

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

# Квантовая хромодинамика и феноменология сильных взаимодействий

И.М. Дремин, А.Б. Кайдалов

*Дается краткий обзор теории сильных взаимодействий частиц. Рассматриваются основные принципы квантовой хромодинамики и феноменологические подходы к исследованию процессов сильных взаимодействий. Обсуждаются их предсказания и недавние достижения в описании экспериментальных данных при высоких энергиях.*

PACS numbers: 12.38.-t, 12.39.-x, 13.66.Bc, 13.87.-a

## Содержание

1. Введение (275).
  2. Лагранжиан КХД (276).
    - 2.1. Асимптотическая свобода. 2.2. Удержание. 2.3. Мягкая адронизация.
  3.  $e^+e^-$ -аннигиляция (277).
    - 3.1. Ранний период. 3.2. Изучение струй. 3.3. Предсказания КХД и их сопоставление с экспериментом.
  4. Жесткие процессы в глубоко-неупругом рассеянии лептонов и взаимодействиях адронов (283).
    - 4.1. Теорема факторизации. 4.2. Распределения партонов и глубоко-неупругого рассеяния. 4.3. Образование струй во взаимодействиях адронов. 4.4. Физика малых  $x$ . 4.5. Адророждение тяжелых кварков.
  5. Столкновения тяжелых ионов (285).
  6. Заключение (286).
- Список литературы (287).

## 1. Введение

Сильно взаимодействующие частицы (адроны) являются наиболее тяжелыми частицами, составляющими наблюдаемое вещество во Вселенной. Типичная шкала их масс задается величиной порядка 1 ГэВ. Другие частицы (лептоны, нейтрино, фотоны) намного легче. Действующие между ними силы не столь сильные, так как они принимают участие только в электро-слабых и гравитационных взаимодействиях. Поэтому

характеристики их взаимодействий удается вычислить с помощью теории возмущений, как только записан лагранжиан взаимодействия. В случае адронов столь простого пути не существует. Тем не менее оказывается, что и в этом случае также можно использовать методы теории возмущений в квантовой хромодинамике в применении к некоторым специальным процессам сильных взаимодействий при высоких энергиях. Однако даже для таких процессов приходится дополнительно применять некоторые предположения и феноменологические построения, чтобы успешно описывать экспериментальные результаты.

В настоящей статье дается краткий обзор всех этих проблем. В основу статьи положен пленарный доклад, сделанный авторами в апреле 2005 г. на конференции по теоретической физике TD70, посвященной 70-летию Отделения теоретической физики им. И.Е. Тамма Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Доклад был рассчитан на аудиторию высококвалифицированных физиков, большинство из которых не являются специалистами в физике высоких энергий, но интересуются последними достижениями в этой области. Поэтому, не жертвуя полнотой картины, необходимо было за весьма краткое время изложить ее в достаточно доступной для понимания форме.

Статья охватывает очень широкую область и потому приходится ограничить себя процессами рождения частиц при высоких энергиях, не затрагивая область низких энергий и статические свойства сильно взаимодействующих частиц (адронов), а также опускать многие подробности и технические детали. Для тех, кто интересуется более конкретными проблемами, в конце статьи приведен список основных монографий и обзорных статей. Дальнейшие ссылки на оригинальные работы (в частности, на экспериментальные данные и их теоретические подгонки, приводимые на рисунках) можно найти в этих монографиях и обзорах, а также в недавних публикациях или на вебсайтах.

Мы не будем описывать историю экспериментальных исследований и этапов теоретического понимания процессов сильных взаимодействий. Однако весьма поучи-

И.М. Дремин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация  
Тел. (495) 132-29-29. E-mail: dremin@td.fpi.ru

А.Б. Кайдалов. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова", 117218 Москва, Б. Черемушкинская ул. 25, Российская Федерация  
Тел. (495) 129-94-31. E-mail: kaidalov@mail.iter.ru

Статья поступила 25 августа 2005 г.,  
после доработки 10 октября 2005 г.

тельным было бы напомнить о самых первых шагах открытия сильно взаимодействующих частиц.

Протон был единственной сильно взаимодействующей частицей до 1932 г., когда Чадвик открыл нейтрон. В том же году Гейзенберг и Иваненко независимо опубликовали статьи, в которых они высказали идею о том, что атомные ядра состоят из протонов и нейтронов. Известные в то время теории электромагнитных и гравитационных сил не могли объяснить тот факт, что протоны и нейтроны удерживаются внутри атомных ядер. Эти силы дальнодействующие и слишком слабые, чтобы привести к такому эффекту на ядерных масштабах.

Нейтрон немного тяжелее протона. В свободном состоянии он распадается на протон, электрон и нейтрино. В 1934 г. Ферми предложил теорию такого распада, введя новые довольно слабые, но весьма короткодействующие силы. Последнее обстоятельство привело Тамма в том же году<sup>1</sup> к предположению о том, что эти силы могут быть ответственными и за взаимодействия протонов с нейтронами в атомных ядрах. Короткодействие этих сил легко оценивается из размерности фермиевской константы связи. Однако эти силы оказались очень слабыми, и от идеи в таком виде пришлось отказаться.

Вместе с тем мысль о том, что протоны и нейтроны взаимодействуют путем обмена массивными объектами (пара электрон–нейтрино обладает массой!) была воспринята Юкавой, который проявил большую смелость и предположил в 1935 г., что обмениваемым объектом является новая, не известная до тех пор сильно взаимодействующая частица — пион. После этого пионы были обнаружены при изучении космических лучей, и вскоре было понято, что они в больших количествах рождаются в процессах сильных взаимодействий адронов и ядер при высоких энергиях.

Интенсивные теоретические работы по проблемам процессов множественного рождения частиц при больших энергиях за счет сильных взаимодействий начались в 1950-е годы, когда были предложены статистическая и гидродинамическая модели центральных взаимодействий и модель одномезонного обмена в периферических взаимодействиях, а также рассмотрен новый класс процессов неупругой дифракции.

В настоящее время основным теоретическим аппаратом является квантовая хромодинамика (КХД), в которой сильные взаимодействия адронов рассматриваются через посредство цветового взаимодействия кварков и глюонов. Однако нерешенные проблемы удержания (конфайнмента) цвета заставляют на ряде этапов прибегать к модельным представлениям. Многочисленные аналитические и компьютерные расчеты, а также монтекарловские вычисления, использующие идеи и подходы КХД (зачастую в рамках определенных моделей), проводились в целях описания экспериментальных данных о  $e^+e^-$ ,  $ep$ ,  $pp(\bar{p}\bar{p})$ ,  $pA$ ,  $AA$ -взаимодействиях при высоких энергиях и оказались весьма успешными.

## 2. Лагранжиан КХД

Основное продвижение в применении теоретических подходов к процессам при высоких энергиях наметилось после того, как был записан лагранжиан квантовой

хромодинамики:

$$L = i \sum_q \bar{\psi}_q^a (\nabla_\mu \gamma_\mu + im_q) \psi_q^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^n G_{\mu\nu}^n, \quad (1)$$

где

$$\nabla_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\lambda^n}{2} A_\mu^n, \quad (2)$$

$$G_{\mu\nu}^n = \partial_\mu A_\nu^n - \partial_\nu A_\mu^n + g f^{nml} A_\mu^m A_\nu^l. \quad (3)$$

Здесь  $\psi_q^a$  и  $A_\mu^n$  обозначают кварковые и глюонные поля,  $a = 1, 2, 3$  и  $n, m, l = 1, 2, \dots, 8$  — цветовые индексы,  $\lambda^n$  и  $f^{nml}$  — матрицы Гелл-Мана и  $f$ -символы,  $m_q$  — токовые массы кварков,  $q = u, d, s, c, b, t$ .

Лагранжиан (1) содержит как члены, описывающие свободное движение, так и взаимодействие кварков и глюонов с силой связи, определенной величиной  $g$ .

### 2.1. Асимптотическая свобода

Для практических целей особенно важным оказывается так называемое свойство асимптотической свободы процессов, описываемых лагранжианом (1). Согласно ему сила связи во взаимодействиях кварков и глюонов уменьшается с ростом шкалы высоких энергий  $p$  (массами кварков при этом можно пренебречь).

В приближении первого порядка по теории возмущений оно может быть описано при больших  $p$  формулой

$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi} = \frac{6\pi}{(33 - 2n_f) \ln(p/p_0)}, \quad (4)$$

где  $n_f$  — число активных ароматов кварков  $q$ ,  $p_0 = \text{const}$  — КХД параметр порядка сотен МэВ. Часто используют и высшие приближения для  $\alpha_s$ , где этот параметр известен как  $\Lambda_{\text{QCD}}$ , но при расчетах зачастую проще использовать формулу (4) и  $p_0$  как свободный параметр, который феноменологически учитывает поправки высших порядков и должен быть близок к  $\Lambda_{\text{QCD}}$ .

Уменьшение силы связи с ростом энергии было подтверждено на опыте (рис. 1). Оно непосредственно

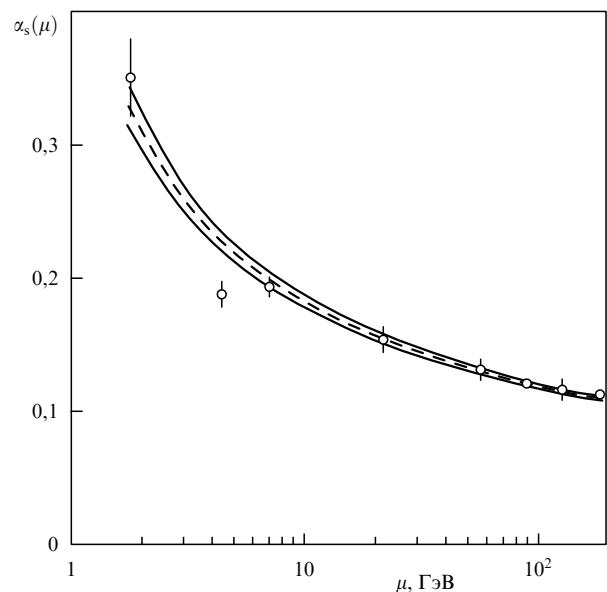


Рис. 1. Сила связи в КХД падает с ростом энергии.

<sup>1</sup> Как раз в конце 1934 г. И.Е. Тамм создал и возглавил Отдел теоретической физики ФИАНа.

связано с самодействием глюонов, описываемым нелинейными членами в лагранжиане, и отвечает тому факту, что на малых расстояниях цветовые силы ослабевают. Именно это свойство асимптотической свободы позволяет применять всю технику аппарата теории возмущений к рассмотрению процессов при высоких энергиях и, в частности, процессов множественного рождения частиц.

## 2.2. Удержание

Хотя лагранжиан КХД и обладает весьма привлекательными особенностями, его собственными состояниями являются кварки и глюоны, не наблюдаемые в свободном состоянии. Наблюдаемые на эксперименте адроны не являются собственными состояниями в КХД. Теория должна объяснить эти необычные черты. Однако конечного решения этой проблемы не существует до сих пор. Поэтому необходимо использовать дополнительные предположения как при низких, так и при высоких энергиях.

В области низких энергий сила связи возрастает и подходы теории возмущений использовать не удастся. Здесь приходится применять оценки с помощью непертурбативных методов. Одним из них является расчет на решетке. Другие методы связаны с правилами сумм и изучением корреляторов.

Были предложены и более феноменологические подходы. В большинстве этих методов существенно используется понятие о кварковых и глюонных конденсатах, которые обусловлены нетривиальной структурой вакуума КХД, все еще недостаточно понятой до настоящего времени. С феноменологической точки зрения можно представлять себе адроны в виде абсолютно связанных состояний так называемых конститuentных кварков. Именно таким образом достигается успех в описании свойств кваркониев с помощью потенциальных моделей.

## 2.3. Мягкая адронизация

Процессы при высоких энергиях обычно описываются с помощью эволюции системы кварков и глюонов. На начальном этапе процессов, инициированных адронами, надо рассматривать адроны в виде "пучков" кварков и глюонов и вводить феноменологические структурные (или фрагментационные) функции адронов. Они описывают вероятность партону иметь определенную долю энергии начального адрона. В  $e^+e^-$ -аннигиляции этой проблемы нет.

На конечном этапе развития кварк-глюонного каскада во всех процессах приходится иметь дело с феноменологией превращения кварков и глюонов в адроны. Одним из успешных предположений, используемых при этом, является гипотеза о локальной партон-адронной дуальности (LPHD). Согласно этому предположению инклюзивные характеристики адронов совпадают с характеристиками кварк-глюонного каскада с точностью до некоторого несущественного постоянного множителя, не зависящего от энергии. Это подразумевает мягкий характер процесса адронизации во всех реакциях множественного рождения частиц. Другой подход связан с введением феноменологических функций фрагментации партонов, описывающих, соответственно, вероятность адрону унести определенную долю энергии партона.

## 3. $e^+e^-$ -аннигиляция

Описание приложений КХД к конкретным процессам взаимодействия частиц при высоких энергиях мы начнем с  $e^+e^-$ -аннигиляции, в которой начальное состояние наиболее простое. Пара электрон-позитрон превращается в виртуальный фотон (или  $Z^0$ -бозон), который рождает кварк-антикварковую пару (рис. 2). Каждый из членов этой пары проявляет себя на эксперименте в виде адронной струи (схематически это изображено на рис. 3), образование которой описывается в КХД двумя этапами.

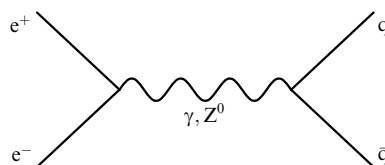


Рис. 2. Фейнмановская диаграмма для  $e^+e^-$ -аннигиляции в кварк-антикварковую пару.

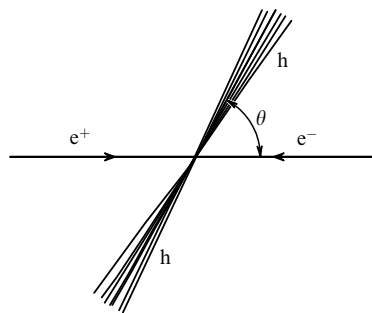


Рис. 3. Процесс превращения электрон-позитронной пары в две адронные струи.

Согласно лагранжиану КХД любой кварк (или антикварк), обладающий высокой энергией, может испустить глюоны, которые в свою очередь испускают новые глюоны или превращаются в кварк-антикварковые пары. Таким способом развивается кварк-глюонный ливень. Этот этап развития каскада полностью контролируется пертурбативной КХД до тех пор, пока энергии партонов (кварков и глюонов) не станут слишком низкими, и из партонов начнут образовываться адроны.

Заключительный этап развития каскада явно непертурбативный. Здесь используют гипотезу о локальной партон-адронной дуальности, чтобы приписать адронам практически те же инклюзивные характеристики, которые были вычислены для партонов, поскольку адронизация несущественно влияет на них (в символическом виде это изображено на рис. 4). Использование такого предположения позволяет сравнить экспериментальные данные, получаемые для адронов, с теоретически вычисленными свойствами партонных ливней. Оказывается, что это предположение действительно оправдывается для инклюзивных характеристик.

### 3.1. Ранний период

Чтобы поверить в описанную картину, необходимо было доказать ее основные положения уже на начальном этапе, когда были получены самые первые экспериментальные результаты для  $e^+e^-$ -аннигиляции. И самый первый вопрос состоял в том, действительно ли наблю-

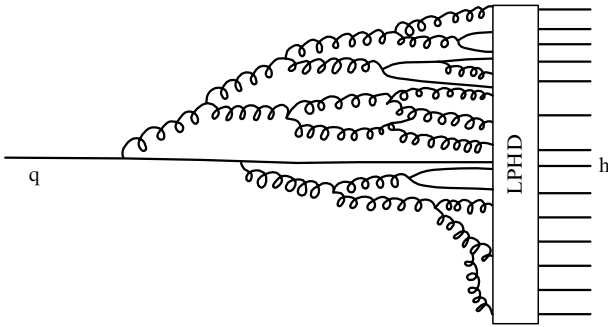


Рис. 4. Эволюция кварковой струи с учетом партонного этапа и адронизации.

дается струйный характер этого процесса с двумя струями, вызванными первоначально рожденными кварком и антикварком.

**3.1.1. Струи.** Было найдено, что процесс явно неизотропный. Угловое распределение адронов имело "вид карандаша". Это схематически изображено на рис. 3 двумя струями, движущимися в противоположных направлениях. Партоны на рис. 2 фактически задают оси струй и их угловое распределение, как это подробно обсуждается в следующем разделе.

Для демонстрации струйной структуры индивидуальных событий использовалось много различных характеристик. Упомянем о сферисити, сферосити, трасте и т.п. Мы не будем входить в детали анализа, а приведем лишь конечное заключение о том, что струйный характер процесса был надежно установлен. Направления вылета струй удалось хорошо определить с помощью упомянутых выше критериев. Важно, что фейнмановская диаграмма, изображенная на рис. 2, также предсказывала, что струи должны быть вызваны партонами со спином  $1/2$ . Это тоже следовало проверить на эксперименте.

**3.1.2. Спин.** Распределение направлений вылета кварков в процессах, описываемых диаграммой на рис. 2, легко вычисляется и задается формулой, соответствующей испусканию партонов со спином  $1/2$  под углом  $\theta$  к оси  $e^+e^-$ -соударения:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \propto 1 + \cos^2 \theta. \quad (5)$$

Поскольку ось струи совпадает с направлением движения партона, угол  $\theta$  является также углом между осью струи и направлением движения первоначальных электрона и позитрона. Они измеряются на опыте, и оказывается, что формула (5) хорошо описывает данные эксперимента. Кроме того, КХД предсказывает, что струи должны помнить об электрических зарядах инициировавших их партонов.

**3.1.3. Кварки.** Кварки являются партонами с нецелочисленными электрическими зарядами  $e_q$ . Вероятность родить определенную кварк-антикварковую пару, согласно рис. 2, должна быть пропорциональна  $e_q^2$ . А число таких пар должно быть пропорционально числу цветов 3, с которыми рождаются кварки, и числу эффективных ароматов, играющих роль при заданной энергии  $e^+e^-$ -соударения. Ее отношение к вероятности

рождения  $\mu^+\mu^-$ -пары с зарядами  $\pm 1$  задается формулой

$$R = \frac{\sigma_{\text{tot}}^{e^+e^- \rightarrow h}}{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}} = 3 \sum_{q=1}^{n_f} e_q^2. \quad (6)$$

Слово "эффективные" отвечает тому обстоятельству, что кварки разных ароматов различаются по массам.

Тяжелые кварки не рождаются при низких энергиях. Поэтому число эффективных кварков  $n_f$ , вплоть до которого идет суммирование в формуле (6), растет с ростом энергии. Это приводит к специфическому пороговому поведению в энергетической зависимости величины  $R$ . Как абсолютные значения величины  $R$ , так и ее поведение с энергией, предсказанные КХД, были подтверждены на эксперименте. Это придало твердую основу нашей уверенности в применимости КХД к описанию процессов множественного рождения в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

### 3.2. Изучение струй

После того как было твердо установлено, что кварковые струи действительно проявляются в процессах множественного рождения, с особой остротой встала проблема теоретического описания их внутренней структуры. В  $e^+e^-$ -аннигиляции они эволюционируют путем уменьшения их времениподобной виртуальности за счет испускания глюонов и новых кварк-антикварковых пар. В свою очередь глюоны производят глюонные струи. Для описания эволюции кварковых и глюонных струй была предложена система двух интегро-дифференциальных уравнений — так называемых ДГЛАП-уравнений.

**3.2.1. ДГЛАП-уравнения.** В принципе для теоретических целей можно изучать отдельно только глюонный сектор квантовой хромодинамики, не затрагивая кварки. Он называется глюодинамикой. Этот сектор внутренне замкнут, и получаемые в нем предсказания оказываются качественно справедливыми и в более общем случае. Понимание общей картины упрощается, и с этой целью мы опишем вначале как раз глюодинамику. При этом система двух уравнений сводится к одному уравнению, которое в символической форме можно записать в виде

$$\text{Эволюция} = \text{Приток} - \text{Отток}$$

или

$$G' = \int d\Omega \alpha_s K [G \otimes G - G]. \quad (7)$$

Эволюция определяется производной от производящего функционала  $G$  для инклюзивных характеристик рассматриваемого процесса  $G' \equiv dG/du$  по логарифму энергии  $y = \ln(p/p_0)$  безмассовых партонов. Ядро (весовой множитель)  $\alpha_s K$  вытекает из вида лагранжиана КХД. Интегрирование ведется по всему доступному фазовому объему  $\Omega$ . Первое слагаемое в скобках соответствует превращению глюона в два глюона ("приток"). Второй член описывает процесс ухода глюона из фазового пространства  $\Omega$  за счет его слияния с другим глюоном ("отток"). Таким образом, уравнение (7) демонстрирует кинетику КХД процессов.

Как упоминалось выше, в общем случае кварков и глюонов возникает система двух интегро-дифференциальных уравнений. Эту систему можно решить аналити-

чески, используя пертурбативное разложение по степеням силы взаимодействия  $\alpha_s$ . Специфическая особенность такого разложения в квантовой хромодинамике состоит в том, что приходится иметь дело с "бегущей константой связи", т.е. с зависимостью ее от энергии. Более того, поскольку ядро  $K$  также зависит от энергии, разделенной между партонами, различные слагаемые в нем дают разные вклады в пертурбативные члены разного порядка. Сохранение энергии в процессе деления также необходимо учитывать при пертурбативных разложениях. Именно в силу таких усложнений этот метод называют обычно модифицированной теорией возмущений в квантовой хромодинамике. Решения уравнений в рамках такого подхода в более высоких порядках обычно улучшают согласие с экспериментом при современных энергиях. Асимптотически должны быть справедливыми результаты низшего приближения. Однако асимптотика лежит еще слишком далеко, как это вытекает из сравнения с современными экспериментальными результатами. В заключение упомянем о том, что эти уравнения можно точно решить, если силовым образом предположить, что сила связи  $\alpha_s$  постоянна, т.е. не зависит от энергии.

### 3.3. Предсказания КХД

#### и их сопоставление с экспериментом

**3.3.1. Множественность частиц.** Распределение частиц по множественности является наиболее общей характеристикой процессов множественного рождения. Оно показывает вероятность рождения заданного количества частиц в конкретном процессе при некоторой энергии. Как и любое распределение вероятности, это распределение можно характеризовать его средним значением и высшими моментами распределения. Систему уравнений для них можно получить из уравнений для производящих функций (7). Как для КХД, так и для любой феноменологической модели важно изначально правильно описать распределения по множественности, поскольку все другие инклюзивные характеристики обычно получаются путем усреднения по этому распределению. Модель, не способная правильно воспроизвести распределение по множественности, не может претендовать на описание других инклюзивных распределений.

а. *Зависимость средних значений от энергии.* Решение уравнений для средней множественности  $\bar{n}$  в низшем порядке теории возмущений привело к предсказанию весьма специфического роста средней множественности при увеличении начальной энергии:

$$\bar{n} \propto \exp \left[ c (\ln s)^{1/2} \right], \quad s = E_{\text{c.m.}}^2. \quad (8)$$

Отметим, что такое поведение является промежуточным между логарифмической зависимостью, типичной для периферических процессов или фейнмановского плато  $\bar{n} \propto \ln s$ , и степенным поведением, характерным для КХД с фиксированной константой связи или для гидродинамической теории Ландау  $\bar{n} \propto s^{1/4}$ .

В более высоких порядках теории возмущений появляются некоторые дополнительные множители, которые заметно слабее зависят от энергии. Экспериментальные данные хорошо согласуются с предсказаниями КХД (рис. 5). Более того, были вычислены наклон и кривизна этой зависимости. Они тоже совпали с экспериментально измеренными. Все эти величины по-разному

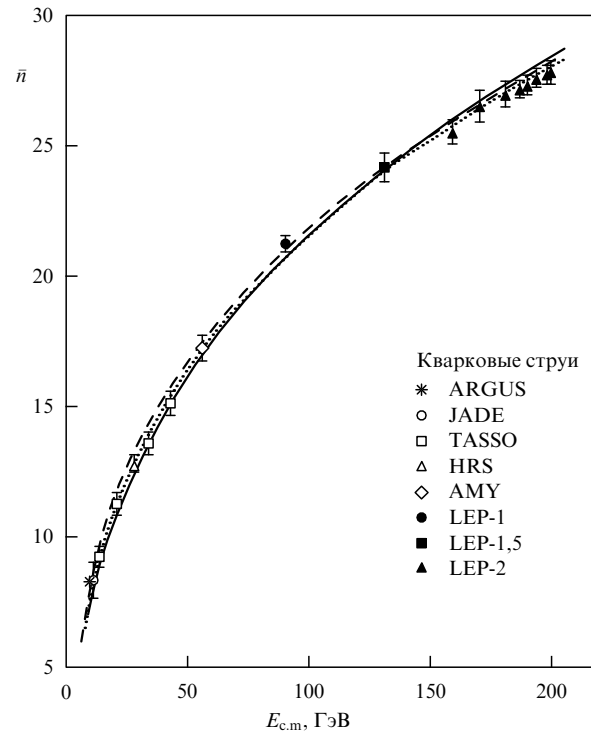


Рис. 5. Средняя множественность заряженных частиц в событиях  $e^+e^-$ -аннигиляции как функция энергии  $Q = E_{\text{c.m.}}$ . Одно- и двухпараметрические подгонки формул КХД описывают эксперимент.

чувствительны к поправкам высшего порядка и потому служат дополнительной проверкой правильности их КХД расчетов.

б. *Отношение средних множественностей в кварковых и глюонных струях.* Еще более важную роль играют поправки высшего пертурбативного порядка для отношения средних множественностей в кварковых и глюонных струях  $r$ . Расчеты в низшем приближении теории возмущений предсказали, что это отношение постоянно независимо от начальной энергии и равно отношению операторов Казимира для глюонных и кварковых струй:

$$r_0 = \frac{C_V}{C_F} = 2,25, \quad (9)$$

т.е. глюонные струи намного активнее рожают вторичные партоны. Однако на эксперименте отношение (9) близко к значению 1,5 при энергии  $Z^0$ -резонанса и даже еще меньше при более низких энергиях. Тем не менее теоретическое значение 2,25 остается таким же даже в следующем приближении, поскольку средние множественности в кварковых и глюонных струях продолжают и здесь вести себя одинаковым образом с точностью до этого множителя. И только в более высоких порядках теории возмущений удается аналитически получить теоретические значения этого отношения, приближающиеся к измеренным на эксперименте.

Остающаяся небольшая разница объясняется в моделях Монте-Карло вкладом этапа адронизации. Таким способом удается достаточно хорошо описать экспериментальные данные (рис. 6). Вместе с тем точное компьютерное решение уравнений КХД приводит к хорошему согласию с экспериментом даже в области  $\Upsilon$ -резонанса с учетом адронизации лишь в рамках гипотезы о локальной партон-адронной дуальности.

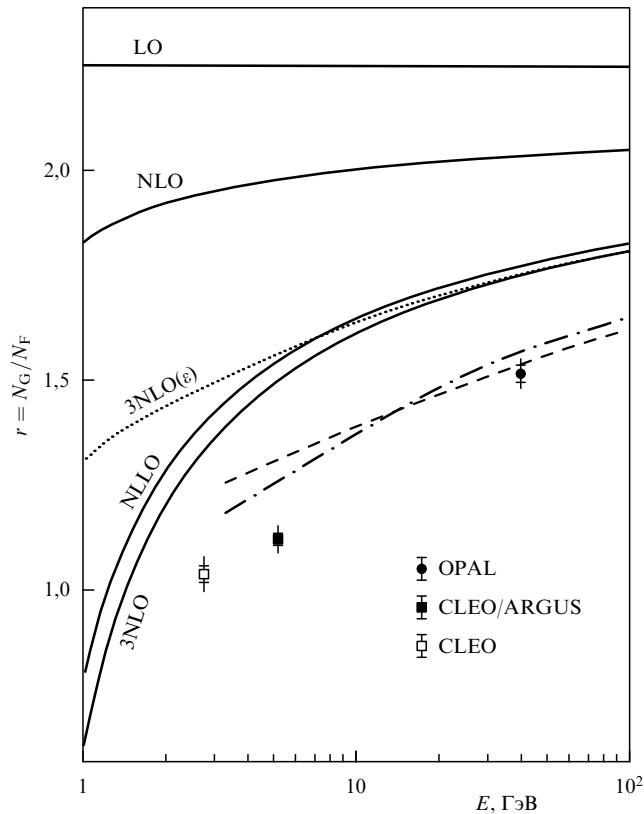


Рис. 6. Экспериментальные результаты для отношения множественностей в глюонных и кварковых струях в сравнении с аналитическими предсказаниями КХД (сплошные линии) и монте-карловской моделью HERWIG.

Приближение к асимптотическому пределу на рис. 6 очень медленное. Теоретические значения  $r$  растут с энергией благодаря свойству асимптотической свободы КХД. Можно попытаться имитировать асимптотические условия, изучая только достаточно мягкие частицы в струях так, чтобы законы сохранения энергии и импульса были не столь важны. Это было сделано и показано, что измеренное значение  $r$  для мягких частиц возрастает до значения 1,8 при энергии  $Z^0$ -резонанса. Хотя оно и больше, чем для всех частиц, видно, что увеличение силы связи в случае мягких партонов и эффекты адронизации не дают возможности подойти заметно ближе к асимптотическому значению 2,25. И вновь в рамках модели Монте-Карло HERWIG было показано, что в согласии с предсказаниями КХД величина  $r$  возрастает до 2,25 на партонном уровне, если учесть эффекты адронизации.

**в. Форма распределений по множественности.** Форма распределения по множественности  $P_n$  определяет его моменты. По традиции используют такие хорошо известные моменты, как дисперсия, куртозис и т.п. В частности, было показано, что дисперсия распределений по множественности в глюонных струях больше, чем значения в кварковых струях, т.е. в глюонных струях разброс по множественности шире. Наряду с этим более употребительным стало использование так называемых факториальных и кумулянтных моментов.

Факториальные моменты определяются следующим образом:

$$F_q = \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1)\dots(n-q+1)P_n. \quad (10)$$

Они наглядно демонстрируют отличие от распределения Пуассона, для которого все они тождественно равны единице. Их можно выразить в виде производных от производящей функции и таким образом получить для них КХД уравнения из (7). Соответственно, кумулянтные моменты  $K_q$  выражаются через производные от логарифма производящей функции. В случае пуассоновского распределения все они обращаются в нуль за исключением первого момента, равного единице.

Факториальный момент  $q$ -го ранга содержит все корреляции системы из  $q$  частиц, тогда как кумулянтный момент описывает истинные корреляции между этими  $q$  частицами, не сводимые к набору низших корреляций, что указывает на отсутствие не зависимых и не связанных друг с другом групп внутри данной  $q$ -частичной системы. Для тех, кто знаком с квантовой теорией поля, это напомнит о полном наборе фейнмановских графиков и его части, не содержащей несвязанных диаграмм, соответственно. Как факториальные, так и кумулянтные моменты быстро растут с увеличением их ранга  $q$ . Поэтому для практических целей удобнее использовать их отношение  $H_q = K_q/F_q$ , тем более что именно оно наиболее просто вычисляется в низшем порядке КХД. Все эти моменты эквивалентны в том смысле, что выражаются друг через друга с помощью определенных алгебраических рекуррентных соотношений.

Факториальные моменты, рассматриваемые как функции от их ранга  $q$ , согласно определению (10) всегда положительны. КХД предсказывает, что кумулянтные моменты и, соответственно, моменты  $H_q$  также положительны, если вычисления ведутся в низшем приближении теории возмущений, где ответ становится особенно простым:  $H_q = 1/q^2$ . Такое поведение должно проявляться при асимптотически высоких энергиях. Однако в более высоких приближениях, т.е. при конечных энергиях, они становятся отрицательными при вполне определенном и предсказуемом значении их ранга  $q$  и начинают осциллировать с увеличением ранга. При современных энергиях первый минимум должен располагаться при  $q = 5$ . Точные компьютерные решения уравнений приводят к таким же заключениям. Эта особая черта кумулянтных моментов и, в частности, предсказанное положение первого минимума были подтверждены многими экспериментальными данными, например приведенными на рис. 7.

Распределения, используемые в теории вероятностей, обычно не обладают таким свойством. Оно может проявляться только у их определенных комбинаций. Но более важным может оказаться аналогия со статистической физикой, где кумулянтные моменты известны под именем вириальных коэффициентов. Изменение знака вириальных коэффициентов иногда указывает на такие свойства, как сверхтекучесть и сверхпроводимость. В КХД эта аналогия пока еще не использовалась.

**3.3.2. Двугорбое плато.** Решение уравнений КХД для производящих функционалов предсказывает весьма специфическую форму распределения по доле энергии струи  $x$ , уносимой отдельным партоном. Она должна иметь вид двугорбого плато в отличие от плоского плато, предсказываемого фейнмановской партонной моделью. Провал между двумя горбами появляется в результате углового упорядочения струй и эффектов цветовой когерентности. В КХД необходимо учитывать взаим-

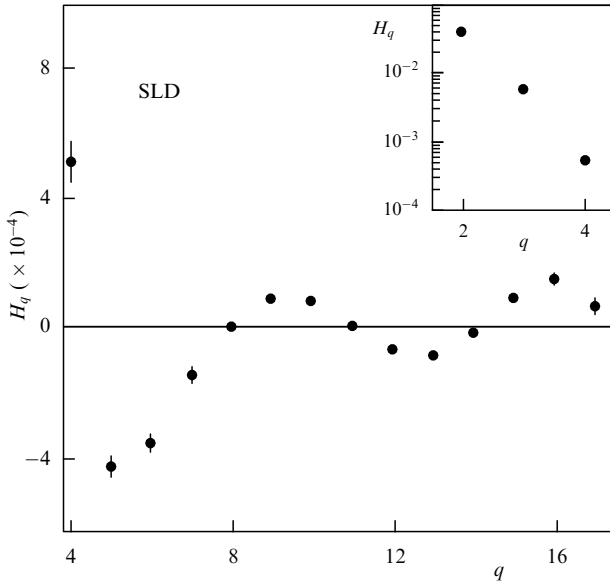


Рис. 7. Измеренное отношение кумулянтных и факториальных моментов  $H_q$  как функции ранга  $q$  для распределения множественностей заряженных частиц в  $e^+e^-$ -аннигиляции в области  $Z^0$ .

ную экранировку цветовых зарядов, движущихся близко один от другого. "Цветовая прозрачность" для таких пар является еще одним эффектом, обусловленным такой экранировкой<sup>2</sup>.

На логарифмической шкале  $\xi = \ln x^{-1}$  горбы имеют почти гауссову форму. Положения максимумов движутся к большим значениям  $\xi$  с ростом энергии примерно по логарифмическому закону. Эти предсказания были подтверждены экспериментально, что и демонстрируется на рис. 8 и 9, где показан только один из горбов

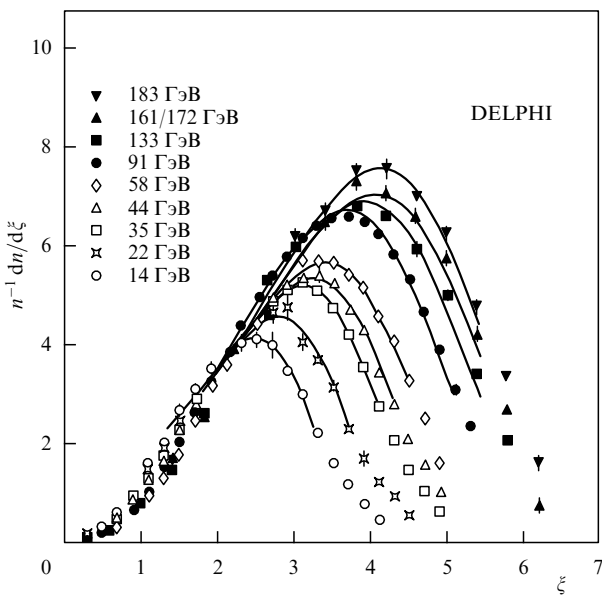


Рис. 8. Пик в распределении частиц струи по переменной  $\xi$  в  $e^+e^-$ -аннигиляции описывается слегка измененной гауссовой формой и сдвигается к большим значениям  $\xi$  с увеличением энергии.

<sup>2</sup> Аналогичный эффект в электродинамических процессах носит название эффекта Чудакова.

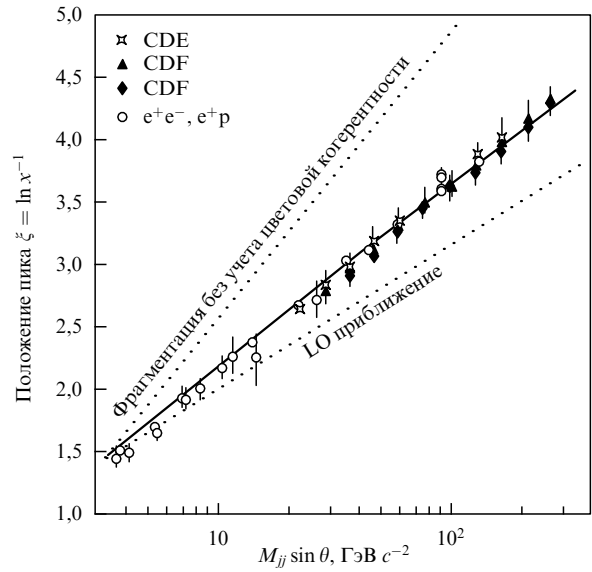


Рис. 9. Положение пика хорошо описывается в следующем за лидирующим порядке КХД (сплошная линия) при всех энергиях в  $e^+e^-$ ,  $e^-p$ ,  $p\bar{p}$ -процессах.

в силу симметрии их расположения на оси  $x$ . Особенно интересен тот факт, что подобные пики и их энергетическая зависимость были найдены также в  $e^-p$ - и  $p\bar{p}$ -процессах. Согласно рис. 9 они обладают практически теми же свойствами, что и горбы в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

**3.3.3. Структура фазового объема: подструй, перемежаемость, фрактальность.** Число частиц и их расположение внутри фазового объема флуктуируют от события к событию. Эти флуктуации становятся особенно заметными в малых областях фазового объема. При сравнительно малых передаваемых импульсах струя состоит из подструй, упорядоченных по углу (или, точнее, по поперечному импульсу  $p_\perp$ ). Увеличивая угловое разрешение, можно наблюдать все возрастающее число подструй. Множественности подструй изучались как теоретически, так и экспериментально. Было получено хорошее согласие теории и эксперимента (рис. 10).

Структура индивидуальных событий с приближенным самоподобием подструй внутри струи приводит к замечательному свойству перемежаемости и фрактальности, напоминающему свойства турбулентности, обусловленные самоподобными вихрями. Оно проявляется в степенном росте факториальных моментов заданного ранга в функции от все уменьшающейся доли фазового объема, для которой вычисляется данный момент. Для малых угловых интервалов  $\delta\theta$  они должны подчиняться закону

$$F_q \propto (\delta\theta)^{-\phi(q)} \quad (11)$$

с положительными показателями перемежаемости  $\phi(q)$ . Этим демонстрируется рост флуктуаций с уменьшением доли фазового пространства.

КХД предсказывает линейный рост в дважды-логарифмической шкале при сравнительно больших угловых интервалах и его выполаживание при переходе к меньшим интервалам за счет свойства асимптотической свободы силы связи. Это ясно видно на рис. 11, где большие значения величины  $z \propto -\ln \delta\theta$  соответствуют

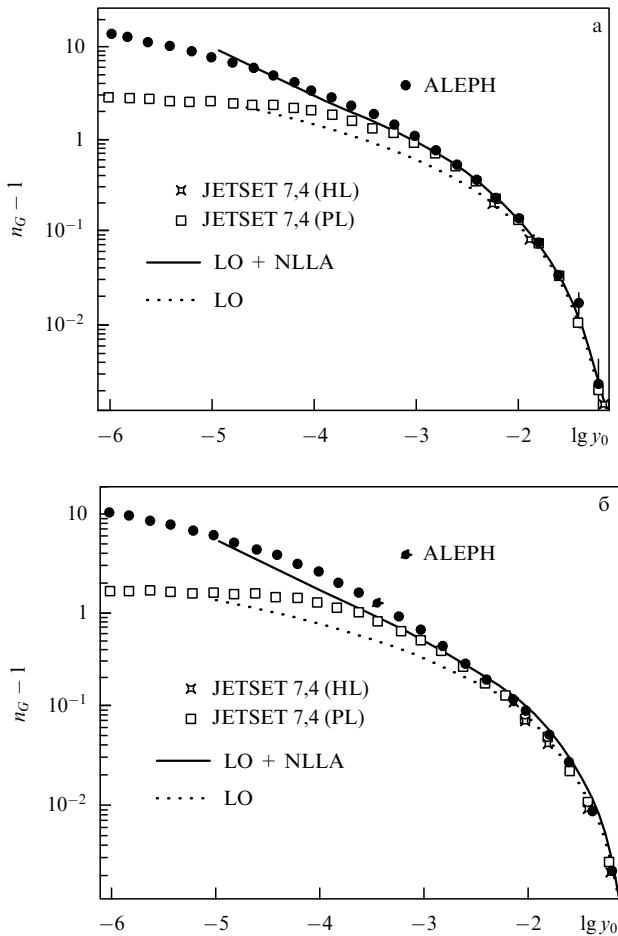


Рис. 10. Множественности подструй в глюонных (а) и кварковых (б) струях в сравнении с аналитическими результатами (лидирующий порядок LO, следующий порядок LO + NLLA) и с предсказаниями Monte-карловской модели (JETSET).

малым угловым интервалам. На качественном уровне предсказания КХД оказываются выполненными, но о количественном согласии пока речи нет. Дело в том, что вычисления оказываются очень сложными даже в низшем порядке теории возмущений и их только частично удается проделать в следующем приближении.

Показатели перемежаемости напрямую связаны с фрактальными размерностями фазового пространства, задаваемыми характером расположения в нем рожденных частиц<sup>3</sup>. Линейный рост факториальных моментов на дважды-логарифмической шкале соответствует монофрактальной структуре фазового объема в данной области, тогда как выполаживание этой зависимости отвечает мультифрактальному поведению на меньших масштабах.

**3.3.4. Трехструйные события.** Оказывается возможным изучать трехструйные события, выделив одну из подструй с большим переданным импульсом. За это приходится платить меньшей вероятностью такого события, поскольку появляется малый множитель  $\alpha_s$ . При этом наблюдаются три струи, хорошо отделенные друг от

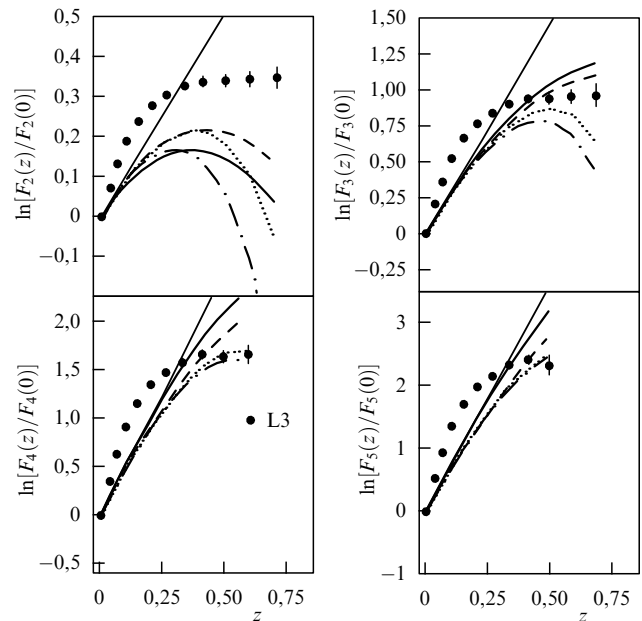


Рис. 11. В дважды-логарифмическом масштабе отношения  $F_q(z)/F_q(0)$  растут практически линейно (монофрактал) при малых значениях  $z$  и выполаживаются при больших значениях  $z$  (мультифрактал) в качественном согласии с предсказаниями КХД с асимптотической свободой.

друга по углам вылета. Фейнмановская диаграмма такого процесса получается из рис. 2, если кварк (или антикварк) испускает жесткий глюон. Затем каждый из этих трех партонов превращается в отдельную адронную струю.

Подчеркнем отличие трехструйных событий от двухструйных. Уникальной особенностью двухструйного процесса, предсказываемого диаграммой на рис. 2, является возможность изучать струи при фиксированной энергии, задаваемой начальной энергией. В трехструйных событиях испущенный глюон отбирает энергию у кварковых струй и приходится иметь дело с распределением энергии по струям. Энергии струй могут меняться в зависимости от критерия отбора. Поэтому можно, например, изучать как сравнительно мягкие, так и жесткие струи при заданной начальной энергии.

Множественности частиц в наборе струй с энергиями вплоть до некоторой фиксированной доли от начальной энергии  $e^+e^-$  пары растут по тому же закону, что и (8), но с измененным множителем, учитывающим наличие более мягких струй в этом наборе. Отметим, что в процессах испускания струй начальными адронами всегда приходится иметь дело с наборами струй с разными энергиями хотя бы из-за того, что партоны в адронах уже обладают некоторым энергетическим распределением, описываемым структурными функциями.

Существует и другой важный фактор, влияющий на полную множественность в трехструйных событиях. Поскольку угловое разделение струй становится меньше, усиливается интерференция между ними, которую можно было не учитывать в двухструйных событиях при угле, равном  $\pi$ . Было показано, что множественности в трехструйных событиях также хорошо описываются формулами КХД, если правильно учесть цветовую когерентность, т.е. интерференцию, вызванную цветовым составом струй.

<sup>3</sup> Это напоминает канторово множество безразмерных точек, которое обладает конечной размерностью.



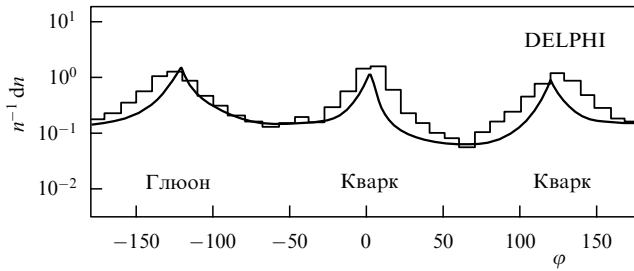


Рис. 12. Потoki заряженных частиц в трехструйных событиях (гистограмма) сопоставлены с аналитическими предсказаниями КХД (сплошная линия) как функции углов их вылета.

Очень интересен предсказанный и наблюдаемый эффект различного подавления адронных множественностей в промежутках между осями струй. За это также несет ответственность цветовая когерентность. Три струи в процессах  $e^+e^-$ -аннигиляции отличаются уже тем, что две из них произведены начальными кварком и антикварком, тогда как третья образована глюоном, испущенным одним из них. Было предсказано, что число адронов, испущенных в области между кварком и антикварком, должно быть меньше, чем в областях, примыкающих к глюону. Именно такое подавление наглядно видно на рис. 12.

Цветовая когерентность отвечает также и за специфические потоки частиц в направлении, перпендикулярном плоскости реакции, а также за некоторые азимутальные корреляции.

**3.3.5. Тяжелые кварки.** С определенной вероятностью в  $e^+e^-$ -аннигиляции рождаются и тяжелые кварки. (Это учтено, например, в формуле (6).) Кварк-глюонные ливни, производимые ими, отличаются от соответствующих каскадов, вызываемых легкими кварками. Излучение подавлено внутри конуса в направлении вперед. Поэтому говорят об эффекте так называемого мертвого конуса или о кольцевой структуре углового распределения испущенных партонов. В квантовой электродинамике имеется аналогичный эффект, поскольку, например, испускание фотонов мюонами подавлено по сравнению с таким же явлением для электронов за счет их большей массы, входящей в пропагатор.

Другой эффект, который отличает тяжелые кварки от легких, связан с тем, что испущенные тяжелым кварком глюоны движутся быстрее своего массивного родителя и достаточно скоро отделяются от него, в результате чего экранировка цветового заряда (аналогичная эффекту Чудакова для электрон-позитронных пар в электродинамике) оказывает меньшее влияние на них. Все это приводит к меньшей сопровождающей (т.е. вызванной партонами каскадами) множественности в струях, инициированных тяжелыми кварками.

Однако множественности частиц за счет распада, конечно, выше у тяжелых кварков. Все это вместе приводит к предсказанию не зависящей от энергии положительной разности полных множественностей в струях от тяжелых и легких кварков. Измерения разности таких полных множественностей в  $e^+e^-$ -аннигиляции в функции от энергии подтвердили предсказания КХД (рис. 13). Пока наблюдалось только это следствие эффекта мертвого конуса, но не напрямую кольцевая

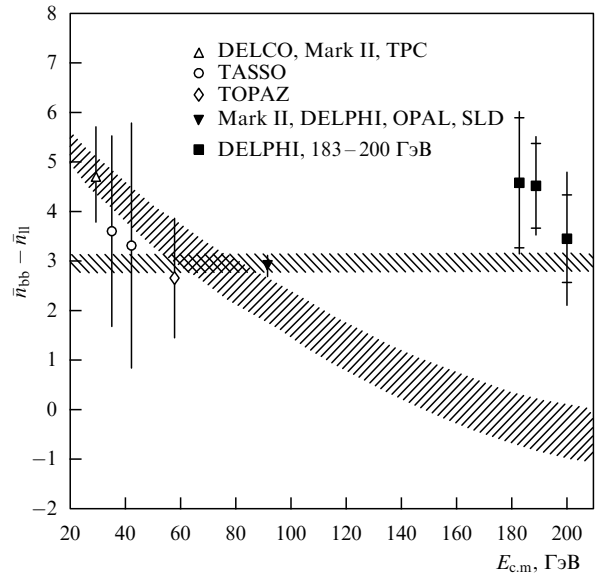


Рис. 13. Разница средних полных множественностей заряженных частиц в событиях, вызванных  $b$ - и  $(u, d, s)$ -кварками, в функции от начальной энергии. Предсказания КХД (горизонтальная полоса) согласуются с экспериментальными данными, тогда как наивная модель простого перемасштабирования энергий (спадающая полоса) не согласуется.

структура углового распределения, которая сильно маскируется фоном от продуктов распада частиц.

Другая интересная особенность событий с тяжелыми кварками состоит в том, что образованные ими адроны стремятся сохранить значительную долю энергии первичного кварка. Это приводит к усиленному эффекту лидирования и появлению "длиннопробежных" лавин в космических лучах.

**3.3.6. Универсальность струй.** КХД предписывает одинаковые свойства струям, рожденным в разных процессах, поскольку здесь важна лишь партонная природа инициирующего данную струю объекта. На рисунке 9 уже был продемонстрирован пример универсальности некоторых свойств струй в процессах, вызванных различными сталкивающимися партнерами. Имеется много других подтверждений этого свойства струй. Однако прежде чем описывать их для других процессов, подчеркнем, что при рассмотрении процессов соударения адронов, трактуемых как системы удерживаемых внутри них кварков, необходимо учитывать эту внутреннюю структуру. С этой целью вводятся некоторые новые концепции типа структурных функций, партонных функций распределения и/или партонных функций фрагментации. К изложению этих вопросов мы и приступаем.

## 4. Жесткие процессы в глубоко-неупругом рассеянии лептонов и взаимодействиях адронов

### 4.1. Теорема факторизации

В теории возмущений КХД можно доказать следующую факторизационную теорему для дифференциального сечения произвольного жесткого процесса при столкно-

вении частиц  $a$  и  $b$ :

$$d\sigma_{ab}^{kl} \sim \int dx_i dx_j f_a^i(x_i, \mu^2) f_b^j(x_j, \mu^2) d\sigma_{ij}^{kl}, \quad (12)$$

где  $f_a^i(x_i, \mu^2)$  — распределения партонов  $i$  в адроне  $a$ ,  $x_i$  — отношение продольной компоненты импульса партона  $i$  к импульсу адрона  $a$ ,  $\mu$  — шкала жесткого взаимодействия,  $d\sigma_{ij}^{kl}$  — дифференциальное сечение жесткого подпроцесса  $i + j \rightarrow k + l$ , которое может быть вычислено в теории возмущений КХД. Функции распределения партонов содержат непертурбативную информацию (зависимость от  $x$  на некоторой фиксированной шкале  $\mu_0$ ), однако их зависимость от шкалы  $\mu$  можно предсказать при больших значениях  $\mu$ , используя уравнения эволюции ДГЛАП.

**4.2. Распределения партонов и глубоко-неупругого рассеяния**

Одним из главных источников информации о функции распределения партонов являются процессы глубоко-неупругого рассеяния лептонов на нуклонах. Для нейтральных токов и виртуальностей  $Q^2 \ll 10^4$  ГэВ<sup>2</sup> в этих процессах доминирует обмен виртуальным фотоном. Сечения глубоко-неупругого рассеяния обычно описываются в терминах двух структурных функций:  $F_2(x, Q^2)$  и  $F_L(x, Q^2)$ , где  $x = Q^2 / (W^2 + Q^2 - m_N^2)$  — переменная Бёркена ( $W$  — инвариантная масса образованной адронной системы).

Функция  $F_2(x, Q^2)$  связана с полным сечением взаимодействия виртуального фотона и протона:

$$\sigma_{\gamma^*p}^{(tot)}(W^2, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha_{em}^2}{Q^2} F_2(x, Q^2). \quad (13)$$

В области больших  $Q^2$  функция  $F_2(x, Q^2)$  может быть выражена через распределения кварков и антикварков в адронах:

$$F_2 = \sum_i e_i^2 x [q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)]. \quad (14)$$

Бёркеновская переменная  $x$  полностью соответствует в партонной модели относительному продольному импульсу  $x$  кварка (антикварка), введенному выше. Функция  $F_2$  измерена в широкой области значений  $x, Q^2$ .  $Q^2$ -зависимость экспериментальных данных находится в прекрасном согласии с предсказанием уравнений эволюции ДГЛАП. Эти данные позволяют определить не только распределения кварков и антикварков в нуклонах, но также, используя  $Q^2$ -зависимость данных, распределения глюонов. Пример такого анализа представлен на рис. 14. Заметим, что распределения морских кварков  $S$  и глюонов  $g$  сильно отличаются от  $x$ -зависимости валентных  $u$ - и  $d$ -кварков. Распределения  $xS$  и  $xg$  быстро растут при уменьшении  $x$  и достигают больших значений (порядка 10) при  $x \sim 10^{-3}$ . Ниже мы более подробно обсудим это свойство партонных распределений.

В настоящее время существует несколько групп (СТЕQ, MRST и др.), которые проводят глобальный анализ всех экспериментальных данных о жестких процессах. Такой анализ не только дает надежную информацию о функции распределения партонов, но и позволяет провести проверку самосогласованности предсказаний

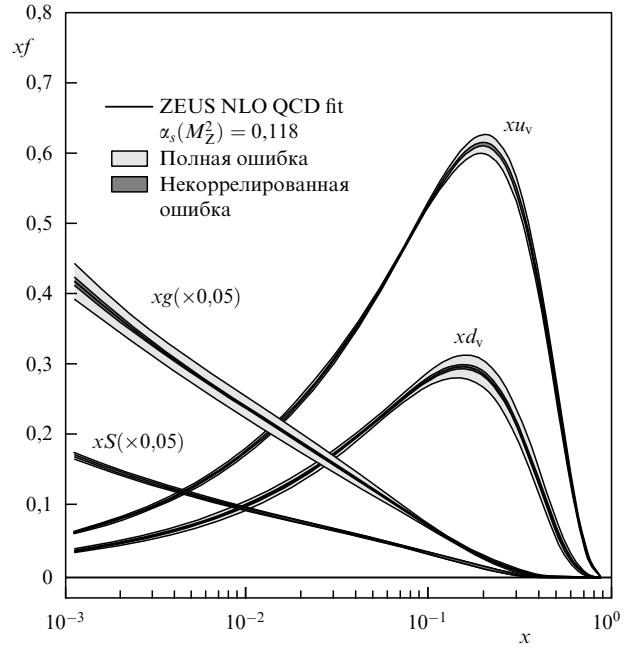


Рис. 14. Распределения валентных  $u$ - и  $d$ -кварков, глюонов ( $g$ ) и морских кварков ( $S$ ), полученные коллаборацией ZEUS в результате КХД описания структурных функций.

теории возмущений КХД для широкого класса процессов.

**4.3. Образование струй во взаимодействиях адронов**

Взаимодействия адронов представляют прекрасные возможности для изучения широкого круга жестких процессов: образование адронов, фотонов и струй с большими поперечными импульсами, лептонных пар с большими массами, тяжелых кварков и т.д. В качестве примера мы рассмотрим процесс образования адронных струй на Тэватроне. Новые данные об этом процессе были получены недавно на Тэватроне группой D0. Дифференциальное сечение образования струй как функ-

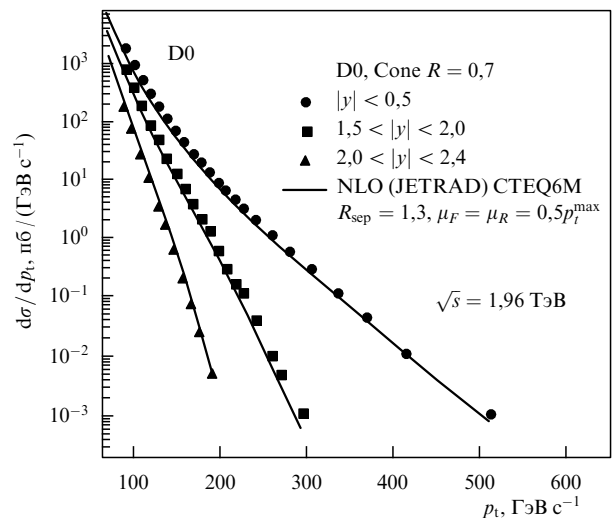


Рис. 15. Инклюзивное сечение образования струй на Тэватроне, измеренное коллаборацией D0 как функция  $p_t$  для различных интервалов быстрот.

ция поперечного импульса струи для различных значений быстроты струи приведено на рис. 15. Кривые на этом рисунке отвечают предсказаниям теории возмущений КХД с использованием функции распределения партонов СТЕО6М. Согласие между теорией и экспериментом для сечения, изменяющегося на много порядков величины, впечатляющее. Таким образом, КХД хорошо описывает жесткие процессы в адронных взаимодействиях вплоть до весьма малых расстояний ( $\sim 10^{-17}$  см).

#### 4.4. Физика малых $x$

Выше подчеркивалось, что структурные функции адронов быстро растут при  $x \rightarrow 0$ . Анализ данных, полученных на ускорителе HERA, показывает, что при параметризации структурной функции  $F_2(x, Q^2)$  в виде

$$F_2(x, Q^2) \sim \left(\frac{1}{x}\right)^{\lambda(Q^2)},$$

величина степени  $\lambda(Q^2)$  возрастает от значения  $\lambda \approx 0,1$  при малых  $Q^2$  до значений  $\lambda \approx 0,4$  при  $Q^2 \sim 10^2$  ГэВ<sup>2</sup>. Таким образом, сечение  $\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}(W^2, Q^2)$  растет с энергией при больших  $Q^2$  более быстро, чем  $\sigma_{pp}^{\text{tot}}$ . Имеются веские основания считать, что быстрый рост с энергией  $\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}$  в области энергий ускорителя HERA сменится более медленным ростом при более высоких энергиях. В противном случае возникнут проблемы с условием унитарности в s-канале в пределе  $x \rightarrow 0$ .

В КХД быстрый рост структурных функций связан с ростом числа партонов (в особенности глюонов) при высоких энергиях (когда относительный импульс  $x \rightarrow 0$ ) благодаря развитию кварк-глюонного каскада. Для весьма плотной системы партонов становятся существенными нелинейные эффекты, связанные со слипанием партонов. В конечном счете они приводят к "насыщению" плотностей партонов в пределе  $x \rightarrow 0$ . "Насыщение" распространяется на все большие шкалы  $Q_s^2$  по мере увеличения энергии. Можно надеяться на вычисление этих эффектов в теории возмущений КХД.

Эффекты унитарности для распределений партонов особенно существенны для сверхвысоких энергий будущих коллайдеров и космических лучей, поскольку значения  $x$  для взаимодействующих партонов  $x_1 x_2 = M_{\perp}^2/s$  убывают с ростом энергии.

Для ядер нелинейные эффекты усилены, поскольку плотность партонов при фиксированном прицельном параметре возрастает с ростом атомного номера  $\sim A^{1/3}$ . Ядерное экранирование описывает тот же эффект и четко проявляется в атомной зависимости структурных функций ядер при  $x \ll 1/(m_N R_A)$  (рис. 16). Эти эффекты можно вычислить в рамках подхода Глаубера–Грибова для рассеяния виртуальных фотонов на ядрах, используя информацию о дифракционной диссоциации виртуальных фотонов в  $\gamma^*$ -взаимодействиях. Такой подход учитывает не только теорию возмущений КХД, но и непертурбативную динамику больших расстояний. Результаты вычислений, показанные кривыми на рис. 16, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

#### 4.5. Адророждение тяжелых кварков

Как описано выше, КХД излучение тяжелых кварков обладает специфической особенностью, предсказанной теоретически. Можно было бы надеяться на то, что за

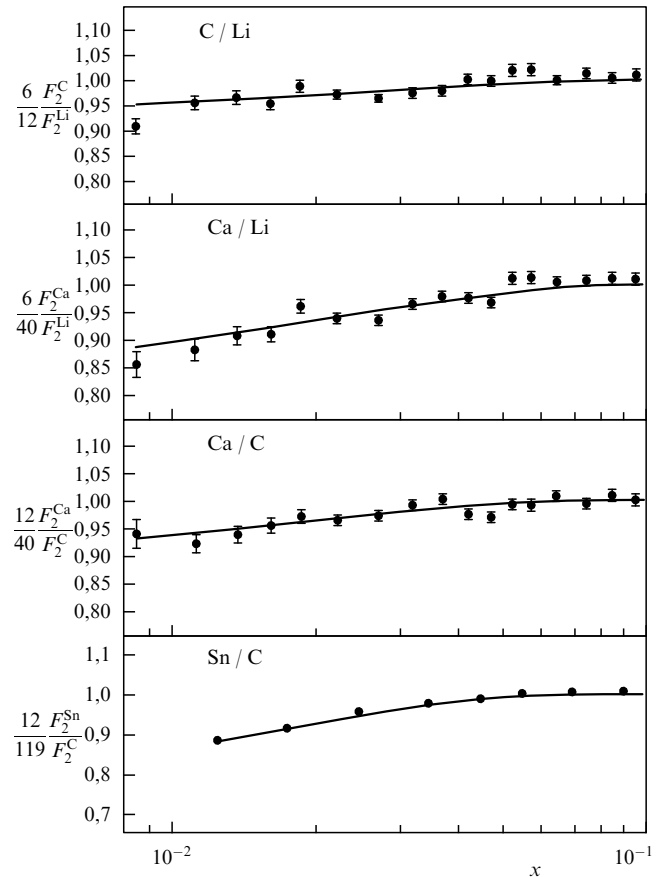


Рис. 16. Описание ядерных структурных функций в подходе Глаубера–Грибова.

счет большой массы кварков удастся достаточно хорошо предсказать и сечения их рождения в адронных процессах при высоких энергиях. Однако ситуация с КХД расчетами в этой области пока еще не совсем ясна, хотя за последние 10–15 лет достигнут значительный прогресс. Предсказанные в 1990-х годах значения полных сечений рождения частиц с открытым чармом и бьюти оказались малыми и слабо растущими с энергией по сравнению с измеренными недавно в ускорительных экспериментах.

Большие сечения таких процессов при высоких энергиях были получены ранее и из анализа длиннопробежной компоненты широких атмосферных ливней и мюонов в космических лучах. Последующие вычисления с учетом поправок высшего порядка (NLO) по теории возмущений привели к большим значениям и улучшили ситуацию, особенно при сравнительно низких энергиях. Тем не менее при высоких энергиях теоретические значения все еще в несколько раз меньше экспериментальных. Модель кварк-глюонных струн предсказывает достаточно большие значения этих сечений.

### 5. Столкновения тяжелых ионов

Изучение КХД как функции температуры  $T$  и барионного химического потенциала  $\mu_B$  может дать важную информацию о свойствах теории и возможных типах материи в КХД. Фазовая диаграмма КХД имеет интересную структуру. При малых значениях  $T$  и  $\mu_B$  имеет место материя из белых адронов, а кварки и глюоны являются

невывлетающими. В этой фазе киральная симметрия КХД лагранжиана спонтанно нарушена. На некоторой критической кривой в плоскости  $T, \mu_B$  имеет место фазовый переход к системе, в которой конфайнмент кварков и глюонов отсутствует, а киральная симметрия восстановлена. Такое состояние материи обычно называют кварк-глюонной плазмой. При очень больших  $\mu_B$  (и малых  $T$ ) существует фаза цветовой сверхпроводимости.

Предполагается, что в столкновениях тяжелых ионов можно получить кварк-глюонную плазму и исследовать свойства нового состояния материи. Важно изучить теоретически свойства кварк-глюонных систем выше критической точки фазового перехода. Для этого обычно используются расчеты КХД на решетках. Некоторые недавние расчеты показали, что между кварками и глюонами может быть достаточно сильное взаимодействие при температурах, значительно превышающих критическое значение. Это обстоятельство затрудняет формулировку четких сигналов образования кварк-глюонной плазмы.

Для описания взаимодействий тяжелых ионов при очень высоких энергиях важно знать кварк-глюонные фокковские состояния сталкивающихся ядер. Выше отмечалось, что в быстрых ядрах существует много мягких партонов с малыми значениями переменной  $x$  и что имеет место сильное взаимодействие между этими партонами, приводящее к явлению "насыщения". Состояние кварков и глюонов в пределе "насыщения" вычислялось в теории возмущений КХД и получило название "конденсат цветного стекла".

Указанные эффекты приводят к существенному уменьшению плотности адронов, образующихся во взаимодействиях тяжелых ионов по сравнению с предсказаниями модели взаимодействия независимых нуклонов (модель Глаубера). Это уменьшение наблюдается уже при энергиях ускорителя RHIC (см. табл.). Теоретические значения, приведенные в этой таблице и вычисленные по модели Глаубера, учитывают эффекты, связанные с сохранением энергии-импульса, которые существенно уменьшают плотности рожденных адронов при не слишком высоких энергиях. Эффекты экранирования были вычислены в той же модели, что и экранирование для ядерных структурных функций, обсуждавшееся выше.

Отметим, что при энергиях ускорителя RHIC характерные значения относительных продольных импульсов партонов  $x_i \sim 10^{-2}$ , и экранирование партонов в этой области  $x$  далеко от насыщения даже для самых тяжелых ядер.

В экспериментах на RHIC наблюдалось также уменьшение сечений рождения частиц и струй с большими поперечными импульсами  $p_t$  по сравнению с числом столкновений в модели Глаубера. Оно не может быть связано с эффектами экранирования (по крайней мере в центральной области быстрот, так как  $x_i \sim 0,1$ , и при таких  $x$  экранирование отсутствует). Этот результат

можно объяснить как следствие взаимодействия в конечном состоянии (потери энергии в плотном веществе), и он часто рассматривается как указание на образование кварк-глюонной плазмы. При высокой плотности партонов возможны и процессы рекомбинации. Для того чтобы сделать более определенные выводы об этом явлении, необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

Струя, движущаяся через ядро, очень быстро теряет свою энергию. Число рожденных частиц с большими поперечными импульсами заметно уменьшается. Этот эффект наблюдался и был назван "jet quenching". Он был объяснен в монте-карловских моделях, использующих КХД, и экспериментальные данные получили удовлетворительное описание.

Характерные ядерные эффекты проявляются и в том, что уменьшается роль как легких адронов (особенно,  $p^0$ ), так и кваркониев (связанных состояний тяжелых кварка и антикварка). И наоборот, возрастают сечения рождения тяжелых кварков.

Большой интерес представляют коллективные эффекты в ядрах. Любую струю можно рассматривать как некое быстро движущееся в среде тело. Она создает определенное давление в ядре. Вызванные этим эффекты "отклонения" (направленного потока частиц в плоскости реакции) и "асимметрии" (второй момент Фурье в азимутальном распределении испущенных частиц, часто называемый эллиптическим потоком) также наблюдались.

Наблюдались и специфические угловые распределения рожденных частиц с двумя максимумами вокруг направления движения струи. Они могли бы быть вызваны волнами Маха, поскольку струи, движущиеся со скоростью, превышающей скорость звука в ядре, рассматриваемом как среда, могут создавать такие волны. Аналогичный эффект может проявляться и при испускании когерентных черенковских глюонов, движущихся с фазовой скоростью, меньшей скорости испускающих их партонов.

В некоторых событиях непосредственно наблюдалась характерная кольцевая структура расположения частиц в плоскости, перпендикулярной направлению движения струи. Эти эффекты еще требуют более детальных экспериментальных данных и подробного теоретического исследования, которое, видимо, потребует нового непертурбативного подхода к КХД и исследования коллективных свойств партонов. Они могут дать нам информацию о таких свойствах кварк-глюонного вещества, как показатель ядерного преломления и скорость звука в ядрах, которые важны для понимания уравнения состояния этого вещества.

## 6. Заключение

Из приведенного выше краткого обзора видно, что в настоящее время теория возмущений КХД достаточно хорошо развита и ее предсказания находятся в хорошем согласии с большим количеством экспериментальных данных о жестких процессах в  $e^+e^-$ ,  $ep$ -,  $pp(p\bar{p})$ -,  $pA$ - и  $AA$ -столкновениях. КХД проверена вплоть до очень малых расстояний (порядка  $10^{-17}$  см).

Вместе с тем проблема удержания цвета, т.е. проблема сравнительно больших расстояний, еще не решена. Ее влияние учитывается обычно с помощью тех или иных

**Таблица.** Плотности заряженных адронов  $dn/d\eta|_{\eta=0}$  в центральных (Pb-Pb)-столкновениях при энергии  $\sqrt{s} = 130$  ГэВ

Модуль Глаубера	С учетом экранирования	Эксперимент (Phobos)
$1200 \pm 100$	$630 \pm 120$	$555 \pm 12 \pm 35$

гипотез и феноменологических формул, описывающих партонный состав адронов и переходы между партонными и адронными состояниями. Поэтому весьма важно разработать надежный непertурбативный подход к КХД.

## Список литературы

### Монографии

1. Eden R J *High Energy Collisions of Elementary Particles* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1967)
2. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* (М.: Наука, 1981)
3. Андреев И В *Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях* (М.: Наука, 1981)
4. Huang K *Quarks, Leptons and Gauge Fields* (Singapore: World Scientific, 1982)
5. Иоффе Б Л, Липатов Л Н, Хозе В А *Глубоконеупругие процессы: феноменология, кварк-партонная модель* (М.: Энергоатомиздат, 1983)
6. Ynduráin F J *Quantum Chromodynamics: an Introduction to the Theory of Quarks and Gluons* (New York: Springer-Verlag, 1983)
7. Окунь Л Б *Физика элементарных частиц* (М.: Наука, 1984)
8. Волошин М Б, Тер-Мартirosян К А *Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц* (М.: Энергоатомиздат, 1984)
9. Dokshitzer Yu L et al. *Basics of Perturbative QCD* (Ed. J Tran Thanh Van) (Gif-sur-Yvette: Editions Frontières, 1991)
10. Kittel W, De Wolf E A *Soft Multihadron Dynamics* (Singapore: World Scientific, 2005)

### Обзорные статьи

1. Dremin I M, Dunaevskii A M *Phys. Rep.* **18** 159 (1975)
2. Вайнштейн А И и др. *УФН* **123** 217 (1977)
3. Илиопулос Дж *УФН* **123** 565 (1977)
4. Marciano W, Pagels H *Phys. Rep.* **36** 137 (1978)
5. Kaidalov A B *Phys. Rep.* **50** 157 (1979)
6. Dokshitzer Yu L, Dyakonov D I, Troyan S I *Phys. Rep.* **58** 269 (1980)
7. Reya E *Phys. Rep.* **69** 195 (1981)
8. Mueller A H *Phys. Rep.* **73** 237 (1981)
9. Bander M *Phys. Rep.* **75** 205 (1981)
10. Altarelli G *Phys. Rep.* **81** 1 (1982)
11. Andersson B et al. *Phys. Rep.* **97** 31 (1983)
12. Gribov L V, Levin E M, Ryskin M G *Phys. Rep.* **100** 1 (1983)
13. Bassetto A, Ciafaloni M, Marchesini G *Phys. Rep.* **100** 201 (1983)
14. Frankfurt L, Strikman M *Phys. Rep.* **160** 235 (1988)
15. Levin E M, Ryskin M G *Phys. Rep.* **189** 268 (1990)
16. Дремин И М *УФН* **164** 785 (1994)
17. De Wolf E A, Dremin I M, Kittel W *Phys. Rep.* **270** 1 (1996)
18. Khoze V A, Ochs W *Int. J. Mod. Phys. A* **12** 2949 (1997)
19. Lipatov L N *Phys. Rep.* **286** 131 (1997)
20. Wang X-N *Phys. Rep.* **280** 287 (1997)
21. Stirling W J J. *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **26** 471 (2000)
22. Dremin I M, Gary J W *Phys. Rep.* **349** 301 (2001)
23. Khoze V A, Ochs W, Wosiek J, in *At the Frontier of Particle Physics: Handbook of QCD: Boris Ioffe Festschrift* Vol. 2 (Ed. M Shifman) (Singapore: World Scientific, 2001) p. 1101
24. Киселев В В, Лиходед А К *УФН* **172** 497 (2002)
25. Дремин И М *УФН* **172** 551 (2002)
26. Кайдалов А Б *УФН* **173** 1153 (2003)
27. Красников Н В, Матвеев В А *УФН* **174** 697 (2004)
28. Леонидов А В *УФН* **175** 345 (2005)

## Quantum chromodynamics and the phenomenology of strong interactions

### I.M. Dremin

*P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences,  
119991 Moscow, Leninskii prosp. 53, Russian Federation  
Tel. (7-495) 132-29 29*

*E-mail: dremin@td.lpi.ru*

### A.B. Kaidalov

*Russian Federation State Scientific Center "Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics",  
ul. B. Chermushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-495) 129-94 31*

*E-mail: kaidalov@mail.itep.ru*

The theory of strong particle interactions is briefly reviewed. The principles of quantum chromodynamics and phenomenological approaches to strong interaction processes are described, and predictions based on them are examined. Recent progress in describing high-energy experimental data is discussed.

PACS numbers: **12.38. – t**, **12.39. – x**, **13.66.Bc**, **13.87. – a**

Bibliography — 28 references

*Received 25 August 2005, revised 10 October 2005*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **176** (3) 275–287 (2006)

*Physics – Uspekhi* **49** (3) (2006)