

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

ХИГГСОВСКИЕ ЧАСТИЦЫ

А. И. Вайнштейн, В. И. Захаров, М. А. Шифман

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	537
2. Модель Вайнберга — Салама	539
а) Основные идеи (540). 1) Универсальность констант связи векторных бозонов (540); 2) Перенормируемость. Хиггсовские бозоны (541); 3) Спонтанное нарушение симметрии (543). б) Лагранжиан стандартной модели (544). в) Сравнение с опытом (546). 1) Универсальность констант (546); 2) Соотношение между массами векторных бозонов (546).	
3. Вокруг стандартной модели	547
а) Большое объединение (547). б) «Естественные» и «неестественные» модели (548). в) Законы сохранения в моделях со спонтанным нарушением симметрии (550). г) Масса хиггсовских бозонов (551). 1) Нижний предел на массу (551); 2) Верхний предел на массу (552); 3) Иерархия масс (552). д) Классические возбуждения вакуумного конденсата (553). 1) Космологические следствия (553); 2) Магнитный монополю Полякова — т'Оффа (554).	
4. Низкоэнергетические теоремы	556
а) Распад хиггсовского бозона на два глюона (556). б) Константа связи хиггсовского бозона с нуклоном (557). в) Распад хиггсовского бозона на два фотона (558). г) Рождение нескольких скалярных частиц (559).	
5. Как искать хиггсовские бозона	559
а) Хиггсовские бозоны в распадах других частиц (559). 1) К-и η -мезоны (559); 2) Тяжелый кварконий (560). б) Прямое рождение Н-бозонов в e^+e^- -столкновениях (561). в) Кварковый механизм рождения Н-бозонов в pp -столкновениях (562). г) Глюонный механизм рождения Н-бозона (563). д) Время жизни и моды распада (564). е) Заряженные скалярные частицы (565).	
6. Аксион	566
а) CP -инвариантность сильных взаимодействий (наивный подход) (566). б) Роль регуляторных полей (567). в) θ -член и нарушение CP -инвариантности (568). г) $U(1)$ -симметрия и аксион (568).	
7. Новое сильное взаимодействие в области энергии 1 ТэВ — альтернатива хиггсовским бозонам.	570
а) Динамическая масса (570). б) Новое сильное взаимодействие (571). в) Псевдоголдстоуновские мезоны (572). г) Проблема безмассовых частиц (572).	
8. Заключение	573
Цитированная литература	573

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные о слабых взаимодействиях описываются локальным четырехфермионным взаимодействием. Однако современные теории¹ исходят из того, что первичное взаимодействие — юкавского типа, и включают новые частицы: промежуточные векторные ($W^\pm$, Z^0) и скалярные (Н) бозоны. Существование векторных бозонов, хотя и не доказано опытом, кажется очень естественным: слабое взаимодействие имеет V,

А-структуру, амплитуды известных процессов факторизуются. Не случайно гипотеза о векторных бозонах высказана много лет назад.

В отличие от векторных бозонов, скалярные (или хиггсовские) частицы — которые составляют предмет нашего обзора — никак не проявляются в опытах при доступных энергиях. Наиболее вероятно, что взаимодействия фермионов с хиггсовскими бозонами сохраняет четность, странность и другие аддитивные квантовые числа. Кроме того, константы взаимодействия дополнительно малы, так что обмены скалярными частицами практически не важны.

Поэтому элементарные скалярные частицы предстают сейчас чистым порождением теоретической фантазии. Тем не менее отказаться от них трудно, и обнаружение скалярных бозонов подтвердило бы теорию в ее наименее тривиальных конструкциях.

Зачем же нужны хиггсовские бозоны? Грубо говоря, чтобы: а) построить перенормируемые модели слабых взаимодействий и б) объяснить неуниверсальность масс частиц.

Оказывается, что теория с одними векторными бозонами не замкнута. В ней легко описать наблюдаемые явления в первом порядке по фермиевской константе G_F , но графики высших порядков расходятся.

Более того, константы связи векторных полей «чересчур» симметричны. Дело в том, что только теория калибровочных векторных полей перенормируема². А это значит, что константы связи $W^\pm$, Z^0 универсальны подобно тому, как универсальны электрические заряды. Более того, согласно современным взглядам, сильные взаимодействия также переносятся калибровочными полями, глюонами. Единственным источником неуниверсальности остаются скалярные частицы. Не универсальны массы кварков и лептонов, и полагают, что скалярные частицы ответственны за возникновение масс. Причем масса возникает не за счет испускания и поглощения квантов скалярного поля, а за счет взаимодействия с классической, разлитой во всем пространстве, частью скалярного поля.

Скалярные частицы переживают сейчас вторую молодость. Хотя модель Вайнберга — Салама, которая вводит эти частицы в реалистическом контексте, была предложена более 11 лет назад, решающие опыты по ее проверке проведены в последние годы³. Сейчас появилась уверенность в том, что модель правильно описывает низкоэнергетические эксперименты (низкими считаются энергии, при которых не рождаются промежуточные бозоны). Недавно создателям этой модели — С. Глэшоу, С. Вайнбергу и А. Саламу — была присуждена Нобелевская премия.

Конечно, в ближайшие годы будут затрачены весьма значительные усилия, чтобы открыть промежуточные бозоны непосредственно. Успех охоты за векторными бозонами кажется сейчас предопределенным. Более того, их массы можно надежно предсказать:

$$m_W^2 \approx 80 \text{ ГэВ}, \quad m_Z \approx 90 \text{ ГэВ}.$$

О массе скалярного бозона можно сказать очень мало. Если есть один бозон, то

$$m_H > 7-8 \text{ ГэВ}.$$

Отметим отсутствие верхнего предела на массу. Эта теоретическая неопределенность может обернуться и богатством спектра хиггсовских бозонов: могут быть относительно легкие и нейтральные, и заряженные скалярные частицы, они могут даже жить не опознанными среди уже наблюдавшихся состояний.

Для теоретика хиггсовские мезоны представляют особый интерес, поскольку они относятся к той части теории, которая не кажется сейчас

безусловной и может быть как-то изменена в будущем. Хиггсовские бозоны затрагивают много тайн современной физики.

Поэтому подробный обзор по хиггсовским бозонам был бы сейчас весьма уместен. Наша цель скромнее. Обзор как бы включает два экскурсионных маршрута для интересующихся теорией и экспериментальными следствиями. Оба начинаются в гл. 2, где излагается «стандартная» модель Вайнберга — Салама. Эта глава может рассматриваться как расширенное введение. Оценки сечений рождения хиггсовских бозонов и вероятностей различных их распадов даются затем в гл. 5 «Как искать хиггсовские бозоны», которую можно читать сразу вслед за гл. 2. Гл. 3, 6, 7 («Вокруг стандартной модели», «Аксион», «Альтернатива хиггсовским бозонам») призваны хотя бы отчасти воссоздать атмосферу заманчивых гипотез, неопределенности и проблем, которая окружает хиггсовские бозоны. Наконец, в гл. 4 обсуждаются низкоэнергетические теоремы, которые демонстрируют, что хиггсовские бозоны, если будут обнаружены, позволят пересчитать тяжелые состояния. Эта глава относится скорее к теоретической части, хотя может пояснить и некоторые утверждения, касающиеся экспериментальных следствий.

Разумеется, в большинстве случаев мы не претендуем на полное изложение. Подробное обсуждение модели Вайнберга — Салама уже требует обзора, большего по объему, чем настоящий. Пробелы могут быть восполнены по другим источникам. Перечислим некоторые из них.

Модель Вайнберга — Салама рассмотрена в обзорах Вайнштейна и Хрипловича, Аберса и Ли, Бернстайна⁴. Возможности поиска хиггсовских бозонов впервые обсуждались в подробных оригинальных статьях Богомольного и Гайяр, Эллиса и Нанопулоса⁵. Космологические следствия теорий со спонтанным нарушением симметрии обсуждаются в обзоре Линде⁶. Сладкое и яркое изложение многих вопросов можно найти в докладах Вайнберга⁷. Из более поздних по времени материалов упомянем обзор Гайяр и лекции Эллиса⁸. Объединение слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий обсуждается в обзоре Матиняна⁹. Что касается отдельных теоретических проблем (например, аксиона), то мы надеемся, что приведенные в тексте ссылки на оригинальные работы могут служить как отправные для заинтересованного читателя.

Материал обзора во многом традиционен. Так, принципиальные возможности поиска хиггсовских бозонов были уже разобраны в первых оригинальных работах. Мы перепроверили здесь числа. В выборе теоретических проблем больше простора. В частности, в других обзорах не обсуждались низкоэнергетические теоремы. Не совсем стандартно изложение проблемы аксиона. Мы также включили обсуждение критерия «естественности» той или иной модели и упомянули о возможной альтернативе хиггсовскому механизму.

2. МОДЕЛЬ ВАЙНБЕРГА—САЛАМА

Систематическое изложение естественно начать с модели Вайнберга — Салама¹, которую мы также будем называть стандартной моделью. Изучение этой модели дает общее представление о следствиях из перенормируемых теорий слабых взаимодействий. Более того, модель прекрасно согласуется с опытом, и необходимо понять, подтверждают ли данные гипотезу о существовании хиггсовских бозонов, и если да, то насколько ограничивают их свойства.

Глава состоит из трех разделов. Вначале излагаются основные идеи. Затем приведен полный лагранжиан стандартной модели и обсуждается сравнение модели с опытом.

а) Основные идеи

1) Универсальность констант связи векторных бозонов. Предполагается, что векторные бозоны, как и фотон, описываются калибровочными полями и константы их взаимодействия универсальны подобно тому, как универсальны электрические заряды¹⁰. Для заряженных токов независимость констант от сорта частиц проверена уже давно на примере β -распадов мюона и нейтрона. Теперь универсальность распространяется также на нейтральные токи. Более того, строится единая теория слабых и электромагнитных взаимодействий, т. е. считается, что константы электромагнитного и полуслабого взаимодействий одного порядка, а наблюдаемое различие в интенсивности переходов связано исключительно с массой W -бозона:

$$G_F \sim \frac{\alpha}{m_W^2},$$

где G_F — фермиевская константа, $G_F = 10^{-5} m_p^{-2}$, а $\alpha = 1/137$.

Идею универсальности не удается, однако, провести до конца, и вводятся две независимые константы связи: g — для триплета векторных полей и g' — для синглета¹¹ (причина — немного ниже). Аналогично тому, как взаимодействие фотона вводится как взаимодействие с электрическим зарядом, триплет полей взаимодействует со слабым изоспином T_W , а синглетное поле — со слабым гиперзарядом Y_W . Если фотон действительно включен в теоретическую схему, то электрический заряд должен выражаться через генераторы группы, и формула для заряда выглядит привычным образом:

$$Q = T_{3W} + \frac{Y_W}{2}. \quad (2.1)$$

Чтобы найти константу связи векторных полей с той или иной частицей, нужно знать, в какой мультиплет по группе слабого изоспина она входит. Известная выделенность левых *) частиц в слабых взаимодействиях делает естественным предположение, что только левые компоненты входят в нетривиальное представление группы слабого изоспина, а правые — синглеты.

Более детально, вводят следующие дублеты левых полей:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, \quad (2.2)$$

где e, μ, τ — заряженные лептоны, ν_e, ν_μ, ν_τ — соответствующие нейтрино, u, c, t — кварки заряда $2/3$, d', s', b' — линейные комбинации полей кварков заряда $-1/3$, например, $d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$, где θ_C — угол Кабиббо.

Перечислим также синглеты правых лептонов и кварков:

$$e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R. \quad (2.3)$$

Пользуясь соотношением (2.1), легко найти значения Y_W для каждой из частиц. Видно, кстати, почему нужно вводить две константы связи — средний заряд лептонов или кварков не равен нулю. Можно, правда, думать, что более тяжелые, пока что не наблюдаемые кварки и лептоны дополняют (2.2) до представлений со средним зарядом нуль (например, триплетов). Такие модели с одной константой и триплетом векторных полей

*) Под левыми (правыми) компонентами фермионных полей понимаются $\psi_{L,R} = (1/2)(1 \pm \gamma_5)\psi$.

были предложены¹², но экспериментальное обнаружение слабых нейтральных токов увело их с авансцены.

Выражение для лагранжиана взаимодействия с калибровочными полями, как всегда получается заменой обычной производной $\partial_\mu \psi$ на ковариантную $D_\mu \psi$:

$$D_\mu \psi = \left(\partial_\mu - ig \frac{\tau}{2} b_\mu + ig' \frac{Y_W}{2} a_\mu \right) \psi, \quad (2.4)$$

где b_μ — триплет векторных полей, a_μ — синглетное поле, τ — матрицы Паули (нормированные условием $\text{Sp } \tau_i \tau_k = 2\delta_{ik}$), которые действуют в пространстве слабого изоспина, например τ^- переводит ν_{eL} в e_{L}^- и т. д.

Формулы (2) и (4) полностью фиксируют вид взаимодействия в терминах полей b_μ , a_μ . Физическими, однако, являются состояния с определенной массой — фотон A_μ и Z^0 -бозон. Очевидно, что фотонное поле записывается как

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (-g' b_\mu^3 - g a_\mu). \quad (2.5)$$

Действительно, связь поля b_μ^3 с T_{3W} пропорциональна g , а a_μ с гиперзарядом — пропорциональна $-g'/2$. В результате A_μ взаимодействует одинаково с T_{3W} и $Y_W/2$, т. е. с электрическим зарядом (см. (2.1)). Общий множитель фиксирован условием нормировки.

Ортогональная комбинация

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g'^2 + g^2}} (g b_\mu^3 - g' a_\mu) \quad (2.6)$$

описывает Z^0 -бозон.

2) **Перенормируемость. Хиггсовские бозоны.** Перенормируемость можно понимать как утверждение о том, что амплитуды процессов, вычисленные в теории возмущений, не растут слишком быстро при больших энергиях¹³. Попытка удовлетворить этому требованию приводит к хиггсовским бозонам. Поясним это на простом примере.

Хорошо известной перенормируемой теорией является квантовая электродинамика. Оценки сечений в квантовой электродинамике можно использовать поэтому для понимания того, какое поведение сечений допустимо. Рассмотрим, например, аннигиляцию $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ при большой энергии и переданном импульсе. Из размерных соображений очевидно, что

$$\frac{d\sigma}{dt} (e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma) \sim \frac{\alpha^2}{s^2} \quad (s \sim t). \quad (2.7)$$

Константы связи векторных бозонов также безразмерны и, казалось бы, оценка сечения рождения промежуточных бозонов

$$e^+e^- \rightarrow Z^0 Z^0 \quad (2.8)$$

та же (напомним, что $s \gg m_Z^2$).

Есть, однако, еще один источник роста сечений рождения массивных частиц с энергией. Дело в том, что усреднение по спинам векторного бозона e_μ дается формулой

$$\overline{e_\mu e_\nu} = -\frac{1}{3} \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_Z^2} \right), \quad (2.9)$$

где m_Z — масса Z -бозона, k_μ — его 4-импульс (соотношение (2.9) особенно очевидно в системе покоя, $k_0 = m_Z$, $\overline{e_\mu e_k} = (1/3) \delta_{ik}$, $i, k = 1, 2, 3$).

Множители k_μ/m_Z явным образом содержат отношение E/m_Z , они могут приводить к дополнительному росту сечения и требуют специального исследования¹⁴. Отметим, что их возникновение связано с продольно поляризованными состояниями, т. е. состояниями, в которых трехмерные векторы поляризации и импульса параллельны.

Обозначим через M_μ матричный элемент испускания Z -бозона, так что $M_\mu e_\mu$ — амплитуда его рождения. Тогда величина $k_\mu M_\mu$ равна матричному элементу дивергенции источника векторных бозонов. Если источник Z -бозонов содержит аксиальный ток, то он не сохраняется:

$$\partial_\mu (\bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e) = 2im_e \bar{e} \gamma_5 e. \quad (2.10)$$

В результате сечение, отвечающее диаграммам рис. 1, а, б, недопустимо быстро растет с энергией, причем коэффициент пропорционален массе лептона.

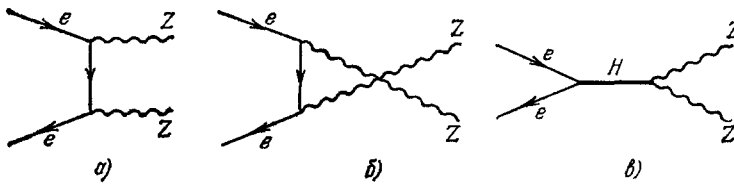


Рис. 1. Диаграммы, описывающие процесс $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

Несколько более подробно, матричный элемент, отвечающий диаграммам рис. 1, а, б, выглядит как

$$M_{\mu\nu}^{(axial)} = e_\mu^{(1)} e_\nu^{(2)} M_{\mu\nu}, \quad (2.11)$$

$$M_{\mu\nu} = -\frac{g^2 + g'^2}{16} \bar{e} \left(\gamma_\mu \gamma_5 \frac{1}{\hat{e}_1 - \hat{k}_1 - m_e} \gamma_\mu \gamma_5 + \gamma_\mu \gamma_5 \frac{1}{\hat{l}_1 - \hat{k}_2 - m_e} \gamma_\nu \gamma_5 \right) e,$$

где $e_{1,2}$, $k_{1,2}$ — импульсы лептонов и Z -бозонов, и мы удержали только аксиальную связь лептонов с Z -бозонами.

Амплитуда рождения продольных поляризованных бозонов пропорциональна (при $k_{1,2} \gg m_Z$)

$$k_{1\mu} k_{2\nu} M_{\mu\nu} = -\frac{g^2 + g'^2}{4} m_e \bar{e} e,$$

и квадратуя матричный элемент, получаем для сечения при больших энергиях

$$\frac{d\sigma^{(a+b)}}{dt} = \frac{1}{512\pi} \frac{(g^2 + g'^2)^2}{s^2} \frac{m_e^2 s}{m_Z^2} \quad (s \sim t \gg m_Z^2), \quad (2.12)$$

что недопустимо в перенормируемой теории (ср. с (2.8)).

Таким образом, без дополнительных частиц теория неудовлетворительна. Возможный выход заключается во введении скалярных частиц, которые взаимодействуют с лептонами пропорционально их массе. Если записать лагранжиан их взаимодействия как

$$\mathcal{L}_h = c_e H \bar{e} e + c_Z H Z_\mu Z_\mu,$$

то должно быть

$$c_e c_Z = -\frac{1}{2} (g^2 + g'^2) m_e. \quad (2.13)$$

Тогда диаграмма рис. 1, в сокращает при больших энергиях обнаруженный выше рост сечения рождения продольных бозонов.

Рассматривая другие процессы, можно восстановить все константы связи хиггсовского бозона¹⁵. Мы не будем останавливаться на этом подробнее. Для нас важен, однако, уже сделанный вывод: константа связи хиггсовского бозона пропорциональна массе частицы.

3) Спонтанное нарушение симметрии. Существование частицы, взаимодействие которой с другими частицами пропорционально их массам, кажется на первый взгляд довольно экзотической гипотезой. Есть, однако, другой, с физической точки зрения более прозрачный, способ построения перенормируемых теорий, при котором полученный вывод более естествен.

Попробуем обратиться к утверждению: не взаимодействие хиггсовского бозона пропорционально массе, а, наоборот, масса частиц возникает только от этого взаимодействия и пропорциональна константе связи. Реализация предложения проста. Допустим, что у поля H есть постоянная во всем пространстве часть (как говорят, вакуумное ожидание $\langle H \rangle_0$). Тогда взаимодействие с лептоном

$$c_e H \bar{e} e$$

приводит к ненулевой массе $m_e = c_e \langle H \rangle_0$.

Поле H действительно имеет постоянную часть, если это энергетически выгодно. Например, потенциальная энергия

$$U(h) = \text{const} \cdot (H^2 - H_0^2)^2 \quad (2.14)$$

приводит к тому, что в положении минимума $H \neq 0$. На самом деле пример (2.14) не просто академический, а почти единственный, если учесть, что перенормируемое взаимодействие не может содержать более высоких степеней поля, чем H^4 .

Еще к более интересному результату приводит приложение той же идеи к калибровочным полям. Во-первых, калибровочное поле приобретает массу. Во-вторых, приобретение массы не может не сопровождаться перестройкой степеней свободы. Действительно, у безмассового векторного поля две независимые поляризации, а у массивного — три.

Поясним сказанное на простейшем примере¹⁶, одного безмассового векторного поля, взаимодействующего с заряженным скаляром ϕ (обозначение H сохраняем за хиггсовским бозоном стандартной модели). Мы начинаем с системы с четырьмя степенями свободы: две у безмассового векторного поля b_μ и две у заряженного скалярного поля ϕ . Если $\langle \phi \rangle_0 \neq 0$, то система эквивалентна одному массивному векторному полю (три степени свободы) и одному нейтральному скалярному полю (одна степень свободы).

Доказательство утверждения очень простое. Лагранжиан имеет вид

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + (\partial_\mu \phi^+ - i e b_\mu \phi^+) (\partial_\mu \phi + i e b_\mu \phi) - U(\rho), \quad (2.15)$$

где потенциальная энергия $U(\rho)$ зависит только от модуля $\rho^2 = \phi^+ \phi$ (см. (2.14)) и обеспечивает $\langle \phi \rangle_0 \neq 0$. Ясно, что у поля b_μ возникает тогда масса. Так, в теории возмущений пропагатор векторной частицы заменяется на

$$\frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \rightarrow \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} + \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) \frac{2e^2 |\langle \phi \rangle_0|^2}{q^2}, \quad (2.16)$$

где второй член отвечает диаграммам рис. 2. Выражение (2.16) можно представлять себе как первый член разложения по массе пропагатора

$$\frac{g_{\mu\nu} - (q_\mu q_\nu / q^2)}{q^2 - m^2} + \text{продольные члены, где } m^2 = 2e^2 |\langle \phi \rangle_0|^2.$$

Продольные члены $q_\mu q_\nu$ на самом деле не важны из-за сохранения тока, источника поля b_μ .

Нетрудно переписать лагранжиан (2.16) в терминах новых полей и в общем виде, не прибегая к теории возмущений. Обозначая

$$c_\mu = b_\mu - \frac{i}{e} \partial_\mu \ln \varphi, \quad (2.17)$$

имеем

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \cdot 2e^2 \rho^2 c_\mu^2 + (\partial_\mu \rho)^2 - U(\rho), \quad (2.18)$$

где напряженность $F_{\mu\nu}$ выражается через c_μ обычным образом, так как b_μ и c_μ отличаются на калибровочное преобразование.

Видно, что лагранжиан (2.18) описывает поле c_μ с массой $\sqrt{2}e |\langle \varphi \rangle_0|$ и скалярное нейтральное поле ρ .

Выше мы изложили работы Энглера и Браута и Хиггса 1964 г.¹⁶ заметим, что первая выполнена на месяц раньше). Именно эти работы

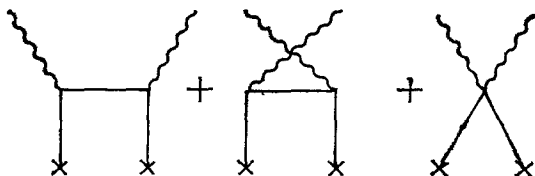


Рис. 2. Диаграммы, описывающие поляризационный оператор абелевого векторного поля b_μ (волнистая линия), взаимодействующего с заряженным скалярным полем φ (сплошная линия). Линии с крестиком отвечают вакуумному среднему $\langle \varphi \rangle_0$.

проложили путь к введению в теорию слабых взаимодействий скалярных бозонов (Вайнберг и Салам, 1967 г.¹⁷), которые теперь называются хиггсовскими бозонами.

Рассмотренный пример относится к абелеву полю («фотоны»). Выкладки, однако, сразу обобщаются и на случай неабелева поля¹⁷ (триплет векторных полей изотопической группы и т. д.).

Ясно, что скалярные поля

должны обладать соответствующим зарядом, например, быть дублетами по группе изоспина.

Очень важно, что концепция спонтанного нарушения симметрии делает наглядным утверждение о перенормируемости теорий типа Вайнберга — Салама. Действительно, для перенормируемости важно поведение амплитуд при высокой энергии, или большой виртуальности. В этих условиях можно пренебречь постоянной частью скалярного поля, и графики Фейнмана для массивной теории сводятся фактически к графикам Фейнмана для системы безмассовых векторных полей и скалярных полей. Известно, что такая теория перенормируема.

Вывод общий к разделам 2) и 3): калибровочные модели со спонтанным нарушением симметрии перенормируемы. В таких моделях наряду с векторными возникают также скалярные бозоны.

б) Лагранжиан стандартной модели

После предварительного обсуждения предыдущего раздела лагранжиан стандартной модели не должен вызывать недоумения:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} b_{\mu\nu} b_{\mu\nu} - \frac{1}{4} a_{\mu\nu} a_{\mu\nu} + (D_\mu \varphi)^\dagger D_\mu \varphi - U(\varphi) + \\ & + \sum_k (\bar{L}_k i \hat{D} L_k + \bar{R}_k i \hat{D} R_k) - \sum_{i,k} h_{ik} (\bar{L}_i \varphi R_k + \bar{R}_k \varphi^\dagger L_i) - \\ & - \sum_{i,k} h'_{ik} (\bar{L}_i \varphi_c R_k + \bar{R}_k \varphi_c^\dagger L_i), \\ & b_{\mu\nu} = \partial_\mu b_\nu - \partial_\nu b_\mu + g [b_\mu, b_\nu], \quad a_{\mu\nu} = \partial_\mu a_\nu - \partial_\nu a_\mu; \end{aligned} \quad (2.19)$$

здесь первые два члена описывают триплет и синглет векторных полей, $b_{\mu\nu}$, $a_{\mu\nu}$ — соответствующие напряженности. Далее φ означает дублет скалярных полей,

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}, \quad \varphi_c = i\tau_2 \varphi^* = \begin{pmatrix} \varphi^{0*} \\ -\varphi^{+*} \end{pmatrix},$$

а L_i , R_i — дублет и синглет фермионных полей, например

$$L_1 \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad R_1 \equiv e_R, \quad L_2 \equiv \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad R_2 \equiv \mu_R \quad \left(\psi_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5) \psi \right).$$

Ковариантная производная была уже введена ранее (см. (2.4)). Константы h_{ih} , h'_{ih} заранее неизвестны. В отличие от g , g' они меняются от дублета к дублету.

Лагранжиан (2.19) инвариантен относительно группы $SU(2) \times U(1)$. Эта инвариантность обеспечивает перенормируемость модели. Отметим, что затравочные массы нарушали бы инвариантность, и предполагаются равными нулю. Массы возникают в результате спонтанного нарушения симметрии.

Именно, предполагается, что потенциальная энергия равна

$$U(\varphi) = -\mu^2 \varphi^+ \varphi + f^2 (\varphi^+ \varphi)^2,$$

так что решение $\varphi = 0$ неустойчиво. Напротив, в минимуме

$$\varphi_{\min} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\eta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \eta = \frac{\mu}{f^{\frac{1}{2}}} \quad (2.20)$$

и истинным полем, которое подлежит квантованию, является отклонение φ от вакуумного среднего $\varphi_{\min}$.

Можно переписать лагранжиан (2.19) в терминах массивных векторных полей. Для этого введем обозначение

$$\varphi(x) = \varphi_{\min} + \frac{1}{\sqrt{2}} (H + i\tau_2 \Psi(x)) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

и воспользуемся калибровочной инвариантностью для того, чтобы выбрать $\Psi(x) \equiv 0$ (эта калибровка называется унитарной). Тогда

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} b_{\mu\nu} b_{\mu\nu} - \frac{1}{4} a_{\mu\nu} a_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left[\frac{g^2}{4} (\eta + H)^2 b_\mu b_\mu + \frac{g'^2}{4} (\eta + H)^2 a_\mu a_\mu - \right. \\ & \left. + \frac{gg'}{2} (\eta + H)^2 a_\mu b_\mu \right] + \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial_\mu H - \mu^2 H^2 - \mu f H^3 - \frac{f^2}{4} H^4 + \\ & + \text{фермионная часть.} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Лагранжиан (2.22) описывает два заряженных векторных поля $W_\mu^\pm = (b_\mu^1 \mp ib_\mu^2)/\sqrt{2}$ с массой $m_W^2 = g^2 \eta^2/4$, два нейтральных векторных поля A_μ , Z_μ (см. (2.5), (2.6)) с массами

$$m_A^2 = 0, \quad m_Z^2 = \frac{g^2 + g'^2}{4} \eta^2$$

и скалярное поле с массой $m_H^2 = 2\mu^2 = 2f^2 \eta^2$.

Лагранжиан (2.22) позволяет въявь вычислять древесные графики, что достаточно для наших целей. С процедурой квантования можно ознакомиться, например, по обзору Аберса и Ли⁴.

в) Сравнение с опытом

В стандартной модели все наблюдаемые сечения выражаются через константу $G_F = g^2/4\sqrt{2}m_W^2$ и так называемый угол Вайнберга θ_W

$$\operatorname{tg} \theta_W = \frac{g'}{g}. \quad (2.23)$$

Все данные по многочисленным нейтринным реакциям, несохранению четности в eN -взаимодействии (атомы и eN -рассеяние)³ согласуются с теорией при

$$\sin^2 \theta_W = 0,22 \pm 0,02. \quad (2.24)$$

Разумеется, обмены хиггсовскими бозонами дают при этом малый вклад $\sim m_f^2/m_H^2$, так что имеющееся согласие теории с опытом не может служить доказательством их существования. Есть, однако, одно косвенное указание на реальность хиггсовского механизма генерации масс. Для обсуждения удобно разбить все имеющиеся проверки теории на два класса: проверка универсальности констант и соотношений между массами.

1) **Универсальность констант.** Универсальность заряженных токов проверена давно. Для нейтральных токов возникают новые предсказания. Из определения поля Z (см. (2.6)) следует, что его источником служит

$$\frac{1}{2} T_{3W} - \sin^2 \theta_W \cdot Q_A \quad (2.25)$$

и это предсказание не зависит от массы Z -бозона, которую в общем случае следовало бы рассматривать как свободный параметр. Видно, в частности, что нейтральный аксиальный ток является компонентой изовектора. Подавляющее большинство проверок модели Вайнберга — Салама сводится к проверке (2.25).⁴

2) **Соотношение между массами векторных бозонов.** Помимо универсальности констант, модель предсказывает определенное соотношение между массами W - и Z -бозонов:

$$\frac{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}{m_W^2} = 1, \quad (2.26)$$

в то время как обработка данных приводит к $0,98 \pm 0,05$.

Разумеется, соотношение (2.26) непосредственно следует из лагранжиана (2.22). Ввиду важности соотношения (2.26) поясним, однако, элементарным образом, почему оно возникает.

Перенормируемость требует, чтобы константа взаимодействия хиггсовского бозона была пропорциональна массе частицы (см. (2.18)). Подбирая константы, это требование легко выполнить во всех случаях, кроме калибровочных полей: константы их связи универсальны и не могут быть изменены. Поэтому единственный способ удовлетворить требованию и универсальности констант векторных бозонов, и их пропорциональности массе — это потребовать определенного соотношения между массами. Так мы приходим к (2.26).

Следует, однако, еще раз вернуться к фразе «константы связи калибровочных полей фиксированы». Они фиксированы, если указано представление, по которому преобразуется то или иное поле. До сих пор мы исходили из того, что скалярные поля принадлежат дублету. Тогда возникнет соотношение (2.26). Если, скажем, ввести квартет скалярных частиц, то будет

вполне определенное, но другое соотношение между массами (оно будет отличаться коэффициентом от (2.26)). С другой стороны, столь же очевидно, что если ввести несколько хиггсовских дублетов, то ничего не изменится, поскольку константа связи калибровочного поля с частицей зависит только от представления, к которому относится частица.

Таким образом, мы приходим к важному *выводу*: хиггсовские частицы принадлежат к одному или нескольким дублетам *) группы $SU(2)_W \times U(1)_W$.

Если же делать заключение ко всей этой главе, то надо отметить, что опыты при ультранизких энергиях (по сравнению с массой W, Z) позволили проверить удивительно много: не только универсальность констант но и, отчасти, механизм генерации масс. Нельзя, конечно, исключить, что все согласие теории с опытом случайно, и модель будет оставаться гипотезой во всяком случае до обнаружения промежуточных векторных и скалярных бозонов.

3. ВОКРУГ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

В настоящей главе обсуждаются отдельные теоретические проблемы: единственна ли модель Вайнберга — Салама; если нет, то как выбрать правильную модель; что можно сказать о числе и массе хиггсовских бозонов; можно ли узнать, что в вакууме есть конденсат скалярных полей — таков список вопросов, которые мы отобрали среди тех, которые неизбежно возникают у каждого «выучившего» модель Вайнберга — Салама. Вопросы не имеют исчерпывающих ответов. Поэтому нашей целью будет обсуждение принципиальных возможностей, а не чисел. Как уже упоминалось во введении, собственно экспериментальные следствия отнесены к гл. 5

а) Б о л ь ш о е о б ъ е д и н е н и е

Модель Вайнберга — Салама — отнюдь не единственный вариант перенормируемой теории слабых взаимодействий. Используя те же основные принципы, легко сделать производство новых моделей поточным. Можно менять исходную группу инвариантности лагранжиана, мультиплеты, к которым относятся фермионы и скалярные поля (попытку классификации моделей см. в ¹⁸). Главным критерием отбора здесь служит согласие с опытом. Основная трудность в выборе правильной модели заключена в том, что в теориях со спонтанным нарушением симметрии один мультиплет объединяет частицы с совершенно разной массой.

Естественно, что наибольший интерес привлекают модели, которые пытаются решить хотя бы некоторые из фундаментальных проблем, оставшихся пока в стороне. Нельзя, в частности, не упомянуть о так называемом «большом объединении», которое включает сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия ^{19, 20} (см. также обзор ⁹).

Основная идея состоит в том, что на очень малых расстояниях все взаимодействия описываются одной константой и лагранжиан обладает инвариантностью, объединяющей все известные нам сейчас симметрии. Например, в модели ²⁰ «большого объединения» группа симметрии лагранжиана $SU(5)$ включает в себя как подгруппы $SU(3)_{\text{цвет}}$ сильных взаимодействий и $SU(2)_W \times U(1)_W$ модели Вайнберга — Салама

*) Возможное существование нескольких разных мультиплетов хиггсовских частиц, так что соотношение (2.26) выполнено приближенно и случайно не обсуждается по «эстетическим» соображениям.

Чтобы объяснить наблюдаемое на опыте различие констант связи, приходится предположить, что на некотором масштабе масс M , характеризующем массы супертяжелых векторных бозонов, происходит первое спонтанное нарушение симметрии, так что на расстояниях, больших чем $1/M$, можно пренебрегать только массами калибровочных полей, отвечающих $SU(3)_{\text{color}} \times SU(2)_W \times U(1)_W$. Затем, при $r \sim 1/300$ ГэВ, происходит второе спонтанное нарушение симметрии, которое описывается моделью Вайнберга — Салама.

Нетрудно оценить величину M , где происходит расщепление слабых и сильных взаимодействий ²¹:

$$\frac{\alpha_s(\mu)}{1 + 7 \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \ln \frac{M}{\mu}} = \frac{8}{3} \frac{\alpha(\mu)}{1 - \frac{10}{3} \frac{\alpha(\mu)}{2\pi} \ln \frac{M}{\mu}} \quad (3.1)$$

— левая часть представляет собой константу сильных взаимодействий, экстраполированную на малые расстояния $r \sim 1/M$, а правая — константу электромагнитных взаимодействий α , умноженную на $8/3$, на этих же расстояниях. Фактор $8/3$ представляет собой $1/\sin^2 \theta_W$ в $SU(5)$ схеме на расстояниях $r \sim 1/M$.

Так в теории возникает новый (огромный) масштаб масс:

$$M \sim 10^{16} \text{ ГэВ}. \quad (3.2)$$

Естественно, что расширение группы приводит к увеличению числа и хиггсовских бозонов. В модели с $SU(5)$ симметрией первое спонтанное нарушение связано с 24-плетом, а второе — с 45-плетом скалярных частиц. Так что число элементарных скаляров может быть большим (в некоторых вариантах оно доходит до 1000).

Однако новые частицы очень тяжелые, и в дальнейшем мы ограничимся масштабом масс ≤ 100 ГэВ, когда можно пользоваться классификацией по группе $SU(2) \times U(1)$.

б) «Естественные» и «неестественные» модели

Среди теоретических критериев, предложенных для отбора правильной теории слабых взаимодействий, наиболее интересным кажется требование «естественности» ²². Речь идет о том, чтобы фундаментальные экспериментальные факты — такие как сохранение электрического заряда, отсутствие нейтральных токов с изменением странности — воспроизводились моделью при произвольном, а не некотором специальном выборе параметров. В работе ²² выведены условия, обеспечивающие отсутствие нейтральных токов с изменением странности и других ароматов при произвольной массовой матрице кварков.

Следует иметь в виду, что эффективные нейтральные токи возникают не только за счет обмена Z -бозоном, но и за счет высших порядков (обмен парой W^+W^-), а также из-за обмена хиггсовскими бозонами. Ниже мы обсудим последний механизм, поскольку нас интересуют ограничения на спектр и взаимодействия хиггсовских частиц.

В стандартной модели требование отсутствия изменения странности при обмене хиггсовским бозоном выполнено естественным образом. Чтобы убедиться в этом, вернемся к примеру, разобранным в разделе б), 2) гл. 2 — аннигиляция фермионов в два Z -бозона. Конкретно, рассмотрим переход $\bar{s}d \rightarrow ZZ$. Странность сохраняется во взаимодействии Z -бозона,

определяемом $T_{jW} = \sin^2 \theta_W \cdot Q$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Z \propto Z_\mu \left[\frac{1}{2} \bar{d}_L^\theta \gamma_\mu d_L^\theta + \frac{1}{2} \bar{s}_L^\theta \gamma_\mu s_L^\theta - \sin^2 \theta_W \left(\frac{1}{3} \bar{d}_L^\theta \gamma_\mu d + \frac{1}{3} \bar{s}_L^\theta \gamma_\mu s \right) \right] = \\ = Z_\mu \left[\frac{1}{2} \bar{d}_L \gamma_\mu d_L + \frac{1}{2} \bar{s}_L \gamma_\mu s_L - \sin^2 \theta_W \left(\frac{1}{3} \bar{d}_L \gamma_\mu d + \frac{1}{3} \bar{s}_L \gamma_\mu s \right) \right] \\ (d^\theta = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C, \quad s^\theta = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C). \end{aligned}$$

Поэтому графики типа представленных на рис. 1, а, б, не дают вклада в процесс $\bar{s}d \rightarrow ZZ$. Из перенормируемости следует тогда и отсутствие диаграммы типа рис. 1, в. Следовательно, в теории нет вершины $\bar{s}dH$.

Иными словами, в стандартной модели диагонализация массовой матрицы приводит одновременно и к диагональному взаимодействию хиггсовских бозонов. Одновременность очевидно связана с тем, что в стандартной модели есть лишь одно хиггсовское поле и массы фермионов обусловлены ненулевым вакуумным средним этого поля. Если ввести в теорию второй изодублет скалярных полей, то, по-прежнему, диаграммы рис. 1, в запрещены условием перенормируемости при высоких энергиях. Однако отсутствие этих графиков при $s \rightarrow \infty$ означает теперь только одно условие на константы связи трех нейтральных хиггсовских бозонов. При конечных энергиях сокращение вкладов разных хиггсовских бозонов «расстраивается», и возникает, вообще говоря, разность масс K_L , K_S -мезонов в первом порядке по фермиевской константе G_F , что недопустимо с феноменологической точки зрения.

Подавление $s \rightarrow dH$ переходов можно сделать естественным в случае двух дублетов φ_1 , φ_2 , если предположить, что связь фермионов со скалярными полями выглядит следующим образом²²:

$$\begin{aligned} c_1 (\bar{u}, \bar{d}^\theta)_L \varphi_1 d_R + c_2 (\bar{c}, \bar{s}^\theta)_L \varphi_1 s_R + c_3 (\bar{u}, \bar{d}^\theta)_L \varphi_2 u_R + \\ + c_4 (\bar{c}, \bar{s}^\theta)_L \varphi_2 c_R + \text{с. л.} + \dots, \quad (3.3) \end{aligned}$$

т. е. разные хиггсовские поля дают массу кваркам с зарядами $2/3$ и $-1/3$. Тогда ситуация по отношению, скажем, к s , d -кваркам такая же, как с одним дублетом, и странность сохраняется во взаимодействии хиггсовских бозонов.

Чтобы форма (2.3) не разрушалась при учете высших порядков, необходимо существование поддерживающей ее симметрии. Такой симметрией является инвариантность относительно двух дискретных преобразований следующего вида:

$$\begin{aligned} 1) \quad \varphi_1 \rightarrow -\varphi_1, \quad s_R \rightarrow -s_R, \quad d_R \rightarrow -d_R, \\ 2) \quad \varphi_2 \rightarrow -\varphi_2, \quad u_R \rightarrow -u_R, \quad c_R \rightarrow -c_R. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Эта дискретная симметрия накладывает ограничения и на потенциал взаимодействия скалярных частиц между собой. Удовлетворяющий этим ограничениям потенциал выглядит как²³

$$\begin{aligned} U(\varphi_1, \varphi_2) = \mu_1 \varphi_1^\dagger \varphi_1 + \mu_2 \varphi_2^\dagger \varphi_2 + \lambda_1 (\varphi_1^\dagger \varphi_1)^2 + \lambda_2 (\varphi_2^\dagger \varphi_2)^2 + \\ + \lambda_3 (\varphi_1^\dagger \varphi_1) (\varphi_2^\dagger \varphi_2) + \lambda_4 (\varphi_1^\dagger \varphi_2) (\varphi_2^\dagger \varphi_1) + \lambda_5 (\varphi_1^\dagger \varphi_2)^2 + \lambda_5^* (\varphi_2^\dagger \varphi_1)^2. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Приведем теперь пример модели, в которой подавление $s \rightarrow dH$ перехода никак не может быть естественным. Предположим, что помимо дублетов левых частиц (2.2) существуют также дублеты правых кварков:

$$\begin{pmatrix} u_R \\ b_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t_R \\ d_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c_R \\ s_R \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Модели такого рода — восстанавливающие симметрию между правыми и левыми компонентами спиноров — очень интенсивно обсуждались в 1975—1978 гг. (см., например, работу ²⁴).

Легко убедиться, что в такой модели амплитуда процесса $sd \rightarrow W^+W^-$ растет недопустимым образом с энергией, если не вводить диаграммы типа рис. 1, *в*, так что перенормируемость требует связи $\bar{s}(1 + \gamma_5)dH$. Проблемы, которые приходится решать, когда сохранение странности не является естественным, подробно прослежены для этого случая в работе авторов обзора ²⁵, где мы не ограничились одной констатацией неестественности модели, но попытались выяснить, приводит ли это к прямому противоречию с опытом. Следует, однако, предупредить читателя, что сейчас модель (3.6) исключена прямыми экспериментальными данными ³.

Отметим, что в модели с двумя дублетами может, вообще говоря, не сохраняться электрический заряд. Действительно, в случае одного дублета поворотом в изотопическом пространстве вакуумное среднее можно привести к виду

$$\langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

где σ — действительное число. Важно, что вакуумное среднее есть только у одной компоненты. Определим электрический заряд так, что при указанном выборе осей верхняя компонента дублета отвечает нейтральной частице. Тогда вакуумный конденсат не заряжен и электрический заряд сохраняется в реакциях между частицами.

Если есть два дублета, то в общем случае только один из них можно привести к виду (3.7):

$$\langle \Phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} \delta \\ \eta + i\chi \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

$\sigma, \delta, \eta, \chi$ — действительные числа. При $\delta \neq 0$ сохранение электрического заряда нарушается обменами с вакуумом, фотон массивен — модель неприемлема.

Матрица вакуумных средних определяется видом лагранжиана. Нетрудно видеть, что потенциальная энергия квадратично зависит от параметра δ . Поэтому решение $\delta = 0$ обеспечивается выполнением некоторого неравенства для исходных констант в лагранжиане скалярных полей (3.5). Можно сказать, что сохранение электрического заряда в модели с двумя дублетами дается гораздо меньшей ценой, чем отсутствие нейтральных токов с изменением странности. Последнее требует не неравенств, а вполне определенных соотношений между константами взаимодействия скалярных полей с кварками, которые удается обеспечить ценой дискретной симметрии (3.4).

Подробное рассмотрение разных моделей с точки зрения их естественности (включая модели с «большим объединением») дано в работе ²⁶.

Вывод: Стандартная модель с одним дублетом скалярных полей самая естественная. В модели с двумя дублетами необходимо предполагать существование дополнительной дискретной симметрии. Есть, наконец, модели, в которых требованию естественности вообще нельзя удовлетворить (если, например, ввести дублеты правых фермионов).

в) Законы сохранения в моделях со спонтанным нарушением симметрии

Из материала предыдущего раздела у читателя не могло не сложиться впечатление, что законы сохранения в моделях со спонтанным нарушением симметрии носят довольно случайный характер и определяются свойствами скалярных полей.

Это свойство моделей кажется довольно общим. Так, в модели с двумя дублетами можно ожидать переходов с несохранением мюонного заряда (например, $\mu A \rightarrow e A'$) с вероятностью порядка 10^{-10} от обычных слабых процессов²⁷. Естественно возникает также нарушение CP -инвариантности²⁸.

Причины, в общих чертах, одни и те же. Исходный лагранжиан приводит к законам сохранения, скажем, электрического, мюонного заряда и т. д. Однако, чтобы эти законы сохранения проявлялись в виде сохраняющихся квантовых чисел, необходима соответствующая инвариантность вакуумного конденсата. Так, в рассмотренном выше примере с электрическим зарядом в случае одного дублета вакуумное среднее (3.7) инвариантно относительно умножения на фазовый множитель верхней компоненты дублета — именно эти преобразования ставятся в соответствие электрическому заряду. Увеличение числа скалярных полей естественно понижает симметрию вакуумного конденсата.

Куда же деваются исходные законы сохранения, когда нет соответствующей инвариантности вакуумного конденсата? Есть два варианта: либо возникают безмассовые голдстоуновские частицы, и исходная симметрия проявляется в низкоэнергетических теоремах для амплитуд взаимодействия этих частиц, либо рассматриваемый ток является источником векторного поля. Во втором варианте вместо голдстоуновских мод возникает продольно поляризованное состояние векторного поля — оно становится массивным. В виде сохраняющихся квантовых чисел симметрия лагранжиана проявляется при больших импульсах, где можно пренебречь массами и вакуумными средними полей.

г) М а с с а х и г г с о в с к и х б о з о н о в

С практической точки зрения важно знать, сколько весят хиггсовские бозоны. Скалярные частицы были введены в гл. 2, исходя из рассмотрения амплитуд в пределе бесконечной энергии, $s \rightarrow \infty$. Ясно, что такое рассмотрение никак не ограничивает массы и выясняет только принципиальную возможность перенормировать лагранжиан.

Для предсказания массы нужно пользоваться дополнительными соображениями. Убедительных результатов немного. В стандартной модели²⁹:

$$m_H > 7-8 \text{ ГэВ}, \quad (3.9)$$

а в моделях с несколькими дублетами могут быть и более легкие скалярные частицы.

1) Н и ж н и й п р е д е л н а м а с с у. Сначала несколько слов о том, как возникает нижний предел на массу хиггсовского бозона. В терминах параметров, входящих в лагранжиан, масса равна

$$m_H^2 = 2f^2\eta^2 \quad (3.10)$$

(см. (2.22)). Вакуумное ожидание η можно найти из массы W -бозона, $\eta = (2m_W/e) \sin \theta_W = (G_F \sqrt{2})^{-1/2}$. Что касается константы самодействия скалярных полей f^2 , то ее найти непосредственно из опыта нельзя, и, казалось бы, уменьшая f^2 , можно прийти к произвольной массе m_H .

Однако, помимо затравочного члена $f^2\varphi^4$, эффективное самодействие возникает за счет графиков с виртуальными векторными полями³⁰ (рис. 3). Поскольку константа связи скалярного поля с калибровочным векторным фиксирована, то эффективное значение f_{eff}^2 не может быть меньше, чем $f_{\text{eff}}^2 \sim e^4$, что и приводит к ограничению (3.9).

В модели с двумя дублетами знание массы m_W не позволяет определить два вакуумных ожидания $\langle \varphi_1 \rangle$, $\langle \varphi_2 \rangle$.

2) Верхний предел на массу. Разумного верхнего предела на массу m_H нет. В литературе, однако, часто цитируют условие³¹:

$$m_H < \sqrt{\frac{8\pi V^2}{3G_F}} \approx 1 \text{ ТэВ.} \quad (3.11)$$

Ограничение (3.11) возникает из требования, чтобы графики низкого порядка по константе f^2 не нарушали условия унитарности. Действительно, большой массе отвечает большая константа связи f^2 (см. (3.10)), и при $m_H \sim 1$ ТэВ взаимодействие между хиггсовскими бозонами становится сильным. Ясно, что в этом случае нужно суммировать графики Фейнмана.



Рис. 3. Диаграмма, приводящая к эффективному самодействию скалярного поля (сплошная линия) за счет обмена W-, Z-бозонами (волнистые линии).

Используется унитарная калибровка

Следует, однако, иметь в виду, что наверняка есть перенормируемые теории, в которых нельзя ограничиться первым порядком теории возмущений (хороший пример — квантовая хромодинамика). Более последовательным поэтому кажется не накладывать априорно требование малости константы f^2 , а выяснить, знаем ли мы из экспериментальных данных, что самодействие хиггсовских полей слабое.

Оказывается, что сильное взаимодействие в хиггсовском секторе практически не сказывается на эффективном фермионном лагранжиане при низких энергиях³². Причина заключается в том, что вклад высоких энергий подавлен множителем m_f^2/m_W^2 (m_f — масса фермиона).

Грубо говоря, разложение по константе связи при низких энергиях выглядит так:

$$G_F \rightarrow G_F + G_F(G_F \Lambda^2) \frac{m_f^2}{m_W^2},$$

где Λ либо порядка m_H , если m_H ниже унитарного предела, либо $\Lambda \sim G_F^{-1/2}$, если масса хиггсовского бозона очень велика. В любом случае поправка высшего порядка численно мала и не может быть использована для ограничения массы хиггсовского бозона сверху.

Поскольку масса W-бозона больше масс известных фермионов, то промежуточные векторные бозоны могли бы быть лучшим прибором для регистрации сильного взаимодействия в хиггсовском секторе. В частности, специального исследования требует вопрос о том, сохраняется ли соотношение между массами m_Z и m_W (см. (2.26)), если нет теории возмущений в хиггсовском секторе. Упомянем мнение Вайнберга³³, согласно которому сильное самодействие хиггсовских бозонов разрушает соотношение $m_W = m_Z \cos^2 \theta_W^*$. Мы, однако, не смогли придумать доказательства этого утверждения. Более того, контрпример кратко упоминается в гл. 7.

3) Иерархия масс. Новые проблемы с массами возникают в моделях с «большим объединением». Как уже упоминалось, идея объединения слабого и сильного взаимодействий подразумевает существование двух масштабов масс, которые разнятся друг от друга на много порядков:

$$\langle \varphi_1 \rangle \approx 10^{14} \langle \varphi_2 \rangle. \quad (3.12)$$

*) В недавней работе (Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 1277) С. Вайнберг отказался от своего мнения и привел аргументы в пользу того, что даже при сильном взаимодействии в хиггсовском секторе соотношение $m_W^2 = m_Z^2 \cos^2 \theta_W$ не модифицируется.

Если даже предположить, что параметры в лагранжиане подобраны соответствующим образом, то радиационные поправки, вообще говоря, разрушают соотношение (12). Подробное обсуждение этой проблемы можно найти в работах ³⁴.

Вывод: В стандартной модели хиггсовский бозон вряд ли легче 7—8 Гэв. Разумного верхнего предела на массу не существует. В моделях с «большим объединением» трудно поддержать предполагаемую иерархию масс.

д) Классические возбуждения вакуумного конденсата

До сих пор спонтанное нарушение симметрии обсуждалось только в связи с перенормируемостью слабых взаимодействий. Является концепция спонтанного нарушения симметрии просто приемом для выписывания перенормируемых лагранжианов или обладает более глубоким физическим содержанием?

Вопрос о перенормируемости решается на квантовом уровне, при рассмотрении петлевых графиков. Однако самые яркие проявления спонтанного нарушения были бы связаны с классическими возбуждениями вакуума: возможны решения классических уравнений, в которых скалярное поле отлично от $\langle \varphi \rangle_0$ и зависит от координаты. Наблюдение соответствующих эффектов представляло бы огромный интерес. Не случайно Аберс и Ли к главе о спонтанном нарушении симметрии в своем обзоре (см. ⁴) поставили эпиграфом слова Намбу: «Если моя точка зрения правильна, Вселенная может иметь нечто вроде доменной структуры. В одной части Вселенной может быть одно выделенное направление оси, а в другой части направление оси может быть другим» *).

Подробное обсуждение подобных вопросов выходит за рамки настоящего обзора. Мы ограничимся примерами нетривиальных классических решений, причем оба примера относятся к более простым, чем стандартная, моделям

1) Космологические следствия. Пример космологии в теории со спонтанным нарушением (дискретной) симметрии разобран впервые в работе ³⁵. Предположим, что есть одно скалярное поле φ , описываемое лагранжианом

$$\mathcal{L}(\varphi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \varphi)^2 - f^2 (\varphi^2 - \eta^2)^2. \quad (3.13)$$

Минимум энергии тогда отвечает либо $\langle \varphi \rangle = \eta$, либо $\langle \varphi \rangle = -\eta$.

Можно представить, однако, что в одной части пространства $\langle \varphi \rangle = +\eta$, а в другой $\langle \varphi \rangle = -\eta$. В частности, классическое решение, удовлетворяющее граничным условиям $\varphi(x) \rightarrow \pm \eta$ при $x \rightarrow \pm \infty$, имеет вид

$$\varphi(x) = \eta \tanh [V \sqrt{2} f \eta (x - x_0)]. \quad (3.14)$$

Можно сказать, что при $x = x_0$ возникла стенка, т. е. область перехода от $\langle \varphi \rangle = \eta$ к $\langle \varphi \rangle = -\eta$. Решение (3.14) описывает распределение поля φ с энергией большей, чем вакуумное: плотность энергии на единицу площади стенки равна $4V\sqrt{2}f\eta^3/3$.

В этом смысле образование стенок энергетически невыгодно. С точки зрения космологических приложений центральным поэтому является

*) Не случайно, однако, и то, что в тексте обзора космология не обсуждается.

наблюдение, что, тем не менее, стенки должны были бы обязательно образоваться. Дело в том, что в модели горячей Вселенной разные области пространства не связаны между собой причинными сигналами и выбор между возможностями $\langle \varphi \rangle = \pm \eta$ осуществлялся бы независимым образом в разных областях пространства. Можно найти минимальную плотность стенок на единицу объема.

Поскольку в стенках аккумулируется весьма значительная энергия, то их существование радикально сказалось бы на всем процессе эволюции Вселенной, что можно исключить наблюдательными данными.

Что касается реалистической, стандартной модели, то в ней стенок нет (различие в знаке $\langle \varphi \rangle$ может быть устранено калибровочным преобразованием и, следовательно, не может приводить к наблюдаемым следствиям). Космологические следствия стандартной модели, в основном, связаны со следующим наблюдением³⁶. При высокой температуре, как и при высокой энергии или сильной виртуальности, восстанавливается начальная симметрия лагранжиана. Учет этого обстоятельства может изменить сложившиеся представления о развитии Вселенной в начальные моменты времени.

Заинтересованный читатель должен обратиться к обзору Линде⁶.

2) Магнитный монополярный Полякова — Фута³⁷. Классические возбуждения хиггсовского поля могут проявляться в виде элементарных частиц нового типа, чья стабильность связана с топологией скалярного поля. Существование таких частиц обязательно для моделей с простой неабелевой группой симметрии, т. е. в моделях с одной независимой константой калибровочного взаимодействия.

Простейшая модель такого типа содержит фотон и заряженные векторные бозоны $W^\pm$, т. е. является электродинамикой W -бозона, масса которого вводится хиггсовским способом. Лагранжиан модели записывается как¹²

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + \frac{1}{2} (D_\mu \varphi^a)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 \varphi^a \varphi^a - \frac{1}{4} f^2 (\varphi^a \varphi^a)^2, \\ G_{\mu\nu}^a = & \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - e \varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \\ D_\mu \varphi^a = & \partial_\mu \varphi^a - e \varepsilon^{abc} W_\mu^b \varphi^c \quad (a = 1, 2, 3). \end{aligned} \quad (3.15)$$

Вакуумное состояние отвечает классической части поля φ^a вида $(\varphi^+, \varphi^0, \varphi^-)_{cl} = (0, F, 0)$, и поле W_μ^0 описывает безмассовый фотон, $W_\mu^\pm$ — массивный бозон, $m_W = eF$, $(\varphi^0 - F)$ — хиггсовский бозон, $m_H = \sqrt{2}fF$ (в унитарной калибровке, где $\varphi^\pm \equiv 0$).

Оказывается, что, кроме решения с φ_{cl}^a , не зависящим от координат, есть другие устойчивые классические решения. Предположим, что направление изовектора φ^a в изотопическом пространстве зависит от пространственных координат следующим образом:

$$\varphi^a = \varphi(r) r^a. \quad (3.16)$$

Калибровочная инвариантность позволяет выбором калибровки направить поле φ^a в любой точке по заданному направлению. Однако необходимо, чтобы угол поворота был непрерывной функцией точки пространства. Легко понять, что поле (3.16) нельзя «причесать» к одному направлению во всем пространстве непрерывным преобразованием. Поляков образно назвал такой объект ежом.

Различие между обычным вакуумом и полем (3.16) носит топологический характер и может быть связано с так называемым топологическим зарядом. Ясно, что решение с наименьшей энергией и низшим ненулевым топологическим зарядом устойчиво. Пример такого решения был фактически приведен в предыдущем разделе в задаче об одномерной стенке.

Из рассмотрения ковариантной производной поля φ^a , даваемой выражением (3.16), ясно, что соответствующее векторное поле следует искать в виде

$$W_k^a = \varepsilon_{akm} r_m W(r). \quad (3.17)$$

Выражение для энергии системы E можно представить следующим образом:

$$E - E_0 = \frac{m_W}{\alpha} \int_0^\infty dx \left[\omega'^2 + \frac{\omega^2}{2x^2} (\omega - 2)^2 + \frac{1}{2} x^2 s'^2 + \right. \\ \left. + s^2 (1 - \omega)^2 + \frac{1}{8} \beta x^2 (1 - s^2)^2 \right], \quad (3.18)$$

где E_0 — энергия вакуума и использованы безразмерные величины: $x = eFr$, $\beta = 2f^2/e^2$, $s(x) = x\varphi/eF^2$, $\omega = -Wx^2/eF^2$. Не представляет труда выписать соответствующие дифференциальные уравнения.

Масса монополя представляет величину порядка m_W/α :

$$M_{\max} = \frac{m_W}{\alpha} \varepsilon(\beta), \quad (3.19)$$

и значение коэффициента $\varepsilon(\beta)$ было определено путем численного счета в работе ³⁸: $\varepsilon(\beta)$ меняется от 1 до 1,8 при изменении β от 0 до $\beta = \infty$.

В модели Вайнберга — Салама нет монополей: дополнительная U(1)-симметрия приводит к тому, что любое распределение можно «причесать».

Однако, как подчеркивали многие авторы, желательно иметь в качестве исходной группы симметрии простую группу. Помимо эстетического преимущества, связанного с единой константой взаимодействия, при этом автоматически возникает квантование электрического заряда, поскольку оператор заряда является одним из генераторов группы. Так, в обсуждавшемся выше примере SU(2)-группы $Q = T_3$, где T_3 — третья компонента изоспина и, очевидно, принимает лишь дискретные значения. Для SU(2) $\times$ U(1) модели Вайнберга — Салама $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$, где гиперзаряд Y связан с U(1)-группой и может быть произвольным.

В моделях большого объединения группа SU(2)_W $\times$ U(1)_W $\times$ SU(3)_{color} дополняется до простой группы, например SU(5), так что монополю возникает. Однако при оценке массы монополя следует понимать под m_W массу промежуточных бозонов, которая возникает при первом спонтанном нарушении симметрии $M_{\text{мон}} \sim 4\pi g^{-2} \cdot 10^{16}$ ГэВ. Иными словами, масса монополя в таких моделях огромна.

Отметим, что тяжелые монополи могут проявляться на ранних стадиях эволюции горячей Вселенной. В работе ³⁹ произведен расчет плотности «реликтовых» монополей, которая оказалась весьма большой, сильно превышающей существующие экспериментальные пределы. Неясно, однако, можно ли использовать такие расчеты для монополей большого объединения с массой порядка планковской ($\sim G^{-1/2}$, где G — гравитационная константа). В работе ³⁹ обсуждались массы порядка 10 Тэв.

4. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТЕОРЕМЫ

Эта небольшая глава посвящена низкоэнергетическим теоремам. Их рассмотрение как бы осуществляет переход от чисто теоретических проблем, обсуждавшихся в предыдущей главе, к практическим оценкам, составляющим предмет следующей главы. Под низкой энергией мы понимаем здесь случай, когда масса промежуточного состояния, например, W -бозона, много больше массы хиггсовского бозона, распад или рождение которого обсуждается.

Низкоэнергетические теоремы демонстрируют уникальное свойство хиггсовских бозонов: если их удастся обнаружить экспериментально, то они позволят заглянуть на еще меньшие расстояния, пересчитать число состояний с массой, превышающей массу скалярного бозона. Это действительно уникальное свойство, поскольку обычно требование известной изолированности области низких энергий от ультравысоких можно считать одной из формулировок перенормируемости (в перенормируемой теории сечения не растут быстро при большой энергии и дисперсионные соотношения демонстрируют, что вклад высоких энергий при низких несущественен).

Нарушение обычных представлений о несущественности тяжелых состояний связано с тем, что само взаимодействие хиггсовских бозонов пропорционально массе. Мы перечислим все случаи, когда тяжелые промежуточные состояния существенны. Они сводятся к процессам с двумя глюонами или фотонами и произвольным числом хиггсовских бозонов.

а) распад хиггсовского бозона на два глюона

Распад хиггсовского бозона на два глюона ^{40,41} возникает в однопетлевом приближении: бозон переходит в пару кварков, которые затем аннигилируют в глюоны (рис. 4).

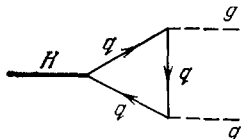


Рис. 4. Переход H -бозона в глюоны через кварковую петлю.

Ответ для этой диаграммы прост и приводит к следующему выражению для эффективного взаимодействия хиггсовского бозона с глюонами:

$$\mathcal{L}^{\text{eff}} = \sum_{m_q > m_H} \frac{c_{Hq}}{m_q} \frac{\alpha_s}{12\pi} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a H, \quad (4.1)$$

где c_{Hq} — константа связи хиггсовского бозона, m_q — масса кварка, $G_{\mu\nu}^a$ — напряженность глюонного поля, α_s — константа связи сильных взаимодействий. Соотношение (4.1) справедливо при $m_q > m_H$.

В стандартной теории $c_{Hq} = -V G_F \sqrt{2} m_q$ и каждый тяжелый кварк дает одинаковый вклад, не зависящий от его массы. Может показаться, что логарифмическая зависимость от массы все же остается в множителе α_s . Однако это не так: поправки высших порядков как раз сокращают эту видимую зависимость (аномальная размерность $\alpha_s (G_{\mu\nu}^a)^2$ нулевая).

Для вероятности распада $H \rightarrow 2g$ получаем

$$\Gamma(H \rightarrow 2g) = \frac{G_F m_H^3}{4 \sqrt{2} \pi} \left(\frac{\alpha_s^2(m_H)}{3\pi} n_h \right)^2, \quad (4.2)$$

где n_h — число тяжелых кварков. Условие «тяжести» кварка необходимо, чтобы было справедливо исходное выражение (4.1). Если $m_q \ll m_H$, то возникает формфактор, который в конечном счете уменьшает вклад данного кварка. Реально формулой можно пользоваться, если $m_q \geq 0,2 m_H$ (вклад более легких кварков может быть, конечно, учтен явно).

Константа связи хиггсовского бозона с двумя глюонами может быть измерена не только в его распадах на адроны, но и в процессе рождения хиггсовского бозона в адрон-адронных столкновениях.

б) Константа связи хиггсовского бозона с нуклоном

В качестве приложения низкоэнергетической теоремы предыдущего раздела найдем константу связи хиггсовского бозона с нуклоном (при нулевом переданном импульсе)⁴⁰. Прямая связь хиггсовского бозона с u - и d -кварками

$$-V\sqrt{G_F}\sqrt{2}H(m_u\bar{u}u + m_d\bar{d}d)$$

дает относительно малый вклад

$$-\langle N|V\sqrt{G_F}\sqrt{2}(m_u\bar{u}u + m_d\bar{d}d)|N\rangle \approx -V\sqrt{G_F}\sqrt{2}(15 \text{ МэВ})\bar{u}_N u_N \quad (4.3)$$

(u_N — спинор, описывающий нуклон), поскольку u - и d -кварки — легкие:

$$m_u \approx 4 \text{ МэВ}, \quad m_d \approx 7 \text{ МэВ}. \quad (4.4)$$

Более важными оказываются тяжелые промежуточные состояния. Чтобы найти их вклад, надо вычислить матричный элемент

$$\langle N|V\sqrt{G_F}\sqrt{2}\frac{\alpha_s}{12\pi}n_h G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a|N\rangle, \quad (4.5)$$

где $G_{\mu\nu}^a$ — оператор напряженности глюонного поля (см. (4.1)). Эта на первый взгляд очень сложная задача вычисления матричного элемента может быть решена практически точно.

Дело в том, что для шпура тензора энергии-импульса в квантовой хромодинамике можно получить следующее выражение:

$$\theta_{\mu\mu} = -9\frac{\alpha_s}{8\pi_1}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + \sum_{q=u, d, s} m_q \bar{q}q, \quad (4.6)$$

где первый член представляет собой так называемую аномалию в шпуре тензора энергии-импульса. Это выражение для $\theta_{\mu\mu}$ справедливо для матричных элементов по состояниям с малыми импульсами и при введении в теорию тяжелых кварков, поскольку последние входят только через петли и соответствующий вклад пропорционален $1/m_q$.

При усреднении оператора (4.6) по нуклону кварковыми членами можно пренебречь: легкие кварки очень легки. С другой стороны, матричный элемент от шпура тензора энергии-импульса по нуклону при нулевом переданном импульсе известен и равен просто массе нуклона. Так мы получаем окончательный ответ:

$$\langle N|V\sqrt{G_F}\sqrt{2}\frac{\alpha_s}{12\pi}n_h G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a|N\rangle = -V\sqrt{G_F}\sqrt{2}\frac{2n_h}{27}m_N\bar{u}_N u_N. \quad (4.7)$$

Если учесть только известные тяжелые кварки c , b , то это уже больше, чем (4.3).

Отметим, что в литературе довольно часто встречаются неправильные оценки взаимодействия H -частиц с обычными адронами из-за игнорирования аномалии в $\theta_{\mu\mu}$.

в) Распад хиггсовского бозона на два фотона^{56,42}

Ясно, что этот распад во многом подобен распаду $H \rightarrow 2g$ и тоже чувствителен к тяжелым промежуточным состояниям. Отличие состоит в том, что, помимо кварков, нужно учитывать другие заряженные тяжелые частицы: векторные бозоны и лептоны (в обобщениях стандартной модели могут также возникнуть скалярные заряженные бозоны, но здесь мы их не рассматриваем).

С вычислительной точки зрения диаграммы с W -бозонами представляют наибольшие трудности. Вообще говоря, их нельзя вычислить, не рассмотрев последовательно квантование лагранжиана Вайнберга — Салама — задачи, которой мы избегали в настоящем обзоре. Мы сможем, однако, найти явный ответ, не проводя новых вычислений, а воспользовавшись лишь известными результатами для перенормировки заряда (функции Гелл-Манна — Лоу) в теории с векторными бозонами.

Трюк сводится к следующему. Поскольку обсуждаются низкоэнергетические теоремы, хиггсовское поле можно считать внешним, не зависящим от координат. Тогда включение взаимодействия с этим полем равносильно замене затравочных масс фермионов и W -бозонов на эффективные:

$$\begin{aligned} m_f &\rightarrow m_f (1 + \sqrt{G_F V^2} H), \\ m_W &\rightarrow m_W (1 + \sqrt{G_F V^2} H), \end{aligned} \quad (4.8)$$

что очевидно, например, из вида лагранжиана (см. формулу (2.22) гл. 2).

Пусть, далее, известна амплитуда M_{AB} некоторого процесса $A \rightarrow B$ без хиггсовских бозонов. Тогда амплитуду процесса с рождением лишнего H -бозона при нулевом импульсе внешних частиц можно найти, дифференцируя M_{AB} по массе:

$$M(A \rightarrow B + H) = \sqrt{G_F V^2} \left(\sum_f m_f \frac{\partial}{\partial m_f} + m_W \frac{\partial}{\partial m_W} \right) M_{AB}. \quad (4.9)$$

Справедливость этого утверждения сразу видна из (4.8).

Пусть, далее, $A \rightarrow B$ означает переход $\gamma \rightarrow \gamma$ или $g \rightarrow g$, т. е. рассматривается поляризационный оператор фотона или глюона в однопетлевом приближении. Хорошо известно, что ответ расходится и содержит $\ln \Lambda$. Из соображений размерности очевидно, что для малого импульса фотона параметр обрезания Λ может появиться только в виде отношения Λ/m , где m — масса промежуточных частиц.

Результат парадоксален: можно следить в диаграмме только за расходящейся частью, найти коэффициент при $\ln \Lambda$, применить соотношение (4.9) и найти амплитуду испускания хиггсовского скаляра при ультранизких энергиях!

Конкретно, эффективный лагранжиан $\gamma \rightarrow \gamma$ -перехода в однопетлевом приближении имеет вид

$$\mathcal{L}^{\text{eff}}(\gamma \rightarrow \gamma) = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} \left(1 - 7 \frac{\alpha}{4\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{m_W^2} + \frac{4}{3} \sum_f Q_f^2 \frac{\alpha}{4\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{m_f^2} \right), \quad (4.10)$$

где Q_f , m_f — заряд и масса фермионов (для кварков нужно учитывать три цветных разновидности), Λ — параметр обрезания. Применяя соотношение (4.9), получаем эффективный лагранжиан для распада $H \rightarrow 2\gamma$

$$\mathcal{L}^{\text{eff}}(H \rightarrow 2\gamma) = \frac{\alpha}{8\pi} V \sqrt{G V^2} \left(-7 + \frac{4}{3} \sum_f Q_f^2 \right) F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}. \quad (4.11)$$

Величина $\left(-7 + \frac{4}{3} \sum_f Q_f^2\right)$ представляет собой коэффициент в функции Гелл-Манна — Лоу. Противоположный по отношению к фермионному знак вклада W-бозонов отвечает асимптотической свободе теории с неабелевыми калибровочными полями: поведение при ультравысоких энергиях можно проверить в низкоэнергетической области.

Для ширины распада $H \rightarrow 2\gamma$ из (4.11) получается

$$\Gamma(H \rightarrow 2\gamma) = \left(7 - \frac{4}{3} \sum_f Q_f^2\right)^2 \left(\frac{\alpha}{4\pi}\right)^2 \frac{G_F m_H^3}{8\pi \sqrt{2}}. \quad (4.12)$$

Соотношение (4.12) «пересчитывает» тяжелые заряженные частицы.

г) Рождение нескольких скалярных частиц

Если порог рождения хиггсовских бозонов будет достигнут, то окажется возможным изучение реакции

$$g + g \rightarrow H + H \quad (4.13)$$

или, в более общем случае, нескольких скаляров $gg \rightarrow nH$. Начальные глюоны отвечают адронам, так что реакцию (4.13) следует понимать в контексте партонной модели.

Амплитуда реакции (4.13) также определяется тяжелыми кварками, и каждый кварк дает одинаковый вклад независимо от своей массы. Явное выражение для амплитуды легко получить, применяя несколько раз операцию (4.9) к амплитуде $g \rightarrow g$ -перехода⁴².

Напротив, если увеличить число глюонов или фотонов, рассмотреть, например, распад $H \rightarrow 3g$, то здесь доминирует вклад состояний с относительно малой массой.

5. КАК ИСКАТЬ ХИГГСОВСКИЕ БОЗОНЫ

В этой главе рассмотрены процессы рождения и распада хиггсовских бозонов. В оценках много неопределенного. Во-первых, практически ничего нельзя сказать о массе m_H . Во-вторых, константы связи H-бозона также варьируют от модели к модели. В стандартной модели отсутствует, по крайней мере, второй вопрос, и в основной части главы мы принимаем взаимодействие хиггсовских бозонов таким, как оно возникает в стандартной модели:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\sqrt{G_F} \sqrt{2} H \left(\sum_q m_q \bar{q}q + \sum_l m_l \bar{l}l + 2m_W^2 W_\mu^+ W_\mu^- + m_Z^2 Z_\mu^2 \right). \quad (5.1)$$

Основная черта этого взаимодействия — рост константы связи с массой частиц. По-видимому, и в моделях с несколькими дублетами общая картина для нейтральных хиггсовских частиц та же. Специфическим для этих моделей является наличие заряженных скаляров, которые обсуждаются в разделе е) гл. 5.

а) Хиггсовские бозоны в распадах других частиц

1) К- и η-мезоны. Достаточно легкий хиггсовский бозон мог бы быть найден в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ H^0$. Чтобы найти вероятность этого распада, можно использовать подобно тому, как это делалось в предыдущей главе, низкоэнергетическую теорему, позволяющую найти амплитуды

взаимодействия хиггсовского поля в пределах малого 4-импульса. Действительно, введение независимого от координат хиггсовского поля эквивалентно (см. (5.1)) умножению всех затравочных масс на фактор $(1 + \sqrt{G_F} \sqrt{2H})$.

Процесс $K^+ \rightarrow \pi^+ H$ описывается диаграммами рис. 5, где полюсные вклады возникают из-за зависимости от затравочных масс пропагаторов K - и π -мезонов.

Поскольку квадраты масс голдстоуновских частиц m_K^2 и m_π^2 линейны по массам кварков, то вершины HKK и $H\pi\pi$ равны $-(G_F \sqrt{2})^{1/2} m_K^2$ и $-(G_F \sqrt{2})^{1/2} m_\pi^2$. Что же касается $K - \pi$ -перехода, то он пропорционален m_q/m_W^2 . Возникновение m_W^2 очевидно, а пропорциональность m_q следует

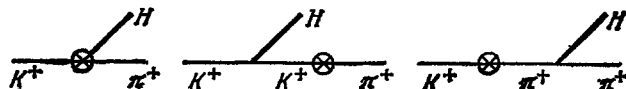


Рис. 5. Распад $K^+ \rightarrow \pi^+ H$.

Крестиком отмечены переходы, определяемые слабым взаимодействием (обменом W -бозоном).

из обращения в нуль при $m_q = 0$. Действительно, $K - \pi$ -переход с помощью частичного сохранения аксиального тока связан (в пределе $m_{u,d} = 0$) с амплитудой $K \rightarrow 2\pi$ распада

$$\langle \pi^+ | \mathcal{L}_W | K^+ \rangle = -if_\pi \sqrt{2} \langle \pi^+ \pi^- | \mathcal{L}_W | K_S \rangle, \quad (5.2)$$

запрещенного в $SU(3)$ -пределе ($m_u = m_d = m_s$).

В результате амплитуда прямого излучения H получается из $K - \pi$ -перехода умножением на $-\sqrt{G_F} \sqrt{2}$. Добавление полюсных графиков удваивает ответ, и, используя соотношение (5.2), находим для относительной вероятности

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ H)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi\pi)} = 2,1 \cdot 10^{-4} \sqrt{1 - 0,18 \frac{m_H^2 - m_\pi^2}{m_\pi^2}} \sqrt{1 - 0,05 \frac{m_H^2 - m_\pi^2}{m_\pi^2}}. \quad (5.3)$$

Столь большое значение, по-видимому, исключено экспериментально. Отметим, что H -бозон с малой массой распадается в основном на пару e^+e^- (или $\mu^+\mu^-$ при $m_H > 2m_\mu$), а распад $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ был наблюден на уровне $2,6 \cdot 10^{-7}$.

Отсутствие распада $K^+ \rightarrow \pi^+ H$ дает ограничение на массу H -бозона

$$m_H > m_K - m_\pi = 350 \text{ МэВ}. \quad (5.4)$$

Это ограничение, пожалуй, единственное следствие имеющихся данных.

Аналогичное рассмотрение распада $\eta \rightarrow \pi^0 H$ приводит к заключению о сильном подавлении⁵⁶. Амплитуда $\eta - \pi$ -перехода пропорциональна массам кварков, и полюсные диаграммы сокращаются с неполюсными.

2) Т я ж е л ы й к в а р к о н и й. Сейчас уже известны два тяжелых кварка — c ($m_c \approx 1,25$ ГэВ) и b -кварк (масса — 4,5 ГэВ). Мало кто сомневается, что должен быть еще по крайней мере один тяжелый t -кварк. Из эксперимента $m_t > 15$ ГэВ.

Тяжелые кварки образуют связанные состояния — кварконий, первым примером которых был J/ψ -мезон. В распадах кваркония должна

быть монохроматическая фотонная линия, отвечающая распаду

$$(Q\bar{Q}) \rightarrow \gamma + H,$$

если только распад разрешен по энергии.

Кварконий прост для теоретического анализа, и вероятность распада можно оценить надежно ⁴¹. Так, для Υ -мезона с массой 10 ГэВ имеем:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow H\gamma)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{G_F M_\Upsilon^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \left(1 - \frac{m_H^2}{M_\Upsilon^2}\right) \approx 0,9 \cdot 10^{-2}, \quad (5.5)$$

где мы предположили $1 - (m_H^2/M_\Upsilon^2) \approx 1$. Отметим также, что $B(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-) \sim 1/20$. Можно оценить также распад на хиггсовский бозон и адроны:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow H + X)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)} \sim \frac{9}{64} \frac{\pi^2 - 9}{\pi^2} \left(\frac{\alpha_s}{\alpha}\right)^2 (G_F \sqrt{2} M_\Upsilon^2) \approx 0,8 \cdot 10^{-2}. \quad (5.6)$$

Интересно, что вероятности образования H -бозона в сопровождении фотона и адронов сравнимы между собой. Причина заключается в подавлении распада $\Upsilon \rightarrow H + 2g$ фазовым объемом.

Вывод: Поиск хиггсовского бозона в распадах тяжелого кваркония, видимо, — вполне реалистическая экспериментальная задача.

б) Прямое рождение H -бозонов в e^+e^- -столкновениях

В литературе можно найти довольно много оценок сечения рождения хиггсовских частиц. Все они полны пессимизма. Словосочетание «elusive particle» — неуловимые частицы — сделалось устойчивым в отношении H -бозонов.

По-видимому, наиболее перспективным является ассоциативное рождение H -бозонов вместе с W -бозонами, Z -бозонами и т. д. (Разумеется при условии, что энергия, необходимая для рождения W , Z и т. д., доступна.)

В работах ^{56, 43, 44} рассматривалась следующая реакция:

$$e^+e^- \rightarrow Z + H.$$

Сечение этой реакции равно:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH) = \frac{G_F^2 m_Z^4}{48\pi} \cdot \frac{1}{2} [1 + (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2] f(s, m_Z), \quad (5.7)$$

где

$$f(s, m) = \frac{1}{s} \sqrt{1 - \frac{(m+m_H)^2}{s}} \sqrt{1 - \frac{(m-m_H)^2}{s}} \times \\ \times \left\{ \left[1 - \frac{(m+m_H)^2}{s} \right] \left[1 - \frac{(m-m_H)^2}{s} \right] + 12 \frac{m^2}{s} \right\} \left(1 - \frac{m^2}{s} \right)^{-2}. \quad (5.8)$$

Величина сечения составляет заметную долю, или даже превышает величину «эталонного» электродинамического сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = 4\pi\alpha^2/3s$. На рис. 6 приведена зависимость отношения

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (5.9)$$

от m_H при различных s . Из этого рисунка видно, что аннигиляция в ZH имеет вероятность того же порядка, что и в $\mu^+\mu^-$, причем почти до порога рождения эта вероятность практически не зависит от m_H .

Стоит, наверно, отметить, что хотя величина отношения (5.7) и не мала, само «эталонное» сечение весьма мало в рассматриваемой области энергий,

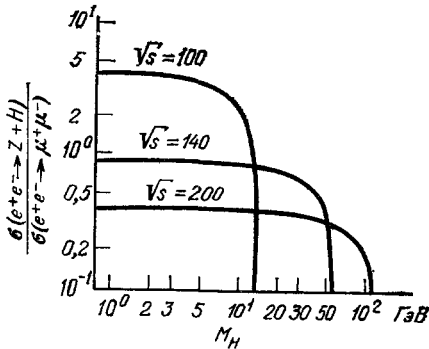


Рис. 6. Сечение реакции $e^+e^- \rightarrow ZH$ как функция массы H -бозона при различных энергиях в единицах сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$.

Для угла Вайнберга взято значение $\sin^2\theta_W = 0,25$.

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \sim 10^{-35} \text{ см}^2$$

при $\sqrt{s} \sim 100 \text{ ГэВ}$,

так что для работы при таких энергиях нужны ускорители с высокой светимостью.

При более скромных энергиях РЕР и РЕТРА H -частицы могли бы рождаться в ассоциации с c -, b -, t -кварками или τ -лептонами. Оценки, однако, показывают, что при этом их выход мал и составляет от 10^{-6} до 10^{-4} от полного сечения.

в) Кварковый механизм рождения H -бозонов в $p\bar{p}$ -столкновениях

Результаты предыдущего раздела непосредственно обобщаются на случай реакции ⁴⁴

$$p + \bar{p} \rightarrow W(Z) + H + X,$$

которая на элементарном уровне выглядит как $q\bar{q} \rightarrow WH$ и описывается поэтому практически теми же формулами, что и $e^+e^- \rightarrow ZH$.

Более детально, имеем для соответствующих сечений

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm(Z) + H + X) =$$

$$= \frac{G_F^2 m_{W(Z)}^4}{24\pi} \int_{\tau_0}^1 dx_1 \int_{\tau_0/x_1}^1 dx_2 F_{W(Z)}(x_1, x_2) f(x_1 x_2 s, m_{W(Z)}),$$

где $\tau_0 = (m_W + m_H)^2/s$, а функции $F_{W(Z)}(x_1, x_2)$ имеют вид

$$\begin{aligned} F_W &= \frac{1}{3} u(x_1) d(x_2), \\ F_Z &= \frac{1}{12} u(x_1) u(x_2) \left[1 + \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W \right)^2 \right] + \\ &+ \frac{1}{12} d(x_1) d(x_2) \left[1 + \left(1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \right)^2 \right]; \end{aligned} \quad (5.10)$$

здесь $u(x)$ и $d(x)$ — функции распределения валентных u -, d -кварков в протоне. Функция $f(s, m)$ определена в (5.8).

Величина сечения зависит как от значений масс и энергий, так и от предположений о функциях распределения кварков. Впрочем, неопределенность относительно невелика. По оценке ⁴⁴ при массе H -бозона $m_H \sim 10 \text{ ГэВ}$ и $\sqrt{s} > 300 \text{ ГэВ}$ выход хиггсовских частиц составляет примерно 10^{-3} от выхода W , Z -бозонов,

$$\frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W(Z) + H + X)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W(Z) + X)} \sim (0,5 - 1,0) \cdot 10^{-3}. \quad (5.11)$$

Следует опять-таки добавить, что ожидаемая величина сечений $pp \rightarrow W^\pm + X$ порядка 10^{-34} см².

Тормозное излучение Н-частицы в процессе рождения W- или Z-бозонов удобно для изучения еще и потому, что детектирование W (Z) может являться прекрасным триггером на Н-частицу, идентификация которой представляет собой сложную экспериментальную задачу.

Отметим, что формула (10) пригодна и для pp-столкновений с очевидной заменой $F_{W(Z)}$, например, $u(x_1) d(x_2) \rightarrow u(x_1) \bar{d}(x_2) + u(x_2) \bar{d}(x_1)$.

Конечно, при кварк-антикварковых столкновениях возможна аннигиляция в одиночный Н-бозон — процесс, который может идти и ниже порога рождения W, Z-бозонов. Однако такой механизм одиночного рождения настолько подавлен малостью масс легких кварков, что не представляется доступным экспериментальному наблюдению.

Видимо, основным механизмом одиночного рождения Н-частиц в адронных столкновениях будет аннигиляция глюонов в Н-частицу. К рассмотрению этого механизма мы сейчас переходим

г) Г л у о н н ы й м е х а н и з м р о ж д е н и я Н - б о з о н а

Сечение в этом случае определяется амплитудой перехода

$$g + g \rightarrow H. \quad (5.12)$$

Глюонный механизм представляет особый интерес, поскольку амплитуда (5.12) зависит от числа тяжелых кварков n_h (см. обсуждение в разделе а) гл. 4). С другой стороны, функция распределения глюонов в протоне $D_G(x, Q^2)$ известна сейчас плохо, что делает оценку неопределенной. Можно, правда, надеяться, что D_G будет найдена экспериментально из сечений рождения тяжелых частиц (кваркония).

Для сечения реакции $pp \rightarrow H + \text{адроны}$ имеем ⁴⁵

$$\frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0} = \frac{\alpha_s^2}{32\pi} \frac{G_F^2 n_h^2}{9 \sqrt{2}} \times \\ \times \tau D_G^2(\sqrt{\tau}, m_H^2), \quad (5.13)$$

где y — быстрота Н-частицы, $\tau = m_H^2/s$ и функция распределения глюонов $D_G(x, Q^2)$ входит при $Q^2 = m_H^2$.

На рис. 7 приведены численные оценки сечения, взятые из работы ⁴⁵. В этой работе предполагались распределения вида

$$D_G = 0,5 \sum_{n=4}^8 c_n (n+1) x^{-1} (1-x)^n, \quad \text{где } c_n > 0.$$

Сумма c_n нормировалась на 1, что отвечает половине импульса протона, приходящейся на глюоны. Неопределенность c_n и приводит к обозначенным на рисунке коридорам.

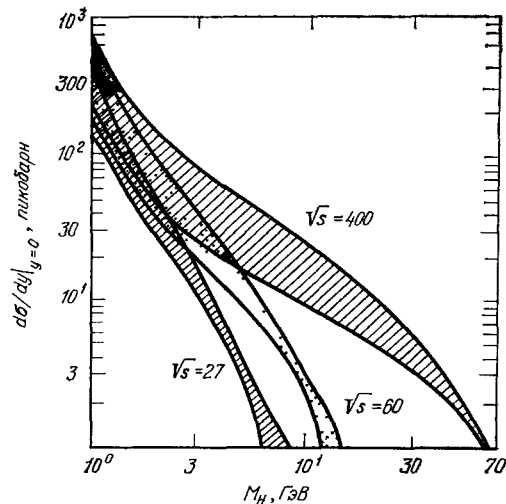


Рис 7 Сечение процесса $pp \rightarrow HX$, связанное с переходом $gg \rightarrow H$. Предполагается существование трех кварков с массой $m_q > 0,2 m_H$

Видно, что при массе $m_H = 10$ ГэВ и $\sqrt{s} \gtrsim 400$ ГэВ сечение рождения может быть порядка 10^{-35} см², что примерно на два порядка больше, чем сечение ассоциативного рождения WH или ZH в $p\bar{p}$ -соударениях при тех же энергиях. Выигрыш, однако, частично сводится на нет трудностью идентификации H -бозона. Например, удобный для наблюдения распад $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ очень маловероятен, если $m_H > 4$ ГэВ (более подробно см. следующий раздел).

Кажется оправданным следующий общий вывод: сечения рождения хиггсовских частиц, вообще говоря, весьма малы, и их недаром зовут «неуловимыми». Наиболее перспективным для экспериментального исследования представляется ассоциативное рождение пар ZH в e^+e^- -аннигиляции. Оправдан поиск H -бозонов в распадах тяжелого кваркония (опять-таки привилегия физики e^+e^- -соударений). В адронных столкновениях H -частицы рождаются либо ассоциативно с W (Z)- в $q\bar{q}$ -аннигиляции, либо одиночно, посредством глюонного механизма.

д) Вре́мя жи́зни и мо́ды распада

Как полное время жизни, так и относительные вероятности распадов очень сильно зависят от массы H -частицы. Общее правило гласит, что доминируют распады на частицы с максимально тяжелой массой (для адронных распадов важна масса кварков).

Так, в интервале масс 0,5–1 ГэВ доминирует распад $H \rightarrow \mu^+\mu^-$, ширина которого

$$\Gamma(H \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{G_F m_H^2 m_\mu^2}{4\sqrt{2}\pi} \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{m_H^2}\right)^{3/2}, \quad (5.14)$$

что отвечает времени жизни порядка 10^{-16} с.

Другой заметной модой в этом районе масс является распад на 2π

$$\frac{\Gamma(H \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(H \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx \frac{m_\pi^4}{2m_\mu m_H^2} |f(m_H^2)|^2. \quad (5.15)$$

Формфактор $f(m_H^2)$ можно оценить по резонансной формуле $f = m_\pi^2/(m_\pi^2 - m_H^2 - im_\pi \Gamma_\pi)$, где m_π , Γ_π — масса и ширина резонанса в канале $\pi\pi$. Если $\Gamma_\pi > 200$ МэВ, то отношение (5.15) всегда меньше единицы.

При $m_H > 1$ ГэВ становятся доминирующими распады с образованием частиц, содержащих странные кварки, т. е. такие моды, как $K\bar{K} +$ пионы, $\varphi +$ пионы, $\eta +$ пионы. Суммарную ширину можно оценить как распад $H \rightarrow s\bar{s}$.

$$\frac{\Gamma(H \rightarrow s\bar{s})}{\Gamma(H \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{3m_s^2}{m_\mu^2}, \quad \Gamma(H \rightarrow s\bar{s}) \approx 40 \text{ эВ} \left(\frac{m_H}{1 \text{ ГэВ}}\right), \quad (5.16)$$

где фактор 3 связан с цветом, а для массы странного кварка принято значение $m_s = 150$ МэВ.

Следующие пороги отвечают возможности распада на пару $\tau^+\tau^-$ -лептонов и на очарованные частицы. Формулы, аналогичные (5.14) и (5.16), дают

$$\Gamma(H \rightarrow \tau^+\tau^-) \approx 20 \text{ кэВ} \left(\frac{m_H}{10 \text{ ГэВ}}\right),$$

$$\Gamma(H \rightarrow c\bar{c}) \approx 32 \text{ кэВ} \left(\frac{m_H}{10 \text{ ГэВ}}\right).$$

Потом появляются b -кварки и т. д.

Отметим также распады на два фотона и на два глюона, которые обсуждались в гл. 4:

$$\Gamma(H \rightarrow 2\gamma) = 0,1 \text{ эВ} \left(7 - \frac{4}{3} \sum_{m_f > m_H} Q_f^2 \right)^2 \left(\frac{m_H}{10 \text{ ГэВ}} \right)^3,$$

$$\Gamma(H \rightarrow 2g) = 1,6 \text{ КэВ} \left(\frac{\alpha_s(m_H) n_h}{0,15} \right)^2 \left(\frac{m_H}{10 \text{ ГэВ}} \right)^3;$$

здесь n_h — число кварков с массой большей, чем m_H , $\alpha_s(m_H)$ — константа сильных взаимодействий (примерно 0,15 при $m_H = 10 \text{ ГэВ}$).

Вывод: Полная ширина хиггсовского бозона меняется от нескольких электронвольт при $m_H < 1 \text{ ГэВ}$ до нескольких МэВ при $m_H \leq 100 \text{ ГэВ}$. Доминируют распады на максимально тяжелые из доступных по энергии частиц.

е) З а р я ж е н н ы е с к а л я р н ы е ч а с т и ц ы

В стандартной модели нет элементарных заряженных скалярных бозонов. Такие частицы возникают в моделях с двумя и более дублетами скалярных полей (см. раздел г) гл. 3). Их массы не обязательно велики. Относительно легкий (порядка нескольких ГэВ) заряженный хиггсовский бозон был бы истинным подарком природы: его идентификация совсем не так трудна, как нейтрального бозона.

Самым ярким явлением был бы полуслабый распад тяжелых стабильных частиц на такой хиггсовский бозон⁴⁶. Имеются в виду тяжелые частицы, содержащие b-кварк, а если этот «заход» окажется неудачным, то — частицы, содержащие t-кварк.

Дело в том, что при испускании заряженного H-бозона, в отличие от нейтрального, меняется странность, очарование, красота... Соответствующие константы связи имеют порядок $V_{GF} \sqrt{2} m_q$, так что для отношения вероятностей распада $b \rightarrow H^- c$, и обычного распада $b \rightarrow c \bar{u} d$ (или $b \rightarrow c s s$) получается

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow H^- c)}{\Gamma(b \rightarrow c \bar{u} d)} \sim \frac{6\pi^2}{G_F m_b^2} \sim 10^5.$$

Таким образом распад на H-бозон безусловно доминирует, если только разрешен по энергии. Такое различие вероятностей хиггсовских и обычных распадов связано с тем, что вероятность распада $b \rightarrow H^- c$ пропорциональна первой степени G_F .

Из того факта, что распады очарованных частиц описываются обычной теорией, следует ограничение на возможную массу $H^\pm$:

$$m_{H^\pm} > 1,5 \text{ ГэВ}.$$

В скором времени, видимо, станет известно, есть ли какие-либо аномалии в распадах частиц, содержащих b-кварки.

Что касается распадов $H^\pm$, то доминирует

$$H^- \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau, \text{ если } 1,8 \text{ ГэВ} < m_H < 2,5 \text{ ГэВ},$$

или

$$H \rightarrow c \bar{s}, \text{ если } m_H > 2,5 \text{ ГэВ}.$$

В последнем случае характерно значительное число странных частиц в конечном состоянии.

6. АКСИОН

В модели Вайнберга — Салама происходит разделение ролей сильных и слабых взаимодействий: слабые взаимодействия дают массу кваркам, сильные — ответственны за образование связанных состояний этих кварков. Слабое и сильное взаимодействие действуют на разные степени свободы кварков: слабое в пространстве ароматов (изоспин, странность, очарование, ...), сильное — в пространстве цвета. В нашем обзоре мы обсуждали хиггсовский механизм генерации масс, и сильные взаимодействия упоминались только эпизодически. Казалось бы, это оправдано. На самом деле — нет: сочетание хиггсовского механизма с квантовой хромодинамикой приводит, вообще говоря, к сильному нарушению CP -инвариантности. Точнее говоря, CP -инвариантность не есть «натуральная» симметрия сильных взаимодействий. Чтобы избавиться от этого — неприятного — заключения, приходится вводить новую легкую псевдоскалярную частицу — аксион^{47–49}.

Аксион интенсивно обсуждался последние полтора года. По всей видимости, частицы со свойствами, предсказанными в оригинальных работах, нет. Поэтому мы не будем подробно останавливаться на экспериментальных предсказаниях, которые были сделаны. Цель настоящей главы пояснить, каким образом возникает идея ввести новую частицу. Заодно мы увидим, что ее свойства не фиксированы сколько-нибудь жестко, и имеющиеся данные поэтому ничего не говорят о принципиальной возможности существования аксиона.

а) CP -инвариантность сильных взаимодействий
(наивный подход)

Несколько лет думали⁵⁰, что в квантовой хромодинамике CP -инвариантность возникает естественным образом. Приведем соответствующие аргументы, которые были известны на самом деле задолго до создания КХД⁵¹. В следующем разделе мы увидим, почему эти аргументы не обеспечивают сохранение CP в квантовой хромодинамике.

Для простоты ограничимся одним массивным кварком Q^i ($i = 1, 2, 3$ — цветовой индекс). Перенормируемый лагранжиан содержит операторы размерности $d \leq 4$. Используя только релятивистскую инвариантность и сохранение цвета, можно написать самый общий вид операторов с $d = 4$, построенных из поля Q^i (кинетическая часть лагранжиана):

$$\mathcal{L}_{\text{кин}}^{(0)} = \bar{Q}_i (a + b\gamma_5) i\gamma_\mu \partial_\mu Q^i; \quad (6.1)$$

здесь a и b — произвольные числа. Взаимодействие кварков с глюонами получается однозначно — надо заменить обычную производную $\partial_\mu Q$ на ковариантную $D_\mu Q$.

Чтобы привести $\mathcal{L}_{\text{кин}}$ к стандартному виду, сделаем замену переменных Q^i и $\bar{Q}_i$ (мы не рассматриваем вырожденный случай $a^2 = b^2$):

$$Q'^i = Q^i, \quad \bar{Q}'_i = \bar{Q}_i (a + b\gamma_5). \quad (6.2)$$

Тогда $\mathcal{L}_{\text{кин}}$ имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{кин}} = \bar{Q} i\gamma_\mu D_\mu Q, \quad (6.3)$$

где опущен штрих и подразумеваются матричные обозначения по цвету.

Таким образом, кинетическая часть лагранжиана всегда приводится к CP -инвариантному виду. Для дальнейшего существенно, что приведение $\mathcal{L}_{\text{кин}}$ к стандартному виду не фиксирует выбора переменных Q и $\bar{Q}$ окончательно, и, в частности, $\mathcal{L}_{\text{кин}}$ остается инвариантным относительно

замены

$$Q' = e^{i\alpha\gamma_5} Q, \quad \bar{Q}' = \bar{Q} e^{i\alpha\gamma_5}. \quad (6.4)$$

Массовый член — оператор размерности $d = 3$, в общем виде записывается как

$$\mathcal{L}_m = -\bar{Q} (m_1 + im_2\gamma_5) Q, \quad (6.5)$$

где $m_{1,2}$ — вещественные, в силу эрмитовости лагранжиана, параметры. Член, пропорциональный m_2 , выглядит как CP -неинвариантный. Однако, переходя к другому базису подстановкой (6.4), легко привести $\mathcal{L}_m$ к обычному виду с помощью выбора α :

$$\mathcal{L}_m = -\sqrt{m_1^2 + m_2^2} \bar{Q}' Q', \quad \alpha = \arctg \frac{m_2}{m_1}.$$

Вышеприведенная логика (легко обобщаемая на случай нескольких кварков) приводит к заключению, что CP -инвариантность имеет место независимо от выбора исходных параметров.

б) Роль регуляторных полей

При более внимательном рассмотрении оказывается, что γ_5 -инвариантность кинетической энергии, которой мы пользовались в предыдущем разделе, является формальной симметрией лагранжиана, которую не удастся поддержать с учетом необходимости устранения ультрафиолетовых расходимостей. Чтобы вычислять петли по Q -кваркам, нужно регуляризовать теорию. Это удобно сделать по Паули — Вилларсу, введя поле R с массой m_R , квантованное по Бозе. Лагранжиан полей Q и R имеет вид

$$\mathcal{L}^{Q,R} = \bar{Q} i\gamma_\mu D_\mu Q - m_Q \bar{Q} (\cos \alpha + i\gamma_5 \sin \alpha) Q + \\ + \bar{R} i\gamma_\mu D_\mu R - m_R \bar{R} (\cos \alpha_R + i\gamma_5 \sin \alpha_R) R. \quad (6.6)$$

При γ_5 -повороте поля Q необходимо на такой же угол поворачивать поле R , чтобы не менять фейнмановских интегралов — в этом отличие от рассуждений предыдущего раздела. Если повернуть Q на угол α , то массовый член поля Q приведет к $-m_Q \bar{Q} Q$, а для поля R параметр α_R заменится на $\alpha_R - \alpha$ (заметим, что в литературе обычно подразумевается $\alpha_R = 0$).

Таким образом, CP -неинвариантность локализуется в члене $-m_R \sin(\alpha_R - \alpha) \bar{R} i\gamma_5 R$, и вопрос заключается в том, останется ли от него какой-либо вклад в пределе $m_R \rightarrow \infty$. Оказывается, что да. Так, в первом порядке по $\alpha_R - \alpha$ конечна при $m_R \rightarrow \infty$ треугольная диаграмма рис. 8. Поскольку рассматривается неинвариантность при γ_5 -повороте, то естественно, что эта же диаграмма определяет аномалию в дивергенции аксиального тока ⁵².

При произвольном $\alpha_R - \alpha$ обсуждаемый CP -неинвариантный член сводится при $m_R \rightarrow \infty$ к следующей добавке к лагранжиану

$$\Delta \mathcal{L} = (\alpha - \alpha_R) \frac{g_s^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a, \quad \tilde{G}_{\mu\nu}^a = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\gamma\delta} G_{\gamma\delta}^a, \quad (6.7)$$

где g_s — константа сильных взаимодействий, $G_{\mu\nu}^a$ — напряженность глюонного поля.

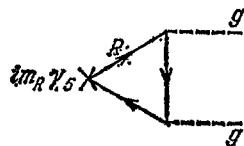


Рис. 8. Треугольная диаграмма, вклад которой конечен в пределе $m_R \rightarrow \infty$, где m_R — масса регуляторного поля.

Штриховые линии соответствуют глюонным полям

Очевидно, что и с самого начала к лагранжиану мы могли добавить член такого вида — так называемый θ -член

$$\mathcal{L}_\theta = \theta \frac{g_s^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a. \quad (6.8)$$

Поскольку входит сумма $\Delta\mathcal{L}$ и $\mathcal{L}_\theta$, то важно не значение θ , α и α_R по отдельности, а лишь величина

$$\tilde{\theta} = \theta + \alpha - \alpha_R. \quad (6.9)$$

Если кварков несколько, то добавляется соответствующее α_i и α_{R_i} .

в) θ -член и нарушение CP -инвариантности

Лагранжиан (6.8) P - и CP -нечетен, так что в общем случае CP -инвариантность не сохраняется. У θ -члена есть, однако, одна особенность, которая объясняет, почему его не обсуждали раньше. Дело в том, что найденный добавок к лагранжиану представим в виде полной производной (от калибровочно-неинвариантной величины):

$$G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a = \partial_\mu K_\mu,$$

$$K_\mu = 2\varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \left(A_\nu^a \partial_\lambda A_\sigma^a + \frac{g_s}{3} f^{abc} A_\nu^a A_\lambda^b A_\sigma^c \right).$$

Наивно можно думать, что полная производная несущественна.

Однако в 1975 г. были открыты классические решения уравнений Янга — Миллса — инстантоны³⁴, для которых θ -член явно существует:

$$\left(\int d^4x G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a \right)_{\text{инстантон}} = \frac{32\pi^2}{g_s^2}.$$

Нарушение общего утверждения о несущественности полных производных связано с тем, что поле инстантона недостаточно быстро спадает на бесконечности.

Не полагаясь на одноинстантонное приближение, можно проследить, что если $\tilde{\theta} \neq 0$, то CP -инвариантность действительно нарушается в физических процессах⁵³, причем характерный масштаб нарушения порядка

$$\tilde{\theta} \frac{m_q}{\mu},$$

где m_q — масса легчайшего кварка (~ 4 МэВ), μ — характерная масса (~ 200 МэВ).

Таким образом, наивная аргументация раздела а) гл. 6 неверна и CP -инвариантность не является «естественной» симметрией сильных взаимодействий.

г) $U(1)$ -симметрия и аксион

Если в теории есть безмассовый кварк, то CP -нарушения от θ -члена не возникает. Это видно уже из того, что угол α , входящий в выражение (6.9) для $\tilde{\theta}$, неопределен и всегда может быть выбран так, чтобы обратить в нуль $\tilde{\theta}$. Напомним, что угол α был введен (6.4), как угол γ_5 -поворота, и фиксировался CP -инвариантной формой массового члена.

Введение⁴⁷⁻⁴⁹ нового аксионного поля позволяет иметь $U(1)$ -симметрию относительно γ_5 -поворота даже для массивного кварка. Эффективный

параметр θ^{eff} становится зависящим от вакуумного среднего аксионного поля. Это вакуумное среднее выбирается из условия минимальности энергии вакуума, что как раз отвечает $\theta^{\text{eff}} = 0$, т. е. CP -сохранению.

Разберем введение аксиона на примере одного кварка Q ^{47, 53}. Пусть масса этого кварка возникает спонтанно от взаимодействия с комплексным полем φ :

$$\mathcal{L} = \bar{Q} i \gamma_\mu D_\mu Q - h (\varphi \bar{Q}_R Q_L + \varphi^* \bar{Q}_L Q_R) + \\ + \partial_\mu \varphi^+ \partial_\mu \varphi + m^2 \varphi^+ \varphi - f^2 (\varphi^+ \varphi)^2 - \frac{1}{4} \bar{G}_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a.$$

Формально этот лагранжиан инвариантен относительно $U(1)$ -преобразований:

$$Q \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5} Q, \quad \varphi \rightarrow e^{-2i\alpha} \varphi.$$

Поле φ имеет ненулевое вакуумное среднее вида

$$\varphi = \frac{m}{f\sqrt{2}} e^{i\beta}.$$

Фаза β в классическом приближении не определена. Она входит в массовый член кварка и при учете кварковых петель, как мы видели в предыдущих разделах, переопределяет параметр θ , $\theta^{\text{eff}} = \theta + \beta$. Отличие состоит в том, что теперь это не фиксированный параметр теории, а поле, которое подбирается из условия минимальности энергии вакуума.

Нетрудно проверить, что энергия вакуума квадратична по θ^{eff} при малых θ^{eff} . Действительно, член первого порядка пропорционален $\langle 0 | G_{\mu\nu}^a \bar{G}_{\mu\nu}^a | 0 \rangle$, где усреднение идет по CP -четному вакууму, и обращается в нуль. Поэтому β таково, что $\theta^{\text{eff}} = \theta + \beta = 0$ и CP -нарушения автоматически нет.

Какие частицы описывает такая схема? Кроме кварка с массой $m_Q = h\varphi_0$ имеется скалярная частица, отвечающая колебаниям модуля φ , с массой $m\sqrt{2}$ и псевдоскалярная, связанная с колебаниями фазы. Масса этой частицы — аксиона — возникает лишь за счет петель и пропорциональна $\alpha_s/\langle \varphi_0 \rangle$.

Если параметр m стремиться к бесконечности (при фиксированных h и f), то масса кварка и скалярного поля тоже стремятся к бесконечности. Масса же аксиона стремится к нулю, так же как и его взаимодействие с глюонами. Таким образом, в этом пределе аксион становится стерильной частицей и не взаимодействует с нашим миром. Нет никаких экспериментальных предсказаний (кроме принципиального существования практически безмассовой частицы), и все выглядит как теоретический фантом. Отчасти такое решение закономерно: вся проблема CP -инвариантности возникла от расстояний порядка обратного импульса обрезания и может быть решена ценой введения крайне тяжелого кварка. Остается, однако, ощущение неуклюжести всей конструкции.

В оригинальных работах Вайнберга и Вильчека^{48, 49} была предложена более оптимистическая модель аксиона. Они не вводили нового кварка, а ввели лишь новое скалярное поле, взаимодействующее со старыми кварками, т. е. усложнили несколько модель Зайнберга — Салама. Тогда возникают определенные экспериментальные следствия, которые, видимо, уже противоречат опыту. Важно, однако, понимать, что решение Вайнберга и Вильчека не является обязательным.

7. НОВОЕ СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 1 ТэВ — АЛЬТЕРНАТИВА ХИГГСОВСКИМ БОЗОНАМ

Чтобы читатель мог лучше судить о том, обязательны ли хиггсовские бозоны, мы остановимся кратко на возможном варианте теории, в котором нет элементарных скалярных полей. Следует, правда, оговориться, что такие варианты значительно менее разработаны.

Идея состоит в том, чтобы хиггсовские частицы сделать составленными^{33, 55}. Для этого вводится новое сильное взаимодействие со свойствами, похожими на обычное, однако имеющее характерный масштаб масс и энергий порядка 1 ТэВ вместо 1 ГэВ. Рост амплитуд слабых взаимодействий прекращается при энергиях порядка ТэВ, т. е. в области, где слабые взаимодействия имеют эффективную константу порядка единицы.

а) Д и н а м и ч е с к а я м а с с а

Чтобы понять, как в теории может возникать масса без элементарных скаляров, обратимся к примеру низкоэнергетической пионной физики, или киральной инвариантности⁵⁶.

Если кварки безмассовые, то аксиальный ток сохраняется, что, казалось бы, требует равенства нулю и массы нуклона. Есть, однако, и другой выход — существование безмассовой частицы⁵⁷. Тогда матричные элементы аксиального тока имеют вид

$$\langle A | j_\mu^5 | B \rangle = \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) M_{\nu}^{AB}(q), \quad q = p_B - p_A, \quad (7.1)$$

где величина M_{ν}^{AB} конечна и не равна нулю при $q = 0$.

Полус в выражении (7.1) при $q^2 = 0$ отождествляют с π -мезоном, который становится безмассовым в пределе точной киральной симметрии. Сейчас отвлечемся от реального нарушения симметрии и будем считать пион безмассовым.

Необходимым условием такой перестройки состояний — появления массы у фермиона и возникновения безмассовой псевдоскалярной частицы — является образование вакуумного конденсата:

$$\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle \neq 0. \quad (7.2)$$

Годдстоуновская (безмассовая) частица — возбуждение этого конденсата. Образуется или нет конденсат — вопрос динамики. Например, некоторые материалы являются ферромагнетиками, и в них образуются домены, области с выстроенными спинами, другие — нет. Если образовался конденсат (7.2), то в теории возник массовый параметр и массы частиц могут через него выражаться. В квантовой хромодинамике можно отчасти проследить, как это происходит въявь⁵⁸.

Динамический характер массы нуклона проявляется в появлении формфактора. Масштаб масс Λ , на котором меняется формфактор, определяется расстояниями, на которых сильные взаимодействия имеют константу порядка 1, $\alpha_s(\Lambda) \sim 1$. Если бы даже не было возможности непосредственно убедиться в неточности нуклона, то прийти к заключению о том, что πN -взаимодействие не является фундаментальным, можно было бы по неперенормируемости феноменологического кирального лагранжиана, описывающего это взаимодействие. Отличие аксиальной константы нуклона g_A от 1 также могло бы навести на мысль, что нуклон не элементарен.

В настоящее время нет никаких указаний на то, что история повторяется в случае кварков и (или) лептонов. Нельзя, однако, исключить, что подобные признаки появляются при переходе к более высоким энергиям.

б) Новое сильное взаимодействие

Замечательно, что даже в отсутствие каких-либо экспериментальных указаний на динамический характер масс кварков или W-бозонов можно указать масштаб масс, на котором должны возникать новые явления, если массы динамические^{33, 35}.

Обратимся для этого к вопросу о массе промежуточного векторного бозона. В стандартной модели массивный векторный бозон возникал благодаря «объединению» безмассовых векторной и скалярной частиц.

Довольно очевидно, что роль элементарного безмассового скаляра может сыграть и составной, голдстоуновский бозон⁵⁹. Действительно, пусть есть безмассовый векторный бозон (W), взаимодействующий с некоторым (гипотетическим) π^T -мезоном. Найдем массовый оператор векторного бозона.

Пропагатор векторной частицы $D_{\mu\nu}(q)$ записывается в общем виде как

$$D_{\mu\nu} = -i \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) D(q^2), \quad D(q^2) = \frac{1}{q^2 - q^2 \Pi(q^2)}, \quad (7.3)$$

$$(g_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \Pi(q^2) = i g^2 \int d^4 x e^{iqx} \langle 0 | T j_\mu(x) j_\nu(0) | 0 \rangle$$

Если есть безмассовый π^T -мезон, то функция $\Pi(q^2)$ имеет полюс

$$\Pi(q^2) = g^2 \frac{(F_\pi^T)^2}{q^2},$$

отвечающий этому пиону, F_π^T — соответствующий вычет. Подставляя в (7.3), убеждаемся, что у векторной частицы возникла масса

$$m_W^2 = g^2 (F_\pi^T)^2$$

(голдстоун при этом стал ненаблюдаемым).

Подставляя эмпирическое значение массы m_W , получаем

$$F_\pi^T \sim 250 \text{ ГэВ}. \quad (7.4)$$

Теперь окончательно ясно, что обычный пион не может объяснить массу W: его константа связи, f_π , в 2000 раз меньше.

Следовательно, мы должны предположить, что существует мир новых сильных взаимодействий, в котором происходит нарушение киральной симметрии лагранжиана. Этот мир может быть во многом похож на известные нам сильные взаимодействия. Однако существенное отличие, однако, наверняка есть: масштаб масс в новом мире примерно в 1000 раз больше, т. е. новые явления происходят в тераэлектрон-вольтной области.

Из этой тераэлектрон-вольтной области при доступных нам энергиях проявляются только голдстоуновские частицы, остальные состояния слишком тяжелые, чтобы их возбуждение было заметным.

Первая проверка высказанной гипотезы о происхождении масс векторных бозонов — посмотреть, выполнено ли соотношение между m_Z и m_W (формула (2.26) гл. 2). Оказывается, что да:

$$\frac{m_Z^2}{m_W^2} = \frac{|\langle 0 | j_\mu^Z | \pi_T^0 \rangle|^2}{|\langle 0 | j_\mu^W | \pi_T^\pm \rangle|^2} = \frac{g^2 + g'^2}{g^2} = \frac{1}{\cos^2 \theta_W}, \quad (7.5)$$

где мы воспользовались обычными изотопическими соотношениями, чтобы связать константы связи Z -бозона с π_T^0 и W^+ с π_T^+ .

Поправка к соотношению (7.5), связанная с другими состояниями (например, ρ_T), невелика. Она может быть оценена как

$$g^2 \left[\frac{F_\pi}{(g_\rho^2/4\pi) m_\rho} \right]_T,$$

т. е. очень мала, если отношение констант в новом мире (т. е. с индексом T) такое же, как в нашем.

в) Псевдоголдстоуновские мезоны

Попытки реалистических построений связаны с многократным применением трюка объединения безмассовых векторных бозонов и голдстоуновских частиц в массивные векторные частицы. Обсуждение этих попыток выходит за рамки настоящего обзора, тем более что они, видимо, далеки от окончательного варианта. Важно отметить, однако, появление новых частиц в моделях со спонтанным нарушением симметрии: так называемых псевдоголдстоуновских мезонов с массой порядка массы W -бозона^{33,55}. Дело в том, что при спонтанном нарушении симметрии новых сильных взаимодействий возникает, вообще говоря, много безмассовых псевдоскалярных частиц. Судьба их различна. Только три из них не будут наблюдаемы из-за смешивания с $W^\pm$ - и Z -бозонами.

Часть приобретает массу при учете электромагнитных и слабых взаимодействий. Такие частицы называются псевдоголдстоуновскими: соответствующий ток сохраняется только в некотором пределе, когда не учитываются электромагнитные взаимодействия. Их масса была бы, очевидно, порядка

$$m^2 \sim (1 \text{ ТэВ})^2 e^2$$

и сравнима с массой $m_{W,Z}$.

Наконец, наиболее трудную проблему представляют безмассовые частицы, которые связаны со спонтанным нарушением строгой симметрии лагранжиана, для которой нет соответствующих векторных полей.

г) Проблема безмассовых частиц

Если нет скалярных полей, то известный $SU(2) \times U(1)$ -лагранжиан инвариантен относительно вращений правых компонент s - и d -кварков:

$$s_R \rightarrow s_R \cos \theta + d_R \sin \theta, \quad d_R \rightarrow d_R \cos \theta - s_R \sin \theta.$$

Действительно, как s_R , так и d_R являются синглетами по группе $SU(2) \times U(1)$, требование перенормируемости запрещает вводить затравочную массу s - или d -кварку, так что s_R и d_R неотличимы (в стандартной модели s - и d -кварки по-разному взаимодействуют со скалярными частицами).

Если наблюдаемое различие в массах обычных и странных частиц возникает благодаря спонтанному нарушению симметрии, то должен быть голдстоуновский бозон φ^0 , связанный с s_R и d_R .

Вершина распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + \varphi^0$ выглядела бы как

$$M(K^+ \rightarrow \pi^+ \varphi^0) = \frac{1}{F} \langle \pi^+ \varphi^0 | s_R \gamma_\mu d_R \partial_\mu \varphi^0 | K^+ \rangle,$$

и даже при $F = 3 \cdot 10^3 \text{ ТэВ}$ относительная вероятность этого распада была бы порядка единицы.

Таким образом, в теории без хиггсовских бозонов нужно вводить какое-то новое взаимодействие, различающее s_R и d_R .

8 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хиггсовский механизм генерации масс, включенный в модель Вайнберга — Салама, уже сыграл огромную роль в развитии физики элементарных частиц за последние годы. Построение перенормируемых моделей стимулировало экспериментальные исследования. В свою очередь, экспериментальное подтверждение предсказаний укрепило веру в лагранжеву теорию поля, убеждение, что перенормируемые теории действительно выделены. Можно вспомнить также, что именно в хиггсовских моделях были открыты первые приложения топологически нетривиальных решений к элементарным частицам, которые затем перекочевали в квантовую хромодинамику.

Хиггсовские бозоны стали столь привычным объектом, что трудно представить, что сейчас нет никаких прямых или убедительных косвенных экспериментальных доказательств их существования. Поиск хиггсовских бозонов представляется одной из самых достойных современного эксперимента задач.

Довольно парадоксально, но модели с хиггсовскими бозонами становятся сейчас жертвой собственного успеха. Зера во всеилие теории предъявила иные требования к уже созданным теоретическим построениям. Например, кажется неизбежным объединение не только электромагнитных и слабых, но также и сильных взаимодействий

Занимаясь подобными вопросами, теоретик не может не помнить, что известные модели не разрешили целого ряда фундаментальных проблем, например.

проблема нуля заряда с учетом хиггсовского сектора моделей,

проблема «естественного» сохранения CP -четности в сильных переходах,

проблема вычисления спектра масс кварков и лептонов,

проблема разных масштабов масс в «великом синтезе» и т. д.

Сейчас не ясно, сможет ли теория ограничиться известными идеями при решении подобных проблем, или появятся новые радикальные решения, которые могут сделать ненужными и хиггсовские бозоны.

В заключение мы хотели бы выразить благодарность Л. Б. Окуню за полезные обсуждения и любезное предложение написать настоящий обзор для УФН, а также А. А. Ансельму за обсуждения и замечания.

Институт ядерной физики
СО АН СССР, Новосибирск
Институт теоретической
и экспериментальной физики,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Weinberg S — Phys Rev Lett, 1967, v 19, p 1264
Salam A — In Elementary Particle Theory Ed N Svartholm — Stockholm: Almquist and Forlag 1968
- Yang C N, Mills R. — Phys. Rev. 1954, v 96, p 191
t'Hooft G — Nucl Phys Ser B 1971 v. 33 p 173, v 35, p 167
- Baltay C — In Proc of the 19th Intern Conference on High Energy Physics — Tokyo, 1978 — P 882
Барков Л М, Золотарев М С — Письма ЖЭТФ, 1978 т 27 с 379; т 28, с 544; Phys Lett Ser B, 1979, v 85, p 308
Prescott C Y et al — Ibid. 1978, v 77 p 347, v 84, p 524
- Ваннштейн А И, Хриплов И Б — УФН, 1974 т 112 с 685
Abers F S, Lee B W — Phys Rept, 1973 v 9C p 1
Bernstein J — Rev Mod Phys. 1974 v 46 p 7 — Перевод двух последних работ — в кн Ивантова теория калибровочных полей — М Мир, 1977

- 5 а) Богомольный Е Б — ЯФ, 1973, т 18, с 574, 1974, т 20, с 984
б) Ellis J, Gaillard M K, Nanopoulos D V — Nucl Phys Ser B, 1976, v 106, p 292
- 6 Linde A — Rept Progr Phys, 1979, v 42, p 389
- 7 Weinberg S — In A Festschrift for I I Rabi — N Y. Academy of Sciences, 1978, Proc of 19th Intern Conference on High Energy Phys — Tokyo, 1978 — P 907, Phys Lett Ser B 1979 v 82, p 387
- 8 Gaillard M K — Comm Nucl and Part Phys 1978, v 8, p 31
Ellis J Weak Interactions at High Energies Proc of Summer Institute on Partical Physics — SLAC Report № 215 — 1978
- 9 Матинян С Г — УФН 1980 т 130, с 3
- 10 Schwinger J — Ann Phys (N Y), 1957 v 2, p 407
- 11 Glashow S L, — Nucl Phys, 1961, v 22, p 579
- 12 Georgi H, Glashow S L — Phys Rev Lett 1972, v 28, p 1494
- 13 Ландау Л Д — ЖЭТФ, 1940, т 10, с 718, то же Собрание трудов Т 1 — М Наука, 1969 — С 322
- 14 Вайнштейн А И, Хриплович И Б — ЯФ 1971, т 13, с 198.
Vainshtein A I, — Lett Nuovo Cimento, 1972 v 5, p 680
- 15 Богомольный Е Б, Захаров В И, Окунь Л Б — В кн Элементарные частицы — М Атомиздат, 1973 — Вып 1, с 49
- 16 Englert F, Brout R — Phys Rev Lett, 1964, v 13, p 321
Higgs P W — Phys Lett, 1964 v 12 p 132, Phys Rev., 1966, v 145 p 1156
- 17 Kibble T W B — Phys Rev, 1967, v 155, p 1554
- 18 Bjorken J D, Llewellyn Smith C H — Ibid Ser D, 1973, v 7, p 887
- 19 Pati J C, Salam A — Ibid, 1973, v 8, p 1240
- 20 Georgi H, Glashow S L — Phys Rev Lett, 1974, v 32, p 438
- 21 Georgi H, Quinn H R, Weinberg S — Phys Rev Lett, 1974, v 33 p 451
- 22 Glashow S L, Weinberg S — Phys Rev Ser D, 1977, v 15, p 1958
- 23 Deshpande N G, Ma E — Ibid 1978, v 18, p 2574
- 24 Fritzsche H, Gell Mann M, Minkowski P — Phys Lett Ser B, 1975, p 59, p 256
- 25 Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I — Phys Rev Ser D, 1978, v 18, p 2583, 1979, v 19, p 2815 (errata).
- 26 Chanowitz M S, Ellis J, Gaillard M K — Nucl Phys Ser B, 1977, v 128, p 506
- 27 Bjorken J D, Weinberg S — Phys Rev Lett, 1977, v 38 p 622
Anselm A A, D'yakonov D I — Nucl Phys Ser B, 1978, v 145, p 271
- 28 Weinberg S — Ibid, 1976, v 37, p 657
Anselm A A, D'yakonov D I — Nucl Phys Ser B, 1978 v 145, p 271
- 29 Линде А — Письма ЖЭТФ, 1976, т 23, с 73
Weinberg S — Phys Rev Lett, 1976 v 36, p 294
- 30 Coleman S, Weinberg E — Phys Rev Ser D, 1973, v 7, p 1888
- 31 Dicus D A, Mathur V S — Ibid, p 3111
- 32 Lee B W, Quigg C, Thacker H B — Ibid, 1977, v 16 p 1519
- 32 Veltman M — Acta Phys Pol Ser B 1977, v 8, p 475, Phys Lett Ser B, 1977 v 70, p 253
- 33 Weinberg S — Phys Rev Ser D, 1976, v 13, p 974
- 34 Gildener E — Ibid 1976, v 14, p 1667
Mahanthappa K T, Unger D G — Phys Lett Ser B, 1978, v 78, p 604
- 35 Зельдович Я Б, Кобзарев И Ю, Окунь Л Б — ЖЭТФ, 1974, т 67, с 36
- 36 Киржниц Д А — Письма ЖЭТФ, 1972, т 15, с 745
Kirzhnits D A, Linde A D — Phys Lett Ser B, 1972, v 42, p 471
- 37 Поляков А М — Письма ЖЭТФ, 1974, т 20, с 430
Thoof G — Nucl Phys Ser B, 1974, v 79, p 276
- 38 Богомольный Е Б, Маринов М С — ЯФ, 1976, т 23, с 676
- 39 Zeldovich Ya B, Khlopov M Yu — Phys Lett Ser B, 1978, v. 79, p 237
- 40 Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I — Ibid 1978, v 73 p 443
- 41 Wilczek F — Phys Rev Lett, 1977, v 39, p 1304
- 42 Вайнштейн А И и др — ЯФ, 1979, т 30, с 1368
- 43 Иоффе Б Л, Хозс В А Препринт ЛИЯФ-274 — Ленинград, 1976
- 44 Glashow S L, Nanopoulos D V, Yildiz A — Phys Rev Ser D 1978 v 18 p 1724

45. Georgi H., Glashow S., Manacek M., Nanopoulos D. V.—*Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 692.
46. Golowich E., Yang T. C.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1979, v. 80, p. 245.
47. Peccei R. D., Quinn H. R.—*Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 38, p. 1440; *Phys. Rev. Ser. D*, 1977, v. 16, p. 1791.
48. Weinberg S.—*Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 233.
49. Wilczek F.—*Ibid.*, p. 279.
50. Weinberg S.—*Ibid.*, 1973, v. 31, p. 494; *Phys. Rev. Ser. D*, 1973, v. 8, p. 4482.
51. Иоффе Б. Л.—*ЖЭТФ*, 1960, т. 38, с. 1263.
52. Adler S. L.—*Phys. Rev.*, 1969, v. 177, p. 2426.
53. Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I. Preprint ITEP-64, 1979.
54. Belavin A., Polyakov A., Shwartz A., Tyupkin Yu.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1975, v. 59, p. 85.
55. Susskind L. Stanford University Preprint.— 1979.
Dimopoulos S., Susskind L. Stanford University Preprint ITP-626, 1979.
56. Nambu Y.—*Phys. Rev. Lett.*, 1960, v. 4, p. 380.
Nambu Y., Jona-Lasinio G.—*Phys. Rev.*, 1961, v. 122, p. 485.
57. Goldstone J.—*Nuovo Cimento*, 1961, v. 19, p. 15.
58. Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1979, v. 147, p. 385, 445.
59. Schwinger J.—*Phys. Rev.*, 1962, v. 125, p. 397.
Мигдал А. А., Поляков А. М.—*ЖЭТФ*, 1966, т. 51, с. 135.
Jackiw R., Johnson K.—*Phys. Rev. Ser. D*, 1973, v. 8, p. 2386.
Cornwall J. M., Norton R. F.—*Ibid.*, p. 3338.