, p.68.
50. **Grigoryan A.A., Ivanov N.Ya., Kaidalov A.B.** — *Yad. Fiz.*, 1982, v.36, p.1490 (*Sov. J. Nucl. Phys.*, 1982, v.36, p.867).
51. **Veneziano G.** — *Nuovo Cim.*, 1968, v.57A, p.190.
52. **Ter-Martirosyan K.A.** — *Phys. Lett.*, 1973, v.44B, p.377.
53. **Arakelyan G.G., Ivanov N.Ya., Grigoryan A.A.** — *Z. Phys. C.-Particles and Fields*, 1991, v.52, p.317.
54. **Stodolsky L., Sakurai J.J.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1963, v.11, p.90.
55. **Kaidalov A.B., Volkovitsky P.E.** — *Yad. Fiz.*, 1982, v.35, p.1231 (*Sov. J. Nucl. Phys.*, 1982, v.35, p.720).
56. **Grigoryan A.A., Ivanov N.Ya.** — *Yad.Fiz.*, 1986, v.43, p.693 (*Sov. J. Nucl. Phys.*, 1982, v.43, p.442).
57. **Schouten M. et al.** — *Z. Phys. C.-Particles and Fields*, 1981, v.90, p.93.
58. **Suzuki A. et al.** — *Lett. Nuovo Cim.*, 1979, v.24, p.449.
59. **Brick D. et al.** — *Phys. Rev.*, 1982, v.D25, p.2248.
60. **Agababyan N.M. et al.** — *Z. Phys. C.-Particles and Fields*, 1982, v.41, p.539.
61. **Suzuki A. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1980, v.B172, p.327; — *ЯФ*, 1991, т.53, с.1059; — *Phys. Lett.*, 1991, v.B260, p.429.
62. Review of Particle Properties, *Phys. Rev.*, 1994, v.D50, p.1173.
63. **Anisovich V.V., Shekhter V.M.** — *Nucl.Phys.*, 1973, v.B55, p.455.
64. **Close F.E.** — *An Introduction to Quarks and Partons*. London, New-York, San-Francisco. Academic Press, 1979.
65. **Piskounova O.I.** — Preprint FIAN-140, 1987.
66. **Barlag M. et al.** — *Phys. Lett.*, 1990, v.B247, p.113.
67. **Bari G. et al.** — *Nuovo Cimento*, 1991, v.104A, p.571.
68. **Chavauvat P. et al.** — *Phys. Lett.*, 1987, v.199B, p.304.
69. **Barlag M. et al.** — *Z. Phys.*, 1988, v.C39, p.451.
70. **Aguilar-Benitez M. et al.** — *Z. Phys.*, 1986, v.C31, p.491.
71. **Aguilar-Benitez M. et al.** — *Phys. Lett.*, 1985, v.B161, p.401.
72. **Aguilar-Benitez M. et al.** — *Phys. Lett.*, 1986, v.169B, p.106.
73. **Aguilar-Benitez M. et al.** — *Phys. Lett.*, 1988, v.201B, p.176.
74. **Aguilar-Benitez M. et al.** — *Z. Phys.*, 1988, v.C40, p.321.
75. **Ammar R. et al.** — *Phys. Lett.*, 1987, v.183B, p.110.
76. **Ammar R. et al.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1988, v.61, p.2185.
77. **Aguilar-Benitez M. et al.** — *Phys. Lett.*, 1988, v.B201, p.176.
78. **Werdning R.** — Talk presented at the 27th ICHEP Conf. Glasgow, 1994.

79. **Droppmann F.** — Talk presented at the 5th Int. Symposium on Heavy Flavour Physics, Montreal, 1993.
80. **Adamovich M. et al.** — Phys. Lett., 1993, v.B395, p.402.
81. **Alves G.A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.812.
82. **Aitalia E.M. et al.** — FERMILAB-Pub-96/001-E, January 1996.
83. **Brodsky S.J. et al.** — Phys.Lett., 1980, v.93B, p.451;
Vogt R., Brodsky S.J. — Nucl.Phys., 1996, v.B478, p.311.
84. **Пискунова О.И.** — ЯФ, 1997, т.60, с.513.
85. **Arakelyan G.H.** — JINR Preprint E2-97-325, Dubna, 1997; hep-ph/9711276.
86. **Hahn K., Ranft J.** — Phys. Rev., 1990, v.D41, p.1463.
87. **Ranft J., Bopp F.W., Capella A., Tran Thanh Van J.** — Z. Phys., 1991, v.C51, p.99.
88. **Aurenche P. et al.** — Phys. Rev., 1992, v.D45, p.92.
89. **Абрамовский В.А., Грибов В.Н., Канчели О.В.** — ЯФ, 1971, т.18, с.595.
90. **Low F.E.** — Phys. Rev., 1975, v.D12, p.163;
Nussinov S. — Phys. Rev. Lett, 1975, v.34, p.1268.
91. **Landshoff P.V., Nachtman O.** — Z. Phys., 1987, v.C35, p.405.
92. **Gunion J.F., Sopper J.** — Phys. Rev., 1977, v.D15, p.2617;
Левин Е.М., Рыскин М.Г. — ЯФ, 1981, т.34, с.1114.
93. **Cudell J.R., Ross D.A.** — Nucl. Phys., 1991, v.B359, p.247.
94. **Cornwall J.M.** — Phys. Rev., 1982, v.D26, p.1453.
95. **Halzen F., Krein G.I., Natale A.A.** — Phys. Rev., 1993, v.D47, p.295.
96. **Baker M., Ball J.S., Zacariazen F.** — Nucl Phys., 1981, v.B186, pp.531, 560;
Brown N., Pennington M.R. — Phys. Rev., 1988, v.D38, p.2266; *ibid* 1989, v.D39, p.2723.
97. **Bernard C.** — Phys. Lett., 1982, v.B108, p.431.
Mandula J.E., Ogilvie O. — Phys. Lett., 1987, v.B185, p.127.
98. **Veselov A.I., Piskounova O.I., Ter-Martirosyan K.A.** — Phys. Lett., 1985, v.158B, p.175.
99. **Kittel W.** — Multiparticle Production at Fixed Target and ISR Energies. Proc. XXIV ICHEP, Munich, 1988, p.625;
Lattes C.M.J., Fujimoto Y., Hasegava S. — Phys. Rep., 1980, v.65, p.151.
100. **Brenner A.E. et al.** — Phys. Rev., 1982, v.D26, p.1497;
Garipuzzi P. et al. — Nucl.Phys., 1974, v.B70, p.1.
101. **Busser F.W. et al.** — Phys.Lett., 1973, v.B70, p.471.
102. **Сергеенко М.Н.** — ЯФ, 1993, т.56, с.140.
103. **Petrov V.A., Samokhin A.P.** — CERN-TH.5583/89, 1989;
Brodsky S.J., Tang W.-K. — Phys. Lett., 1993, v.B318, p.203.