Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 2, стр. 150 – 153 20 января 1980г.

ПРОБЛЕМА СЕМЕЙСТВ ЧАСТИЦ И СОСТАВНЫЕ $SU(5)$-ДЕКУПЛЕТЫ

А.А.Ансельм

Рассмотрена модель, в которой $SU(5)$-декуплеты кварков и лептонов являются составными. Модель требует существования трех семейств (поколений) кварков и лептонов.

В настоящее время практически не существует сколько-нибудь удовлетворительного объяснения существования семейств, или поколений лептонов ($e\nu_e$, $\mu\nu_\mu$ $\tau\nu_\tau$) и кварков (ud, cs, $t?b$). Наиболее успешная схема единой классификации кварков и лептонов – $SU(5)$-симметрия (1) рассматривает каждое из семейств независимо друг от друга. В этой статье мы попытаемся сформулировать схему, с необходимостью требующую существования трех семейств частиц.

Из двух мультиплетов $SU(5)$-группы, объединяющих кварки и лептоны одного семейства, один – антиквинтет левых частиц – является фундаментальным мультиплетом, тогда как второй – декуплет – может быть образован антисимметризацией двух фундаментальных квинтетов:

$5 \times 5 = 10 + 15$. Имеется и другая возможность построить декуплет, исходя из фундаментальных пятерок: $\underset{\sim}{\bar{5}} \times \underset{\sim}{\bar{5}} \times \underset{\sim}{\bar{5}} = (\underset{\sim}{\overline{10}} + \underset{\sim}{\overline{15}}) \times \bar{5} = \underset{\sim}{10} + \underset{\sim}{\overline{40}} + \underset{\sim}{\overline{40}} + \underset{\sim}{\overline{35}}$. Декуплет представляет собой здесь полностью антисимметричную комбинацию трех антиквинтетов. Этому групповому семейству можно придать физический смысл, если предположить существование новых частиц Q_{ai} ($a = 1,..,5$, $i = 1, 2, 3$), для которых пробегающий три значения индекс i нумерует состояния ненарушенной симметрии, подобной обычной цветовой группе. Мы назовем эти частицы "квинтами", а новую группу симметрии — "группой возрастов". Радиус конфайнмента "возрастной группы" очень мал, и мы предполагаем, что кварки и лептоны, входящие в декуплет, представляют собой связанные состояния частиц Q_{ai}. Мы допустим также, что *левый* декуплет $\underset{\sim}{10}$ состоит из безмассовых квинтов с *правой* спиральностью:

$$\Psi_L^{\lambda\mu}(\mathrm{p}) \sim Q_{ai,R}(\mathrm{p}_1) Q_{\beta j,R}(\mathrm{p}_2) Q_{\gamma k,R}(\mathrm{p}_3) \epsilon^{a\beta\gamma\lambda\mu} \epsilon^{ijk} . \tag{1}$$

Очевидно, что, для этого необходимо, чтобы, грубо говоря, импульс составной частицы p был направлен по импульсу одного из квинтов (например, p_1), а два других импульса были направлены в противоположную сторону. Это может показаться странным, так как легче представить себе безмассовую частицу, состоящую из трех безмассовых частиц, летящих в одном направлении. Следует, однако, иметь в виду, что при динамическом рассмотрении, частицы могут оказаться в состояниях с отрицательной энергией, и тогда равенство нулю массы составной частицы $(p_1 + p_2 + p_3)^2 = 0$ может получиться из безмассовости квинтов: $p_1^2 = p_2^2 = p_3^2 = 0$, подобно тому, как это имеет место для свободных частиц с положительной энергией, летящих в одном направлении[1].

Пара кварков $u + d$ содержит те же квинты, что и пара $\tilde{u} + e^+$. Таким образом, возможна реакция $u + d \to \tilde{u} + e^+$ за счет простой перегруппировки квинтов. Отсюда, учитывая, что сечение этой реакции $\sigma \sim r^4 s$ (r — радиус конфайнмента группы возрастов, $\sqrt{s}$ — энергия кварков), легко найти время жизни протона $T_p \sim R^5/r^4$, где R — радиус обычного конфайнмента. Положив $r = 1/M$, мы имеем из экспериментального ограничения на время жизни протона $M \gtrsim 10^{15}$ ГэВ, что по порядку величины совпадает с массой унификации $SU(5)$-симметрии.

Поскольку естественный масштаб масс столь велик, возникает вопрос: почему наблюдаемые фермионы не имеют массы $\sim r^{-1} \sim 10^{15}$ ГэВ? Появление такой массы должно быть связано с образованием конденсата из квинтов $\langle Q_{ai,R} Q_L^{\beta i} \rangle \neq 0$ подобно тому, как генерация нуклонной массы связана с образованием конденсата из кварков: $\langle \bar{u}_R^i u_L^i \rangle = \langle \bar{d}_R^i d_L^i \rangle \neq 0$. Однако, в рассматриваемом случае образование конденсата неизбежно должно привести к нарушению электромагнитной и цветовой групп, так как левые и правые квинты принадлежат разным представлениям $SU(5)$. Мы предположим поэтому, что такой конденсации не происходит. Тогда остается ненарушенной киральная симметрия (незави-

---

[1] Я благодарен В.Н.Грибову, указавшему мне на такую возможность, в связи с изучением им уровней фермионов во внешнем калибровочном поле при учете адлеровской аномалии.

симое фазовое преобразование левых и правых частиц), которая обеспечивает отсутствие у фермионов массы масштаба 10^{15} ГэВ.

Вводя в теорию квинты, мы вводим, тем самым, адлеровскую аномалию, если каждое из семейств рассматривается отдельно друг от друга. Аномалия, связанная с тремя *квинтетами* левых квинтов Q_L^{ai} ($i = 1, 2, 3$) могла бы сокращаться с тремя *антиквинтетами* обычных левых частиц, принадлежащих разным семействам. Для этого, однако, необходимо, чтобы квинты не имели степени свободы, указывающей на их принадлежность тому или иному семейству. С другой стороны, существует все же не один, а три левых декуплета. Мы предположим, что декуплеты — связанные состояния трех квинтов могут отличаться некоторым "главным квантовым числом" n. При этом, в силу сказанного выше, все состояния с различными n остаются безмассовыми спиральными состояниями, вплоть до включения феноменологических хиггсовских связей, связывающих составные десятки с пятерками или десятки друг с другом. Хиггсовский механизм приводит к образованию трех наблюдаемых семейств массивных фермионов плюс дополнительные безмассовые декуплеты, если только главное квантовое число не принимает ровно три значения. Сходным образом остаются безмассовыми и *все* другие трехквинтовые состояния, принадлежащие другим представлениям группы $SU(5)$. Все они, как и "лишние" декуплеты, не имеют партнеров для образования массы: частиц с тем же значением электрического и цветового заряда, но с противоположной спиральностью (единственное исключение составляет левоспиральное состояние, построеное из трех нейтральных квинтов, которое могло бы образовывать массивный фермион вместе с правым антинейтрино). Таким образом, наблюдаемые квинтеты и декуплеты исчерпывают все возможные массивные состояния. Что касается безмассовых, но заряженных частиц, то мы просто предположим, что они не могут наблюдаться. Здесь мы сталкиваемся со сложным динамическим вопросом, который не будем обсуждать в настоящей статье. Заметим, что для мезонов, построенных из квинтов, ситуация оказывается иной. Для скалярных мезонов (15-плет) типа $M^{a\beta} \sim (Q_L^{ai} C Q_L^{\beta i})$ нет ограничений, связанных со спиральностью, и поэтому можно ожидать, что их масса $\sim 10^{15}$ ГэВ. Для векторных мезонов $V_\beta^a \sim (Q_L^{ai} C \gamma_\mu Q_{\beta i, R})$ в принципе возможно образование конденсата, так как они преобразуются по вещественным представлениям $SU(5)$.

Поскольку $\mu_{\bar{R}}$ является "радиальным" возбуждением $e_{\bar{R}}$, между ними разрешен, вообще говоря, электромагнитный переход. Он обусловлен током вида: $a(q^2)\bar{\mu}_R(q^2\gamma_j - \hat{q}q_j)l_R$, где $a(0) \approx r^2 \approx M^{-2}$. Отсюда следует, что распад $\mu \to e + \gamma$ на самом деле запрещен, а для $\mu \to 3e$ распада $\Gamma(\mu \to 3e)/\Gamma(\mu \to e\nu_e\nu_\mu) \approx (M_w/M)^4 \lesssim 10^{-52}$.

Таким образом, если мы рассмотрим квинтетные представления $SU(5)$, то левые частицы — квинты, являются триплетами группы возрастов, но не имеют индекса, указывающего на их принадлежность к определенному семейству. Если группа семейств (которая должна быть сильно нарушена), как и группа возрастов, есть группа $SU(2)$, то квинты представляют собой синглеты по этой группе. Наоборот, обычные правые квинтеты группы $SU(5)$ являются синглетами группы возрастов и триплетами группы семей. Все элементарные фермионы классифицируются, таким образом, по группам

$$SU(5) \times SU(2)^a_L \times SU(2)^f_L \tag{2}$$

и принадлежат двум представлениям: (5, 3, 1) и (5, 1, 3). Для античастиц, преобразующихся по антиквинтетному представлению, L и R меняются местами. Из двух групп $SU(2)$, группа семей – $SU(2)^f$ сильно нарушена, а группа возрастов – $SU(2)^a$ остается точной. Преимущество использования именно групп $SU(2)$ (а не $SU(3)$) очевидно: мы избавляемся, таким образом, от адлеровских аномалий, связанных с их собственными калибровочными бозонами.

Прямое произведение киральных групп $SU(2)^a_L \times SU(2)^f_R$ изоморфно группе $SO(4)$. Поэтому мы можем написать вместо (2):

$$SU(5) \times SO(4) \tag{3}$$

и констатировать, что все элементарные фермионы $Q^a_{\mu\nu}$ принадлежат представлению $(\underset{\sim}{5}, \underset{\sim}{6})$ этих групп, где 6-антисимметричное тензорное представление группы $SO(4)$. Заметим, что хотя спиноры $Q^a_{\mu\nu}$ являются четырехкомпонентными, они удовлетворяют соотношению, вытекающему из кирального характера $SU(2)$-групп:

$$Q^a_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\gamma_5 Q^a_{\rho\sigma} . \tag{4}$$

В настоящей статье мы не будем описывать хиггсовский сектор. Поясним однако, каким образом можно естественно разрушить группу $SO(4)$ до $SU(2)^a$. Очевидно, что для этого можно использовать, например, хиггсовское поле, преобразующееся по группе $O(4)$ как правый спинор или самодуальный тензор. В первом случае все калибровочные бозоны группы семей приобретают одинаковую массу, а во втором случае – два бозона приобретают одинаковую массу, а один остается безмассовым (и должен тогда стать массивным за счет других хиггсовских связей). Нарушение группы $O(4)$ автоматически приводит к нарушению обычной четности, так как калибровочные бозоны, взаимодействующие с левыми фермионами остаются безмассовыми, а с правыми – становятся массивными. До того, как это произошло, все токи $SU(5)$-группы являются чисто векторными. Однако, левыми и правыми компонентами соответствующих спиноров оказываются, с одной стороны, квинты, а с другой – частицы, принадлежащие разным семьям.

Я благодарен В.Н.Грибову, Д.И.Дьяконову, О.В.Канчели, А.А.Мигдалу, Л.Б.Окуню, А.М.Полякову и В.М.Шехтеру за полезные обсуждения.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 декабря 1979 г.

Литература

[1] H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 32, 438, 1974.