

Лекция 11: **КХД: асимптотическая свобода и конфайнмент.**

”Величайший плод ограничения... – свобода”.

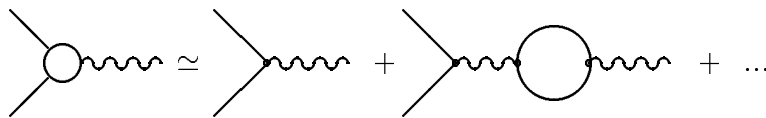
(Эпикур)

Сильное взаимодействие элементарных частиц хорошо описывается, если рассматривать его как результат взаимодействий кварков, несущих специфические (цветовые) заряды и глюонов – калибровочных бозонов группы  $SU(3)_c$  ненарушенной симметрии цветов. Наиболее интересной особенностью кварков является то, что на малых расстояниях – ”внутри” адронов – они должны взаимодействовать чрезвычайно слабо (это объяснило бы успехи партонной модели в описании процессов глубоко-неупругого рассеяния), в то время как на больших расстояниях их взаимодействие должно становиться очень сильным (чтобы обеспечить конфайнмент – невылетание цветных составляющих из адронов). В рамках соответствующей теории калибровочных полей – *квантовой хромодинамики (КХД)* – это оказалось связано с неабелевым характером группы симметрии (т.е. с наличием самодействия полей – переносчиков). Рассмотрим эту связь более подробно.

Взаимодействие фермионов  $\psi$  (материальных полей) посредством обмена векторными калибровочными бозонами  $V$  чувствительно к значению константы взаимодействия – фактора вершины  $g\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \cdot V_\mu$ . Амплитуды процессов, содержащие эту вершину, при учете радиационных поправок нуждаются, как известно, в перенормировке, которая приводит к зависимости эффективных (перенормированных) вершинных факторов от передаваемого в вершине импульса. Обычно силу обменного взаимодействия характеризуют величиной *инвариантного заряда*

$$\alpha_i(-q^2) \equiv \frac{g_i^{(ren) 2}(-q^2)}{4\pi} .$$

Например, в КЭД при наличии одного сорта фермионов с зарядом  $Q$  (в единицах  $e$ ) и массой  $m$  в однопетлевом приближении



то есть

$$eQ \bar{\psi}\Gamma^\mu\psi\varepsilon_\mu \simeq eQ \bar{\psi}\gamma^\mu\psi \cdot \left[ \varepsilon_\mu - \frac{e^2 Q^2}{q^2} \varepsilon^\lambda \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p)\gamma_\mu u(p-q) \cdot \bar{u}(p-q)\gamma_\lambda u(p)}{[p^2 - m^2][(p-q)^2 - m^2]} \right]$$

(здесь  $\varepsilon_\mu$  – вектор поляризации фотона). При учете условия поперечности электромагнитного поля  $\varepsilon_\mu q^\mu = 0$  это выражение приводится к виду

$$e\Gamma^\mu \simeq e\gamma^\mu \cdot \left[ 1 - \frac{e^2 Q^2}{4\pi^2} I(q^2) \right],$$

в котором петлевой интеграл

$$I(q^2) \equiv \frac{1}{3} \int_{m^2}^{\infty} \frac{d(p^2)}{p^2} - 2 \int_0^1 dx x (1-x) \ln \left[ 1 - \frac{q^2 x(1-x)}{m^2} \right].$$

Первое слагаемое здесь логарифмически расходится, и поэтому необходимо произвести процедуру перенормировки заряда, состоящую в выделении конечного ”физического” вклада и удалению расходимости путем переопределения ненаблюдаемого ”голого” (неперенормированного) заряда. Не вдаваясь в подробности методики и идеологии программы перенормировок в квантовых теориях поля, ограничимся здесь получением соотношения, описывающего зависимость инвариантного заряда от  $q^2$ . Вводя регуляризацию путем обрезания расходящегося интеграла на верхнем пределе ( $\infty \rightarrow \Lambda^2$ ), получим в области значений  $-q^2 \gg m^2$

$$\begin{aligned} I(q^2) &\simeq \frac{1}{3} \ln \frac{\Lambda^2}{m^2} - 2 \ln \frac{-q^2}{m^2} \int_0^1 dx x (1-x) = . \\ &= \frac{1}{3} \left[ \ln \frac{\Lambda^2}{m^2} - \ln \frac{-q^2}{m^2} \right] = \frac{1}{3} \ln \frac{\Lambda^2}{-q^2} . \end{aligned}$$

При учете поправок, отвечающих включению вкладов от диаграмм с произвольным числом фермионных петель

$$e\Gamma^\mu \simeq e\gamma^\mu \cdot \left[ 1 - \frac{e^2 Q^2}{12\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{-q^2} + \left( \frac{e^2 Q^2}{12\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{-q^2} \right)^2 - \dots \right] = \frac{e\gamma^\mu}{1 + \frac{e^2 Q^2}{12\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{-q^2}},$$

и поэтому для инвариантного заряда получаем выражение

$$\alpha(-q^2) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{\alpha_0 Q^2}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{-q^2}},$$

в котором он записан через две ненаблюдаемые величины – ”голую” константу связи  $\alpha_0$  и импульс обрезания  $\Lambda$ . Несмотря на это, можно получить отсюда выражение, связывающее значения физической перенормированной константы связи при разных значениях передаваемого импульса:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\alpha(-q^2)} - \frac{1}{\alpha(\mu^2)} &= \frac{1}{\alpha_0} + \frac{Q^2}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{-q^2} - \frac{1}{\alpha_0} - \frac{Q^2}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{\mu^2} = \\ &= \frac{Q^2}{3\pi} \ln \frac{\mu^2}{-q^2} \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \alpha(-q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 + \frac{Q^2\alpha(\mu^2)}{3\pi} \ln \frac{\mu^2}{-q^2}}. \quad (1)$$

Это соотношение можно рассматривать как решение некоторого дифференциального уравнения для  $\alpha(-q^2)$  с начальным условием, заданным в точке  $\mu^2$ , причем сам по себе вид уравнения (оно называется *уравнением ренормгруппы*) не зависит от выбора этой точки. При наличии нескольких сортов заряженных фермионов должно производиться суммирование вкладов всех фермионных петель, и если все фермионные массы малы по сравнению с  $-q^2$ , то единственное видоизменение в (1) состоит в замене

$$\frac{Q^2}{3\pi} \rightarrow \frac{1}{3\pi} \sum_f Q_f^2 \equiv -\frac{b}{4\pi}.$$

Учтем теперь, что поля материи – это кварковые и лептонные поля, объединенные в  $n_g$  поколений, так что

$$b = -\frac{4}{3} n_g \left[ 1 + 3 \cdot \frac{1}{9} + 3 \cdot \frac{4}{9} \right] = -\frac{32}{9} n_g < 0.$$

Если включить в рассмотрение и другие заряженные поля (векторные –  $W^\pm$  или скалярные – заряженные хиггсовские частицы), то вклад от соответствующих петель тоже должен входить в  $b$ , но в КЭД он оказывается существенно меньше фермионного и во всяком случае не изменяет знака  $b$ .

Нетрудно заметить, что именно этот знак определяет характер зависимости инвариантного заряда от переданного импульса: при  $b < 0$   $\alpha$  увеличивается с ростом  $|q|$ , т.е. на малых расстояниях от заряженной частицы эффективная величина ее заряда больше, чем вдали от нее. С физической точки зрения такое поведение связано с эффектом экранировки заряда поляризующимся под его действием вакуумом. Действительно, всякий заряд, помещенный в вакуум, окружен множеством виртуальных пар частица-античастица, и при этом он притягивает к себе частицы противоположного заряда и отталкивает – одноименного. В результате ”пробник”, измеряющий поле заряда на некотором расстоянии, будет видеть заряд частично заэкранированным. При приближении пробника к заряду степень экранировки будет уменьшаться, что и приведет к возрастанию измеряемой величины заряда.

Ситуация радикально изменяется в КХД, где сами калибровочные бозоны (глюоны) являются носителями цветового заряда. Теперь при рассмотрении взаимодействия пробника с полем цветового заряда надо учесть возможность испускания и поглощения зарядом виртуальных глюонов, уносящих цветовой заряд, который, таким образом, оказывается эффективно ”распределен” в некоторой области. При погружении пробника в эту область он будет реагировать на все меньшую часть заряда

– глюоны создают ”антиэкранировочный эффект”! В связи с этим естественно ожидать, что вклад их в  $b$  окажется другого знака по сравнению с вкладом фермионных полей. К тому же глюонных состояний в  $SU(3)$ - симметричной теории восемь и цветной заряд у каждого из них больше, чем у кварков, так что глюонный вклад оказывается больше кваркового, и  $b$  должно поменять знак. В самом деле, вычисления в рамках КХД при учете обоих вкладов дают

$$b_s = 11 - \frac{4}{3} n_g > 0 ,$$

если число поколений не больше 8 (сейчас известно три поколения). В соответствии с этим инвариантный заряд сильного взаимодействия

$$\alpha_s(-q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{b_s}{4\pi} \alpha(\mu^2) \ln \frac{\mu^2}{-q^2}} \quad (2)$$

убывает при увеличении  $|q|$ . Таким образом, на малых расстояниях кварки ведут себя практически как невзаимодействующие частицы – говорят, что кварковые системы обладают свойством *асимптотической свободы*. При этом сильное взаимодействие можно учитывать по теории возмущений (поэтому область значений  $|q|$ , при которых  $\alpha_s \ll 1$ , называют *пертурбативной областью* КХД). Напротив, при увеличении расстояния между кварками их обменное взаимодействие становится очень сильным. Формально из (2) следует, что при некотором значении  $-q_{cr}^2 \equiv \Lambda_{QCD}$  взаимодействие становится бесконечно сильным –  $\alpha_s(\Lambda_{QCD}) = \infty$ ! Конечно, этот результат, строго говоря, несправедлив – при больших значениях константы связи в вычислениях вершинного фактора необходимо учитывать диаграммы, не сводящиеся к простой последовательности фермионных петель, однако сам вывод о резком возрастании инвариантного заряда безусловно правилен, и с ним связаны надежды на то, что КХД может описать явление *конфайнмента* – невылета кварков из адронов. Величину  $\Lambda_{QCD}$ , характеризующую энергетический масштаб перехода от пертурбативной к непертурбативной области КХД, можно определить, измерив значение инвариантного заряда в некоторой точке  $-q^2 = \mu^2$

$$\Lambda_{QCD} = \mu \cdot \exp \left\{ - \frac{6\pi}{(33 - 4n_g) \alpha_s(\mu^2)} \right\} .$$

На самом деле вычисляемое отсюда значение зависит от выбора точки нормировки, что свидетельствует о некоторой неточности ренормгрупповых рассуждений (что неудивительно, так как они тесно связаны с суммируемостью рядов теории возмущений). Но во всех случаях порядок величины  $\Lambda_{QCD}$ , часто называемой ”обратной длиной деконфайнмента” получается один и тот же: при изменении  $\mu$  от 1 до 100

ГэВ значение  $\Lambda_{QCD} \simeq 100 - 300$  МэВ. С другой стороны, зная  $\Lambda_{QCD}$ , можно оценить эффективное значение константы связи при любом  $|q| \gg \Lambda_{QCD}$ :

$$\alpha_s(-q^2) = \frac{12\pi}{33 - 4n_g} \ln\left(\frac{-q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right). \quad (3)$$

Экспериментальное определение  $\alpha_s$  производится путем измерения вероятностей процессов, зависящих от сильного взаимодействия кварков. Наиболее точное на сегодняшний день определение связано с измерением ширин распада тяжелых кварко-ниев – чармония и боттомония, масса которых практически совпадает с суммой масс входящих в их состав кварка и антикварка, т.е. такую связанную систему можно рассматривать как нерелятивистскую. Основным ее состоянием является  $1^3S_1$  (радиальные возбуждения отсутствуют –  $n = n_r + 1 = 1$ , полный орбитальный момент системы  $L = 0$ , полный спиновый  $S = 1$ , спин кваркония, совпадающий с полным механическим моментом,  $J = 1$ ). Пространственная и зарядовая четность основного состояния  $P = (-1)^{L+1} = -1$ ,  $C = (-1)^{L+S} = -1$ , цветовой заряд равен нулю. Эти значения квантовых чисел кваркония определяют основные моды его распада, который идет через аннигиляцию кварка и антикварка (т.к. более легкие адронные состояния, содержащие кварки или антикварки этого же аромата, отсутствуют). Видно, что допустима однофотонная аннигиляция с последующим рождением пары более легких фермиона и антифермиона – например,  $e^+e^-$ . Вычисления показывают, что при массе распадающегося состояния  $q_f\bar{q}_f$   $M \gg m_e$  ширина распада

$$\Gamma_{em} \equiv \Gamma(^3S_1 \rightarrow e^+e^-) \simeq \frac{16\pi Q_f^2 \alpha^2}{M^2} |\psi(0)|^2$$

(здесь  $\psi(\vec{r})$  – волновая функция относительного движения системы кварк - антикварк. Наличие ее в формуле весьма затрудняет прямое вычисление, так как она зависит от деталей строения кваркония (или от явного вида потенциала взаимодействия нерелятивистских кварка и антикварка). Вместе с тем можно рассмотреть также и адронные распады, идущие в основном через аннигиляцию в глюоны с последующей адронизацией. Соответствующая ширина также должна зависеть от вероятности столкновения кварка и антикварка, т.е. должна быть пропорциональна  $|\psi(0)|^2$ , и поэтому отношение ширин будет определяться только константами взаимодействия. При вычислении амплитуды аннигиляции в глюоны необходимо учесть, что переход кваркония в состоянии  $^3S_1$  в один глюон запрещен законом сохранения цвета, а переход в два глюона запрещен вследствие сохранения  $C$ -четности (бесцветная система из двух глюонов всегда зарядово-четна), и поэтому основной вклад в амплитуду

будет давать диаграмма трехглюонной аннигиляции. Соответствующая ширина

$$\Gamma_s \equiv \Gamma(^3S_1 \rightarrow h_1 h_2 \dots) \simeq \Gamma(^3S_1 \rightarrow 3G) \simeq \frac{160(\pi^2 - 9) \alpha_s^3}{81 M^2} |\psi(0)|^2,$$

причем значение эффективной константы сильного взаимодействия должна быть взято при  $-q^2 = m_f^2 \simeq (M/2)^2$ . Легко, пользуясь этими формулами, выразить его через экспериментально измеряемое отношение ширин:

$$\alpha_s\left(\frac{M^2}{4}\right) = \left\{ \frac{81\pi}{10(\pi^2 - 9)} Q_f^2 \alpha^2 \frac{\Gamma_s}{\Gamma_{em}} \right\}^{\frac{1}{3}}.$$

Например, для  $\psi$ - мезона

$$\frac{\Gamma_s}{\Gamma_{em}} \simeq 10 \Rightarrow \alpha_s\left(\frac{M_\psi^2}{4}\right) \simeq 0.19.$$

Если вычислить на основе этого результата значение  $\Lambda_{QCD}$ , то оно окажется довольно малым – около 50 МэВ. Впрочем, учет влияния высших радиационных поправок в ренормгрупповой формуле для инвариантного заряда увеличивает это значение более чем в два раза. Вычисления для боттомония довольно хорошо согласуются с выводом КХД об убывании величины  $\alpha_s$  с ростом  $|q|$ .

Предсказание явления асимптотической свободы приводит КХД в согласование с моделью независимых партонов, которая очень удачно описывает скейлинг и другие свойства глубоконеупругого лептон - нуклонного рассеяния (см. лекцию). Вместе с тем учет сильного взаимодействия по теории возмущений приведет к возникновению некоторых отклонений от скейлингового поведения. Напомним, что в партонной модели взаимодействие лептонов с адронами описывается как результат взаимодействий их с невзаимодействующими точечными объектами, каждый из которых несет некоторую часть ( $x$ ) полного импульса адрона. Если передаваемый партону – например, кварку – импульс  $q$  достаточно велик, то заметно увеличивается вклад процессов, в которых кварк до взаимодействия испускает глюон, вследствие чего переносимая им доля импульса уменьшается. Кроме того, глюоны будут рожать кварк-антикварковые пары с малыми значениями  $x$ . Таким образом, наличие взаимодействия кварков с глюонами должно приводить к тому, что с ростом  $q^2$ , в отличие от предсказаний простой партонной модели, в скейлинговых структурных функциях  $F_2(x)$  и  $x F_3(x)$  (связанных с кварковыми распределениями по  $x$ ) будет обнаруживаться ”перераспределение” кварков – доля больших значений  $x$  будет убывать, а малых – возрастать. Это изменение – *эволюция кварковых распределений* – в пертурбативной области может быть описана в первом порядке по взаимодействию, если учесть вычисляемую по ТВ ненулевую вероятность того, что из-за испускания

глюона кварк при взаимодействии с частицей-зондом имеет импульс, составляющий долю  $z$  от исходного (для удобства записи переобозначим  $-q^2 \equiv Q^2$ )

$$d\omega_{qq} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \ln(Q^2) P_{qq}(z) dz$$

и вероятность того, что сам взаимодействующий кварк возник при распаде глюона на кварк - антикварковую пару

$$d\omega_{qG} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \ln(Q^2) P_{qG}(z) dz$$

(эти соотношения фактически определяют  $P_{AB}$  – функции расщепления). Тогда эволюция кваркового распределения описывается соотношением

$$Q^2 \frac{dq(x, Q^2)}{dQ^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q(y, Q^2) + P_{qG}\left(\frac{x}{y}\right) G(y, Q^2) \right]. \quad (4)$$

Аналогичным образом описывается и эволюция глюонного распределения

$$Q^2 \frac{dG(x, Q^2)}{dQ^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ P_{Gq}\left(\frac{x}{y}\right) q(y, Q^2) + P_{GG}\left(\frac{x}{y}\right) G(y, Q^2) \right]. \quad (5)$$

Экспериментально измеряемые величины обычно выражаются через моменты этих распределений

$$M_n^A = \int_0^1 dx x^{n-1} f_A(x, Q^2)$$

( $f_{q,G} \equiv q, G$ ), для которых, интегрируя (4) и (5) с весом  $x^{n-1}$ , можно легко получить уравнения Альтарелли – Паризи

$$Q^2 \frac{dM_n^A}{dQ^2} = - \frac{\alpha_s(-q^2)}{4\pi} \gamma_n^{AB} M_n^B, \quad (6)$$

в которых компоненты матрицы

$$\gamma_n^{AB} \equiv -2 \int_0^1 dz z^{n-1} P_{AB}(z)$$

называют *аномальными размерностями*. В первом порядке ТВ КХД для  $n_f$  легких (с массами  $m_f \ll Q^2$ ) кварков

$$\begin{aligned} \gamma_n^{qq} &= \frac{4}{3} \left[ 1 - \frac{2}{n(n+1)} + 4S(n) \right]; \\ \gamma_n^{qG} &= - \frac{n^2 + n + 2}{n(n+1)(n+2)}; \\ \gamma_n^{Gq} &= - \frac{8(n^2 + n + 2)}{3n(n^2 - 1)}; \end{aligned}$$

$$\gamma_n^{GG} = 1 + \frac{2}{3} n_f - \frac{12}{n(n-1)} - \frac{12}{(n+1)(n+2)} + 12S(n);$$

$$S(n) \equiv \sum_{k=2}^n \frac{1}{k}.$$

Подставляя в (6) вид зависимости инвариантного заряда от  $Q^2$  из (3), обнаруживаем, что эволюция моментов кварковых распределений описывается соотношениями типа

$$M_n^q(Q^2) = M_n^q(\infty) + C [\ln(Q^2)]^{-\frac{\gamma}{b}},$$

где  $\gamma$  – отличное от нуля собственное значение матрицы аномальных размерностей.

Данные экспериментов по глубоконеупругому рассеянию довольно хорошо согласуются с предсказаниями пертурбативной КХД в отношении подобных эффектов (их называют *логари ф мическими нарушениями скейлинга*).

Конечно, все успехи ТВ в КХД не должны заслонять от нас существование проблемы описания взаимодействия цветных объектов в области конфайнмента – ”самое интересное в КХД начинается именно там, где заканчивается ТВ”. На сегодняшний день отсутствует строгое доказательство того, что КХД действительно описывает конфайнмент, однако существуют довольно веские аргументы в пользу этого. К тому же достигнуто ясное понимание того, что невылет цвета тесно связан со структурой вакуумного состояния КХД. В самом деле, вторично-квантованная теория сильно-взаимодействующих полевых систем в терминах операторов рождения-уничтожения синглетных по цвету адронов строится на фоне вакуумного состояния, которое естественно назвать ”адронным вакуумом”, и это состояние не совпадает с вакуумом пертурбативной КХД, на фоне которого определяются состояния одиночных кварков и глюонов. Анализ расхождения предсказаний ТВ (например, правил сумм в партонной модели) и экспериментов позволяет определить величину непертурбативной плотности энергии адронного вакуума :

$$\varepsilon_h \equiv \frac{1}{4} \langle \Omega | \hat{T}_{\mu\mu} | \Omega \rangle \simeq - (265 \text{ МэВ})^4,$$

( $T_{\mu\nu} = (b\alpha_s/8\pi)F_{\mu\sigma}^a F_{\nu}^{a\sigma} + \sum_q m_q \bar{q}q$  – тензор энергии-импульса кварк-глюонной системы полей), т.е. непертурбативные вакуумные флуктуации этих полей понижают энергию адронного вакуума по сравнению со значением энергии вакуума пертурбативной КХД, которое принято за начало отсчета ( $\varepsilon_{QCD} \equiv 0$ ). Асимптотически свободное поведение кварков на малых расстояниях (”антиэкранировочные” эффекты в хромодинамических полях) указывает на то, что поля цветовых зарядов подавляют эти вакуумные флуктуации – внутри адрона плотность вакуумной энергии ближе к



$\varepsilon_{QCD}$ , поэтому с точки зрения "внешнего" вакуума внутренняя область адрона характеризуется некоторой дополнительной положительной плотностью энергии и ненулевыми вакуумными средними полей кварк-антикварковых пар и глюонов (в этом смысле часто говорят о существовании вакуумных конденсатов этих полей). Видно, что появление незаэкранированного цветового заряда, поле которого простиралось бы до бесконечности, соответствует бесконечному увеличению энергии системы, что и означает наличие конфайнмента.

Эта картина послужила качественной основой для создания ряда полуфеноменологических моделей строения адронов, успешно применяемых в практических расчетах – *моделей мешков* и *моделей струн*. В первой из них постулируется, что кварки свободно движутся внутри "мешка" с растяжимыми, но непроницаемыми стенками, заполненного конденсатным полем с плотностью энергии  $B > 0$ . Вторая предназначена для описания высоковозбужденных состояний кварковых систем – предполагается, что при удалении кварков на расстояние, большое по сравнению с некоторым характерным адронным радиусом, "мешку" становится энергетически невыгодно растягиваться по всем направлениям, и область, занятая конденсатами, "сжимается" в струну, соединяющие кварки. При фиксированном сечении энергия такой струны оказывается пропорциональной ее длине, так что она эффективно противодействует дальнейшему разбеганию кварков. Обрыв струны может произойти лишь при концентрации энергии, достаточной для рождения пары кварк-антикварк в месте разрыва, и поэтому даже в этом случае освобождения кварков не происходит – вместо этого появляются новые адроны. Таким образом, при выбивании кварка из адрона в асимптотическом состоянии мы наблюдаем не свободный кварк, а набор разнообразных адронов (главным образом – легких мезонов), вылетающих в направлении движения породившего их кварка – *адронную струю*. Экспериментальное наблюдение струйных процессов явилось одним из важнейших косвенных доказательств существования кварков. Отметим, что чаще всего наблюдаются двухструйные процессы (в соответствии с тем, что в одном акте взаимодействия выбивается один кварк), а множественность рождения адронов растет с энергией примерно логарифмическим образом: при  $E = 10$  ГэВ среднее число новых адронов  $\langle N_h \rangle \simeq 7$ , а при  $E = 100$  ГэВ –  $\langle N_h \rangle \simeq 15$ . Особое значение имело обнаружение трехструйных событий – с точки зрения кварк-глюонной модели появление третьей струи следует интерпретировать как результат излучения выбитым кварком глюона: так как глюон несет цветовой заряд, то на него тоже распространяются рассуждения о механизме невылета цвета и естественно ожидать адронизации глюона, приводящей к

образованию струи.

В заключение отметим, что КХД очень хорошо (с поправкой на отсутствие доказательства конфайнмента) описывает наблюдаемую физику сильного взаимодействия. Соединение же ее с моделью Салама - Вайнберга - Глэшоу для электрослабого взаимодействия позволяет весьма успешно описывать практически все известные нам процессы в физике элементарных частиц. В связи с этим такую комбинированную модель "КХД + СВГ" обычно именуют просто *Стандартной Моделью*.

### Задачи к лекции 11:

1. Получить выражение для ширины распада тяжелого кваркония на пару  $e^+e^-$ .
2. Вычислить значение эффективной константы связи  $\alpha_s$  при  $\mu = M_\Upsilon/2$ , исходя из величины отношения ширин распадов  $\Upsilon$ - мезона на адроны и электрон-позитронную пару:

$$\frac{\Gamma_s}{\Gamma_{em}} \simeq 22 \pm 4.$$

Проверить точность выполнения ренормгруппового соотношения (2) между  $\alpha_s(M_\psi^2/4)$  и  $\alpha_s(M_\Upsilon^2/4)$ .

3. Оценить  $p_g^N$  – долю импульса "среднего" нуклона, переносимого глюонами при  $Q > \mu = 5\text{ГэВ}$ , если  $p_g^N(\mu) \simeq 0.5$ .
4. В модели сферически-симметричного "мешка" оценить плотность энергии конденсатов внутри нуклона.