

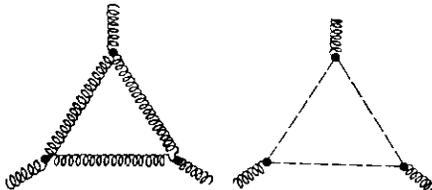
Для матричных элементов *матрицы рассеяния* все эти бесконечные множители собираются после перенормировки векторов состояний кварка и глюона в эфф. (токовую) массу кварка  $m_f(\mu^2)$  и эфф. константу взаимодействия  $g^2(\mu^2)$ , где  $\mu^2$  — лек-рый параметр размерности квадрата импульса, появившийся в результате регуляризации и перенормировки (напр., квадрат 4-импульса точки вычитания).

Характерной чертой перенормировочной процедуры в КХД является зависимость токовой массы кварков от  $\mu^2$ . Она связана с отсутствием выделенной точки вычитания для пропагаторов из-за предполагаемой ненаблюдаемости кварков как свободных частиц (т. е. с отсутствием полюсов у полной ф-ции Грина кварков).

**Ренормализационная группа и асимптотическая свобода.**

Особую роль в КХД играет *ренормализационная группа* (ренормгруппа) ввиду того, что константа взаимодействия  $g^2(\mu^2)$  оказывается не очень малой (см. ниже), а члены  $[g^2(\mu^2) \ln(q^2/\mu^2)]^n$  (где  $q^2$  — квадрат характерной передачи 4-импульса), возникающие при вычислениях по теории возмущений, — достаточно большими и требующими суммирования, к-рое удобно выполнять с помощью аппарата ренормгруппы. *Инвариантный заряд* ренормгруппы  $\bar{g}^2(Q^2, \mu^2, g^2(\mu^2))$ , к-рый не зависит от выбора параметра нормировки  $\mu^2$ , определяет эфф. константу взаимодействия при квадрате переданного 4-импульса  $q^2 = -Q^2$ , или на расстоянии порядка  $1/Q$  (при определении инвариантного заряда можно исходить из любой вершинной части, соответствующей вершине рис. 2). Его поведение целиком задаётся видом *бета-функции* ур-ний ренормгруппы и граничным условием  $\bar{g}^2(Q^2 = \mu^2) = g^2(\mu^2)$ .

Рис. 4. Диаграммы радиационных поправок к трёхглюонной вершине (рис. 2, б).



В низшем порядке по теории возмущений  $\beta$ -функция (при использовании, напр., определения инвариантного заряда через трёхглюонную вершину) выражается через коэффициенты при  $-\ln \mu^2$  вкладов диаграмм рис. 3, 4. При этом вклад первой из диаграмм рис. 3 положителен и пропорц. числу ароматов кварков  $n_f$  (сейчас их открыто 5), а вклады каждой из остальных пропорц. числу цветов  $n_c (=3)$  и в сумме имеют отрицат. знак.

Точные вычисления дают для  $\beta$ -функции

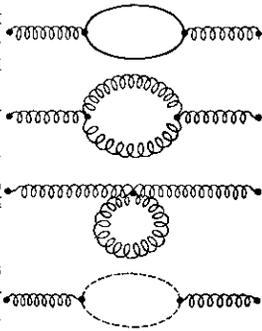
$$\beta(g^2) = \frac{1}{3} (2n_f - 11n_c) \left(\frac{g^2}{4\pi}\right)^2,$$

а для эфф. константы взаимодействия — *эффективного заряда*  $\alpha_s$ :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{g^2(Q^2)}{4\pi} = \frac{12\pi\alpha_s(\mu^2)}{12\pi + (33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)\ln(Q^2/\mu^2)} = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (6)$$

т. е., в отличие от КЭД, эфф. заряд уменьшается с ростом  $Q^2$  (если число ароматов  $n_f < 17$ ). Это уменьшение эфф. взаимодействия с уменьшением расстояния (ростом  $Q^2$ ) — наиб. характерная черта КХД.

Рис. 3. Диаграммы радиационных поправок к глюонному пропагатору.



Эфф. цветовой заряд цветного объекта (в отличие от эфф. электрич. заряда) по мере приближения к нему стремится к нулю, т. е. объект становится асимптотически свободным (невзаимодействующим). Это явление антиэкранировки заряда из-за *поляризации вакуума* в неабелевых калибровочных теориях поля было обнаружено в 1973 Д. Политцером (D. Politzer), а также Д. Гроссом (D. Gross) и Ф. Вильчеком (F. Wilczek) и является важнейшим свойством КХД. Оно позволяет использовать для анализа процессов с участием адронов аппарат теории возмущений с тем большей уверенностью, чем больше происходящие в них передачи импульсов, и тем самым рассчитывать характеристики адронных процессов, связанные с взаимодействием кварков и глюонов на малых расстояниях. Напр., при уменьшении расстояния от  $10^{-23}$  см до  $10^{-14}$  см эфф. константа падает почти на порядок. Заметим, что последнее выражение в (6) представляет собой явно ренорм-инвариантное, т. е. не зависящее от точки нормировки, выражение для эфф. заряда через фундамент. постоянную  $\Lambda$ , имеющую размерность импульса. Здесь проявилась ещё одна особенность КХД — появление фундам. размерной постоянной в теории с безразмерной константой взаимодействия. Это явление было названо *размерной трансмутацией*. Оно связано с тем, что в КХД из-за удержания цвета невозможно создать статич. глюонные поля и поэтому нельзя поставить опыт Милликена (по определению отношения заряда к массе). По этой же причине в КХД неверны *низкоэнергетические теоремы*.

Числовое значение  $\Lambda$  в разл. схемах регуляризации будет разным; в наиб. распространённой схеме т. н. *усечённой размерной регуляризации* и её эксперим. величина равна:  $\Lambda = 160(100)$  МэВ.

С уменьшением  $Q^2$  эфф. заряд растёт и при  $Q^2 = \Lambda^2$  формально становится бесконечным. Однако гораздо раньше (при  $Q \ll 10\Lambda$ ) оказывается некорректным однопетлевое приближение для ф-ции  $\beta$ , на основе к-рого было получено выражение (6). Двухпетлевое приближение позволяет продвигнуться (с погрешностью  $\sim 10\%$ ) до  $Q \approx (3-5)\Lambda$  (т. е. до  $Q \approx 1$  ГэВ). Немного ниже удаётся продвинуться с помощью трёхпетлевого приближения, но в этой области  $\alpha_s$  становится порядка 1 и разложение для  $\beta$ , к-рое является асимптотич. рядом (см. *Асимптотическое разложение*), перестаёт быть эффективным.

Как отмечалось, широко распространена надежда связать рост эфф. заряда при увеличении расстояния с явлением удержания цвета, препятствующим выбиванию кварков и глюонов из адрона, однако какое-либо строгое доказательство этого положения пока отсутствует.

При получении выражения (6) предполагалось также, что передача импульса  $Q$  много больше удвоенной массы кварков всех ароматов. Более точные расчёты показывают, что в области, где  $Q$  много больше удвоенной массы лёгких кварков, но много меньше удвоенной массы тяжёлых (т. е.  $1 \text{ ГэВ}^2 \ll Q^2 \ll 10 \text{ ГэВ}^2$ ), вклады последних несут существенны и  $n_f$  следует считать равным 3. Однако с ростом  $Q^2$  после перехода через порог возбуждения пары очарованных кварка-антикварка  $cc$  ( $Q^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$ )  $n_f$  становится равным 4, а затем ( $Q^2 > 100 \text{ ГэВ}^2$ ) и 5. Это приводит не только к увеличению эфф. заряда  $\alpha_s$ , но и к нек-рому замедлению его спадения с ростом  $Q^2$ .

**КХД и адронные процессы.** Естеств. областью применения теории возмущений КХД по эфф. заряду являются жёсткие процессы с участием адронов, т. е. высокоэнергетич. процессы с большими передачами импульса. Основу такого применения составляют к в а р к-адронная дуальность и ренормализац. инвариантность амплитуд и сечений физ. процессов. Гипотеза кварк-адронной дуальности состоит в том, что любое бесцветное состояние с данными квантовыми числами можно представить либо как суперпозицию