

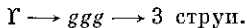
ГЛЮИНО — гипотетич. частица с пулевым электр. зарядом и спином $1/2$, возникающая как фермионный партнёр глюона в суперсимметричных расширениях квантовой хромодинамики (см. *Суперсимметрия*). Аналогично глюонам Г. образуют цветовой октет. При нарушении суперсимметрии Г. приобретает конечную массу. Опыты по детектированию Г. важны для проверки гипотезы о суперсимметрии.

Лит.: В о с о ц к ий М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения?, «УФН», 1985, т. 146, с. 591; На бет Н. Е., Ка п е г Л., The search for supersymmetry: probing physics beyond the standard model, «Phys. Repts, sec. C», 1985, v. 117, p. 75.

ГЛЮОНЫ (g ; от англ. glue — клей) — нейтральные частицы со спином 1 и нулевой массой, обладающие специфич. *цветовым зарядом* (цветом); являются переносчиками *сильного взаимодействия* между кварками и «склеивают» их в адроны. В совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамике* (КХД) Г. выступают как кванты *векторного поля*, обеспечивающие калибровочную симметрию теории относительно цветовой группы $SU(3)$, подобно фотону в *квантовой электродинамике*. Однако, в отличие от одного эл. магн. поля в электродинамике, в КХД калибровочная симметрия требует существования восьми глюонных полей (и соответственно восьми Г.), различающихся цветовыми индексами и преобразующихся друг через друга при поворотах в «цветовом пространстве».

При испускании и поглощении Г. цвет кварка меняется, а остальные квантовые числа (электрич. заряд, барионное число, аромат) остаются неизменными. Наличие у Г. цветового заряда приводит к их самодействию, т. е. к возможности поглощения и испускания глюонов глюонами. Именно это свойство обуславливает наличие в КХД *асимптотической свободы*, означающей убывание *цветового эффективного заряда* с уменьшением расстояния. Самодействие глюонного поля приводит также к нелинейности ур-ний движения; считается, что именно эта нелинейность ответственна за явление *удержания цвета*, благодаря к-рому Г. и кварки не могут быть зарегистрированы как свободные частицы, а реальные адроны являются бесцветными (синглетными по группе $SU(3)$) связанными состояниями кварков и глюонов. Однако это свойство пока не доказано.

Экспериментально Г. косвенно можно наблюдать по образованным адронным струям — узким пучкам адронов (в осн. пионов), имеющих сравнительно малый поперечный относительно оси струи импульс, особенно хорошо заметный при трёхструйном распаде тяжёлых *ипсилон-частиц*:



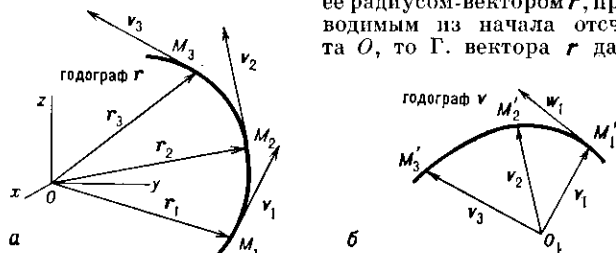
Г., несомненно, играют большую роль в механизме строения адронов. Это подтверждается следующим: 1) из глубоко неупругих процессов рассеяния на нуклонах вытекает, что на долю Г. приходится ок. 50% всей энергии нуклона; примерно такую же долю энергии несут Г. в пионах; 2) в методе, осн. на феноменологич. учёте влияния глюонного и кваркового *вакуумного конденсата* на параметры адронных резонансов, первый, как правило, играет доминирующую роль.

В жёстких процессах Г. определяют динамику партонных подпроцессов (см. *Партоны*). Напр., в реакции рождения мюонных пар при соударениях нуклонов, а также в процессе прямого рождения фотона партонный подпроцесс рассеяния кварка (q) одного из адронов на глюоне другого (рис.; γ^* — виртуальный фотон) играет определяющую роль в области больших поперечных импульсов мюонной пары и фотона. Анализ эксперим. данных показывает, что распределение глюонов в протоне $[g(x)]$ по долям x полного импульса имеет приближённо вид $g(x) \sim (1-x)^2/x$, тогда как, напр., распределения $u(x), d(x)$ валентных u - и d -кварков: $u(x) \sim$

$\sim (1-x)^3/\sqrt{x}$, $d(x) \sim (1-x)^4/\sqrt{x}$, т. е. преобладающую роль играют «медленные», или «лёгкие», Г., число к-рых значительно превышает число кварков.

Лит. см. при ст. *Квантовая хромодинамика*. А. В. Ефремов.
ГОД — промежуток времени, близкий по продолжительности к периоду обращения Земли вокруг Солнца. З в ё з д н ы й Г.— период, в течение к-рого Солнце совершает свой видимый путь по небесной сфере относительно звёзд; равен 365,2564 сут (здесь и ниже — ср. солнечные сутки). Т р о п и ч е с к и й Г.— промежуток времени между двумя последоват. прохождениями Солнца через точку весеннего равноденствия; равен 365,2422 сут. Д р а к о н и ч е с к и й Г.— промежуток времени между двумя прохождениями Солнца через один и тот же узел лунной орбиты (имеет значение в теории затмений); равен 346,6201 сут. К а л е н д а р н ы й Г.: юлианский — в среднем равен 365,2500 сут, григорианский — в среднем равен 365,2425 сут (принят в нашем календаре). Л у н н ы й Г. (применяется в лунных календарях), равен продолжительности 12 лунных (синодич.) мес, в среднем — 354,367 сут.

ГОДОГРАФ в м е х а н и к е (от греч. hodós — путь, движение, направление и gráphō — пишу) — кривая, являющаяся геом. местом концов переменного вектора (вектор-функции), значение к-рого при разных значениях аргумента отложены от нек-рого общего начала O . Если, напр., положение движущейся точки определять её радиусом-вектором r , проводимым из начала отсчёта O , то Г. вектора r даёт



траекторию точки (рис., а). Определив значения вектора скорости v точки в разные моменты времени и отложив эти векторы от общего начала O_1 , получают Г. вектора скорости (рис., б) и т. д.

Производная от переменного вектора $u(t)$ по аргументу t даёт вектор, направление к-рого совпадает с направлением касательной к Г. дифференцируемого вектора в соответствующей точке. Так, направление вектора скорости точки в положении M_1 , равно $v_1 = \left(\frac{dr}{dt}\right)_1$, совпадает с направлением касательной к Г. вектора r в этой точке; направление вектора ускорения

точки в положении M_1 , равно $w_1 = \left(\frac{dv}{dt}\right)_1$, совпадает с направлением касательной к Г. вектора v в точке M'_1 .

ГОЛДБЕРГЕРА — ТРИМЕНА СООТНОШЕНИЕ — формула, связывающая константу $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$ -распада F_π и пион-нуклонную константу связи $g_{\pi N}$ ($g_{\pi N}^2/4\pi \approx 14,6$):

$$m_N g_A = F_\pi g_{\pi N}, \quad (*)$$

где m_N — масса нуклона, $g_A = 1,18$ — константа аксиально-векторной связи в β -распаде нуклона. Эксперим. значение $F_\pi \approx 93$ МэВ, поэтому Г. — Т. с. выполняется с точностью $\sim 10\%$. Ф-ла (*) была получена М. Л. Голдбергером (M. L. Goldberger) и С. Б. Трименом (S. B. Treiman) в 1958 при модельных вычислениях амплитуды $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$ -распада, к-рая определяется матричным элементом от аксиально-векторного адронного тока (см. *Аксиальный ток*) для перехода вакуум — π -мезон. Впоследствии выяснилось, что Г. — Т. с. является прямым следствием гипотезы *аксиального тока частичного сохранения*. Справедливость равенства (*) — один из гл. аргументов в пользу этой гипотезы. М. В. Терентьев.

