

основном из странных кварков  $s$  и антикварков ( $\bar{s}$ ), и объяснить подавление взаимодействия этих мезонов с адронами, состоящими из  $u$ -,  $d$ -кварков, — т. н. *правило Цвейга* [Дж. Цвейг (G. Zweig), 1964].

Модель, в к-рой принимается, что почти вся масса адрона сосредоточена в кварках, наз. моделью конституентных кварков. Конкретные реализации этой модели отличаются предположениями о характере взаимодействия между кварками [1—3]. Наблюдаемые свойства адронов удаётся количественно описать, если принять, что силы между кварками зависят в основном от расстояния между ними. При этом волновая ф-ция адрона приобретает дополнит. симметрию относительно перестановки спинов кварков: из  $SU(3)$ -симметрии адронных состояний возникает унитарная симметрия  $SU(6)$ . Осн. состояние бариона полностью симметрично относительно перестановки кварков (вместе с их спинами), но антисимметрично относительно перестановки *цветов* кварков. Оно соответствует представлению 56 группы  $SU(6)$  и включает октет по группе  $SU(3)$  со спин-чётностью  $J^P = 1/2^+$  (всего 16 состояний, включая спиновые степени свободы) и декуплет  $3/2^+$  (всего 40 состояний). На опыте наблюдаются также барионы, группирующиеся в мультиплет 70 группы  $SU(6)$ : октеты  $3/2^-$ ,  $1/2^-$ , декуплет  $1/2^-$  и синглет  $1/2^-$ . Для мезонов состояния пары  $q\bar{q}$  классифицируются по орбитальному моменту  $l$  и спину пары, что позволяет вычислить спин, пространственную чётность и *зарядовую чётность* мезонов. На опыте наблюдаются все псевдоскалярные ( $0^-$ ) и векторные ( $1^-$ ) мезоны, принадлежащие мультиплету с  $l=0$ , а для мезонов с  $l=1$  полностью заполнен только мультиплет тензорных мезонов. Согласно с опытом расчёты магн. моментов мезонов и барионов, соотношения между ширинами полупентонных распадов, между сечениями рассеяния адронов, входящих в один  $SU(6)$ -мультиплет, между сечениями рассеяния мезонов и барионов. Примером является отношение сечений  $\sigma_{pp}/\sigma_{p\bar{p}} = 9/8$  (в  $pp$ -рассеянии возможны 9 однократных столкновений кварков, а в  $p\bar{p}$  — только 6). При соответствующем выборе взаимодействия между кварками удаётся количественно описать возбуждённые состояния адронов, их динамич. характеристики типа эл.-магн. *форм-факторов*. Ряд проблем, поставленных К. м. адронов ( $SU(6)$ -симметрия, природа правила Цвейга и др.), удалось понять только с появлением *квантовой хромодинамики* (КХД). Однако не выяснено, совместимы ли с КХД предположения о существовании конституентных кварков и о феноменологич. динамике их взаимодействия. Конституентные кварки качественно отличаются от элементарных кварков (их называют также токовыми кварками), изучаемых в жёстких процессах. Наличие в сильном взаимодействии приближённой *киральной симметрии* — проявление малости массы токовых  $u$ -,  $d$ -кварков по сравнению с массой конституентного кварка.

Попыткой учесть динамику кварков в духе КХД является модель мешков [3]. В этой модели вводится представление о двух фазах адронного вещества. Первая фаза — вакуум КХД, к-рый содержит конденсат глюонных и кварковых полей (см. *Вакуумный конденсат, Правила сумм*). Предполагается, что в вакууме невозможно распространение свободных кварков и глюонов. Вторая фаза соответствует области внутри адрона. Адрон представляется как пузырь, удерживаемый внутр. движением почти свободных кварков и глюонов от схлопывания из-за внеш. давления вакуума. В модели мешков удаётся рассчитать в согласии с опытом статич. характеристики адронов: магн. моменты, массы и т. д. В отличие от модели конституентных кварков, в модели мешков значит. часть массы адрона распределена по его объёму. Модель мешков не является внутренне согласованной: из-за жёсткой формы мешка в ней не соблюдается принцип причин-

ности, не учтено спонтанное нарушение киральной симметрии в КХД.

В целом проблема построения последовательной К. м. не решена. Осн. трудности в построении кварк-глюонной модели адрона обусловлены отсутствием эфф. методов работы с ур-ниями КХД в области сильной связи. Из-за свойства *асимптотической свободы* в КХД наиб. последовательным является описание адронов, содержащих тяжёлые кварки  $c, b, \dots$  (см. *Кварконовый*).

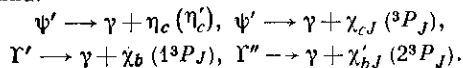
Лит.: 1) Левин Е. М., Франкфурт Л. Л., Нерелятивистская модель кварков, «УФН», 1968, т. 94, с. 243; 2) Коккедэ Я., Теория кварков, пер. с англ., М., 1971; 3) Клоуз Ф., Кварки и партоны, пер. с англ., М., 1982.

М. Стрикман, Л. Л. Франкфурт.

**КВАРКОНИЙ** — мезон, состоящий из тяжёлого кварка и его антикварка.

Интенсивное эксперим. и теоретич. исследование К. началось после обнаружения в 1974 долгоживущей  $J/\psi$ -частицы [1] и последующей серии открытий родственных ей частиц с массами в интервале ок. 3—4 ГэВ. Все эти частицы принадлежат семейству, соответствующему уровням чармония [2] — системы, подобной *позитронию* и состоящей из очарованного ( $\text{charm}$ ) кварка  $c$  и его антикварка  $\bar{c}$ . В 1977 было обнаружено семейство *ипсилон-частиц* ( $\Upsilon$ ) [3]. С этим открытием утвердился новый, ещё более тяжёлый, прелестный (*beauty*), или красивый,  $b$ -кварк.  $\Upsilon$ -частицы являются при этом уровнями системы  $b\bar{b}$  — ипсилона (называемой также *боттомнием* от др. наименования  $b$ -кварка — *bottom*, т. е. нижний кварк в новом кварковом дублете; см. *Поколения фермионов*).

Для классификации уровней К. принято использовать спектроскопич. обозначения  $(n_r + 1)2S+1L_J$ , где  $n_r$  — радиальное квантовое число,  $J$  — полный угл. момент системы, составленный из орбитального момента  $L$  и спинового  $S$ ; при этом пространств. чётность  $P = (-1)^{L+1}$ , *зарядовая чётность*  $C = (-1)^{L+S}$ . Частицы  $J/\psi$  и  $\Upsilon$  являются осн. векторными состояниями К.  $^3S_1$ . На опыте векторные К. наблюдаются как резонансы в  $e^+e^-$ -аннигиляции, а также в спектрах масс лептонных пар, образованных при адрон-адронных столкновениях.  $C$ -чётные состояния:  $^1S_0(\eta_c, \eta_c')$  и  $^3P_J(\chi_{cJ})$  проявляются в основном в радиац. распадах  $^3S_1$ -уровней типа:



Информация об уровнях чармония и ипсилона иллюстрируется рисунком. Она весьма обширна (см., напр., [5, 6]), и эта область продолжает интенсивно развиваться. В рамках метода *правил сумм в квантовой хромодинамике* [4] возможно количеств. теоретич. описание осн. аспектов физики К. Для описания уровней К. широко используется также нерелятивистская потенц. модель. В этом подходе модельный потенциал взаимодействия, связывающего тяжёлые кварки, строится так, чтобы на малых расстояниях он практически имел кулоновскую форму, а на больших расстояниях продолжал расти, обеспечивая невылетание свободных кварков [5].

Роль К. в физике элементарных частиц чрезвычайно важна, поскольку эта система может служить «пробником» сильного взаимодействия на малых расстояниях. Этот пробник уникален, т. к. он даёт прямую информацию о свойствах глюонных полей (см. *Глюоны*). В частности, распады К. являются источником глюонов, здесь могут быть исследованы их свойства и специфика процесса превращения глюонов в адроны. Кроме того, К. — удобный объект для исследования слабого взаимодействия. Напр., распады К. являются одним из важных источников информации о разл. экзотич. объектах, возникающих в теории, — *Хиггса бозонах, аксионах* и т. д. [6].

Существенное влияние на развитие теории может оказать обнаружение и исследование К., построенного из