

в КХД должны быть пропорц. $\ln(Q^2/\Lambda^2)$, как видно из выражения (11). Точка пересечения прямых с осью Q^2 определяет величину Λ^2 (для скейлинга Бьеркена эти прямые должны быть горизонтальными).

Отклонения от правил кваркового счёта, предсказываемые КХД, наблюдаются также в процессах рождения в адронных соударениях пар $\mu^+\mu^-$ с большой инвариантной массой, $M_{\mu^+\mu^-}^2 = (k_{\mu^+} + k_{\mu^-})^2$, где k_{μ^+} , k_{μ^-} — 4-импульсы мюонов, а также в инклюзивных процессах рождения пионов и фотонов с большим поперечным импульсом k_T (рис. 11; k_0 и k_z — энергия и импульс фотона). Эти отклонения вызваны не только зависимостью от k_T функций распределения, но и зависимостью $\alpha_s(k_T)$ (пунктирная кривая на рис. 11 отвечала бы пост. величине α_s).

Большая работа была проведена по расчётам в

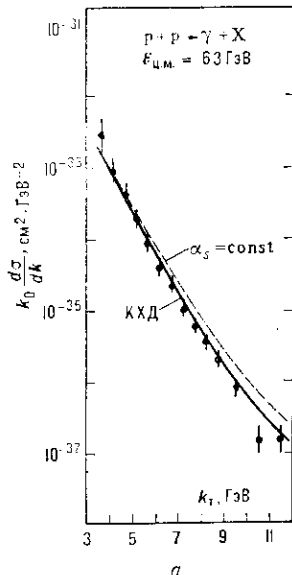


Рис. 11. Зависимость (а) сечения рождения фотона в процессе $p + \bar{p} \rightarrow \gamma + X$ от поперечного импульса k_T . Диаграмма (б) изображает механизм этого процесса в КХД.

КХД ширины адронных и лептонных распадов и расщепления уровней в кваркониях (цаур., но вычислению разности масс Υ - и η_c , а также J/ψ - и η_c -мезонов). Эти системы играют для проверки КХД такую же роль, как атом водорода для квантовой механики в период её становления. Здесь также наблюдается неплохое количество согласия теоретич. расчётов с экспериментом (особенно с учётом глюонных радиац. поправок). Особо следует отметить распад тяжёлой Υ -частицы в адроны. Согласно КХД, этот процесс идёт через аннигиляцию пары $b\bar{b}$ в три глюона, превращающихся затем в три адронные струи (рис. 12).

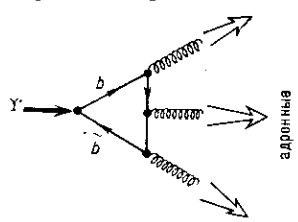


Рис. 12. Распад Υ -частицы в три адронные струи.

Такие адронные струи с предсказанным угл. распределением действительно наблюдались экспериментально. Это рассматривается как эксперим. подтверждение существования векторных глюонов. Векторный характер глюона отчётливо проявляется также в угл. распределении адронных струй в процессе аннигиляции e^+e^- в три струи (рис. 13), а также в корреляциях между вторичными частицами, сопровождающими рождение адрона с большим поперечным импульсом в адрон-адронных соударениях. В последнем процессе наблюдается проявление ещё одного характерного элемента КХД — прямого глюон-глюонного взаимодействия. Оно сказывается в большом росте сечения процесса с ростом энергий (в системе центра масс) $\mathcal{E}_{ц.м.}$ при фиксированном k_T (рис. 14), а также в сравнительно большой величине отношения сечений рождения в протон-протонных столкновениях K^- - и π^- -мезонов с большими поперечными импульсами

(в отсутствие глюон-глюонного рассеяния K^- -мезоны могли бы рождаться только за счёт т. н. морских кварков-антикварков s и \bar{u} , кол-во к-рых незначительно). Убывание эфф. заряда $\alpha_s(Q)$ с ростом Q , полученное из процесса аннигиляции $e^+e^- \rightarrow 3$ струи, показано на

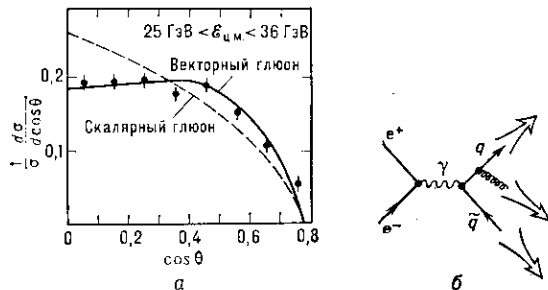


Рис. 13. График (а) углового распределения струй в событиях трёхструйной аннигиляции e^+e^- в адроны. Диаграмма (б) изображает механизм этого процесса в КХД. θ — угол между струями с наибольшим и следующим по величине суммарными импульсами (в системе отсчёта, в которой струи с наибольшим и наименьшим импульсами летят в противоположные стороны). Сплошная и пунктирная линии — теоретические предсказания для векторного и скалярного глюонов.

рис. 15. Т. о., осн. качеств. особенности КХД — векторный характер глюонов, глюон-глюонное взаимодействие и асимптотич. свобода — находят подтверждение в эксперименте, хотя убывание эфф. заряда $\alpha_s(Q)$ с ро-

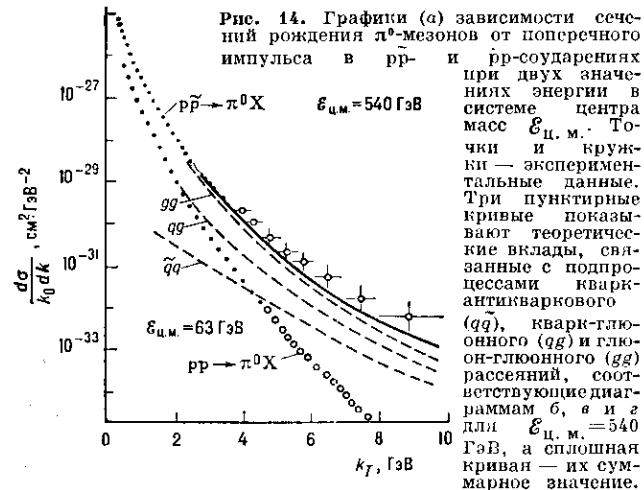


Рис. 14. Графики (а) зависимости сечений рождения ρ -мезонов от поперечного импульса в $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -соударениях при двух значениях энергии в системе центра масс $\mathcal{E}_{ц.м.}$. Точки и кружки — экспериментальные данные. Три пунктирные кривые показывают теоретические вклады, связанные с подпроцессами кварк-антикваркового (qq), кварк-глюонного (qg) и глюон-глюонного (gg) рассеяний, соответствующие диаграммам б, в и г для $\mathcal{E}_{ц.м.} = 540$ ГэВ, а сплошная кривая — их суммарное значение.

стом Q нельзя пока считать достаточно чётко установленным.

Следует также отметить, что извлекаемый из разных измерений параметр $\Lambda_{\overline{MS}}$ оказывается различным (рис. 16) (значок \overline{MS} указывает на усечённую схему размерной регуляризации). Его среднее значение составляет 160(100) МэВ; наиб. точное значение 120(45) МэВ получено из ширины уровня Υ -мезонов. Кроме того, эксперим. значения многих процессов (напр., рождения мюонных пар или частиц с большим поперечным импульсом) получаются в 2—2,5 раза большими (т. н. K -фактор) теоретич. предсказаний, основанных на партонных подпроцессах в низшем порядке теории возмущений КХД. Эти расхождения свя-