

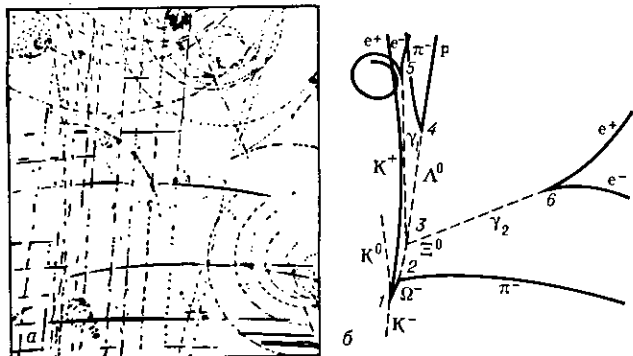
трёх s -кварков. Аналогично Ξ -Г. распад Ω^- происходит каскадным образом (рис.).

К Г. можно отнести и др. барионы, содержащие наряду со странными кварками тяжёлые кварки c , b и распадающиеся по слабому взаимодействию, напр. очарованный Г. (см. *Очарованные частицы*) $\Xi_c^+(usc)$ с массой ок. 2500 МэВ, спином $1/2$ и временем жизни $\sim 5 \cdot 10^{-13}$ с.

Эл.-магн. характеристики Г. (магн. моменты) с хорошей точностью предсказываются на основе простейшей кварковой модели их строения.

У всех Г. существуют соответствующие им античастицы.

При столкновениях нестранных частиц (пионов, нуклонов) или в реакциях γN (из-за сохранения странности в сильном и эл.-магн. взаимодействиях) Г. рождаются совместно с K^+ -, K^0 -мезонами или анти-Г.,



Фотография (а) и схематическое изображение (б) случая рождения и распада Ω^- -гиперона в жидководородной пузырьковой камере, находящейся в магнитном поле. Гиперон Ω^- рождается (в точке 1) при столкновении K^- -мезона с протоном в реакции $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$, K -рая обусловлена сильным взаимодействием и разрешена законом сохранения странности (в начальном и конечном состояниях $S = -1$). Образовавшиеся частицы распадаются под действием слабого взаимодействия: $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$ (в точке 2), $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ (в точке 3), причём π^0 , имеющий малое время жизни, распадается практически в той же точке 3 на два γ -кванта, $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ (в точке 4), $\Xi^0 \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$, $\gamma_1 \rightarrow e^+ + e^-$, $\gamma_2 \rightarrow e^+ + e^-$ (точки 5, 6); $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ (в точке 4).

имеющими положит. значения странности. При взаимодействии нейтрино с нуклонами Г. Λ , Σ , Λ_c могут рождаться поодиночке в согласии с правилом для слабого взаимодействия $|\Delta S| \leq 1$ или $|\Delta C| \leq 1$ (C — очарование). Источником рождения Г. могут быть также распады очарованных барионов. При высоких энергиях в столкновениях нестранных адронов рождение Λ -, Σ -Г. составляет ок. 10% выхода остальных барионов; доля рождающихся Ξ -Г. существенно меньше ($\sim 1\%$). При низких энергиях Г. интенсивно рождаются в пучках K^- -, K^0 -мезонов (имеющих, как и Г., отрицат. странность). Эффективные сечения взаимодействия Г. с нуклонами при высоких энергиях меньше, чем для нуклон-нуклонных взаимодействий приблизительно на 6—7 мб для Λ - и Σ -Г. и на 12—13 мб для Ξ -Г. Качеством это объясняется тем, что входящие в состав Г. странные кварки имеют меньшее эффективное сечение взаимодействия, чем u -, d -кварки (такая же разница в сечениях взаимодействия наблюдается для рассеяния пионов и каонов на нуклонах).

Распады Г. происходят с характерным для слабого взаимодействия нарушением чётности. Это проявляется, напр., в угл. асимметрии распада $\Lambda \rightarrow N + \pi$ относительно спина Λ -Г. и в связанной с ней продольной поляризации нуклонов при распаде неполяризованного Λ . Нет эксперим. указаний на то, что в распадах Г. нарушается CP -чётность: существование в распадах Г., напр. в распаде $\Lambda \rightarrow N + \pi$, запрещённой по CP -чётности поляризации барионов, перпендикулярной плоскости распада, в действительности может

быть объяснено взаимодействием пиона и нуклона, образующихся в этом распаде. В адронных распадах Г. наблюдается значит. усиление переходов, в к-рых изменение изотопич. спина подчиняется правилу $\Delta I = 1/2$. Это правило, хорошо объясняющее наблюдаемые на опыте соотношения между амплитудами разл. каналов распадов Г., долгое время не удавалось теоретически обосновать. Как выяснилось, усиление переходов с $\Delta I = 1/2$ качественно следует из рассмотрения на основе квантовой хромодинамики обменных глюонами между кварками для процессов с $|\Delta S| = 1$. Все делтонные распады Г. (напр., $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$, $\Sigma^- \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$, $\Xi^0 \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ и т. д.) хорошо описываются теорией, содержащей три параметра: Кабиббо угол θ_C и величины т. н. D - и F -связей (см. *Слабое взаимодействие*).

При энергиях в десятки — сотни ГэВ длина пробега Г. (обладающих временем жизни $\sim 10^{-10}$ с) достигает десятков — сотен см. Это используется для создания гиперонных пучков на ускорителях высокой энергии.

Барионы с отличной от нуля странностью в случаях, когда они обладают достаточно большой массой, способны распадаться по сильному взаимодействию и вследствие этого обладают ядерным временем жизни. Такие барионы наз. гиперонными резонансами [например, $\Sigma^*(1385) \rightarrow \Lambda \pi$; $\Xi^*(1530) \rightarrow \Sigma^*(1385) + \pi$].

При взаимодействии частиц высокой энергии с ядрами могут возникать гиперядра, в к-рых один или неск. нуклонов замещены Λ -Г. Наблюдались гиперядра, содержащие один и два Λ -Г.

В принципе могли бы существовать барионы, состоящие из четырёх кварков и одного антикварка. Нек-рые из таких многокварковых состояний, а именно содержащие странный антикварк $\bar{s}$, могли бы проявляться как Г. с положит. значением странности. Экспериментально такие Г. пока не наблюдались. Не обнаружены также предсказываемые теоретически шестикварковые состояния ($\Lambda\Lambda$).

Лит.: Окунь Л. В., Лептоны и кварки, М., 1981.

С. С. Герштейн.

ГИПЕРЦЕПНОЕ УРАВНЕНИЕ — нелинейное интегр. уравнение для ф-ции распределения вероятности взаимного расположения пар молекул в газе или жидкости. Г. у. было получено в 1959 Й. ван Лёвен (J. van Leeuwen), Я. Груневелдом (J. Groeneveld) и Я. де Буром (J. de Boer) и соответствует частично суммированную диаграмм в разложении по степеням плотности (см. *Вириальное разложение*). Назв. связано с топологией диаграмм в этом приближении, к-рое иногда наз. *конфигурационным*.

Г. у. для парной ф-ции распределения $n_2(r)$ имеет вид

$$\ln n_2(r) = -\beta V(r) + n \int ds [n_2(s) - 1 - \ln n_2(s) - \beta V(s)] [n_2(|r-s|) - 1],$$

где $\beta = 1/kT$, T — темп-ра, n — плотность, $V(r)$ — потенциал взаимодействия между молекулами, $n_2(r)$ нормирована так, что $\lim_{r \rightarrow \infty} n_2(r) = 1$. Г. у. можно получить

из интегр. Орнштейна — Цернике уравнения, связывающего парную ф-цию распределения с прямой корреляционной функцией $C(r)$, если сделать предположения о существовании функциональной связи между ними:

$$C(r) = n_2(r) - 1 - \ln n_2(r) - \beta V(r).$$

Г. у. даёт возможность получить приближённое урн. состояния плотного газа или жидкости в области, где справедлива классич. статистич. механика. В Г. у. учитываются больше диаграмм, чем в Перкуса — Йевики уравнении, однако оно не приводит к лучшим числ. результатам.

Лит.: Физика простых жидкостей. Статистическая теория, пер. с англ., М., 1971, гл. 2; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 6; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 8.

Д. Н. Зубарев.