

параллельны, то получаем 10 состояний  $3/2^+$ , образующих декуплет.

Мы не будем рассматривать динамические следствия модели кварков и некоторые присущие ей трудности, отсылая читателя к соответствующей литературе<sup>1)</sup>. Остановимся коротко лишь на проблеме реальности существования этих необычных частиц. Если кварки действительно существуют, то их мир должен быть почти не зависимым от обычного: из дробности заряда вытекает, что самый легкий из кварков должен быть абсолютно стабильным, причем рождаться они могут только в виде пары кварк—антикварк, например, в результате бомбардировки обычной материи космическими лучами. Поэтому с течением времени общее количество кварков, содержащихся в земной коре и в водах океана должно постепенно увеличиваться. Однако многочисленные попытки найти эти «реликтовые» кварки с помощью прецизионной аппаратуры пока успехом не увенчались. Не удалось открыть их и в экспериментах на ускорителях—установлена лишь нижняя граница для их массы:  $m_q > 5 \text{ Гэв}$  ( $5 \cdot 10^3 \text{ Мэв}$ ). Это говорит о том, что если адроны действительно построены из кварков, то их энергия связи должна быть колоссальной. В такой ситуации все большее число физиков (в том числе и сам Гелл-Манн) начинает склоняться к мысли, что если кварки и существуют, то они не могут находиться в свободном состоянии, а подобны квазичастицам, например, фононам, в твердом теле. Некоторые крупные ученые (Гейзенберг, Чью и др.) относятся к гипотезе кварков резко отрицательно.

Но, несмотря ни на что, модель кварков является весьма привлекательной и даже в самом худшем случае она является очень удобным математическим инструментом для формулировки унитарной симметрии. Ближайшее будущее должно дать ответ на один из кардинальных вопросов современной физики элементарных частиц: реальные ли кварки, и если да, то в каком смысле, или они являются чисто математической фикцией?

## § 142. Общая оценка унитарной симметрии

Из содержания предшествующих параграфов видно, что в последние годы физика элементарных частиц благодаря гипотезе о приближенной инвариантности сильного взаимодействия относительно группы  $SU(3)$  весьма значительно продвинулась

---

<sup>1)</sup> См., например, обзор Е. М. Левина и Л. Л. Франкфурта в УФН 94, 243 (1968) и достаточно популярный обзор Я. Б. Зельдовича в УФН 86, 203 (1965).

вперед. Успехи унитарной симметрии многочисленны и впечатляющи.

1. Все стабильные адроны и низко лежащие резонансы размещены по унитарным мультиплетам, члены которых обладают одним и тем же спином, четностью и барионным числом: октуплет мезонов  $0^-$ , октуплет барионов  $1/2^+$ , декуплет  $3/2^+$ , нонулеты мезонных резонансов  $1^-$  и  $2^+$  и некоторые другие. Не обнаружено ни одной частицы, которую в принципе нельзя было бы поместить в один из унитарных мультиплетов не очень высокой размерности.

2. Весьма привлекательной является модель кварков, которая позволяет построить все адроны из трех фундаментальных частиц и их античастиц.

3. Получены отличные массовые формулы для изомультуплетов, лежащих внутри одного унитарного мультиплета, которые очень хорошо согласуются с эмпирическими данными.

4. Удалось установить целый ряд соотношений между константами связи барионов с мезонами, которые в большей части еще требуют экспериментальной проверки.

5. Выведены соотношения между сечениями различных процессов; при аккуратном учете некоторых дополнительных обстоятельств ни одно из них не находится в резком несогласии с экспериментом.

6. При учете электромагнитного взаимодействия получены массовые формулы для отдельных членов изомультуплетов, входящих в унитарный мультиплет. Например, из теоретического соотношения

$$(m_n - m_p) - (m_{\Sigma^0} - m_{\Sigma^-}) = m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^+} \quad (142,1)$$

был предсказан знак разности масс  $\Xi^0$ - и  $\Xi^-$ -гиперонов. Впоследствии это предсказание было подтверждено экспериментально.

7. Выведены соотношения между магнитными моментами барионов, принадлежащих одному унитарному мультиплету. В частности, показано, что для членов октуплета  $1/2^+$  имеют место равенства

$$\mu_p = \mu_{\Sigma^+}; \quad \mu_{\Xi} = \mu_{\Sigma^-}; \quad \mu_n = 2\mu_{\Lambda} = -2\mu_{\Sigma^0}. \quad (142,2)$$

8. Наконец, Каббиво в схему унитарной симметрии удалось включить и слабое взаимодействие, благодаря чему эта теория приобрела известную стройность и законченность.

Первые пять пунктов обсуждались в § 138—141, а на остальных мы не останавливаемся, отсылая читателя к литературе<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> См., например, монографию Нгуен Ван Хьеу, Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц, Атомиздат, 1967.

С другой стороны, гипотеза унитарной симметрии обладает рядом существенных недостатков.

1. Прежде всего, теоретико-групповая схема не содержит элементов динамики, и она должна быть лишь частью некоторой будущей теории элементарных частиц.

2. Совершенно открытым остается вопрос о природе унитарной симметрии и ее нарушения. По этому поводу высказываются различные точки зрения:

а) унитарная симметрия является фундаментальным свойством сильного взаимодействия, которое присуще ему так же, как, скажем, инвариантность относительно преобразований из группы Лоренца; в этом случае она нарушается или умеренно сильным взаимодействием, константа связи которого имеет порядок 0,1 (напомним, что константа связи сильного взаимодействия равна примерно 14) или благодаря взаимодействию с вакуумным состоянием, которое может обладать сложной структурой (так называемое спонтанное нарушение симметрии);

б) унитарная симметрия является приближенной по самой своей природе, «следствием сложной игры различных факторов»<sup>1)</sup>; в этом случае ставить вопрос о природе нарушения  $SU(3)$ -инвариантности не приходится, и требование, чтобы обязательно существовал унитарный триплет частиц — кварки, является бессмысленным;

в) существует строго унитарно-симметричное сверхсильное взаимодействие, а  $SU(3)$ -инвариантность нарушается в результате включения реального сильного взаимодействия; такая ситуация аналогична тому, что имеет место в случае изоспиновой симметрии.

3. Модель кварков в своем первоначальном варианте, описанном в § 141, содержит ряд логических трудностей. Одна из них состоит в том, что при попытке построения адронов из трех кварков пространственно-спиновая часть волновой функции оказывается антисимметричной по отношению к перестановке кварков, что является необычным для низшего состояния. При попытке преодолеть эту трудность кварку приписывалось новое квантовое число, что эквивалентно рассмотрению не трех, а девяти кварков, благодаря чему стройность и изящество построения теряются. Были даже предложения считать, что кварки удовлетворяют не статистике Ферми — Дирака, а некоторой новой, так называемой парастатистике, в которой числа заполнения могут принимать, скажем, значения 0,1 и 2.

4. Унитарно-симметричная схема обладает целых рядом других, не столь принципиальных, но все же существенных недостатков, которые мы просто перечислим:

<sup>1)</sup> Дж. Чью, Аналитическая теория S-матриц, «Мир», 1968.

а) не вполне ясна ситуация с размещением по мультиплетам высших резонансных состояний, например, не выяснен вопрос, куда следует помещать частицу  $\Lambda_{1405}$ , имеющую спин  $1/2^-$ ;

б) нет окончательного решения проблемы  $\omega - \phi$ -смешивания;

в) остается вопрос, почему же все-таки в массовую формулу для барионов входит сама масса, а в массовую формулу для мезонов — ее квадрат;

г) существует явное противоречие между огромной точностью массовой формулы для декуплета  $3/2^+$  и плохими соотношениями для вероятностей распада этих резонансов и т. д.

Следует отметить также, что по целому ряду причин рамки группы  $SU(3)$  оказываются слишком узкими:

1) она не включает барионное число;

2) параметры  $\omega - \phi$ -смешивания не предсказываются, а вводятся в теорию извне;

3) имеется ряд межмультиплетных соотношений, указывающих на корреляцию унитарных квантовых чисел с обычным спином; так, например, параметры, входящие в формулу Окубо (140,10) для октуплета и декуплета барионов, оказывается почти равными, имеет место массовая формула

$$m_{K^*}^2 - m_p^2 = m_K^2 - m_\pi^2, \text{ и т. д.;} \quad (142,3)$$

4) некоторых физиков не удовлетворяет дробность зарядов кварков, что требует исправления соотношения Гелл-Манна — Нишиджимы путем введения в него нового квантового числа, а значит, и повышения ранга основной группы симметрии.

При попытке частичного преодоления указанных недостатков была сформулирована теоретическая схема, инвариантная относительно группы  $SU(6)$ , которая описывает и унитарную симметрию и спиновые свойства частиц одновременно. Псевдоскалярные и векторные мезоны заполняют мультиплет размерности 35 этой группы (у каждого мезона  $0^-$  одно спиновое состояние, а у мезона  $1^-$  — три спиновых состояния, так что если включить еще унитарно-скалярную частицу  $1^-$ , то всего получим  $8 \cdot 1 + 8 \cdot 3 + 1 \cdot 3 = 35$  членов мультиплета), а барионы  $1/2^+$  и  $3/2^+$  — 56-плет ( $8 \cdot 2 + 10 \cdot 4 = 56$ ). Наиболее впечатляющим результатом группы  $SU(6)$  является формула для отношения магнитных моментов протона и нейтрона:

$$\mu_n/\mu_p = -2/3 \quad (142,4)$$

(при экспериментальном значении  $-0,68$ ). Но группа  $SU(6)$  является существенно нерелятивистской и непригодна, например, для описания процессов рассеяния частиц. При попытке же ее релятивизации возникли неопреодолимые трудности.

Пути дальнейшего развития теории должен по-видимому подсказать эксперимент.

Т а б л и ц а стабильных элементарных частиц

Класс	Частица	Масса, Мэв	Спин и чет- ность	Время жизни, сек	Основные распады	S	T	T <sub>3</sub>			
Фотон $B=0$ $L=0$	$\gamma$	0	1 <sup>-</sup>	$\infty$	—	—	—	—			
	Лептоны $B=0, L=1$	$\nu_e$	0	1/2	$\infty$	—	—	—	—		
		$\nu_\mu$	0	1/2	$\infty$	—	—	—	—		
		$e^-$	0,511	1/2	$\infty$	—	—	—	—		
$\mu^-$		105,66	1/2	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$e^- \tilde{\nu}_e \nu_\mu$	—	—	—			
Мезоны $B=0, L=0$	$\pi^+$	139,58	} 0 <sup>-</sup>	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu$ $\gamma\gamma$ $\mu^- \tilde{\nu}_\mu$	} 0	} 1	+1			
	$\pi^0$	134,98		$0,89 \cdot 10^{-16}$				0			
	$\pi^-$	139,58		$2,6 \cdot 10^{-8}$				-1			
	$K^+$	493,8	} 0 <sup>-</sup>	$1,24 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu; \pi^+ \pi^0;$ $\pi^+ \pi^- \pi^+$	} +1	} 1/2	+1/2			
$K^0$	$K^0_s$	} 497,9		$0,87 \cdot 10^{-10}$				$\pi^+ \pi^-; \pi^0 \pi^0$	} -1	} 1/2	-1/2
	$K^0_L$			$5,73 \cdot 10^{-8}$							$\pi e \nu_e; \pi \mu \nu_\mu;$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0;$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$
$\eta$	548	0 <sup>-</sup>	$\sim 10^{-17}$	$\gamma\gamma; \pi^+ \pi^- \pi^0;$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0; \pi^0 \gamma\gamma$	0	0	0				
Барiony $B=1, L=0$	$p$	938,25	} 1/2 <sup>+</sup>	$\infty$	—	} 0	} 1/2	+1/2			
	$n$	939,55		$\sim 10^3$				$p e^- \tilde{\nu}_e$	-1/2		
	$\Lambda$	1115,6	1/2 <sup>+</sup>	$2,54 \cdot 10^{-10}$	$p \pi^-; n \pi^0$	-1	0	0			
	$\Sigma^+$	1189,5	} 1/2 <sup>+</sup>	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$p \pi^0; n \pi^+$ $\Lambda \gamma$ $n \pi^-$	} -1	} 1	+1			
	$\Sigma^-$	1192,6		$< 1 \cdot 10^{-14}$				0			
	$\Sigma^0$	1197,4		$1,65 \cdot 10^{-10}$				-1			
	$\Xi^0$	1314,7	} 1/2 <sup>+</sup> ?	$3 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda \pi^0$ $\Lambda \pi^-$	} -2	} 1/2	+1/2			
$\Xi^-$	1321,2	$1,74 \cdot 10^{-10}$		-1/2							
$\Omega$	1674	3/2 <sup>+</sup> ?	$\sim 1 \cdot 10^{-10}$	$\Xi \pi; \Lambda \tilde{K}^+$	-3	0	0				

Т а б л и ц а наиболее важных резонансов

Класс	Частица	Масса, Мэв	Спин и четность	Ширина <sup>1)</sup> , Мэв	Основные распады	S	T
Мезонные резонансы $B=0, L=0$	$\omega$	783	$1^-$	12	$\pi^+\pi^-\pi^0; \pi^0\gamma$	0	0
	$\varphi$	1019	$1^-$	4	$K^+K^-; K_L^0K_S^0;$ $\pi^+\pi^-\pi^0$	0	0
	$f$	1250	$2^+$	110	$\pi\pi$	0	0
	$\rho^\pm$ $\rho^0$	774 780	} $1^-$	} 128	$\pi\pi$	} 0	} 1
	$K^*$	892	$1^-$	50	$K\pi$	+1	1/2
Барионные резонансы $B=1, L=0$	$\Delta_{1236}$	1236	$3/2^+$	120	$N\pi$	0	3/2
	$\Sigma_{1385}$	1382	$3/2^+$	40	$\Lambda\pi; \Sigma\pi$	-1	1
	$\Xi_{1530}$	1530	$3/2^+$	7	$\Xi\pi$	-2	1/2

<sup>1)</sup> Время жизни  $\tau$  связано с шириной  $\Gamma$  соотношением неопределенности  $\Delta E \Delta t \sim \hbar$ , т. е.  $\tau = \hbar/\Gamma$ .